

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

КЛАССИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТСКИЙ УЧЕБНИК



В.С.Мурзин

АСТРОФИЗИКА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ



Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

В. С. Мурзин

АСТРОФИЗИКА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Учебное пособие



УДК 52
ББК 22.38
М91

Рецензенты:

Л.Б. Безруков, доктор физико-математических наук
Л.А. Кузьмичев, доктор физико-математических наук

Мурзин В.С.
М91 Астрофизика космических лучей: Учебное пособие для
вузов. - М.: Университетская книга; Логос, 2007. - 488 с.
ISBN 978-5-98704-171-6

Освещается современное состояние науки о Вселенной и ее важнейшей составной части — физики космических лучей. Рассматриваются методы изучения космических лучей. Раскрываются научные представления о Вселенной, дается теоретическое описание строения Метагалактики. Подробно рассматривается космическое излучение, исследования которого являются одним из важнейших источников научных знаний о Вселенной. Учебный материал излагается исходя из задач формирования физического мировоззрения и понимания происхождения мира студентом. По сравнению с 3-м изданием (М.: Изд-во МГУ, 1988) содержание книги дополнено новейшими открытиями ненаблюдаемых «темной материи» и «темной энергии» в Метагалактике, изменений в режиме ее расширения, а также открытием массы нейтрино и «гамма-барстеров», возможным отсутствием верхней границы энергетического спектра космического излучения и др.

Для студентов высших учебных заведений, получающих образование по направлениям: «Физика», «Радиофизика», специальностям: «Физика», «Астрономия», «Физика земли и планет». Представляет интерес для ученых и специалистов, занятых решением проблем астрофизики и изучением процессов, происходящих в космическом пространстве.

ББК 22.38

ISBN 978-5-98704-171-6

© Мурзин В.С., 2006
© Университетская книга, 2006
© Логос, 2007

Предисловие к четвертому изданию

Настоящий учебник представляет собой общий курс, знакомящий студентов с современным состоянием науки о Вселенной и ее важнейшей составной частью – физикой космических лучей. Этот курс позволяет сформировать физическое мировоззрение и понимание происхождения нашего мира. Это особенно важно в связи с новейшими открытиями: ненаблюдаемой «темной материи» и «темной энергии» во Вселенной, массы нейтрино, проблемы ожидаемой верхней границы энергетического спектра космического излучения, «гамма-барстеров» и др. Эти открытия порождают целый ряд нерешенных проблем и, во-первых, показывают тесное слияние астрофизики и ее составной части – физики космических лучей, во-вторых, открывают широкие перспективы для новых экспериментальных и теоретических исследований. Изучение перечисленных вопросов уже способствовало развитию новых технологий (исследования на космических аппаратах, создание аппаратуры для глубоководных и подземных исследований, хлоруглеродные и галлиевые детекторы для исследования нейтрино) и, в перспективе, нейтринных технологий.

В новом издании рассмотрены все основные вопросы физики космических лучей. В то же время автор решил исключить ряд вопросов, относящихся к физике взаимодействий, поскольку эти проблемы изучаются в специальных курсах. Для справок в приложении даны некоторые выводы из последних результатов в этой области, важные для физики космических лучей, главным образом, в методическом отношении. В некоторых разделах, где темп развития физики космических лучей был не

столь высок, текст учебника практически не отличается от предыдущего издания. Уделено особое внимание новым экспериментальным установкам для исследования космических лучей сверхвысоких энергий. Уделено внимание разъяснению терминологии. 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 и примеров. Даны задачи и вопросы для самопроверки. В конце книги приведены значения некоторых важных констант.

Предыдущее издание «Введение в физику космических лучей» уже зарекомендовало себя как достаточно полное. Это единственный в России учебник столь широкого профиля. Он использовался в университетах и институтах Советского Союза и России, ряда зарубежных стран, где ведется подготовка специалистов по астрономии, астрофизике, физике Космоса и околоземного пространства.

Важное значение этих направлений признано во всем мире, результатом чего явилось недавно (2002) присуждение Нобелевской премии за работы в области физики космических нейтрино.

Начиная с 1970 г. учебник выдержал три издания. Учебник рассчитан не только на студентов, специализирующихся в области физики космических лучей. Он, как надеется автор, будет полезен астрономам, астрофизикам, геофизикам, а также тем, кто занимается вопросами безопасности полетов самолетов и космонавтов.

Новое название «Астрофизика космических лучей» призвано подчеркнуть изменения, произошедшие в физике космических лучей за последнее десятилетие: ослабление внимания к ядерно-физическому аспекту и рост интереса к проблемам мироздания.

Быть может, новое издание повысит интерес молодых физиков к этой увлекательной, полной загадок и таинственных явлений науке. В книге отсутствует исторический обзор развития физики космических лучей. Эта наука уже настолько сформировалась, что потребуются отдельная монография, чтобы понять пути ее развития. Этому вопросу посвящен ряд книг, по мнению автора, неполных и часто тенденциозных. Ограниченное число ссылок имеется в тексте.

В своей работе автор постоянно обращался за помощью и советами к товарищам по работе: И.Н. Ерофеевой, А.А. Лагутину, Е.А. Мурзиной, Н.А. Никитину, Т.М. Рогановой, Л.Г. Свешниковой, Г. Шозиёву. Всем им автор приносит самую глубокую благодарность. Особенно признателен автор тем, кто прочел рукопись и сделал многочисленные, порой очень существенные, замечания.

Автор надеется, что новый учебник будет полезен студентам старших курсов университетов, аспирантам и молодым ученым, желающим расширить свое образование.

Однако объем книги не позволил подробно рассмотреть некоторые вопросы. Эта книга не для первого чтения. Автор предполагал, что студенты усвоили материал курсов: «Физика сильных и электрослабых взаимодействий», «Взаимодействие частиц с веществом», вводный курс по физике космических лучей, а также «Физика плазмы космического пространства», «Экспериментальные методы космофизики», «Физика высоких энергий и элементарные частицы».

Из предисловия 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 (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. Логачеву, Э.А. Мамиджаняну, Е.А. Мурзиной, С.И. Никольскому, Т.М. Рогановой, В.И. Саврину, Л.И. Сарычевой, Г.Б. Христиансену.

Из предисловия ко второму изданию

Цель книги – 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 лекционного курса затронуты здесь лишь схематически. 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).

Введение

§ 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. В настоящее время наука о космических лучах сформировалась как самостоятельная отрасль физики. Характерными чертами любой отдельной науки следует считать особый предмет исследования и связанные с ним специфические методы исследования, а также ее теоретическое или прикладное значение. 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 для физики космических лучей заимствованы из других наук. Использование высокогорных станций, баллонов (воздушных шаров), спутников Земли, ракет, межпланетных и орбитальных станций, грандиозных подземных лабораторий 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. Еще задолго до полетов межпланетных космических станций исследование вариаций привело к выводу о непрерывном испускании Солнцем корпускулярных потоков и существовании солнечного ветра, что позволило оценить масштабы неоднородности магнитных полей в межпланетном пространстве. В последние годы ускоренно развивалась астрофизика космических лучей. Космическое радиоизлучение, рентгеновское и γ -излучения чаще всего создаются электронами, протонами и ядрами космических лучей. Появилась и совершенно новое направление – нейтринная астрофизика. Благодаря всему этому мы можем изучать космическое излучение далеко за пределами нашей Галактики и проникать в первые мгновения рождения Вселенной.

Наконец, следует отметить большое прикладное значение физики космических лучей, особенно для проблем космических полетов, астрофизики высоких энергий. 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. Существует возможность «просвечивания» крупных сооружений или горных массивов космическими мюонами¹.

¹ На первых этапах изучения космического излучения существенную роль сыграло разделение космических частиц на мягкую и жесткую компоненты. Электроны, входящие в состав излучения на уровне моря, практически полностью поглощаются в 10 см свинца. Их относили к мягкой компоненте. Частицы, проходящие через такой фильтр, называли жесткими. Это в основном мюоны (или протоны). Сейчас такое деление потеряло смысл.

Вывод. Физика космических лучей является самостоятельной отраслью 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 атомными ядрами. Так, в науке о космических лучах появился ядерный аспект, сближающий ее с физикой элементарных частиц. Этому направлению было посвящено огромное число работ. В связи с постройкой гигантских ускорителей и коллайдеров исследования ядерных взаимодействий в космических лучах отошли на второй план. Важнейшим стало изучение свойств самого первичного космического излучения. Предметом этого направления являются собственно космические лучи в их истоках, не искаженные влиянием Земли и ее атмосферы. Здесь физика космических лучей смыкается с астрофизикой, физикой Солнца, радиоастрономией и физикой плазмы. Изучение космических излучений позволяет проникнуть в далекое прошлое нашей Вселенной, к самым ее временным и пространственным истокам, где известные нам законы физики предстают в совершенно ином виде. Границы физики космических лучей расширяются и термин «космические лучи» или «космическое излучение» в широком смысле означает любой вид газа в космическом пространстве, который находится в состоянии, далеком от термодинамического равновесия и столкновениями частиц которого между собой можно пренебречь.

Наконец важное 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 атмосферой.

Вывод. Физика космических лучей включает множество проблем, тесно связанных между собой и находящихся на стыке физики элементарных частиц, физики космического пространства, астрофизики и геофизики. Вследствие этого она отличается необычным динамизмом развития.

§ В.2. Что измеряют в опытах с космическими лучами

Основными параметрами, которые измеряются в космических лучах, являются:

- 1) интенсивность космических частиц;
- 2) их энергетический спектр и угловое распределение;
- 3) состав космического излучения.

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

$$J = dN/d\sigma d\Omega dt dE \text{ (см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ)}^{-1},$$

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 J и светосилы прибора (или геометрического фактора) S :

$$N/t = JS, \quad dS = ds_1 ds_2/R^2. \quad (\text{В.1})$$

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

Вычисление светосилы прибора является важнейшим этапом экспериментального исследования космических лучей.

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

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

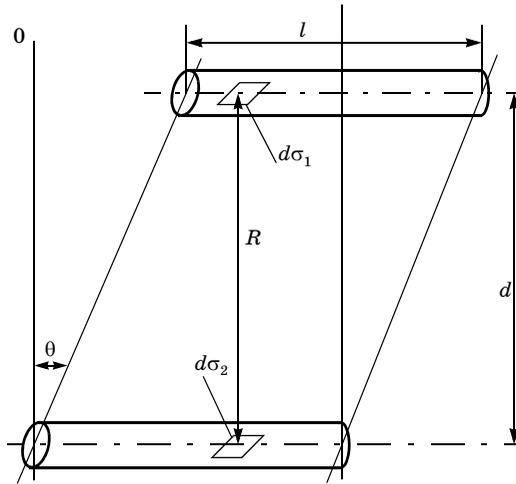


Рис. В.1. Простейший телескоп

Пример. На уровне моря угловое распределение жесткой компоненты космического излучения (мюонов) имеет вид $J(\theta) = J_0 \cos^2 \theta$. Интегрируя выражение (В.2) по $d\sigma_1$ и $d\sigma_2$, находим

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{4} a^2 \left[\frac{l^2}{l^2 + d^2} + \frac{3l}{d} \operatorname{arctg} \frac{l}{d} \right] J_0, \quad (\text{В.3})$$

где a – диаметр счетчика, l – его длина, d – расстояние между счетчиками, θ – угол плоскости телескопа с вертикалью (рис. В.1). Множитель перед J_0 можно считать светосилой телескопа.

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

$$dN/dt = (a^2 \cdot l/d) \operatorname{arctg}(l/d) J_0. \quad (\text{В.4})$$

Измерив число совпадений N , по формулам (В.3) и (В.4) определяют J_0 .

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

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

и глобальную интенсивность

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

В случае изотропии излучения в верхней полусфере

$$I(E) = \pi J_0(E). \quad (\text{B.7})$$

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 $n(E) = J(E)/v$, где v – скорость частиц. При изотропном распределении излучения

$$n(E) = \pi J_0(E)/v. \quad (\text{B.8})$$

Очевидно, что интегральная концентрация частиц с энергией выше E

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

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

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

Величина $J(E) = dN/dE$ называется дифференциальным энергетическим спектром. Она равна интенсивности частиц в единичном энергетическом интервале при средней энергии E . Аналогично определяют импульсный спектр $J(p) = dN/dp$, который связан с энергетическим простыми преобразованиями. Пользуются также и представлением спектров в интегральной форме

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

Важной характеристикой космического излучения является степень его анизотропии, характеризуемая коэффициентом анизотропии δ . Если по некоторому направлению θ_1 наблюдается максимум интенсивности $J_{\text{макс}}(\theta_1)$, а по другому – минимум $J_{\text{мин}}(\theta_2)$, то

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

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

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

где T – длительность звездных суток, A_n – амплитуда, φ_n – фаза n -й гармоники. Чаще ограничиваются исследованием первой гармоники и фазы A_1 и φ_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 фазовом пространстве: x, y, z, p_x, p_y, p_z . Теорема Лиувилля состоит в том, что плотность частиц в фазовом пространстве dVd^3p не меняется с течением времени:

$$n(r, p) = dn(r, p)/dVd^3p = \text{const.}$$

Обычно в космических лучах измеряют интенсивность J , которая связана с плотностью частиц соотношением (В.8). Тогда из теоремы Лиувилля

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

и

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

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

$$J(E) dE = J[p(E)] (dp/dE) dE = J(p) (p/E) dE .$$

Поэтому

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

Из (В.13) следует, что отношение

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

вдоль любой траектории в фазовом пространстве.

ЧАСТЬ I

Космические лучи
и методы их изучения

ГЛАВА 1. Движение частиц в магнитном поле

§ 1.1. Магнитная жесткость и определение импульса заряженных частиц

Первым доказательством существования корпускулярного космического излучения служило наблюдение частиц в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле. Многие космические частицы, обладая электрическим зарядом, отклоняются в магнитном поле. При движении частицы с зарядом ze в магнитном поле \mathbf{B} на нее действует сила Лоренца. 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, m_0 – масса покоя частицы. Сила Лоренца, как это видно из правой части уравнения (1.1), направлена перпендикулярно 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 $v_y \parallel \mathbf{B}$ и $v_x \perp \mathbf{B}$. Параллельная составляющая $v_y = \text{const}$, поэтому 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 $pc/ze = \xi$ равна энергии, отнесенной 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 электрон-вольтах, B – в гауссах, R – в сантиметрах, z – в зарядах электрона:

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

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

Магнитное поле Земли. Земля, Юпитер, Сатурн, Солнце, вся Солнечная система, Галактика и Метагалактика в целом имеют магнитные поля. Они играют существенную роль во многих процессах, происходящих в доступной нашему изучению области 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 \cdot см³, 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 южного геомагнитного полюса были: $75^{\circ}36'$ с. ш., 101° з. д. в северном полушарии (север Канады), северного полюса: $66^{\circ}18'$ ю. ш., 141° в. д. (Антарктида)¹. Сейчас полагают, что дрейф полюса происходит в обход Аляски к берегам Сибири. Там он может оказаться во второй половине XXI в.

Так как геомагнитные полюсы не совпадают с географическими, 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.

¹ Магнитное поле Земли не остается постоянным. Поэтому каждые пять лет составляются специальные магнитные карты, показывающие распределение поля на земной поверхности в данную эпоху.

Таблица 1.1

Географические координаты южного магнитного полюса в разные годы

Год	Широта	Долгота
1990	76°06' N	100°00' E
2001	81,20° N	110°48' E
2002	81,6° N	111,6° E
2003	82,0° N	112,4° E
2004	82,3° N	113,4° E
2005	82,7° N	114,4° E

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

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

где \mathbf{M} – магнитный момент диполя, R – расстояние от его центра. 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, λ – магнитная широта (рис. 1.1). Напряженность поля вдоль силовой линии меняется по закону

$$B(\lambda) = \frac{\mathbf{M}}{R_0^3 \cos^6 \lambda} \sqrt{1 - 3 \cos^2 \lambda}. \quad (1.7)$$

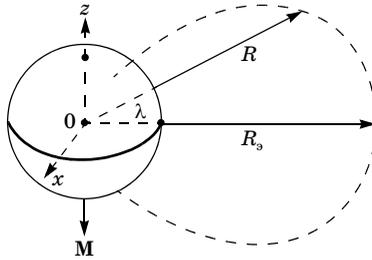


Рис. 1.1. Полярная система координат. Ось z направлена в сторону северного географического полюса. \mathbf{M} – магнитный момент земного диполя; λ – геомагнитная широта; φ – долгота; R – проекция радиус-вектора r на экваториальную плоскость

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

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 $\xi_{\text{мин}}$ они наконец достигнут поверхности Земли. Направление их прихода зависит от широты λ и определяется зенитным углом θ и азимутальным φ .

При $\xi > \xi_{\text{мин}}$ частицы приходят на Землю в более или менее широком интервале углов θ и φ . Таким образом, при $\xi > \xi_{\text{мин}}$ 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. Кос-

мическое 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 данную 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 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_3 .

Тогда по формуле (1.4) для частицы с положительным зарядом имеем

$$E = pc = 300 BR_3 = 300 MR_3 = 59,3 \text{ ГэВ.}$$

С запада по горизонтали могут приходиться частицы с меньшим импульсом. А как ведут себя отрицательно заряженные частицы?

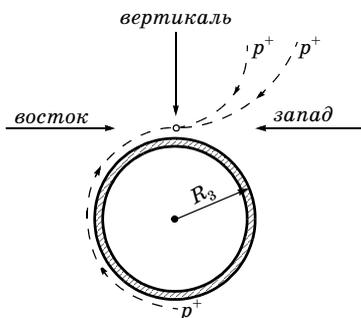


Рис. 1.2. Движение протонов в горизонтальном направлении на экваторе. Частица, приходящая с востока, будет иметь минимальный импульс тогда, когда радиус кривизны ее траектории равен радиусу Земли

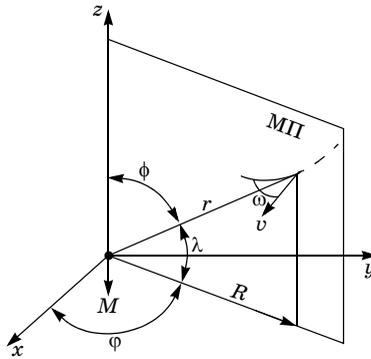


Рис. 1.3. Полярная система координат. МП – меридиональная плоскость. Ось z направлена в сторону северного географического полюса. \mathbf{M} – магнитный момент земного диполя; λ – геомагнитная широта; φ – долгота; R – проекция радиуса-вектора r на экваториальную плоскость

Решение уравнения движения и единицы измерений. Выбор масштаба. 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_φ , 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, B_r и B_t – составляющие поля B .

Известно, что

$$v_r = dr/dt; \quad v_t = rd\psi/dt, \quad (1.9a)$$

$$B_r = 2M \cos \psi / r^3; \quad B_t = M \sin \psi / r^3, \quad (1.9б)$$

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.

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

где R – проекция радиуса-вектора частицы на экваториальную плоскость (см. (xy) на рис. 1.3). Тогда, используя соотношения

(1.8) и (1.9 а, б), находим (учитывая, что релятивистская масса остается постоянной при движении в стационарном магнитном поле)

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

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

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

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 ξ и, следовательно, частицы с одинаковыми S должны двигаться по одинаковым траекториям. Единица измерения S называется штермер [Шт].

Учитывая (1.5), из соотношения (1.3) найдем $S = R_0$. Таким образом, численное значение $S = 1$ Шт равно радиусу периодической орбиты, возникающей при равновесии центробежной силы и силы Лоренца, действующих на частицу. Иными словами, 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 M относительно оси z за пределами магнитного поля (при $r \rightarrow \infty$).

Обозначив $M_{r \rightarrow \infty} = -2\gamma$, найдем окончательную форму уравнения движения меридиональной плоскости, в которой расположена частица:

$$R^2(d\varphi/ds) = \pm R^2/r^3 + 2\gamma. \quad (1.13)$$

Знак $+$ следует использовать при рассмотрении движения положительно заряженных частиц.

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 $m = v = 1$, получим

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

Разложим движение на две составляющие, одна из которых параллельна плоскости меридиана, а другая перпендикулярна ей (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 φ .

2. При заданном значении γ 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 $Q = 2Q'$.

Существует 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 γ .

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

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

Для положительно заряженных частиц из (1.15), учитывая, что $R/r = \cos \lambda$ (рис. 1.3), 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 γ траектории, проходящие через выбранную точку с координатами λ и r , образуют конус с осью, касательной к геомагнитной параллели и углом раствора ω . Решая (1.16) относительно r , находим

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

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:

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

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 для частиц ловушку, 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.

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 ($Q = 0$). Механизм заселения изолированных областей частицами мы рассмотрим ниже (см. гл. 15). Из 1.4 следует, что внутренняя область расположена при $r < 1$. При $\gamma < 1$ происходит «прорыв» оболочки внутренней области, и обе области соединяются между собой.

Внешняя область. Разрешенные и запрещенные направления. Азимутальная асимметрия. При $\gamma > 1$ частицы не могут проникать в область $r < 1$. Определим тот интервал углов ω_0 , в пределах которого лежат запрещенные направления. Поскольку они определяются величиной γ , то согласно (1.16) запрещенные направления заполняют круговой конус¹, 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.

¹ Здесь мы не рассматриваем некоторые детали (пенумбра, теневой эффект и др.) [1].

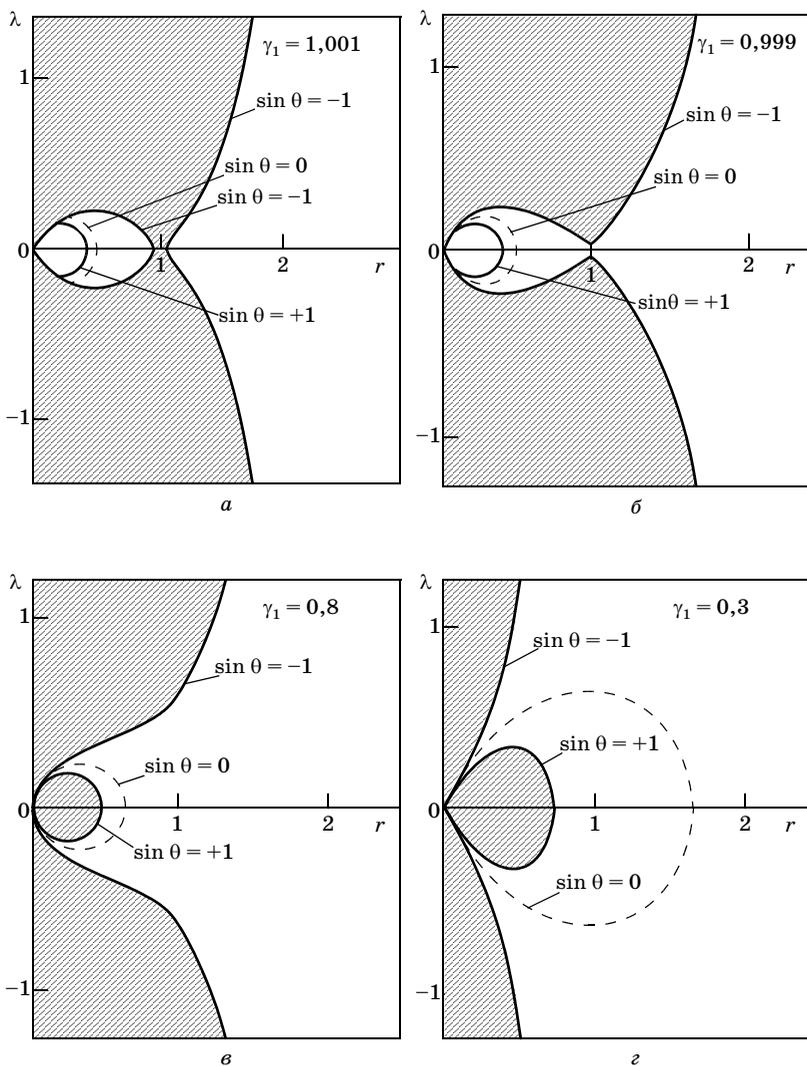


Рис. 1.4. Разрешенные (светлые) и запрещенные (заштрихованные) области в поле магнитного диполя в координатах (r, λ) : *a*) $\gamma = 1,001$; *б*) $\gamma = 0,999$; *в*) $\gamma = 0,8$; *г*) $\gamma = 0,3$; $\theta = \pi/2 - \omega$. При $\gamma > 1$ существует замкнутая область разрешенных траекторий

Таким образом, положительно заряженные частицы при $r < 1$ не могут приходить 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 называется *азимутальным эффектом* и использовалось для определения знака заряда первичных частиц.

Предельные импульсы. Ближайшая к диполю граница зоны, доступная для частицы, описывается радиусом-вектором r_1 . При $\gamma = 1$ из (1.19) следует

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

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 λ по направлению ω (см. разд. «Разрешенные области»).

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 γ , 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 $Q = 0$ (1.15). Таких граничных линий две:

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

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

Эти линии показаны на рис. 1.5 в координатах $R\gamma$, кривая слева – (1.23 б), справа – (1.23а). Заштрихованная часть недоступна для частиц. Каждая траектория однозначно определяется моментом количества движения γ за пределами магнитного поля и поэтому образует на графике $R\gamma$ вертикальную линию. При $\gamma < 1$ частицы свободно достигают точки $Q = 0$ (точки отражения) и, поворачивая в ней, уходят обратно. Такие же

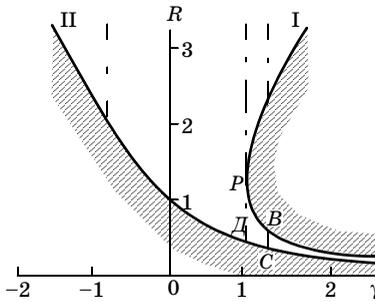


Рис. 1.5. Разрешенные и запрещенные (заштриховано) области в плоскости экватора: *З* – периодическая орбита; *Д* – минимальное рассеяние до центра диполя; *BC* – замкнутая траектория во внутренней разрешенной области

траектории существуют и при $\gamma > 1$ и $R > 1$ (отражение от границы (1.23а)).

Точка $\gamma = 1, R = 1$, принадлежащая границе (1.23а), соответствует периодической орбите: $R = 1$ Шт.

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 (1.23а) и (1.23б) (траектория *BC*) (см. гл. 15).

Пример. Минимальное расстояние, на которое может подойти положительно заряженная частица к центру диполя, соответствует $\cos \omega = 1$ (движение по горизонтали с запада) и $\gamma = 1$ (рис. 1.5). Из (1.23б) найдем $R_{\text{мин}} = 0,414$ Шт. Полагая $R_{\text{мин}} = R_3$, получаем $R_3 = 0,414 S$. Учитывая, что $S^2 = 300 M / |\xi|$ (ξ – в В, M – в Гс/см³), находим

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

Минимальную энергию для направления с востока получим при $\cos \omega = -1$:

$$E_{\text{мин}}^{\text{вост}} = (300 M / R_3^2) = 59,3 \text{ ГэВ} = p_0 c (R_{\text{мин}} = 1 \text{ Шт}).$$

Для вертикального направления при $\cos \omega = 0$ $R_{\text{мин}} = 0,5$ Шт ($\gamma = 1$) и $E_{\text{мин}}^{\text{верт}} = p_0 c 0,5^2 = 14,8 \text{ ГэВ.}$

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

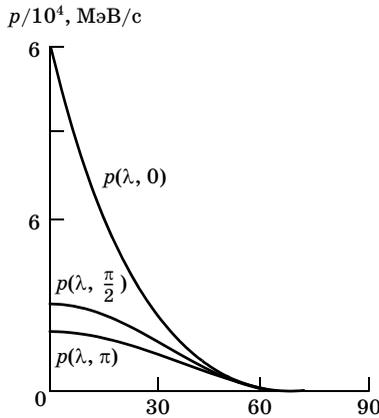


Рис. 1.6. Зависимость предельных импульсов от угла ω и широты λ

ния радиуса-вектора из (1.21). Тогда предельные значения импульсов примут следующий вид:

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

Для $p > p_{\text{мин}}(\lambda, 0)$ все направления разрешены, а для $p < p_{\text{мин}}(\lambda, \pi)$ – 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 λ предельные импульсы по вертикали уменьшаются (рис. 1.6). Это соответствует все большему раскрытию разрешенного конуса. Измерив поток частиц на определенной широте, можно оценить интегральную интенсивность космических лучей. Например, на широтах больше 60° можно надеяться измерить полный поток космических лучей:

$$I \approx 0,6 \text{ (см}^2 \text{ с)}^{-1}; J_0 = 0,2 \text{ (см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер)}^{-1}. \quad (1.25a)$$

§ 1.3. Некоторые практические применения теории

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 экватора путем измерения интенсивности космического излучения на различных географических долготах. На рис. 1.7 представ-

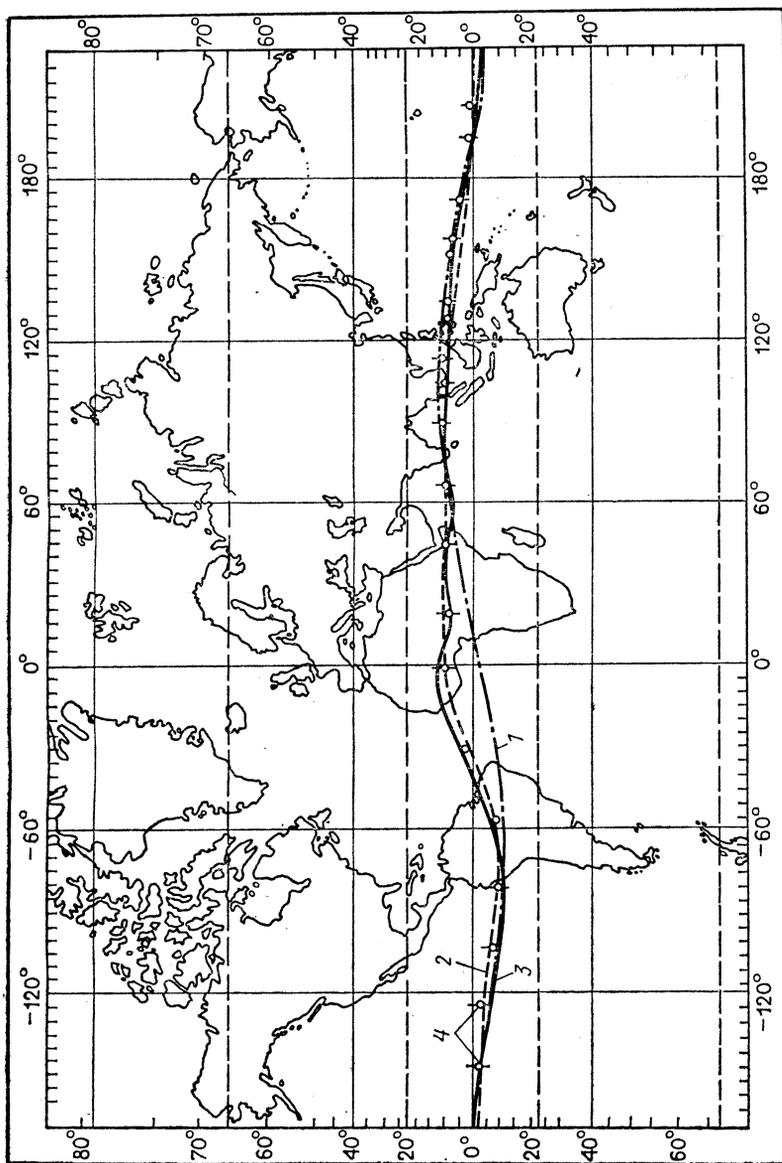


Рис. 1.7. Экватор космических лучей: 1 – дипольное приближение; 2 – приближение с учетом квадрупольных членов; 3 – октупольное приближение; 4 – результаты, полученные на втором космическом корабле

лены результаты исследования экватора космических лучей на советских спутниках Земли. Измерения показали, что в магнитное поле значительный вклад дает октупольная составляющая.

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 зависит не только от широты, но и от долготы. Это явление получило название долготного эффекта. Зависимость магнитной жесткости от географических координат представлена в приложении (табл. П.4).

Расчеты проведены с учетом недипольных составляющих поля.

§ 1.4. Магнитные измерения в наземных экспериментах

Магнитные спектрометры. В целом ряде экспериментов измерения импульсов частиц были выполнены с помощью магнитных спектрометров, установленных на поверхности Земли на уровне моря и на горах. Такие эксперименты осуществлялись на космической станции «Арагац» в Армении под руководством А.И. Алиханяна на высоте 3200 м над уровнем моря, а также в Англии Бруком, Вольфендайлом и др. На уровне моря интенсивность протонов с энергией выше 20 ГэВ равна (глубина в атмосфере соответствует 1000 г/см²)

$$J(1000 \text{ г/см}^2) = 0,92 \cdot 10^{-6} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}.$$

Н.М. Кочарян с сотрудниками также при помощи магнитного спектрометра измерили интенсивность протонов на высоте 3200 м (~700 г/см²) (г. Арагац, Армения). Для протонов с той же энергией она оказалась в 14 раз выше:

$$J(700 \text{ г/см}^2) = 1,25 \cdot 10^{-5} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}.$$

Часто в магнитных спектрометрах устанавливались камеры Вильсона, что позволяло измерять импульсы частиц во взаимодействиях адронов с ядрами. Напомним также, что доказательство корпускулярной природы космического излу-

чения было получено Д.В. Скобельцыным, который впервые применил камеру Вильсона в магнитном поле (1927).

Недостатком магнитных спектрометров является низкая светосила и ограниченный интервал измеряемых импульсов. Существовавшие магнитные поля не позволяли измерять импульсы выше 50 ГэВ.

Вопросы и задачи

1. Вычислить предельный импульс на геомагнитной широте 50° под углом 60° 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 α -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 λ частица с $\gamma = 0,9$ и импульсом 10 ГэВ/с достигнет поверхности Земли?

7. Получить соотношение между жесткостью и энергией в нерелятивистском случае.

8. Каков предельный импульс для полностью ионизованного ядра железа на экваторе по вертикали?

Литература

1. Скобельцын Д.В. Космические лучи. М.: ОНТИ, 1936.
2. Дорман Л.И., Смирнов В.С., Тясто М.И. Космические лучи в магнитном поле Земли. М.: Наука, 1971.
3. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. Изд-во Моск. ун-та, 1988.
4. Добротин Н.А. Космические лучи. М., 1954.
5. Дорман И.В. Космические лучи. М., 1981.
6. Физика космоса: Маленькая энциклопедия/Ред. С. Пикельнер. М.: СЭ, 1976.

ГЛАВА 2. Кинематические методы измерения энергии столкновения

§ 2.1. Кинематика столкновения релятивистских частиц

Общие сведения. При описании взаимодействий различают их кинематические и динамические свойства. Кинематические свойства обусловлены хорошо известными 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. Только в такой системе координат сумма импульсов продуктов распада равна нулю. В системе покоя все свойства продуктов распада не зависят от скорости движения первичной частицы. 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). Если обратить задачу и рассматривать не распад частицы на две, а столкновение двух частиц, тоже можно найти систему координат, в которой сумма импульсов сталкивающихся частиц равна нулю. Такая система называется системой центра масс (СЦМ)¹. Физические процессы в СЦМ не искажены тривиальными кинематическими эффектами, связанными с движением системы координат.

Системы координат. Наряду с СЦМ в физике космических лучей и высоких энергий рассматривают лабораторную систему координат (ЛС), в которой обычно находится наблюдатель.

¹ Синонимы: Ц-система, система центра тяжести, система центра инерции.

Некоторые свойства взаимодействий особенно ярко проявляются в антилабораторной системе (АЛС)¹, в которой покоится изучаемая 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).

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. Известно, что любой вектор в 4-мерном пространстве преобразуется по одинаковым законам. Длина такого вектора – инвариант лоренцовых преобразований, т. е. одинакова в любой системе отсчета. Инвариантным является и скалярное произведение двух 4-векторов. В специальной теории относительности важную роль играет лоренц-фактор γ , имеющий смысл энергии, отнесенной к массе:

$$\gamma = E/mc^2 = (\sqrt{1 - v^2/c^2})^{-1}.$$

Это величина безразмерная. Скорости тоже часто выражаются безразмерной величиной $\beta = v/c$. Если A и A^* – один и тот же вектор в двух системах отсчета (например, в ЛС и СЦМ соответственно), то их связь можно записать в виде

$$A = LA^*, \quad (2.2)$$

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

$$L = \begin{bmatrix} \gamma_c & 0 & 0 & i\gamma_c\beta_c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i\gamma_c\beta_c & 0 & 0 & \gamma_c \end{bmatrix}. \quad (2.3)$$

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

¹ Синонимы: зеркальная система, М-система.

Преобразование энергии и импульса. Энергия и импульс в 4-мерном пространстве образуют вектор $P \{E, cp_x, cp_y, cp_z\}$ и поэтому преобразуются по формуле (2.2) (индекс * относится к СЦМ):

$$\left\{ \begin{array}{l} p_x = \gamma_C(p_x^* + \beta_C E^*/C) \\ p_y = p_y^* \\ p_z = p_z^* \\ E = \gamma_C(E^* + \beta_C p_x^*) \end{array} \right\} \quad (2.4)$$

Величина p_x – продольный импульс p_y и p_z – его поперечные составляющие. Обычно рассматривают полный поперечный импульс $p_{\perp} = \sqrt{p_y^2 + p_z^2}$. Из формул (2.4) следует, что в рассматриваемом случае ($v_x \parallel V_{\text{СЦМ}}$) поперечный импульс является инвариантом лоренцевых преобразований: $p_{\perp} = p_{\perp}^*$. Длина 4-мерного импульса P имеет простой физический смысл – это масса частицы:

$$P^2 = E^2 - p^2 c^2 = (mc^2)^2. \quad (2.5)$$

Преобразования скоростей и углов. С учетом соотношений $p = mc\beta\gamma$ и $E = \gamma mc^2$ убеждаемся, что $\beta\gamma$ и γ образуют 4-мерный вектор и, следовательно, преобразуются по формуле (2.16). Таким образом, закон сложения скоростей имеет вид

$$\begin{aligned} v_x &= (v_x^* + V_{\text{СЦМ}})/(1 + v_x^* V_{\text{СЦМ}}/c^2), \\ v_y &= v_y^*/(1 + v_x^* V_{\text{СЦМ}}/c^2), \\ v_z &= v_z^*/(1 + v_x^* V_{\text{СЦМ}}/c^2), \end{aligned} \quad (2.6)$$

а сложение лоренц-факторов осуществляется по формуле

$$\gamma = \gamma_C \gamma^* (1 + v_x^* V_{\text{СЦМ}}/c^2) = \gamma_C \gamma^* + \sqrt{\gamma_C^2 - 1} \sqrt{\gamma^{*2} - 1} \cos \theta. \quad (2.7)$$

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

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_c}{\gamma^*} + \frac{\gamma^*}{\gamma_c} \right). \quad (2.8)$$

Легко найти связь углов вылета частицы в двух системах координат:

$$\operatorname{tg} \theta = v_y/v_x = \frac{1}{\gamma_c} \frac{v^* \sin \theta^*}{v^* \cos \theta^* + V_{\text{СЦМ}}}. \quad (2.9)$$

В ультрарелятивистском случае, когда $v^* \sim V_{\text{СЦМ}} \sim c$, имеем особенно простые соотношения

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1}{\gamma_c} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad \ln \operatorname{tg} \theta = \ln \operatorname{tg} (\theta^*/2) - \ln \gamma_c. \quad (2.10)$$

Л.Д. Ландау обратил внимание на то, что при изучении угловых распределений удобно использовать в качестве аргумента величину $x_i = \ln \operatorname{tg} \theta_i$.

Быстрота. В физике высоких энергий часто используется переменная y , называемая быстротой¹ и определяемая следующим соотношением:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p \cos \theta}{E-p \cos \theta}, \quad y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E^*+p^* \cos \theta^*}{E^*-p^* \cos \theta^*}. \quad (2.11)$$

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

$$y = \ln \sqrt{\frac{1+\cos \theta}{1-\cos \theta}} = -\ln \operatorname{tg} (\theta/2). \quad (2.12)$$

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, в отличие от скоростей, при переходе из одной системы координат в другую суммируются. Это можно проверить, применяя формулы (2.7) и (2.11). Поэтому часто удобно использовать еще один набор переменных s , y , p_t или s , y^* , p_t (s – квадрат энергии сталкивающихся частиц в СЦМ, p_t – поперечный импульс).

§ 2.2. Экспериментальное определение характеристик столкновений

Определение характеристик СЦМ. Задача перехода из СЦМ в ЛС может быть решена, если известен лоренц-фактор СЦМ. Обычно известны энергия и скорость сталкивающихся частиц в ЛС. Как по этим данным найти γ_c ?

¹ Встречаются названия рапидиты, гиперскорость.

Рассмотрим столкновение двух частиц, одна из которых до столкновения двигалась с энергией E и импульсом p , 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 , покоящуюся в СЦМ и имеющую энергию E в ЛС. Энергия и импульс системы M равны сумме энергий и импульсов сталкивающихся частиц.

Согласно (2.5)

$$M c^2 = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum p_i c\right)^2}.$$

Тогда лоренц-фактор СЦМ

$$\begin{aligned} \gamma_c &= E / M c^2 = \sum E_i / \sqrt{(\sum E_i)^2 - (\sum p_i c)^2} = \\ &= (E_1 + m_2 c^2) / \sqrt{2 E_1 m_2 c^2 + m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

В ультрарелятивистском случае при $E_1 \gg m_{1,2} c^2$ и $m_2 \neq 0$ имеем простую формулу

$$\gamma_c = \sqrt{\frac{E_1}{2 m_2 c^2}}$$

или

$$E_1 = 2 m_2 c^2 \gamma_c^2. \quad (2.14)$$

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 γ_c следует использовать лоренц-факторы соответствующих систем.

Симметричная система (СС). Метод Кастаньоли. Трансформация в СС осуществляется по тем же формулам (2.6), однако в качестве лоренц-фактора выбирается лоренц-фактор симметричной системы γ_s . Измерив углы вылета всех заряженных частиц, можно определить лоренц-фактор системы, в которой эти частицы разлетаются симметрично вперед и назад. Для этого используем формулу (2.10) и проведем суммирование

ние по всем вторичным заряженным частицам. Учитывая, что при симметрии разлета $\sum_{i=1}^n \ln \operatorname{tg} (\theta^*/2) = 0$, получаем

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \ln \operatorname{tg} \theta_i = -\ln \gamma_s = \langle \ln \operatorname{tg} \theta_i \rangle. \quad (2.15)$$

В столкновениях одинаковых частиц, например двух протонов, нет никаких кинематических или динамических причин для асимметричного разлета частиц в СЦМ. Поэтому можно считать, что

$$\gamma_s = \gamma_c \quad (2.16)$$

(метод Кастаньоли).

На самом деле это соотношение справедливо лишь в среднем, поскольку в эксперименте измеряются обычно лишь заряженные частицы, а угловое распределение нейтральных частиц в каждом отдельном событии может не совпадать с распределением заряженных. Лоренц-фактор γ_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 (2.10) следует, что

$$\gamma_s = \operatorname{ctg} \theta_{1/2} \quad (\text{метод половинного угла}). \quad (2.16a)$$

Метод Даллера и Уокера [3]. Очень наглядное представление углового распределения частиц дает интегральный метод Даллера и Уокера. Если угловое распределение вторичных заряженных частиц изотропно в симметричной системе и F – доля частиц, заключенных в интервале углов $0 - \theta$ в симметричной системе, то

$$\ln \frac{F}{1-F} = 2 \ln \theta_s + 2 \ln \operatorname{tg} \theta_F.$$

На плоскости $\ln[F/(1-F)] = f(x)$ в случае изотропного разлета частиц мы видим прямую линию, отсекающую на оси абсцисс отрезок $\ln \gamma_s$. Этот метод (распределение по $x = F/(1-F)$) дает то же значение γ_s , что и метод Кастаньоли. Предположение об изотропии разлета частиц не является обязательным.

В случае другого вида углового распределения интегральное распределение по параметру x не будет изображаться прямой линией, либо наклон ее будет иным. К аналогичным изменениям приведет отличие $\rho_i = \beta_{is}/\beta_s$ от единицы. Однако точка пересечения кривой с осью абсцисс определяется лишь симметрией разлета вторичных частиц.

Статистическая погрешность метода Кастаньоли. Статистическая погрешность метода Кастаньоли равна

$$\delta \ln \gamma_s = \delta \gamma_s / \gamma_s = \sigma / \sqrt{n}, \quad (2.17)$$

где σ – дисперсия углового распределения, n – множественность заряженных частиц во взаимодействии¹.

Пример. При изотропном угловом распределении в СЦМ $\sigma = 0,9$. Тогда при множественности $n = 6$ погрешность $\delta \gamma_s / \gamma_s = 0,37$, а погрешность измерения энергии

$$\delta E/E = 2 \delta \gamma_s / \gamma_s = 0,7.$$

Такова теоретическая точность определения $\ln \gamma_s$ в том случае, когда отклонения x , от $\langle x \rangle$ имеют статистический характер, а точность определения углов θ достаточно велика. Если существуют корреляции в вылете частиц, то погрешность определения γ_s возрастает. Интересным свойством x -представления является то, что переход от одной энергии γ_1 к другой γ_2 связан просто со сдвигом всего распределения вдоль оси x на величину $\ln(\gamma_1/\gamma_2)$. Поэтому в шкале x удобно сравнивать угловые распределения вторичных частиц при различных энергиях. Для этого распределение при различных энергиях строят в координатах $X_i = x_i - \ln \gamma_s = \ln \gamma_s \operatorname{tg} \theta_i$.

Этим же способом производится нормировка по энергиям различных событий для изучения их суммарного углового распределения. Если угловое распределение в симметричной системе изотропно, то по шкале x оно довольно хорошо описывается гауссовской кривой с полушириной 0,9 (или 0,39 в шкале десятичных логарифмов).

¹ Как известно, множественностью взаимодействия называют число вторичных частиц, родившихся в результате взаимодействия первичной частицы с нуклоном или ядром-мишенью [4, 7].

Отклонение величины γ_s (определяемой с помощью метода Кастаньоли) от лоренц-фактора γ_c S -системы происходит при нарушении предположения о том, что $\rho_i = 1$, из-за статистических флуктуаций и различия симметричной и S -систем. Поэтому, чтобы выяснить реальную точность метода Кастаньоли, необходимо знать фактическое значение γ_c и сравнить его с определяемым из углового распределения заряженных частиц. Распределение отклонений γ_s от γ_c дает возможность определить среднеквадратичную погрешность σ и систематическую погрешность S .

Измерения на ускорителях показали, что среднеквадратичная погрешность в 2–3 раза превышает теоретическое значение, а систематическая завышает энергию в 1,5–2 раза.

§ 2.3. Особенности измерений в космических экспериментах

Влияние формы энергетического спектра космических лучей на интерпретацию результатов. Форма энергетического спектра космического излучения, его степенной характер накладывают серьезные ограничения на возможность получения правильных результатов.

Казалось, что точность около 70% достаточна для измерения, по крайней мере, средних характеристик. Постройка приборов, позволяющих независимо от углового распределения вторичных частиц определить энергию первичной, привела к открытию асимметрии отдельных событий, хотя в среднем симметрия в pp -столкновениях сохранялась.

В результате реальная точность определения γ_c оказалась значительно хуже ($\delta\gamma_c/\gamma_c > 1$). 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, в старых работах при исследовании зависимости множественности от энергии (энергия измерялась методом Кастаньоли) было сделано неверное заключение о независимости множественности от энергии. Вскоре, однако, было показано, что результат содержит методическую ошибку, обусловленную степенным характером спектра космического излучения и плохой разрешающей способностью метода Кастаньоли.

Функция разрешения. Одна из важнейших особенностей космического излучения – круто падающая с ростом энергии интенсивность частиц (рис. 2.1). Это предъявляет ряд требований к аппаратуре для исследования космических лучей. Во-первых, приборы должны обладать значительным геометрическим фактором (светосилой), растущим при увеличении предела регистрируемых энергий E как E^2 или увеличением времени экспозиции. Во-вторых, при постановке многих экспериментов необходимо измерять энергию космических частиц. Степенной характер спектра первичного космического излучения, а также вторичных компонент накладывает жесткие требования на энергетическую разрешающую способность 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 случаях, когда известны все процессы, происходящие в приборе при измерении энергии, можно получить это распределение методом статистических испытаний.

Рассмотрим частный случай, когда вероятность завышения энергии в определенное число раз равна вероятности занижить ее в такое же число раз. Такими свойствами отличается логарифмическая кривая Гаусса. При этом можно учесть и систематический сдвиг распределения (т. е. занижение или завышение измеряемой энергии в среднем в C раз).

Если E_0 и E – истинная и измеренная энергия соответственно, то, обозначив $\Delta = E/E_0$, можно представить функцию разрешения в следующем виде:

$$\begin{aligned} W(E_0, E)d \ln(E/E_0) &= W(\Delta)d \ln \Delta = \\ &= (\delta \sqrt{2\pi})^{-1} \exp[-(\ln C - \ln \Delta)^2/2\delta^2]d \ln \Delta, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где δ^2 – дисперсия функции разрешения.

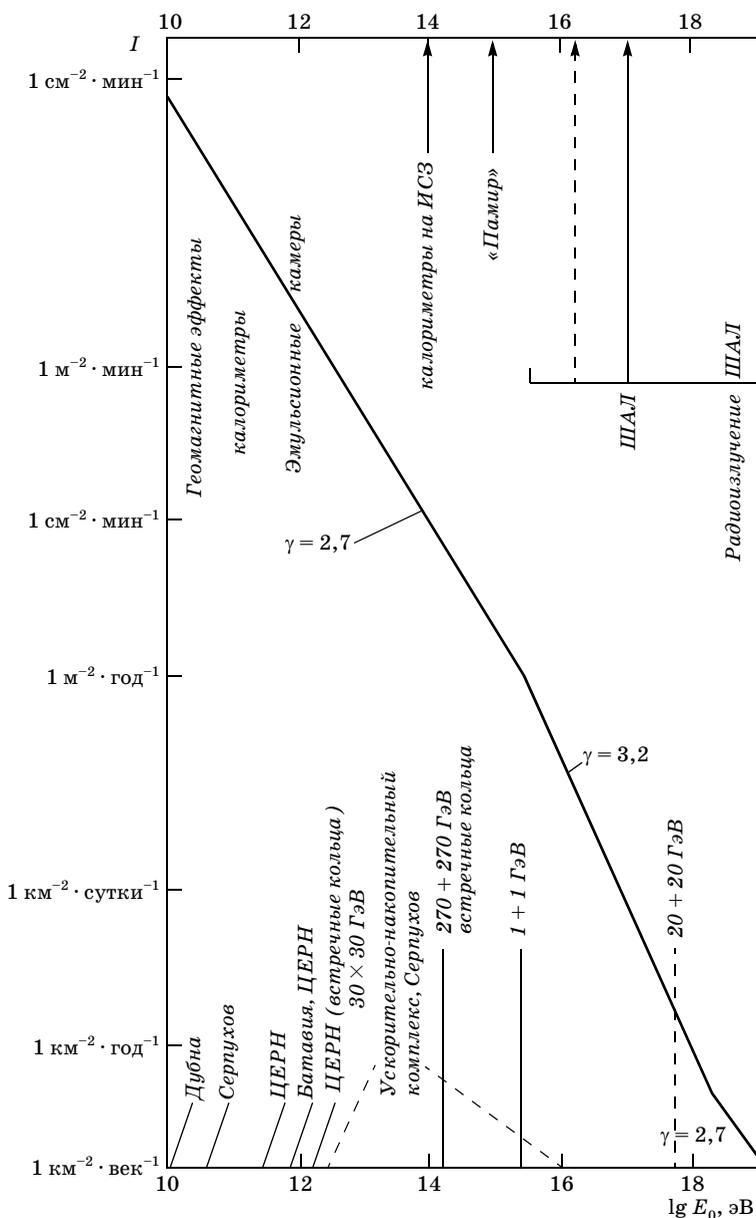


Рис. 2.1. Спектр первичного космического излучения и потоки частиц на границе атмосферы. Указаны методы измерения энергии в разных энергетических диапазонах. ИСЗ – искусственные спутники Земли, ШАЛ – широкий атмосферный ливень

Измерение энергетического распределения. Измеряемый в экспериментах спектр частиц можно рассчитать, зная истинный спектр $N(E_0)$ и функцию разрешения:

$$N(E)dE = \int_{\ln \Delta = -\infty}^{\ln \Delta = +\infty} N(E_0)dE_0 W(E, E_0)d \ln (E/E_0). \quad (2.19)$$

Полагая, что истинный спектр $N(E_0)$ имеет вид

$$N(E_0) dE_0 = AE_0^{-\gamma} dE_0, \quad (2.20)$$

после интегрирования получаем

$$N(E) dE = AE^{-\gamma} C^{\gamma-1} \exp [(\gamma - 1)^2 \delta^2 / 2] dE. \quad (2.21)$$

Таким образом, в результате измерения должен наблюдаться степенной спектр с правильным показателем, но абсолютная интенсивность окажется искаженной в $C^{\gamma-1} \exp[(\gamma - 1)^2 \delta^2 / 2]$ раз¹.

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 (2.18), проводятся измерения спектра космических лучей на экваторе по вертикали. Заранее ясно (см. гл.1), что в этом случае в потоке частиц, падающих на прибор, нет протонов с энергией меньше $E_0 = 14$ Гэв. Таким образом, отбор ведется по истинной энергии E_0 , причем выполняется условие $E_0 \geq \varepsilon_0$.

Выясним, как будет выглядеть спектр измеренных энергий. Порог регистрации ε_0 накладывает определенные ограничения на пределы интегрирования в выражении (2.19). Действительно, если энергия $E_0 \geq \varepsilon_0$, то предел интегрирования не может уже простирается до бесконечности, как при $\varepsilon_0 = 0$, а будет распространяться до $\ln \Delta_0 = \ln(E/\varepsilon_0)$.

Тогда в результате интегрирования (2.19) получим

$$N(E)dE = C^{\gamma-1} A E^{-\gamma} dE \exp[(\gamma - 1)^2 \delta^2 / 2] [1 + \Phi(q) / 2], \quad (2.22)$$

¹ В случае, когда дисперсия зависит от энергии, искажается и форма спектра. Например, если дисперсия уменьшается с энергией, измеренный спектр будет круче истинного.

где $\Phi(q)$ – интеграл Гаусса:

$$\Phi(q) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^q \exp(-t^2) dt, \quad (2.23)$$

где

$$q = (1 - \gamma)(\delta/\sqrt{2}) + \ln \Delta_0/\sqrt{2}. \quad (2.24)$$

На рис. 2.2 показан рассчитанный спектр $N(E)$ при различном значении дисперсии вместе с истинным распределением $N(E_0)$.

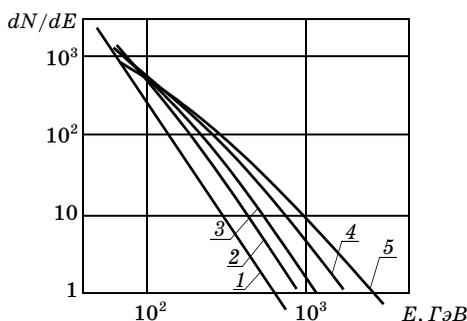


Рис. 2.2. Искажения энергетического спектра из-за погрешностей измерения энергии: 1 – истинный спектр ($\delta = 0$); 2 – $\delta = 0,75$; 3 – $\delta = 1,00$; 4 – $\delta = 1,3$; 5 – $\delta = 1,6$

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 гг. 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 $E_0 > 100$ ГэВ. Энергия E измерялась по вторичным заряженным частицам методом Кастаньоли, имеющим большую дисперсию ($\delta \sim 1,5$). Измерения дали интенсивность, завышенную в несколько раз.

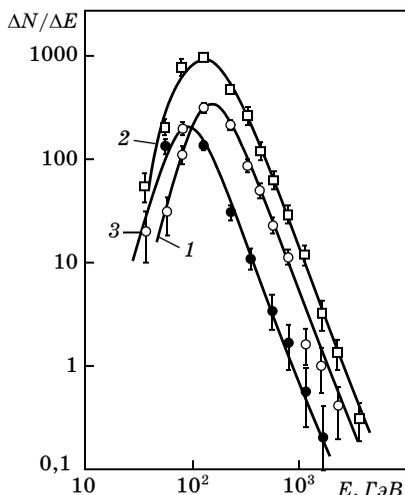


Рис. 2.3. Спектр, измеренный калориметром при разных порогах регистрации. Сплошными линиями показаны расчеты, учитывающие все возможные погрешности измерений

Пример правильного учета погрешностей эксперимента, в том числе порога регистрации событий, показан на рис. 2.3. Измерения проводились с ионизационным калориметром.

Измерение характеристик взаимодействий. 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 :

$$x = aE_0^s, \tag{2.25}$$

то среднее значение x в зависимости от измеренной энергии выглядит так [5]:

$$\langle x(E) \rangle = aE^s \frac{\exp[(s-\gamma+1)^2 \delta^2 / 2]}{\exp[(1-\gamma)^2 \delta^2 / 2]} \frac{[1 + \Phi(q_1)]}{[1 + \Phi(q)]}, \tag{2.26}$$

$$q_1 = (s - \gamma + 1) \delta / \sqrt{2} + \ln \Delta_0 / \delta \sqrt{2}, \tag{2.27}$$

где q из формулы (2.24).

Приведенные выше примеры показывают, что учет условий измерения (в особенности функции разрешения и порогов отбора событий) имеет первостепенное значение в космических экспериментах.

§ 2.4. Описание взаимодействий

Инвариантные переменные. При описании взаимодействий часто используют набор инвариантных переменных. К ним относятся: квадрат полной энергии в СЦМ s , квадрат передаваемого 4-мерного импульса t , а также квадрат недостающей массы M_x^2 . Рассмотрим инклюзивную реакцию¹

$$a + b \rightarrow c + X. \quad (2.28)$$

Здесь c — одна из вторичных частиц, поведение которой мы собираемся описать, X — все остальные вторичные частицы. Их мы рассматриваем, как некую единую систему. Реакцию можно изобразить схематически так, как показано на рис. 2.4.

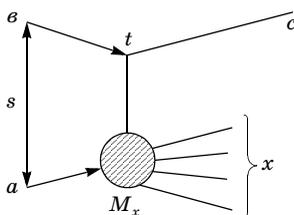


Рис. 2.4. Диаграмма Фейнмана для инклюзивного процесса: a, b — сталкивающиеся частицы, c — изучаемая частица, M_x — суммарная масса всех остальных вторичных частиц, s — энергия столкновения, t — передаваемый импульс, X — вновь рожденные частицы

Тогда, обозначив P_i 4-импульс частиц ($i = a, b, c$), можно написать

$$(P_a + P_b)^2 = s = M^2 c^4, \quad (P_b - P_c)^2 = t, \quad (2.29)$$

$$(P_a + P_b - P_c)^2 = M_x^2 c^4 \quad (2.30)$$

(квадрат массы системы частиц X).

Лоренц-инвариантный фазовый объем. Фазовым пространством называется математическое пространство импульсов и координат. В этом пространстве каждое событие изображается точкой. Область фазового пространства, разрешенная законами сохранения, называется фазовым объемом. Элемент фазового объема в пространстве импульсов есть произведение

$$dS = \prod_{i=1}^n d^4 p_i, \quad \text{где } p_i \text{ — импульсы вторичных частиц.}$$

¹ При инклюзивном рассмотрении процесса взаимодействия по определенному признаку выделяется одна частица в каждом событии (см. [4]).

Часто рассматривают инвариантный фазовый объем

$$dS = \prod_{i=1}^n d^4 P_i. \quad (2.31)$$

На соотношение (2.31) наложены следующие условия:

1) для каждой частицы $E_i^2 - p_i^2 = m^2 c^4$ (условие массовой поверхности);

2) $\sum_{i=1}^n p_i = p_0$, здесь p_0 – импульс всех первичных частиц.

С учетом этих условий можно записать 3-мерный инвариантный фазовый объем:

$$dS = \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{E_i} = \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i^*}{E_i^*}. \quad (2.32)$$

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 импульсами меньше p_f равно объему в фазовом пространстве, деленному на h^3 . В фазовом объеме, занимаемом ядром, содержится Z протонов. Поэтому

$$2 \left(\frac{4}{3}\right) \pi r_0^3 \cdot A \left(\frac{4}{3}\right) \pi p_f^3 / h^3 = Z$$

(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 (2.7). Лоренц-фактор $\gamma_f = (T_f + m_p c^2) / m_p c^2 = 1,02$. Тогда с учетом фермиевского движения при $\gamma_c \gg \gamma_f$

$$\gamma_c' \approx \gamma_c (1 \pm 0,2).$$

Поэтому фермиевское движение нуклонов в ядрах приводит к 20%-ной неопределенности лоренц-фактора СЦМ независимо от величины энергии сталкивающихся частиц (если $E \gg mc^2$).

В физике часто встречаются с явлениями, когда приходится учитывать принцип Паули. Фермионные системы в своем низшем энергетическом состоянии называют вырожденными. В частности, белые карлики поддерживают свое равновесие из-за действия двух сил – силы гравитации и давления вырожденного газа электронов. Нейтронные звезды ощущают давление газа вырожденных нейтронов (см. § 6.4).

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 $d^3p_s d\Omega_s$ в СС, перейдут в объем $d^3p d\Omega$ в ЛС, т.е.

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

Тогда

$$F(p, \theta, \varphi) = F_s(p_s, \theta_s, \varphi_s) (d^3p_s d\Omega_s / d^3p d\Omega), \quad (2.33)$$

где p_s, θ_s, φ_s нужно выразить через p, θ, φ по формуле (2.4). 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, θ_s, φ_s к p_s, p, φ , т.е. исключим угловую переменную θ_s . Тогда с учетом (2.32)

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

Используя формулу (2.4), находим (при $p_s = \text{const}$)

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

Наконец, чтобы получить спектр импульсов в ЛС, проинтегрируем (2.33) по dp_s и $d\varphi_s$:

$$F(p) = \frac{1}{\gamma_s \beta_s} \frac{p}{E} \int_0^{2\pi p_{\text{макс}}} \int_0^{p_{\text{мин}}} F_s(p_s) \frac{dp_s}{p_s} d\varphi_s. \quad (2.34)$$

Пример 1. Определим спектр фотонов $F(E)$ от распада π^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 π^0 -мезона изотропно, и фотоны имеют фиксированный импульс $p_s^0 = m_\pi c^2/2$. Выражая распределение фотонов в виде δ -функции $F_s(p_s) = (1/2)\delta(p_s - p_s^0)$ и подставляя его в формулу (2.34), находим

$$F(E) = EF(p)/p = (2\gamma_0\beta_0 p_s^0)^{-1}. \quad (2.35)$$

Здесь учтено, что $pdp = EdE$. Минимальное и максимальное значение импульса фотона получим из соотношений (2.4):

$$1/2E_0(1 - \beta_0) \leq E \leq (1/2)E_0(1 + \beta_0). \quad (2.36)$$

В указанном интервале распределение фотонов отлично от нуля и равномерно.

Пример 2. Вычислим спектр фотонов от распада π^0 -мезонов, распределенных в ЛС по спектру $f(E_0)dE_0$. Для этого выражение (2.35) проинтегрируем, учитывая распределение по E_0 :

$$F(E) = \int_{E + m_\pi^2 c^4 / 4E}^{\infty} \frac{f(E_0)dE_0}{\beta_0 E_0} = \int_{E + m_\pi^2 c^4 / 4E}^{\infty} \frac{f(E_0)dE_0}{p_0}. \quad (2.37)$$

Пределы интегрирования найдем, выразив E_0 через E в формуле (2.36).

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

$$\sqrt{E_1 E_2} = m_\pi c^2/2. \quad (2.38)$$

Эти свойства легко понять, анализируя пример 1. Действительно, из (2.37) следует, что при любом значении E_0 точка $m_\pi c^2/2$ лежит внутри интервала (2.36). Любая другая точка при $E_{0 \text{ мин}} = m_\pi c^2/2$ 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 (2.36). Перемножая левую и правую части неравенства (2.36), приходим к (2.38). Указанные свойства были обнаружены в измеренном спектре фотонов в стратосфере и явились решающим аргументом в пользу происхождения фотонов от распада π^0 -мезонов.

Вопросы и задачи

1. Докажите, что в ультрарелятивистском случае $s = 2Em_p c^2$.
2. Как преобразуется поперечный импульс, если система координат движется под углом θ к направлению движения сталкивающихся частиц?
3. Сталкивается электрон с энергией 100 ГэВ и протон с такой же энергией. Чему равна энергия столкновения в СЦМ?
4. Можно ли пренебречь энергией отдачи протона при распаде нейтрона?
5. Как отличить взаимодействие нейтрино и антинейтрино в пузырьковой камере в магнитном поле?
6. Какова погрешность измерения абсолютной интенсивности вторичных пионов, родившихся во взаимодействиях протонов с энергией 100 ГэВ на ускорителе, если погрешность измерения энергии пионов равна 20%, а порог регистрации отсутствует.
7. D-мезоны фиксированной энергии 10 ГэВ распадаются на лету. Определите спектр продуктов распада.
8. Найдите порог реакции рождения K^+K^- при p -столкновении.

Литература

1. Балдин А., Гольданский В., Розенталь И. Кинематика ядерных реакций. М.: Физматгиз, 1959.
2. Бюклинг У. и Кайанти К. Кинематика элементарных частиц, М.: Мир, 1975.
3. Балдин А., Гольданский В., Максименко В., Розенталь И. Кинематика ядерных реакций. М.: Наука, 1968.
4. Мурзин В., Сарычева Л. Множественные процессы при высоких энергиях. М., 1974.
5. Мурзин В. Ядерная физика. 1965. Т.1. с. 835.
6. Копылов Г.И. Основы кинематики резонансов. М., 1970.
7. Фейнберг Е.Л. Множественная генерация адронов и статистическая теория // Ядерная физика. 1971. Т. 13. С. 659.

ГЛАВА 3. Калориметрические методы измерения энергии

§ 3.1. Первые измерения в атмосфере Земли

Калориметрический подход. Погрешность измерений энергии с помощью магнитного спектрометра резко возрастает с энергией. Этот метод становится непригодным при энергии частиц 40–50 ГэВ. Кинематические методы имеют весьма ограниченные условия применения. Наилучшими являются калориметрические методы, широко применяемые как в космических, так и ускорительных экспериментах.

В основе метода калориметрических измерений энергии лежит *полное поглощение энергии* частицы в заданном объеме вещества.

«Калориметрический» подход к измерению энергии частиц состоит в следующем. Частица высокой энергии, попавшая на большой блок вещества, в конечном счете поглощается. Вся потраченная энергия частицы (в том числе космической) идет на нагревание этого блока или атмосферы. Этот эффект ничтожен и измерить его невозможно. Мы знаем, что до уровня моря доходит лишь незначительная часть первичной энергии космических частиц. В основном она поглощается в атмосфере (толщина атмосферы около 1 кг/см²). Однако прежде чем превратиться в тепловое движение молекул, энергия космических частиц расходуется на ионизацию атомов атмосферы. Как известно, на образование одной пары ионов заряженная частица расходует в воздухе 32,5 эВ. Следовательно, если измерить полную ионизацию, создаваемую космическими частицами 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 см³ за 1 с. Тогда в слое dh возникает $I dh$ ион (см³ · с)⁻¹. Полное число ионов во всей

атмосфере равно, очевидно, $I_{\text{tot}} = \int_0^{\infty} I(h)dh$, т.е. площади под экспериментально измеренной кривой зависимости ионизации от высоты. Выделившаяся в атмосфере энергия $E = I_{\text{tot}} 32,5$ эВ (см² · с)⁻¹. Чтобы получить энергию космического излучения, нужно еще учесть энергию, поглощенную в Земле, а также ускользнувшую от измерения (например, энергию нейтрино; см. гл. 16).

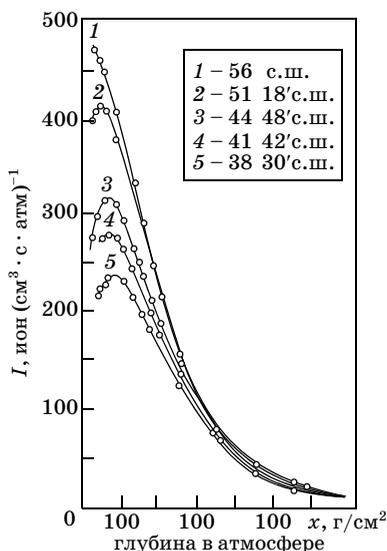


Рис. 3.1. Измерения ионизации в атмосфере на разных широтах в зависимости от глубины в атмосфере.

Измерения ионизации атмосферы с помощью ионизационных камер, поднимавшихся на воздушных шарах, были выполнены Миллиkenом в 1940 г. (рис. 3.1). Энергия космического излучения оказалась равной

$$E_{\text{кл}} = 2,4 \cdot 10^9 \text{ эВ} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}.$$

Энергия, приносимая на Землю космическим излучением, в 300 млн раз меньше энергии, поступающей от Солнца, и примерно равна энергии видимого света звезд. Теперь легко определить среднюю энергию $\langle E \rangle$ космических частиц. Используя значение потока частиц (1.25а), находим для широты более 55°

$$\langle E \rangle = E_{\text{кл}} / I \approx 4 \text{ ГэВ}.$$

Воспользовавшись данными об интенсивности космических лучей и их энергетическом спектре, можно оценить плотность энергии космических лучей в околосолнечном пространстве. Если излучение изотропное, то, используя (В.9) и данные об интенсивности космических лучей (1.25а), получаем следующий результат:

$$w_{\text{кл}} = 0,9 \text{ эВ/см}^3.$$

Создание первого ионизационного калориметра. Поскольку земная атмосфера толщиной всего лишь $\sim 1 \text{ кг/см}^2$ почти полностью поглощает первичное космическое излучение, можно использовать блок плотного вещества толщиной 1 кг/см^2 и построить компактный прибор для измерения энергии частиц. Прибор, получивший название «ионизационный калориметр», является именно таким спектрометром полного поглощения энергии, в котором выделявшаяся энергия измеряется детекторами ионизации. Ионизацию можно измерять на дискретных уровнях в веществе, поскольку из рис. 3.1 видно, что

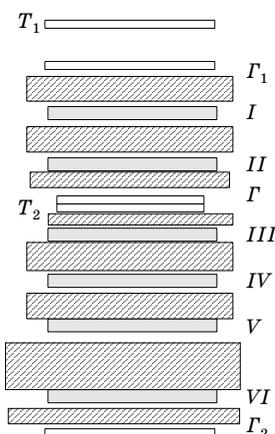


Рис. 3.2. Первый в мире ионизационный калориметр (Памир, 1957): заштрихованные прямоугольники – блоки железа, $I - IV$ – ряды ионизационных камер, G_1, G_2 – годоскопические счетчики, T_1, T_2 – телескопические счетчики

она меняется плавно. Площадь под кривой ионизации может быть получена по дискретным измерениям путем интерполяции. Тогда энергия полностью поглощенной частицы равна

$$E = w \sum_i I_i(x) \Delta x_i, \tag{3.1}$$

где $I_i(x)$ – ионизация в i -м слое вещества толщиной Δx_i над соответствующим детектором, w – постоянная, которая равна энергии, расходуемой на образование одной пары ионов. Общее количество вещества в приборе и толщина слоев поглотителя между детекторами более или менее однозначно определяется соотношением длин ядерного пробега и лавинной единицы [2, 3, 5]. Толщина вещества в ионизационном калориметре определяется достаточно полным поглощением энергии первичной частицы и ее потомков. Существование ядерного каскада и малая потеря энергии в каждом акте столкновения частицы с ядром требует использовать полную толщину, равную нескольким ядерным пробегам взаимодействия λ (до 10λ), а для выбора толщины слоев между детекторами ионизации следует учесть, что при энергиях более 100 ГэВ ионизация создается в основном релятивистскими электронами – продуктами электронно-фотонного каскада. Его протяженность при высокой энергии составляет до 15–20 лавинных

единиц (t -единиц, см. приложение), поэтому для надежной регистрации каскада требуется располагать детекторы на расстоянии 6–7 лавинных единиц друг от друга.

Свойства ионизационного калориметра. Новый метод должен был отвечать ряду требований:

- 1) быть пригодным для любых энергий выше 50 ГэВ;
- 2) отличаться высокой светосилой, так как интенсивность космического излучения высокой энергии мала;
- 3) быть пригодным для измерения энергии не только заряженных, но и нейтральных частиц.

Задача была решена. Первый в мире ионизационный калориметр [4] начал работать на Восточном Памире в июле 1957 г. на высоте ~4000 м. Его принцип действия аналогичен известным методам в теплофизике, и прибор было решено назвать «калориметром». Его рабочим телом был блок вещества толщиной 1 кг/см^2 , а детекторами в новом приборе служили детекторы ионизации. Поэтому он получил название «ионизационный калориметр»¹.

Из соображений минимального размера прибора, и учитывая экономические факторы (минимальное количество детекторов ионизации и соответствующей регистрирующей электроники), в качестве поглотителя в первом ионизационном калориметре было выбрано железо. Первый калориметр имел высоту 1,7 м, содержал 750 г/см^2 железа (около шести пробегов взаимодействия нуклонов) и 105 импульсных ионизационных камер, расположенных слоями через 80 г/см^2 вещества (5–6 лавинных единиц). Стенки камер были сделаны из железа, что обеспечивало отсутствие переходных эффектов. Была осуществлена система параллельной записи информации с детекторов.

Прибор продемонстрировал надежную и безотказную работу в течение трех месяцев. За это время удалось получить существенную информацию о форме ядерных каскадов в веществе ионизационного калориметра, которые наглядно демонстрировали развитие ядерно-каскадного процесса и сильные флуктуации потерь энергии адронов в одном акте взаимодействия. Была доказана работоспособность прибора и возможность изме-

¹ В переводе на английский аббревиатура звучала TAS (total absorption spectrometer). Через несколько лет индийские физики построили детектор на сцинтилляторах – и он назывался TASS.

рения энергии адронов, электронов и фотонов при энергии выше 100 ГэВ с уникальной для таких энергий точностью 15%.

Существует два типа калориметров: *гомогенные* и *гетерогенные*. Первый калориметр был гетерогенным. Он состоял из блоков поглотителя и детекторов ионизации. Гомогенными называют калориметры, в которых поглотитель является одновременно детектором. Например, большой блок сцинтиллятора или подходящее количество прозрачного вещества для регистрации черенковского света могут измерить всю выделившуюся энергию с помощью фотоумножителей. Такие калориметры широко применяются в настоящее время. По сути дела, огромный детектор «Суперкамиоканде» в Японии (как пишут сами японцы) или детектор АМАНДА (см. ниже) на южном полюсе являются такими гомогенными калориметрами, предназначенными для измерения энергии нейтрино.

Однако *гетерогенные калориметры* как более экономичные используются чаще. В первом калориметре были применены импульсные ионизационные камеры, которые позволяют произвести абсолютную калибровку калориметра. Впоследствии использовались сцинтилляторы, черенковские детекторы, пропорциональные камеры и т.д.

Выбор вещества определяется рядом условий.

Полное поглощение энергии обеспечивается слоем вещества толщиной L приблизительно 10λ , где λ – пробег взаимодействия адронов в веществе (атмосфера имеет толщину около 12λ).

Соответствующая толщина в сантиметрах для разных веществ приведена в табл. 3.1.

Таблица 3.1

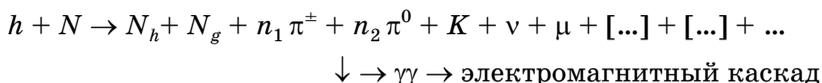
Параметры веществ, используемых в калориметрах

№	Вещество	$L \sim 10\lambda$		ρ г/см ³	t_0 , см
		г/см ²	см		
1	Графит С	863	375	2,3	18,8
2	Алюминий Al	1064	394	2,7	8,9
3	Железо Fe, медь Cu	1330	166	~8	~1,6
4	Свинец Pb	1940	172	11,3	0,56
5	Уран U	1900	100	19	~0,32

Из таблицы следует, что наиболее подходящими веществами для калориметра являются вещества, начиная с железа.

§ 3.2. Процессы диссипации энергии в калориметре

Диссипация энергии в калориметре происходит по схеме (рис. 3.3)



Из схемы диссипации энергии следует, что необходимо измерить ионизацию, создаваемую несколькими разнородными компонентами.

1. Продукты расщепления ядра (сильно ионизирующие частицы: протоны, α -частицы и другие осколки ядер с $E \sim 10$ МэВ, N_h), сравнительно энергичные протоны отдачи ($E \sim 150$ МэВ, $N_g \equiv N_{\text{сер}}^1$), нейтроны.

2. Электронно-фотонный каскад от распада нейтральных пионов.

3. Мюоны от распада заряженных пионов и каонов (μ).

4. Нейтрино от распада тех же частиц (ν).

5. Заряженные пионы и лидирующие барионы дают *вторные* взаимодействия высокой энергии, в которых присутствуют все те же самые компоненты.

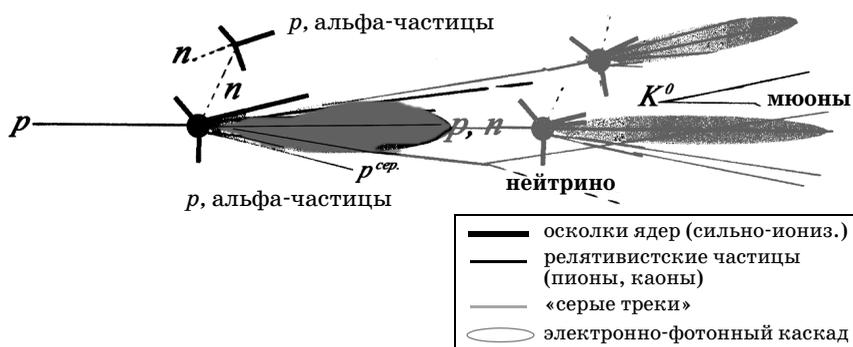


Рис. 3.3. Диссипация энергии

¹ $N_{\text{сер}}$ – протоны отдачи, имеющие повышенную ионизацию. При изучении взаимодействий в ядерных фотоэмульсиях следы релятивистских частиц имеют очень слабую ионизацию (тонкие следы), медленные осколки ядер дают толстые и очень темные следы N_h , а следы протонов отдачи имеют промежуточную плотность.

Поэтому достаточно рассмотреть регистрацию компонент первого акта взаимодействия.

В целом для каскада доля энергии, передаваемая в различные компоненты, зависит от энергии и делится следующим образом (табл. 3.2).

Таблица 3.2

Энергия, передаваемая различным компонентам, в ионизационном калориметре из железа

E_0	40 ГэВ	300 ГэВ	1000 ГэВ
E_{π^0}/E_0	45%	75%	85%
$E_{СИ}/E_0$	54%	25%	15%
E_{ν}/E_0	1%	0,3%	0,2%
E_{μ}/E_0	0,3%	0,15	0,1%

$E_{СИ}$ – энергия частицы с повышенной ионизацией

Таким образом, основная доля энергии передается нейтральным пионам и сильно ионизирующим частицам $E_{СИ}$ и реализуется, главным образом, в форме электромагнитных каскадов. Доля энергии, уносимая нейтрино и мюонами из калориметра, ничтожна, так как распадный пробег пионов и каонов в плотном веществе велик по сравнению с ядерным пробегом. Поэтому обсудим, в первую очередь, измерение энергии электронно-фотонных каскадов.

Развитие каскада определяется длиной *радиационной единицы* t_0 , которая зависит от вещества (табл. 3.1). Длина каскада лишь логарифмически зависит от энергии. Положение максимума при практически важных энергиях находится на глубине около (3–5) t_0 . Чтобы измерить энергию каскада, нужно измерить как минимум 3 точки на каскаде. По-

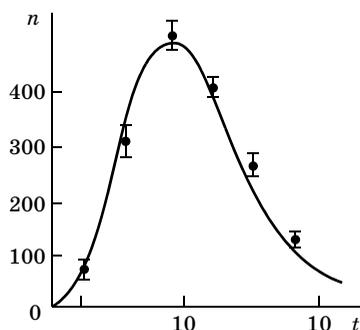


Рис. 3.4. Электронно-фотонный каскад при $E = 100$ ГэВ в калориметре. Сплошная кривая – расчет И.П. Иваненко

этому толщина слоев поглотителя между детекторами не должна превышать нескольких t_0 .

В табл. 3.3 приводится число слоев детекторов в калориметре с различными веществами (для определенности толщина слоев поглотителя выбрана $4t_0$).

Таблица 3.3

Число слоев детекторов в гетерогенных калориметрах

№	Вещество	$L \sim 10\lambda$, см	$4t_0$, см	Число слоев
1	Графит С	375	75,2	5
2	Алюминий Al	394	35,8	11
3	Железо Fe, медь Cu	166	~6,4	26
4	Свинец Pb	172	2,24	77
5	Уран U	100	~1,28	78

Из табл. 3.3 следует, что использование материалов тяжелее меди не приводит к существенному уменьшению толщины детектора, так как резко возрастает число слоев детекторов. Например, если толщина детектора 3 см, то суммарная толщина калориметра из меди составит 2,5 м, а калориметра из свинца 4 м.

Детали измерения энергии. Измерение энергии в гетерогенных калориметрах основано на интерполяции измеряемой ионизации между последовательными слоями. Следовательно, необходимо быть уверенным, что энергия, теряемая частицами в поглотителе (в расчете на 1 г/см^2 вещества), и энергия, измеряемая детекторами, одинаковы. Если материал поглотителя и материал детектора ионизации различны, то возникают серьезные погрешности измерений. В качестве примера рассмотрим зависимость ионизации, создаваемой электромагнитным каскадом, от глубины в калориметре из свинца со сцинтилляционными детекторами.

Переходные эффекты. Дело в том, что основная ионизация в калориметре создается релятивистскими частицами –

электронами из каскада. Число электронов в максимуме каскада приближенно равно

$$N \sim E_0 / \varepsilon,$$

где ε – критическая энергия в веществе. Критическая энергия в свинце и в сцинтилляторе резко различны. Поэтому число частиц в свинце и в сцинтилляторе также различно:

$$\frac{N_{\text{Pb}}}{N_{\text{сц}}} = \frac{\varepsilon_{\text{сц}}}{\varepsilon_{\text{Pb}}} = \sim 10.$$

Кроме того, сильно различается и угловое распределение электронов. В свинце около половины частиц в максимуме ливня движется в заднюю полусферу, в сцинтилляторе частицы более коллимированы вперед.

Таким образом, при переходе из свинца в сцинтиллятор частицы быстро поглощаются, и равновесие нарушается. Аналогичный эффект возникает в любом случае, когда детектор или стенки детектора и поглотитель сделаны из разных материалов.

Очевидно, что в таком калориметре будет происходить существенный недомер энергии электронно-фотонных каскадов (рис. 3.5).

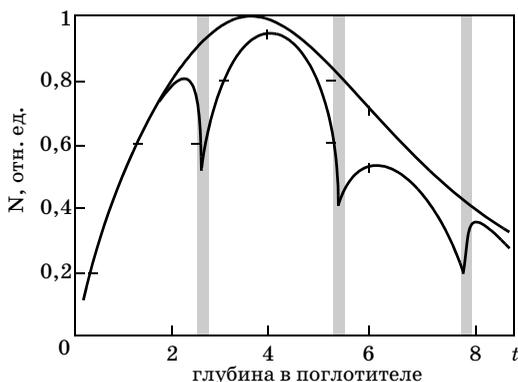


Рис. 3.5. Переходный эффект в слоистой структуре

§ 3.3. Вычисление энергии, выделившейся в калориметре

Энергия E_{Fe} , выделившаяся в слое железа над рядом ионизационных камер, наполненных аргоном, равна (вспомним, что ионизационные потери в расчете на г/см^2 $dE/dx \sim Z/A$)

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{Fe}}/\Delta E_{\text{Ar}} &= (\Delta x_{\text{Fe}}/\Delta x_{\text{Ar}})(S_{\text{Fe}}/S_{\text{Ar}})(Z_{\text{Fe}}/Z_{\text{Ar}})(A_{\text{Ar}}/A_{\text{Fe}}) = \\ &= 1,03(\Delta x_{\text{Fe}}/\Delta x_{\text{Ar}})(S_{\text{Fe}}/S_{\text{Ar}}), \end{aligned}$$

где $(S_{\text{Fe}}/S_{\text{Ar}}) = 0,96$ – отношение поглощающих способностей железа и аргона.

Поэтому с точностью $\sim 1\%$

$$\Delta E_{\text{Fe}}/\Delta x_{\text{Fe}} = \Delta E_{\text{Ar}}/\Delta x_{\text{Ar}}.$$

Таким образом, удельные потери энергии в аргоне и железе одинаковы. Поэтому энергия, выделившаяся в калориметре, состоящем из железных поглотителей и ионизационных камер с аргоновым наполнением, может быть вычислена по формуле

$$E = w_{\text{Ar}} \sum_{i=1}^N [I_{\text{Ar}} \Delta x_{\text{Fe}}]_i.$$

Часто рассматривают число релятивистских частиц, создающих эквивалентную ионизацию. Расчет показывает, что релятивистская частица имеет в аргоне удельную ионизацию (при давлении 5 атм)

$$(dI/dx)_{\text{Ar}} = 120 \text{ пар ионов/см.}$$

Используя это значение удельной ионизации и учитывая, что коэффициент собирания заряда на нить в цилиндрической импульсной ионизационной камере равен $\sim 0,85$, находим

$$(dI/dx)_{\text{Ar}} = 100 \text{ пар ионов/см.}$$

Тогда число релятивистских частиц n_e , создающих эквивалентную ионизацию,

$$n_e = I/100 \Delta x,$$

где Δx – средний путь частиц в камере.

Можно показать, что в этом случае измерения энергии по ионизации и числу релятивистских частиц n_e (в электрон-

но-фотонном каскаде) эквивалентны. В первом калориметре толщина слоев поглотителя была $\Delta x_{\text{Fe}} = 80 \text{ г/см}^2$ и

$$E \text{ (ГэВ)} = 0,12 \sum n_e.$$

Вклад ядерных расщеплений. В ядерных расщеплениях («звездах») возникают частицы сравнительно низкой энергии, и большинство из них не покидают слоев поглотителя в калориметре. По данным фотоэмульсий продуктами ядерных расщеплений являются протоны со средней энергией около 12 МэВ, α -частицы с энергией ~ 16 МэВ и нейтроны ($\langle E \rangle \sim 8$ МэВ). Число таких протонов (а также нейтронов), называемых испарительными, около 4 на одно взаимодействие.

Кроме того, возникают нуклоны отдачи с энергией $\langle E \rangle \sim 165$ МэВ. Такие протоны («серые» протоны) имеют достаточной большой пробег и находятся в равновесии с каскадом. Их энергия измеряется. «Серые» нейтроны регистрируются за счет образования вторичных звезд.

Пробег испарительных протонов мал. Он составляет около 1 г/см^2 , но такие протоны отличаются очень большой ионизирующей способностью. Поэтому, возникая в стенках ионизационной камеры или в газе, такие частицы дают большой всплеск ионизации, а возникшие в поглотителе – теряются. Можно показать, что в случае использования ионизационных камер в среднем существует равновесие. При использовании органических сцинтилляторов или детекторов черенковского излучения сильно ионизирующие частицы практически не регистрируются.

Из табл. 3.3 следует, что в таком случае будет потеряно около половины энергии при 40 ГэВ и около 15% при 1000 ГэВ. При использовании калориметров на ускорителях предварительная калибровка прибора позволяет учесть этот эффект при измерении энергии адронов. Однако имеется еще одна неопределенность, возникающая из-за различной точности измерения электронно-фотонного каскада и адрона. Электроны и фотоны после учета переходного эффекта измеряются правильно, тогда как для адронов появляется заметный недомер энергии, поскольку при работе на коллайдерах средняя энергия вторичных адронов невелика. Это приводит к росту дисперсии измеряемой энергии. В этой связи в последние годы

разрабатываются *компенсационные калориметры*, в которых поглотителем являются блоки из урана. Возникающие в звездах нейтроны, число которых в первом приближении равно числу протонов, вызывают реакции деления ядер урана и выделение дополнительной энергии. Можно так подобрать параметры поглотителей и детекторов, что выделение дополнительной энергии скомпенсирует потерю.

Следует заметить, что существует принципиально неизмеримая энергия ядерных расщеплений. Это энергия связи барионов в ядре. Она составляет заметную часть энергии звезд. Теряется также часть энергии медленных нейтронов. Оценка неизмеряемой энергии приводится в табл. 3.4.

Таблица 3.4

Энергия, недомеряемая в калориметре

E_0	50 ГэВ	100 ГэВ	300 ГэВ
Энергия связи и энергия медленных нейтронов	22%	9%	6%
Энергия, уносимая нейтрино	1%	0,3%	0,2%
Энергия, уносимая быстрыми мюонами	0,3%	0,1%	0,1%
Всего	~ 23%	~ 9%	~ 6%

Калибровка калориметров на ускорителе. Один из первых калориметров для изучения протонов и нейтронов в области сравнительно низких энергий (доступных в то время на ускорителях) STAC был построен в ЦЕРНе (рис. 3.6) и прокалиброван в Протвино (на ускорителе У70 на пучках различных частиц).

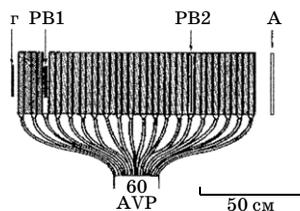


Рис. 3.6. Калориметр STAC, применявшийся для калибровки ионизационного калориметра

Детекторами ионизации в этом приборе служили сцинтилляторы. По этой причине существовал недомер энергии протонов и пионов, расходующих часть энергии на сильно ионизирующие частицы, к которым сцинтилляторы не чувствительны. Промежутки между сцинтилляторами были заполнены железными поглотителями толщиной 20 мм. Счетчик Г перед установкой определял

аксептанс установки. Счетчик А, размещенный за установкой и включенный в схему антисовпадений, отбирал каскады, полностью поглотившиеся в калориметре. Толщина поглотителя в калориметре составляла 80 см железа (5,5 λ). Счетчики Pb1 и Pb2 позволяли отбирать каскады, начинавшиеся на разной глубине в поглотителе. Хорошие результаты (достаточную точность измерения энергии) можно было получить, отбирая взаимодействия в верхней части прибора.

Импульс первичных частиц был известен с точностью 2%. При импульсе 21 ГэВ/с точность измерения энергии первичных электронов была около 8%, пионов – 25% и протонов – 24%. С ростом энергии погрешности измерения убывали быстрее, чем \sqrt{E} . Множество других экспериментов подтвердило такой результат.

Этот эксперимент показал, что возможности калориметров значительно шире, чем предполагалось вначале. Калориметры могут измерять энергии вторичных частиц, начиная с десятка гигаэлектрон-вольт. С ростом энергии точность измерений улучшается, но зависит от конструкции калориметра.

На ускорителе DESY (Германия) были выполнены измерения погрешностей определения энергии калориметрами на установке HERA до энергий в сотни ГэВ, что иллюстрируется графиком на рис. 3.7. На действующих калориметрах точность измерения энергии составляет несколько процентов.

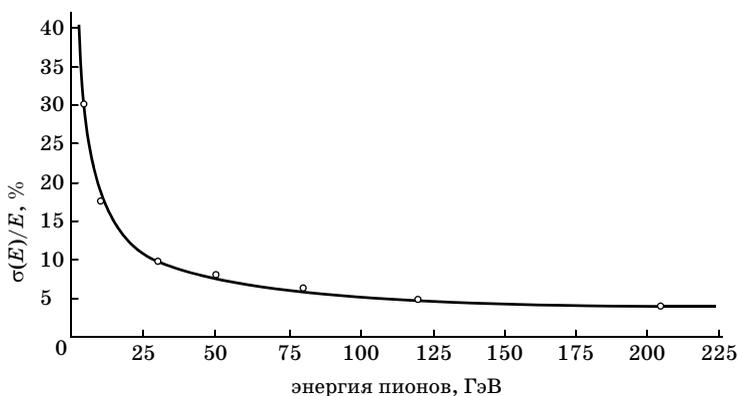


Рис. 3.7. Зависимость разрешающей способности калориметра от энергии по результатам калибровки на ускорителе

§ 3.4. Заключение

Таким образом, калибровка калориметров на ускорителях показала, что в настоящее время они являются наиболее точными устройствами для измерения энергии частиц.

Калориметры обладают следующими уникальными свойствами.

1. Точность измерения энергии растет при ее увеличении.
2. Калориметр может быть использован для измерения энергии всех известных частиц.
3. Калориметр сочетается с любыми другими детекторами частиц, что делает его непременной составной частью всех современных установок.

Ионизационный калориметр в ближайшие десятилетия будет наиболее универсальным прибором для измерения энергии частиц.

Вопросы и задачи

1. Сравнить толщину калориметра в метрах, если они построены из урана и мрамора. Толщину детекторов не учитывать.
2. Какова должна быть толщина калориметра, чтобы в нем регистрировались нейтрино с энергией 100 ГэВ с эффективностью 5%?
3. Оцените отношение числа ядер железа и гелия, зарегистрированных калориметром на спутнике на широте $\lambda = 30^\circ$.
4. Определите светосилу калориметра площадью 1 м^2 и высотой 2 м, установленного на Луне. Будет ли отличаться светосила такого же калориметра на Земле?

Литература

1. *Engler J. et al.* Калориметр STAC // NIM: 1973 P.106.
2. *Демьянов А.И. и др.* Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе. М., 1977.
3. *Мурзин В.С., Сарычева Л.И.* Множественные процессы при высоких энергиях. М.: Атомиздат, 1974.
4. *Григоров Н.Л., Мурзин В.С., Панопорт И.Д.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 506.
5. *Murzin V.S. Principles A.* Application of the Ionization Calorimeter. Progr. in Cosmic Rays. North-Holl. Pub. Comp. Amsterdam, 1967. V.9. P. 245 – 303.
6. Физическая энциклопедия. Т.2. М.: Советская энциклопедия, 1990.

ГЛАВА 4. Методы исследования космического излучения сверхвысокой энергии

§ 4.1. Введение

Широкие атмосферные ливни как особый метод изучения первичного космического излучения. Сейчас мы вынуждены отступить от нашего прямого пути изучения методов измерения энергии частиц и окунуться в океан явлений, связанных с широкими атмосферными ливнями. Это позволит нам ознакомиться с новейшими методами измерения энергии частиц сверхвысоких энергий. Это очень специальные методы. Они возможны лишь благодаря существованию атмосферы Земли, которая, как мы увидим, является гигантским калориметром.

Космические лучи с энергией больше, чем 10^{14} эВ, достигают атмосферы Земли слишком редко и не могут изучаться приборами, которые несут воздушные шары или космические корабли и спутники. Достаточно сказать, что поток частиц с энергией около 10^9 ГэВ составляет всего лишь около 1 частицы на 1 км^2 за 100 лет. Для изучения таких частиц и измерения их энергии приходится использовать специальный космический метод – полагаться на ливни из частиц, создаваемые космическими частицами высокой энергии. Такие атмосферные ливни покрывают площадь в сотни квадратных километров, что позволяет регистрировать события предельно высоких энергий с помощью мозаики из детекторов.

Свойства атмосферных ливней интенсивно исследуются, начиная с конца 40-х гг. XX в. Они не могут не поражать воображение своими масштабами. Само явление состоит в том, что первичная частица высокой энергии образует в атмосфере электронно-ядерный каскад, в результате чего вторичным электронам в конечном итоге передается до 90% энергии первичной частицы. За счет электромагнитного каскада электроны размножаются. К уровню моря их число достигает многих миллионов или миллиардов, и они покрывают площадь в сотни и тысячи квадратных километров. Поэтому эффективная площадь наземных установок, состоящих из газоразрядных, сцинтилляционных или черенковских счетчиков, должна быть очень велика. Они содержат большое число разнообраз-

ных детекторов. Размер каждого детектора невелик, но они рассеяны по огромной площади и образуют целую сеть для улавливания ливней. В такую сеть попадает только крупная добыча – частицы с энергией $>10^{14}$ эВ. Подобные установки позволяют изучать энергетический спектр и ядерный состав первичного космического излучения до энергий $\sim 10^{10}$ ГэВ и более. Трудно переоценить важность изучения атмосферных ливней и для астрофизики. Частицы сверхвысоких энергий рассеиваются в Галактике значительно меньше, чем частицы низких энергий, и, возможно, несут информацию о более далеких областях Метагалактики. С помощью широких атмосферных ливней удалось установить, что в первичном излучении имеются частицы с $E > 10^{10}$ ГэВ, была обнаружена анизотропия космического излучения, которая указывает на внегалактические источники частиц предельно высоких энергий.

Открытие и методы изучения ШАЛ. Явление, которое называют широким атмосферным ливнем, первым обнаружил Пьер Оже (P. Auger), однако заподозрил его существование Бруно Росси (B. Rossi, 1934). На основе своих наблюдений он пришел к выводу: «кажется, время от времени на установку падают обширные группы частиц, которые производят совпадения между счетчиками, даже довольно отдаленными от друга». Окончательное открытие широких атмосферных ливней Оже и его группой произошло в результате улучшения разрешающего времени цепей совпадения до $5 \cdot 10^{-6}$ с, сделанного, возможно, Мазе (Maze, 1938). Стандартный метод определения времени разрешения по измерению скорости счета случайных совпадений разрядов двух широко разнесенных газоразрядных счетчиков, показал, что регистрация коррелированных частиц в удаленных пунктах не прекращалась с увеличением расстояния, как и предполагал Росси. В то время думали, что первичные космические лучи состоят из электронов. Разработанная тогда каскадная теория ливней позволяла оценить энергию первичных электронов. Детальная работа Оже, в которой массивы счетчиков были установлены в горах, позволила заключить, что некоторые из групп частиц были вызваны космическими частицами с энергией $\sim 10^{15}$ эВ. Таким образом, Оже впервые обнаружил частицы с энергией на пять порядков больше, чем можно было измерить геомагнитными

методами. Изучение атмосферных ливней (их стали называть ливнями Оже, или широкими атмосферными ливнями – ШАЛ) продолжалось со все большими и большими массивами газоразрядных счетчиков, разносимых на большие расстояния. Были обнаружены случаи каскадов с энергиями более 10^{17} эВ. В 1949 г. под руководством Д.В. Скобельцына на Восточном Памире были зарегистрированы совпадения в счетчиках, разнесенных на километр.

Однако газоразрядные счетчики не позволяли определить направления прихода ливня, и это было серьезным препятствием для дальнейшего изучения ливней. Американский исследователь Р. Басси и его сотрудники (1953), разработали методику восстановления направления прихода ливня по измерению времени задержки регистрации сигналов в разнесенных на несколько десятков метров сцинтилляционных счетчиках. Определив область самой большой плотности частиц по показаниям детекторов, можно было найти место падения оси ливня. Предполагают, что наклон оси ливня указывает направление прихода первичной частицы. Особый интерес имеют частицы сверхвысокой энергии. Они могут указывать направление на источники космических лучей, так как слабо отклоняются магнитными полями. Интерес к частицам таких энергий огромен. Для их регистрации строятся установки гигантских размеров.

Методика газоразрядных счетчиков использовалась (и используется) в пяти крупнейших установках площадью более 8 км^2 . Они были реализованы в Волкано Рэнч (Нью Мексико, США), Хавера Парк (Англия), Наррибри (Австралия), Якутск (Россия), и AGASA (Япония). Установка AGASA (Akeno Giant Air-Shower Array) площадью в 100 км^2 в настоящее время самая большая в мире, хотя было намечено строительство установки площадью 1000 км^2 в Советском Союзе и 3000 км^2 в Обсерватории Оже в Аргентине. К началу 1960-х гг., до открытия реликтового микроволнового излучения (см. ч. II гл. 7) подозревалось, что спектр космических лучей мог бы продлеваться до энергии 10^{21} эВ и выше. Поэтому изучались альтернативные методы регистрации и измерения ливней со столь высокими энергиями.

В 1962 г. Суга и Чудаков указали на возможность использования атмосферы как обширного сцинтилляционного калориметра. В 1968 г. Танахашаи с сотрудниками впервые наблюдали ионизационное свечение ливня с энергией 10^{19} эВ на горе Додайра около Токио.

Ни западные станции, ни Японские острова не были климатически подходящи для эксплуатации метода, однако огромная установка была все же построена в Университете штата Юта.

В 1976 г. в Вулкано Рэнч было зарегистрировано ионизационное свечение ливней путем регистрации вспышек света в совпадении с системой газоразрядных счетчиков. Этот успех привел к развитию самого удачного прибора «Мушиный глаз» (Fly's Eye). Сейчас эта установка работает с более высоким разрешением. Она называется детектором Высокого разрешения (HiRes – High Resolution). Планируется также установка в обсерватории Оже, где будет работать комбинация детекторов ионизационного свечения и кобры из газоразрядных счетчиков.

§ 4.2. Что такое ШАЛ?

Общая картина широкого атмосферного ливня. В основе представления о процессах в широком атмосферном ливне лежит модель ядерного каскада. Широкий атмосферный ливень считают гигантским электронно-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, ионизационное и радиоизлучение и др.

Электроны и фотоны быстро размножаются и 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 электронно-фотонной компоненты. В настоящее время преимущественное значение имеет исследование многих характеристик ливня с помощью комплексных установок (рис. 4.1).

Росси предложил наглядную картину широкого атмосферного ливня. Ливень представляет собой диск конечной толщи-

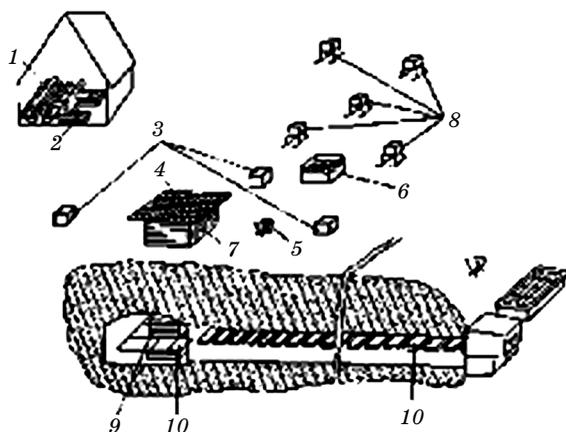


Рис. 4.1. Комплексная установка для исследования широких атмосферных ливней на Тянь-Шане, созданная коллективом под руководством С.И. Никольского: 1 – детектор электронов (45 м^2); 2 – детектор мюонов (45 м^2); 3 – детектор времени прихода частиц ливня; 4 – сцинтилляционные счетчики (64 м^2); 5 – детекторы положения ствола ливня; 6 – годоскопические счетчики; 7 – ионизационный калориметр; 8 – воздушные черенковские счетчики; 9 – подземный калориметр; 10 – подземный детектор мюонов

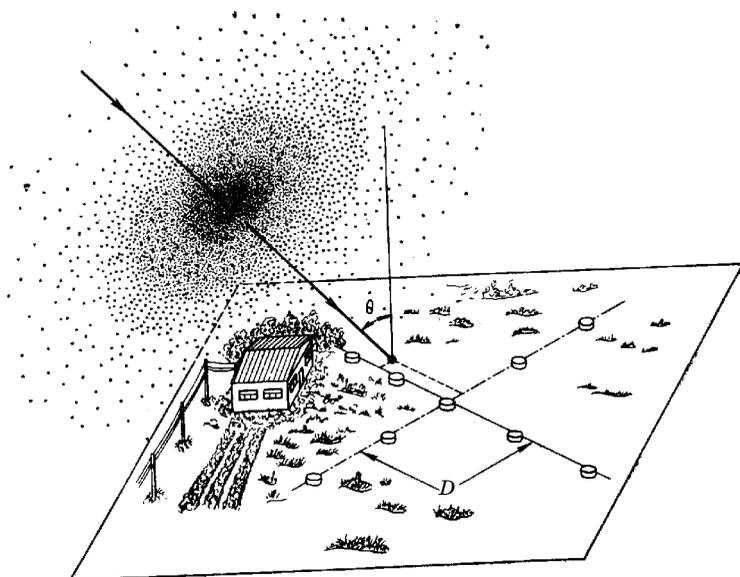


Рис. 4.2. Диск, образованный частицами широкого атмосферного ливня, приближается к детекторам D под углом θ к вертикали

ны, состоящий из частиц, движущихся через атмосферу почти со скоростью света (рис. 4.2). 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 толщина увеличивается: $\Delta l \sim 5,6 c (1 + r/30)^{1,5}$. 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.

Если в ливне имеются частицы большой массы ($M > m_e$), то их скорость меньше, и они придут на детектор с запаздыванием по отношению к фронту электронов. Легко подсчитать, что частицы, родившиеся на высоте h и движущиеся со скоростью v , должны запаздывать на время

$$\Delta t = (h/v - h/c) \approx h(1 - \beta^2)/2c = h/2c\gamma^2.$$

Нетрудно оценить, что запаздывание тяжелых частиц с $\gamma \sim 10$ может достигать долей миллисекунды. Специальные опыты пока не обнаружили в ливнях тяжелых запаздывающих частиц (в частности, свободных кварков). Одно время обсуждалась идея о существовании тахионов – частиц, движущихся быстрее скорости света. Если бы в широких атмосферных ливнях возникали тахионы, то они должны были бы опережать фронт. Такие частицы тоже не найдены.

§ 4.3. Измеряемые параметры ливня

Спектр плотностей ливней. Спектром плотностей широких атмосферных ливней $P(\rho)$ называется частота появления ливней, у которых плотность частиц в данном месте находится в интервале $(\rho, \rho + \delta\rho)$. 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 σ – 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 полное число ливней, регистрируемое установкой, равно

$$C_n(\sigma) = \int_0^{\infty} F(\sigma) [1 - \exp(-\rho\sigma)]^n d\rho = \int_0^{\infty} F(\rho, \sigma, n) d\rho,$$

где $F(\rho)$ – спектр плотностей ливней. Если $\rho\sigma$ мало, то $\exp(-\rho\sigma)$ близка к единице и подынтегральное выражение мало; при больших $\rho\sigma$ величина $[1 - \exp(-\rho\sigma)]^n \rightarrow 1$, в этом случае число срабатываний установки определяется *спектром плотностей ливней* $F(\rho)$. Поэтому, варьируя площадь детекторов σ и кратность совпадений, можно отбирать те или иные ливни. Таким методом спектр плотностей ливней был изучен в интервале $\rho = (1-10^3) \text{ м}^{-2}$ и оказался

$$F(\rho) \sim \rho^{-\kappa},$$

где $\kappa \approx 1,5$.

Спектр ливней по числу частиц. Каждый из детекторов D на рис. 4.2 измеряет плотность частиц. Распределение плотности частиц определяет положение максимума плотности, т.е. ось ливня. Зная пространственное распределение плотностей частиц и предполагая осевую симметрию ливня, можно найти полное число частиц (электронов) в ливне на уровне наблюдения:

$$N_0 = 2\pi \int \rho(r) r dr. \tag{4.1}$$

Можно также построить спектр ливней по числу частиц $K(N_e, x)$ на разных глубинах x уровня наблюдения в атмосфере (рис. 4.3). На уровне моря этот спектр имеет вид

$$K(>N_e) = 2 \cdot 10^{-10} (N_e/10^5)^{-1,5 \pm 0,07} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}, 10^4 < N_e < 10^6,$$

$$K(>N_e) = 6,3 \cdot 10^{-12} (N_e/10^6)^{-2,0 \pm 0,07} (\text{см}^2 \cdot \text{см} \cdot \text{ср})^{-1}, N_e > 10^6.$$

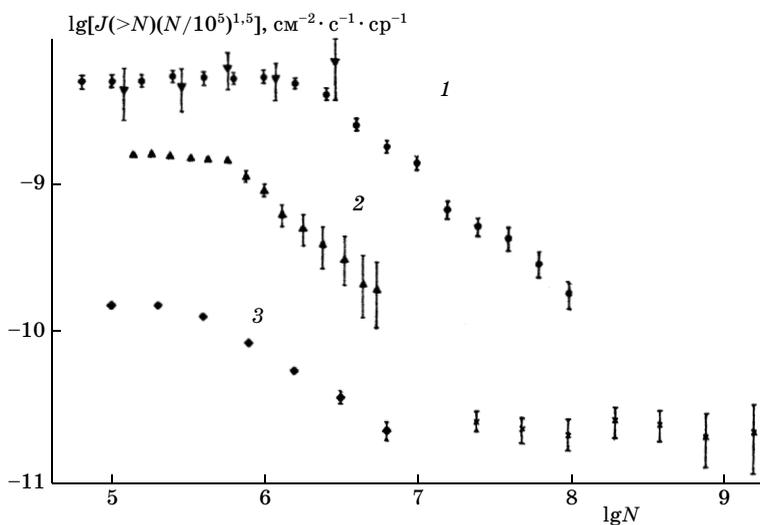


Рис. 4.3. Спектры ливней по числу частиц на различных глубинах в атмосфере: 1) $x = 500 \text{ г/см}^2$; 2) $x = 700 \text{ г/см}^2$; 3) $x = 1000 \text{ г/см}^2$ (уровень моря); ∇ — $x = 200 \text{ г/см}^2$

Такая зависимость установлена до $N_e \sim 10^7$.

Используя модельные расчеты продольного развития ядерного каскада в атмосфере и измерив число электронов N_e , можно оценить энергию первичной частицы, вызвавшей ливень. В случае чистого электронно-фотонного каскада задача решается практически однозначно. Однако в электронно-ядерном ливне существуют значительные колебания числа частиц на данной глубине наблюдения (при фиксированной энергии), вызванные флуктуациями двух параметров, от которых в основном зависит число частиц. Во-первых, это распределение глубин первого акта взаимодействия и, во-вторых, флуктуации доли энергии, передаваемой вторичным частицам (так называемый *коэффициент неупругости* [6]) в первом акте¹. С учетом этих флуктуаций можно установить связь между N_e и средней энергией E первичной частицы (см. ниже).

¹ Флуктуации в повторных актах взаимодействия играют меньшую роль, так как их много и они усредняются.

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 оси. Задачи продольного и поперечного развития ливня могут рассматриваться отдельно, так как продольный размер ливня $l \sim 10\text{--}20$ км, а поперечный $r \sim 100$ м. Основным механизмом поперечного развития ливня является кулоновское рассеяние частиц. Средний квадратический угол многократного кулоновского рассеяния определяется формулой

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

где $E_s = 21$ МэВ, t – толщина слоя, t_0 – радиационная длина.

С учетом ионизационных потерь средний квадратический радиус ливня

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 0,9E_s t_0/\varepsilon. \quad (4.2)$$

В теории широких атмосферных ливней принято измерять энергию и углы в мольеровских единицах:

$$r_1 = E_s t_0/\varepsilon, \quad \theta_1 = E_s/\varepsilon. \quad (4.3)$$

В воздухе $r_1 = 9,5$ г/см², $\theta_1 = 1,4$ рад. Как видно из формулы (4.2), измеренный в мольеровских единицах «размер ливня» будет постоянным, хотя сама мольеровская единица (выраженная в метрах) меняется с высотой. Поэтому геометрический размер отдельного ливня уменьшается (при $s > 1$)¹ с углублением в атмосферу.

На первый взгляд кажется, что размер ливня не зависит от начальной энергии. На самом деле от энергии не зависит лишь *среднеквадратичный радиус*, т.е. размер, где содержится около половины частиц. Если за размер ливня принять расстояние, на котором плотность числа частиц превышает некоторую величину ρ_0 , то такой размер растет с энергией.

¹ Параметр s появляется в теории каскадных ливней. В максимуме ливня $s = 1$, после максимума $s > 1$ и до максимума $s < 1$ [5].

В эксперименте среднеквадратичный радиус ливня электронов определяется по обычным формулам:

$$R_{ms} = \left[\frac{\sum_i (N_e R_{ms}^2)_i}{\sum_i (N_e)_i} \right]^{1/2},$$

где индекс i обозначает характеристики, полученные для i -го индивидуального широкого атмосферного ливня, и суммирование идет по всем зарегистрированным ШАЛ заданной первичной энергии.

Определение угла наклона ливня. Угол наклона ливня определяется путем измерения времени запаздывания срабатывания детекторов, разнесенных на значительные расстояния. Каждый из детекторов Д на рис. 4.2 измеряет время прихода фронта ливня с точностью до наносекунды. По времени запаздывания прихода фронта в разные детекторы вычисляется угол θ наклона оси.

§ 4.4. Пространственное распределение частиц в ливнях

Общие свойства. Одной из важнейших характеристик широкого атмосферного ливня, которые должны измеряться при исследовании ШАЛ наземными установками, является локальная плотность заряженных частиц на различных расстояниях от оси ливня. Надежные теоретические предсказания функции пространственного распределения (ФПР) главных компонентов ШАЛ в широком радиальном диапазоне расстояний имеют поэтому большое значение при исследовании космических лучей, как для определения различных параметров ливня (например, энергии первичной частицы), так и для разработки новых проектов экспериментов.

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*. Предполагается, что ось ливня совпадает с направлением движения первичной частицы, вызвавшей ливень. Все пространственные характеристики ливня изучаются как функции расстояния r от его оси. Обычно используют специ-

альные нормировочные единицы измерений, так называемые *мольеровские единицы*

$$r_1 = E_s t_0 / \varepsilon \quad \text{и} \quad \theta_1 = E_s / \varepsilon \quad (4.4)$$

(t_0 – радиационная единица длины, ε – критическая энергия).

Обозначим плотность частиц в ливне на расстоянии r от оси $\rho(r/r_1)$ и тогда

$$\rho(r/r_1) = Af(r/r_1) = Af(x), \quad x = r/r_1. \quad (4.5)$$

Здесь $f(x)$ – нормированная функция пространственного распределения, не зависящая от числа частиц в ливне N . Константу A можно определить из условия, что полное число частиц в ливне равно N :

$$\int_0^{\infty} \rho(r/r_1) 2\pi r dr = Ar_1 \int 2\pi f(x) x dx = N.$$

Полагая, что $\int 2\pi f(x) x dx = 1$, находим

$$A = N/r^2, \quad \rho(r/r_1) = (N/r_1^2) f(x).$$

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 впервые составлены Л. Ландау, а решение первоначально было получено Мольер. Это решение достаточно обосновано лишь для частиц высоких энергий.

Для аналитической параметризации решений каскадных уравнений, традиционно используется функция пространственного распределения электронов, предложенная Нишимурой, Каматой и Грейзенем (НКГ). Аналитическая аппроксимация вычислений, сделанная Грейзенем, для чистых электромагнитных каскадов имеет вид

$$\rho_e^{\text{НКГ}}(r, s) = \frac{N_e}{r_1^2} \frac{\Gamma(4,5-s)}{2\pi\Gamma(s)Z(4,5-2s)} \left(\frac{r}{r_1}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_1}\right)^{s-4,5}. \quad (4.6)$$

Здесь $\rho_e(r; s)$ – электронная плотность на расстоянии r от оси ливня в электромагнитном каскаде с возрастом s , N_e – общее число электронов на уровне наблюдений, r_1 – мольеровская

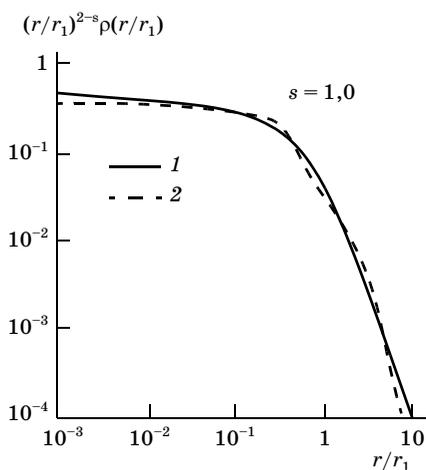


Рис. 4.4. Пространственное распределение электронов: 1 – по расчетам Нишимуры и Каматы; 2 – по аппроксимации Грейзена

единица (приблизительно 0,25 радиационной длины в воздухе). Формула Нишимуры, Каматы и Грейзена (НКГ) с различными наборами параметров применялась много лет для описания функций пространственного распределения электронов атмосферного ливня.

Решение уравнений Ландау было выполнено для полного числа частиц в ливне в приближении B [5] для глубин, соответствующих $s = 0,6; 1,0; 1,4$, при $E_0 \rightarrow \infty$. Результаты расчетов Нишимуры и Каматы представлены на рис. 4.4.

Практически пригодная простая аппроксимация решений Нишимуры и Каматы имеет вид

$$xf(x) = C(s)x^{s-1}(x+1)^{s-4,5}, \quad (4.7)$$

или

$$\rho(r/r_1) = (N/r_1^2)C(s)x^{s-2}(x+1)^{s-4,5}, \quad (4.7a)$$

где $C(s)$ меняется от 0,16 при $s = 0,5$ до 0,4 при $s = 1,5$. Вблизи оси ливня, где $x \ll 1$, $\rho \sim x^{s-2}$ при $s < 2$ и $\rho = \text{const}$ при $s > 2^1$. Выражение (4.7) утрачивает смысл на больших расстояниях $r \sim (3-4)r_1$ из-за влияния кратного и однократного рассеяния.

¹ Такое же выражение было получено И.Я. Померанчуком и А.Б. Мигдалом. Более точные расчеты дают $x^{s-2,16}$.

При вычислении $f(x)$ Нишимура и Камата определили s с учетом зависимости s от r . Тогда соотношение для определения s можно представить в виде

$$-\lambda_1(s)t = \ln(E_0/E) = \ln(E_0/\varepsilon)(\varepsilon/E_s)(E_s/E) = \ln(E_0/\varepsilon) + \ln x. \quad (4.8)$$

Согласно (4.8) s возрастает с уменьшением r , т. е. для частиц высокой энергии (идущих близко к оси ливня) максимум числа частиц достигается раньше.

Поскольку фотоны не рассеиваются кулоновскими силами, то они сильнее сконцентрированы у оси, чем электроны. При $r \ll 1$ пространственное распределение фотонов описывается функцией

$$\rho_r(r) \approx r^{s-2} \ln(1/r) \text{ при } s < 2; \quad \rho_r(r) = \text{const при } s > 2.$$

Поскольку при $r \rightarrow 0$ s возрастает, то наступит момент, когда s приблизится к 2 и плотность электронов и фотонов почти не будет меняться с изменением расстояния. Эта область расстояний (~1м) определяет ствол электронно-фотонного ливня.

В настоящее время выполнены расчеты для конечного значения E_0 . В этом случае пространственное распределение оказывается более крутым по сравнению с тем, что дают формулы (4.6) и (4.7).

Поиск решений проблемы пространственного распределения частиц на очень больших расстояниях от ствола ливня ($r > 1$ км) продолжается, так как это особенно важно для предельно высоких энергий. Наиболее предпочтительна методика расчетов методом статистических испытаний (метод Монте-Карло), когда прослеживается судьба каждой частицы ливня. Естественно, что подобные расчеты требуют огромного машинного времени. В настоящее время широко используется модель ядерного каскада КОРСИКА (CORSIKA).

Модели и программы расчетов. CORSIKA – это монтекарловская модель, учитывающая в подробностях развитие ШАЛ в атмосфере. Она пригодна для ливней вызванных фотонами, нуклонами или ядрами. Каждая частица в ливне прослеживается до своего поглощения с учетом энергетических потерь, отклонений из-за многократного рассеивания и геомагнитного поля. Модель включает распады нестабильных частиц, а также электромагнитные и адронные взаимодействия. Варианты CORSIKA содержат различные адронные модели взаимодейст-

вия, что позволяет дать сравнение и оценку систематических погрешностей, возникающих из-за неопределенности в некоторых вопросах адронных взаимодействий. Используются модели, прошедшие проверку на ускорителях (HDPМ, VENUS, QGSJET, SIBYLL и DPMJET, а для энергий ниже $E_{\text{lab}} = 80$ ГэВ на нуклон, модель GHEISHA¹). Значительная неопределенность возникает при экстраполяции адронных моделей в область более высоких энергий. Модели VENUS, QGSjet и DPMJET наи-

¹ Адронная модель SIBYLL, основана на мини-струях. Она моделирует адронное взаимодействие как комбинацию одного основного мягкого столкновения, в котором сгенерированы две струны и ряд мини-струн. В этой модели рост сечения взаимодействия происходит только из-за генерации мини-струй.

HDPМ – чисто феноменологическая модель, которая использует детальную параметризацию рождения частиц в pp -взаимодействиях на коллайдерах. Сомнительна возможность применения модели к реакциям с ядрами и к энергиям вне диапазона энергии коллайдера.

GRT модели моделируют ядра – используют коллайдерные результаты pp -столкновений, с учетом множества деталей, и глауберовский подход [16]. HDPМ и SIBYLL принимают для ядро-ядерных столкновений суперпозицию независимых взаимодействий для каждого нуклона из налетающего ядра. GSJET, DPMJET, и SIBYLL включают генерацию мини-струй, которая становится доминирующей при более высоких энергиях и ведет к росту сечений и pt .

VENUS – единственная модель, принимающая во внимание взаимодействие промежуточных струн и вторичных адронов друг с другом, ведущее к лучшему согласию с конечными состояниями, измеренными в экспериментах на коллайдерах.

В DPMJET эти взаимодействия включены только для вторичных адронов.

Для энергий ниже 80 ГэВ используется модель GHEISHA, написанная, чтобы моделировать взаимодействия вторичных с небольшой энергии (десятки ГэВ) с типичными материалами детектора. GHEISHA – феноменологическая модель рождения частиц, согласующаяся с результатами на ускорителях.

SIBYLL – модель, основанная на мини-струях. Она моделирует адронную реакцию как комбинацию одного основного мягкого столкновения, в котором сгенерированы две струны и ряд мини-струн. В этой модели рост сечения взаимодействия происходит только из-за генерации мини-струй.

QGSJET, DPMJET, и SIBYLL составляют министруйную генерацию, которая становится доминирующей в более высоких энергиях и ведет к росту сечений и более высоким p_t частицы. В то время как в QGSJET и DPMJET мини-струи только частично способствуют росту сечения, они исключительно ответственны за это в SIBYLL.

более успешно описывают упругое рассеяние и рост неупругого адронного сечения с энергией.

Использование монтекарловских моделей дает хорошие результаты. Эти модели позволяют определить продольное и поперечное развитие каскада в атмосфере и найти ФПР различных частиц, но с затратой огромного вычислительного времени.

Начиная с 1975 г. появилось много теоретических и экспериментальных результатов, которые подвергали сомнению применимость функции НКГ (см. [1–3, 7, 9, 15, 23–26]). Были предложены различные модификации формы НКГ, например, посредством введения дополнительного постоянного или зависящего от возраста ливня коэффициента или локального возраста.

Скейлинговая модель. А.А. Лагутин и его сотрудники [24] предложили скейлинговое описание функции пространственного распределения электронов в ливнях высокой энергии, используя в качестве нормировочного параметра при измерении расстояний от оси ливня не мольеровскую единицу r , а среднеквадратичный радиус ФПР электронов R_{ms} . Их теоретические результаты, позволили получить хорошее согласие с экспериментальными данными для пространственного распределения электронов в каскадных ливнях:

$$\rho_r(r, E_0) = \frac{N_e(E_0, t)}{R_{ms}^2(E_0, t)} F\left(\frac{r}{R_{ms}(E_0, t)}\right),$$

где

$$R_{ms}^2 = \frac{2\pi}{N_e(E_0, t)} \int_0^{\infty} r^2 \rho_e(r, E_0, t) r dr.$$

Функция $F(X)$ (скейлинговая функция) является ФПР, нормированной относительно переменной $X = r/R_{ms}$. Если принять переменный радиальный параметр в качестве масштаба ФПР (в противоположность традиционному подходу, который использует мольеровскую единицу как скейлинговый фактор, зависящий только от глубины наблюдения и атмосферных условий), то электронная структурная функция становится устойчивой относительно вариаций первичной энергии, возраста каскада и (в случае ливней, вызванных адроном)

свойств адронных взаимодействий. Функции $F(X)$ для чистого электронно-фотонного каскада и для ядерного каскада практически идентичны. Удобная аппроксимация, подобная ФПР Грейзена выглядит следующим образом:

$$F(X) = C_e X^{-\alpha} (1 + X)^{-(\beta-\alpha)} (1 + X/10)^{2-\delta}, \quad (4.9)$$

где

$$C_e = 0,28; \quad \alpha = 1,2; \quad \beta = 4,53; \quad \delta = 0,6.$$

В явном виде эта функция имеет вид

$$\rho_r(r) = N_e \frac{0,28}{R_{ms}^2} \left(\frac{r}{R_{ms}} \right)^{-1,2} \left(1 + \frac{r}{R_{ms}} \right)^{-3,33} \left(1 + \left(\frac{r}{10R_{ms}} \right)^2 \right)^{-0,6}.$$

Сейчас известно, что среднеквадратичный радиус электронов в ШАЛ имеет однозначную связь с глубиной максимума ливня. Сопоставление результатов, полученных с помощью «скейлинговой» ФПР, с экспериментальными данными KASCADE и AGASA¹ демонстрирует хорошее согласие на различных радиальных расстояниях, однако скейлинговая ФПР значительно более крутая, чем результаты CORSIKA на расстояниях более 1 км от оси ливня.

В настоящее время справедливость скейлинговой ФПР была исследована непосредственно численными расчетами для электромагнитного каскада с $s = 0,5-1,6$ и вызванных адронном широких атмосферных ливней для атмосферных глубин $h = 614-1030$ г/см² до $E_0 = 10^{18}$ эВ. В силу своей стабильности масштабный формализм, кажется, остается применимым даже при более высоких первичных энергиях, пока на развитии ливня не сказывается эффект Ландау–Померанчука–Мигдала и влияние геомагнитного поля. Одно из преимуществ масштабного подхода по сравнению с НКГ-подобными формулами состоит в том, что он позволяет воспроизводить ФПР до больших расстояний от оси ливня, вплоть до 3 км от оси. Точность формулы (4.9) лучше, чем 10% для $0,05 < X < 25-30$ (максимальное значение X зависит от возраста каскада и соответствует расстоянию $r \sim 2000-3000$ м). Очень важно обратить внимание, что масштабное свойство и форма масштабной

¹ KASCADE и AGASA – крупные установки для изучения ШАЛ (см. ниже).

функции очень мало чувствительны к изменениям основных параметров адронной модели взаимодействия, используемой в моделировании ШАЛ. Это открывает широкие возможности для практического использования масштабного формализма.

§ 4.5. Энергетические свойства ШАЛ

Современные установки по изучению ШАЛ представляют собой целые города с разнообразными службами. Рассмотрим в качестве примера установку, изображенную на рис. 4.1. Установка включает систему детекторов для регистрации числа частиц (в основном, электронов), по распределению которых определяют положение оси ШАЛ, угла ее наклона θ . Другая система детекторов служит для измерения адронной и мюонной компонент, а также для регистрации черенковского свечения атмосферы под воздействием ШАЛ. Измеряется не только число частиц разного сорта, но и их энергия, и пространственное распределение. Электроны максимальной энергии сосредоточены вблизи оси, где их средняя энергия $\langle E \rangle = 5$ ГэВ, а их средняя энергия по всему ливню 0,2 ГэВ. Поэтому полная энергия электронно-фотонной компоненты на уровне моря

$$\langle E_{\text{эф}} \rangle = 0,2 N_e \text{ ГэВ.}$$

Адроны высокой энергии ($E_a \sim 10^3$ ГэВ) сосредоточены в стволе ШАЛ на расстоянии 1–2 м от оси. Их свойства изучают с помощью ионизационных калориметров, фотоэмульсионных и рентгеноэмульсионных камер. Число адронов с $E_a > 1$ ГэВ не превышает 1% от числа электронов, а суммарная энергия примерно равна энергии электронно-фотонной компоненты:

$$E_{\text{яа}} = 0,15 N_e \text{ ГэВ.}$$

Эта энергия обеспечивает непрерывную подпитку электронно-фотонного каскада.

Мюоны с энергией $E_\mu > 300$ МэВ регистрируются с помощью детекторов, экранированных толстыми слоями свинца (до 20 см); безазорные магниты из намагниченного железа позволяют измерять энергию мюонов до 500 ГэВ и знак их электрического заряда (рис. 4.5). Усредненное пространственное

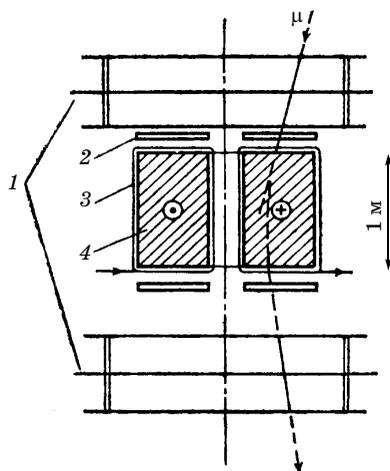


Рис. 4.5. Подземный магнитный спектрометр (МГУ) для изучения мюонов высокой энергии: 1 – искровые камеры; 2 – сцинтилляционные детекторы; 3 – обмотка электромагнита; 4 – намагниченное железо; μ – трек мюона

распределение мюонов в интервале $10^5 < N_\mu < 10^7$ имеет вид (r в метрах)

$$\rho_\mu = N_\mu \cdot 2,5 \cdot 10^{-4} r^{-0,5} \exp(r/80) \text{ м}^{-2}.$$

Полная энергия мюонов, определяемая по их спектру на уровне моря, превышает энергию электронов и адронов:

$$E_\mu = 8,7 N_e^{0,8} \text{ ГэВ.}$$

§ 4.6. Черенковское излучение ШАЛ

Общие свойства черенковского излучения в атмосфере. Одной из важнейших компонент ШАЛ является черенковское излучение, но наблюдать его непросто. Атмосфера рассеивает свет звезд, поэтому ночное небо светится, хотя и слабо. Интенсивность свечения ночного неба в интервале длин волн 4300–5500 Å составляет $6,5 \cdot 10^7 (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1}$. Черенковское излучение ШАЛ гораздо слабее, но для регистрации кратковременной вспышки света важно, чтобы она превышала флуктуации свечения ночного неба в регистрируемом диапазоне частот.

Возможность появления вспышек от черенковского света ШАЛ прямо следует из теории эффекта Вавилова–Черенкова. Коэффициент преломления света в воздухе при атмосферном давлении $n = 1,00029$, и при скорости частиц $v > c/n$ должно возникать свечение. При таких условиях угол излучения будет мал ($\theta_{\text{макс}} = 1,3^\circ$), а пороговая энергия велика ($E_{\text{мин}} = 21$ МэВ для электронов).

Коэффициент преломления света n в атмосфере мал и зависит от высоты:

$$n - 1 = \eta = 2,9 \cdot 10^{-4} \exp(-h/7,1),$$

где h – высота над уровнем моря в километрах. Поэтому угол вылета и количество излучаемых фотонов N_ϕ малы:

$$\theta_{\text{макс}} = \sqrt{2\eta}, \quad dN_\phi/dl = 780 \eta \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-1}.$$

На высоте 20 км частица образует лишь 0,1 фотон/см. Однако число частиц в ливне велико, и кратковременная вспышка черенковского излучения от этих частиц может (при благоприятных условиях) превосходить флуктуации свечения ночного неба. Для регистрации черенковского излучения ШАЛ используются детекторы с фотоумножителями (рис. 4.6). Система таких детекторов позволяет вычислить полное количество фотонов от черенковской вспышки. В отличие от детекторов частиц, черенковские детекторы излучения позволяют

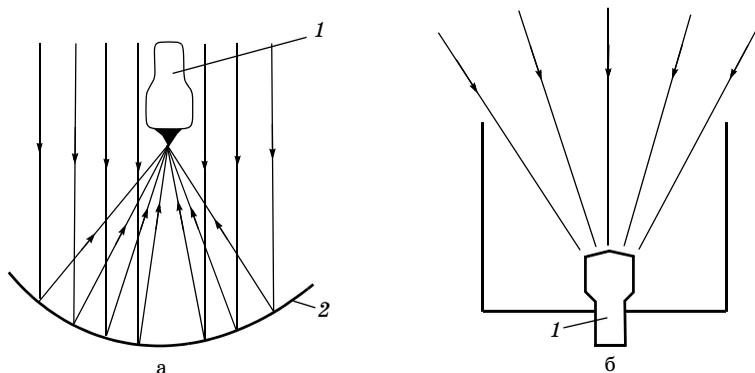


Рис. 4.6. Детекторы черенковского излучения ШАЛ: а) детектор большой площади с малым телесным углом; б) широкоапертурный детектор малой площади; 1 – фотоумножитель, 2 – параболическое зеркало

измерить полное число фотонов, образовавшихся во всей атмосфере, т.е. использовать атмосферу в качестве *калориметра*.

Полное число испущенных фотонов

$$Q = \alpha \int_0^{x_0} \frac{dN_{\Phi}}{dt} N_e(t) dt,$$

где α – усредненная доля частиц с энергией, превышающая пороговую для черенковского излучения ($\alpha = 0,4$), t – путь, выраженный в лавинных единицах (от точки взаимодействия до уровня наблюдения x_0). В результате подстановки численных значений α и dN_{Φ}/dt находим

$$Q = 2,5 \cdot 10^{-3} \int_0^{x_0} N_e(t) dt.$$

Так как энергия первичной частицы, выделившаяся в атмос-

фере, равна $E = \varepsilon \int_0^{x_0} N_e(t) dt$ (ε – критическая энергия), то

$$E = 3,25 \cdot 10^{-5} Q \text{ ГэВ}.$$

Чтобы получить полную энергию первичной частицы E_0 , к этой величине необходимо добавить энергию, поглощенную ниже уровня наблюдения.

С помощью комплексных установок получена связь между числом частиц и энергией первичной частицы, измеренной по черенковскому излучению. Для высоты Памира (4000 м над уровнем моря) $E_0 = 80,7 N_e^{0,8}$ ГэВ. Это позволило установить, что излом спектра первичного космического излучения (рис. 4.3) происходит при энергии $4 \cdot 10^6$ ГэВ, а наклон степенного спектра изменяется от 1,8 при $E_0 < 4 \cdot 10^6$ ГэВ до 2,3 при большей энергии.

Впервые черенковское излучение ШАЛ наблюдали английские физики Галбрайт и Джелли в 1953 г. в Харуелле. В 1957 г. подобные исследования были начаты группой советских физиков под руководством А.Е. Чудакова на Восточном Памире. Постоянно безоблачное небо, отсутствие промышленных помех и прозрачная атмосфера позволили получить надежные резуль-

таты. В дальнейшем детекторами черенковского излучения были оснащены многие крупные установки для изучения ШАЛ.

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

$$dE/dx = z^2 e^2 / c^2 \int [1 - (\beta n)^{-2}] v dv.$$

Используя эту формулу и переходя от энергии излучения к числу фотонов, находим (для интервала длин волн $\lambda_2 - \lambda_1$)

$$dN/dl = 2\pi\alpha(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1) \sin^2 \theta. \quad (4.9)$$

В интервале чувствительности фотоумножителей (350–500 мкм) при $\sin \theta \sim \theta$ число излучаемых на 1 см пути фотонов:

$$dN/dl = 780\eta \text{ см}^{-1} = 0,226 \exp(-h/7,1). \quad (4.10)$$

На высоте 20 км образуется всего 0,1 фотон/см. Полная интенсивность фотонов от всех частиц в атмосфере составляет примерно $1,6 \cdot 10^3 (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1}$, что в 10^4 раз меньше интенсивности свечения ночного неба.

Продолжительность вспышки очень мала. 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 на детектор и света с больших высот:

$$r = \int_0^h dh \cdot n(h)/c.$$

Проводя вычисление с учетом (4.10), подставляя численное значение $h_m \sim 15$ км и считая $v \approx c$, получаем $\tau = 6 \cdot 10^{-9}$ с. Эта формула справедлива для слабо рассеивающихся частиц вблизи оси ливня. На больших расстояниях от оси задача усложняется, поскольку нужно учитывать рассеяние частиц и их реальные траектории.

Г.Б. Христиансен и сотрудники установили, что длительность и форма черенковских вспышек на больших расстояниях от оси ШАЛ (~300 м) связана с положением максимума ливня,

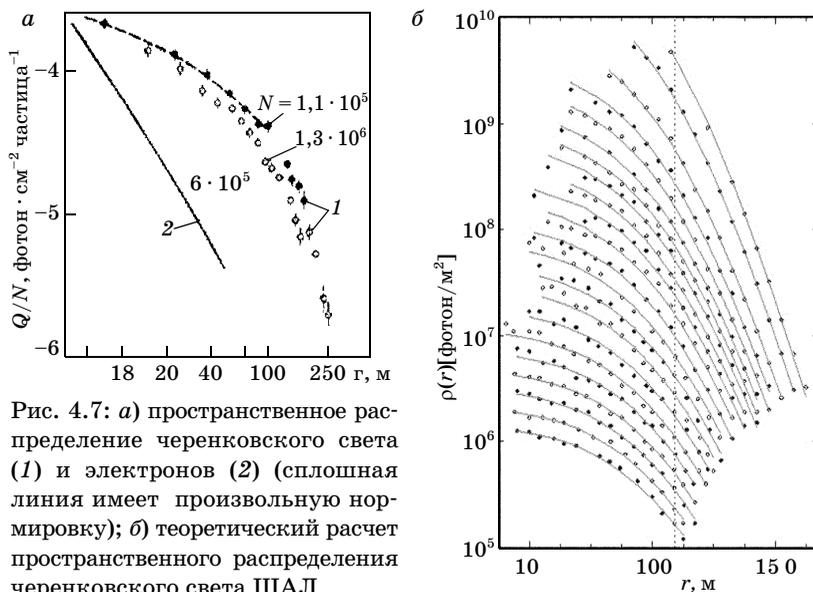


Рис. 4.7: а) пространственное распределение черенковского света (1) и электронов (2) (сплошная линия имеет произвольную нормировку); б) теоретический расчет пространственного распределения черенковского света ШАЛ

которое, в свою очередь, зависит от места взаимодействия первичной частицы.

Пространственное распределение черенковского светового потока от широких атмосферных ливней значительно более широкое, чем распределение электронов или мюонов (рис. 4.7, а). На установке в Якутске черенковские импульсы были зарегистрированы на расстоянии до 1 км от оси. Проинтегрировав это распределение, можно получить полное число фотонов световой вспышки в глубине атмосферы N_ϕ . Рассчитанное пространственное распределение черенковского света показано на рис. 4.7, б.

Определение энергии первичной частицы. Используя пространственное распределение излучения Вавилова–Черенкова и калориметрическую формулу (5.15), запишем

$$Q = \int_0^{x_0} \frac{dN(t)}{dt} N_e(t) \alpha(t) dt,$$

где $\alpha(t)$ – доля частиц с энергией выше пороговой в ливне на глубине t . Учитывая (4.1), (4.2) и (4.10), нетрудно понять, что

$$dN/dt = (dN/dl) (dl/dt) = (dN/dl) t_0 = \text{const}.$$

Здесь t_0 – длина t -единицы, см. Предполагая также, что спектр электронов равновесный, т.е. $N_e(E) \sim E^{-1}$, можно оценить $\alpha(t)$ (исходя из значений пороговой энергии на разных высотах) и вычислить эффективное значение, усредненное по всем высотам $\langle \alpha \rangle = 0,4$. Окончательно находим

$$Q = 2,5 \cdot 10^3 \int_0^{x_0} N_e(t) dt. \quad (4.11)$$

Заметим, что согласно калориметрической формуле (4.11), энергия первичной частицы, выделившаяся в слое x_0 , равна

$$E = \varepsilon \int_0^{x_0} N_e(t) dt.$$

Тогда

$$Q = 2,5 \cdot 10^3 E / \varepsilon = 3,08 \cdot 10^4 E,$$

или

$$E = 3,25 \cdot 10^{-5} Q, \text{ ГэВ}. \quad (4.12)$$

Итак, измеряя поток фотонов на заданной глубине от черенковской вспышки ШАЛ, можно определить энергию, выделившуюся в широком атмосферном ливне выше уровня наблюдения, и энергию вызвавшей ливень первичной частицы.

Пример. В эксперименте на Памире в ливне с числом частиц $1,4 \cdot 10^9$ наблюдалось $1,2 \cdot 10^5$ фотонов на одну частицу. Отсюда $E = 5,5 \cdot 10^6$ ГэВ. Добавляя к этой величине энергию электронов, ядерно-активных частиц и мюонов, измеренную на Памире в ливнях с соответствующим числом частиц $E(x_0) = N$ [ГэВ], находим энергию первичной частицы

$$E_0 = E + E(x_0) = 6,9 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}. \quad (4.13)$$

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, при нормировке (4.13)

$$E_0 = 6,5 \cdot 10^6 (N / 1,6 \cdot 10^6)^{0,80} \text{ ГэВ}. \quad (4.14)$$

Используя это соотношение, можно определить форму спектра первичных частиц из наблюдаемого спектра ливней по числу частиц.

На высоте гор изменение наклона спектра ливней по числу частиц происходит при $N_e \sim 1,5 \cdot 10^6$. Согласно (4.14) это соответствует энергии

$$E_0 \sim 6 \cdot 10^6 \text{ ГэВ.}$$

Спектр первичных частиц имеет вид

$$F(>E_0) = (N)^{-1/0,8}.$$

При $E_0 < 6 \cdot 10^6$ ГэВ, $\gamma = \kappa/0,8 = 1,85$, а при $E_0 > 6 \cdot 10^6$ ГэВ $\gamma = 2,3$.

Таким образом, изменение наклона спектра первичного космического излучения при энергии 3 ПэВ подтверждается измерениями черенковского излучения ливней.

§ 4.7. Ионизационное свечение

Общие замечания. Помимо черенковского свечения часть энергии каскада расходуется на ионизационное свечение атмосферы – свечение возбужденных атомов азота. В отличие от резко коллимированного черенковского излучения оптического диапазона пространственное распределение ионизационного излучения изотропно.

Превалирующая роль черенковского излучения на обычно исследуемых расстояниях от оси ливня вплоть до расстояний < 1 км не вызывает сомнения. Согласно расчетам А.Е. Чудакова и его сотрудников, ионизационное свечение начинает играть определяющую роль только при $r > 5$ км от оси ливня. Его можно выделить также [13], рассматривая оптическое излучение под углом к оси ливня более 30° .

Исследуя форму импульса ионизационного свечения, можно получить представление о форме каскадной кривой в атмосфере. Но для этого необходимо регистрировать излучение, приходящее к нам с широкого интервала высот, удовлетворяющих условию $r/h > \text{tg } 30^\circ$. Поэтому, если мы остаемся на малых расстояниях от оси ливня, мы можем охватить лишь небольшой интервал высот. На расстояниях $r > 5$ км излу-

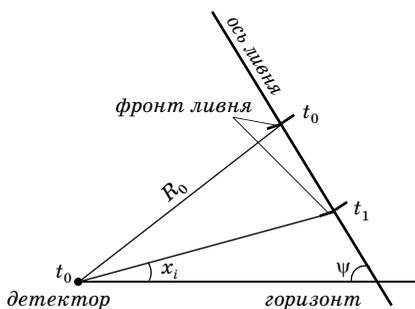


Рис. 4.8. Иллюстрация регистрации параметров черенковской вспышки ливня

ние, идущее даже под углом $\theta < 30^\circ$, уже не является черенковским, так как в верхних слоях атмосферы (при $p < 200 \text{ г/см}^2$) относительная роль потерь энергии на ионизационное свечение по сравнению с черенковским возрастает. Оценим длительность импульса ионизационного свечения, которая при больших r определяется исключительно геометрическими соображениями. Из рис. 4.8 разность времен прихода в точку r фотонов, излученных на высоте h и вблизи уровня наблюдения (под углом $\theta \sim 90^\circ$ к оси ливня), при $r < h$ равна

$$r = \left(\frac{r}{c \cdot \operatorname{tg} \theta} + \frac{r}{c} \right) - \frac{r}{c \cdot \sin \theta} = \frac{r}{c} \left(1 + \frac{1}{\operatorname{tg} \theta} - \frac{1}{\sin \theta} \right) \approx \frac{r}{c}.$$

При $\theta \approx 30^\circ$ и $r \approx 5 \text{ км}$ $\tau \approx 10^{-5} \text{ с}$. Регистрируя последовательную во времени интенсивность свечения, можно восстановить форму всей каскадной кривой и найти положение максимума лавины (рис. 4.9).

Детекторы ионизационного свечения. Если регистрировать ионизационное свечение с помощью ненаправленных детекторов, то необходимо использовать ФЭУ как можно больших размеров для получения хорошего отношения сигнала к шуму при достаточно большой длительности t . Число фотонов q полезного сигнала в расчете на единицу геометрического фактора должно быть

$$q \geq 3 \sqrt{\frac{6,5 \cdot 10^7 \tau}{S \Omega \eta}},$$

где $\tau = 10^{-5}$ с, а $\eta = 0,1$. Примем $S = 100$ см², $\Omega = 1$ ср. Тогда $q \approx 10^5$ м⁻²ср⁻¹. Такой поток фотонов ионизационного свечения на расстояниях $r > 5$ км наблюдается в ШАЛ с первичной энергией $> 10^{20}$ эВ.

Сам по себе детектор в виде одного ФЭУ не позволяет определять такие необходимые параметры ливня, как направление и положение оси. Эти параметры могут определяться только с помощью комплексных установок для исследования ШАЛ. Поскольку в случае регистрации ионизационного свечения должно выполняться условие $r > 5$ км, размеры комплексной установки должны быть гигантскими для получения хорошей эффективной светосилы. Этому требованию (может быть, на пределе) удовлетворяют установки Сиднейского университета и Якутска. Другая возможность заключается в том, что направление оси ливня и его положение на плоскости наблюдения находятся с помощью нескольких (четырёх или более) детекторов ионизационного свечения, расположенных на расстояниях $r \sim 5$ км друг от друга. Если считать, что фронт фотонов ионизационного излучения ШАЛ имеет радиус кривизны R на рассматриваемых расстояниях, то по показаниям четырёх или более пунктов можно найти R_p , θ , φ и пересечение центра симметрии ливня, т.е. оси, с плоскостью наблюдения. При этом важно хорошо знать передний фронт регистрируемых импульсов во всех пунктах.

Определение положения максимума ливня. Одним из достоинств метода регистрации ионизационного свечения является возможность измерить положение глубины максимума развития ливня ($X_{\text{макс}}$) непосредственно для каждого ливня. Положение максимума ливня играет важнейшую роль для определения ядерного состава космических лучей в области энергий $> 10^{14}$ эВ (Cassiday et al., 1990; Gaisser et al., 1993).

Метод регистрации ионизационного свечения с помощью направленных детекторов был предложен Грейзенем и др. и в простейшем варианте осуществлен в работе [19, 20] (Суга и др.). Сущность его заключается в создании мозаики из большого числа (нескольких сотен) ФЭУ, расположенных в фокальной плоскости большой (~1 м) линзы Френеля. С помощью этой линзы поток фотонов от ШАЛ фокусируется в различные моменты времени t_i на различные ФЭУ в фокальной плоскости.

Вместо регистрации ливня многими детекторами одновременно детектор флюоресценции последовательно следит за траекторией широкого атмосферного ливня и измеряет энергию, рассеянную частицами ливня в атмосфере, в воздушном калориметре больше чем 10^{10} т. Для этой цели все небо просматривается сегментированными глазами наподобие фасеточного глаза насекомого – фотоумножителями. Флуоресцентный свет, испускаемый изотропно по траектории ливня, собирается зеркалами и регистрируется фотоумножителями как последовательная цепь вспышек света.

Последовательности срабатывания фотоумножителей и амплитуда сигналов позволяет восстановить продольную структуру ливня. Расстояние до оси ливня (прицельный параметр) R_p и угол падения θ в плоскости определены с использованием последовательности времени нескольких сигналов фотоумножителей. Свет, приходящий в каждый фотоумножитель в момент t_i , запаздывает по отношению ко времени, когда фронт ливня проходит через центр детектора на время $t_i - t_0$. Время запаздывания зависит от угла испускания света и расстояния фотоумножителя от оси ливня R_p :

$$t_i - t_0 = \frac{R_p}{c \sin \theta} - \frac{R_p}{c \operatorname{tg} \theta} = \frac{R_p}{c} \operatorname{tg} \frac{\theta_i}{2}.$$

Зная время t_i и амплитуду сигнала A_i по показаниям каждого ФЭУ и используя геометрические соображения, можно определить положение оси ливня (по совокупности t_i) и выделение энергии в каждой точке вдоль оси по амплитуде вспышки света A_i . Таким образом, восстанавливается форма каскадной кривой (по t_i и A_i) и полная энергия ливня (по сумме A_i). Наиболее удачной реализацией метода измерения ионизационного свечения является установка «Мушиный глаз» (см. ниже). На рис. 4.9 показан профиль одного из самых высокоэнергичных ливней, зарегистрированных описанным методом.

Положение максимума лавины X_{\max} связано с природой первичной частицы. Положение максимума ливня, образованного первичным ядром, расположено выше, чем для протона. Это можно установить с помощью расчета развития каскада в атмосфере, используя различные модели (рис. 4.10).

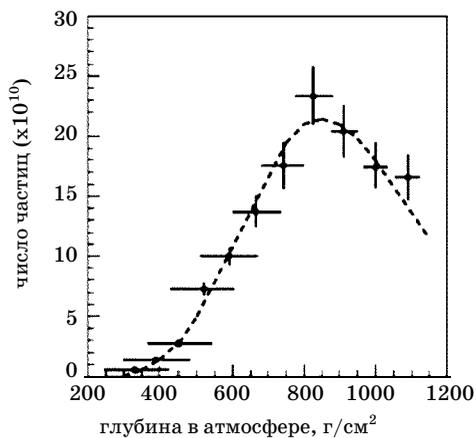


Рис. 4.9. Продольный профиль ливня с $E = 3 \cdot 10^{20}$ эВ, случай самой высокой энергии, обнаруженный установкой «Мушиный глаз» в 1995 г. (из Нагано и Ватсон)

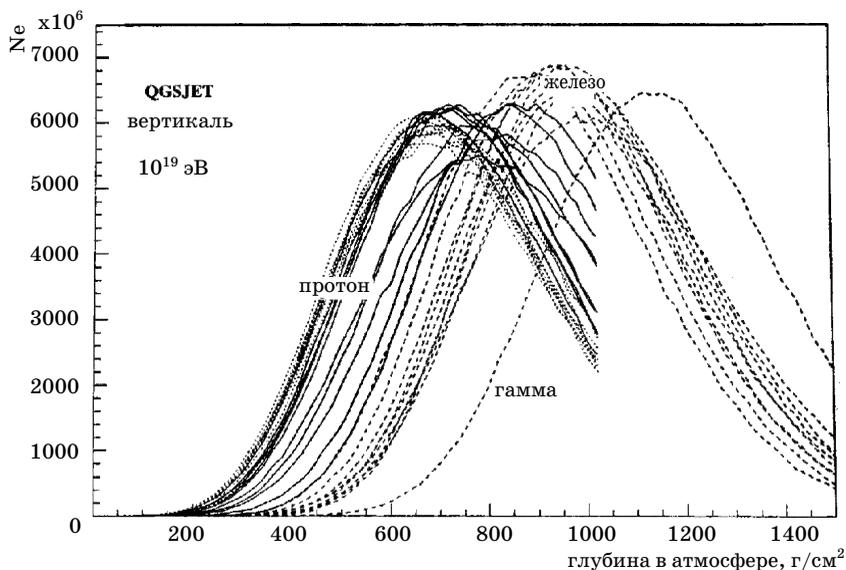


Рис. 4.10. Результаты моделирования развития каскадов в атмосфере при энергии 10^{19} эВ и положение максимума для протонов, ядер железа и фотонов. Программа CORSICA и QGSJET (Heck, 1998)

Различие в положении максимума $X_{\text{макс}}$ для первичного протона и ядра железа составляет по результатам моделирования 90–100 г/см². Предполагая справедливость модели суперпозиции ядро-ядерных столкновений¹, можно аппроксимировать положение максимума для разных ядер с атомным номером A и энергией ядра E следующей приближенной формулой (Гайссер, 1990):

$$X_{\text{макс}} = (1 - B) t_0 [\ln(E/\varepsilon) - \langle \ln A \rangle],$$

где t_0 – радиационная единица длины в воздухе (37,1 г/см²), ε – критическая энергия (81 МэВ); $B = 0$ для чистого электромагнитного каскада. Для ядерных каскадов B меньше единицы и зависит от принятой модели ядерного взаимодействия. Рассматривают также параметр

$$D_e = \delta X_{\text{макс}} / \delta \ln E = (1 - B) t_0 (1 - \delta \ln \langle A \rangle / \delta \ln E).$$

Если $\langle \ln A \rangle$ не зависит от энергии, то $D_e = (1 - B)t_0$. Поэтому D_e может служить мерой изменения состава первичного излучения с энергией. Часто рассматривают изменение D_e в шкале десятичных логарифмов $D_{10} = 2,3D_e$.

Флуктуации положения $X_{\text{макс}}$ велики, но становятся меньше, когда растет атомный номер ядра.

Для реализации метода ионизационного свечения в западной пустыне штата Юта (США) приблизительно в 160 км к юго-западу от города Солт-Лейк-Сити был построен детектор «Мушиный глаз» (Fly's Eye – FE) Университета Юта.

§ 4.8. Радиоизлучение ШАЛ

Уже отмечалось, что для регистрации черенковского, или ионизационного свечения от ШАЛ требуются безлунные и безоблачные ночи. Но черенковское излучение широких атмосферных ливней простирается и в радиодиапазон. Возникает мысль использовать его для регистрации ШАЛ. Однако значительные радиопомехи препятствуют регистрации сигналов при частотах меньше нескольких десятков мегагерц. Поэтому

¹ Модель суперпозиции предполагает независимое взаимодействие нуклонов, входящих в состав ядра.

приемники радиоизлучения, работающие в установках по исследованию широких атмосферных ливней, настроены на частоты порядка десятков мегагерц.

Вопрос, который неизбежно возникает, какова интенсивность излучения и каковы процессы, ответственные за радиоизлучение ливня. Энергия радиоизлучения ШАЛ значительно меньше энергии черенковского излучения в видимой области. Обусловлено это тем, что электроны и позитроны вызывают поляризацию атмосферы противоположного знака и в радиодиапазоне поле скомпенсировано, так как расстояние между частицами меньше длины волны излучения. Излучение все же возникает вследствие существования избытка отрицательно заряженных частиц в ливне (δ -электроны, т.е. электроны высокой энергии, появляющиеся при ионизации атомов заряженными частицами ШАЛ, аннигиляция позитронов на лету), а также из-за поляризации всего ливня в магнитном поле Земли. Радиоизлучение наблюдается на расстояниях в несколько километров от ливня, что значительно увеличивает эффективную площадь установки и позволяет продвинуться в область предельно высоких энергий. Такие исследования проводились в Москве, Якутске, Аделаиде (Австралия) и др.

Впервые этот вопрос рассмотрел Джелли в середине 1950-х гг. вскоре после первой регистрации атмосферного черенковского излучения. Его выводы не сулили больших надежд. Спектр частот черенковского излучения имеет форму $v dv$, и переход от оптических частот в радиодиапазон означает, что v становится меньше в 10^7 раз.

Кроме того, когда длина волны излучения становится больше, чем расстояние между отдельными частицами в ливне, частицы не могут рассматриваться как излучающие независимо, излучение становится когерентным и нужно складывать амплитуды, а не интенсивности. Положительные и отрицательные заряды дают амплитуды волн в противофазе, так что результаты сложения должны приводить к исчезновению излучения.

Если предположить, что число положительных и отрицательных зарядов в ливне одинаково, не может возникнуть никакого черенковского излучения при длинах волн больших, чем несколько сантиметров. Однако предположение о равенст-

ве числа отрицательных и положительных частиц, являясь критическим, выполняется не всегда. Действительно, процессы парного рождения и тормозного излучения, которые доминируют в развитии ливня, являются симметричными относительно положительных и отрицательных зарядов. Но заметный избыток отрицательного заряда должен появиться в результате эффекта Комптона и процессов возникновения δ -электронов. Эти явления могут играть существенную роль при прохождении каскада через атмосферу.

Другой процесс, который был отмечен Аскарьяном в 1962 г. как источник избытка отрицательного заряда – это аннигиляция позитронов «на лету» с электронами атмосферной среды. Возникающий избыток отрицательного заряда зависит от энергии. Он изменяется от ~20% для частиц с энергией >2 МэВ до ~1% для частиц энергии ≥ 100 МэВ.

Существование избытка отрицательного заряда в ливне сразу меняет ситуацию. Оно ведет к тому, что фазовая когерентность между различными частями ливня в более длинных волнах существенно увеличивает интенсивность испускаемой радиации.

Предположим, что в ливне с N частицами имеются εN избыточных отрицательных электронов. При игнорировании когерентности мы ожидали бы интенсивность в εN раз больше, чем для единственной частицы. При учете когерентности интенсивность будет в $(\varepsilon N)^2$ раз больше, чем от единственной частицы. Усиление из-за когерентности дает, таким образом, коэффициент $\varepsilon^2 N$, или грубо 10^5 , если мы положим $\varepsilon = 0,03$ и $N = 10^8$. Тот факт, что такое усиление должно иметь место при подходящих условиях, и был сначала отмечен Аскарьяном [1962, 1965]. Работа Аскарьяна стимулировала Джелли заново изучить возможность обнаружения радиочастотного черенковского излучения атмосферных ливней, и перспективы оказались достаточно хорошими, чтобы попытаться экспериментально наблюдать радиоизлучение.

Эксперимент был выполнен совместно учеными из Харуелла, Jodrel Bank, и Университетского колледжа в Дублине (Jelly и др., 1965, 1966). Это было начало сотрудничества между физиками, изучавшими космические лучи, и радиоастрономами.

В эксперименте изучалась корреляция радиочастотных импульсов и атмосферных ливней, зарегистрированных обычными системами газоразрядных счетчиков. Такая корреляция была обнаружена в небольшой доле случаев. Энергии наблюдаемых ливней оказались более $5 \cdot 10^{16}$ эВ. Радиоимпульсы были небольшие по амплитуде, в большинстве едва различимы на фоне радиопомех, поскольку доля энергии ливня, излучаемой как радиоимпульс, очень мала (не более 10^{-8} энергии ливня). Регистрируемая радиоприемником энергия была ~ 1 эВ.

Экспериментальная установка состояла из приемника, настроенного на частоту 44 МГц с шириной полосы пропускания 2,75 МГц. Частота приемника была выбрана довольно высокой, чтобы воспользоваться преимуществом коэффициента $v dv$ в формуле излучения Черенкова. С другой стороны, чтобы сохранить когерентность излучения, частицы в каждый момент должны быть на одинаковом расстоянии от антенны с точностью до длины волны. Продольная дисперсия частиц в ливне (так называемая «толщина диска»), как упоминалось, составляет 1,5–3 м. Соответственно длина волн радиоизлучения была выбрана не менее ~ 7 м (частота не выше 40–50 МГц). Необходимо было также держаться подальше от ТВ диапазона и других источников помех. Из этих соображений были выбраны окончательные частота и ширина полосы. Чтобы искать радиоимпульсы, совпадающие по времени с атмосферными ливнями, сигнал с радиоприемника имел подходящую задержку. Истинные радиоимпульсы были идентифицированы по их положению на временной развертке. В нескольких случаях наблюдались очень большие радиоимпульсы, которые заметно выделялись на фоне шумов.

Этот изящный эксперимент установил, что атмосферные ливни могут испускать обнаруживаемые импульсы радиоизлучения. Это не означает, однако, что наблюдаемое радиоизлучение обязательно возникает в фазово-когерентном черенковском процессе. Аскарян привлек внимание к альтернативному механизму разделения зарядов в магнитном поле Земли. Когда ливень проходит через атмосферу, магнитное поле Земли отклоняет положительно заряженные и отрицательно заряженные частицы в разные стороны.

Полное поперечное отклонение ограничено конечным пробегом отдельных частиц. С каждой генерацией частиц в ливне разделение заряда должно начинаться снова и снова, так как новые частицы возникают, как электронно-позитронные пары с положительным и отрицательным зарядом, появляющиеся одновременно в одной точке. Магнитное поле раздвигает их. В результате возникает квазиустановившееся состояние, в котором центры положительных и отрицательных зарядов, которые несет ливень, двигаются параллельно друг другу, но с фиксированным пространственным разделением. Ливень приобретает поперечный электрический дипольный момент, существующий в течение жизни ливня. Движение электрического диполя через атмосферу производит черенковское излучение даже в отсутствии излишка отрицательного заряда. Поля излучения, образуемые положительными и отрицательными зарядами, рассматриваемыми отдельно, больше не компенсируют полностью друг друга, что происходит, когда разделение заряда нулевое.

Теперь амплитуда J пропорциональна частоте ν . Таким образом, в то время как энергия, излучаемая перемещающимся зарядом, пропорциональна νdv как нормальное излучение Черенкова, энергия, излучаемая полем диполя, увеличивается более быстро – фактически, как $\nu^2 dv$. В ливне, в котором излучает избыток отрицательного заряда и поляризация диполя, действие диполя, становится относительно более важным при увеличении частоты. Однако требование, чтобы имелась когерентность между излучением от различных частей ливня (в частности, «толщина диска» должна быть мала по сравнению с λ), устанавливает верхний частотный предел для справедливости формул νdv и $\nu^2 dv$. Выше этого предела количество излучаемой энергии резко падает; там остается только «некогерентное» излучение, производимое каждой из частиц ливня, действующих независимо.

Существует еще один механизм излучения, обусловленный геомагнитным разделением. Он является результатом поперечного электрического тока. Как мы видели ранее, ливень несет с собой короткий элемент тока, длины A , перемещающийся перпендикулярно к длине A со скоростью ливня. Этот элемент тока действует как источник магнитного поля, и играет

роль, подобную излишку заряда в нормальном излучении Черенкова. Когда скорость ливня больше, чем скорость света в атмосфере, возникает электромагнитная ударная волна. Частотный спектр излучаемой энергии тот же самый, что и при излучении Черенкова (vdv), с тем же самым верхним пределом из-за нарушения когерентности. Отличие состоит в том, что в этом процессе радиоизлучение создается частицами через магнитное поле, и поляризация излучения вместо радиальной является параллельной элементу тока.

Итак, существует три возможных механизма испускания радиоизлучения широким атмосферным ливнем:

- 1) излучение через излишек заряда;
- 2) излучение через создаваемый электрический дипольный момент;
- 3) излучение через индуцированный геомагнитным полем поперечный ток.

С помощью моделей развития ливня можно оценить вклад различных составляющих радиоизлучения. Было показано, что механизм поперечного тока доминирует почти на всех частотах и расстояниях от оси ливня. На втором месте стоит механизм излишка заряда, оказавшийся в несколько раз менее интенсивным. Механизм электрического диполя становится заметным на высоких частотах вблизи оси ливня.

§ 4.9. Крупнейшие комплексные установки для изучения космического излучения при высоких энергиях

Из-за низкого потока КЛ высокой энергии все эти структуры доступны только в экспериментах с широкими атмосферными ливнями. Первичная энергия и ядерный состав при таких энергиях выводятся из измерений на Земле по черенковскому и ионизационному свечению ШАЛ или из комбинаций обоих методов. Для изучения космических лучей высоких ($>10^5$ ГэВ) и предельно высоких энергий (до 10^{11} ГэВ) построен ряд гигантских установок. Главные массивы данных получены в экспериментах, известных под названиями: «Волкано Рэнч», AGASA, SUGAR, CASA-MIA, EAS-TOP, GRAPES,

«Haverah Park», HEGRA, KASCADE, MSU, SPASE, «Якутск», TUNKA [29] и «Тибет».

Рассмотрим кратко некоторые из основных экспериментальных установок, с помощью которых в минувшие десятилетия получены экспериментальные результаты о форме спектра, зарядовом составе и абсолютной интенсивности космических лучей (табл. 4.1).

Таблица 4.1

Типы наземных установок, используемых для изучения высокоэнергичных космических частиц

Эксперимент	Детекторы	Размер	Число детекторов	Площадь, км ²	Примечание
«Волкано Рэнч»	Сцинтиллятор Мюонный детектор (>220 МэВ)	3,3 м ² 3,3 м ²	19 19	8	
SUGAR	Мюонный детектор (>0,75 GeV)	2 · 6 м ²	54	60	- - -
«Haverah Park»	Водяной черенковский счетчик	34 м ²	4	12	вблизи центральной установки
	Водяной черенковский счетчик	2,25–54 м ²	28	0,3	
	Водяной черенковский счетчик	1 м ²	30		
«Якутск»	Сцинтиллятор	2–4 м ²	58	18	до 1995 г.
	Мюонный детектор (>1 ГэВ)	20 м ²	5	10	
	Мюонный детектор (>0,5 ГэВ)	192 м ²	1		
	Воздушный черенковский счетчик	(1–3) · 5''	45		после 1996 г.
AGASA	Сцинтиллятор	2,2 м ²	111	100	
	Мюонный детектор (>0,5 ГэВ)	2,4–10 м ²	29	50	
	Сцинтиллятор	1 м ²	159	1	
	Мюонный детектор (>1,0 ГэВ)	25 м ²	9	1	

1. Установка «Волкано Рэнч»

Первая из гигантских установок нового поколения для изучения ШАЛ была создана в Волкано Рэнч (Новая Мексика) Линслеем, Скарси и Росси в 1961 г. Конфигурация, принятая

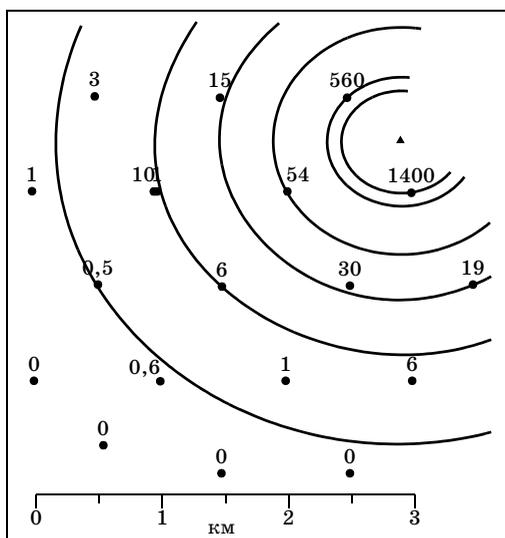


Рис. 4.11. Установка «Волкано Рэнч» и расположение сработавших счетчиков в одном из ливней

ими в пионерской работе между 1959 и 1963 гг. показана на рис. 4.11 с распределением плотности и положением ствола для самого большого ливня, обнаруженного в «Волкано Рэнч» (Linsley, 1963a). Детекторами служили 19 пластмассовых сцинтилляционных счетчиков площадью по $3,3 \text{ м}^2$, каждый из которых просматривался пятидюймовым фотоумножителем. В течение части периода наблюдений установка имела размер до 884 м в диаметре и покрывала площадь $8,1 \text{ км}^2$. Измерялись амплитуды и относительное время прихода каждого сигнала. В дополнение к 19 модулям, которые регистрировали заряженные частицы, другие модули были экранированы 10 см свинца и измеряли плотность мюонов ($E_\mu > 220 \text{ МэВ}$). Установка «Волкано Рэнч» была первой, на которой были выполнены измерения энергетического спектра космических лучей с энергией выше $E_0 = 10^9 \text{ ГэВ}$. В эксперименте был получен самый ранний намек на выполаживание спектра в этой области энергий (Linsley, 1963). Потребовалось еще 20 лет, чтобы доказать этот результат. Линслей первым исследовал распределения направления прихода этих исключительных ливней. Наиболее энергичный случай имел энергию около 10^{11} ГэВ . Это событие

долго оставалось самым энергичным из зарегистрированных когда-либо ранее.

2. Установка «Хавера Парк»

Черенковские детекторы в Хавера Парк (Англия) представляли собой баки с водой объемом $2,25 \text{ м}^2 \times 31,2 \text{ м}$. Каждый из детекторов просматривался ФЭУ с плоским экраном диаметром 5 дюймов. Фотоумножитель устанавливался в центре над водной поверхностью резервуара. Общая площадь установки 12 км^2 . Она работала с 1967 по 1987 г. Частнособственнические ограничения на доступные земельные участки не позволили установить детекторы в виде однородной сетки. Решение состояло в том, что центральный детектор А1 был окружен четырьмя детекторными блоками с 500-метровой периодичностью вместе с шестью группами детекторов с 50- и 150-метровой периодичностью на расстоянии приблизительно 2 км от центра. Управление осуществлялось через микроволновую линию с несущей частотой 7,0 ГГц. Установка срабатывала, если происходило срабатывание в системе А1 и в двух системах из А1–А4. Триггерные датчики в пунктах А1–А4 содержали по 15 модулей ($33,75 \text{ м}^2$). Размещение массива показано на рис. 4.12, который иллюстрирует распределение плотности света для одного из самых больших ливней, зарегистрированных в Хавера Парк. Этот ливень имел наклон 37° к вертикали и энергию около 1020 эВ. Это был лучше других измеренный ливень, когда сработало до 50 детекторов (показаны не все) на расстоянии от 100 до 2500 м.

Размещение массива показано на рис. 4.12, который иллюстрирует образец плотности для одного из самых больших случаев, зарегистрированных в Хавера Парк (Cunningham, 1980; Лоренс и др., 1991). Этот случай, который прибыл в 37° от зенита, был произведен первичной частицей с энергией E_0 и является одним из лучших измеренных больших ливней (измерения плотностей в 50 детекторах) в пределах от –100 до 2500 м). В течение периода 1976–1981 гг. были установлены дополнительные датчики 150-метровой периодичности, чтобы иметь более детальные измерения пространственного распределения ливня.

В отличие от пластмассовых сцинтилляторов, вода в качестве черенковских детекторов эффективно регистрирует фотоны.

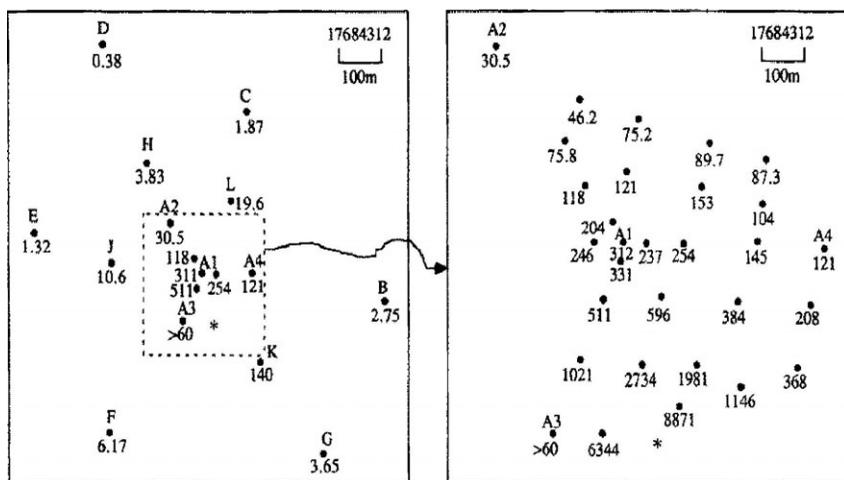


Рис.4.12. Плотность частиц, зарегистрированных в каждом датчике для одного из событий с энергией 10^{20} эВ на установке в Хавера парк. Справа показана увеличенная центральная часть. Ось ливня отмечена звездочкой [Lawrence et al., 1991]

Датчики имели толщину 3,2 радиационных длины. Поэтому фотоны низкой энергии (обычно 10 МэВ) поглощались фактически полностью. Точно так же на изучаемых расстояниях в больших ливнях (>100 м), большинство электронов также полностью поглощались, а мюоны с энергией > 250 МэВ проходили. Поэтому поток энергии в диске ливня измерялся довольно хорошо.

3. Установка Университета Сиднея (SUGAR)

Единственная гигантская установка в Южном полушарии была построена Университетом Сиднея в Наррибри (Новый Ю. Уэльс, Австралия) близко к уровню моря (McCusker и др., 1974). Установка SUGAR (The Sydney University Giant Air-Shower Recorder) содержала 54 развернутые станции на площади более чем 60 км^2 . Каждая станция была автономна, имела собственный локальный источник энергии и локальную анализирующую систему. Чтобы уменьшить фон, станции спроектировали так, что каждая состояла из двух сцинтилляторов, площадью 6 м^2 , погруженных на 1,7 м под землю, и, таким образом, регистрирующих предпочтительно мюоны с энергией больше, чем $E_{\mu} = 0,75 \cdot \sec \theta$ [ГэВ], где θ – угол дви-

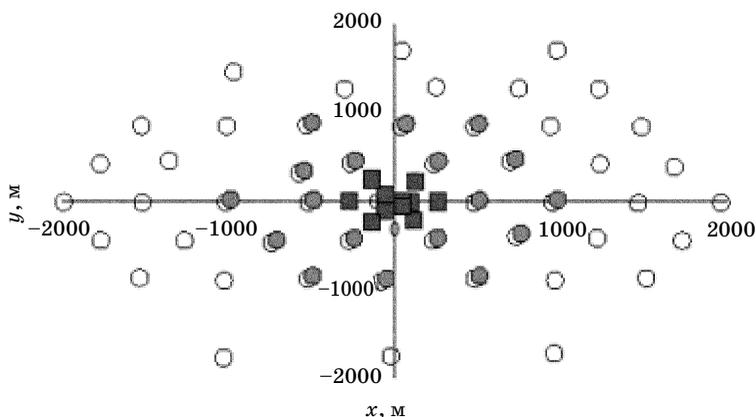


Рис. 4.13. Якутская установка

жения мюона по отношению к вертикали. Каждый детектор фиксировал время появления сигнала. Данные записывали на магнитофонную ленту и еженедельно посылали в Сидней для анализа. К сожалению, расстояние между детекторами, обычно одна миля (1,61 км), оказалось слишком большим, и даже в самых больших ливнях число сработавших станций было невелико. Для десяти самых больших ливней среднее число станций было менее 5 со средней погрешностью измерения положения ствола ливня более 100 м. На этой установке получены важные результаты о направлении прихода частиц сверхвысокой энергии в южном полушарии.

4. Установка в Якутске

Одна из крупнейших комплексных установок для изучения ШАЛ построена Институтом космофизических исследований и аэронавтики в Якутске. Эта установка начала работать в 1970 г. и имела площадь 18 км². Заключительная конфигурация показана на рис. 4.13. На рис. 4.14 показано распределение частиц в самом большом ливне, наблюдавшемся в установке и имевшем угол наклона к зениту = 58,9°.

Три установки вложены одна в другую. Центральная имеет площадь 0,026 км² и использует 19 сцинтилляционных счетчиков площадью 0,25 м². Они окружены 43 подобными счетчиками площадью 2 м² на 500-метровой сетке, охватывающей 10 км². Еще 17 × 2 м² сцинтилляционных счетчиков образуют второй круг установки периодичностью 1 км. В пределах 1 км

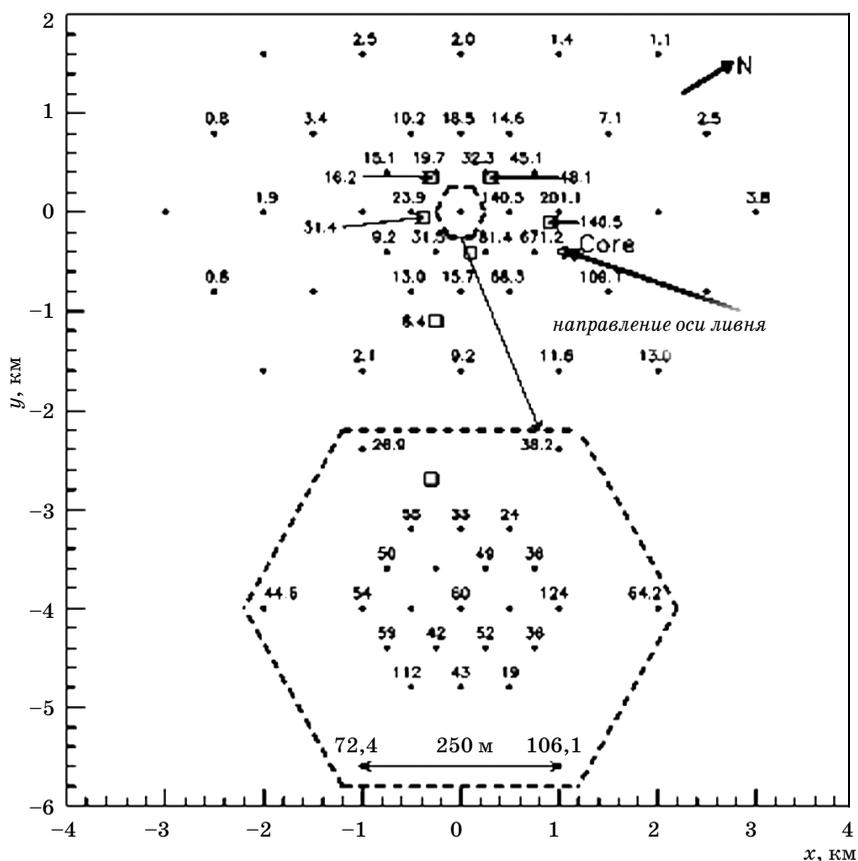


Рис. 4.14. Распределение числа частиц в детекторах установки Якутск в самом большом ливне

от центра расположена установка 7×20 и 1×192 м². Мюонные датчики имеют энергетический порог 0,5 ГэВ. Особенно важная особенность этой установки – присутствие 35 фотоумножителей – детекторов излучения Черенкова, связанного с ливнями. Они давали информацию о продольном развитии ливня и обеспечивали калориметрический подход для оценок энергии первичных частиц. В 1995 г. якутская группа закончила создание установки площадью 10 км². Это позволило изучать ШАЛ с энергией около 10^{19} эВ.

5. Детектор «Fly's Eye»

Детектор «Мушинный глаз» Университета Юта расположен в западной пустыне штата Юта (США) приблизительно в 160 км

к юго-западу от города Солт-Лейк-Сити, и действовал с 1981 по 1992 г. Имелись два детектора: «Мушиный глаз I» (FE I) и «Мушиный глаз II» (FE II), разделенные расстоянием 3,4 км. FE I состоял из 67 зеркал диаметром 1,6 м. В каждой точке 12–14 фотоумножителей просматривали гексагональную область неба размером в $5,5^\circ$, 880 фотоумножителей охватывали все небо. Детектор FE II состоял из 36 зеркал и 464 фотоумножителей и просматривал половину неба в направлении FE I. Установка начала работать в ноябре 1986г.

Авторы называют анализ результатов «монокулярным», если используются данные, собранные только с FE I, в противном случае анализ «стереоскопический». Экспозиция с монокулярной регистрацией приблизительно в семь раз больше, чем экспозиция стерео. Однако точность восстановления профиля ливня гораздо лучше в стереоанализе. «Мушиный глаз» прослеживает каскадное развитие ливня в атмосфере, измеряя интенсивность и последовательность времени прихода сигналов ионизационного свечения от атмосферного ливня. Для оценки числа частиц на каждой глубине в атмосфере необходимо знать выход ионизационного свечения в воздухе, калибровку оптической системы и поправки на ослабление света по пути от источника до детектора, обусловленные, в частности, погодными условиями.

Одно из достоинств метода регистрации ионизационного свечения – это способность измерить положение глубины максимума развития ливня $X_{\text{макс}}$ непосредственно для каждого ливня. Положение максимума ливня играет важнейшую роль для определения ядерного состава космических лучей в области энергий $>10^{14}$ эВ.

Пример профиля, наблюдаемого FE I, показан на рис. 4.19. Энергия этого ливня – $3 \cdot 10^{11}$ ГэВ – самый высокоэнергичный случай, зарегистрированный к 2002 году любой из работающих установок.

6. Гигантская установка AGASA для изучения атмосферных ливней в Акено

Самая большая установка, покрывающая площадь 100 км^2 , построена в Акено (Япония) (рис. 4.15). Установка AGASA (Akeno Giant Air-Shower Array) состоит из 111 сцинтилляционных детекторов, каждый площадью $2,2 \text{ м}^2$, с расстоянием

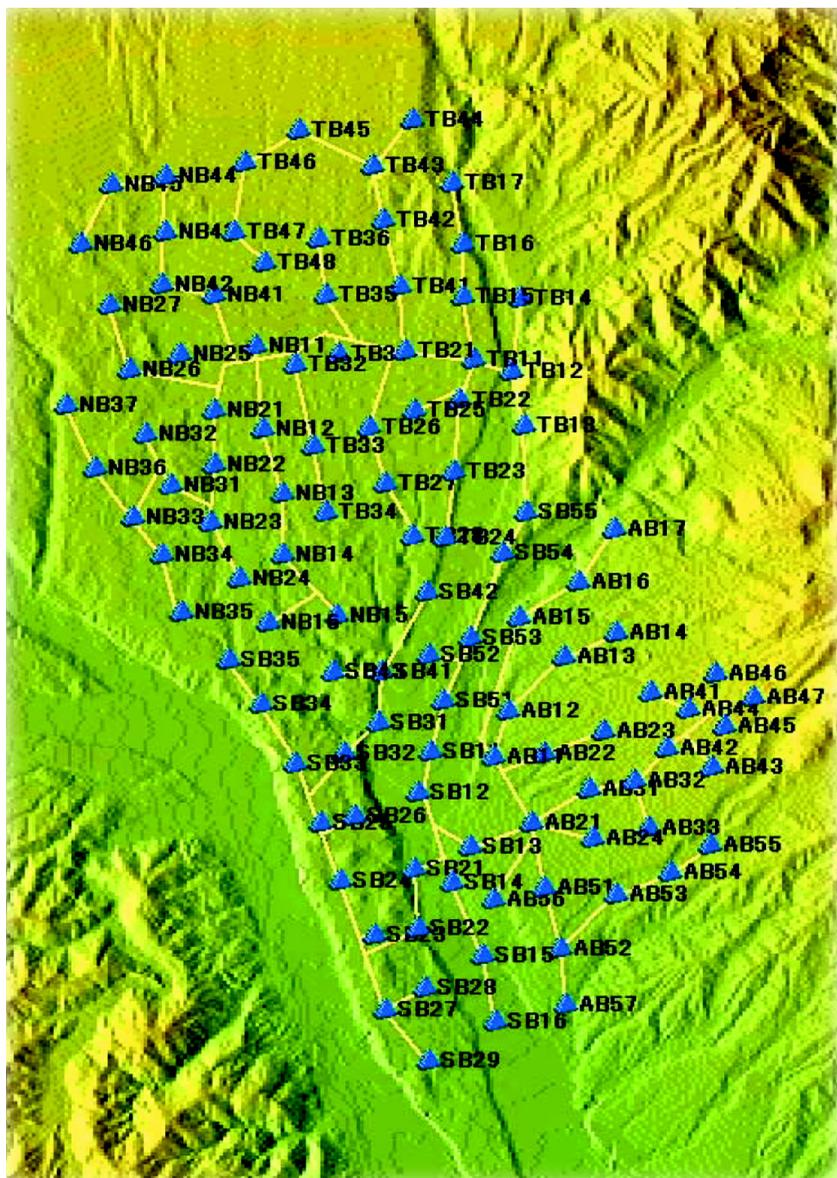


Рис. 4.15. Установка по изучению ШАЛ в Акено. Треугольниками показаны детекторы

между детекторами около 1 км. Вся область разделена на четыре ветви, сбор данных был начат в 1990 г. Четыре ветви были объединены пятью годами позже. Акено расположен на широте $35^{\circ}47' N$ и долготе $138^{\circ}30' E$ на средней высоте 900 м выше уровня моря. Типичное угловое разрешение частиц 10^{18} эВ составляет 3° .

Мюонные детекторы различных размеров ($2,4\text{--}10\text{ м}^2$) установлены на 27 из 111 пунктов размещения детекторов.

7. Установка «Тибет»

Тибет – наиболее подходящее место для изучения высокоэнергичных космических лучей, так как высота, где расположена установка (Янбажинг – Yangbajing) составляет 4300 м над уровнем моря, что близко к максимуму развития воздушных ливней с энергиями до $E_0 \sim 10^{17}$ эВ, включая область «колена» ($E_0 \sim 10^{16}$ эВ) (рис. 4.16). Большая высота позволяет понизить энергетический порог регистрируемых ливней до нескольких ТэВ.

Эксперимент «Тибет» начался с использования фотоэмульсионной техники (эмульсионных камер) на г. Канбала в 1980 г. на высоте 5500 м. В результате эксперимента было экспонировано $1000\text{ м}^2 \cdot \text{год}$ фотоэмульсий. Изучались взаимодействия адронов и состав первичного излучения. Было получено указание на уменьшение доли протонов в первичном излучении вблизи «колена».

Эксперимент в Янбажинге был начат в 1990 г. с целью изучения дискретных γ -источников при энергии 10 ТэВ («Тибет AS γ »). В настоящее время эксперимент вышел за рамки этой задачи и используется для изучения состава первичного космического излучения в области $10^7\text{--}10^9$ ГэВ. Центральная часть установки включает счетчики и эмульсионные камеры, площадью 80 м^2 . Установка «Тибет I» для регистрации ШАЛ состоит из 65 пластических сцинтилляторов для регистрации числа частиц, расположенных в решетке с 15-метровым шагом. Эксперименты показали, что при энергии ливня 10 ТэВ удается достигнуть углового разрешения 1° . В частности, удалось наблюдать солнечную и лунную «тень», т. е. отсутствие ливней в области, закрываемой Луной и Солнцем (рис. 4.17). Было отмечено даже смещение лунной тени на $0,15^{\circ}$ в результате влияния геомагнитного поля и зависимость размеров солнечной

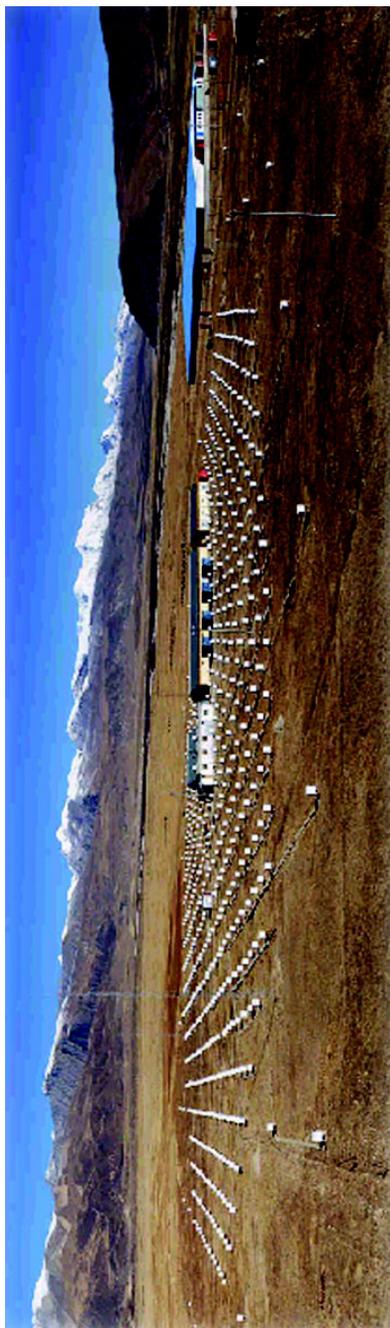


Рис. 4.16 Установка «Тибет» на высоте 4300 м над уровнем моря

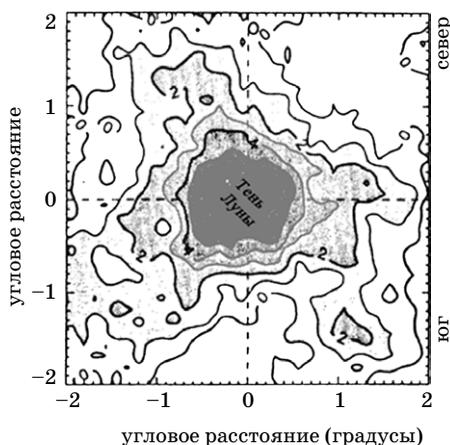


Рис. 4.17. Тень Луны на установке «Тибет»

тени от активности солнца. В дальнейшем установка была расширена в несколько раз и был добавлен блок детекторов с более плотным распределением, чтобы снизить порог регистрации ливней (установка «Тибет II»). Тибетский спектр может быть наиболее надежен, поскольку параметры ливня на большой высоте слабо зависят от флуктуаций в развитии ливня и различий первичного состава. Систематическая ошибка в определении энергии в самой высокоэнергичной области может быть меньше 20%.

Изучение пространственного распределения частиц в ливнях показало, что флуктуации плотности частиц в ливнях вдали от оси очень малы и, следовательно, плотность зависит только от энергии ливня. Расчеты по различным моделям подтвердили этот вывод. Сейчас считается, что плотность частиц вдали от оси слабо зависит от состава первичного излучения и моделей адронного взаимодействия и может использоваться как мера энергии. В ряде экспериментов, основываясь на модельных расчетах, нашли соотношения, наиболее правильно отражающие первичную энергию по данным наземных измерений черенковского излучения. Например, в эксперименте «Хавера Парк» используются измерения на расстоянии 600 м – $\rho(600)$.

Сотрудничество АГАСА использовало значение $S(600)$:

$$E_0(\text{эВ}) = 2 \cdot 10^{17} S(600)_{\text{АГ}}.$$

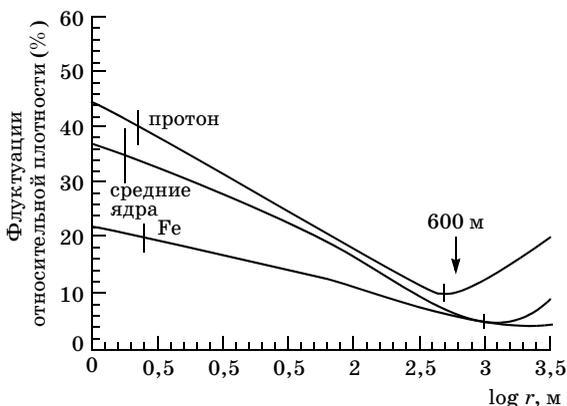


Рис. 4.18. Флуктуации относительной плотности $S(r)$. Моделирование для разных первичных частиц выполнено с помощью программы КОСМОС для энергии 10^{17} эВ. Вертикальными отрезками показаны погрешности расчетов

В Якутске нашли аналогичную формулу для упрощенной оценки энергии по черенковскому излучению:

$$E_0(\text{эВ}) = (4,8 \pm 1,0) \cdot 10^{17} S(600)^{1,0 \pm 0,02} \text{я.}$$

Различие формул Акено и Якутска легко объяснимо различием высоты наблюдений. Если учесть эти различия, то разница в оценке энергии по формулам Якутска и Акено составит $\sim 10\%$ (рис. 4.18).

§ 4.10. Заключение

Из изложенного в гл. 1–4 следует, что, используя разнообразные методы, можно измерить энергии первичного космического излучения в широком интервале, охватывающем много порядков. Эти методы являются специфическими для космического излучения. При геомагнитных измерениях в качестве анализирующего прибора используется Земной шар, а в области сверхвысоких энергий атмосфера Земли служит гигантским калориметром. Новейшие достижения техники, такие как искусственные спутники Земли и межпланетные станции, являются необходимым элементом в арсенале средств исследо-

вания первичного космического излучения. Они позволяют заполнить пробел между геомагнитными измерениями и методами ШАЛ. Практически для анализа физических результатов в области сверхвысоких энергий используются перечисленные выше установки.

Задачи и вопросы

1. Какова пороговая энергия черенковского света для мюонов и протонов?
2. Какие методы позволяют установить химический состав космических лучей в области энергий выше 1 ПэВ?
3. Какую самую высокую измеренную энергию имеют космические лучи?
4. Почему предельно высокими энергиями не могут обладать нейтроны?

Литература

1. *Христиансен Г.Б.* Космические лучи сверхвысоких энергий. Изд-во Моск. ун-та, 1974.
2. *Куликов Г.В., Христиансен Г.Б.* Космические лучи сверхвысоких энергий. Ч.1. М., 1984.
3. *Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Фомин Ю.А.* Космическое излучение сверхвысоких энергий. Изд-во Моск. ун-та, 1984.
4. *Мурзин В.С., Сарычева Л.И.* Множественные процессы при высокой энергии. М., 1974.
5. *Беленький С.З.* Лавинные процессы в космических лучах. М.—Л., 1948.
6. *Nagano M., Watson A.A.* Observations and implications of ultrahigh-energy cosmic rays // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V.72, N 3.
7. *Ip W.H., Axford W.I.* // *Proc. of the Int. Symp. on Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays* / Ed. by M. Nagano, F. Takahara. Singapur: World Scientific, 1991. P. 273.
8. *Hillas A.M.* // *Proc. of the 17th Int. Cosmic Ray Conference.* Paris (CENS, Gif-sur-Yvette, France, MOCCA). 1981. V.8. P.193.
9. *Kasahara K., Torii S., Yuda T.* // *Proc. of the 16th Int. Cosmic Ray Conference.* Kyoto (Inst. for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, Japan, COSMOS). 1979. V.13. P.70.
10. *Heck D., Knapp J., Cardevielle J.N., Schatz G., Thow T.* FZKA 6019 (Forschungszentrum Karlsruhe, Germany, CORSIKA). 1998.
11. *Sciutto S.J.* GAP 1999-020 (Auger Project, Fermi National Accelerator Lab., AIRES). 1999 (см. <http://www.auger.org/admin>).
12. *Cardevielle J.N.* // *J. Phys.* 1989. G15. 909-HDPM.
13. *Werner K.* // *Phys. Reports.* 1993. V.232. 87-VENUS.

14. *Kalmykov N.N., Ostapenko S.S.* // Phys. At. Nucl. 1993. V.56. 346-QG-SJET.
15. *Fletcher R.S., Gaisser T.K., Lipari P., Stanev T.* // Phys. Rev. 1994. D50. 5710-SIBYLL.
16. *Ranft J.* // Phys. Rev. 1995. D 51-DPMJET.
17. *Fesefeldt.* Aachen preprint PITHA 85 / 02. 1985-GHEISHA.
18. *Глаубер Р.* // УФН. 1971, №103. С.641.
19. *Ландау Л.Д., Померанчук И.* // ДАН. 1953. Т.92. С.535, 735; *Мигдал А.В.* // ЖЭТФ. 1957. Т.5. С.527.
20. *Джелли Дж.* Черенковское излучение. М., 1960.
21. *Suga K.* // Proc. of the 15th Int. Seminar of Cosmic Rays. 1962. V.2. P.XLIX.
22. *Allan H.R.* Radioemission from extensive air Showers. Progress in Elem // Part. and Cosmic Ray Phys. 1971. V.10. P.169.
23. *Edge et al.* // J. Phys. 1973. A6. P1612.
24. *Ракобольская И.В.* и др. Особенности взаимодействия адронов космических лучей сверхвысоких энергий. М., 2000.
25. *Bergeson H.E.* et al. // Phys. Rew. Lett 1977. V.39. P.847.
26. *Lagutin A.A.* et al. // J. Phys. 2002. G28. P.1259.
27. *Nagano M.* et al. // Astropart. Phys. 2000. V.13. P.277.
28. *Glushkov A.V.* et al. // Yad. Fiz. 2000. V.63. P.1557 (in Russian).
29. *Kampert K.-H.* // J. Phys. 2001. G27. P.1663.
30. *Swordy et al.* // Astropart. Phys. 2002. V.18. P.129.
31. *Gress O.A.* et al // Proc. of the 25th Int. Cosmic Ray Conference. Durban. 1997. V.4. P.129; Nucl. Phys.B (Proc. Suppl.). 1999. V.75A. P.299.

ГЛАВА 5. Подземные, глубоководные и космические лаборатории

§ 5.1. Введение

Первичное космическое излучение экранируется атмосферой и не доходит до поверхности Земли. Однако, как ясно из предыдущего, первичное излучение порождает мощные потоки вторичного проникающего излучения, не только достигающего поверхности Земли, но и проникающего глубоко под почву и в воду. Для исследования таких излучений строятся подземные лаборатории, оснащенные грандиозными по своим масштабам установками. Они предназначены, в первую очередь, для измерения потоков мюонов и изучения свойств нейтрино. Ряд экспериментов проводился в океане, когда установки для измерения потока мюонов опускались с корабля на несколько километров под воду. Одно время для измерения потоков космических лучей использовались самолеты, летавшие на высоте 10–12 км.

§ 5.2. Примеры подземных лабораторий

Одна из таких подземных лабораторий для изучения мюонов и нейтрино была построена в Советском Союзе в районе горы Эльбрус в ущелье реки Баксан (рис. 5.1, *a*). Здесь измеряется поток электронных нейтрино различных энергий, которые генерируются, главным образом, в термоядерных реакциях на Солнце, а также в атмосфере. Для изучения мюонных нейтрино на Баксанской станции использован мюонный сцинтилляционный телескоп. Изучается реакция $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + X_n$.

Телескоп (рис. 5.1, *b–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 π -мезонов, которые рождаются в сильных взаимодействиях первичных космических частиц в атмосфере). Мюоны, имеющие обратное направление, вызваны мюонными нейтрино, прошедшими сквозь Земной шар и испытавшими взаимодействие в грунте под установкой. Поток таких мюонов может быть рассчитан,

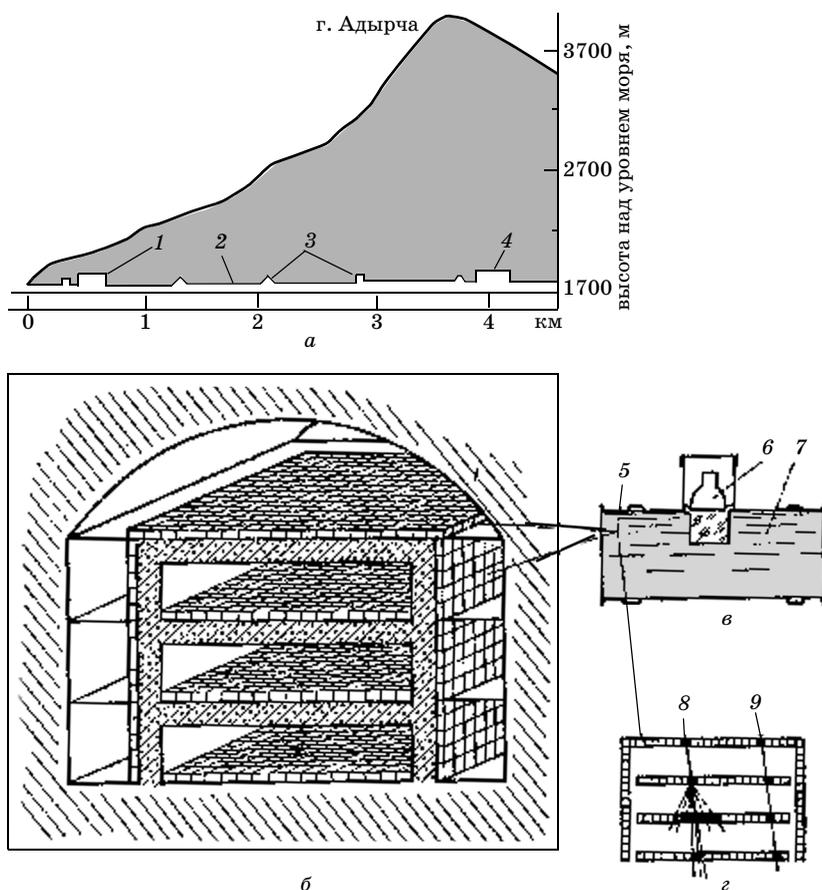
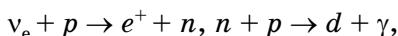


Рис. 5.1. Баксанская подземная нейтринная лаборатория: *а*) схема расположения лаборатории; *б*) мюонный сцинтилляционный телескоп (МСТ); *в*) устройство отдельного счетчика; *г*) срабатывание счетчиков при прохождении мюонов; 1 – расположение МСТ; 2 – тоннель; 3 – помещения для установок; 4 – зал для детектора солнечных нейтрино; 5 – сцинтилляционные счетчики; 6 – фотоумножитель; 7 – сцинтиллирующая жидкость; 8 – трек мюона, испытавшего взаимодействие с образованием ливня в телескопе; 9 – трек одиночного мюона

поскольку известен поток нейтрино (гл. 16). Измеренный на баксанской станции поток обратных мюонов совпадает с ожидаемым при отсутствии осцилляции, если параметры осцилляции $\Delta m^2 < 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ при угле смешивания $\theta = 45^\circ$.

Недалеко от Артемовска на Украине в глубокой соляной шахте был установлен сцинтилляционный детектор массой 100 тонн для регистрации электронных антинейтрино, возни-

кающих на конечной стадии эволюции звезд при их коллапсе. Антинейтрино регистрируются с помощью реакций



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

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 $\Delta t \sim 4\tau_n$ вспышка, соответствующая выделению энергии $E \sim 2,2$ МэВ, – можно исключить влияние фоновых событий.

Одна из крупнейших в мире лабораторий «Супер Камиоканде» (рис. 5.2) на протяжении ряда лет действует в шахте недалеко от Камиока в Японии. Установка содержит 22,5 тыс. тонн (рабочая часть объема) воды в качестве действующего вещества черенковского детектора. Его высота 36,2 м, диаметр 33,8 м. Черенковские вспышки регистрируют 11 146 ФЭУ.

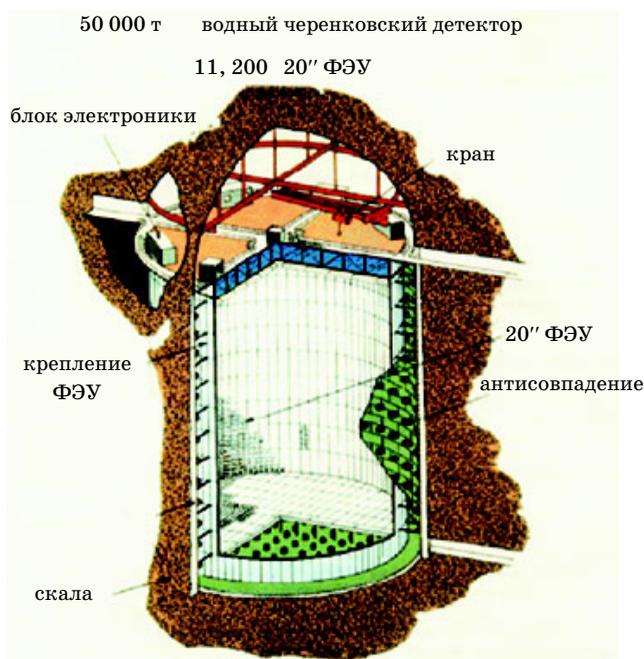


Рис. 5.2. Японская установка Суперкамиоканде. Одна из наиболее успешных разработок

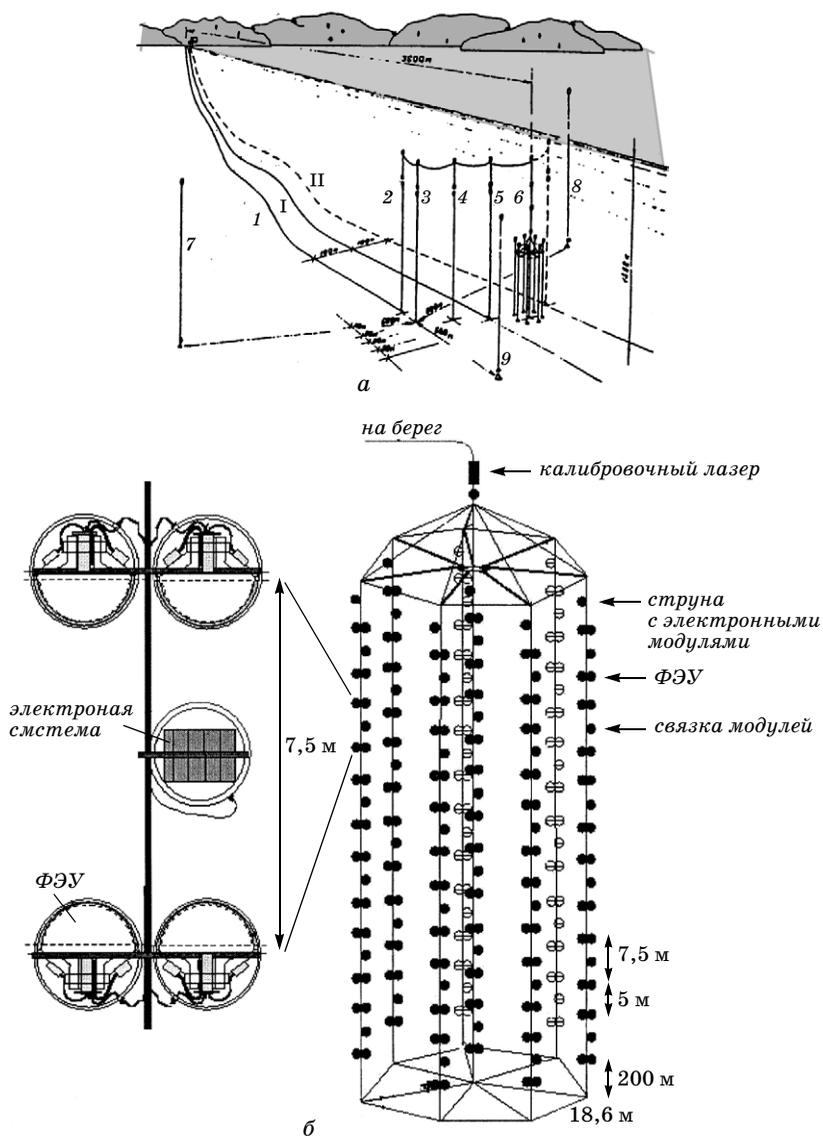


Рис. 5.3. Детектор NT-200: а) схема расположения подводных конструкций телескопа NT-200 (по состоянию на 1995 г.: 1, 2 – кабельные линии связи; 3 – оптоволоконная линия связи; 4, 5, 6 – кабельные буйковые станции; 7 – оптическая часть NT-200; 8 – гидрологическая буйковая станция; 9–14 – акустические маяки; б) некоторые детали установки NT-200

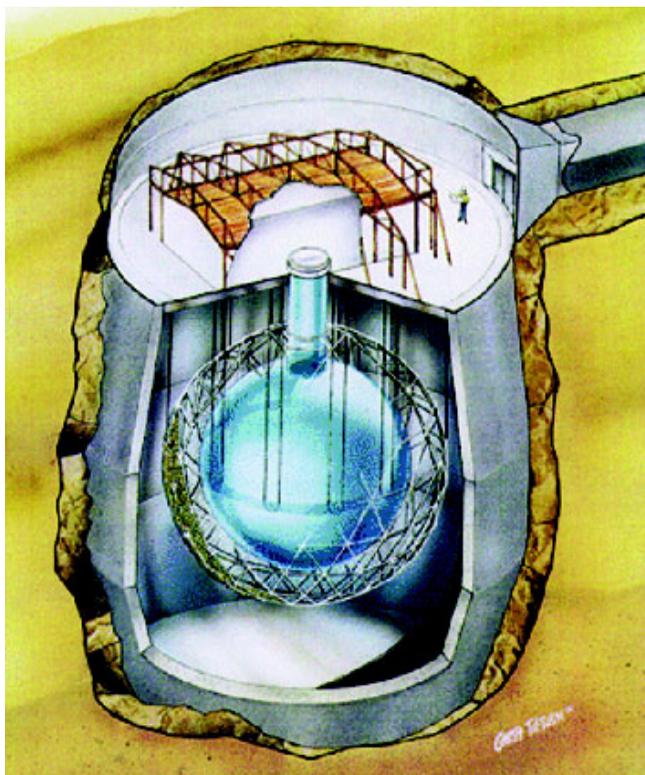


Рис. 5.4. Нейтринная установка SNO

В США построена подземная лаборатория SNO (Sudbury Neutrino Observatory) (рис. 5.4). Она находится на глубине около 2000 м в Крейгтонских никелевых шахтах недалеко от Садбари (Онтарио, США). В баке диаметром 12 м содержится 1000 т тяжелой воды (D_2O) с добавлением соли. Он окружен вторым баком диаметром 22 м и высотой 34 м со сверхчистой обычной водой для защиты от радиоактивного фона. Бак расположен в подземной пещере высотой с 10-этажный дом (35 м). Нейтрино взаимодействуют с ядрами и заряженные продукты реакций дают вспышки черенковского света, который регистрируется ФЭУ (9600 ФЭУ окружают бак).

Детектор предназначен для измерения потока, энергии и направления прилета солнечных нейтрино, а также других нейтрино, в том числе атмосферных. Измерения начались в 1999 г.

Стандартная солнечная модель предсказывает около 30 нейтринных событий с рождением электрона (заряженный ток) в день [$\nu_e + (W^+) + d \rightarrow p + p + e^-$]. Электрон уносит основную энергию, практически равную энергии нейтрино. Световая вспышка пропорциональна энергии электрона.

В Италии действует подземная лаборатория Гран-Сасо, в которой построен целый ряд детекторов мюонов, нейтрино и других частиц. Один из таких детекторов МАКРО содержит времяпролетную систему со стриммерными трубками и баками жидкого сцинтиллятора, обеспечивающую быстрый отбор событий по времени запаздывания срабатываний разных плоскостей горизонтальных детекторов. МАКРО позволяет определить направление движения (вверх или вниз), чтобы выделить нейтрино, создаваемые вверх идущими мюонами на фоне в миллионы раз большего потока вниз идущих космических атмосферных мюонов.

В настоящее время функционирует целый ряд других подземных лабораторий, часто в сочетании с наземными детекторами. О них речь будет впереди.

§ 5.3. Высокогорные станции и эксперименты, проводимые на высоте гор

Интенсивность частиц, ничтожно малая у границы атмосферы, на уровне моря снижается еще в тысячи раз. Поэтому исследования взаимодействий адронов с ядрами стремятся вести как можно выше. Поглощение первичных протонов происходит, очевидно, по закону

$$N(x) = N_0 \exp(-x/L), \quad (5.1)$$

L – пробег поглощения нуклонов (см. (16.13)). Например, на высоте 5 км поток адронов в десятки раз выше, чем на уровне моря. Калориметры и другие сложные электронные системы требовали постройки стационарных высокогорных станций для исследования космических лучей. Эксперименты продолжались много лет.

Более 10 лет работала высокогорная станция АН СССР 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 работала станция в Заилийском Алатау в 50 км южнее Алма-Аты. Другие советские станции действовали в Армении в Нор-Амберде, в Грузии под Бакуриани. На этих станциях были получены многие важные сведения о взаимодействиях адронов высокой энергии и их свойствах. 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 слабая зависимость сечения взаимодействия от энергии, слабый рост поперечного импульса с энергией (поперечный импульс изменяется от 0,3 до 0,5 Гэв/с при изменении энергии первичных частиц на много порядков) и его ограниченность, асимметрия угловых распределений пион-нуклонных столкновений, как следствие кварковой структуры адронов), форма энергетической зависимости средней множественности и многие другие, были открыты в экспериментах на горах. 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. В первые же годы возникла определенная научная конкуренция между физиками, работавшими в космических лучах и на ускорителях. Несколько пренебрежительное отношение к результатам физики космических лучей со стороны ускорительщиков, затормозило развитие физики высоких энергий, но в то же время стимулировало работы в космических лучах. В частности, проявлением такой конкуренции явилось создание калориметра, которым сейчас пользуются на всех ускорителях, часто не вспоминая, откуда он родом. В настоящее время в результате развития ускорительной техники изучение взаимодействий на горах постепенно утрачивает свое значение и отходит 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 и теперь продолжают эксперименты с ядерными эмульсиями (эмульсионные и рентгено-эмульсионные камеры). Обладая исключительным пространственным разрешением, эта методика позволяет исследовать ряд явлений сверхвысокой энергии все еще недоступных ускорительной методике. В частности, на ускорителях трудно изучать частицы, вылетающие под предельно малыми углами на коллайдерах из-за огромного фона, создаваемого пучком ускоренных частиц. Кроме того, 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 calorиметрических установок в области сверхускорительных энергий останется актуальным и в начале XXI в.

§ 5.4. Глубоководные исследования

В 1980-х годах возникло целое новое направление исследований проникающего космического излучения с помощью глубоководных установок. До глубин в несколько километров опускались установки для измерения потоков мюонов. В таких экспериментах удалось измерить потоки мюонов с энергией в тысячи ГэВ.

Свою роль сыграл проект ДЮМАНТ для изучения нейтрино высокой энергии. В первом предложении предполагалось опустить детекторы мюонов на глубину до 4 км у берегов Гавайских островов. Этот эксперимент привлек широкое внимание, но окончился полным провалом по техническим причинам. Подводные течения разрушили установку. Проект, аналогичный ДЮМАНТу, начал реализовываться на озере Байкал. Со льда озера в районе Листвянки опускались под воду до глубины около километра «стринги» – гирлянды фотомножителей. Работа продолжается много лет, но реальных

физических результатов пока не получено (если не считать весьма грубого ограничения на поток реликтовых «монополей» и обнаружения свечения воды вблизи дна озера). Сейчас ведутся в основном методические работы.

§ 5.5. Баллонные эксперименты

Для изучения энергетического спектра и ядерного состава космического излучения используется аппаратура, поднимаемая на баллонах к границе атмосферы. В настоящее время в таких экспериментах применяются рентгено-эмульсионные камеры.

В последние годы получили известность эксперименты RUNJOB и JACEE.

В Японо-американском эмульсионном эксперименте JACEE – был выполнен ряд высотных полетов аэростатов для прямого измерения космических лучей высокой энергии. Методика, основанная на применении эмульсий, представляла собой многослойную камеру, причем первый слой использовался для определения заряда первичного ядра, мишенная часть обеспечивала регистрацию ядерного взаимодействия. Калориметрические слои измеряют энергию, выделившуюся во взаимодействии в форме рентгеновского и γ -излучений. Для накопления требуемого статистического материала по частицам высокой энергии сотрудничеством JACEE было выполнено 15 полетов воздушных шаров до высоты 40 км (восемь двухдневных полетов, два 5–6-дневных полета из Австралии на юг Америка, и пять 9–15-дневных кругосветных полетов в Антарктиде. Общая экспозиция составила $1436 \text{ м}^2 \cdot \text{час}$. Средние высоты полетов составляли $3,5\text{--}5,5 \text{ г/см}^2$. В каждом из полетов было несколько эмульсионных блоков размером $40 \times 50 \text{ см}^2$. Удалось зарегистрировать 180 событий с энергией более 100 ТэВ на частицу. Общее количество высокоэнергетических случаев, доступных для анализа от всех полетов $\sim 2 \cdot 10^4$. Основной детектор включал тонко гранулированную эмульсионную камеру, содержащую ~ 100 трековых слоев ядерной эмульсии и трехмерный калориметр из слоев свинца. Калориметр состоял из ~ 20 слоев эмульсий и рентгеновских пленок, покрытых листами свинца толщиной до $8,5 t$ -единиц. Калориметр

регистрирует отдельные следы заряженной частицы и индивидуальные каскады фотонов с разрешением несколько микрон. Высокоэнергетические ливни производят видимые темные пятна в рентгеновской эмульсии, которые используются, чтобы проследить энергичные каскады. В первоначальном исследовании JАСЕЕ число электронов в последовательных эмульсионных слоях вдоль каскада сравнивали с моделируемой кривой развития ливня, чтобы определить полную энергию электромагнитного каскада, выделившуюся в калориметре. О погрешностях метода можно судить по результатам. Например, был получен протонный спектр с дифференциальным показателем степенного закона $2,80 \pm 0,04$ и спектр ядер гелия с дифференциальным показателем $2,68 \pm 0,05$. Это согласуется с другими экспериментами. Не было обнаружено никаких нарушений степенной зависимости, по крайней мере, до 40–90 ТэВ.

Другой баллонный эксперимент – российско-японское Сотрудничество RUNJOB (RUSSIAN–NIPPON–JOINT BALLPOONS) – был начат в 1995 году. В рамках эксперимента было выполнено несколько транссибирских полетов аэростатов. Полеты начинались на Камчатке и заканчивались в районе Волги с западной стороны Урала после экспозиции приблизительно 150 часов. Было обработано ~20 эмульсионных камер, каждая размером 40×50 см². Полное время экспозиции составило пока 575 м²·ч. Высота полетов превышала 10 г/см².

Измерялась энергии ядерного каскада с $E \sim 100$ ТэВ или больше, когда максимум электромагнитного ливня не укладывается в тонком калориметре, хотя это зависит от наклона ливня. Доля энергии частицы, которая передается γ -фотонам, известна по экспериментам на ускорителях. Максимальное потемнение ливня в рентгеновской эмульсии приблизительно пропорционально энергии ливня E и не зависит от массы первичной частицы. Однако вертикальная толщина RUNJOB-камеры – составляет лишь 4 радиационных длины. Были разработаны специальные методы для преодоления этих ограничений. Эксперименты JАСЕЕ и RUNJOB широко цитируются в литературе.

§ 5.6. Использование спутников и межпланетных станций

Создание в Советском Союзе первых спутников открыло новую эру в космических исследованиях. В настоящее время огромное количество космических аппаратов со специальной аппаратурой на борту изучают космическое излучение. В Советском Союзе были осуществлены многочисленные полеты специальных станций. В первую очередь к ним можно отнести серию спутников «Протон» (1960-е гг.). С помощью этих спутников, на которых были установлены первые тяжелые калориметры, был исследован энергетический спектр первичных частиц в области энергий до 10^5 ГэВ.

Общая структура прибора включала детектор энергии и *определитель заряда первичных частиц*. Изучение ядерного состава Галактического космического излучения в области энергий выше 1 ТэВ осуществлено с помощью калориметрического прибора СОКОЛ (аббревиатура слов СОстав КОсмических Лу-

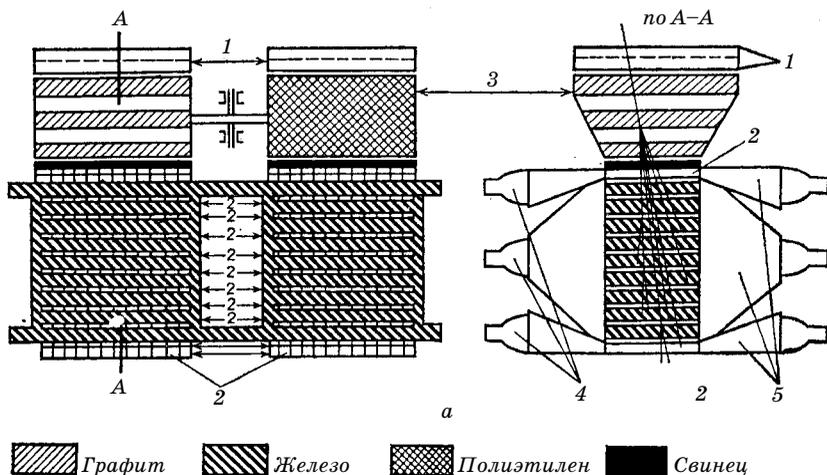


Рис. 5.5. Спутник «Протон» с первым тяжелым калориметром на борту. Был предназначен для изучения спектра и ядерного состава первичного космического излучения

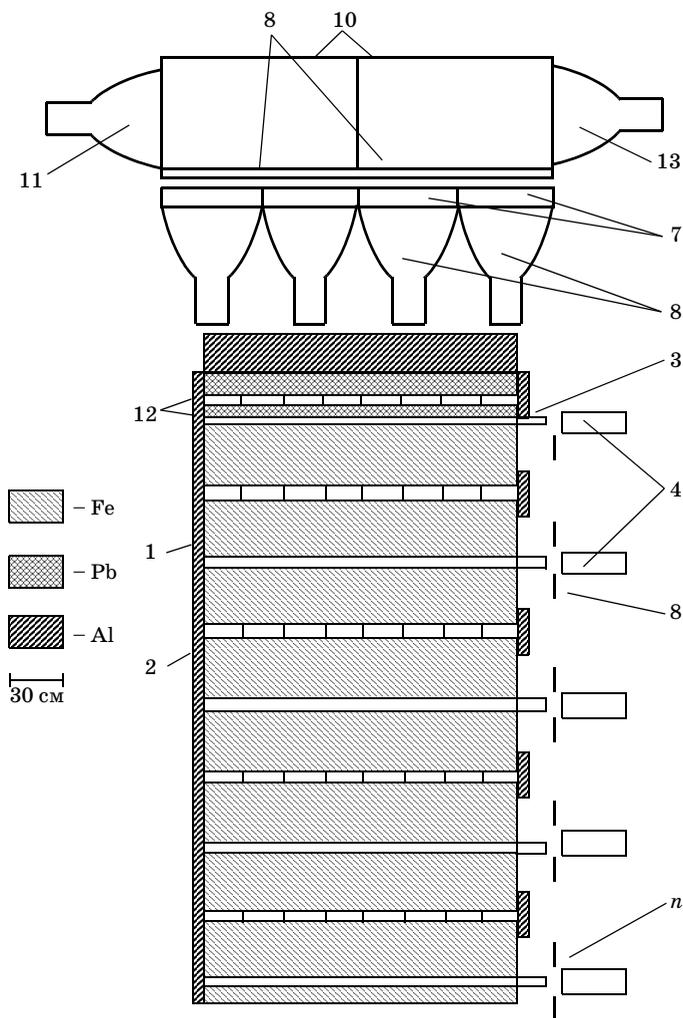


Рис. 5.6. Спутник СОКОЛ для изучения состава первичного космического излучения

чей), с помощью которого весной 1984 г. был проведен эксперимент на ИСЗ «Космос-1543», и после модернизации прибора в конце 1985 г. на ИСЗ «Космос-1713» [28].

Общая структура прибора включала детектор энергии, ионизационный калориметр и детектор заряда первичных

космических частиц. Толщина поглотителя в калориметре составляла 5,5 пробегов ядерного взаимодействия протонов (энерговыведение до 80%). В качестве детектора заряда были применены черенковские счетчики.

Эти примеры показывают, что спутники широко применяются для исследования космических лучей. В последующие годы, как в Советском Союзе, так и в США, а также в международных сотрудничествах совершались полеты множества спутников и космических станций. Они будут упомянуты по ходу обсуждения физических результатов.

Значительная часть полетов выполнена для изучения свойств межпланетного пространства. В настоящее время одна из американских межпланетных станций покинула пределы Солнечной системы и впервые в истории вышла в межзвездное пространство. Что ждет ее там? И нас тоже?

Вопросы и задачи

1. Сечение взаимодействия мюонов с нуклонами при энергии 100 ГэВ равно $\sigma_{\mu n} \sim 10^{-30} \text{ см}^2$. Каков будет поток пионов на глубине 3 км под поверхностью Земли?

Примечание: использовать данные о потоке мюонов на уровне моря (см. гл. 16).

2. Вычислить поток первичных протонов с энергией 1 ТэВ, дошедших до высоты 10 км. А как будет отличаться полный поток протонов той же энергии?

3. Какие частицы будет измерять счетчиковый телескоп, помещенный на глубине 1 м под поверхностью Луны?

4. Какую площадь должна иметь установка, чтобы регистрировать 10 протонов с энергией 1 ТэВ в день?

Литература

1. *Диденко Л.А. и др.* Асимметрия адронных взаимодействий. М.: Наука, 1981.
2. *Мурзин В.С., Сарычева Л.И.* Физика адронных процессов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
3. *Glushkov, A.V., Makarov I.T., Nikiforova E.S., Pravdin M I., Sleptsov I.Ye.* // *Astropart. Phys.* 1995. V. 4. P. 15.
4. *Ракобольская И.В. и др.* Особенности взаимодействий адронов космических лучей сверхвысоких энергий. Изд-во Моск. ун-та, 2000.
5. *Григоров Н. Л. и др.* Исследования космического пространства. М.: Наука, 1965.
6. *Liu D.W. et al.* (Super-Kamiokande Coll.)//*Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 4. P. 15.
7. *Apanasenko A.V. et al.* (RUNJOB Coll.)//*Proc. 26 ICRC Salt Lake City.* 1999. V. 3. P. 231–234.
8. *Askimirov K. et al.* (JACEE Coll.)//*Astrophys. Journ.* 1998. V. 502. P. 278–283.

ЧАСТЬ II

Глубины Космоса

ГЛАВА 6. Вселенная

§ 6.1. Что такое Вселенная. Определение (Общеобразовательное введение)

Определение. Полный красок и движения космический спектакль разыгрывается на огромной арене, охватывающей всю доступную нам часть Метагалактики. Вселенная – это окружающий нас материальный мир, как доступный нашему наблюдению, так и лежащий за пределами наших возможностей. Вселенная бесконечна¹ в пространстве и времени. Экспериментальных доказательств этого нет, и существование такой Вселенной основано лишь на мировоззрении.

Предметом конкретного научного исследования, как экспериментального, так и теоретического, является Метагалактика. При анализе экспериментальных данных о Метагалактике постулируется, что фундаментальные законы природы (в частности, законы физики), установленные и проверенные в земных лабораториях, справедливы и для Метагалактики. Все явления, наблюдаемые в ней, могут быть объяснены на основе этих законов до планковских масштабов пространства и времени. За пределами этих масштабов классические представления о пространстве и времени неприменимы, и следует учитывать, как сейчас считают, квантование гравитации. Мы не будем заглядывать в эту область. Заметим лишь, что с точки зрения современных моделей происхождения Метагалактики, она «возникла из ничего», подобно тому, как возникают виртуальные частицы. Поэтому суммарная энергия Метагалактики и ее электрический заряд равны нулю.

На основе известных нам физических законов создаются модели развития Метагалактики, а также Вселенной в целом (например, модель раздувающейся Вселенной, которая допускает возникновение множества других миров (Метагалактик), в которых, возможно, действуют совершенно иные физические законы) [Линде, 1990]. Отметим, что в основе современ-

¹ Некоторые считают, что представить себе бесконечную Вселенную невозможно. Но попробуйте представить себе ограниченную Вселенную и ответьте на вопрос: а что находится за ее границей?

ных представлений лежит *космологический принцип*: в Метагалактике не может существовать выделенных наблюдателей, т.е. свойства Метагалактики не зависят от того, откуда мы на нее смотрим.

Наблюдательная космология в настоящее время испытывает революцию. Измерения свойств очень удаленных объектов в зависимости от красного смещения указывают, что скорость расширения Метагалактики увеличивается. Это ускорение требует существования формы энергии, которая преодолевает гравитационное самопритяжение материи. Эту энергию называют «темной энергией».

Крупномасштабная структура Метагалактики. Глядя в ясную безлунную ночь на небо, мы видим неисчислимое количество звезд. Эти звезды принадлежат к нашей Галактике, одному из кирпичиков, составляющих Вселенную. Среди звезд можно разглядеть крохотные туманные пятнышки. Это другие галактики, или туманности. Но главные загадки хранят не сверкающие изумрудами и сапфирами звезды и туманности, а безбрежное черное пространство между ними. Именно там человечество найдет и раскроет многие загадки и тайны. Итак, наш путь лежит в черный безбрежный океан, где маяками нам послужат огни мироздания – галактики, а былинными сказителями – космические лучи. Этот океан – Метагалактика.

Элементарными кирпичиками, расположение которых определяет крупномасштабную структуру Метагалактики, являются *галактики*. Хотя галактики существуют как отдельные системы Метагалактики, они не ведут себя как изолированные объекты. Они притягивают друг друга силой гравитации и вместе образуют скопления – кластеры. Число галактик в отдельном кластере может быть весьма невелико, но может достигать и нескольких тысяч. Обычно кластер галактик простирается на миллионы световых лет¹. Например, наш собственный Млечный Путь принадлежит кластеру, известному как локальная группа. Самая большая галактика в этой группе – галактика Андромеда, – спиральная галактика, расположенная на расстоянии более чем два миллиона световых лет от Млечного Пути. Локальная группа простирается приблизительно

¹ Световой год (сг) равен пути, проходимому светом за год: $1 \text{ сг} = 9,461 \cdot 10^{15} \text{ м}$.

на 6 000 000 световых лет, т.е. составляет шестьдесят размеров нашей собственной Галактики.

Кластеры галактик сгруппированы в суперкластеры, которые простираются на сотни миллионов световых лет. Наша локальная группа галактик принадлежит к суперкластеру, известному как местный суперкластер. В его центре находится кластер Дева, или Вирго¹. Он содержит тысячи галактик, и расположен приблизительно на расстоянии 50 000 000 световых лет от нашей собственной группы. Метагалактика, таким образом, может рассматриваться как иерархическая структура суперкластеров галактик, кластеров галактик и отдельных галактик. Чтобы представить себе масштабы той театральной арены, на которой играют свои роли наши артисты, обратимся к табл. 6.1, где показаны типичные расстояния между действующими лицами.

Таблица 6.1

Шкала типичных расстояний

Объекты	Расстояние	
	сг	км
Единицы измерения		
Самая близкая звезда	4,3	$4 \cdot 10^{13}$
Диаметр Млечного Пути	10^5	10^{18}
Кластер галактик	$\geq 10^6$	$> 10^{19}$
Размер Метагалактики	$\geq 10^{10}$	$> 10^{23}$

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. Такую область называют горизонтом события. Итак, размер Метагалактики (или, условно, Вселенной²) равен 10^{10} световых лет или 10^{28} см = $3,2 \cdot 10^9$ парсек

¹ Virgo (*лат.* дева)

² Мне больше нравится слово «Вселенная». Поэтому оно иногда появляется в этой книге, но речь, как правило, идет о Метагалактике.

(пс)¹. Не верится, что обычное человеческое сознание способно вообразить такие расстояния.

Внегалактические объекты малого углового размера, отличающиеся большим радиоизлучением, получили название квазаров – квазизвездных источников радиоизлучения. Это наиболее удаленные объекты, которые удалось рассмотреть до настоящего времени. Квазары испускают огромное количество энергии. Светимость квазаров составляет 10^{45} – 10^{48} эрг/с, но источник этой энергии еще неизвестен. Полагают, что квазары являются активными ядрами некоторых галактик с размерами не более 10^{14} м. Полная энергия квазаров за время их активной жизни ($\sim 10^8$ лет) составляет 10^{61} – 10^{63} эрг.

Мы не будем подробно останавливаться на огромном разнообразии морфологических структур галактик. Характерными являются галактики, имеющие спиральные рукава. Другой основной класс галактик – эллиптические галактики, имеющие вид эллипсоидов с очень плавным распределением яркости. Наконец, существует класс так называемых «неправильных» галактик, к которому относится все, что угодно. Четких границ между классами галактик нет, и наблюдаются галактики промежуточных типов. Например, существует непрерывная последовательность галактик от эллиптических к спиральным, включающая галактики, выглядящие как спиральные, т. е. обладающие диском и центральным вздутием, но не имеющие спиральных рукавов. Они называются линзовидными галактиками и обозначаются S0. Эта классификация удобна для описания общей структуры Галактик. Светимости галактик меняются в очень широком интервале, от гигантских эллиптических галактик массой $10^{13} M_{\odot}$ (M_{\odot} – масса Солнца), обладающих колоссальной светимостью, до карликовых галактик, немного превышающих крупные шаровые скопления массой порядка 10^6 – $10^7 M_{\odot}$.

Если мы ограничимся самыми яркими галактиками (их около 1500), то их классификация выглядит следующим образом:

- спиральные – 61 % ,
- линзовидные – 22% ,
- эллиптические – 13% ,
- неправильные – 4% .

¹ 1 пс = $3,09 \cdot 10^{18}$ см – расстояние, с которого видна орбита Земли в пределах одной угловой секунды.

Пространственная плотность галактик, подобных нашей, составляет примерно 10^{-2} Мпс⁻³, а характерный размер 10–20 кпс¹. Ближе других к нам расположена туманность Андромеды (М31). Расстояние до нее равно 570 кпс, т. е. лишь в 30 раз превышает размеры нашей Галактики. Обе являются главными членами так называемой Местной группы галактик.

§ 6.2. Наша Галактика

Мы живем в галактике, называемой Галактика Млечный Путь. Получить надежные сведения о строении нашей Галактики не просто. Этому мешает ряд факторов. Поглощение света межзвездной пылью создает значительные помехи, отсутствуют точные методы определения расстояний до различных галактических объектов. Лишь положения самых близких к Солнцу звезд измерены с точностью 5%. Для остальных более удаленных объектов погрешности измерений находятся в пределах 30–40% или больше.

Все же на основании измерений можно заключить, что

- Галактика сильно сплюснута;
- вся система вращается вокруг своего центра со скоростью в районе Солнца 200 км/с;
- наша Галактика принадлежит к классу спиральных галактик, и, по-видимому, похожа на туманность Андромеды (М 31) или показанную ниже NGC1232s (рис. 6.1).

Солнце находится приблизительно на расстоянии 10 кпс от центра Галактики, т. е. в 10^4 раз дальше, чем ближайšie звезды, и расположено в одном из рукавов спирали вне основной массы звезд. Оно входит в систему звезд, образующих диск, вращающийся вокруг своей оси. В окрестностях Солнца полутолщина диска составляет примерно 200 пс. В центральной части диска находится, кроме того, система звезд, образующая так называемое эллипсоидальное вздутие, состоящее из более старых звезд. Видимый диск Галактики на расстоянии 15 кпс от центра быстро сходит на нет.

¹ Если принять постоянную Хаббла (§ 6.7) 60 км/(с · Мпс). Если хотите, посчитайте, сколько таких галактик в 1 см³.



Рис. 6.1. Спиральная галактика NGC1232s.

Характерной особенностью спиральных галактик являются рукава, из-за которых галактики и получили свое название. Их хорошо видно на фотографии галактики NGC1232s. Значительно труднее было обнаружить рукава в нашей Галактике, поскольку мы расположены внутри нее и очень трудно измерять расстояния до звезд с точностью, достаточной для того, чтобы проследить спиральные рукава. Из этих наблюдений, однако, удастся сделать вывод, что Солнце расположено вблизи внутреннего края одного из спиральных рукавов. Дополнительную информацию о спиральной структуре дают наблюдения нейтрального водорода в линии 21 см (§ 6.4).

В Галактике насчитывается приблизительно 10^{11} звезд и именно в них заключена основная доля ее массы (не считая

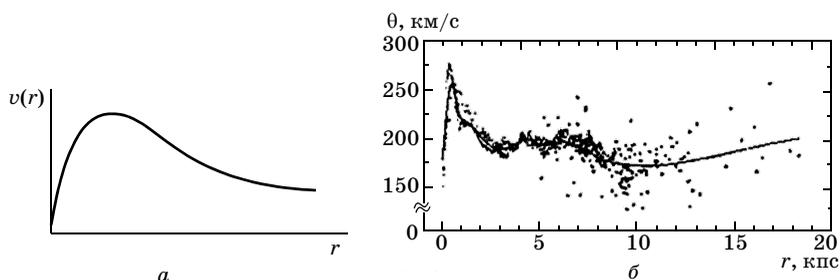


Рис. 6.2. Ротационные кривые: а) теоретическая; б) экспериментальная (темной материи и темной энергии). Они образуют гравитационно связанную сильно уплощенную систему. По движению близких к Солнцу звезд можно сделать вывод, что звезды, образующие диск, вращаются вокруг центра по круговым орбитам. Наблюдения свидетельствуют в пользу дифференциального вращения Галактики. Кривая вращения Галактики, т. е. зависимость скорости вращения от расстояния до галактического центра, строится различными методами, например, по измерениям скоростей достаточно близких звезд или исследованиям распределения скоростей облаков нейтрального водорода по линии 21 см. Эта кривая схематически изображена на рис. 6.2.

Согласно современным представлениям, за орбитой Солнца кривая вращения выходит на почти плоский участок. По этой кривой можно определить динамическую массу Галактики. Внутри орбиты Солнца заключена масса примерно $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, где $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ г – масса Солнца. Если бы это была бóльшая часть массы Галактики, то звезды за орбитой Солнца должны были бы двигаться в соответствии с законами Кеплера и кривая вращения имела бы вид $v \sim r^{-1/2}$. Выход кривой вращения на плато противоречит этому простому предположению и заставляет думать, что за пределами орбиты Солнца находится существенно бóльшая масса. При сферически симметричном распределении, плоская кривая вращения получается, если масса, заключающаяся в шаре радиусом r , пропорциональна r , т. е. $M(<r) \sim r$. Таким образом, масса Галактики должна быть очень большой. Видимая яркость Галактики падает с расстоянием от центра слишком быстро, чтобы было справедливо соотношение $M(<r) \sim r$, поэтому, если такая интерпретация

верна, должна существовать корона из «темного», т. е. практически несветящегося вещества. Природа такой короны неизвестна. Она может состоять из слабо светящихся (невидимых) карликовых звезд, нейтронных звезд, либо из черных дыр или даже каких-либо «экзотических» объектов. Пока нельзя сказать ничего определенного. Заметим, что на долю газа приходится лишь около 5% массы Галактики, поэтому его динамика должна определяться известным гравитационным полем звезд.

§ 6.3. Плотность вещества в Метагалактике

Важную роль в понимании процессов эволюции Метагалактики играет плотность вещества в ней. Плотность вещества в Метагалактике резко падает при переходе от малых масштабов к большим. Она изменяется от громадных значений $\rho \sim 10^{14} - 10^{16}$ г/см³ в атомных ядрах и нейтронных звездах до $\rho \sim 1$ г/см³ на планетах и звездах главной последовательности¹ и $\rho \sim 10^{-24}$ г/см³ в Галактике в среднем.

Особую роль в космологии играет так называемая критическая плотность

$$\rho_c = 3H_0^2 / 8\pi G = 4,7 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3.$$

Здесь H_0 – постоянная Хаббла (см. §6.7), G – гравитационная постоянная. От соотношения с ρ_c плотности вещества в Метагалактике ρ зависит, в частности, судьба Метагалактики.

Критическую плотность нетрудно определить из простых соображений. рассмотрим частицу с массой m , расположенную на поверхности сферы радиуса R внутри Метагалактики. При расширении Метагалактики частица приобретает некоторую энергию

$$E_{\text{кин}} = mv^2/2 = m(dR/dt)^2/2.$$

Потенциальная энергия

$$U = -G(4/3)\pi R^3 \rho m/R.$$

¹ См. рис. 6.3.

Если полная энергия частицы $E_{\text{кин}} + U = 0$, то расширение будет стационарным, соответствующим плоской Вселенной:

$$m(dR/dt)^2/2 = G(4/3)\pi R^3 \rho_c m/R,$$

$$R^{-2}(dR/dt)^2 = -G(8/3)\pi \rho_c.$$

Но $R^{-1}(dR/dt) = H_0$ – постоянная Хаббла. Следовательно,

$$\rho_c = 3H_0^2/8\pi G.$$

Если принять постоянную Хаббла равной $50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$, то

$$\rho_c = 4,8 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3 = 2,6 \cdot 10^3 \text{ эВ/см}^3.$$

Полагают, что в пределах всей Метагалактики $\rho_c = \rho$. При значениях $H_0 = 50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$ и $\rho = \rho_c$ возраст Метагалактики $t_0 = 2/(3H_0) \sim 13$ млрд лет. В таком случае геометрия пространства евклидова и Метагалактика, как говорят, «плоская».

В космологии плотность вещества выражают обычно в долях от ρ_c : $\Omega = \rho / \rho_c$. Оценки количества светящегося вещества (звезд и газа в галактиках) дают $\Omega = 0,01-0,02$. В то же время из результатов измерений массы, вычисленной по средней относительной скорости движения галактик и их скоплений, следует, что $\Omega \sim 0,1-0,3$. Различие между этими числами составляет существо проблемы *скрытой*, или *темной* массы, т.е. несветящегося, невидимого вещества (см. гл. 9). Физическая природа скрытой массы еще неизвестна, и установить ее природу – одна из задач физики космических лучей. ранее мы уже видели, что наша галактика содержит значительную часть темного вещества. Сейчас нельзя исключить существование какого-то вида вещества в Метагалактике, которое не концентрируется вокруг галактик и их скоплений и пространственное распределение которого однородно в масштабах ≤ 10 Мпс. Существуют довольно слабые экспериментальные ограничения сверху на величину полной плотности вещества в Метагалактике, вытекающие из условия, что возраст Метагалактики должен быть больше возраста Земли или любого другого объекта (например, шарового скопления). Ни один из этих пределов не противоречит значению $\Omega = 1$. Изучение природы скрытой массы в ближайшее время будет одной из приоритетных задач физики космических лучей.

При изучении эволюции Метагалактики иногда приходится обращаться к вопросам связи плотности вещества и температуры. Плотность связана с температурой расширяющейся Вселенной известным законом Стефана–Больцмана

$$\rho = \sigma \zeta T^4,$$

где σ – *постоянная Стефана–Больцмана*, а ζ зависит от числа различных типов элементарных частиц, существующих при данной температуре (т.е. зависит от энергии):

$$\zeta = 1 + (7/8)N_v + \dots$$

Первый член описывает фотоны, N_v – число типов двухкомпонентных нейтрино ($N_v = 3$) и т.д. Коэффициент 7/8 учитывает различные плотности распределения бозонов и фермионов [1].

§ 6.4. Из чего состоит Метагалактика?

Кроме галактик и их скоплений в состав Метагалактики входят:

- звезды как составная часть галактик,
- межзвездный газ,
- межзвездная пыль,
- межзвездные магнитные поля,
- космические лучи различной природы.

Рассмотрим подробнее эти составляющие.

Межзвездная среда. Важнейшим компонентом Метагалактики кроме звезд является межзвездная среда. В начале XX в немецкий астроном Гартман доказал, что межзвездная среда заполнена газом. Он обнаружил поглощение света в спектральных линиях ионизованного кальция. Таким методом были найдены и другие элементы в межзвездной среде. В межзвездном газе в небольшом количестве присутствуют и молекулы, например СН и CN. В 1973 г. с борта специализированного спутника «Коперник» было открыто большое количество линий всевозможных межзвездных молекул, среди которых важной является линия водорода 1108 Å.

Все элементы межзвездной среды удается прямо или косвенно обнаружить. С помощью наблюдательных методов,

использующих мощные телескопы и другие технические средства, можно увидеть:

1) светящиеся туманности ионизованного водорода (НИ) вокруг горячих звезд;

2) межзвездное поглощение света звезд, как общего, так и в отдельных линиях, а также искажение спектра из-за избирательного поглощения пылью;

3) поляризация света из-за рассеяния на пылинках межзвездной среды, ориентированных вдоль крупномасштабного магнитного поля Галактики;

4) радиосвечение нейтрального водорода (НІ) на длине волны 21 см;

6) синхротронное излучение релятивистских электронов, которые формируют часть электронной компоненты космических лучей. Эти электроны ускоряются на фронтах ударных волн, возникающих в межзвездной среде при вспышках сверхновых;

7) фотоны высокой энергии (более нескольких ГэВ), возникающие от распада π^0 -мезонов, рождающихся во взаимодействиях адронов с межзвездным веществом;

8) инфракрасное излучение межзвездной пыли, а также другие эффекты.

Доля газа в массе галактик определяет темп звездообразования. В нашей Галактике, например, межзвездный газ составляет чуть менее 10%, и в ней образуется около 1 массы Солнца в год. Много газа в неправильных и спиральных галактиках. Там новые звезды рождаются очень активно. Меньше всего газа в эллиптических галактиках. Основное население эллиптических галактик составляют плавно меняющиеся звезды *главной последовательности* (рис. 6.3). Газ там почти нет, и новые звезды появляются редко.

Газ в галактиках образуется при потере массы звездами. Это может быть звездный ветер (солнечный ветер наблюдается экспериментально). Другой механизм действует в конце эволюции звезд при образовании компактных остатков (например, при вспышке сверхновой, когда в результате взрыва звезда сбрасывает свою внешнюю оболочку).

Подобные остатки сверхновых, рассеиваясь в пространстве, создают очень неоднородную среду. В частности, с облака-

ми рассеянной плазмы связано замороженное в них магнитное поле. Оно играет важную роль в распространении космических частиц.

Таким образом, действует непрерывная цепочка: газ формирует звезды – звезды испускают газ – газ вновь создает звезды. Полная масса газа в галактиках постепенно уменьшается, так как часть нуклонов оказывается в компактных остатках после гибели звезд, таких как белые карлики, нейтронные звезды или черные дыры (см. ниже). Часть газа вытекает из галактик и рассеивается в межгалактическом пространстве.

Важной составляющей частью межзвездной материи является водород. Исследования радиолинии HI ($\lambda = 21$ см) позволили установить, что нейтральный водород в Галактике в основном заключен в очень тонком (~ 200 пк) и равномерном слое около плоскости Галактики. На периферии его толщина возрастает до 1 кпк. В распределении водорода отчетливо прослеживаются спиральные рукава Галактики. Внутри рукавов водород распределен неравномерно, образуя вытянутые комплексы $\sim 200 \times 50$ пс. В сильных магнитных полях происходит зеэмановское расщепление абсорбционных компонент линии 21 см. Это позволяет использовать его для оценки магнитного поля внутри облаков. Излучение HI наблюдается от многих других галактик. По его свечению определяют отношение массы нейтрального водорода к общей массе галактики, а по его вращению оценивают массу галактики.

Основная особенность физического состояния межзвездной среды – ее крайне низкая плотность. Типичные величины – 0,1–1000 атомов в см^3 , и при характерных скоростях молекул около 10 км/с время между столкновениями отдельных частиц достигает сотен и тысяч лет. Это время на много порядков превышает характерные времена жизни атомов в возбужденных состояниях (на разрешенных уровнях атомы держатся $\sim 10^{-8}$ с). Следовательно, поглощенный атомом фотон успевает вновь излучаться с возбужденного уровня. Поглощение света позволяет оценить концентрацию поглощающих атомов, которая оказывается $n \sim 10^{-8} - 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, т.е. ~ 1 атом в объеме $10^2 - 10^4$ кубометров!

Магнитные поля. Внутригалактическое пространство заполнено магнитными полями, которые являются важной составляющей частью галактической погоды. Масштабы полей

значительно превышают размеры звезд, т. е. это поле свойственно галактике как целому.

Динамика явлений при прохождении космических частиц через межзвездную среду в значительной степени определяется крупномасштабным магнитным полем галактик. Среднее значение магнитного поля Галактики около 10^{-6} Гс. В условиях космической плазмы магнитное поле обычно *вморожено* в среду. Это явление определяется огромными размерами рассматриваемых объемов и, соответственно, большим временем затухания магнитного поля по сравнению с временем изучаемого процесса. Формально это означает сохранение магнитного потока через замкнутый проводящий контур при его деформации,

$$\int_S B dS = \text{const.} \quad (6.1)$$

Вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением практически во всех астрофизических ситуациях (даже при динамических процессах коллапса ядер звезд из-за коротких характерных времен). Однако в малых масштабах это приближение может не выполняться, особенно на масштабах резкого изменения поля. Эти места характеризуются резкими поворотами магнитных силовых линий.

На фоне некоторой фоновой составляющей поля (масштаб однородности порядка сотен и тысяч парсек) существуют многочисленные мелкомасштабные флуктуации (от долей парсека до сотен парсек). Таким образом, магнитные поля образуют сложную внутrigалактическую структуру. Иногда ей приписывают фрактальную структуру, состоящую из отдельных подвижных облаков намагниченного газа. Магнитное поле «вморожено» в эти подвижные облака межзвездного газа в Галактике. Они играют огромную роль, удерживая космические лучи в Галактике и делая его изотропным. Первые представления о магнитном поле галактик появились в 1940-е гг. именно в связи с проблемой удержания и изотропизации космических лучей.

Магнитные поля галактик обнаруживают и исследуют по нетепловому радиоизлучению галактик, например, по синхротронному излучению, по вращению плоскости поляризации радиоизлучения, межзвездной поляризации света звезд, по

эффекту Зеемана в межзвездных радиополосах 21 см (HI) и 18 см (OH). Магнитное поле ответственно за вытянутую форму и волокнистую структуру многих типов туманностей, оно играет решающую роль в процессах переноса момента количества движения из межзвездных облаков при формировании звезд.

Индукция крупномасштабного магнитного поля Галактики составляет $B = 2-3$ мкГс. Крупномасштабная составляющая сосредоточена в основном в ионизованном газовом диске Галактики. Распределение поля симметрично относительно галактической плоскости. В плотных межзвездных облаках, туманностях и конденсациях, например в космических мазерах, индукция магнитного поля может достигать $\sim 10^{-3}$ Гс (флуктуационная составляющая).

В спиральных галактиках магнитное поле наиболее сильно в рукавах, где оно, в среднем, вытянуто вдоль рукавов. У некоторых галактик, например у галактик М31 (туманность Андромеды), распределение поля имеет вид кольца, расположенного на расстоянии около 10 кпк от центра галактики. В ряде галактик наблюдается поляризация оптического и радиоизлучения, что указывает на присутствие в этих галактиках крупномасштабных магнитных полей. Сильными магнитными полями обладают радиогалактики ($10^{-4}-10^{-6}$ Гс, и даже $10^{-2}-10^{-4}$ Гс). Флуктуационная составляющая магнитного поля превосходит по величине крупномасштабное поле, что может играть важную роль в ускорении космических лучей.

§ 6.5. Звезды

Введение. Не могу удержаться от ставшего банальным изречения.

Открылась бездна звезд полна,
Звездам числа нет, бездне дна.

Сейчас все звезды сосчитаны. Полное число звезд и их остатков в нашей Галактике оценивается в $\sim 2 \cdot 10^{11}$. Галактик столько же.

По своему физическому состоянию звезды можно разделить на *нормальные* и *вырожденные*. Первые состоят в основном из малоплотного вещества. В их недрах идут термоядерные

реакции синтеза. *Вырожденные* звезды (белые карлики, нейтронные звезды) – конечная стадия эволюции звезд. Реакции синтеза в них закончились, а равновесие поддерживается квантовомеханическими эффектами вырожденных фермионов (принцип Паули): электронов в случае белых карликов или нейтронов в случае нейтронных звезд. К особому классу следует отнести черные дыры, которые в обычном смысле звездами не являются. Белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры объединяют общим названием «компактные остатки».

Нормальные звезды разнообразны по своим свойствам, однако основными характеристиками звезд, определяющими их строение и эволюцию, являются начальная масса M и химический состав (отношение содержания гелия и более тяжелых элементов к водороду). Массы звезд лежат в пределах от $\sim 0,8$ до $\sim 100 M_{\odot}$ (M_{\odot} – масса Солнца). Если масса мала, сила гравитации недостаточна для протекания термоядерных реакций синтеза. С этим связан нижний предел массы звезд, верхний связан с определяющей ролью давления излучения в массивных звездах (см. ниже).

Современная астрономия располагает многими методами измерения основных звездных характеристик: светимости, цвета, радиуса, химического состава и массы. Фактически, цвет звезды определяется температурой ее поверхности. По этому признаку звезды разбивают на классы: голубые звезды относят к классам O и B, желтые – к классу G, а красные – к классам K и M. Сравнение звезд при наблюдении через светофильтры, пропускающие голубые лучи (B-фильтры) и лучи, подобные солнечному спектру (V-фильтры), позволяет дать количественную меру оттенков цвета звезд. Цвет звезды однозначно определяет температуру ее поверхности, так как звезды излучают, как абсолютно черные тела.

Эффективные температуры звезд лежат в пределах от 2000 до 50 000 К. Горячие белые карлики могут иметь эффективную температуру $T_{\text{eff}} \sim 100\,000$ К. Эффективные температуры нейтронных звезд еще выше – 10^5 – 10^6 К.

Согласно теореме о вириале (см. §9.2) среднее по времени значение кинетической энергии $K(v)$ и средняя потенциальная энергия $U(r)$ связаны друг с другом соотношением

$$-2 \langle K(v) \rangle = \langle U(r) \rangle.$$

Тогда полная энергия звезды, равная сумме тепловой (= кинетической) и потенциальной энергий, определяется соотношением

$$E = \langle + \langle U(r) \rangle - \langle K(v) \rangle.$$

Это означает, что теплоемкость звезды отрицательна и потери энергии на излучение нагревают звезду.

Одной из характеристик звезд является световой поток, который измеряется в различных спектральных диапазонах. Если известен световой поток F и расстояние до звезды R , можно определить ее светимость:

$$L = 4\pi R^2 F, \quad (6.2)$$

поскольку звезда излучает свет изотропно. При очень больших массах светимость звезды превышает так называемый эддингтоновский предел и становится неустойчивой:

$$L_{\text{эдд}} = 1,3 \cdot 10^{38} (M/M_{\odot}) A/Z \text{ эрг/с.} \quad (6.3)$$

Существование стационарных звезд выше этого предела невозможно.

Существует корреляция между светимостью и цветом звезд. Эту зависимость обычно показывают на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (рис. 6.3). На ней ясно видна диагональная «главная последовательность», к которой принадлежит и Солнце, а также другие звезды, в которых горючим является водород. Особые классы составляют красные гиганты и белые карлики, находящиеся вне главной последовательности.

Как рождаются звезды

Звезды рождаются, живут и умирают.

Разве не удивительно, что условия, существовавшие в Метагалактике в первые секунды после ее возникновения, привели к формированию галактик, звезд и планет. Наше с вами существование непосредственно зависит от того, что случилось в то время.

Формирование звезд началось, однако, после того, как электроны и нуклоны образовали атомы водорода, дейтерия и гелия. Более тяжелые элементы практически отсутствовали. Первоначально звезды рождались из неоднородностей в распределении вещества в очень молодой Метагалактике. Области, содержащие водородный газ, начали сжиматься под действием собственной гравитации вокруг этих неоднородностей. Сжатие

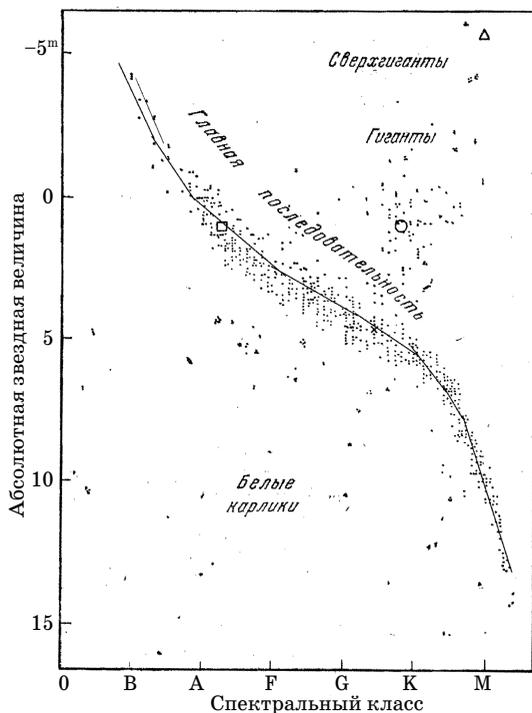


Рис. 6.3. Диаграмма Герцшпрунга-Рассела

происходило с ускорением, как при падении любого предмета в поле гравитации. Центральная область сжималась и нагревалась, пока вещество не превратилось в плазму. Плотность плазмы, в конечном счете, стала настолько большой, а температура столь высокой, что началась термоядерная реакция превращения водорода в гелий. В этот момент облако стало звездой.

В результате термоядерной реакции возникает поток энергии, распространяющийся наружу. Его несет излучение в широком интервале частот. Взаимодействие между излучением и веществом приводит к установившемуся равновесию: давление направленной наружу радиации точно уравновешивается давлением гравитации. Дальнейшее сжатие звезды прекращается, пока в центре производится достаточное количество энергии. Это состояние чрезвычайно устойчиво, и размер звезды остается постоянным. Запасов водорода хватает на миллиарды лет. Это объясняет, почему звезды устойчивы столь длительное время.

Звезды, подобные нашему Солнцу, однако, не возникали в этот начальный период. Элементы более тяжелые, чем гелий, такие как углерод и кислород, не могли быть произведены в течение Большого Взрыва (см. ниже). Таким образом, первые звезды, которые формируются в Метагалактике, не содержат этих элементов. Но на Солнце имеются следы более тяжелых элементов. Поэтому звезды типа Солнца вторичны по своему происхождению.

Когда большая часть водорода в звезде израсходована, равновесие нарушается и начинается новое сжатие (гравитационный коллапс). Гравитационная энергия сильно разогревает звезду, настолько сильно, что она взрывается.

Такое явление называют вспышкой сверхновой (см. далее). Это то самое время, когда производятся самые тяжелые элементы из-за экстремальных температур, которые достигаются в этот период. Выброшенные остатки этих звезд остывают. Они рассеиваются в пространстве, но остаются весьма неоднородными по плотности. Гравитация начинают собирать рассеянное вещество вокруг областей повышенной плотности, что ведет к повторению процесса рождения звезды. Однако теперь в ее составе, кроме водорода и гелия, будут и тяжелые элементы. Одна такая область превратилась в то, что является нашей Солнечной системой, с Солнцем и планетами, приблизительно пять миллиардов лет назад. Поэтому, углерод и кислород в наших телах синтезированы в ядре массивной звезды и затем освобождены во вспышке сверхновой. В весьма реальном смысле, все мы – дети звезд (сверхновых).

§ 6.6. Как умирают звезды

В природе нет бессмертия. Звезды, прожив долгую яркую жизнь, умирают. Водород и другие легкие ядра в их ядре полностью выгорают в результате термоядерных реакций, и хозяином положения становится гравитация. Вещество звезды под ее воздействием начинает быстро стягиваться к центру. Быстрое сжатие называют *коллапсом*.

Исход коллапса может быть различным в зависимости от массы звезды. Коллапс ограничивается квантовомеханическими эффектами. Принцип Паули для фермионов создает силу, противодействующую гравитации, и останавливает коллапс. Это

происходит при достижении *предела Чандрасекара*, который играет важную роль в эволюции звезд. При увеличении плотности вещества электроны становятся вырожденными и возникает квантовомеханический эффект фермиевского движения (см. гл. 2). Это происходит, когда энергия фермиевского движения электронов превосходит массу электрона. Такой эффект можно представить себе, как возникновение давления электронов, противодействующего гравитационному притяжению. Это давление $p = K\rho^{4/3}$. При $\rho > 10^6$ г/см³ возникает определенное равновесие этих сил.

Однако если масса звезды велика, сила гравитации становится столь большой, что равновесие нарушается. Расчеты показывают, что равновесие возможно только при предельной массе M_{Ch} (предел Чандрасекара):

$$M_{\text{Ch}} \approx (K_{\text{рел}}/G)^{3/2} \approx 1,5 M_{\odot} (\mu_e/2)^{-2} M_{\text{Ch}} \approx 1,46 M_{\odot},$$

где μ_e = молекулярная масса приходящаяся на один электрон (число электронов n_e в 1 см³ равно $\rho/m_u \mu_e$; m_u – атомная единица массы; $\mu_e = \rho/m_u n_e$).

В табл. 6.2 приведены значения предела Чандрасекара для звезд с различным химическим составом.

Таблица 6.2

Предел Чандрасекара при различных значениях μ_e

	Разнообразный ядерный состав от ⁴ He до ⁴⁰ Ca	⁵² Cr	⁵⁶ Fe	⁵⁸ Ni	⁵⁹ Co
μ_e	2,00	2,16	2,15	2,07	2,18
M_{Ch}/M_{\odot}	1,46	1,24	1,26	1,36	1,22

Звезды с массой менее предела Чандрасекара становятся белыми карликами. Размеры белых карликов сравнимы с размерами Земли. Предельную массу Чандрасекара можно выразить через фундаментальные мировые постоянные – массу протона и планковскую массу:

$$M_{\text{Ch}} \sim \left(\frac{c\hbar}{Gm_p^{4/3}} \right)^{3/2} \frac{1}{\mu_e} = m_p \left(\frac{m_{\text{Pl}}}{m_p} \right)^3 \sim Nm_p,$$

где $m_{\text{Pl}} = 10^{19}$ ГэВ – планковская масса, $N = (m_{\text{Pl}}/m_p)^3 = (10^{19}/1 \text{ ГэВ})^3 \sim 10^{57}$ – число нуклонов в типичной звезде. Полное число барионов внутри сегодняшнего объема Метагалактики (внутри горизонта события)

$$N_{\text{tot}} \sim (4/3) \pi (c/H_0)^3 \Omega_b (\rho_c/m_p) = N N^* \sim 10^{57} \cdot 10^{11} = 10^{68},$$

где $V = (4/3) \pi (c/H_0)^3$ – объем Метагалактики хаббловского радиуса $R = c/H_0 \sim 10^{28}$ см, ρ_c – критическая плотность, m_p – масса протона, Ω_b – доля барионной материи в Метагалактике ($= \rho_b/\rho_c$), N^* – число галактик в Метагалактике $\sim 10^{11}$.

Если масса типичной галактики $M_g \sim 10^{11} M_\odot \sim 10^{11} N m_p$, полное число галактик внутри хаббловского радиуса

$$N_g \sim 10^9 \Omega_b, \quad (6.5)$$

т.е. одна галактика приходится в среднем на каждые 30 квадратных секунд неба!

Нейтронные звезды. Если масса остатка звезды велика и превышает предел Чандрасекара, электронное вырождение может быть сломано гравитацией, коллапс продолжится и остановится уже при нейтронном вырождении. Аналогичная предельная масса для нейтронной звезды называется пределом Оппенгеймера–Волкова, которые в 1939 году рассмотрели строение простейшей нейтронной звезды, состоящей только из вырожденных нейтронов. В отличие от предела Чандрасекара, который определяется химическим составом вещества звезды μ_e (этим определяется число электронов на один нуклон), предел Оппенгеймера–Волкова зависит от свойств вещества при ядерных плотностях $\rho > 10^{14}$ г/см³. Современные расчеты при различных предположениях о свойствах вещества при такой плотности показывают, что этот предел находится в интервале $\sim (1,4-3) M_\odot$. Его точное значение еще предстоит найти. Нейтронные звезды имеют размер ~ 10 км.

Не вдаваясь в детали, можно сказать, что термоядерные реакции в ядрах звезд не ограничиваются сгоранием водорода и синтезом гелия. Существует ряд реакций, которые приводят к последовательному синтезу более тяжелых элементов, вплоть до железа. Ядро железа является последним, которое синтезируется с выделением энергии. После выгорания всех элемен-

тов в ядре звезды остается только железо. В результате гравитационного коллапса, быстро нарастающего процесса сжатия звезды, происходит мощный взрыв. Наружная оболочка, состоящая из легких ядер сбрасывается, а внутренняя часть, состоящая из железа, «нейтронизируется». При нарастании сжатия и давления становится возможной реакция поглощения электронов протонами $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$. Железо при этом превращается в марганец $Fe + e^- \rightarrow Mn + \nu_e$ и т. д. Заметим, что β -распад образующихся радиоактивных ядер запрещен принципом Паули, так как электроны вырождены и все возможные энергетические состояния заняты. В итоге все вещество звезды будет состоять из нейтронов. Нейтронизация сопровождается мощной вспышкой нейтринного излучения длительностью 0,01–0,03 с.

Существование нейтронных звезд было предсказано теоретически. В настоящее время они наблюдаются экспериментально по радиоизлучению пульсаров, а также по рентгеновскому излучению двойных источников.

Радиопульсар представляет собой сильно намагниченную нейтронную звезду с быстрым осевым вращением. Сведения об открытии первого пульсара на кембриджском радиотелескопе были опубликованы в 1968 году. Значительное время это открытие держалось в секрете, так как кое-кому пришло в голову, что это сигналы от внеземных цивилизаций. В дальнейшем было показано, что пульсары – это намагниченные вращающиеся нейтронные звезды. Напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды составляет 10^{11} – 10^{13} Гс. Если ось вращения пульсара не совпадает с осью магнитного диполя, то излучение из полярных областей будет выглядеть, как серия импульсов. Частота пульсаций излучения, определяемая скоростью вращения пульсара, очень велика – от 2 до 200 Гц, что указывает на их малые размеры (~ 10–30 км). Например, пульсар в Крабовидной туманности имеет период испускания импульсов 0,03 с.

Столь сильное магнитное поле легко объясняется тем, что нейтронные звезды возникают в результате сжатия обычных звезд главной последовательности. Если в ходе сжатия магнитный поток сохраняется (очень хорошее приближение для полностью ионизованной плазмы), то BR^2 будет постоянно. Принимая

$B_{\odot} = 1$ Гс, получим $B = (R_{\odot}/R)^2$, $B \sim 5 \cdot 10^9$ Гс. Очевидно, если напряженность магнитного поля в ядре звезды в 100 раз выше, то можно объяснить весь интервал значений магнитного поля пульсаров.

Предполагается, что направленность излучения пульсаров должна быть каким-то образом связана с конфигурацией магнитного поля в окрестностях нейтронной звезды или в ее магнитосфере, но общепринятого мнения о том, как формируется луч, еще нет.

Важной особенностью отличается знаменитая Крабовидная туманность. Ее излучение (от радио- до рентгеновского диапазона) интерпретируется как синхротронное излучение релятивистских электронов в магнитном поле туманности (остатка сверхновой). В центре этой туманности находится радиопульсар — нейтронная звезда, вращающаяся с периодом $P = 33$ мс. Это единственный радиопульсар, излучающий во всех диапазонах спектра, включая и гамма-излучение сверхвысокой энергии (до 10^{16} эВ). Ускорение электронов в оболочке до релятивистских энергий происходит именно за счет энергии вращения нейтронной звезды. В результате потери энергии на ускорение электронов скорость вращения нейтронной звезды уменьшается. Для пульсара в Крабовидной туманности относительная скорость замедления вращения составляет $3 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$; соответственно обратная ей величина (~ 1000 лет) определяет возраст пульсара.

Черные дыры. Если масса остатка звезды еще больше ($M_f > 3 M_{\odot}$), то вырожденное нейтронное состояние неустойчиво, и гравитационное сжатие происходит до состояния черной дыры. Сила гравитации настолько велика, что фермиевское давление спиноров (нейтронов) не может ее уравновесить. При коллапсе вещество звезды падает на ее центр с ускорением и достигает в некоторый момент скорости света. Это происходит на радиусе *Шварцшильда*, или гравитационном радиусе R_g . Этот радиус определяет совершенно особые свойства звезды, так как никакая информация, в том числе свет, не может выйти из под сферы, определяемой радиусом R_g . Можно считать, что этот радиус является горизонтом события:

$$R_g = 2GM/c^2 = 3(M/M_{\odot}) \text{ км.}$$

Экспериментальные трудности наблюдения черных дыр весьма значительны. Обнаружение черных дыр явилось одним из достижений рентгеновской астрономии.

Этому помогло существование сближенных двойных звезд, одна из которых – черная дыра.

Характер течения плазмы (*аккреции*) с поверхности видимой звезды на черную дыру отличается от случая нейтронной звезды, так как у черной дыры не может быть ни сильного магнитного поля, ни твердой поверхности. Поэтому рентгеновское излучение аккрецирующей черной дыры никогда не будет пульсировать. Однако решающим аргументом, конечно, является определение массы компактного объекта, например, по особенностям движения видимого компонента.

До самого последнего времени наиболее надежным кандидатом в черные дыры считался объект Лебедь X-1 (CygX-1). Это мощный источник рентгеновского излучения с довольно жестким спектром. Его излучение представляет собой нерегулярную последовательность во времени импульсов различной мощности и длительности (вплоть до миллисекунд). В оптическом диапазоне объект отождествлен с голубым сверхгигантом – звездой HDE 226868. Спектральные линии этого объекта смещаются вследствие эффекта Доплера относительно своих средних положений с периодом 5,6 суток. Это позволяет установить нижнюю границу массы невидимого объекта: $M_x > 10M_\odot$. Такое значение превышает пределы масс, как для белых карликов, так и для нейтронных звезд. Это означает, что невидимым объектом является, вероятно, черная дыра.

В последнее время найдены и другие кандидаты в черные дыры: это рентгеновский источник в Большом Магеллановом Облаке (LMC X-3) и рентгеновская новая V404 Лебедя (V404 Cyg). Вычисленные массы компактных звезд – источников рентгеновского излучения оказались выше значения $3M_\odot$, которое принято считать предельным значением для массы нейтронной звезды. Поэтому они с большой степенью достоверности являются черными дырами.

Сверхновые. Одним из самых фантастических событий в Метагалактике, о котором мы уже говорили, является взрыв сверхновой звезды, блеск которой увеличивается на десятки звездных величин за несколько суток. Название было предло-

жено Цвикки в 1934 г. К сверхновым звездам относят взрывы с выделением энергии 10^{50} – 10^{51} эрг и мощностью излучения более 10^{41} эрг/с. Светимость сверхновой может превосходить светимость всей галактики, в которой она вспыхнула. Сверхновые обозначаются годом вспышки и порядковым буквенным кодом. Например, звезда, вспыхнувшая в начале 1987 г., имеет обозначение SN1987A.

Вспышки сверхновых привлекли к себе внимание уже в древности. Особенно обширные данные содержатся в древних китайских летописях. О появлении на небе «звезды-гости» докладывали императорам. Сообщение об одной из сверхновых, вспыхнувшей в 185 г., гласит [1]: «В период Чжун-Цин, во второй год, в десятую луну, в день Квэй Хао появилась необыкновенная звезда посередине Нан-Мана [α и β Центавра]. Она была величиной с бамбуковую циновку и последовательно показывала пять цветов. Постепенно она уменьшала свой блеск к шестой луне следующего года (июль 186 г.), когда она исчезла». Было много других указаний на вспышки сверхновых в китайских, японских, корейских и арабских хрониках. Особую роль сыграла сверхновая 1054 г., которую удалось идентифицировать как ныне существующую Крабовидную туманность (M1). Хаббл в 1928 г. пришел к выводу, на основании анализа угловых размеров Крабовидной туманности, что она возникла около 900 лет назад, а последующие наблюдения позволили определить расстояние до нее. Вероятно, она вспыхнула на расстоянии 1000 пс от Солнца в нашей Галактике. В ряде древних источников указывалось, что она была видна днем «подобно Венере». По имеющимся данным можно полагать, что за последние 1000 лет в нашей Галактике вспыхнуло пять сверхновых. На их месте сейчас видны туманности и регистрируются источники радиоизлучения. В других галактиках зафиксировано более 1000 вспышек. В среднем в Метагалактике происходит вспышка сверхновой каждые 30 лет.

По характеру изменения блеска со временем и спектрам сверхновые делятся на две группы. К I типу относят сверхновые, в спектре которых отсутствуют линии водорода, в сверхновых II типа линии водорода имеются.

У сверхновых I типа после максимума наблюдается резкое уменьшение блеска в течение первых десяти–тридцати дней,

а затем продолжительный экспоненциальный спад в течение года. Так кончают свою жизнь сравнительно небольшие звезды, с массой до $2 M_{\odot}$. Сверхновые типа I делят на две группы (Ia и Ib). Вблизи максимума блеска в спектре сверхновых типа Ia наблюдается линия ионизованного кремния, которая отсутствует у сверхновых типа Ib. Имеются и другие отличия.

Сверхновые II типа не столь однообразны. По-видимому, они имеют массу до $5M_{\odot}$ и более продолжительный максимум свечения, а после максимума часто присутствует плато. Угасание таких звезд длится дольше, но блеск уменьшается также по экспоненте. Вероятно, на самом деле кривые блеска более разнообразны. Например, кривая блеска SN1987A имела второй пик свечения через 80 дней. Эта сверхновая была встречена «во всеоружии», поскольку можно было использовать современную технику. За три часа до оптической вспышки была зарегистрирована нейтринная вспышка, с энергией нейтрино около 30 МэВ. Продолжительность нейтринной вспышки была около 10 с, а энергия, унесенная всеми нейтрино, достигала $3 \cdot 10^{53}$ эрг. Нейтринная вспышка свидетельствовала о нейтронизации звезды в результате гравитационного коллапса ядра звезды. Огромная выделившаяся энергия разметала вещество верхних слоев звезды, а на стадии угасания вспыхнула гамма-линия с энергией 0,85 ГэВ, что свидетельствовало о распаде радиоактивного изотопа кобальта. Вероятно, в результате гравитационного коллапса возникла компактная звезда из радиоактивного никеля (^{56}Ni). Никель с периодом в несколько дней распадался в кобальт, который за 77 дней превращается в железо: $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}^* + e + \nu$; $^{56}\text{Fe}^* \rightarrow ^{56}\text{Fe} + \gamma$. Тем самым объясняется экспоненциальное угасание сверхновой. Время угасания звезды было близко к периоду полураспада кобальта.

Обширную информацию о свойствах сверхновых дает изучение остатков сверхновых. Эти остатки состоят из вещества, выброшенного во время вспышки и разлетающегося со скоростью в десятки тысяч километров в секунду. Кинетическая энергия выброшенного вещества достигает 10^{51} эрг. В центре остатков сверхновых II типа наблюдаются нейтронные звезды.

Последние наблюдения показывают очень широкое разнообразие свойств сверхновых. Энергия взрывов простирается

от $0,5 \cdot 10^{51}$ до $6 \cdot 10^{51}$ эрг, а выброшенные массы превосходят $50 M_{\odot}$.

Энергия сверхновых столь велика, что делает их реальными кандидатами в источники космических лучей.

Красные гиганты. Особое место на диаграмме Герцшпрунга–Рассела занимают красные гиганты и сверхгиганты. Они отличаются низкими температурами и огромными размерами (от 10 до $1000 M_{\odot}$). Средняя плотность вещества в них не достигает и $0,001 \text{ г/см}^3$. В основном они принадлежат спектральным классам К–М, но во много раз ярче аналогичных звезд, расположенных на главной последовательности. Температура поверхности красных гигантов значительно ниже, чем у Солнца (~3–5 тыс. градусов), поэтому максимум их излучения приходится на красную область. Поток энергии с единицы поверхности мал, но их светимость в сотни раз превышает светимость Солнца, так как их размеры огромны. Химический состав красных гигантов очень разнообразен. В их спектре много молекулярных полос поглощения. Красные гиганты образуются после выгорания водорода в центральной части звезд главной последовательности. Поэтому в их ядрах не происходит термоядерных реакций и выделения энергии. Плотность вещества в ядре велика и электроны там вырождены. Иными словами ядра красных гигантов подобны белым карликам. Вокруг ядра располагается тонкий водородный слой, где идут ядерные реакции и выделяется энергия. Наиболее протяженная внешняя часть занимает до 99 % радиуса. В область красных гигантов звезды попадают дважды – в период образования звезды, на короткое время, пока в ней еще не идут термоядерные реакции, и затем после выгорания водорода в ядре. С поверхности красных гигантов непрерывно истекает газ, подобно солнечному ветру. За счет этого красные гиганты теряют до $10^{-5} M_{\odot}$ в год. Потери вещества у звезд с массой меньше $6\text{--}8 M_{\odot}$ приводят к тому, что они перемещаются в область белых карликов. Массивные красные гиганты взрываются, как сверхновые.

Мы видим, что звезды рождаются, живут и умирают.

§ 6.7. Расширение Метагалактики

В начале XX столетия ученые думали, что Вселенная бесконечна и устойчива. Даже А. Эйнштейн ввел в свои уравнения по этой причине знаменитую космологическую константу Λ . Противоречил представлению о бесконечной и однородной Вселенной парадокс Ольберса. Поверхностная яркость источника определяется, очевидно, как поток излучения, отнесенный к телесному углу, под которым виден источник. Поток излучения уменьшается с расстоянием как $I \sim 1/r^2$. Так же ведет себя телесный угол. Поэтому поверхностная яркость источника должна оставаться постоянной независимо от расстояния. В этом и состоит знаменитый парадокс Ольберса (XIX в.), согласно которому в бесконечной Метагалактике, равномерно заполненной звездами, наступит момент, когда все небо полностью будет перекрыто дисками звезд. Ночью должно быть светло, как днем. Но мы знаем, что это не так¹.

В 1922 году советский физик Александр Фридман показал, что Вселенная не стационарна: небольшое возмущение заставило бы ее сокращаться или расширяться. В 1929 г. американский астроном Эдвин Хаббл, изучая спектры галактик в оптическом диапазоне, обнаружил, что спектральные линии известных атомов в удаленных галактиках смещены в красную область (так называемое красное смещение²). Это объяснялось эффектом Доплера и может означать, что галактики движутся (удаляются от нас и друг от друга). Хаббл установил, что скорость, с которой галактики перемещаются, пропорциональна расстоянию от нас. Это соотношение, известное как закон Хаббла, означает, что скорость удаления галактик равна расстоянию, умноженному на константу Хаббла. Этот закон с высокой степенью точности справедлив на расстояниях $R > 10$ Мпк = $3 \cdot 10^{23}$ м:

$$v = HR, \quad (6.6)$$

где постоянная Хаббла

$$H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}. \quad (6.7)$$

¹ В принципе нужно учесть расстояние до горизонта. Мы не в состоянии ничего увидеть за его пределами (см. далее).

² Обычно красное смещение выражают в единицах $z = (\lambda_1 - \lambda_0)/\lambda_0 \approx H_0 R/c$, где λ_0 – длина волны линии излучения в объекте, а λ_1 – регистрируемая прибором. Расстояние $z = \infty$ называют горизонтом события. Никакая информация из-за горизонта до нас не доходит.

Скалярная функция $R(t)$ есть мера расширения Метагалактики («радиус»), а постоянная Хаббла H зависит только от времени. Сейчас считается, что она заключена в пределах $H_0 \sim (15-100) \text{ км} \cdot \text{с} / (\text{Мпк}) = (0,5-3,2) \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$. Для очень отдаленных объектов – радиогалактик и квазаров – скорость удаления приближается к скорости света (достигает 90% c). Поэтому размером Метагалактики R_M можно считать расстояние, на котором скорость удаления галактик достигает скорости света:

$$v \sim c = H_0 r, \quad R_M = c/H_0 \approx 5000 \text{ Мпс.}$$

Часто постоянную Хаббла записывают в виде

$$H_0 = 100 h \text{ км} \cdot \text{с} / \text{Мпс},$$

где $h = 0,15-1$. Значение h характеризует пределы наших знаний величины H_0 . Разброс значений h объясняется трудностью точного определения расстояний до галактик¹.

Можно показать, что с учетом красного смещения яркость звезд будет падать с расстоянием по закону $I(z) F/\Omega \sim (1+z)^{-4}$, и парадокс Ольберса разрешается.

Постоянная Хаббла связана и с возрастом Метагалактики. Если бы галактики разлетались с постоянной скоростью, то

$$1/H_0 = RM/v \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ лет.}$$

На самом деле возраст Метагалактики несколько меньше, так как скорость разлета галактик в отдаленном прошлом была больше. Можно допустить, что гравитационное воздействие постепенно тормозит разлет.

¹ Чтобы проверить закон Хаббла, необходимо знать расстояния до галактик. Один из методов состоит в сравнении яркости различных галактик. Если мы найдем, что одна галактика в четыре раза ярче, чем другая, мы можем думать, что вторая галактика в два раза ближе к нам. Этот подход может вызвать некоторый вопрос. Действительно, мы знаем, что звезды и галактики имеют различный размер и яркость. Но если галактики распределены однородно в пространстве, в среднем, более яркие галактики расположены ближе к нам.

Существует также способ абсолютного измерения расстояний до звездных систем. Он основан на наблюдении так называемых цефеид. Цефеиды – пульсирующие звезды, светимость которых периодически меняется с течением времени (период колебаний блеска цефеид заключен в пределах от 1 до 200 сут.). Всего известно около 10000 цефеид, из них около 700 в нашей Галактике. Период пульсаций цефеид однозначно связан с их светимостью. Это позволяет использовать их в качестве индикаторов расстояния и калибровки других методов.

Как показывают измерения, красное смещение в различных направлениях одинаково и, следовательно, значение константы Хаббла не зависит от направления. Метагалактика равномерно расширяется во всех направлениях.

Неправильно думать, что Метагалактика расширяется от нас, как от некоторого центра. Наша область Метагалактики ничем не выделена ни в пространстве, ни во времени. Легко понять, что подобная картина будет наблюдаться в любой другой точке Метагалактики (космологический принцип).

Описание эволюции Метагалактики основано на Стандартной модели (СМ) или модели горячей Метагалактики. В ней предполагается, что современная Метагалактика возникла около 10^{10} лет тому назад в результате Большого Взрыва, при котором высвободилась энергия, равная полной энергии Метагалактики. Возник огненный шар – файербол, который начал быстро расширяться. Пройдя ряд превращений и остывая, он превратился в ту Метагалактику, которую мы знаем.

Задачи и вопросы

1. Каков гравитационный радиус Земли?
2. Во что превратится Солнце в конце своего существования?
3. Вычислите количество галактик, видимых с земли и приходящихся на единицу поверхности небосвода. Учтите (6.5) и результаты § 9.1.
4. Каков размер пульсара в Крабовидной туманности?

Литература

1. *Окунь Л.Б.* Лептоны и кварки. М., 1981. С.234.
2. *Шапиро С.Л., Тьюкольски С.А.* Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды / Пер. с англ. Ч.1, 2. М., 1994.
3. *де Ягер К.* Звезды наибольшей светимости. М., 1984.
4. Пульсары / Физическая энциклопедия. Т.; М., 1994.
5. *Вейнберг.* Первые три минуты. М., 1981.
6. *Линде А.Д.* Раздувающаяся Вселенная // УФН. 1984. Т.144 (2). С. 177–214.
7. *Линде А.Д.* Физика элементарных частиц и инфляционная космология. М., 1990.
8. *Шкловский И.С.* Сверхновые звезды. М.: Наука, 1976.
9. *Лонгейр М.* Астрофизика высоких энергий. М.: Мир, 1984.
10. *Озерной Л.М., Прилуцкий О.Ф., Розенталь И.Л.* Астрофизика высоких энергий. М.: Атомиздат, 1973.

ГЛАВА 7. Электромагнитные излучения

§ 7.1. Разнообразие электромагнитных излучений

Скучно мы живем. Нашему взору доступна только узкая щель видимого света. Как будто мы подглядываем за небесной сферой в замочную скважину. Невозможно даже представить себе разнообразие небесных сияний, если бы наше зрение было способно охватить их.

Межгалактическое и галактическое пространство заполнено огромными потоками различных излучений, как известных, так и гипотетических, а также физическими полями. Наиболее изучены электромагнитные излучения в широком диапазоне частот, а также магнитные поля. Последние играют важнейшую роль в распространении заряженных космических частиц. Космос шлет нам свои загадки на всех возможных волнах электромагнитного излучения.

Важнейшей составной частью космического излучения являются электромагнитное излучение различного типа. Они распределены на много порядков по длинам волн от радиоизлучения до γ -фотонов (рис. 7.1). Фотоны являются важным источником информации не только о самих космических лучах, но и о строении Метагалактики и ее эволюции.

§ 7.2. Метагалактика в γ -лучах

Регистрация γ -фотонов с энергией 50–100 МэВ раскрывает перед нами карту концентрации релятивистских адронов в космическом пространстве. Фотоны с энергиями десятки мегаэлектронвольт возникают от распада π^0 -мезонов, которые, в свою очередь, появляются в результате взаимодействий протонов и ядер с межзвездной материей или веществом космических объектов. Как известно (см. гл. 2.), независимо от распределения адронов по энергиям, спектр фотонов от распада π^0 -мезонов имеет максимум при $E_\gamma = m_\pi c^2 / 2 = 70 \text{ МэВ}^1$. Характерная форма спектра (рис. 7.2) дает возможность однозначно идентифицировать указанный процесс.

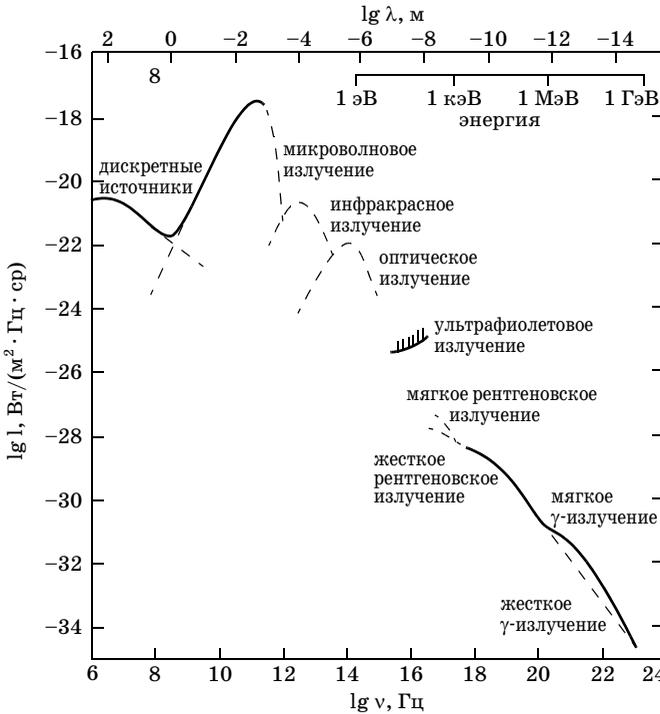


Рис. 7.1 Общие контуры электромагнитного космического излучения

Интенсивность фотонов определяется распределением плотности вещества и интенсивности адронов J_a ($E > 135$ МэВ) по направлению, с которого регистрируются фотоны:

$$J_\gamma = \rho \sigma_a x J_a, \tag{7.1}$$

где ρ – плотность вещества, σ_a – сечение образования π^0 -мезонов адронами, x – размер области взаимодействия. Зная характеристики адронных взаимодействий и концентрацию вещества (главным образом, водорода) в межзвездном пространстве, можно оценить потоки адронов. Фооновым процессом

¹ Строго говоря, положение максимума зависит от места образования π^0 -мезона. Если он распадается в Метагалактике, то фотоны под влиянием расширения Метагалактики будут иметь красное смещение и положение максимума изменится: $E_{\gamma \text{ макс}} = m_\pi/2 (1 + z_{\text{эфф}})$, где $z_{\text{эфф}}$ – эффективное значение красного смещения для родившихся фотонов.

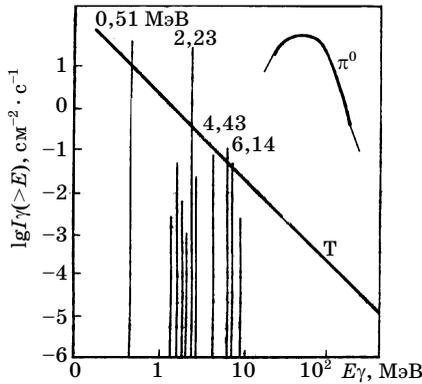


Рис. 7.2 Пример линейчатого спектра и спектра от распада π^0 мезонов в солнечной вспышке

является тормозное излучение электронов. Вклад его в общее γ -излучение можно найти, поскольку из радиоизлучения известны потоки электронов. Пространственное распределение γ -излучения представлено на рис. 7.3. Увеличение интенсивности фотонов наблюдается в направлении рукавов Галактики (*S, N, R, O* на рис. 7.3, б), где сосредоточено большое количество вещества. Но кроме диффузного γ -излучения обнаружены и дискретные источники, испускающие фотоны с энергией более 0,1 ГэВ. Наиболее яркие из них – Лебедь X-3, другие – остатки вспышек сверхновых Краб и Вела. Значительная часть γ -излучения от них пульсирует в такт с вращением нейтронной звезды (пульсара), находящейся в центре сверхновой, о чем уже шла речь.

Изучение потоков γ -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. 7.3, в представлено измеренное распределение γ -излучения в галактической плоскости в зависимости от долготы. Это распределение сравнивается с вычисленным по формуле (7.1) (ρx взято из измерений радиоизлучения). Особое внимание в последнее время привлек дискретный источник X-3 в созвездии Лебедя (рис. 7.3, г). Он выделяется из ряда других источников очень

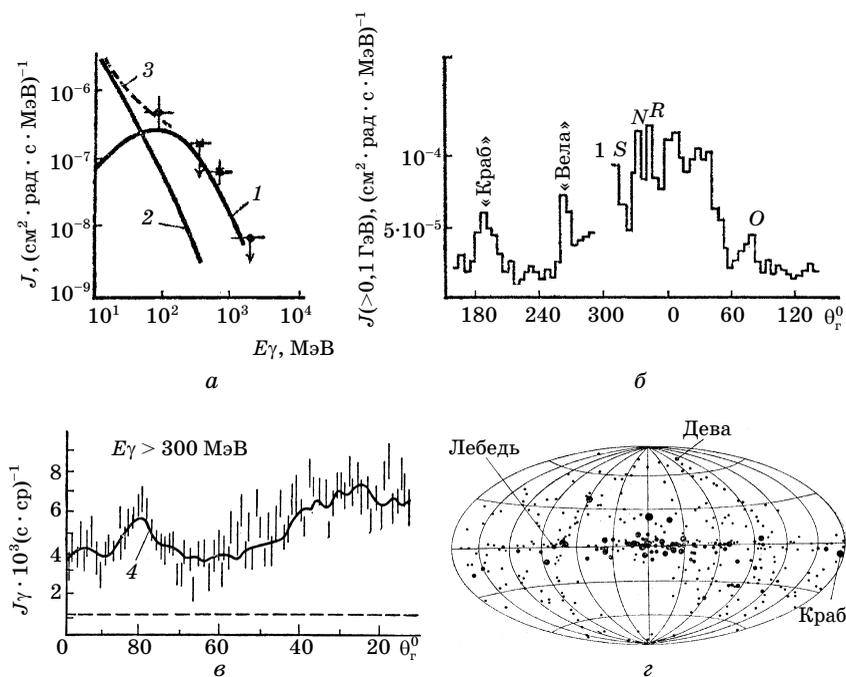


Рис. 7.3: а) спектр γ -излучения в направлении на центр Галактики: 1 – ожидаемый спектр от распада π^0 -мезонов; 2 – спектр тормозных фотонов; б) пространственное распределение фотонов в галактической плоскости в интервале широт $\pm 10^\circ$; θ_r – галактическая долгота; S, N, R, O – направления рукавов Галактики, видны также максимумы от дискретных источников Краб и Вела; в) интенсивность фотонов с энергией $E_\gamma > 300 \text{ МэВ}$ вблизи галактической плоскости; г) распределение дискретных γ -источников по небосводу

широким спектром электромагнитного излучения, простирающегося от радиодиапазона до γ -фотонов высокой энергии. На установке в Киле были зарегистрированы ливни в атмосфере с энергией выше 10^3 ТэВ , направление прихода которых совпадало с направлением на X-3. Генерация частиц столь высокой энергии в галактическом дискретном источнике наблюдается не часто. В настоящее время зарегистрирован целый ряд таких источников.

Гамма-лучи (γ -фотоны) непосредственно связаны с наиболее энергичными процессами в Метагалактике.

По методам изучения гамма-лучи могут быть разделены на два интервала. Первый из них относится к интервалу энергий от 500 кэВ до 100 ГэВ. Фотоны этого энергетического диапазона сильно поглощаются или рассеиваются атмосферой. Их детальное изучение возможно лишь с помощью аппаратуры, установленной на спутниках и межпланетных станциях. Гамма-фотоны большей энергии вызывают в атмосфере ливни, сохраняющие направление первичной частицы и регистрируемые с помощью наземных детекторов черенковского света. За последние десятилетия выполнены обширные наблюдения гамма-лучей с помощью аппаратуры установленной на американском спутнике «Комптоновская обсерватория» и на советской станции «Сигма». С помощью наземных установок по черенковскому излучению ливней обнаружены дискретные источники γ -излучения.

Рассмотрим подробнее некоторые типы излучений, которые можно отнести к космическим. Столкновения космических частиц высокой энергии с ядрами межзвездного газа – один из примеров изучения межзвездной среды с помощью γ -излучения.

Другим примером может служить радиоактивный распад вновь синтезируемых ядер. В радиоактивном распаде одна из частиц ядра преобразуется в другую подобно распаду нейтронов в протоны (β^- -распад), или протоны в ядрах могут преобразоваться в нейтроны (β^+ -распад). Синтезированные в возбужденном состоянии ядра в результате распадов переходят в стабильное состояние с испусканием фотонов в МэВ-ной области.

Некоторые характерные энергетические уровни возбужденных состояний, важные для γ -лучей, – это возбужденные состояния углерода C^* ($E_\gamma = 4,438$ МэВ), кислорода O^* ($E_\gamma = 6,129$ МэВ) и магния Mg^* ($E_\gamma = 1,5$ МэВ). Поперечное сечение для возбуждения ядер на эти уровни максимально в резонансах, т. е. когда энергия столкновения близка энергии возбужденного уровня. Это означает, что взаимодействия низкоэнергичных космических лучей становятся видимыми через линейчатое γ -излучение. Вообще, наблюдение характерных линий дает нам информацию о ядерных превращениях при нуклеосинтезе или при взаимодействии космических лучей, а также о межзвездном веществе.

Аннигиляция пар частиц и античастиц также приводит к появлению γ -лучей. Позитроны и электроны могут формировать атом позитроний, который существует в двух различных состояниях, отличающихся ориентациями спинов частиц. Состояние с параллельными спинами формирует триплет во внешних полях и распадается на три фотона, что приводит к появлению γ -лучей с максимальной энергией 511 кэВ и непрерывным распределением в области более низких энергий. Источником позитронов могут быть и некоторые распады ядер. Изучение их аннигиляции дает информацию об областях радиоактивного распада, или средах, способных к рождению позитронов другими процессами. Примером может служить поверхность и близкая окрестность компактных звезд (нейтронные звезды и черные дыры), где энергетическая плотность гравитационных и магнитных полей, сжатых от первоначальной звезды, столь высока, что может приводить к рождению пар частиц. Точно так же адронные античастицы (антипротоны и ядра антивещества) во Вселенной могут аннигилировать после столкновения с нормальной материей и быть ответственными за особенности в спектре γ -лучей при более высоких энергиях.

Процессы генерации γ -лучей. Электромагнитное излучение высокой энергии может быть «тепловым» или «нетепловым».

Тепловое излучение появляется от большой совокупности электромагнитно взаимодействующих частиц, находящихся в равновесии, с их средней энергией, характеризующей температуру системы. Такая равновесная система излучает, как черное тело. Спектр интенсивности излучения описывается законом Планка, который является функцией температуры частицы T и постоянной Больцмана k . Из закона смещения Вина, известно, что произведение температуры и длины волны излучения есть константа¹: $\beta = 0,2898 \text{ см} \cdot \text{град (К)} = \lambda_{\text{макс}} T$. Отсюда следует, что излучение попадает в видимую область для $T \sim 6000 \text{ К}$, т.е. для температуры, приблизительно равной температуре поверхности Солнца. Для теплового γ -излучения

¹ Напомню, что функция Вина аппроксимирует излучение черного тела, причем функция, описывающая плотность излучения в зависимости от длины волны, постоянна в шкале λT , а положение максимума функции удовлетворяет условию $\lambda_{\text{макс}} T = 0,2898 \text{ см}$.

1 МэВ соответствующая температура излучателя (иногда говорят «файербола») была бы более $2 \cdot 10^9$ К [11]. Примером теплового излучения является реликтовое излучение (§ 7.3), возникшее, как полагают, в момент Большого Взрыва и находящееся сейчас в микроволновом диапазоне.

В соответствии с характерными процессами генерации γ -фотонов, мы можем отличать следующие различные типы космических источников:

- файерболы (т.е. сгустки нагретой материи), которые обнаруживаются в γ -барстерах (§7.5) и возможно около черных дыр;

- сверхновые и новые звезды – взрывы экстремальной энергетической плотности;

- высокоэнергичные столкновения значительных масс материи, например, объединяющиеся компактные объекты или столкновения космических лучей с веществом, солнечные вспышки;

- мощные струи частиц – пучки заряженных частиц наблюдаются около компактных объектов, имеющих сильные гравитационные или магнитные поля (квазары, активные галактические ядра).

Наиболее очевидными сильными источниками теплового излучения являются, по-видимому, оптически плотные файерболы. В качестве таковых можно рассматривать вспышки свехновых или γ -барстеры и даже Большой Взрыв. В случае подобных взрывов гигантские количества энергии освобождаются в пределах долей секунды. Поглощение этой энергии в плотной среде обеспечивает ее экстремальный нагрев. Однако редко удается наблюдать γ -фотосферу подобных образований (подобную поверхности Солнца в видимом свете) из-за рассеивания и поглощения γ -фотонов в окружающем веществе.

Температура вспышки может превышать 10^9 К и этого достаточно, чтобы вызывать перестройку структур ядер. После остывания в результате радиоактивного распада могут возникать γ -лучи.

Наблюдения прямых γ -фотонов от достаточно горячих файерболов, возможно лишь в редких случаях, когда область выделения энергии не заэкранирована плотными оболочками, например, при столкновениях нейтронных звезд или в γ -барстерах.

Более того, изучение γ -лучей может обеспечивать уникальные возможности проникновения к таким объектам, даже тогда, когда наблюдаемое излучение возникает во вторичных, нетепловых процессах, как в случае радиоактивного распада. Тепловые процессы, вероятно, не исчерпываются перечисленными событиями.

Более распространены нетепловые процессы генерации γ -лучей. Среди них:

- **тормозное излучение;**

- **перестройка структуры ядер и ядерный синтез.** Как квантовая система, ядро имеет определенные состояния энергии в диапазоне мегаэлектрон-вольт (например, в оболочечных моделях). Любая перестройка структуры атомных ядер может приводить к испусканию МэВ-ных γ -лучей;

- **ускорение частиц каким-либо способом во внешних полях любого вида.** Например, движение заряженной частицы в магнитном поле B описывается ее «питч-углом» θ – углом между траекторией частицы и направлением магнитного поля (см. ч.I) – и может быть представлено как вращение частицы вокруг направления поля с характерной частотой вращения $\nu_g = eB/2\pi m_e$. Фотон излучается в направлении перпендикулярном плоскости vB в узком конусе углом раствора $\Delta\varphi \sim mc^2/E$. Спектр излучения (*синхротронное излучение*) фотонов достигает максимума при энергии

$$h\nu_{\text{макс}} = (3/2)h\gamma^2 eB \sin\theta / 5\pi m_e c.$$

Очевидно, что магнито тормозное излучение не связано с присутствием вещества и поэтому излучаемую энергию относят к единице времени:

$$dE/dt \sim (B_{\perp})^2 E^2 / m_e c^2.$$

Формула иллюстрирует быстрый рост интенсивности синхротронного излучения с энергией. В то же время оно резко падает с массой ($\sim m^{-4}$). Средняя энергия фотонов при магнито-тормозном излучении

$$\varepsilon \sim 2,0 \cdot 10^{-20} B_{\perp} E^2 \text{ эВ.}$$

Замечательным свойством синхротронного излучения является его *линейная поляризация*. Она возникает в результате существования выделенного направления в магнитном поле, определяемого вектором B . В магнитных полях, используе-

мых на ускорителях заряженных частиц, свечение происходит в оптическом интервале частот, а у поверхности нейтронных звезд, где магнитные поля на много порядков больше, возникает γ -излучение. Даже кривизна силовых линий магнитного поля около нейтронных звезд может обеспечивать достаточное ускорение заряженных частиц, заставляя их двигаться по этим силовым линиям и испускать γ -фотоны. В пульсарах, где магнитные поля $\sim 10^{10}$ Гс и больше, часть наблюдаемых γ -фотонов вызвана этим механизмом.

Таким образом, ускорение заряженных частиц высокой энергии подходящим силовым полем может закончиться излучением γ -лучей. Следовательно, наблюдение γ -лучей может использоваться, чтобы изучать энергичные частицы, перемещающиеся в сильных полях.

Аннигиляция частиц и античастиц. В космическом излучении наблюдаются узкие максимумы в спектре γ -фотонов при энергии 0,511 МэВ, происходящие от аннигиляции электронов и позитронов. Такая аннигиляция происходит лишь в довольно плотных объектах, например, в спектре фотонов, генерируемом на Солнце.

Распады элементарных частиц. Мы уже обсуждали распад π^0 -мезона на два фотона, в результате чего возникают γ -фотоны, имеющие в лабораторной системе координат энергетический спектр с максимумом в области 70 МэВ. Нейтральные пионы возникают в космическом пространстве в результате столкновения космических протонов и ядер с ядрами и протонами межзвездного вещества.

Обратное комптоновское рассеивание, которое приводит к возрастанию энергии γ -фотонов низкой энергии в результате столкновения с энергичными частицами. Если фотоны более низкой энергии сталкиваются с энергичными электронами, эти фотоны могут получать энергию в столкновениях, увеличивая энергию, например, от рентгеновского диапазона до энергии γ -фотонов.

Если начальные фотоны с энергией ϵ_γ распределены изотропно, то средняя энергия фотонов, рассеянных на электронах, будет

$$\langle \epsilon_\gamma \text{ расc} \rangle = (4/3)\epsilon_\gamma E/m_e c^2.$$

Обратное комптоновское рассеивание является существенным в областях высоких плотностей фотонов.

§ 7.3. Космические γ -всплески¹

В конце 1960-х годов американцы запустили систему из четырех спутников ВЕЛА (VELA), предназначенную для контроля за советскими ядерными взрывами в атмосфере. Ядерных взрывов они не обнаружили, но зарегистрировали совершенно новое для астрофизики явление: с частотой примерно одно событие в сутки регистрировались всплески γ -излучения с энергией фотонов $E_\gamma \sim 1$ МэВ. Всплески были отмечены одновременно всеми четырьмя спутниками. К сожалению, направление на источники γ -всплесков можно было оценить весьма грубо. Анализ данных показал, что эти всплески не связаны с земными явлениями и что источником всплесков не могло быть и Солнце.

Дальнейшие исследования с помощью специальных спутников показали, что всплески чрезвычайно разнообразны по интенсивности, энергии фотонов и продолжительности. Интервал зарегистрированных энергий простирался от 20 кэВ до 100 МэВ. В этом интервале энергий излучается основная энергия всплесков.

Продолжительность всплесков также весьма различна: от миллисекунд до минут. Их временные профили отображают широкое разнообразие поведения, препятствуя любой схеме классификации, основанной на них. Единственное общее свойство, которое удалось установить, состоит в том, что короткие пакеты в среднем имеют тенденцию быть жестче, чем более длинные, хотя некоторые из самых жестких вспышек были также самыми длинными [6, 7].

Сразу возникло много интереснейших проблем, в том числе такая: каковы источники всплесков и где они находятся, каков механизм появления всплесков?

Возможно, наиболее неприятная особенность гамма-всплесков с точки зрения исследователей, это их чрезвычайная кратковременность и практически полное отсутствие повторов. Можно считать, что они являются самыми кратковременными событиями в Метагалактике. Количественное определение продолжительности всплеска осложняется тем, что оно зависит от интенсивности и порога регистрации, который

¹ Синонимы: барстеры, GRB – gamma ray bursters.

изменяется от одного эксперимента к другому, а также от временного разрешения прибора. Применяемый сейчас порог регистрации был введен группой BATSE¹ [4] и определен как время, в течение которого регистрируется 90% потока фотонов².

Существенной проблемой является определение направления прихода фотонов от γ -всплесков. Наиболее прямым методом является наблюдение всплесков двумя или более детекторами. Если расстояние между детекторами равно l , то разность времени регистрации сигналов в двух детекторах

$$\Delta t = l \cos \theta,$$

где θ – угол между линией, соединяющей детекторы, и направлением на источник. Тем самым на небосводе определяется окружность, на которой расположен источник. Регистрация с помощью трех детекторов позволяет установить направление на источник. Однако расстояние до источника остается неизвестным.

Весьма интересным и загадочным является тот факт, что в точке, где наблюдается гамма-всплеск, редко удается найти какие-либо астрономические объекты. Этот вопрос стал проясняться лишь в самое последнее время в связи с наблюдениями рентгеновских барстеров.

Несколько авторов [22, 23] пробовали установить связи с космологическими объектами, ища повторы на временной шкале месяцев или дней. Этот поиск начался при помощи точных каталогов гамма-вспышек [10, 24]. Нижний предел частоты повторения GRB, найденной в этих двух статьях, был порядка 10 лет. Недавно стало доступным большое количество гамма-вспышек, зарегистрированных BATSE, но пока нет статистически неоспоримых доказательств повторения γ -вспышек.

До настоящего времени не удалось установить связи всплесков с постоянным или медленно гаснущим источником в Металлактике. Поэтому и расстояния до источников γ -всплесков и направления на источники известны плохо. Их не удастся сопоставить с космическими объектами. Имеется менее двух

¹ Американский прибор BATSE (Burst and Transient Search Experiment), регистрирующий фотоны с энергиями в диапазоне (30–500) КэВ. Минимальная энергия всплеска, регистрируемая этим прибором, $E_{\text{мин}} = 10^{-7}$ эрг \cdot см⁻².

² Используется также порог в 70% полного потока.

десятков измерений направлений на источник вспышек, выполненных с точностью несколько угловых минут. Эта точность все еще слишком мала, чтобы сделать заключения о присутствии космических объектов в пределах погрешностей на основании только совпадения положений.

В последние годы составлены обширные каталоги всплесков (всего зарегистрировано около 2000 γ -всплесков). Каждому всплеску присвоено название¹. С помощью каталогов пытаются установить возможные источники. Метод основан на сравнительном изучении пространственного положения и углов всплесков, их интенсивности и известного расположения астрономических объектов или космологических эффектов. Изучается их связь с другими известными наборами возможных кандидатов (например, с нейтронными звездами или черными дырами). Загадочность вновь открытых объектов определяется многими факторами. Удивительной была энергия фотонов во всплесках (0,5–4 МэВ). Обычно энергия излучения космических объектов значительно меньше. Сейчас обнаружены γ -вспышки с энергиями фотонов в сотни ГэВ.

Временная структура всплесков оказалась очень разнообразной. Длительность отдельных вспышек составляла лишь доли миллисекунды (в предельных случаях $\Delta t < 0,3$ мс), что означает размер излучателя менее 100 км. Поэтому кандидатами в источники γ -всплесков стали нейтронные звезды или черные дыры. Другие объекты столь малых размеров в Метагалактике неизвестны. Разнообразие временных профилей указывает на различие механизмов γ -всплесков. Для изучения γ -всплесков были построены специальные установки, поднимавшиеся на спутниках.

Кроме американского прибора BATSE, который регистрировал ~ 1 событие в день, следует назвать итало-голландский спутник «ВерроSAX» запущенный в 1996 г. Его особенностью было изучение всплесков с малой энергией, но позволявшей по красному смещению послесвечения определять важнейший параметр – расстояние до источников всплесков. Послесвечения существенно отличались от самих всплесков энергией

¹ Например, GRB 970228, GRB 970508, GRB 971214, GRB 980326, GRB 980329, GRB 980519, GRB 980613, GRB 980103, GRB 990123. Цифры обозначают дату обнаружения всплесков. Например, последний был обнаружен 23 января 1999 г.

фотонов. Если энергия фотонов E_γ во всплесках была ~ 1 МэВ, то в послесвечениях их энергия была ~ 1 эВ, что позволяло измерить красное смещение z линейчатого спектра атомов, а следовательно, и расстояние до источников всплесков. Так, спутник «ВерроSAX» зарегистрировал послесвечение в 14 всплесках из 17. Среднее расстояние от Солнечной системы оценивалось как $R \sim 10^{26}$ м [13]. Это свидетельствовало о внегалактическом происхождении всплесков (ср. табл. 6.1).

Подведем некоторые наблюдательные итоги исследования всплесков.

1. Длительность всплесков достигает 0,1–10 с.
2. Полное выделение энергии $E_{\text{тг}}$ в приборе, регистрирующем всплески, 10^{-7} – 10^{-5} эрг \cdot см $^{-2}$.
3. Средняя энергия γ -фотонов $E_\gamma \sim 0,5$ – $1,0$ МэВ, максимальная превышает сотни ГэВ.
4. Всплески возникают, в основном, на космологических расстояниях, т.е. являются внегалактическими.

По данному вопросу нет однозначного мнения. Если источники равномерно распределены в пространстве с плотностью n , то число всплесков с потоком $F > F_0$ из области радиусом R равно (L – светимость)

$$N_\gamma(>F_0) = \pi^{1/2} n (L/F_0)^{3/2} / 6.$$

Эксперимент показывает определенные отклонения от этого закона, и, следовательно, концентрация источников неравномерна. Результаты можно интерпретировать как избыток ярких (т.е. ближе расположенных источников) всплесков. Это в некоторой степени подрывает космологическую модель.

Изотропия всплесков и неравномерность распределения источников в пространстве накладывают определенные ограничения на природу возможных источников. Еще недавно обсуждались возможности возникновения вспышек на периферии Солнечной системы, или в Галактике, но в области размером меньше толщины диска, или в сферическом галактическом гало.

Имеются противоречивые данные и о наличии спектральных линий высокой энергии в γ -всплесках. В эксперименте КОНУС (см. [4]) была обнаружена линия с $E_\gamma = 420$ кэВ. Ее пытались интерпретировать как сдвинутую в результате крас-

ного смещения аннигиляционную линию 0,51 МэВ. Это означало бы существование источников далеко в Метагалактике. Однако последующий эксперимент BATSE эту линию не обнаружил.

Если принять эти свойства, то можно оценить полную энергию $E_{0\gamma}$ γ -всплесков в их источниках:

$$E_{0\gamma} \approx 4\pi E_{\text{т}} R^2 \approx 10^{51} - 10^{52} \text{ эрг.}$$

Но мы не знаем механизмов возникновения энергичных фотонов вне взаимодействий заряженных частиц между собой либо с полями. Это порождает новую загадку, и пока она не решена, мы должны допустить, что только небольшая часть энергии источника содержится в фотонах. Полная энергия источников, включающая и заряженное вещество, и нейтральную материю (лептоны, барионы и фотоны), должна быть значительно больше $\sim 10^{54} - 10^{55}$ эрг. Такая энергия соответствует энергии звезд главной последовательности (например, энергия Солнца $M_{\odot} c^2 \sim 10^{54}$ эрг).

Разумеется, при столкновении двух обычных звезд и даже при вспышке сверхновых редко возникают события, похожие на γ -всплески. Последние, как правило, не ассоциированы с видимыми объектами. Поэтому нужно допустить, что они появляются при столкновении двух компактных объектов, например, черных дыр или нейтронных звезд. Возникающий при столкновении объект, иногда называют файрболом («огненным шаром»), а его взрыв описывают известной из физики высоких энергий гидродинамической моделью [Ландау, Розенталь].

Целый ряд действующих и планируемых экспериментов направлен на исследование γ -всплесков. Задача первостепенной важности, установить расстояние до них. Например, в проекте ЕТА предполагается использовать набор из 10 маленьких космических кораблей на гелиоцентрической орбите. Локализация всплесков определяется триангуляцией времени прихода сигналов, а переопределенность используется, чтобы достигнуть точности в несколько угловых секунд. Обсуждается также возможность создания межпланетарной сети космических кораблей, разделенных расстоянием в сотни АЕ с небольшими детекторами на борту.

Проблема гамма-всплесков – не только тайна, которая тревожит астрофизиков, но это также потенциальный инструмент большой важности для исследования экстремальных объектов во Вселенной.

§ 7.4. Метагалактика в рентгеновских лучах

Особенности рентгеновских источников. Под рентгеновским излучением принято понимать электромагнитные волны в области энергий 0,1–300 кэВ. Этот диапазон, в свою очередь, делится на три поддиапазона: 0,1–5 кэВ (мягкое рентгеновское излучение), 5–50 кэВ (классический рентгеновский диапазон) и 50–300 кэВ (жесткое рентгеновское излучение). Фотоны с энергией $E > 300$ кэВ называют гамма-фотонами. Выделение рентгеновского диапазона обусловлено особенностями генерации таких фотонов и методами их регистрации. Вселенная заполнена фотонами всего рентгеновского диапазона. В 1948 г. было зарегистрировано рентгеновское излучение Солнца, а в 1962 г. рентгеновское излучение от космического источника «Скорпион X-1». С тех пор были открыты мощные источники космического рентгеновских лучей как галактического, так и внегалактического происхождения.

Успехи рентгеновской астрономии неразрывно связаны с запуском специализированных рентгеновских спутников, так как земная атмосфера является преградой для рентгеновских лучей. Первым из таких спутников был знаменитый УХУРУ, запущенный в Америке в 1970 г. и названный так в честь 10-й годовщины независимости Кении (на языке суахили *uhuru* означает «свобода»). С помощью этого спутника удалось зарегистрировать ~350 рентгеновских источников как галактического, так и внегалактического происхождения. В качестве детекторов используются зеркальные телескопы, сделанные из специально подобранных материалов, которые эффективно отражают и рассеивают рентгеновские лучи. При этом в фокусе такого телескопа располагаются высокочувствительные пропорциональные счетчики.

В последующие годы число запущенных специализированных рентгеновских спутников резко возросло. Среди них наиболее известны по полученным научным результатам такие спутники, как американские SAS 3, HEAO 1, орбитальная лаборатория «Эйнштейн» (HEAO 2), английский «Ариэль», голландский АНС, германский ЭКЗОСАТ, японские ХАКУЧО и ГИНГА. С помощью орбитальной станции «Эйнштейн» было открыто много новых очень слабых внегалактических источников рентгеновского излучения. В 1982 г. в СССР был запу-

щен специализированный астрономический спутник АСТРОН, для исследования неба в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, а в Европе спутник имени Рентгена – РОСАТ (1990). На спутнике РОСАТ размещены два телескопа, один из которых работает в спектральной области от 6 до 100 Å, а другой действует в мягком рентгеновском и жестком ультрафиолетовом диапазонах от 60 до 300 Å. Телескопы работают одновременно. Чувствительность рентгеновского телескопа в 1000 и 100 раз превышает чувствительность приборов на знаменитых американских спутниках УХУРУ и НЕАО–1 соответственно. С помощью РОСАТ предполагается открыть тысячи новых космических источников рентгеновского излучения. Точность их координат на первом этапе исследований невелика – около 1' в зависимости от величины потока. Ожидается, что список вновь открытых объектов будет простираться от близких звезд до квазаров.

В СССР 1 декабря 1989 года был осуществлен запуск обсерватории «Гранат», орбита которой расположена вне магнитосферы Земли. На протяжении ряда лет эта космическая обсерватория изучала центр Галактики, где обнаружено много новых дискретных источников рентгеновского излучения. Новая международная орбитальная рентгеновская обсерватория «Спектр» должна действовать на сильно вытянутой орбите, с апогеем 200 000 км. С помощью этой обсерватории возможно удастся обнаружить сверхслабые источники космического излучения, находящиеся у самой границы Метагалактики. Из приведенных примеров видно насколько обширны задачи изучения рентгеновского излучения и какое значение придается этому в научном мире.

Распределение рентгеновских источников по небесной сфере. На основании наблюдений созданы каталоги источников рентгеновского излучения. Четвертый каталог УХУРУ включает 339 источников, распределение которых по небу в галактических координатах показано на рис. 7.4. Самые яркие источники концентрируются вдоль галактического диска ($\pm 20^\circ$ от экватора), и к галактическому центру.

Следовательно, они принадлежат нашей собственной Галактике. Если бы источники равной светимости распределялись в диске равномерно, то зависимость числа таких источ-

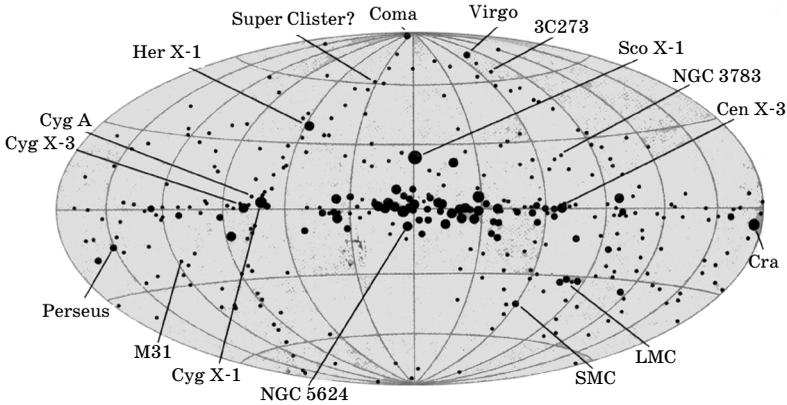


Рис 7.4. Распределение по небосводу рентгеновских источников из каталога УХУРУ. Диаметр пятна пропорционален яркости источника

ников N от величины их потока F_0 подчинялась бы закону $N\{F_0\} \sim F_0^{-1}$. Для однородного сферического распределения такая же зависимость имела бы вид $N\{F_0\} \sim F_0^{-3/2}$.

Сферическое гало слабых источников (рис. 7.4) в основном состоит из объектов, расположенных вне нашей Галактики. Источниками рентгеновского излучения часто служат остатки сверхновых звезд. В большинстве случаев источником рентгеновского излучения является горячая плазма за фронтом ударной волны, возникшей после вспышки сверхновой.

В настоящее время значительное количество рентгеновских источников отождествлено с тесными двойными системами. Почти все они являются пульсарами, т. е. быстро вращающимися магнитными нейтронными звездами, входящими в состав двойных систем. Значения периодов вращения таких пульсаров лежат в интервале от 0,7 до 835 с.

Источником энергии рентгеновского пульсара является, однако, не энергия вращения нейтронной звезды, а *аккреция* вещества, т.е. гравитационная энергия газа, падающего на нейтронную звезду с поверхности второго видимого компонента двойной системы. Эта энергия выделяется при падении газа на ее поверхность. Величина выделившейся энергии

$$E = Gm_p M_s R_s = 135 (M_s / M_\odot) (10^6 / R_s) \text{ МэВ},$$

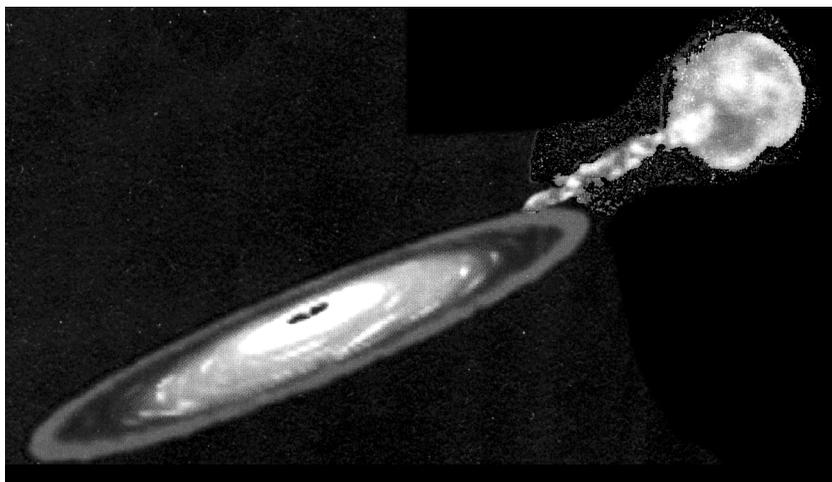


Рис. 7.5. Картина аккреции вещества нормальной звезды на поверхность нейтронной компоненты двойной системы. Вещество от нормальной звезды двойной системы через газовую струю перетекает к компактному остатку второй звезды, имеющей значительный угловой момент. Действие углового момента приводит к образованию диска аккреции. При движении к центру вещество сильно нагревается и становится источником рентгеновского излучения (изображение, составленное художником)

где m_p – масса протона, G – гравитационная постоянная, а M_s и R_s – масса и радиус нейтронной звезды. Рентгеновский пульсар возникает, если на поверхности нейтронной звезды имеется сильное магнитное поле с индукцией $B = 10^{11} - 10^{13}$ Гс.

Ионизованный газ свободно падает на намагниченную нейтронную звезду вплоть до поверхности, называемой альвеновской, радиус которой r_a определяется из условия равенства магнитного и газового давлений:

$$B^2(r_a)/8\pi = (1/2) \rho V^2 r_a. \quad (7.3)$$

где $B(r_a)$ – индукция магнитного поля звезды, ρ и $V(r_a)$ – соответственно плотность и скорость потока аккрецируемого вещества на альвеновской поверхности. На расстоянии r_a от нейтронной звезды магнитное поле останавливает поток плазмы и направляет его вдоль магнитных силовых линий на магнитные полюсы звезды. Таким образом, альвеновский радиус r_a

определяет границу магнитосферы нейтронной звезды. Его величина составляет примерно 100 радиусов нейтронной звезды, т.е. около 1000 км. Наблюдение рентгеновского пульсара (как пульсара) возможно только при очевидном условии, что оси магнитного поля звезды и ее собственного вращения не совпадают друг с другом.

Иногда на небе внезапно вспыхивает рентгеновский источник, который раньше не наблюдался. Интенсивность излучения такого объекта резко растет в течение недели, затем его блеск постепенно, примерно за несколько месяцев падает до уровня фона. Кривая изменения блеска рентгеновского источника удивительно напоминает кривую оптического блеска новой. Поэтому такие объекты часто называют рентгеновскими новыми. Блеск такой звезды в максимуме вспышки может значительно превышать яркость самых мощных постоянных рентгеновских источников.

Одним из объяснений может служить предположение, что рентгеновские новые – это также двойные системы, в которых нейтронная звезда движется по сильно вытянутой орбите вокруг общего центра в двойной системе. Пока она находится далеко от своего оптического компаньона, скорость аккреции невелика и соответственно мал поток возникающего в результате аккреции рентгеновского излучения. Как только нейтронная звезда подходит близко к оптической компоненте (в периастре¹), гравитационное воздействие нейтронной звезды резко усиливается и поток аккреции растет, что приводит к всплеску рентгеновского излучения.

§ 7.5. Космическая фоновая радиация

Совершенно особыми свойствами отличается микроволновое фоновое излучение. Оно было открыто в 1965 г. и заполняет, по-видимому, всю Метагалактику, на что указывает высокая степень его изотропии. Спектр излучения обладает характеристиками излучения черного тела (распределение Планка):

$$I(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7.4)$$

¹ Это слово имеет то же происхождение, что и «перигелий».

при температуре около $\sim 2,7^\circ \text{K}$ ($\langle \eta \nu \rangle = \langle E_\gamma \rangle \approx 2,5 \cdot 10^4 \text{ эВ}$) (рис. 7.6). Оно получило название микроволнового фонового излучения или космического фонового излучения (КФИ). Плотность КФИ равна $n_\gamma = 400 \text{ см}^{-3}$, плотность энергии $w_{\text{КФИ}} \sim 0,25 \text{ эВ/см}^3$. Это значительно больше плотности энергии оптических, рентгеновских или γ -фотонов и сравнимо с плотностью энергии космических лучей.

Наиболее точное измерение температуры и спектра КФИ выполнено на американском спутнике COBE (COsmic Back-ground Explorer), который определил температуру излучения $T_{\text{КФИ}} = 2,726 \pm 0,005 \text{ K}$ [7]. Трудно придумать какой-либо иной механизм, который приводит к такому точному спектру черного тела, кроме горячей и плотной стадии в эволюции ранней Вселенной [8].

Температура КФИ в основном одинакова во всех направлениях (с точностью 10^{-5} , рис. 7.7).

Однако сейчас обнаружены три формы температурной анизотропии. Две из них связаны с общим движением Галактики, Солнечной системы и Земли в Метагалактическом пространстве и не слишком интересны. Дело в том, что реликтовое излучение изотропно в Метагалактической системе координат. Поскольку и Галактика, и Солнечная система движутся относительно Метагалактического пространства, то должна появиться

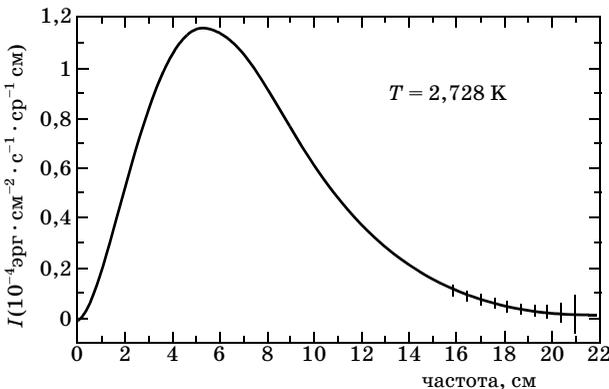


Рис. 7.6. Спектр реликтового излучения. Точность измерения такова, что погрешности отдельных экспериментальных точек меньше толщины линии

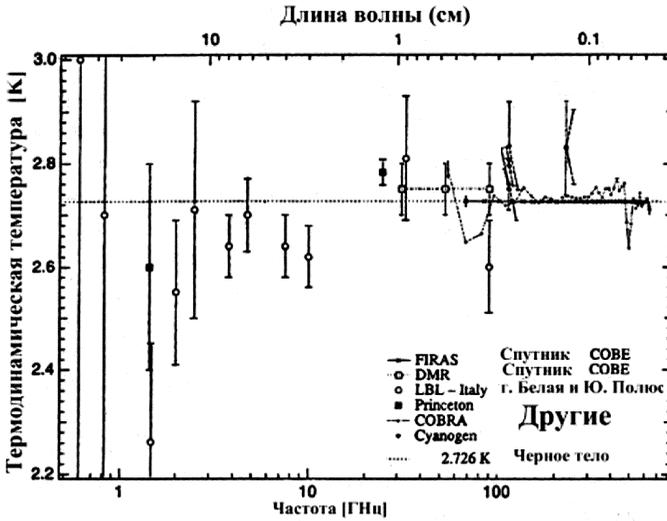


Рис. 7.7. Угловой спектр флуктуаций реликтового излучения по данным экспериментов «Витечанд», «Maxima» и KMAK

анизотропия, связанная с движением Галактики, Солнечной системы и Земли относительно Метагалактики в целом.

Во-первых, анизотропия $\sim 10^{-3}$, возникающая из-за движения Галактики относительно Метагалактики со скоростью 620 км/с [9]; во-вторых, ежегодная модуляция температуры ($\sim 10^{-4}$) в данном направлении на небе из-за нашего орбитального движения вокруг Солнца (~ 30 км/с, рис. 7.7. [10]); в третьих, наиболее интересная анизотропия обнаружена дифференциальным микроволновым радиометром на спутнике COBE [10 – 11] и больше чем в десятке других экспериментов. Наиболее точные измерения анизотропии КФИ, $\langle(\Delta T/T)^2\rangle = (1,1 \pm 0,1) 10^{-5}$ выполнены на спутнике COBE.

Третий тип анизотропии реликтовых фотонов, как полагают, может свидетельствовать о неоднородностях плотности вещества (а не только излучения) того же порядка на ранней стадии развития мира. Вероятно, эти неоднородности (усиленные действием гравитации) и привели к возникновению структур, которые предстают перед нами в форме галактик, кластеров галактик, суперкластеров и т.д.

На начальной стадии эволюции Метагалактики в равновесии с нагретым веществом (кварками, лептонами и др.) находилось и электромагнитное излучение. Поэтому флуктуации плотности вещества и излучения были одинаковы. 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.

Задачи и вопросы

1. Когда реликтовое излучение было в диапазоне видимого света? Существовала ли тогда Земля? Какова была светимость небосвода в то время?
2. Определите энергию реликтовых фотонов в настоящее время?
3. Оцените энергию, выделившуюся на поверхности нейтронной звезды в результате аккреции вещества для нейтронных звезд с максимальными массами и радиусами.
4. Почему изотропно реликтовое излучение?

Литература

1. *Klebesdal R.W., Strong I.B., Olson R.A.* // *Astrophys. J. Lett.* 1973. V.182. P.85.
2. *Chung Chien Chen* // *Sp. Sci. Rev.* 1973. V.13. P.4.
3. *The Universe in Gamma Rays.* Ed. by V. Sch Schonfelder. Berlin–Tokio, 2001.
4. *Лучков Б.И., Митрофанов И.Г., Розенталь И.Л.* О природе космических гамма всплесков // *УФН.* 1996. Т.106, №7. С.743.
5. *Briggs M.S.* // *Astrophys. Sp.Sci.* 1995. V.231. P. 3.
6. *Kouveliotou C. et al.* // *Astrophys. J. Lett.* 1993. V. 413, N 1. P.101.
7. *Трубников Б.А.* Космические лучи и гамма-всплески // *УФН.* 1997. Т.167. С.345.
8. *Ландау Л.Д.* О множественном образовании частиц при столкновении быстрых частиц // *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* 1953. Т.17. С.51.
9. *Mather J.C. et al.* *Astrophys. J.* 1990. V.354. L37.
10. *Wright E.L. et al.* *Astrophys. J.* 1992. V.396. L13.
11. *Silk J., Wyse R.* // *Phys. Reports.* 1993. V.231. P.293.
12. *Meegan C.A. et al.* // *Nature.* 1992. V.355. P.14.
13. *Costa E. et al.* // *Nature.* 1997. V.387. P.783.

ГЛАВА 8. Метагалактика в «нейтринном свете»

§ 8.1. Поиск стационарных источников

Прежде всего следует упомянуть стационарный поток реликтовых нейтрино, аналогичный потоку микроволнового фонового излучения и близкий к нему по интенсивности. Температура таких нейтрино должна быть 1,96 К.

В первые моменты существования Метагалактики все элементарные частицы находились в равновесии и их число зависело лишь от статистических весов, определяемых числом возможных состояний спина и планковским распределением их импульсов.

Равновесие означает, что непрерывно происходят реакции

$$\gamma \leftrightarrow e^+e^- \leftrightarrow \nu + \bar{\nu}. \quad (8.1)$$

При расширении метагалактики энергия нейтрино падает и они при $E \sim 3$ МэВ перестают взаимодействовать с электронами. С этого момента число электронов и фотонов при расширении Метагалактики до определенного момента не меняется. При остывании Метагалактики до $T \sim m_e c^2$ прекращается генерация пар фотонами (левая часть реакции (8.1)), а электроны и позитроны аннигилируют, превращаясь в фотоны. При этом температура фотонов возрастает в пропорции $T_\gamma/T_\nu = (11/4)^{1/3} \sim 1,4$ [2]. Такое соотношение температур сохраняется и в дальнейшем. Поэтому ожидается, что температура реликтовых нейтрино равна $T_\nu = T_\gamma/1,4 = 1,96$ К, а плотность нейтрино каждого сорта равна [2]

$$N_\nu = \frac{3}{4} \cdot \frac{4}{11} N_\gamma \approx 100.$$

Фоновое нейтринное море в Метагалактике пока экспериментально не обнаружено. Я думаю, что его плохо искали. Мой друг Д. Моррисон из ЦЕРНа подарил своим сотрудникам к Рождеству по маленькой раскрашенной коробочке, на которой красивым шрифтом было написано: содержит 1125 нейтрино, а внутри лежала конфетка. Кусочек застывшего нейтринного моря.

§ 8.2. Несколько слов о свойствах нейтрино

Наверное, читатели уже подзабыли некоторые особенности нейтрино. Неплохо их оживить – они нам скоро пригодятся при дальнейшем обсуждении вопросов физики космических лучей.

В 1957–1959 гг. было доказано, что существуют разные сорта нейтрино ν_e и ν_μ и соответствующие антинейтрино. Затем к ним добавились τ -нейтрино. Эксперименты на ускорителях доказали, что существует только три типа нейтрино с массой менее 45 ГэВ, редкий случай, когда можно доказать, что чего-то нет. Различие сортов нейтрино проявляется в том, что разные нейтрино участвуют в разных реакциях. Электронные нейтрино при взаимодействии с нуклонами рождают электроны, мюонные – мюоны. А что рождают τ -нейтрино? Вот то-то. Конечно – таоны:

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p, \quad (8.2)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p. \quad (8.3)$$

Соответственно ведут себя и τ -нейтрино.

Для описания этого свойства вводятся лептонные заряды l_i ($l_i = +1$ для лептонов и $l_i = -1$ для антилептонов). Нейтрино продольно поляризованы и 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 ($H = +1$). Наряду с реакциями (8.2), (8.3), 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, например,

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + \text{адроны} = \mu^- + X_h \text{ (заряженные токи)}, \quad (8.4)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны} = \nu_\mu + X_h \text{ (нейтральные токи)}. \quad (8.5)$$

Число родившихся адронов и их состав зависят от энергии системы X_h приблизительно так же, как и в адронных взаимодействиях [4]. В действительности взаимодействие нейтрино

происходит с отдельными кварками, входящими в состав нуклона. Антинейтрино является правой частицей, и реакция (8.3) будет иметь вид

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{+} + \text{адроны} = \mu^{+} + X_h$$

(μ^{+} – имеет правую спиральность).

Сечение реакций (8.4), (8.5) 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 – переменная Фейнмана, доля импульса кварка в нуклоне, с которым произошло столкновение. Полное сечение реакции (8.2)

$$\sigma_{\nu} \approx 0,7 \cdot 10^{-38} E_{\nu} \text{ см}^2 \quad (E_{\nu} \text{ в ГэВ}). \quad (8.4)$$

Сечение взаимодействия антинейтрино в три раза меньше:

$$\bar{\sigma}_{\nu} \approx 0,26 \cdot 10^{-38} E_{\bar{\nu}} \text{ см}^2. \quad (8.5)$$

А почему, догадайтесь. Вспомните спиральность взаимодействующих частиц. Можно заглянуть в [3].

Сечения процессов с нейтральными токами (8.2) составляют около 1/3 сечения взаимодействия заряженных токов. Рост сечений (8.4) и (8.5) 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 $\sigma_{\text{макс}} = G^2 m_w^2 c^4 / \pi$. Однако при взаимодействии с нуклонами некоторые из кварков (например, морские) несут очень малую долю импульса нуклона, и сечения растут из-за столкновения с кварками низких энергий.

Поскольку нейтрино имеет очень малое сечение взаимодействия с веществом, на много порядков меньше, чем ядерные или электромагнитные взаимодействия, наблюдать их чрезвычайно трудно.

Но слабое взаимодействие нейтрино делает их уникальным инструментом для изучения источников генерации этих частиц, если измерять угол прихода нейтрино на Землю. Для этого приходится строить огромные установки.

§ 8.3. Методы регистрации нейтрино

Среди приборов, предназначенных для регистрации космических нейтрино, отметим установку в подземной лаборатории на Кавказе «Баксан», глубоководный нейтринный телескоп НТ-200 на Байкале¹, «Камиоканде II» (Япония), ИМВ (США), а также фантастический проект АМАНДА, осуществленный в Антарктиде на Южном полюсе.

Нейтринный детектор АМАНДА был построен в 1997 г. Тогда же система сверхчувствительных светоприемников (ФЭУ) увидела первые высокоэнергичные нейтрино. Детекторная система АМАНДА погружена на глубину 2 км в лед Антарктиды. Оказалось, что сжатый чудовищным давлением полярный лед безупречен по своим качествам и чрезвычайно прозрачен. Это позволяет регистрировать излучения Вавилова–Черенкова, создаваемое мюонами и электронами, возникшими во взаимодействиях нейтрино. АМАНДА состоит из 302 фотоэлектронных умножителей, установленных в 20 000 кубических метров льда. АМАНДА отбирает нейтрино, проникающие сквозь земной шар из северного полушария, для уменьшения космического фона, как Вы понимаете.

Первые результаты о направлениях прихода нейтрино показаны на рис. 8.1.

Представленные на рисунке нейтринные события относятся к энергии нейтрино $E_\nu \gg 100$ ГэВ. В основном они порож-

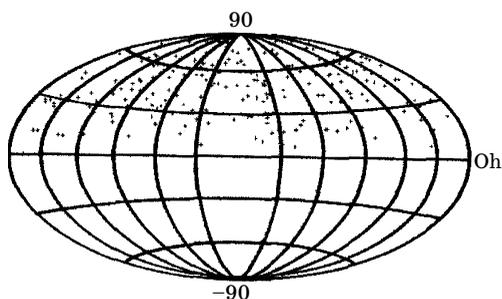


Рис. 8.1. Первые результаты регистрации нейтрино из северного полушария Земли антарктической станцией АМАНДА

¹ Упомянем еще глубоководный американский проект ДЮМАНД (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) на Гавайях, но он не был реализован.

дены космическими протонами и ядрами в атмосфере Земли, но продолжение эксперимента позволит, как надеются, выделить нейтрино внеатмосферного происхождения.

Стационарный и равномерно распределенный по небесной сфере поток нейтрино должен возникать из-за взаимодействия космических протонов и ядер с реликтовым излучением. Заряженные пионы, возникшие в таких взаимодействиях, после распада дают нейтрино:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}), \quad (8.7)$$

при этом будут возникать нейтрино высокой энергии, поскольку рождение пионов происходит лишь выше порога ГЗК $E > 10^{19}$ эВ (см. (11.4)). Мюоны после распада тоже дают нейтрино.

Источниками нейтрино могут быть квазары и активные галактические ядра. Как полагают, они подпитываются гравитационной энергией вещества, падающего в огромную черную дыру в центре таких объектов. Падающее вещество образует диск аккреции (см. рис. 7.7), который разогревается настолько, что начинает испускать электромагнитное излучение в широком диапазоне длин волн, включая ультрафиолет и рентгеновские лучи. Предлагались различные механизмы передачи гравитационной энергии в излучение. Считают, что в части событий это связано с ускорением частиц до релятивистских энергий. Ускоренные до высоких энергий протоны должны взаимодействовать с интенсивным полем фотонов, существующем в ядре квазара, что приведет к генерации пионов. Распад пионов породит большой поток нейтрино ($\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$; $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_{\mu} + \nu_e$) и фотонов ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Из-за огромной плотности вещества в ядре активных галактических ядер фотоны и протоны быстро теряют энергию и не выходят из ядра. Подобные объекты можно наблюдать лишь, как постоянный «точечный» источник нейтрино. Некоторые из объектов, зарегистрированных АМАНДА, возможно окажутся такими объектами.

Квазары, звучащие в радиодиапазоне, содержат струи плазмы, направленные во внешнее пространство из окрестностей черной дыры. Часто они достигают скорости света. Иногда такая струя направлена в сторону солнечной системы и тогда ее называют «блазаром». Блазары видны в широком интервале электромагнитных частот от радиоволн до γ -лучей. Если

γ -излучение является результатом взаимодействия ускоренных адронов, то должен существовать сравнимый по интенсивности поток нейтрино.

Имеются предложения регистрировать нейтрино очень высокой энергии с помощью черенковских счетчиков, установленных на спутнике и регистрирующих вспышки света в атмосфере от заряженных частиц, создаваемых нейтрино.

§ 8.4. Нестационарные потоки нейтрино

Значительный интерес представляют собой нестационарные потоки нейтрино, несущие информацию о необычных событиях в Метагалактике. Одно из таких событий наблюдалось в 1987 г. при вспышке сверхновой SN1987A.

Вспышка была зарегистрирована в оптическом диапазоне. Однако основную долю энергии при взрыве уносит не электромагнитное излучение, видимое и невидимое, а поток нейтрино, возникающий из-за нейтронизации звезды. При этом нейтрино должны испускаться в виде короткого (~10 с) импульса, предшествующего излучению света.

23 февраля 1987 г. в нашем небе произошло редкое событие: вспыхнула яркая сверхновая, обозначенная SN1987A. Это взорвалась звезда с массой около 25 солнечных масс в Большом Магеллановом облаке на расстоянии «всего лишь» 170 000 световых лет от Солнца. Следовательно, этот взрыв произошел 170 тысяч лет назад.

Следовало попытаться обнаружить и нейтрино от этой вспышки. На Земле имелось несколько больших подземных детекторов, способных зарегистрировать вспышку. Были проанализированы данные, полученные за предшествующий отрезок времени. Предположение подтвердилось. Две установки – «Камиоканде II» (Япония) и IMB (США) – водяные черенковские детекторы, содержавшие по несколько тысяч тонн воды, зафиксировали одновременно начавшиеся короткие серии сигналов, обусловленных нейтрино.

На «Камиоканде II» за 13 с было зарегистрировано 11 нейтрино, на IMB за 6 с – 8 нейтрино (что соответствует прошедшему через установки потоку, содержавшему $>10^{14}$ нейтрино –

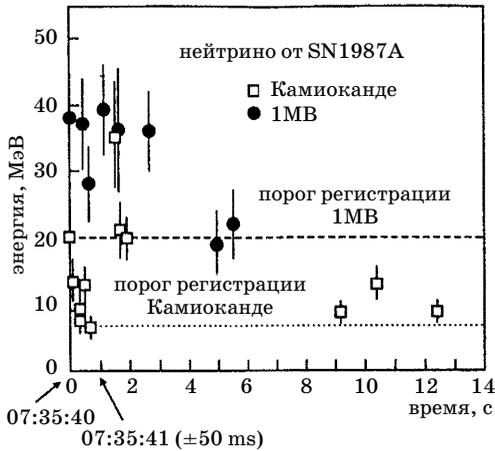


Рис. 8.2. Регистрация нейтрино от вспышки сверхновой SN1987A наземными станциями

порядка 10^{11} нейтрино на 1 м^2 . И это от источника, удаленного более чем на 10^{18} километров!).

Данные, полученные на этих установках (время появления сигналов и величина соответствующего энерговыделения в детекторе), показаны на рис. 8.2.

На Баксанской нейтринной станции также была зарегистрирована серия нейтринных сигналов, но они были зарегистрированы на 30 с позже, чем на «Камиоканде II» и 1МВ. Причины этого неясны.

Наблюдавшееся явление было интерпретировано как регистрация потока нейтрино от SN1987A, возникшей при гравитационном коллапсе, предшествующем вспышке сверхновой.

Из полученных данных вытекали следствия и для физики самих нейтрино. Во-первых, отсутствие видимой зависимости времени появления нейтрино от энергии ограничивает их массу величиной 10–20 эВ. Подробный анализ материалов «Камиоканде II» дал следующие результаты для нейтрино с различным временем запаздывания и в предположении, что они испущены одновременно:

$$m < 22,6 \text{ эВ}/c^2 \quad (\Delta t = 12,439 \text{ с}),$$

$$m < 13,5 \text{ эВ}/c^2 \quad (\Delta t = 1,915 \text{ с}).$$

Это значительно хуже результата лабораторных экспериментов, которые дают верхнюю границу массы нейтрино $m_\nu < 2$ эВ.

Другой источник нейтринных вспышек расположен значительно ближе. Вспышки и ускорение частиц на Солнце должны приводить к появлению вспышек солнечных нейтрино. Эффекты вспышек зарегистрированы наземными станциями (нейтронными мониторами) на самых низких широтах. Это показывает, что протоны во вспышках ускоряются до энергий десятки ГэВ. Такие протоны должны вступать в ядерные реакции с веществом Солнца и порождать мезоны. В настоящее время с помощью спутников зарегистрированы γ -фотоны от вспышек на Солнце. Они обусловлены распадом нейтральных пионов. Поскольку число заряженных пионов должно вдвое превышать число нейтральных, то потоки нейтрино от солнечных вспышек должны быть равны потокам фотонов. Однако нейтрино пока не наблюдались. Регистрация таких нейтрино было одной из задач несостоявшегося эксперимента БАТИСС на озере Иссык-Куль.

Еще одним, и возможно не столь редким, как взрывы сверхновой, источником вспышек нейтринных потоков могут быть γ -всплески. Если, как упоминалось ранее, они являются результатом возникновения объекта типа фajerбола, то одновременно с γ -всплеском может наблюдаться и всплеск потока нейтрино, примерно той же интенсивности.

§ 8.5. Регистрация антигалактик

Антивещество в Метагалактике до настоящего времени не обнаружено. В видимом свете «антизвезды» испускают такой же свет, как и звезды. Сколько ни всматривайтесь в бесконечную россыпь звезд на небе, увидеть антизвезды вам не удастся. То же можно сказать о любом электромагнитном излучении, поскольку $\gamma \equiv \bar{\gamma}$. Однако если произойдет коллапс антизвезды, подобный взрыву сверхновой SN1987A, на Земле можно зарегистрировать сопутствующую вспышку антинейтрино. Вам уже понятно, как можно отличить нейтрино от антинейтрино и какая установка (с какими параметрами) должна быть построена? Дерзайте.

Задачи и вопросы

14. С каким из кварков, входящих в состав протона, взаимодействует нейтрино при столкновении с нуклоном? Как выглядит реакция для мюонного нейтрино с энергией ~ 100 ГэВ?

15. Нейтрино участвуют в реакциях (8.2), (8.3). Как будут выглядеть аналогичные реакции для антинейтрино?

16. Как отличить взаимодействие нейтрино от антинейтрино?

17. Как отличить τ -нейтрино от других типов?

Литература

1. *Stecker F.W.* Cosmic Physics. The high energy frontier. arXiv: astro-ph/0309027. 2003. V. 1. P. 1.
2. *Окунь Л.Б.* Лептоны и кварки. М., 1981.
3. *Перкинс Д.* Введение в физику высоких энергий/Пер. с англ. М., 1991.
4. *Мурзин В.С., Сарычева Л.И.* Физика адронных процессов. М., 1986.
5. *Биленький С.М.* Массы, смешивание и осцилляции нейтрино // УФН. 2003. Т. 173. С. 1171.

ГЛАВА 9. Темная материя и темная энергия

§ 9.1. Скрытая масса¹

В последнее время появились доказательства того, что в Метагалактике присутствует невидимое вещество, которое ничего не излучает, и значительная его часть невидима. Поэтому в темную безлунную ночь настоящий физик любуется не красотой сверкающих созвездий, а всматривается в черное пространство между звездами. Именно там хранится одна из тайн Вселенной. Существование невидимой материи обнаруживается, главным образом, по ее гравитационному взаимодействию с излучающей материей, но есть и другие аргументы. Ранее мы видели, что движение звезд в нашей Галактике свидетельствует о наличии в ней гало из темной материи.

Существование темной материи было постулировано в 1930-х гг. астрофизиком Фрицем Цвикки, который наблюдал, что галактики в отдаленном кластере Комы кружились вокруг друг друга быстрее, чем позволяют законы физики. Они должны были разлететься под действием центробежных сил, если бы гравитация от некоторой невидимой массы не удерживала их. В течение десятилетий идея игнорировалась, как слишком причудливая. Однако исследование скоплений галактик и галактических ротационных кривых свидетельствует о существовании этой так называемой темной материи.

В настоящее время обсуждается целый ряд аргументов в пользу существования скрытой массы. Среди них несоответствие значения параметра $\Omega = \rho/\rho_c \approx 0,3$ и измеренной барионной доли $\Omega_B = 0,04$.

Сейчас полагают, что более 70% (иногда говорят о 90%) плотности Вселенной обусловлено скрытым веществом и скрытой энергией, в том числе до 30% реликтовыми частицами.

§ 9.2. Свидетельства существования темной материи

Галактические ротационные кривые. Рассмотрим сначала так называемые спиральные галактики, т.е. совокупности большого числа звезд в форме сплющенного вращающегося

¹ Синонимы: темная материя – Dark matter.

диска (рис. 6.1). Скорость вращения отдельных звезд массы m вокруг центра галактики определяется из условия постоянства их орбит (т.е. звезды не «резбегаются»). Приравнивая центробежную и гравитационную силы:

$$GmM_r/r^2 = mv^2/r,$$

для скорости вращения имеем

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}},$$

где M_r обозначает всю массу, находящуюся внутри сферы радиуса r^1 . В первом приближении центральную область галактики можно считать сферически симметричной, т.е.

$$M_r = \langle \rho \rangle (4/3)\pi r^3,$$

где $\langle \rho \rangle$ означает среднюю плотность. Отсюда следует, что скорость вращения линейно растет с расстоянием от центра галактики:

$$v(r) = \sqrt{\frac{4\pi G \langle \rho \rangle r^3}{3r}} \sim r.$$

Во внешней области галактики масса M_r отсутствует, и зависимость скорости от расстояния отвечает случаю с точечной массой в центре галактики:

$$v(r) \sim 1/\sqrt{r} = r^{-1/2}.$$

Поведение экспериментально измеренных ротационных кривых спиральных галактик² не соответствует уменьшению $v(r)$ с ростом радиуса (рис. 6.2 а, б).

Исследование 21-сантиметровой линии (переход сверхтонкой структуры в атоме водорода), излучаемой межзвездным веществом, привело к аналогичному результату. Постоянство

¹ Очевидно, что в случае сферической или цилиндрической симметрии влияние элементов массы, расположенных вне этой сферы, взаимно компенсируется.

² Ротационная скорость $v(r)$ измеряется, например, по доплеровскому сдвигу в спектре излучения Н-II областей вокруг так называемых О-звезд.

$v(r)$ при больших значениях радиуса означает, что масса M_r также увеличивается с ростом радиуса:

$$M_r \sim r.$$

Иными словами, звезды движутся быстрее, чем положено, и чтобы их удержать, должна существовать дополнительная невидимая масса. Как показывают модельные вычисления, выполненные для Млечного Пути, воспроизвести ротационные кривые можно, предположив наличие гало темной материи, где сосредоточена значительная часть массы.

Нарушение теоремы о вириале. В пользу существования темной материи свидетельствует и динамика скоплений галактик. В этом случае видимое движение приводит к нарушению теоремы о вириале. Эта теорема в гравитационном поле сводится к следующему. Согласно теореме, доказанной Р. Клаузиусом, среднее по времени значения кинетической энергии $K(v)$ и потенциальной энергии $U(r)$ связаны друг с другом соотношением

$$\langle K(v) \rangle = \langle U(r)/2 \rangle.$$

Эта теорема может быть использована для оценки плотности вещества в скоплениях большого числа галактик. Наблюдаемые отклонения означают наличие избыточного невидимого вещества в скоплениях. Космологическая плотность $\Omega = \rho/\rho_c$, определенная на основе динамики галактических кластеров и суперкластеров, равна

$$0,1 < \Omega < 0,3. \quad (9.1)$$

Светимость галактик позволяет определить плотность горячей барионной материи Ω_b , которая оказывается значительно меньше ($\Omega_b < 0,02$). Такое рассогласование наряду с другими обычно считают указанием на существование невидимой темной материи.

Прозрачность галактик. Другое указание на существование темной материи было получено при изучении прозрачности галактик. Если галактика совершенно прозрачна, то ее светимость не должна зависеть от угла, под которым она наблюдается, так как все звезды были бы видимы «на просвет» одинаково. Если галактика не прозрачна, то видны всегда только поверхностные звезды, т.е. всегда одно и то же их число на единицу поверхности. Это дает постоянную поверхност-

ную яркость. Наблюдения показывают, что поверхностная яркость остается в среднем постоянной. Следовательно, спиральные галактики практически полностью непрозрачны. Анализ результатов измерений привел к заключению о присутствии холодных облаков поглощающего вещества (их диаметр примерно 50 пс и температура около 20 К). Обычное вещество должно давать линейчатый спектр поглощения света в облаках, однако линии поглощения не обнаружены.

§ 9.3. Состав темной материи

Возможные кандидаты. В настоящее время поиск темной материи является одной из важнейших задач астрофизики космических лучей. Не вызывает сомнения, что темная материя, которая не испускает электромагнитного излучения и проявляется только в гравитационных эффектах, существует. В табл. 9.1 приводится сводка возможных кандидатов на роль темной материи [1].

Таблица 9.1

Возможный состав Метагалактики

Видимое вещество	Составляющие частицы	Масса или энергия частиц, эВ	Число частиц в Метагалактике	Вероятный вклад в общую массу, %	Доказательства существования
Обычное вещество (звезды, газ, межзвездная пыль)	Протоны, нейтроны, электроны	10^6-10^9	10^{78}	5	Прямые наблюдения, распространенность элементов
Излучение	Реликтовые фотоны	10^{-4}	10^{87}	0,005	Прямые наблюдения
Горячее темное вещество	Нейтрино	< 2	10^{87}	0,3	Модель Большого Взрыва
Холодное темное вещество	Суперсимметричные частицы, монополи	10^{11}	10^{77}	~ 30	Оценка по динамике движения звезд и галактик
Темная энергия	Вакуум «скалярных частиц»	?	10^{118}	~ 60	Наблюдение сверхновых, «разбегающихся» с ускорением

Ниже мы обсудим эти возможности.

Баррионная темная материя. Наиболее очевидным кандидатом на роль темной материи может быть обычное баррионное вещество, которое не излучает из-за низкой температуры и имеет достаточную распространенность. Примером может служить межзвездный или межгалактический газ. В качестве форм баррионной материи следует учитывать межпланетную пыль, коричневые и белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры. Однако для объяснения всех наблюдаемых явлений этого недостаточно и необходима значительная доля небаррионной темной материи. Обнаруженные недавно с помощью эффекта «гравитационных линз» [4] так называемые массивные компактные галактические объекты МАСНО [3] не изменяют ситуацию.

Эффект гравитационных линз состоит в том, что объекты значительной массы (видимые или невидимые) искривляют движение луча от расположенных далее светящихся объектов. В результате огибания лучами света гравитационной линзы изображение удваивается (рис. 9.1). Сейчас обнаружено несколько пар тождественных объектов, но гравитационными линзами служили видимые галактики. Очевидно, что массивные невидимые объекты тоже могут играть роль гравитационных линз и тем самым обнаружить себя. В качестве примера можно упомянуть эксперимент ЭРОС, посвященный поиску коричневых карликов.

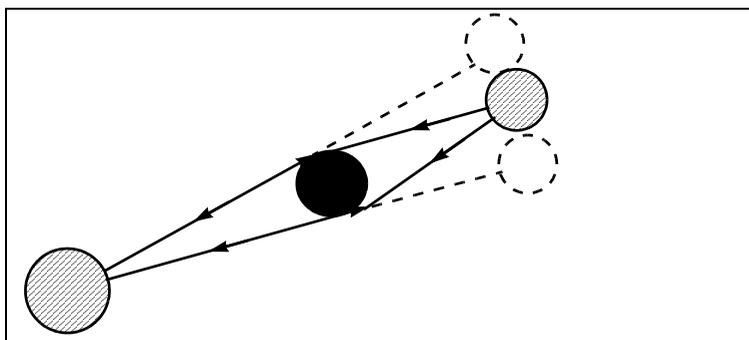


Рис. 9.1. Схема действия гравитационной линзы. В результате отклонения лучей света видимый объект удваивается. Если гравитирующая масса невидима, то она может тоже удваивать изображения, и тем самым обнаруживать себя

Коричневые карлики имеют массы значительно меньшие, чем масса Солнца. Если масса объекта меньше чем $M \sim 0,08 M_{\odot}$, то гравитационное давление слишком мало для создания внутри температур, при которых начинается термоядерная реакция. Из-за отсутствия ядерного синтеза излучение коричневых карликов очень слабо. Единственный шанс наблюдать эти невидимые объекты – когда они проходят перед отдаленной яркой звездой, нарушая ее изображение.

В 1993 г. появились доказательства существования темной материи в форме коричневых карликов – относительно маленьких объектов, которые не стали звездами из-за малой массы. Их масса в десяток раз меньше массы Солнца.

Наша Вселенная могла бы быть полна облачками газа размера планет, слишком маленькими, чтобы разжечь термоядерный костер, который дает жизнь звездам и не только им. При плавании на внешнем крае галактик эти относительно небольшие облака могли бы обеспечивать часть отсутствующей темной материи. Их называют «массивные астрофизические компактные объекты гало», или МАСНО. Проблема состояла в том, как их увидеть, если они невидимы.

В 1986 г. В. Пачинский (Paczynski) из Принстонского университета США предложил искать их, сосредоточив телескопы на ярких звездах, расположенных позади области, где ожидалось МАСНО. Если повезет, можно заметить, что нечто затмило такую звезду. Работа выполнялась совместно французскими и австралийскими учеными начиная с 1989 г. Поиск охватил около 500 000 звезд.

Когда МАСНО проходят перед звездами в самой близкой галактике – Большом Магелановом облаке (на расстоянии около 150 000 световых лет), они могут нарушать изображения звезд. Обычно в таких случаях возникает затмение, свет звезды должен временно померкнуть. Однако Пачинский показал, что при определенных условиях может произойти обратное, и изображение отдаленной звезды временно станет более ярким. Произойдет «антизатмение». Вначале это казалось фантастикой. Теперь этот факт общеизвестен и называется «микролинизированием».

Луч света изгибается под действием гравитации. Звездный свет от отдаленной звезды, проходя через область МАСНО, фо-

кусируется, как в оптической линзе, и производит более яркое изображение. После того как МАСНО проходит, фокусировка выключается, и изображение звезды возвращается к первоначальной форме. Вычисления показали, что для регистрации одного такого эффекта «микролинзирования» необходимо изучить изображения около миллиона звезд. Это была бы огромная задача.

Французская группа «Эксперимент по исследованию темной материи» (EROS) использовала два метода. Один подход, чувствительный к МАСНО размером до десятой части размера Солнца, использовал гигантские 5-метровые квадратные фотографические пластинки, каждая из которых перекрывала меньше чем одну тысячную часть видимого неба. С 1989 по 1993 г. больше 300 таких пластин были выставлены в телескопе Ла Силла. Было зарегистрировано около десяти миллионов изображений звезд. Фотографические изображения с экспонированных пластин были преобразованы в цифровые данные специальной машиной. Общая сумма зарегистрированной информации была эквивалентна миллиону томов книги! В EROS-2 техника была нацелена на меньшие МАСНО, по крайней мере, в тысячу раз меньшие, чем Солнце. Использование фотографических пластинок потребовало бы невероятных усилий. Поэтому были применены палочковые детекторы из крошечных полупроводниковых чипов. Сейчас такие системы широко используются в вершинных детекторах на коллайдерах и даже в цифровых фотокамерах. Подобное устройство было использовано и австралийскими учеными для поиска МАСНО.

В большинстве зарегистрированных случаев вид огромного большинства звезд Большого Магелланова облака не изменялся, но в нескольких случаях изображение отдаленных звезд внезапно становилось в несколько раз ярче, оставаясь таким около месяца, перед возвращением к первоначальному уровню. Эта временная фокусировка соответствовала МАСНО с массой в десять раз меньше, чем масса Солнца. Из такого количества потенциального материала звезда не могла возникнуть. Их природа – нечто промежуточное между звездами и планетами. Однако их недостаточно, чтобы быть единственной составной частью темной материи.

Очень компактные объекты, находящиеся на конечных стадиях эволюции звезд, такие как белые карлики, нейтронные звезды или черные дыры, также должны формировать темную материю. Поскольку в течение своего времени жизни практически каждая звезда с массой $M > 0,9 M_{\odot}$ ¹ достигает одной из этих трех конечных стадий, то значительная часть массы более ранних и более тяжелых звезд должна присутствовать в неизлучающей форме в виде белых карликов, нейтронных звезд или черных дыр.

Оценки полного числа барионов в Метагалактике, формирующих перечисленные объекты, могут быть сделаны экспериментально на основе измерения количества дейтерия (см. § 10.1). Количество дейтерия практически не изменилось со времени первоначального синтеза ядер и составляет вполне определенную долю ядер. На основании измерений можно оценить общее число нуклонов. Все результаты свидетельствуют о том, что барионной материи недостаточно для покрытия дефицита массы в Метагалактике.

Это и ряд других соображений приводят к необходимости существования небарионной темной материи, особенно в том случае, когда требуется удовлетворение условия $\Omega = 1$.

Небарионная темная материя. Теоретические модели предоставляют большой выбор возможных кандидатов на роль небарионной невидимой материи, в том числе легкие и тяжелые нейтрино, суперсимметричные частицы SUSY-моделей, аксионы, космоны, магнитные монополи, частицы Хиггса и множество других. Для обозначения частиц с массой больше нескольких ГэВ/ c^2 , которые принимают участие только в слабом взаимодействии, используется название WIMP (Weak Interacting Massive Particles – слабовзаимодействующие массивные частицы).

Среди частиц, предсказываемых различными суперсимметричными теориями и супергравитацией (SUGRA), только одна, легчайшая, является стабильной и может давать вклад в Ω ; однако в настоящее время теоретически известно слишком мало о природе и ожидаемых массах этих частиц. Мы не будем

¹ Звезды с массами $M < 0,9 M_{\odot}$, имеют время жизни больше, чем возраст Метагалактики, и они еще не достигли конечных стадий в своем развитии.

рассматривать все существующие возможности. Многие из них достаточно фантастичны, другие требуют слишком далеко идущих предположений. Остановимся на основных кандидатах на роль небарионной темной материи.

Легкие нейтрино. В отличие от других кандидатов на роль темной материи, нейтрино обладают явным преимуществом: известно, что они существуют. Известна их распространенность в Метагалактике. Для того чтобы нейтрино могли быть кандидатами на роль темной материи, они должны иметь массу. Для достижения критической плотности Метагалактики ($\Omega = 1$) массы нейтрино должны лежать в области нескольких эВ/ c^2 [7]. Первые оценки массы нейтрино были сделаны на основе астрофизических соображений.

Для каждого типа реликтовых нейтрино (в Метагалактике такие нейтрино преобладают) нейтринная плотность n_n связана с фотонной плотностью n_γ соотношением

$$n_n = (3/11)n_\gamma.$$

Это выражение следует из статистических соображений [8,9].

Следовательно плотность фоновых нейтрино достигает $n_\nu = 100 \text{ см}^{-3}$ (см. гл. 8).

Поскольку нейтринная плотность имеет тот же порядок величины, что и плотность фотонов, то плотность нейтрино примерно в 10^9 раз больше, чем плотность барионов. Таким образом, даже малая масса нейтрино могла бы определять динамику Метагалактики. Для достижения $\Omega = \rho_\nu/\rho_c = 1$ необходимы нейтринные массы

$$mc^2 \sim 15 - 65 \text{ эВ}/N_n,$$

где N_n — число типов легких нейтрино ($N_n = 3$).

Экспериментальная верхняя границы для масс трех известных типов нейтрино:

$$m_e c^2 < 2 \text{ эВ}/c^2,$$

$$m_\mu c^2 < 250 \text{ кэВ}/c^2,$$

$$m_\tau c^2 < 31 \text{ МэВ}/c^2.$$

Из этих результатов следует, что только мюонные и τ -нейтрино остаются среди возможных кандидатов.

Тяжелые нейтрино. Измерение ширины распада нейтрального бозона на коллайдерах доказало, что существует только три типа нейтрино с массой менее $\sim 45 \text{ ГэВ}/c^2$ (половина массы Z -бозона.). Исключить существование новых типов нейтрино с массами больше 45 ГэВ сейчас невозможно. Они являются кандидатами на роль холодной темной материи и могут сохраниться как реликты ранних этапов развития Вселенной. Такое чудо природы, как тяжелые нейтрино, предсказаны суперсимметричной моделью элементарных частиц.

§ 9.4. Экзотические объяснения

Суперсимметричные частицы. Среди экзотических объектов, с помощью которых пытаются объяснить природу темной материи, особое место занимают суперсимметричные частицы.

Большинство суперсимметричных теорий SUSY содержит одну стабильную частицу, которая является новым кандидатом на роль темной материи. Предполагается, что *легчайшая суперсимметричная частица* (LSP) не принимает участия ни в электромагнитном, ни в сильном взаимодействии. На нее действуют лишь слабые силы (иными словами, это WIMP).

Что же такое суперсимметрия?

Отойдём от нашего прямого пути и вспомним кратко смысл суперсимметричной теории (СС). Главное внимание будет уделено терминологии, так как рассмотрение самой теории не уместается в рамки нашего предмета и требует специального рассмотрения.

Суперсимметрия физической системы – это симметрия, объединяющая состояния, подчиняющиеся разным статистикам, – статистике Бозе–Эйнштейна (бозоны) и статистике Ферми–Дирака (фермионы). Подобно другим типам симметрий СС сформулирована математически в терминах группы преобразований, действующих на состояние системы. Операторы рождения бозонов в обычных теориях коммутируют друг с другом, а операторы фермионов антикоммутируют, т.е. при перестановках меняют знак. Поскольку статистика однозначно связана со спином частиц, то спиновые состояния оказываются важнейшей составной частью СС теорий. Особенностью СС является возможность перехода бозонов в фермионы и наоборот. Это приводит к совершенно необычным перестановочным соотношениям. Как следствие таких математических особенностей в СС теории возникают супермультиплеты частиц.

Для частиц с массой, отличной от нуля, спиновая структура супермультиплета определяется квантовым числом j , которое может иметь как целые, так и полуцелые значения. Например, для некоторого j супер-

мультиплет состоит из равного числа бозонов и фермионов $[j - 1/2, j, j + 1/2]$. В обычных теориях фермионы с нулевой массой имеют два спиновых состояния: $s = 1/2$ и $s = -1/2$. Они всегда продольно поляризованы (подобно нейтрину) и отличаются спиральностями. Супермультиплеты частиц с $m = 0$ объединяют частицы со спиральностями $[\lambda, \lambda + 1/2]$, где λ – целое или полуцелое, а также положительное или отрицательное число. Супермультиплеты $[\lambda, \lambda + 1/2]$ и $[-\lambda, -\lambda - 1/2]$ переходят друг в друга при пространственной инверсии.

Частицы, принадлежащие к одному супермультиплету, называют «суперпартнерами».

Например, у электрона должен быть суперпартнер с целым спином – с электрон ($j = 0$), а у фотона суперпартнер – фотино ($j = 1/2$). Суперпартнеры кварков называются скварки (с целым спином), а суперпартнеры глюонов – глюино. Суперпартнеры промежуточных слабых бозонов тоже имеются в теории. Это вино, или чарджино (W^\pm) и зино (Z^0). Во многих случаях существование суперпартнеров ликвидирует расходимости в расчетах.

Если в природе существует точная СС, то массы суперпартнеров должны быть равны массам частиц, но суперпартнеры должны иметь спин, отличающийся на $1/2$. Такие частицы не обнаружены. Чтобы спасти теорию, считают, что суперсимметрия нарушена, а массы суперпартнеров очень велики (сотни гигаэлектронвольт).

Суперсимметричные модели естественным образом решают проблему скрытой массы: в большинстве моделей легчайший суперпартнер (ЛСП = LSP) абсолютно стабилен.

Попарно рождаясь на ранних стадиях эволюции Вселенной, суперчастицы быстро распадаются, образуя наряду с обычными частицами ЛСП (по крайней мере, в качестве конечного продукта). Последние должны быть электрически нейтральными и не обладать сильными взаимодействиями. В противном случае плотность аномально тяжелых изотопов оказалась бы недопустимо большой (будучи нейтральным, ЛСП не захватывает электрон на кулоновскую орбиту и, не обладая сильным взаимодействием, не «прилипает» к ядрам). Этим требованиям удовлетворяет легчайшее *нейтралино*, обозначаемое символом χ . Порядок величины современного значения плотности реликтовых нейтралино можно оценить из качественных соображений. В период времени, когда температура Вселенной превышала массу нейтралино, реакции их рождения и аннигиляции шли быстро, и плотность нейтралино была равна своему равновесному значению. При расширении Вселенной в какой-то момент ее температура становится меньше

массы нейтралино и взаимодействия нейтралино между собой прекращаются (происходит «закалка»). Поскольку масса нейтралино огромна, их закалка происходит весьма рано, когда плотность Вселенной велика. Поэтому образуется очень много нейтралино (см. табл. 9.1). Плотность нейтралино начинает падать только за счет расширения Вселенной, подобно плотности реликтовых фотонов и нейтрино. Поэтому оценка их плотности в настоящее время может быть сделана по аналогии с оценкой плотности реликтовых фотонов. Учитывая плотность нейтралино и их ожидаемую массу, можно найти их суммарную массу, которая оказывается близкой к предполагаемой массе темной материи.

Среди возможных кандидатов на роль нейтральной легчайшей суперсимметричной частицы имеются фотино ($s = 1/2$) и зино ($s = 1/2$), которые часто называют гейджино, а также хигсино ($s = 1/2$), снейтрино ($s = 0$) и гравитино ($s = 3/2$). В большинстве теорий ЛСП представляет собой линейную комбинацию упомянутых выше SUSY-частиц со спином $1/2$. Масса нейтралино, скорее всего, должна быть больше $100 \text{ ГэВ}/c^2$. Рассмотрение SUSY-частиц в качестве темной материи представляет особый интерес. Они появились из потребностей теории элементарных частиц и не были специально введены для разрешения проблемы (небарионной) темной материи.

Топологические дефекты пространства–времени. Кроме «настоящих» частиц свой вклад в темную материю могут давать так называемые топологические дефекты. В современной теории Метагалактика рождается в результате флуктуации скалярного (хигсовского) поля в многомерном (число измерений $10\text{--}11$ [12]) пространстве. Предполагается, что в ранней Вселенной при $t \sim 10^{-36} \text{ с}$, $E \sim 10^{-15} \text{ ГэВ}$ и $T \sim 10^{28} \text{ К}$ в результате фазового перехода произошло спонтанное нарушение симметрии $SU(5)$, связанное с Великим Объединением. Это привело к разбедению сильных и электрослабых взаимодействий, описываемых соответственно группами $SU(3)$ (сильные взаимодействия) и $SU(2) \otimes U(1)$ (электрослабые взаимодействия). В начальный момент нарождающаяся Метагалактика состояла из огромного числа изолированных областей (см. гл. 10). В каждой из областей поле имело свою выстроенность, определяемую фазовыми углами спонтанного нарушения симметрии. Эти области были изолированы так, как в модели «раздувающейся Вселенной» (см. гл. 10). Скорость расширения про-

странства превышает скорость света и отдельные области причинно не связаны. Со временем они расширялись, и, в конце концов, вошли в соприкосновение. Это привело к возникновению пространственно-временных дефектов (нарушений). Наиболее важными являются точечноподобные дефекты. Они должны нести изолированный магнитный заряд $\mu = (137/2)e$, т.е. быть магнитными монополями [9]. Их масса связана с температурой фазового перехода и составляет около 10^{16} ГэВ/ c^2 , а плотность $n_m \sim 10^{-15} n_p$. До сих пор, несмотря на интенсивные поиски, существование таких объектов не зарегистрировано.

Аналогично магнитным монополям могут образовываться и линейные дефекты, известные как космические струны. Эти нитеобразные объекты отличаются огромной линейной массовой плотностью порядка 10^{22} г/ $см^{-1}$ и могут быть как замкнутыми, так и незамкнутыми. За счет гравитационного притяжения они могли служить зародышами для конденсации вещества, в результате которого образовались галактики.

Большие значения масс позволили бы детектировать такие струны посредством эффекта гравитационных линз. Струны искривляли бы окружающее пространство таким образом, что создавалось бы двойное изображение находящихся за ними объектов. Свет от очень далеких галактик мог бы отклоняться этой струной согласно законам общей теории гравитации. Наблюдатель на Земле увидел бы два смежных зеркальных изображения галактик с идентичным спектральным составом. Этот эффект гравитационных линз уже был обнаружен для удаленных квазаров, когда галактика, находящаяся между квазаром и Землей, служила в качестве гравитационной линзы.

Мы не будем останавливаться на других экзотических объектах, таких как *теневая материя*, или кварковые «самородки» [1]. Последние были предложены в 1984 г. и представляют собой стабильные макроскопические объекты из кварковой материи, состоящие из *u*-, *d*- и *s*-кварков¹. Плотности этих объектов лежат в области ядерной плотности 10^{15} г/ $см^3$, а массы могут составлять от нескольких ГэВ/ c^2 до значений масс нейтронных звезд. Фантастика!

¹ Недавно поступило сообщение об открытии объекта, состоящего из пяти кварков с массой около 1,5 ГэВ.

§ 9.5. Экспериментальный поиск темной материи

Экспериментальный поиск объектов темной материи приобретает все большее значение. В перспективе это направление займет важное место в космических исследованиях. Физики по-разному оценивают возможности исследования частиц темной материи. Астрономы полагают, что таким частицам присущи лишь гравитационные взаимодействия. Им достаточно знать их массу и пространственное распределение. Выловить такие частицы весьма проблематично. Физикам, изучающим элементарные частицы, этого мало. Они хотят наблюдать каждую частицу отдельно, чтобы «потрогать ее руками» [1].

Все кандидаты на роль темной материи были «придуманы» так, чтобы их было невозможно заметить. Все они электрически нейтральны и взаимодействуют только слабым образом, подобно нейтрино, но имеют большую массу. Как всегда, такие объекты пытаются обнаружить двумя методами – прямым и косвенным.

Прямое детектирование состоит в изучении взаимодействия этих частиц с электронами или атомными ядрами. Косвенные методы основаны на попытках детектирования потоков вторичных частиц, которые возникают благодаря аннигиляции темной материи.

Среди суперсимметричных объектов основным кандидатом на роль холодной темной материи считается нейтралино с массой в несколько десятков ГэВ.

В настоящее время ведется интенсивный экспериментальный поиск темной материи, состоящей из нейтралино. Если нейтралино составляют основную массу Метагалактики (табл. 9.1), их поток должен быть огромным. Поэтому малое сечение взаимодействия компенсируется значительным потоком частиц. Наша Солнечная система плывет в море нейтралино со скоростью 220 км/с, а через каждый квадратный метр поверхности проносится миллиард частиц темного вещества в секунду. Расчеты показали [3], что в килограмме вещества в сутки в среднем происходит от 0,001 до 0,1 взаимодействий частиц темной материи.

Сейчас используется два типа детекторов для регистрации частиц темной материи. Первый из них сцинтилляционный, с использованием в качестве сцинтиллятора жидкого ксенона

или кристалла NaI. Этот метод применяется в эксперименте ZEPLIN II (30 кг жидкого ксенона (Булби, Англия), 5 кг NaI (там же)) и DAMA (100 кг NaI (Гран Сассо, Италия)). Другой тип детекторов – криогенные детекторы. Их принцип действия основан на регистрации очень малых тепловых импульсов, вызываемых темными частицами при их взаимодействиях с веществом кристаллического детектора. Он должен быть охлажден до температуры, близкой к абсолютному нулю. Криогенные детекторы предполагается использовать в экспериментах CDMS (Cryogenic Dark Matter Search) и EDELWEISS. Детекторы охлаждены до температуры 25 мК. Отдельные фононы (кванты звуковой частоты) регистрируются с помощью термисторов. Каждый из детекторов имеет массу ~ 100 г, но из них можно собрать достаточно массивные детекторы. Такой детектор установлен в крупнейшей американской подземной лаборатории в штате Миннесота (шахты Судан, см. гл. 16).

Во всех случаях необходимо подавить фон космических лучей и радиоактивность стенок прибора, поэтому измерения ведутся достаточно глубоко под землей, а материал детектора тщательно очищается от примесей и защищается специальными экранами с малой радиоактивностью. Сейчас около 20 экспериментальных групп заняты поиском проявлений нейтрино.

В ряде экспериментов пытаются регистрировать ядра отдачи от упругого рассеяния нейтрино. Сечение взаимодействия нейтрино с ядрами оценивается в теории $\sigma < 10^{-8} A$ пб (A – атомная масса ядра), а характерная кинетическая энергия тяжелых ядер отдачи $E \approx mv^2/2$ находится в области сотен кэВ. Одним из методов подавления фона может служить наблюдение годичных вариаций сигналов. Периодичность потока ядер отдачи связана с движением Земли и Солнечной системы относительно центра нашей Галактики.

Скорость нейтрино $v \sim 600$ км/с близка к скорости движения Земли. Вследствие вращения Земли вокруг Солнца счет детектора должен иметь годовую периодичность с амплитудой около 10%. Предлагается также измерять направление движения ядер отдачи внутри детектора. В этом случае можно ожидать корреляцию со временем суток в связи с вращением Земли относительно гало скрытой материи.

Кристаллы NaI, регистрирующие с помощью фотоумножителей сцинтилляционные вспышки от попадания частиц, использованы, например, в эксперименте ELEGANTS в Камиока (Япония). В сотрудничестве DAMA изучали годовую периодичность возникновения сигналов в детекторе, со 100 кг кристаллического NaI. Были представлены материалы за 60 000 кг · дней, полученные за 4 года. Авторы считают, что зарегистрировали сигналы от нейтралино с массой около 50 ГэВ и 3%-ную годовую модуляцию. Однако этот результат слишком неоднозначен из-за многих нерешенных вопросов анализа данных (в том числе вопросов фона) и вызывает серьезную критику. Кроме того, эксперименты EDELWEISS, ZEPLIN I и CDMS I не подтвердили результат DAMA. Планируются новые эксперименты с чувствительностью, достаточной для исследования тяжелых частиц из темной материи. В общем, поиск частиц темной материи только начинается. Открытие частиц темной материи будет величайшим открытием XXI века. И это имеет прямое отношение к космическому излучению.

§ 9.6. Темная энергия

Прогресс космологических исследований привел в последние годы к существенному пересмотру наших представлений о Вселенной. Сейчас мало кто сомневается, что геометрия Метагалактики евклидова и $\Omega = 1$. Но в дополнение к темной материи, которая необходима, чтобы восполнить недостаток видимого вещества, приходится вводить еще и «темную энергию» как составную часть Метагалактики. Темная энергия должна составлять ~ 70% общего количества энергии в Метагалактике.

Темная энергия была обнаружена двумя группами исследователей в 1998 г., когда изучали сверхновые типа Ia (см. гл. 6) в качестве опорных точек («стандартных свечей») для калибровки космологического расстояния как функции времени. Считается, что средняя яркость всех сверхновых одинакова. Поэтому видимая яркость удаленных сверхновых должна уменьшаться как квадрат расстояния. Измерения показали, что отдаленные (по красному смещению) сверхновые более тусклые, чем ожидалось. Они, казалось, были еще дальше, чем показывало значение z , если главную роль играла гравитация, обусловленная веществом. Пришлось считать, что

Метагалактика расширяется с ускорением. Требовалась некоторая форма темной энергии, обусловленной силами отталкивания, чтобы противодействовать в космических масштабах гравитационному притяжению вещества. Такая возможность заложена в уравнениях Фридмана и в эйнштейновской постоянной Λ , относящейся к энергии вакуума. Д.В. Сахаров в одной из своих работ отмечал: «Вакуум обладает некоторой плотностью энергии и противоположным по знаку давлением, которые создают гравитационное поле по тем же законам, что и обычная материя» (вещество – $V.M.$).

Свободными параметрами модели Фридмана являются энергетические вклады от излучения, вещества и вакуумных флуктуаций. В существующий период энергетическая плотность радиации $\rho_{\text{рад}}$ мала и ею можно пренебречь по сравнению с плотностью вещества ρ_M . Уравнение Фридмана для параметра Хаббла H (который определяет скорость расширения Метагалактики) имеет вид

$$H^2 = \left(\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_M + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{R^2}, \quad (9.2)$$

где R – возрастающий масштабный коэффициент Метагалактики, $k = -1, 0$ или 1 представляют три возможных конфигурации для Метагалактики: открытая, плоская или закрытая.

Таким образом, коэффициент расширения Метагалактики зависит от плотности вещества, космологической константы ($\Lambda = 8\pi G \rho_{\text{vac}}$) и геометрии Метагалактики. В этой связи можно ввести вклады различных составляющих в плотность материи Ω :

$$\begin{aligned} \Omega_M &= 8\pi G \rho_M^0 / 3H_0^2, \\ \Omega_\Lambda &= \Lambda c^2 / 3H_0^2, \\ \Omega_K &= -kc^2 / R_0^2 H_0^2. \end{aligned}$$

В модели Фридмана имеются только два независимых вклада в энергетическую плотность, так как суммарная плотность равна 1:

$$\Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_K = 1$$

(темное вещество входит в Ω_M); $\Omega_\Lambda = \Omega_D$ представляет плотность темной энергии. Если Метагалактика плоская, то $\Omega_K = 0$. Тогда

$$\Omega_M + \Omega_D = 1.$$

По современным (2003) оценкам $\Omega_M = 0,3$ ($\rho_m \sim 10^{-29}$ г/см³), $\Omega_D = 0,7$. В этом состоит простейшее предположение: темная энергия представляет собой положительную энергию вакуума (космологическую константу $\Lambda \sim 0,7c_0$). В этом случае Метагалактика будет расширяться экспоненциально неопределенно долгое время:

$$R(t) \sim \exp(Ht).$$

Существует и альтернативное объяснение. Многие теоретики полагают, что $\Lambda = 0$ (константа Λ была введена Эйнштейном для «стабилизации» пространства, и после открытия расширения пространства она стала ненужной). В этом случае предполагается, что темная энергия есть энергия некоторого изменяющегося вакуумного скалярного поля φ с уравнением состояния $p = -\rho_D$, и потенциальная энергия этого поля $V(\varphi)$ управляет современным ускорением Метагалактики. В этом случае после некоторого переходного периода с ускоренным расширением скорость расширения Метагалактики упадет. Иногда предполагают, что $V(\varphi)$ изменяется не монотонно, а имеет минимум при $V(\varphi) > 0$ или $V(\varphi) \rightarrow -\infty$. В этом случае Метагалактику ждет коллапс. В работе [12] утверждается, что вывод о грядущем коллапсе в течение $(10 - 30) \cdot 10^9$ лет является довольно общим результатом современных теорий. Правда, авторы добавляют, что они вовсе не сторонники предсказаний конца света. Они считают, что в конце концов теоретики найдут подходящую теорию с благополучным исходом.

Природа темной энергии стала одной из главных проблем космогонии (но не физики космических лучей).

Задачи и вопросы

1. Какой импульс отдачи получит нейтралино с массой 100 ГэВ, неподвижное в Галактике, за счет столкновения с ядром кремния на Земле? Земля движется в направлении всей Солнечной системы.

2. Можно ли зарегистрировать рождение пиона галактическим нейтралино при соударении с ядром на Земле?

Литература

1. *Кландор-Клайнгротхаус Г.В., Штаудт А.* Неускорительная физика элементарных частиц. М.: Наука, 1997.
2. *Tonry J.L.* // Ann. NY Ac. Sci. V. 688. P. 313.
3. *Sadoulet B.* // Nucl. Phys. 1994. В 35. P. 117.
4. *Блиох П.В., Минаков А.А.* Гравитационные линзы. М., 1990.
5. *Шульга В.* // Наука и жизнь. 1994. №2. С.6.
6. *Гинзбург В.Л.* О физике и астрофизике. М., 1995.
7. *Kolb E.W., Olive K.A.* // Phys. Rev. 1986. D33. P.1202.
8. *Окунь Л.Б.* Лептоны и кварки. М., 1984.
9. *Бом Ф., Фогель П.* Физика массивных нейтрино. М.: Мир, 1990.

10. Коулмен С. Магнитный монополь 50 лет спустя // УФН. 1984. Т.144. С.277.
11. *Valentijn E.* // Nature. 1990. V.346. P.153.
12. *Kallos R., Linde A.* Dark energy and the Fate of the Universe // arXiv: astro-ph/0301087. V.2. 22 Jan. 2003.
13. *Riess A.G.* et al. Observational Evidence from Supernovae for an accelerating Universe and a Cosmological Constant // Astronom. J. 1998. V.116. P.1009.
14. *Любимов А., Киш Д.* Введение в экспериментальную физику частиц. М., 2001.

ГЛАВА 10. Попытки теоретического описания строения Метагалактики

§ 10.1. Стандартная модель

Описание ряда общих свойств Метагалактики удастся сделать в рамках стандартной модели (СМ)), которую называют еще моделью Большого Взрыва.

Стандартная модель опирается на четыре основных экспериментальных результата:

- 1) красное смещение, интерпретируемое как результат эффекта Доплера при удалении галактик друг от друга¹;
- 2) реликтовое излучение как результат адиабатического остывания Метагалактики;
- 3) распространенность легких элементов, характеризующая определенные моменты в эволюции Метагалактики (см. гл. 8);
- 4) существование жизни², поскольку мы живем.

Температура Метагалактики в любое данное время непосредственно связана с ее размером и возрастом. Иногда удобно измерять возраст Метагалактики непосредственно в терминах температуры. Можно показать, что

$$T \sim t^{-1/2}. \quad (10.1)$$

Более высокая температура соответствует более раннему времени³: например, когда Метагалактика была в возрасте одной секунды, температура была приблизительно десять миллиардов градусов. Самая ранняя Метагалактика была значительно горячее. В это время она представляла собой сгусток плазмы, состоящий из всех типов элементарных частиц, находящихся в равновесии. В нее входили фотоны, кварки, лептоны, непрерывно шли процессы рождения и аннигиляции частиц.

¹ Имеется указание (оно следует из анализа яркости сверхновых), что далекие галактики разбегаются с большей скоростью, чем близкие.

² Нужно учесть так называемый «антропный принцип». Метагалактика должна быть устроена так, что бы в ней было возможно существование жизни.

³ Для температуры ниже 10^4 зависимость температуры от времени иная: $T \sim t^{-2/3}$.

Эволюция Метагалактики, как она представляется в настоящее время, показана в табл. 10.1.

Таблица 10.1

Хронология эволюции Метагалактики

T , ГэВ	t , с	Что происходит
10^{19}	10^{-43}	Планковская эра, квантовая гравитация
10^{15}	10^{-35}	Великое объединение: инфляция, топологические дефекты
10^3	10^{-12}	Суперсимметрия
10^2	10^{-10}	Электрослабый переход $SU(2) \otimes U(1) \rightarrow SU(2) + U(1)$
10^{-3}	1	Отделение нейтрино
$5 \cdot 10^{-4}$	4	e^+e^- -аннигиляция
$7 \cdot 10^{-5}$	200	Первоначальный ядерный синтез
10^{-9}	$5 \cdot 10^{11}$	Равновесие вещества и излучения
$3 \cdot 10^{-10}$	10^{13}	Образование атомов, освобождение фотонов
10^{-13}		Образование галактик

При $T = 10^{11}$ барионы были представлены протонами и нейтронами, находящимися в равновесии.

Такое равновесие поддерживалось за счет реакций

$$p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e \quad \text{и} \quad n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e. \quad (10.1)$$

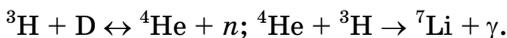
Серьезной проблемой является вероятное отсутствие в этот момент антинуклонов. Полагают, что в первые мгновения после возникновения Метагалактики произошло самопроизвольное нарушение симметрии на уровне 10^{-9} , т.е. образовался избыток протонов над антипротонами на таком уровне. В результате к моменту, когда перестали рождаться pp^- -пары, барионы и антибарионы проаннигилировали, но остался небольшой избыток барионов. Этот избыток сохранился до нашего времени, и сейчас нуклонов в миллиард раз меньше, чем фотонов.

Из-за различия масс протонов было больше, чем нейтронов. Их соотношение определялось распределением Гиббса:

$$p/n = \exp[(m_n - m_p)c^2/kT],$$

где $(m_n - m_p)c^2 = 1,3$ МэВ. При $T = 10^{11}$ К число протонов практически равно числу нейтронов, но при $E = 10^{10}$ К реакции (10.1) прекращаются и соотношение p/n начинает меняться из-за распада части нейтронов до $p/n = 76/24$, а при 10^9 К до $p/n = 86/14$. Такая температура достигается через несколько минут после начала эволюции Метагалактики, и часть нейтронов не успевает распасться¹. При этой температуре барионы начинают объединяться в ядра.

Первоначальный ядерный синтез начался примерно через 2 мин после Большого взрыва, когда температура упала до 10^9 К. Важнейшими были реакции



Почти все первоначальные барионы были связаны в ядрах D, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ либо остались в форме свободных протонов. В то время синтезировался, главным образом, дейтерий. Современная распространенность дейтерия лишь немного отличается от первоначальной за счет последующего синтеза в звездах. Она равна

$$D/p = (2,3 \pm 0,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}. \quad (10.2)$$

Ядра гелия практически полностью используют все имеющиеся нейтроны, а оставшиеся протоны служат для формирования водорода. Расчеты показывают, что в процессе первичного нуклеосинтеза могут образоваться и легкие ядра:

$${}^2\text{D} \sim 3 \cdot 10^{-5} \% ; {}^3\text{T} \sim 2 \cdot 10^{-5} \% ; {}^4\text{He} \sim 25 \% ; {}^7\text{Li} \sim 10^{-9} \% .$$

¹ Возникает вопрос, как могла возникнуть жизнь, если более тяжелые ядра не образовались. В СМ синтез тяжелых элементов происходит во время термоядерных реакций в звездах. На определенном этапе своего развития многие звезды взрываются (вспышки «сверхновых» регулярно регистрируются в Метагалактике). Вещество таких звезд рассеивается в пространстве и за его счет под действием гравитации формируются новые звезды типа Солнца, в которых уже присутствуют все элементы, необходимые для формирования жизни.

Более тяжелые ядра в этот период практически не возникают¹. Ядра водорода и гелия очень устойчивы. Таким образом, большинство ядер, которые образовались в течение Большого взрыва, живы до наших дней. Эта особенность позволяет нам проверить предсказания гипотезы Большого взрыва. Соотношение количества ядер водорода и гелия не должно меняться в течение последующего развития Метагалактики. Наблюдения дают среднее значение содержания элементов в Метагалактике

$$\begin{aligned} {}^4\text{He}/{}^1\text{H} &= 0,230 \pm 0,010, \\ {}^7\text{Li}/{}^1\text{H} &\leq 8 \cdot 10^{-10}. \end{aligned}$$

Согласие между теоретическим предсказанием и наблюдениями отмечено во многих местах Метагалактики, где отсутствуют продукты взрывов сверхновых, искажающие это соотношение. Концентрация гелия не меняется от места к месту и показывает, что гелий имеет первичное происхождение.

Хорошее согласие между теоретическим предсказанием и наблюдениями обеспечивает сильную поддержку для модели Большого Взрыва, и означает, что картина Большого Взрыва через несколько минут от начала достаточно правильна.

Метагалактика продолжала расширяться и после периода образования ядер. Никаких катастрофических событий не происходило в течение последующих трехсот тысяч лет. Жила себе спокойно треть миллиона лет. Позавидовать можно. Однако сильно похолодало. Температура упала настолько, что стало возможным возникновение атомов. В это время Вселенная состояла из горячей плазмы положительно заряженных ядер, отрицательно заряженных электронов и фотонов. Формирование атомов привело к тому, что электрические заряды исчезли и фотоны оказались свободными. Метагалактика стала вдруг для них прозрачной и заиграла всеми красками. Фотоны больше не пропадали бесследно, поглощенные в электромагнитных взаимодействиях. Остывая, они сохранились до сегодняшнего дня. Они заполнили всю Метагалактику в начале эры вещества. Они теряли энергию, но делали это с одной и той же скоростью, зависящей от расширения пространства. Модель Большого Взрыва предсказывает, что в наши

¹ Звезды главной последовательности черпают энергию из реакции термоядерного синтеза гелия из водорода. 90% звезд, в том числе Солнце, принадлежат к главной последовательности.

дни мы должны купаться в фотонах, т.е. в электромагнитном излучении. Они произошли от первоначального фактора (т.е. черного тела) и должны иметь планковское распределение энергии (7.4). Сегодня эта энергия весьма низкая, так как Метагалактика расширялась, по крайней мере, 10^9 лет. Действительно, современная космологическая теория предсказывает, что средняя температура излучения должна быть около трех градусов выше абсолютного нуля. Эксперимент в точности подтверждает такой вывод. Длина волны этого излучения относительно большая, намного больше, чем длина волны, связанная, например, с видимым светом, и находится в диапазоне нескольких миллиметров, т.е. в микроволновой области электромагнитных волн. Это и есть реликтовое излучение (см. рис. 7.6).

§ 10.2. Неприятности

Я почти убедил Вас и сам себя, что Большой Взрыв описывает рождение нашей Метагалактики на основе очень сильных прогностических и экспериментальных аргументов. И, действительно, все выглядит логично и последовательно. Я повторю эти аргументы: во-первых, разбегание Галактик; во-вторых, предсказанное реликтовое излучение; в-третьих, химический состав вещества Метагалактики; а в-четвертых, «мы мыслим, значит существуем».

Остались кое-какие мелочи. Одна из таких мелочей долго тревожила астрофизиков.

Речь идет о формировании галактик. Дело в том, что в течение Большого Взрыва возникли небольшие неоднородности в распределении вещества. Относительная плотность этих областей постепенно увеличивалась, так как они служили центрами притяжения окружающего вещества. В конечном счете сила притяжения в пределах этих сгустков настолько возросла, что они начали вести себя как гравитационно связанные объекты. Эти острова вещества начали тогда коллапсировать. В этом процессе они разбились на множество мини-островов, и эти мини-острова в конечном счете сформировались в звезды и галактики.

К сожалению, имеется проблема, обусловленная начальными значениями неравномерностей плотности. Эти неравномерности определяют, насколько быстро вещество стягивается

в острова. Наше текущее понимание Большого Взрыва позволяет вычислить ожидаемый размер начальных неоднородностей. Молодая Метагалактика вела себя подобно горячей плазме, а процессы, которые происходят внутри такой плазмы, относительно хорошо известны. Поэтому нетрудно получить надежную оценку величины неоднородностей. Предсказанные флуктуации плотности оказываются очень маленькими. Это имеет далеко идущие следствия для картины, которую мы обсуждали ранее. Начальные возмущения оказываются настолько малы, что в наше время до галактик было бы еще ох, как далеко. В этой картине формирование галактик было бы очень медленным процессом, а до нас с Вами было бы совсем далеко. Истекшего времени было бы недостаточно для развития всей той структуры Метагалактики, которую мы сегодня наблюдаем. Это означает, что механизм создания галактик и звезд совсем иной.

§ 10.3. Три проблемы

Итак, первая проблема, не решенная моделью Большого Взрыва, – невозможность сформировать звезды и галактики за короткое время в 10 млрд лет.

Вторая проблема связана с судьбой Метагалактики. Мы установили, что Метагалактика в настоящее время расширяется. А что будет дальше?

Будет Метагалактика расширяться неопределенно долго или она начнет повторно сжиматься в некоторый момент в будущем и схлопнется в новый огненный шар?

На тела в Метагалактике действуют два фактора.

Первый – это начальная кинетическая энергия, которая заставляет расширяться пространство между частицами при Большом Взрыве.

Второй – это замедление расширения из-за отрицательной силы гравитации, и уменьшение скорости, зависящее от количества вещества, которое находится в Метагалактике. Эти два фактора непрерывно противодействуют друг другу. Ответ на вопрос, расширится Метагалактика или сожмется в будущем, определяется тем, какой из факторов в конечном счете доминирует. Близко ли значение Ω к 1 (§ 6.3, [2]).

На рис. 10.1 представлены различные возможности. Критическая линия отмечена символом D . Эта линия изображает

случай, когда $\Omega = 1$ [см. (9.2)]. В такой ситуации Метагалактика будет расширяться беспрепятственно, но в конце концов придет в состояние покоя.

В настоящее время Метагалактика близка к линии D , и нельзя сказать, где мы находимся, выше или ниже линии D . Неопределенность в наблюдениях все еще слишком велика, чтобы сделать окончательный вывод. Мы еще не знаем, расширится Метагалактика до бесконечности или, в конечном счете, повторно коллапсирует. Может быть, это и хорошо, а то некоторые начнут волноваться. Однако это имеет существенное значения для нашего понимания Большого Взрыва. Рис. 10.1 имеет следующую особенность. Три линии на нем выходят из одной точки и быстро расходятся, не пересекаясь. Поэтому линия, обозначающая расширение нашей Метагалактики, будет постепенно отходить от линии D по мере старения Метагалактики. Метагалактики расширялись уже 10 млрд лет, а находились все еще очень близко к линии D . Астрофизики живут в ином мире, чем мы. Они измеряют время в «естественных» единицах – планковских. Мы уже упоминали планковские единицы. Они являются комбинацией из мировых констант подходящей размерности:

$$t_{\text{пл}} = (G\hbar/c^5)^{1/2} = 5,4 \cdot 10^{-44}\text{с.}$$

Поэтому возраст Метагалактики в естественных единицах равен $t \sim 10^{61} t_{\text{пл}}$. Линии D на рис. 10.1 соответствует значение $\Omega = 1 = \text{const}$. Если $\Omega < 1$, то $\Omega(t) \sim t^{-1}$, и по истечении планковского времени она отличалась от 1 всего лишь на величину 10^{-61} .

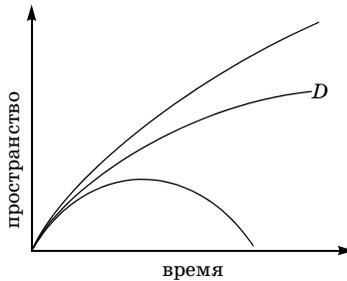


Рис. 10.1. Судьба Вселенной. Не ходите к гадалкам – на графике все видно. Линия D соответствует равновесию сил гравитации и кинетического движения ($\Omega = 1$)

Значит, в момент Большого Взрыва Метагалактика должна была находиться почти на линии D . Как она туда попала? Столь точная настройка теоретикам кажется неправдоподобной. Это так называемая проблема «флэтности» или «плоскостности»: геометрия Метагалактики эвклидова. Еще одна загадка.

Как полагают, Вселенная начинала свое развитие при точном равенстве положительной кинетической энергии и отрицательной гравитационной энергии. Иначе мы не могли бы быть так близко к линии D в течение 10 млрд лет. Давайте прокрутим историю на 10 млрд лет назад и попытаемся приблизиться к нулевой точке. Квантовые эффекты в гравитации действуют при $t < 10^{-44}$ с после возникновения Метагалактики. Туда лучше не ходить. Можно вычислить, насколько близко должно было быть равновесие между различными энергиями в то время. Оказывается, что относительная разность между двумя энергиями не могла быть больше чем 10^{-61} , если мы хотим сохранить совместимость наблюдений и все еще цепляться за линию D . Модель Большого Взрыва в существующей форме совсем не годится, чтобы объяснить, как возникло такое точное равновесие. В общем, опять нелады с моделью. Вероятно, ранее действовали неведомые нам процессы, которые поместили Вселенную на линию D . И это хорошо. Есть о чем подумать.

Третья проблема порождена, казалось бы, самым главным достоинством модели. Она связана с космической микроволновой фоновой радиацией. Эта радиация осталась, по существу, неискаженной с той поры, когда Метагалактике было приблизительно 300 000 лет. В то время Метагалактика стала прозрачной. Сейчас микроволновое излучение отличается удивительной особенностью. Его температура одинакова во всех направлениях с точностью до 10^{-5} К. Следовательно, излучение находилось в состоянии теплового равновесия. Но до какой же степени? Большой Взрыв был слишком короток. Одна и та же температура не могла установиться для всей Метагалактики, которую мы наблюдаем сегодня. Возникает проблема, если мы хотим понять, почему температура реликтового излучения повсюду столь одинакова.

Мы приходим к выводу, что несмотря на огромные успехи СМ, в ней имеется ряд недоработок и противоречий. Она нуждается в коррекции и развитии, и это было сделано советским физиком А.Д. Линде. Развитие модели Большого Взрыва получило название инфляционной теории или теории раздувания [1].

§ 10.4. Откуда все взялось?¹

Модель Большого Взрыва должна быть разрушена, но давайте что-нибудь оставим.

В инфляционной модели предполагается, что на ранней стадии развития, предшествовавшей Большому Взрыву и фактическому рождению Метагалактики, произошло раздувание пространства, что привело к экспоненциальному уменьшению его кривизны, и Метагалактика оказалась очень близко к линии D .

Для того чтобы понять современные взгляды на развитие Вселенной, мы должны отказаться от одного заблуждения, которое неявно напрашивается из модели Большого Взрыва (может быть, не у всех): разбегание галактик связано не с движением самих галактик, а с *расширением пространства*.

Второе, что надо помнить, – это особенности расстояния до горизонта. Хотя расстояние до горизонта определяет, как далеко мы можем видеть в данное время, это не значит, что за этим пределом ничего нет. Пространство может продолжаться и дальше. У нас нет никакого способа определить реальную протяженность мира из наших наблюдений, потому что у Вселенной не было достаточно времени для фотона, посланного в первый момент, чтобы достичь нас.

Далее, полезно отметить, что в последние годы получила популярность идея Калуцы – Клейна. Согласно этой идее первоначальное пространство–время многомерно, и это позволяет включить в общую теорию относительности и электрослабые взаимодействия, и сильные, и гравитацию. В процессе расширения пространства отдельные размерности застыли в своем

¹ Предупреждение студенту. Проблемы, связанные с объяснением рождения Вселенной, кажутся автору настолько сложными, что любознательным лучше обратиться к первоисточникам [1, 3].

развитии, и получилось то, что имеем. В других частях Вселенной эволюция могла быть иной, и что там творится мы не знаем.

А у нас само пространство могло расширяться быстрее, чем горизонт для краткого интервала времени. Выберем участок пространства с точками *A* и *B*, который был намного меньше, чем горизонт. Внутри него физические процессы легко могли установить тепловое равновесия. Вообразим теперь, что эта область затем выросла быстрее, чем горизонт и раздулась за его пределы. Равновесие сохранится, а *A* и *B* будут иметь одинаковую температуру без всяких проблем. Короче говоря, наблюдаемую однородность космического излучения нетрудно объяснить, если в течение некоторого конечного отрезка времени при Большом Взрыве пространство расширялось быстрее, чем горизонт.

Ясно, что для решения задачи мы погрешили против основного постулата физики: ничто не может распространяться быстрее скорости света. Но теоретикам это нипочем. Они утверждают, что никакая форма материи не может распространяться быстрее скорости света в пространстве, и это правильно. Но кто сказал, что само пространство не может расширяться быстрее скорости света. Ходят слухи, что Эйнштейн этого не говорил.

Скорость расширения пространства ограничена только количеством доступной энергии, чтобы управлять расширением. Нет никакого противоречия, пока материя, которая движется через это расширяющееся космическое пространство, перемещается со скоростью ниже скорости света. Вот такая хитрость.

Быстрое расширение пространства привело бы к большому росту объема Метагалактики за очень короткое время. Мы могли бы говорить, что Вселенная «раздувается». Поэтому такое расширение называют космологическим раздуванием или инфляцией.

В течение раздувания Вселенная расширяется быстрее, чем при Большом Взрыве. Основной постулат инфляции состоит в том, что плотность энергии во Вселенной остается почти постоянной, а объем растет. Рис. 10.1 должен быть изменен, если его применить к раздувающейся Метагалактике. Все линии на этой диаграмме, включая линию *D*, взвиваются вверх (пространство быстро расширяется). Эти модификации показаны

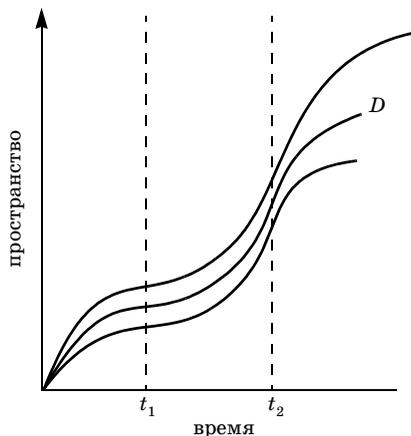


Рис. 10.2. В течение раздувания линии жизни приближаются к линии D очень быстро, независимо от того, находятся ли они выше или ниже ее. Чем ближе линии подходят к D , тем дольше продолжается раздувание. Раздувающаяся Вселенная будет вести себя так, как будто энергия расширения почти точно сбалансирована гравитационным притяжением материи. Линии расходятся от D уже после раздувания. Если произошло достаточное раздувание, линии могут быть все еще близко к D долгое время после того, как раздувание закончилось. Именно так обстоит дело с нашей Метагалактикой

на рис. 10.2. Раздувание начинается в некоторое время t_1 и заканчивается в момент t_2 . Главное на рис. 10.2 состоит в том, что верхние и нижние линии сдвигаются в направлении линии D в течение всего периода раздувания. Линия, представляющая нашу Вселенную, ведет себя, как будто она была очень близка к D в течение раздувания, хотя она никогда не касалась D .

Однако возникает следующая важная проблема космологии: отсутствие связи между отдельными частями Вселенной в период инфляции. Отдельные области вновь рожденной Вселенной не коррелированы между собой. А тогда как понять, почему все фотоны имеют одинаковую температуру. Как эти фотоны сумели достичь состояния теплового равновесия.

Покажем, почему мы считаем, что части Вселенной не коррелированы.

Рассмотрим двух наблюдателей A и B , которые родились вместе со Вселенной и первоначально отделены одной план-

ковской длиной. Пусть инфляционное расширение (пространства) заставляет Вселенную удваиваться в размере по прошествии каждого планковского времени. Тогда расстояние между A и B удвоится за этот интервал времени.

В момент, когда расстояние между A и B равно в точности одной планковской длине r_{pl} , из A послан световой сигнал в B . Этот сигнал мчится со скоростью света, так что он пройдет одну планковскую длину через одно планковское время $r_{pl}c$ и достигнет пункта C , который занимал B , когда сигнал был испущен из точки A . Но где же B ?

К этому времени B переместится на две планковских длины от A , так как пространство расширилось. Световой импульс из A не достигает B , и последний останется в неведении, что A пытается справиться о его здоровье. А что будет после двух планковских времен? Световой импульс пройдет тогда две планковских длины, но B будут уже на расстоянии в четыре планковских длины от A . Прямо как притча об Ахилле и черепахе. Световой импульс никогда не сможет догнать B , пока Вселенная раздувается. Так как связь не может перемещаться быстрее, чем свет, A и B эффективно отрезаны друг от друга. Эта изоляция относится ко всем областям раздувающейся Метагалактики. Например, пусть в течение раздувания кусочек Вселенной расположен между A и B , и новая область планковского размера сформируется вокруг точки C . Наблюдатель, расположенный в этой точке, будет также отрезан от событий, которые, происходят на расстоянии больше, чем одна планковская длина. Таким образом, новая изолированная, раздувающаяся область появится между A и B через одно планковское время. Вселенная будет просто-таки пузыриться такими новыми изолированными областями.

Вот здесь и возникает проблема. Если отдельные области нарождающейся Вселенной изолированы, почему столь однородно реликтовое излучение. По всем данным оно должно нести память о тех далеких временах.

Как же происходит раздувание?

Чем дольше оно продолжается, тем ближе линии подбираются к D . Когда раздувание заканчивается и начинает работать Стандартная Модель, они расползаются в разные стороны от D . Таким образом, линия, соответствующая нашей Метага-

лактике может, быть все еще очень близка к D в наше время, хотя прошло 10 млрд лет, если раздувание было достаточно долгим. Суммируя вывод, можно сказать, что инфляционное расширение ранней Метагалактики есть тот механизм, который сажает Метагалактику очень близко к линии D , а причина – точный баланс положительной и отрицательной энергии.

Теперь нам нужно согласовать два явления: температура реликтового излучения очень однородна и одновременно возникают крошечные флуктуации вещества, необходимые для формирования галактик.

Однако прежде, чем исследовать эти эффекты, мы должны выяснить, что заставило молодую Вселенную раздуваться в первый момент.

Нетрудно понять, почему нам всегда нехватает времени. Мы пытаемся все усложнить.

Чтобы не морочить себе голову, рассмотрим одномерную аналогию. Выберем некоторую точку в совсем еще юной Метагалактике и будем считать ее нулевой. Здесь сидим мы. Если возраст юной Метагалактики t_0 , то мы можем увидеть лишь то, что произошло в пределах $r = ct_0$, остальное покрыто мраком неизвестности.

Мы попытаемся изобразить ситуацию на рис.10.3.

Самые дальние наблюдаемые области в нашей Метагалактике обозначены на рис. 10.3 линиями A и B . Эти линии расположены в противоположных направлениях от точки нашего

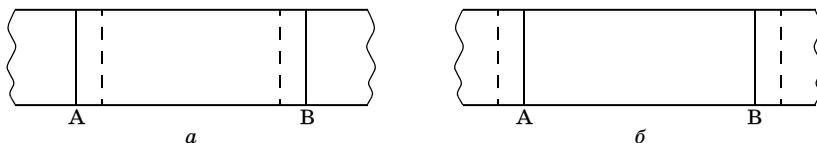


Рис. 10.3: *а*) принципиальная схема Метагалактики в период разъединения. Пунктирные линии обозначают размер горизонта в то время. Область Метагалактики, ограниченная линиями A и B , соответствует той части Метагалактики, которая содержится в пределах нашего текущего горизонта. На этой диаграмме, размер горизонта при разъединении меньше, чем расстояние между A и B . Эти две области были бы неспособны связаться друг с другом, и не имеется никакой причины предположить, что они должны были бы иметь одинаковую температуру; *б*) если размер горизонта больше, чем расстояние между двумя областями A и B , то проблемы не возникает

пребывания. Это расстояния до горизонта. Если мы посылаем сигнал, чтобы достичь линии горизонта, он достигнет его через время ct_0 . За это время реальное пространство расширится, и сигнал не достанет до его границы. Граница убежит. Вещество движется медленнее со скоростью света.

Нас будет интересовать момент, когда вещество и излучение отделились друг от друга. Очевидно, физическое расстояние, отделяющее линии A и B , было бы короче в период разъединения, так как Вселенная расширялась. Соответствующее расстояние до горизонта в момент разъединения было бы также меньше, чем сегодня, потому что горизонт продолжал расширяться и после разъединения. Вопрос, который возникает, является ли наблюдаемая сейчас область Метагалактики, которая ограничена линиями A и B на рис. 10.3 (и где мы сейчас наблюдаем микроволновое излучение), больше или меньше, чем фактическое размер горизонта (в момент разъединения).

Если бы расстояние между A и B превышало расстояние горизонта, точки A и B были бы неспособны связаться друг с другом, и их температуры должны были остаться различными. В случае рис. 10.3,б картина иная. Точки A и B могли бы обмениваться информацией. Они имели бы достаточно времени, чтобы приобрести одинаковую температуру. Можно показать, что действовал именно этот сценарий и справедлив график 10.3, б.

А почему наша Метагалактика имеет только три измерения? Не подумайте, что я знаю ответ. Этот вопрос тесно связан с возможностью поддержания жизни. Как ни странно, это накладывает серьезные ограничения на всю эволюцию мира. Инфляционная Вселенная, состоящая из огромного числа независимых объектов, в принципе может иметь самое разное количество размерностей. Часть из них настолько сильно замкнута на себя, что мы их и не увидим. Они будут проявляться лишь косвенно, устанавливая пределы объединения разных сил. В других случаях размерности разрастутся и охватят пространство, как в нашем мире.

Наше существование зависит от того факта, что мы расположены на планете, которая находится на орбите как раз на правильном расстоянии от звезды.

Водородный атом не мог бы существовать, если бы имелось другое число больших размерностей. Водород – критический компонент воды, и вода необходима для жизни. Мы не могли бы существовать без углерода. Структура этих и многих других элементов требует трехмерного мира, так что наша область Метагалактики должна содержать точно три пространственных измерения.

Мы упоминали, что углерод не мог бы быть произведен в течение Большого Взрыва из-за относительной стабильности ядра гелия. Углерод должен был быть образован в ядрах звезд в течение процесса ядерного синтеза. Этот процесс до его завершения занимал миллиарды лет. Вселенная, способная поддерживать жизнь, должна сохраняться в течение такого отрезка времени. Кроме того, звезды непосредственно не могли бы сформироваться, если бы Вселенная не была достаточно близка к линии D на рис. 10.1. Существует множество других условий существования жизни. Но вечная природа раздувания, порождающая бесконечное число «вселенных», означает, что область, удовлетворяющая этим условиям, будет в конечном итоге сформирована и появится разум. Для чего? Природа должна себя познать!

В первые десятилетия было много беспокойства, по поводу природы Большого Взрыва. Живет себе спокойно мировое пространство–время, и вдруг взрыв. Чего только не придумывали.

Сейчас ответ таков. Вселенная родилась и продолжает рождаться бесконечно из ничего. Это процесс аналогичный рождению пары частица–античастица из вакуума. Поэтому суммарная энергия Вселенной равна нулю, суммарный заряд Вселенной равен нулю, полная гравитационная энергия в точности равна энергии вещества.

Мы говорили уже, что область времени $t < 10^{-43}$ с недоступна для простого описания. Все же попытаемся нарисовать себе картинку, которая скорее всего, далека от реальности. А что близко?

Так как расширение Метагалактики во время раздувания происходит чрезвычайно быстро, те области, которые раздувались сильнее, начали доминировать в объеме Метагалактики.

Энергетическое состояние Вселенной изображено на диаграмме рис. 10.4. Здесь по оси ординат отложена плотность энергии, а по оси абсцисс – время.

Профиль, показанный на рис. 10.4, имеет ряд важных особенностей. В основании расположена точка 0, где потенциальная энергия минимальна. Наша юная Вселенная скользит по наклонной плоскости в сторону точки 0. Пока она стекает вдоль плато, потенциальная энергия остается почти постоянной и только слегка уменьшается.

Но чем это кончится? А кончается эта фаза раздуванием. Метагалактика на плато имеет запас потенциальной энергии, который определяется шкалой на оси ординат. Рухнув в пропасть к точке 0, Вселенная преобразует потенциальную энергию в огромное количество кинетической энергии частиц. Созданные частицы будут очень энергичны.

В этот момент Вселенная стала бы очень горячей. Температура превысила бы предел, определяющий электрослабый фазовый переход или даже переход к Великому Объединению. Таким образом, условия в Метагалактике сразу после раздувания походили бы на условия в момент горячего Большого Взрыва. История Метагалактики, начиная с этого момента, может быть описана в рамках модели Большого Взрыва.

Картина раздувания, которую мы только что нарисовали, неполна, потому что она не принимает во внимание квантовые флуктуации. Необходимо вспомнить, что в то время размеры Вселенной были с фундаментальную частицу. Следовательно,

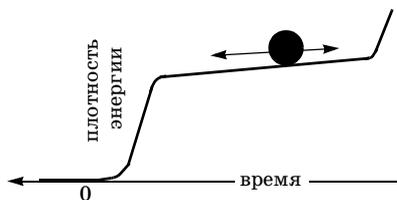


Рис. 10.4. Эволюция Вселенной. Раздувание соответствует первоначальному движению Вселенной с почти постоянной потенциальной энергией. В результате раздувания Вселенная набирает кинетическую энергию, а гравитационные флуктуации ведут к неоднородностям, которые проявляются в последующем в форме галактик

она была подвержена огромным флуктуациям. Одно из следствий квантовых флуктуаций состоит в том, что энергия и положение частицы никогда не могут быть измерены точно (принцип Паули действует?). Положение Вселенной и ее потенциальная энергия на плато будут до некоторой степени неуверенными. Эти неопределенности будут влиять на движение системы по плато. Они действуют в случайных направлениях. Иногда Вселенная будет слегка перескакивать ближе к обрыву и инфляция быстро закончится (объем возрастет мало). В других случаях движение к обрыву замедлится и раздувание будет длиться дольше. Иначе говоря, общий эффект квантовых флуктуаций состоит в том, что они заставляют раздувание заканчиваться в разное время в различных областях Метагалактики. Поэтому различные области Метагалактики раздуваются до разных размеров. Следовательно, плотность материи будет различной в разных районах Метагалактики после раздувания. Некоторые области будут более плотными, чем другие. Квантовые флуктуации достаточно слабы, так что вариации плотности будут невелики. Однако они играют существенную роль в последующем развитии Метагалактики. Проблема, о которой мы говорили ранее, состояла в том, что ожидаемые флуктуации от Большого Взрыва слишком маленькие. Оказывается, квантовые флуктуации усиливаются во много раз в течение раздувания и могут производить неравномерности требуемого размера. Это означает, что самые большие структуры, существующие сегодня, возможно, возникли в процессах, которые происходили в мельчайших по масштабу областях, когда возраст Метагалактики был лишь ничтожные доли секунды. Это позволяет нам заглянуть в невообразимо малые времена. Но самое интересное состоит в том, что модель раздувания позволяет понять ничтожные неравномерности в температуре реликтового излучения.

Неравномерность плотности Метагалактики после раздувания влияла бы на температуру. Более плотные области Метагалактики имели бы слегка более высокую температуру, чем менее плотные. Эти различия в температуре между областями высокой и низкой плотности, сохранялись бы, когда Вселенная расширялась. Они все еще существовали, когда вещество и излучение прекратили непосредственно взаимодействовать друг с другом в начале эры вещества. Реликтовое излучение от

областей высокой плотности имело бы слегка более высокую температуру, чем среднее значение в то время. Наоборот, излучение от областей с низкой плотностью было бы слегка холоднее.

Эти температурные нерегулярности малы. Их чрезвычайно трудно обнаружить. Ожидаемая нерегулярность не превышает 10^{-5} , о чем мы уже говорили в § 10.4.

Несмотря на большие усилия экспериментаторов, нерегулярности найти не удавалось до конца 80-х годов. Идея Большого Взрыва была на краю гибели. И, как и в ряде других случаев, космические исследования помогли решить задачу. Мы уже обсуждали открытие таких флуктуаций в 1992 году (эксперимент COBE), что стало главной новостью во всем мире. Это наблюдение рассматривалось многими как одно из наиболее существенных крупных достижений космологии, начиная с открытия самого космического излучения¹.

Эксперимент измерил разность в температуре только в тридцать миллионных долей градуса.

Каков смысл открытия, сделанного COBE? Прежде, чем была обнаружена нерегулярность в температуре излучения («рябь»), самый ранний период времени, который мы могли исследовать экспериментально, была электрослабая эра. Вселенная имела возраст приблизительно 10^{-10} секунды, когда этот период приближался к завершению. Более ранние времена не могут быть исследованы земными экспериментами. Если мы движемся назад во времени, следующий существенный этап был конец эры Великого Объединения. Это соответствует намного более раннему времени и значительно более высокой энергетической шкале. Ясно, что построение ускорителя, способного к зондированию такой шкалы времени, невозможно. Казалось бы, что эра Великого Объединения должна быть вне досягаемости наших экспериментов. Результаты COBE полностью изменяют такое пессимистическое заключение. COBE непосредственно измеряет то, что представляла собой Вселенная в период разъединения. Идея состоит в том, что на события в то время сильно повлияли условия, которые полностью прило-

¹ Имеется в виду микроволновое космическое излучение (реликтовое излучение).

жимы к периоду Великого Объединения. Теория раздувания предсказывает, что рябь в космическом излучении существует из-за крошечных квантовых флуктуаций, которые возникли, когда Вселенная имела возраст меньше чем 10^{-35} секунды. Точный характер этих флуктуаций весьма сильно зависит от физических процессов, которые включали инфляционное раздувание. Поэтому с помощью современных космологических наблюдений мы могли бы восстановить картину самой ранней Метагалактики перед электрослабой эрой.

А что скрывается там во тьме? Или тогда было светло? Суперструнные частицы, космические струны? Вот куда замахнулась физика. Хотя эта идея привлекательна, мы еще не имеем каких-либо прямых доказательств, что она правильна. Например, теория предсказывает, что внутренняя структура элементарных частиц должна проявиться в планковской шкале (10^{-35} м). Возможно, что там частицы выглядят как короткие или длинные ленточки. Однако весьма сомнительно, что эксперимент, способный к зондированию этого чрезвычайно короткого расстояния, когда-либо может быть выполнен на ускорителях. Если раздувание произошло вскоре после планковского периода, квантовые флуктуации, которые проявились в неравномерности реликтового излучения, будут определяться в соответствии с суперструнной теорией, и рябь должна содержать некоторую информацию относительно теории. Это такие же квантовые флуктуации, которые, в конечном счете, заставили формироваться галактики и кластеры галактик после разъединения вещества и излучения в конце Большого Взрыва. Распределение галактик в Метагалактике сегодня должно также сильно зависеть от квантовых флуктуаций, которые возникли в самой ранней Метагалактике. Не повторяется ли история? Физика высоких энергий начиналась с космических лучей. Сейчас, чтобы проникнуть в глубины Вселенной, мы вновь обращаемся к космическим лучам. По правде сказать, весь разговор о столь далеком от нас предмете мы и затеяли ради этого последнего вывода. Лучше всего на этом закончить, но о физике космических лучей мы так и не поговорили.

Литература

1. *Линде А.Д.* Физика элементарных частиц и инфляционная космология. М.: Наука, 1990.
2. *Линдсей Дж.* Рождение Вселенной / Пер. с англ. М., 2005.
3. *Долгов А.Д., Зельдович Я.Б., Сажин М.В.* Космология ранней Вселенной. Изд-во Моск. ун-та, 1988.

ЧАСТЬ III.

Космическое излучение

ГЛАВА 11. Посланцы Космоса

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.

Важнейшими характеристиками космического излучения являются абсолютная интенсивность, энергетический спектр, полная энергия и ядерный состав излучения. К сожалению, измерить эти характеристики единым методом невозможно, энергетический спектр простирается по энергии на много порядков от нескольких мегаэлектрон-вольт до совершенно фантастических энергий 10^{20} эВ, т.е. 10^4 Дж на одну частицу. Космические лучи обладают высокой степенью изотропии, что, возможно, обусловлено распределением источников излучения и рассеянием в магнитных полях Галактики.

Задачей данного раздела является описание энергетического спектра, ядерного состава и общего состава космического излучения, а также некоторых заключений, которые делаются на основании полученных данных.

§ 11.1. Геомагнитные исследования первичного космического излучения

Общие сведения. 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. Теорема Лиувилля позволяет измерить абсолютную интенсивность космического излучения.

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 первой советской 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.

Энергетический спектр космических лучей. Используя вычисленные значения предельных импульсов геомагнитного поля, 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 λ однозначно связана с интенсивностью частиц с импульсом больше $p_{\text{мин}}$ (см. формулу (1.24)) в космическом пространстве. В 1949 г. С.Н. Верновым и А.Н. Чарахчяном были проведены эксперименты по определению энергетического спектра космического излучения. В стратосферу на шарах-зондах поднимали установки, состоящие из телескопических счетчиков. Чтобы избавиться от регистрации вторичных частиц малой энергии, счетчики разделили свинцовыми прослойками толщиной 10 см (см. сноску на с. 12). Критическая энергия на экваторе по вертикали $p_{\text{мин}} = 15$ ГэВ, а на геомагнитной широте 51° $p_{\text{мин}} = 2,3$ ГэВ (см. (1.25)). Широтный эффект числа частиц между этими широтами составил около 10.

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:

$$N(>p) = Ap^{-\gamma+1}. \quad (11.1)$$

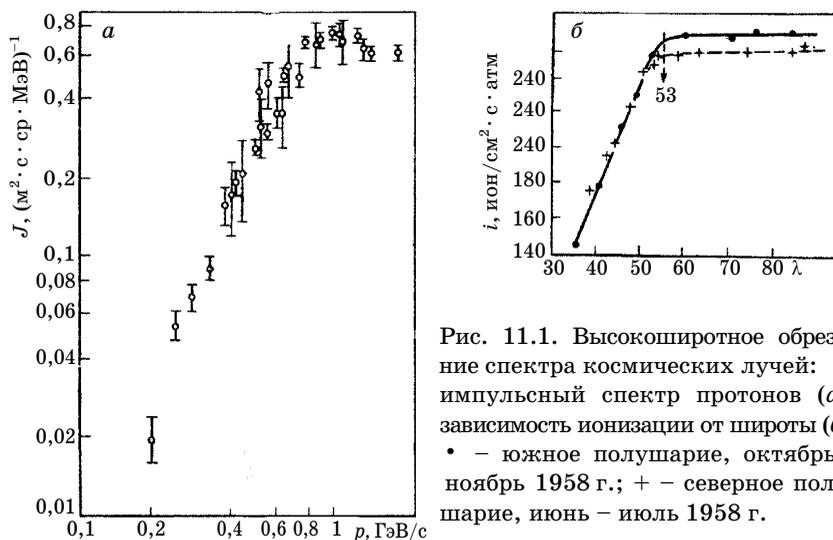


Рис. 11.1. Высокоширотное обрезание спектра космических лучей: импульсный спектр протонов (а); зависимость ионизации от широты (б); • – южное полушарие, октябрь – ноябрь 1958 г.; + – северное полушарие, июнь – июль 1958 г.

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

$$dN/dE = (B/\gamma)(1/E^\gamma) = A_0 E^{-\gamma}, \quad \gamma = 2,5. \quad (11.2)$$

Область низких энергий. Однако в области меньших энергий или жесткостей (т. е. на высоких широтах) широтный эффект исчезает (рис. 11.1, б). На рис. 11.1, 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. Эффект называется высокоширотным обрезанием спектра (высокоширотным «коленом»). Обрезание происходит на широтах около 55° . Поэтому, производя измерения на широтах более 55° , можно определить полный поток I и интенсивность космических частиц J :

$$I \approx 0,6 (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}, \quad J_0 = 0,2 (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1}.$$

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. 14.

Область умеренных энергий. Широтный эффект дает нам сведения об энергетическом спектре до десятков гигаэлектронвольт. Долгое время существовали неопределенности в наших знаниях о свойствах первичного космического излучения в области более высоких энергий. Существенный вклад в решение этой проблемы внесли эксперименты, выполненные на советских спутниках «Протон» с установленными на них ионизационными калориметрами (рис. 5.5). Впервые в мире прямым методом был измерен энергетический спектр галактических космических лучей в интервале $30\text{--}10^6$ ГэВ¹. Наклон дифференциального степенного энергетического спектра по данным экспериментов на спутниках «Протон-1-3» $\gamma = 2,73 \pm 0,05$. В области еще более высоких энергий спектр можно изучать лишь с помощью широких атмосферных ливней, экстраполируя приземные данные к границе атмосферы.

С этой целью можно использовать измерение спектра плотностей ливней, т. е. зависимости плотности числа частиц в отдельном ливне от r , где r – расстояние от оси ливня. Определив положение оси ливня, можно найти $\rho(r)$ и полное число частиц в ливне. Выше (гл. 4) было показано, как можно определить энергию первичной частицы, зная полное число частиц в ливне.

Неожиданный результат дали эксперименты, поставленные под руководством С.Н. Вернова и Г.Б. Христиансена в МГУ. Оказалось, что на уровне моря при числе частиц $N > 10^6$ показатель интегрального степенного спектра меняется от 1,5 до 2,1. Этот результат был подтвержден в США и в Советском Союзе при измерениях на горах (рис. 4.3). Положение излома

¹ Геомагнитное поле позволяет измерять энергии космических частиц лишь до 20–30 ГэВ.

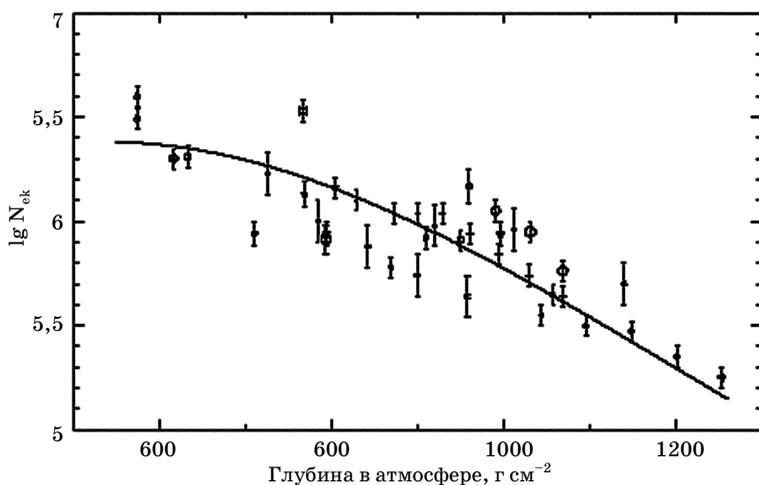


Рис. 11.2. Положение излома спектра в зависимости от глубины атмосферы по различным наблюдениям

было изучено в большом числе работ, причем высотная зависимость излома в спектре (рис. 11.2) свидетельствует скорее всего о внеатмосферном происхождении излома.

§ 11.2. Общий взгляд на спектр

Различного рода нерегулярности в спектре исключительно интересны, так как указывают на особенности генерации космических частиц. Нерегулярный ход спектра ливней по числу частиц позволил сделать вывод об изменении показателя степени энергетического спектра первичных космических лучей. Сейчас принято, что наклон степенного спектра космического излучения изменяется при энергии $3 \cdot 10^6$ ГэВ от $\gamma = -2,73$ до $\gamma = -3,1$. Этот излом в первичном спектре получил название очередного «колена» (одно колено уже было, но совсем в другом месте). «Колено» до настоящего времени является одной из загадок природы космических лучей. Свойства космического излучения в районе колена исследуются особенно интенсивно во многих лабораториях мира. Недавно появились данные о существовании второго «колена» при еще больших энергиях ($\sim 7 \cdot 10^{17}$ эВ). Однако эти изломы мало выразительны в общем

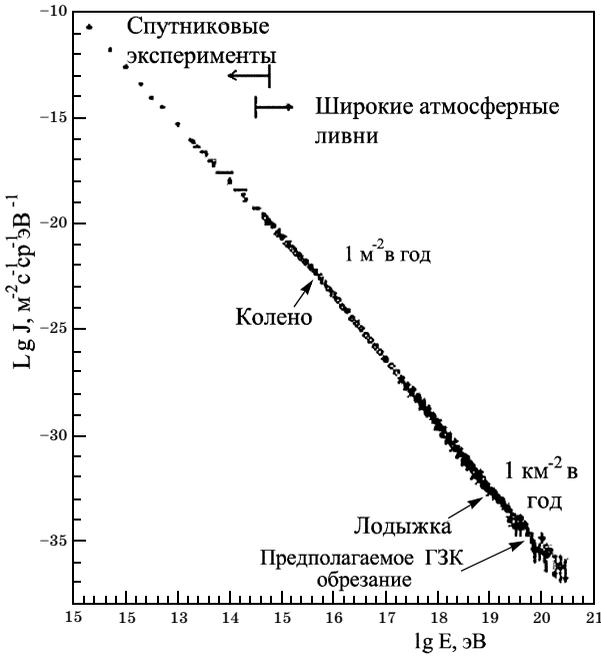


Рис. 11.3. Наблюдаемый энергетический спектр космического излучения в области высоких энергий

спектре космических лучей (рис. 11.3), который резко падает на много порядков. Мы должны подумать, как изменить представление, чтобы разглядеть излом, тем более, что дальнейшие исследования с помощью новых установок позволили продвинуться в область еще более высоких энергий и выяснить, что при энергии выше $(2 - 3) \cdot 10^{18}$ эВ спектр вновь становится более пологим. Этот второй излом получил название «лодыжка».

Итак, мы будем исходить из следующей общей картины. Энергетический спектр космических лучей в области энергий выше 1 ГэВ можно представить степенной функцией с тремя изгибами (рис. 11.4).

Первый изгиб («колено») появляется около 3 ПэВ, где спектральный показатель изменяется от $\gamma = -2,7$ до $-3,1$. Такой наклон спектр имеет до $E \sim 10^{18}$ эВ. Третья и наиболее



Рис. 11.4. Схематический вид энергетического спектра космических лучей

энергичная часть спектра космических лучей расположена выше $\sim 3 \cdot 10^{18}$ эВ («лодыжка»¹). В настоящее время зарегистрированы частицы с энергией, превышающей $E \sim 10^{20}$ эВ. В этой области наши знания ограничены низкой статистической обеспеченностью результата и неуверенностью в применимости существующих моделей адронных взаимодействий при столь высокой энергии. Если третья, наиболее энергичная часть спектра имеет внегалактическое происхождение, спектр должен иметь верхний предел, определяемый взаимодействием космических протонов и ядер с реликтовым γ -излучением («ГЗК отсечка», или обрезание, см. § 7.5) [1]. В такой форме энергетический спектр представлять неудобно, так как на графике приходится перекрывать много порядков величин, где масштабы погрешностей очень разные и детали плохо видны. Поэтому обычно спектр изображают на графике, где ордината умножается на E^γ , и спектр в некоторой части становится почти горизонтальным. Поскольку γ близка к 3, то часто для удобства расчетов используют E^3 (иногда $E^{2,5}$). Высокоэнергетичная часть спектра в таком масштабе показана на рис. 11.5. В итоге мы можем сказать, что первичный энергетический спектр космических лучей простирается от нескольких мегаэлектрон-

¹ На одной из научных конференций по физике космических излучений известный физик изобразил на слайде энергетический спектр космических лучей в форме изящной дамской ножки.

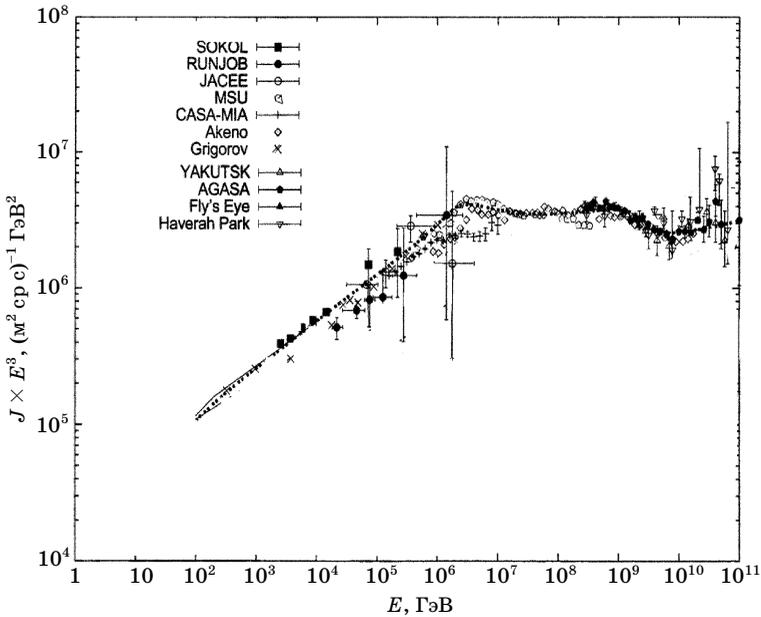


Рис. 11.5. Энергетический спектр космических лучей по данным баллонных, спутниковых установок и ШАЛ

вольт (главным образом, солнечного и галактического происхождения) до $E \sim 10^{21}$ эВ (происхождение последних твердо не установлено).

Нейтроны в первичном излучении. С методической точки зрения интересно отметить, что в первичном галактическом излучении могут присутствовать нейтроны. Мы хорошо знаем, что нейтроны распадаются. Кажется бы, мы можем вообще не вспоминать о них. Но так ли все просто?

Вы уже догадались, что речь идет о предельно высоких энергиях. Лоренц-фактор нейтрона с энергией 10^{18} эВ превышает $\gamma \sim 10^9$. Такой нейтрон может долетать до нас от галактического центра (~ 10 кпс) с вероятностью 0,35, не распавшись.

Если тяжелые ядра ускорены выше упомянутой энергии в любых дискретных источниках в нашей Галактике, нейтроны могут появиться при взаимодействии протонов и ядер с окружающей средой. Эффективность образования нейтронов при расщеплении ядер высокой энергии или при взаимодействии

протонов со средней очень высока (например, вероятность перезарядки протона в нейтрон при взаимодействии с ядром составляет 0,35). Широкие атмосферные ливни от нейтронов не будут отличаться от протонных. Отметим лишь некоторые особенности.

Нейтронные ливни будут иметь определенный энергетический нижний предел, определяемый расстоянием до источника нейтронов и вероятностью их выживания. $N = N_0 \exp[-d/\gamma\tau]$, где d – исходное расстояние, γ – лоренц-фактор нейтрона, τ – среднее время жизни нейтрона. Группа «Глаз мухи» заметила излишек ливней от направления Суг Х-3, на основании данных с ноября 1981 до мая 1988 г. (Жэссиди и др., 1989) с потоком $(2,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при более чем $5 \cdot 10^{17}$ эВ. Однако другие данные не столь определены. Например, экспериментаторы АГАСА не наблюдали никакого такого излишка с направлением на Суг Х-3 начиная с 1990 г. В целом можно ожидать некоторого избытка ливней в районе 10^{17} эВ, если в первичном излучении присутствуют нейтроны. Если нейтронное происхождение избыточных ливней подтвердится, это будет прямым доказательством галактического происхождения космических лучей вокруг 10^{18} эВ, и их источники могут быть идентифицированы.

Область высоких энергий. Из-за низкого потока космических лучей высокой энергии все эти структуры доступны только в экспериментах с широкими атмосферными ливнями (ШАЛ). Первичная энергия и ядерный состав при таких энергиях выводятся из измерений на Земле по черенковскому и ионизационному свечению ШАЛ, или из комбинаций обоих методов. Для изучения космических лучей высоких ($>10^5$ ГэВ) и предельно высоких энергий (до 10^{20} эВ) построен ряд гигантских установок. О некоторых мы уже говорили в гл.4. Главные массивы данных получены в экспериментах, известных под названиями: «Волкано Рэнч», АГАСА, SUGAR, CASA-MIA, EAS-TOP, GRAPES, «Haverah Park», HEGRA, KASCADE, MSU, SPASE, «Якутск» и «Тибет». В настоящее время строится и проектируется много других установок, но принцип изучения ливней в них тот же, что и в гл. 4.

Верхняя граница спектра. Представленные выше экспериментальные установки «HiRes», «Глаз мухи», АГАСА и

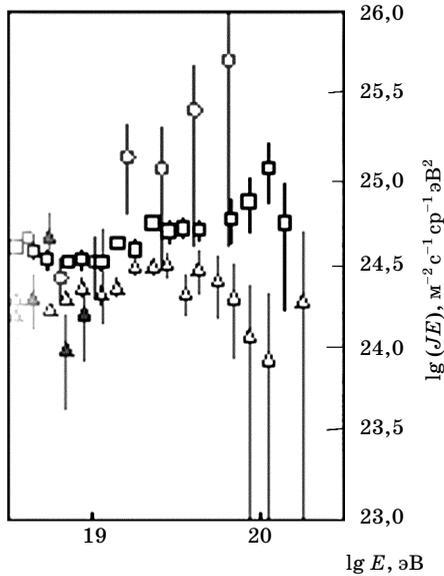


Рис. 11.6. Энергетический спектр в области предельно высоких энергий

«Якутск» использовались для определения верхней границы спектра космического излучения. Из общих соображений не следует необходимость существования такой границы, хотя сейчас трудно указать конкретные источники частиц с энергией выше 10^{11} ГэВ. Некоторые из результатов представлены на рис. 11.6.

Верхняя граница должна существовать, если время жизни космических лучей достаточно велико ($=10^7$ лет), т.е. они имеют внегалактическое происхождение. В этом случае велика вероятность столкновения адронов с реликтовыми фотонами и потеря энергии на образование вторичных частиц, главным образом, на фоторождение пионов (эффект ГЗК: Грейзена–Зацепина–Кузьмина). Где же искать границу спектра, возникающую по этой причине. Экспериментальные данные, показанные на рис.11.6, не позволяют ответить на этот вопрос.

Рассмотрим столкновение нуклона с фотоном. Перейдем в более привычную систему координат, в которой покоится протон. Энергия фотона в этой системе координат (см. формулу (2.13))

$$\varepsilon_\gamma = \gamma\varepsilon_\gamma^0(1 - \beta \cos \theta) \approx (1 \div 2)\gamma\varepsilon_\gamma^0,$$

где ε_γ^0 – энергия фотона в системе координат, связанной с наблюдателем; γ и β – лоренц-фактор и скорость протона в той же системе; θ – угол между направлением движения протона и фотона. Подставив в (7.6) порог фоторождения пионов $\varepsilon_{\text{мин}} = 145$ МэВ, найдем лоренц-фактор протона, при котором начнется фоторождение пионов:

$$\gamma_{\text{мин}} = \varepsilon_{\text{мин}} / 2\varepsilon_\gamma^0 (0,07/\varepsilon_\gamma^0) \text{ ГэВ.} \quad (11.5)$$

При максимальной энергии реликтового излучения ε_γ^0 , соответствующей частоте 10^{12} Гц ($\varepsilon_\gamma = 4,1 \cdot 10^{-3}$ эВ), $\gamma_{\text{мин}} \approx 1,75 \cdot 10^{10}$ и $E_p = m_p \gamma_{\text{мин}} = 1,5 \cdot 10^{10}$ ГэВ.

Таким образом, начиная с энергии 10^{10} возникает поглощение протонов из-за фоторождения пионов. При энергиях фотонов равных $\varepsilon_{\text{мин}} \approx 150$ МэВ ($= m_\pi$), сечение фоторождения хорошо известно. Зная плотность фотонов (и сечение $\sigma_{\gamma p} \sim 0,1$ мб), можно вычислить пробег взаимодействия протонов или среднее время, между столкновениями протонов с фотонами:

$$\tau = \lambda/c \approx 10^7 \text{ лет.}$$

Поэтому если время жизни протонов больше этой величины, то столкновение с реликтовыми фотонами неизбежно и оно приведет к обрезанию первичного спектра на энергии $\sim 10^{20}$ эВ. Еще более низкий порог ($\varepsilon_{\text{мин}} \sim 10$ МэВ) имеет процесс фоторасщепления первичных ядер. Поэтому, начиная с энергии 10^{18} эВ, первичное излучение должно обедняться ядрами.

Приведенный выше в качестве примера расчет является приблизительным. Чтобы получить реальное значение порога обрезания спектра необходимо учесть спектр реликтовых фотонов и ядерный состав космического излучения, а также время жизни различных компонент (это отразится на вероятности столкновения) и распределение источников космических лучей во Вселенной (если таких источников много). Поэтому были выполнены многочисленные расчеты спектра первичного космического излучения при разных предположениях. Результаты сравнивались с данными измерений. На рис.11.7 показаны результаты расчетов первичного спектра, выполненные для источников, расположенных на разных расстояниях от места наблюдения. Из расчета следует, что зависимость от

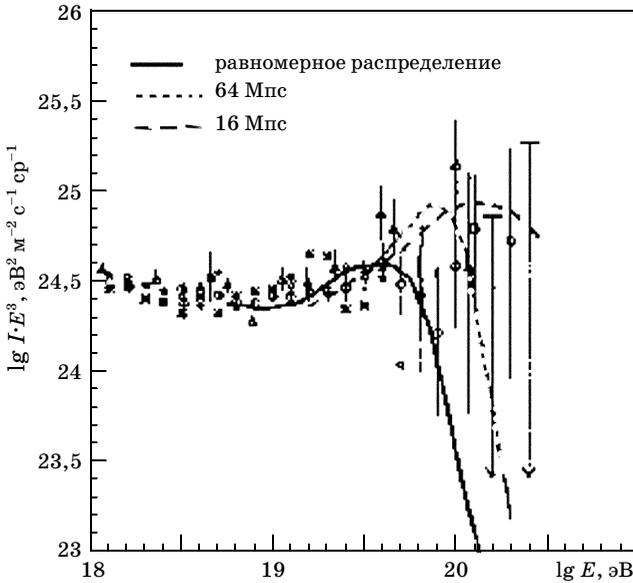


Рис. 11.7. Эффект обрезания спектра в зависимости от удаления источника космических лучей (эффект ГЗК)

расстояния значительная, как и следовало ожидать. Разброс экспериментальных данных слишком велик, чтобы сделать определенное заключение о местоположении источников.

Бакал и Ваксман предприняли попытку согласовать между собой различные результаты, изменяя нормировку экспериментов в пределах систематических погрешностей.

Они пришли к выводу (рис.11.8), что данные всех экспериментов, кроме АГАСА, можно согласовать. В табл. 11.1 сравнивается число случаев, ожидаемых для энергии более чем 10^{20} эВ, при условии, что нет никакого ГЗК подавления, с числом случаев, наблюдаемым для различных нормировок абсолютной энергетической шкалы.

Ожидаемое число случаев рассчитано, принимая, что степенной закон $J(E) \sim E^{-2,75}$, действующий между $6 \cdot 10^{18}$ эВ и $4 \cdot 10^{19}$ эВ [25], простирается за $5 \cdot 10^{19}$ эВ. Число случаев дается для объединенных результатов «Глаза мухи», «HiRes», и экспериментов в Якутске.

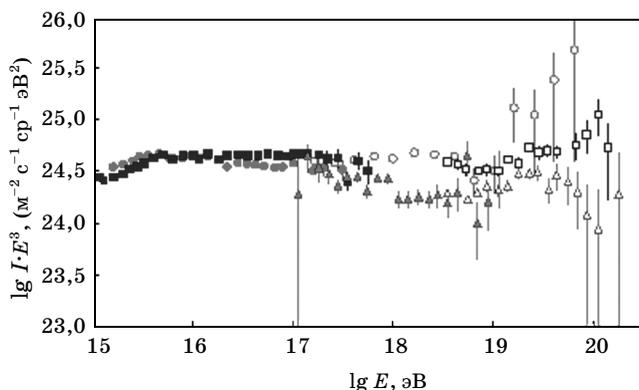


Рис. 11.8. Суммарные результаты измерения энергетического спектра первичного космического излучения в области энергий выше «колена»

Из результатов таблицы можно заключить, что экзотическая новая физика не требуется, чтобы объяснить наблюдаемые случаи с энергиями более 10^{20} эВ, если бы не данные АГАСА. Результаты АГАСА остаются необъясненными, и требуются новые эксперименты, прежде чем будут сделаны окончательные выводы.

Таблица 11.1

Доказательство для ГЗК подавления

Энергетическая шкала	Ожидаемое число	Наблюдаемое число
«Глаз Мухи»	34	4
«HiRes»	40	6
«Якутск»	46	6

Как всегда в таких случаях, появилось множество вариантов альтернативного объяснения отсутствия обрезания спектра. Отсутствие обрезания спектра первичных космических лучей (если оно подтвердится) в области $5 \cdot 10^{10}$ ГэВ требует сравнительно малого времени жизни частиц сверхвысокой энергии:

$$T < 10^7 \text{ лет,}$$

т.е. их галактического происхождения. В настоящее время столь малое время жизни космических частиц сверхвысоких

энергий в Метагалактике не объяснено, поэтому разногласия по вопросу о границе спектра продолжают держать в напряжении физиков и остаются загадкой.

Вывод об обрезании спектра сделан на основании представлений о реликтовом излучении, заполняющем всю Метагалактику, об адронной природе частиц сверхвысокой энергии и справедливости лоренцевых преобразований при предельно высоких энергиях (см. ч. I, гл. 2). Предпринимались попытки поставить под сомнение эти предположения [8]. Обычно считают, что предположение о реликтовой природе радиоизлучения наиболее обоснованно. Поэтому высказывались гипотезы, что:

а) самые энергичные частицы не адроны, а нейтрино. Электроны или фотоны еще сильнее взаимодействуют с реликтовым фоном, чем адроны. Если допустить линейный рост сечения взаимодействия нейтрино с ядрами (как это наблюдается в области низких энергий), то при энергии нейтрино 10^{20} эВ их сечение взаимодействия с ядрами атмосферы по порядку величины сравнится с адронным. Однако такого безудержного роста сечения взаимодействия нейтрино быть не должно. Из квантовомеханических соображений следует, что сечение не может превышать $\sigma_{\text{макс}} = 2\pi\lambda^2$. Такой предел достигается уже при 10^{12} эВ. Однако интерес к ШАЛ, вызванным нейтрино, остается. Нейтринные ливни должны отличаться некоторыми особенностями. Из-за меньшего сечения взаимодействия ливни будут возникать на большей глубине в атмосфере. Кроме того, ливни, приходящие под большими углами к вертикали, должны быть обогащены нейтринными;

б) лоренцевы преобразования (4.7) являются частным случаем более общих. Колеман и Глэшоу (1999) высказали идею что может существовать отклонение от строгой лоренц-инвариантности при рассматриваемых энергиях. Отклонение слишком маленькое, чтобы заметить его на действующих ускорителях. Однако при предельно высокой наблюдаемой энергии нарушение могло бы затрагивать элементарную кинематику частицы и подавить или запретить неупругие столкновения нуклонов с микроволновыми фоновыми фотонами. Поэтому энергетический спектр может продлеваться выше 10^{20} эВ без предсказанной ГЗК отсечки и с источниками этих частиц на космологических расстояниях;

в) высказывались и другие экзотические идеи. Например, что источником частиц высокой энергии могут быть монополи, которые на мой взгляд еще более экзотичны, чем само отсутствие обрезания спектра.

Интерпретация излома при $E \sim 3$ ПэВ. В настоящее время нет однозначной трактовки причин изменения наклона спектра в области (1–3) ПэВ.

Предложенные модели могут быть разделены на две группы: *астрофизические модели* и *модели взаимодействия*.

Астрофизические модели ищут причины излома в спектрах, наблюдаемых ШАЛ в энергетических спектрах первичных космических лучей. Модели взаимодействия подразумевают, что первичный энергетический спектр имеет постоянный наклон, а наблюдаемое изменение спектра ШАЛ происходит из-за резкого изменения характера взаимодействий между первичными космическими частицами высоких энергий и ядрами атмосферы.

Астрофизические модели, в свою очередь, включают два класса: исходные модели с изменением характера источников или механизмов ускорения космических лучей и модели распространения с изменением характера распространения космических лучей между источником и наблюдателем.

Модель, которая была предложена для объяснения колена немедленно после открытия (1959, 1962), принадлежит к последнему классу – это модуляционная галактическая модель, или модель диффузии¹, которая обсуждается и теперь (Kalmykov, Pavlov, 1999). Основная идея состоит в том, что при низких энергиях гирорадиус частицы в галактических магнитных полях мал, их движение между магнитными неоднородностями подобно медленной диффузии и космические лучи захвачены внутри нашей Галактики. Однако галактические магнитные поля недостаточно сильны, чтобы удерживать частицы высокой энергии, которые начинают покидать Галактику: чем выше энергия частицы, тем сильнее их утечка. Это увеличение утечки ведет к увеличению наклона спектра космических лучей.

Модели источника объясняют недостаток частиц высокой энергии выше колена увеличением потери их энергии в интен-

¹ Синоним: leaky box model, или модель «дырявого ящика».

сивных радиационных полях (Hillas, 1979) или прекращением их ускорения (Biermann, 1993) в связи с диссипацией ударной волны, произведенной взрывом сверхновой.

Модели взаимодействия эксплуатируют тот факт, что мы наблюдаем колено косвенно, глубоко в атмосфере, главным образом посредством ШАЛ. Они полагают, что спектр ШАЛ делается круче, потому что взаимодействия частиц высокой энергии внезапно изменяют свой характер при энергии несколько ПэВ (Nikolsky, 1995). Мне кажется, в это трудно поверить.

Основные характеристики, которые являются важными для анализа происхождения колена, – первичная энергия, спектр, ядерный состав первичных частиц и анизотропия направлений их прихода.

Форма спектра величины широких атмосферных ливней. Даже самые первые измерения спектра величин ШАЛ показали, что колено – удивительно острое. Оно не было бы столь крутое, если бы различные первичные ядра имели колено при одинаковой жесткости, как в галактической модуляционной модели, и, особенно, если принять во внимание огромные флуктуации размеров ШАЛ для ливней фиксированной первичной энергии, наблюдаемой в нижней части атмосферы. Однако это изменение наклона действительно резкое. Многочисленные измерения, несмотря на большой разброс результатов, ясно показывают, что спектры всех компонент имеют крутое колено при значениях, соответствующих первичной энергии около 3 ПэВ. Следы колена замечены даже в спектрах мюонной множественности ШАЛ, несмотря на огромные флуктуации, свойственные этой компоненте. Особенно важны наблюдение колена в спектрах черенковского света, потому что эти измерения дают хорошую оценку полной энергии каскада, и, следовательно, первичных частиц. По сути, они являются калориметрическими. Это – важный результат, потому что он не оставляет места для моделей взаимодействия. Чтобы спасти модель взаимодействия, необходимо предположить, что при 3 ПэВ и выше первичные частицы передают значительную энергию в некоторую ненаблюдаемую компоненту. Единственная известная компонента, недоступная современной аппаратуре, – это нейтрино. Однако неожиданный скачок сечения рождения нейтрино при энергии 3 ПэВ ничем не оправдан. Аль-

тернативная гипотеза – рождение гипотетической тяжелой частицы при энергии выше энергии порога ~ 3 ПэВ с большим и повышающимся сечением, которое избегает обнаружения из-за огромной проникающей способности. Подобные идеи можно оправдать, когда исчерпаны все альтернативные объяснения.

Прежде всего следует упомянуть лежащее на поверхности предположение, что космические лучи возникают в нашей Галактике, и накапливаются в ней, удерживаемые галактическим магнитным полем. Однако, ускорившись до энергий $\sim 10^5$ ГэВ, частицы начинают покидать Галактику, так как радиус их орбит в слабом галактическом поле начинает превышать размеры Галактики. Это явление описывается обычными уравнениями диффузии частиц в Галактике. Высокоэнергетичная часть спектра вновь имеет меньший наклон и определяется внегалактическими частицами. Их энергия столь велика, что галактическое поле на них не сказывается.

Однако, как показал недавно А.А. Лагутин и его сотрудники, изменение наклона можно объяснить так называемой «аномальной диффузией», если магнитные поля в Галактике имеют очень неравномерный (фрактальный) характер, когда сильное рассеяние частиц на отдельных участках сочетается с длинными прямолинейными траекториями. Решения уравнений аномальной диффузии приводит к появлению изломов в спектрах протонов и ядер [4].

Подобная интерпретация связана с механизмом образования космических частиц. Предполагается, что их главным источником являются остатки сверхновых звезд, которых достаточно много в Галактике, и их суммарная мощность вполне достаточна для генерации наблюдаемого потока. Однако каждая из сверхновых имеет ограниченную мощность и предельную энергию (см. гл.10). Наблюдаемый излом может определяться небольшим числом самых мощных сверхновых. Полагают даже, что наблюдаемый сейчас поток является результатом взрыва одной сверхновой (ее мощность должна обеспечить суммарную энергию космического излучения) сравнительно близко от нас и сравнительно недавно ($\sim 10^5$ лет) [11]. Возможно, что существующий результат является суммой вкладов разных сверхновых, и тогда следует провести усреднение их общего действия [12].

§ 11.3. Ядерный состав космического излучения

Введение. Космохимический аспект космических лучей вскрывает интереснейшее свойство космического излучения – его химический и изотопный составы. Космические лучи являются составной частью вещества в известной нам области Вселенной, поэтому они должны в значительной степени повторять средний химический состав галактик, звезд, других форм вещества, и различные аномалии состава указывают на особенности рождения и распространения космического излучения. Метагалактика на 80% состоит из водорода. Поэтому ничего удивительного нет в том, что в составе космических лучей преобладают протоны. Ведь космические лучи – ее дети.

Методы изучения ядерного состава. Важнейшей характеристикой космических лучей является их ядерный состав, отражающий не только химический состав источников, но и процессы ускорения и диффузии космических частиц в межзвездной среде.

Определение заряда первичных ядер основано на резкой зависимости их ионизирующей способности от заряда частицы z ($dE/dx \sim z^2$). В большинстве случаев в экспериментах использовались фотоэмульсионная методика, тонкие сцинтилляторы или черенковские счетчики. Для обнаружения очень тяжелых ядер применяется метод, основанный на «прожигании» пластических материалов тяжелыми ядрами. Пока самыми чувствительными веществами из используемых является поликарбонат лексана и нитрат диацеллюлозы. На сегодняшний день чаще всего используется лексан. Ясно, что выбор материалов ограничен диапазоном химических элементов и энергий, которые могут регистрироваться. Лексан способен детектировать лишь релятивистские ядра тяжелее йода, однако только ядра железа, имеющие скорости меньше чем 0,5 с, оставляют постоянные треки.

В установках обычно применяются детекторы, состоящие из многих слоев 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. (подробнее см. гл. 13, § 2).

Такая тяжелая частица, как ядро урана была обнаружена очень надежно. Конечно, получено много другой информации об элементах с меньшими зарядами, но сверхтяжелые ядра представляют наибольший интерес. Этот метод обеспечил нас наиболее надежной информацией о космических лучах с большими атомными номерами. Он также способствовал изучению аномальных космических лучей в космосе и радиационных поясах [9]. На космических кораблях серии «Аполлон» (вплоть до «Аполлона-15») пластиковые пленки использовались достаточно часто, они также были успешно экспонированы на поверхности Луны. Пленки из нитрата диацеллюлозы применялись только в более поздних полетах.

Электронные методы, основанные на измерении ионизирующей способности релятивистских ядер, более удобны. В большинстве случаев сейчас используются черенковские счетчики для определения заряда первичных ядер на спутниках.

Энергию первичного ядра можно оценить по величине электрон-фотонного каскада или методом Кастаньоли в фотоэмульсии (см. гл. 2), либо ионизационным калориметром в экспериментах с радиотехнической регистрацией на спутниках (например, в установках СОКОЛ) или на баллонах (например, эксперимент РАНЖОБ, см. ниже).

На спутниках при изотропном первичном излучении приходится принимать специальные меры для определения направления движения частиц. Разрешающая способность черенковских детекторов показана на рис. 11.9.

Значительно труднее исследовать изотопный состав ядер в космических лучах, что связано с измерением их массы и требует знания скорости и энергии ядер. Пока получены данные лишь при небольших энергиях, когда остановка ядер в сцинтилляторе служит для определения энергии (до нескольких сот мегаэлектрон-вольт на нуклон), или при более высоких энергиях, когда измерения dE/dx в тонком сцинтилляторе и скорости пороговым черенковским счетчиком позволяют определить массу.

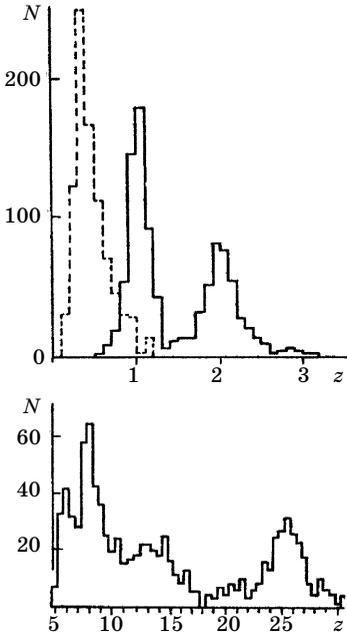


Рис. 11.9. Разрешающая способность измерения зарядов ядер черенковскими детекторами на спутниках

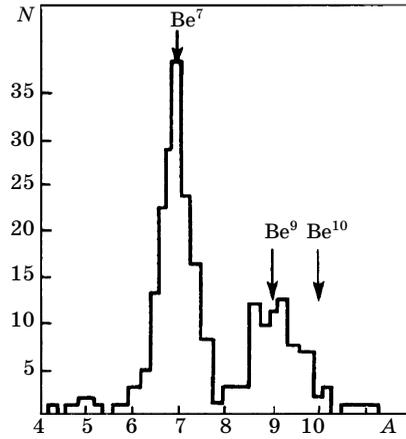


Рис. 11.10. Пример измерения изотопного состава ядер бериллия в интервале энергий 30–150 Мэв/нуклон

Основные особенности. Ранее мы уже говорили о том, что часть ядер являются первичными, возникшими на самых ранних стадиях развития Метагалактики. Это, в первую очередь, водород, дейтерий, гелий, литий, бериллий. Остальные ядра являются, в основном, либо продуктами дальнейших термоядерных реакций в звездах (C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Cr, Fe), либо результатом их фрагментации при движении ускоренных ядер через межзвездную среду (Li, Be, B, F, P, Cl, K, Sc, Ti, V).

Давайте вначале сопоставим химический состав Метагалактики и космического излучения. Он показан на рис. 11.11. В табл. 11.2 дан ряд параметров состава космического излучения, позволяющих вести обсуждение их свойств. Различные аномалии состава космических лучей указывают на особенности рождения и распространения космического излучения.

Таблица 11.2

**Состав первичного космического излучения при энергии
 $E > 2,5$ Гэв/нуклон**

Группа ядер	Z	Интенсивность, $(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер})^{-1}$
P	1	1300 ± 100
a	2	94 ± 4
L	3–5	$2,0 \pm 0,3$
M	6–9	$6,7 \pm 0,3$
H	10	$2,0 \pm 0,3$
H ₁	10–14	$1,4 \pm 0,4$
H ₂	15–19	$0,1 \pm 0,1$
VH	20	$0,5 \pm 0,2$

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), образуя целый набор разнообразных вторичных ядер, в том числе и редкие в источниках вторичные ядра (Li, Be, B, Sc, V и др.).

Наиболее очевидные особенности рис. 11.11 следующие.

1. Содержание Li, Be, B, в космических лучах значительно выше, чем в Метагалактике (или, по крайней мере, в Солнечной системе). Как можно установить из рис. 11.11, ядер группы L в составе звезд в 10^6 раз меньше, чем ядер группы M. В космических лучах это соотношение равно

$$N_L/N_M = (2 \pm 0,3)/(6,7 \pm 0,3) = 0,30 \pm 0,05. \quad (11.7)$$

2. Содержание элементов тяжелее железа в космических лучах выше, чем в Солнечной системе.

3. Космические лучи обеднены водородом и гелием.

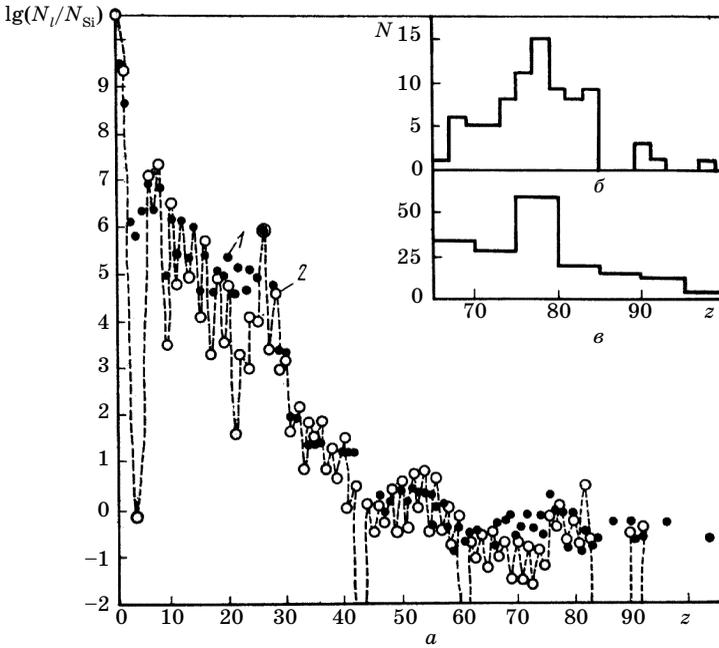


Рис. 11.11. Химический состав космического излучения по сравнению с химическим составом вещества в Метагалактике: *a*) космические лучи (1) и Метагалактика (2); *б*) часть распределения при $z > 70$ по данным «Скай-лэб»; *в*) то же, по данным баллонных экспериментов 1973 г. Видно обогащение космических лучей ядрами платины ($z = 78$), тогда как в солнечной системе преобладают ядра свинца ($z = 82$)

Некоторые из этих особенностей понятны, другие требуют специального анализа.

Например, хорошо известно, что генерация ядер группы L в термоядерных реакциях затруднена. Вероятно эти ядра являются вторичным продуктом в космических лучах.

Зная вероятность фрагментации ядер (см. приложение), из соотношения (7.1) можно оценить время жизни (возраст) космических ядер (см. § 10.4). Оказывается, что до попадания на Землю ядра проходят около 5 г/см^2 вещества.

Оживленное обсуждение вызвало сообщение английского физика П. Фаулера о вероятном обнаружении в его экспериментах с пластиковыми детекторами трансурановых элементов ($Z = 96$), однако дальнейших подтверждений такой уни-

кальной находки не было. Существует мнение, что в области $Z = 110$ должен существовать «остров стабильности» элементов, и поэтому экспериментальное подтверждение результата имело бы очень большое значение.

Эксперименты, выполненные в самые последние годы на спутниках, баллонах, а также на Луне, показали, что химический состав космического излучения меняется, хотя и слабо, с энергией. Доля вторичных ядер, например Li, Be, B и N, и ядер с зарядом, заключенным в интервале $17 < Z < 25$, уменьшается с ростом энергии. Это изменение почти незаметно при энергии меньше нескольких гигаэлектрон-вольт на нуклон.

Было выполнено много экспериментов по изучению изотопного состава космических лучей, наиболее полные данные получены лишь в отношении ${}^3\text{He}$. При энергии 400 МэВ/нуклон отношение ${}^3\text{He}/({}^3\text{He} + {}^4\text{He}) = 0,10 \pm 0,02$, что значительно превышает содержание ${}^3\text{He}$ в солнечной системе ($\sim 10^{-5}$). Особый интерес вызывает изотоп ${}^{10}\text{Be}$, возникающий в реакциях фрагментации ядер и позволяющий определить возраст космических лучей, так как является нестабильным элементом с периодом полураспада $3,9 \cdot 10^{-6}$ лет (рис. 11.10). Кроме группы ядер L и ${}^{10}\text{Be}$ для более детального изучения времени жизни космических лучей можно использовать и другие фрагментационные нестабильные ядра: ${}^{26}\text{Al}$ ($7,4 \cdot 10^5$ лет); ${}^{36}\text{Cl}$ ($3,1 \cdot 10^5$ лет); ${}^{53}\text{Mn}$ ($3,7 \cdot 10^6$ лет); ${}^{54}\text{Mn}$ (303 дня); ${}^{59}\text{Ni}$ ($8 \cdot 10^4$ лет). Существенным следствием рис. 11.11 является обогащение космических лучей тяжелыми ядрами. Это может свидетельствовать о преимущественном ускорении тяжелых ядер либо, что источниками космических лучей являются более старые звезды, которые к моменту взрыва были обогащены тяжелыми элементами.

Область высоких энергий. Ядерный состав космических лучей (элементный и изотопный), измеренный как функция их энергии, обеспечивает ключ к пониманию ряда важных вопросов, например, возраста, механизмов ускорения КЛ, их источников. Были предприняты большие усилия, чтобы обеспечить надежные экспериментальные данные для сравнения с моделями происхождения космических лучей. При энергиях до 10^{14} эВ возможна прямая регистрация зарядового состава космических лучей с помощью аппаратов, поднимаемых к границе атмосферы или за ее пределы на аэростатах или спут-

никах. Однако для высоких энергий (более 10^{14} эВ) информация может быть получена только из изучения ШАЛ и такие эксперименты очень трудны. Эти трудности проистекают, главным образом, из-за больших флуктуаций параметров ШАЛ и из-за неопределенности в моделировании ШАЛ. В последние годы удалось настолько усовершенствовать методику (см. гл. 4), что позволило получить достаточно убедительные количественные результаты. Однако до настоящего времени вопрос о ядерном составе космических лучей не решен окончательно. Данные разных групп исследователей все еще не согласуются полностью и существуют разные точки зрения.

Прямые измерения ядерного состава. Изучение ядерного состава галактического космического излучения, его изменений с энергией и, выяснение энергетического спектра различных компонент в области энергий выше 1 ТэВ осуществлено в МГУ с помощью калориметрического прибора СОКОЛ (Состав Космических Лучей), с помощью которого весной 1984 г. был проведен эксперимент на ИСЗ «Космос-1543» и после модернизации прибора в конце 1985 г. на ИСЗ «Космос-1713» [17].

Общая структура прибора включала детектор энергии – ионизационный калориметр и детектор заряда первичных космических частиц. В качестве детектора заряда были применены черенковские счетчики. Всего в приборе было использовано 95 ФЭУ с индивидуальным амплитудным анализом импульсов. Толщина поглотителя в калориметре составляла 5,5 пробегов ядерного взаимодействия протонов (энерговыведение до 80%). Схема прибора СОКОЛ была приведена на рис. 5.6.

Система регистрации отбирала частицы с энергией выше пороговой, идущие в пределах телесного угла установки (геометрический фактор прибора был равен $325 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$).

В результате экспериментов с приборами СОКОЛ были измерены энергетические спектры легких, средних и тяжелых ядер в составе космического излучения высоких энергий до 10^5 ГэВ.

Прямые измерения в последние годы были выполнены также в эмульсионных экспериментах RUNJOB и JACEE в области энергий менее 10^5 ГэВ.

В российско-японском сотрудничестве RUNJOB непосредственно измерялись потоки космических протонов, ядер гелия и других [18]. Экспозиция камер проводилась на баллонах, за-

пускаемых по маршруту Камчатка–Поволжье на высоте около 32 км, что соответствует глубине атмосферы ~ 10 г/см².

Детектор представляет собой многослойную эмульсионную камеру площадью 0,4 м² с четырьмя основными блоками:

- 1) первичная камера (для определения заряда первичной частицы),
- 2) мишень (где ожидается взаимодействие),
- 3) спейсер (блок легкого вещества, предназначенный для увеличения расхождения после взаимодействия вторичных частиц, по которым определяется энергия),
- 4) тонкий калориметр ($\sim 4t_0$; здесь в свинцовых пластинах развиваются ливни, и блок служит триггерным для выделения высокоэнергетичных событий).

Основной чувствительный материал – ядерная эмульсия, слои которой расположены по всей высоте камеры (около 40 двухслойных пластин). В калориметре имеется также рентгеновская пленка. Помимо ядерной эмульсии и обычной рентгеновской пленки в камере по всей высоте расположены рентгеновские пленки с усиливающими сцинтилляционными экранами, позволяющие детектировать треки от ядер тяжелее кремния. На рис. 11.12 показан пример спектра ядер гелия,

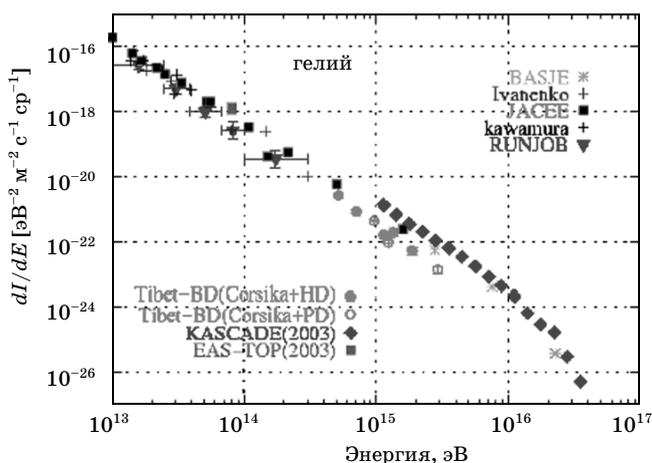


Рис. 11.12. Спектр ядер гелия в первичном излучении по данным баллонных экспериментов JACEE и RANJOB и по данным установок ШАЛ «Тибет» и KASCADE

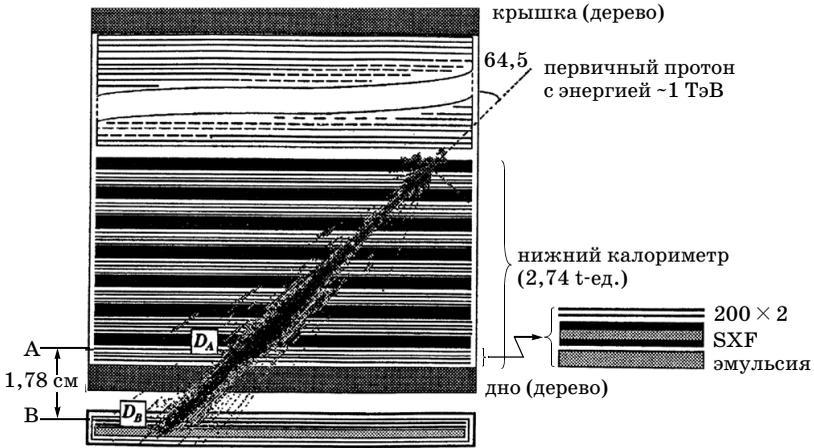


Рис. 11.13. Протонный каскад с энергией 1 ТэВ в установке RANJOB

а на рис 11.13 иллюстрируется случай прохождения через установку RANJOB первичного протона с энергией около 1 ТэВ.

При построении энергетических спектров учитывались эффективность регистрации установки, влияние тонкого слоя атмосферы над камерой ($\sim 10 \text{ г/см}^2$) во время экспозиции и другие поправки. Эффективность регистрации рассчитывается методом Монте-Карло с учетом структуры камеры, моделей взаимодействия, условий регистрации событий в рентгеновской пленке, погрешностей методов определения энергии и т.п. [5–10].

Существенным достоинством эмульсионных методов является высокая разрешающая способность по отношению к определению зарядов (рис. 11.14). Поэтому можно полагать, что до энергий 100 ГэВ, где прямые методы работают достаточно надежно, ядерный состав космических лучей установлен.

Общий вывод состоит в том, спектр протонов почти параллелен энергетическому спектру ядер гелия до $\sim 100 \text{ ТэВ}$. Ядра, включая тяжелые ядра, имеют спектр без каких-либо изменений наклона, по крайней мере ниже 10 ТэВ. Этот факт показывает, что, независимо от механизма ускорения, он одинаков во всем интервале энергий ниже «коленной» области. Поэтому особый интерес для прояснения механизма ускорения и диффузии частиц в пространстве и времени вызвали надежные из-

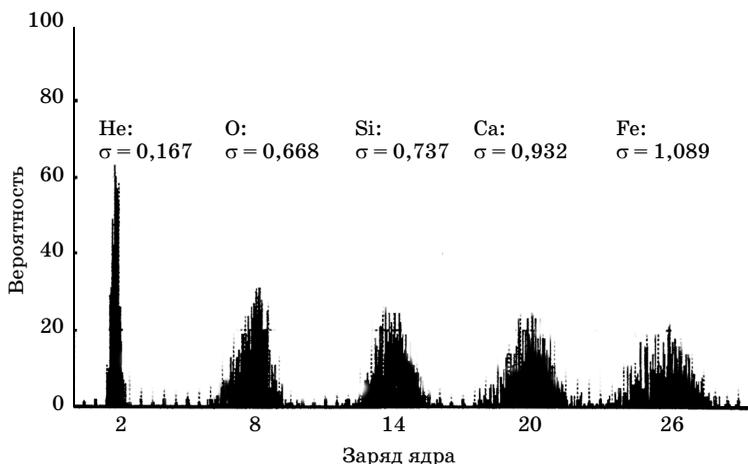


Рис. 11.14. Разрешающая способность измерения зарядов ядер эмульсионным детектором

мерения в коленной области, где, по крайней мере, спектр всех частиц делается круче. Требуется детектировать любые отклонения от простого степенного спектра всех компонент излучения, чтобы реально продвинуться в понимании происхождения космических лучей. Именно нерегулярности в спектрах дают больше всего информации о физике процессов рождения и распространения частиц.

Измерения косвенными методами. Традиционный и возможно наиболее чувствительный метод определения состава космических лучей из данных ШАЛ основан на сравнении числа электронов и мюонов на уровне моря. При одинаковом числе электронов в ливне число мюонов должно быть больше в ливнях, вызванных первичными ядрами. Мюоны возникают от распада пионов и каонов, а множественность частиц пропорциональна $\ln E$ ($n = n_0 \ln E$). Поэтому, учитывая, что энергия E в протонном ливне равна

$$E = E_p,$$

а в ядерном

$$E = AE_n,$$

где A — атомная масса ядра, E_n — энергия нуклона в ядре, E_p — энергия первичного протона, соответствующие множествен-

ности мюонов в ядерных ливнях должны быть больше при одинаковой полной энергии:

$$n_A/n_p = A \ln(E/A)/\ln E,$$

$$\frac{n_A}{n_p} = \frac{A \ln E - A \ln A}{\ln E} = A \left(1 - \frac{\ln A}{\ln E}\right). \quad (11.8)$$

Например, для первичного ядра железа при $E = 10^{14}$ эВ это отношение равно 39. Это рассмотрение не учитывает ряда важных факторов, таких как взаимодействие родившихся частиц с ядрами атомов воздуха, флуктуации в развитии ливня и др. Учет этих параметров требует достаточно сложных расчетов по модели развития ливня в атмосфере.

Другой метод оценки вклада ядер с различным атомным номером состоит в определении положения максимума $X_{\text{макс}}$ продольного развития ливня. Экспериментальные данные о положении максимума должны сравниваться с результатами моделирования ливней, создаваемых частицами с разными атомными номерами. Этот метод сильно зависит от принятой модели развития ливня. В настоящее время только измерения ионизационного излучения позволяют непосредственно найти $X_{\text{макс}}$.

На рис. 11.15 показаны каскадные кривые в атмосфере для первичных протонов и ядер железа, рассчитанные по разным моделям.

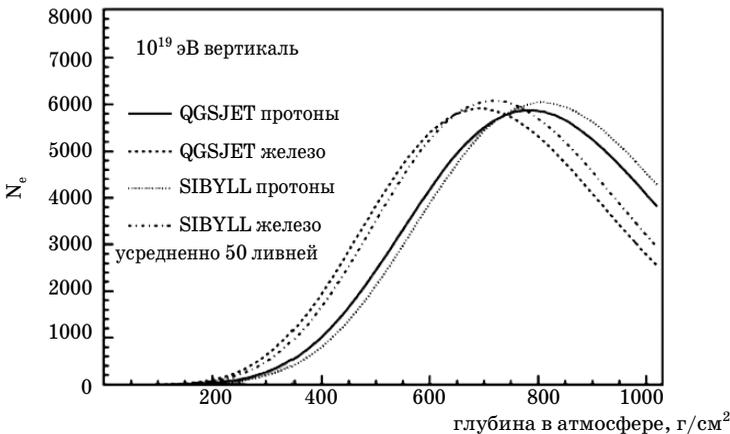


Рис. 11.15. Моделирование развития каскадов, вызванных протонами и ядрами железа при энергии 10^{19} эВ в атмосфере. Использована программа CORSICA и разные модели адронных взаимодействий

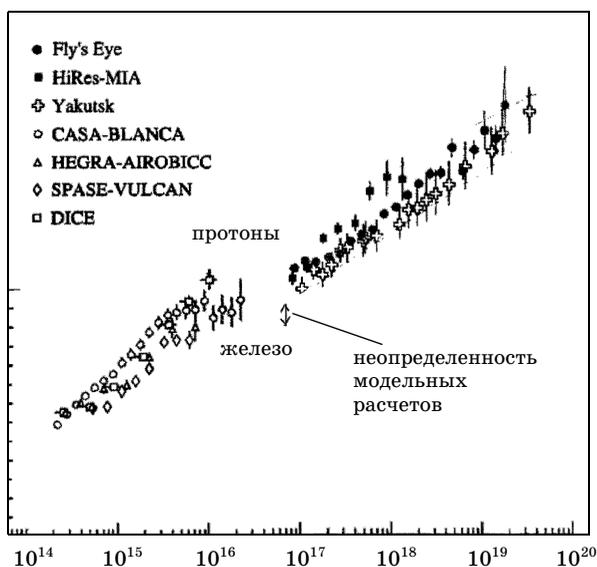


Рис. 11.16. Результаты измерений ядерного состава в различных экспериментах

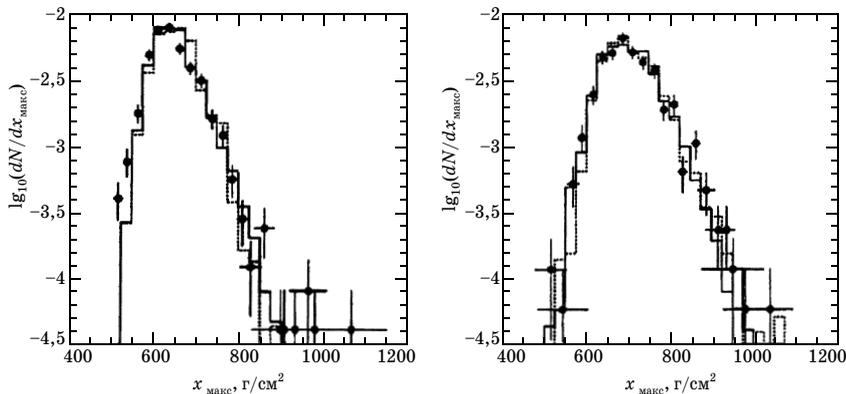


Рис. 11.17. Разброс значений положений максимума ливня в эксперименте и теории

Экспериментальные результаты по $X_{\text{макс}}$ показаны на рис. 11.16 для широкого диапазона первичных энергий [5]. При анализе результатов необходимо учитывать погрешности, как связанные с моделированием по программе CORSIKA, так и флуктуации параметров ливня. На рис. 11.17 показан рас-

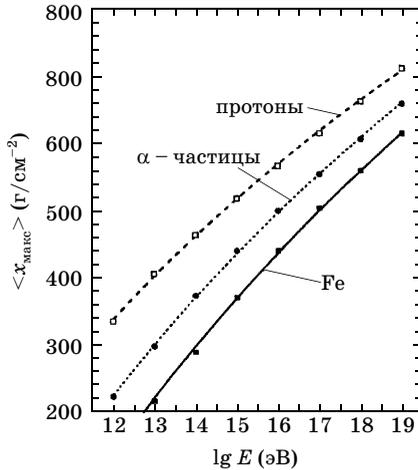


Рис. 11.18. Положение максимума ливня для протонов, ядер гелия и железа в зависимости от энергии

считанный и экспериментальный разброс значений $X_{\text{макс}}$ при определенной комбинации первичных ядер. Как видно, вокруг средних значений наблюдаются значительные флуктуации.

При расчете используются различные модели адронных взаимодействий. Различия между моделями находятся в пределах 25 г/см^2 в коленной области и увеличиваются приблизительно до 40 г/см^2 при более высоких энергиях. Оценка систематической неопределенности дает значения, по крайней мере, того же порядка. Положение $X_{\text{макс}}$ в зависимости от энергии для нескольких ядер можно увидеть на рис. 11.17. Следует напомнить, что все результаты зависят от модельных расчетов. А. Лагутин с сотрудниками в рамках своей фрактальной модели дают следующую эмпирическую аппроксимацию для положения максимума ливня от разных ядер:

$$X_{\text{макс}} = a + b \lg E \pm c (\lg E)^2.$$

Эти данные могут оказаться полезными при сопоставлении с появляющимися результатами. Если привлечь данные при низкой энергии ($\sim 10^{14}$ эВ), где в состав излучения входит $0,21p$, $0,25 \text{ He}$, $0,26 \text{ C-O}$, $0,15 \text{ Ne-S}$ и др., то результат окажется все еще пригодным и при 10^{18} эВ. Учет при моделировании

Положение максимума ливней

Ядро	a	b	c
p	-801,55	119,84	-1,97
He	-878,11	120,68	-1,86
CNO	-1131,84	142,84	-2,38
Ne-Si	-1164,74	141,26	-2,26
Fe	-1149,86	135,01	-2,01

смешанного состава излучения и разных адронных моделей несколько изменяет результат, но тем не менее можно утверждать, что значительный вклад тяжелых ядер (более 25% железа) при $3 \cdot 10^{18}$ эВ и даже выше сохраняется.

С учетом указанных неопределенностей все результаты указывают на смешанный состав по всему диапазону энергий без указания на резкие изменения вклада легких или тяжелых ядер (рис. 11.19).

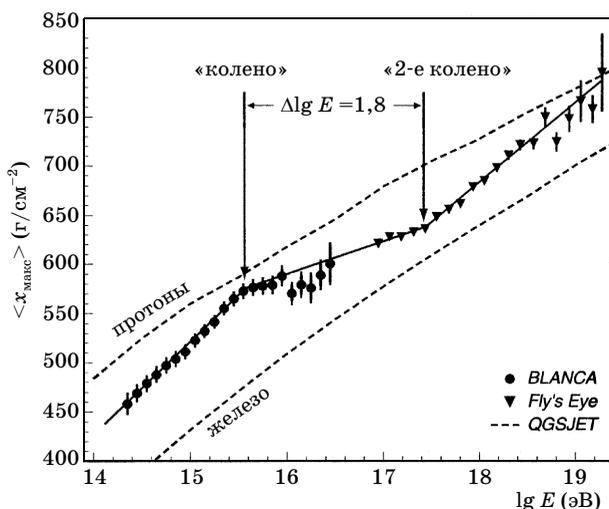


Рис. 11.19. Сравнение экспериментальных данных о положении максимума ливня с теоретическими ожиданиями для первичных ядер железа и протонов (расчет по программе CORSICA и модели кварк-глюонных струн QGSJET)

Большинство экспериментов теперь дает сходные результаты. Общий вывод заключается в том, что состав излучения становится более тяжелым в районе «колена». С ростом энергии, по-видимому, массовый состав становится легче. Можно было бы ожидать, что в районе верхнего предела фрагментация ядер на реликтовом излучении становится эффективной и состав вновь должен сдвигаться к протонному.

Заметим однако, что в экспериментах CASA-BLANCA [6] и SPASE-VULCAN [7] был получен более легкий состав в области «колена» и более тяжелый выше «колена».

В заключение данного параграфа упомянем некоторые работы, характеризующие подход к проблеме с иной точки зрения. А.А. Лагутин и его сотрудники развивают представление о фрактальной структуре межзвездного пространства. Согласно расчетам авторов дифференциальная интенсивность космических частиц состоит из двух частей. В формуле для интенсивности

$$J = J_L(r < 1 \text{ кпс}) + J_G(r > 1 \text{ кпс})$$

первый член (J_L) описывает вклад близлежащих по отношению к наблюдателю источников (на расстоянии $r < 1$ кпс), а второй – вклад удаленных источников ($r > 1$ кпс). Рис. 11.20 показывает, как распределяются указанные компоненты в модели авторов в спектре ядер гелия в широком интервале энергий. Вклад J_L и J_G показан тонкими линиями наряду с практически полным имеющимся к настоящему времени набором экспериментальных данных.

Ерлыкин и Вольфендейл развивают модель «одного источника». Согласно их представлению, излом в спектре происходит от недавнего взрыва сверхновой, происшедшего совсем близко от солнечной системы. Возможно, мы все еще находимся в ее оболочке. Подобная ситуация приводит к появлению тонкой структуры в спектре частиц в области «колена». Более того, можно даже указать кандидатов в сверхновые, ответственные за «колено». Авторы считают, что это могут быть Геминга или Петля.

Ядерный состав в области «колена» – все еще предмет горячих дебатов. Проблема состоит в том, что непосредственные измерения еще не достигают области «колена». Все данные о ядерном составе там косвенные и основаны на соотношениях

между различными компонентами ливня. Диапазон заключений очень неоднозначный; однако в последние годы здесь появился прогресс. Это стало возможным благодаря значительному количеству новых установок ШАЛ, которые регистрируют и анализируют несколько компонентов ливня одновременно.

Важно отметить, что

1) колено отмечено во всех ядерных компонентах;
2) положение колена на разных высотах таково, что подтверждает его образование при фиксированной первичной энергии (рис 11.2);

3) колено имеет тонкую структуру. Если все спектры ШАЛ нормировать по положению их колена, то при энергии в 4 раза большей наблюдается еще один пик интенсивности (А.Д. Ерлыкин и др.). Он обнаружен также и в черенковском излучении, что подтверждает его астрофизическое (а не атмосферное) происхождение. Эти результаты показаны на рис. 11.21. Здесь собраны данные по 40 ШАЛ и по 5 черенковским спектрам. Присутствие второго пика выходит за пределы погрешностей и в размерах ШАЛ, и в черенковских спектрах. Существова-

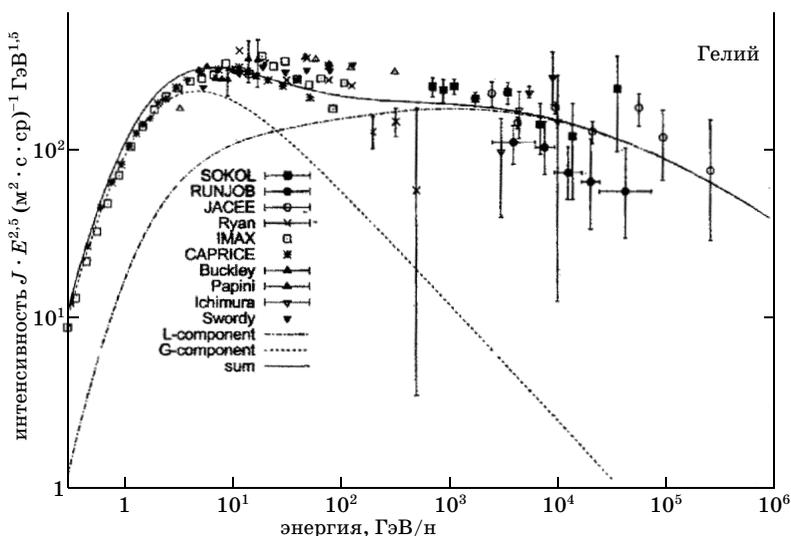


Рис. 11.20. Сравнение измеренного спектра ядер гелия с фрактальной моделью. Показаны вклады *L*- и *G*-компонент

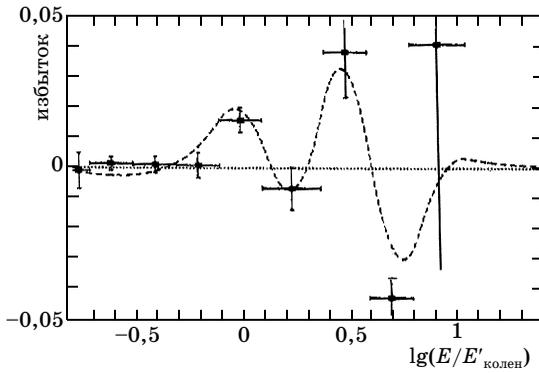


Рис. 11.21. Тонкая структура спектра в области «колена»

ние и величина второго пика интенсивности важны для проблемы происхождения «колена», потому что атмосферные модели, по-видимому, не могут объяснить его появления. Однако весь этот анализ еще требует критического рассмотрения.

Упомянутые выше новые подходы безусловно интересны, но требуют специального внимания. Более умеренная точка зрения отражена в недавней работе Л.Г. Свешниковой, где структура спектра описывается как суммарный вклад целого ряда известных сверхновых большой мощности. На рис. 11.22 показан суммарный энергетический спектр протонов (по многим данным), а на рис. 11.23 – энергетические распределения ядер группы М и Fe.

При энергии выше 1 ТэВ принимают следующий относительный состав космических лучей, (если сравнивать потоки при одинаковой энергии ядер)¹: протоны – 0,36; ядра гелия – 0,25; С, N, O – 0,15; Mg, Si, Ne – 0,13; Fe – 0,15.

Для анализа ядерного состава в области энергий более 10^3 Гэв используются данные о соотношении числа μ^+ - и μ^- -мюонов (см. гл. 4), а также о флуктуациях числа мюонов в ши-

¹ Необходимо различать интенсивность ядер при энергии в расчете на 1 нуклон и на ядро. Если сравнивать энергии космических частиц на нуклон, то доля ядер будет значительно меньше, чем при сравнении интенсивностей при расчете энергии на ядро. Например, при одинаковой энергии на нуклон, энергия ядер углерода ($A=12$) в 12 раз больше, чем энергия протонов. Тогда доля ядер углерода при спектре с показателем $\gamma = 2,7$ возрастет в 820 раз по сравнению с протонами.

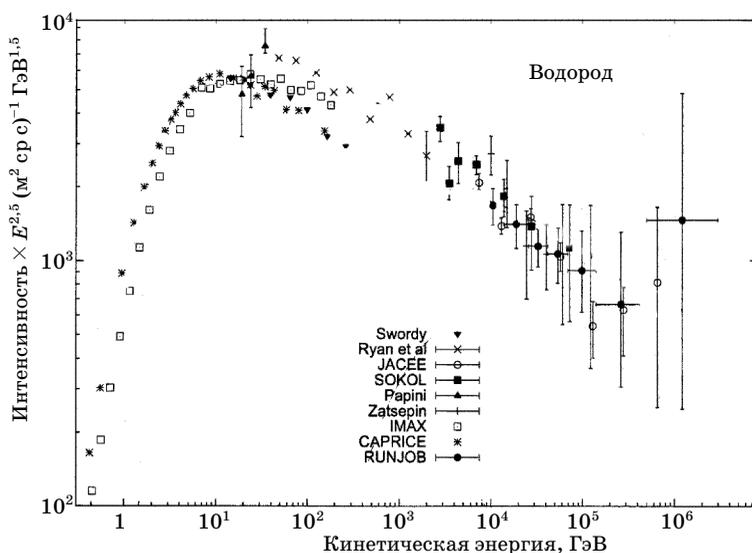


Рис. 11.22. Экспериментальные результаты измерения абсолютной интенсивности и спектра ядер водорода в области умеренных энергий по прямым измерениям (до «колена»)

роких атмосферных ливнях. Большинство физиков¹, занимающихся этой проблемой, считают, что вплоть до энергий 10^8 – 10^9 ГэВ в первичном излучении присутствуют как протоны, так и ядра.

Заключение. Все же до настоящего времени существует разброс результатов. Уделяется много сил и времени, чтобы выяснить его причины и устранить.

Среди неопределенностей в косвенных методах играют роль неоднозначности в ядерных моделях взаимодействия. Хотя все они находят неплохое подтверждение на коллаидерах, переход к ядрам и высоким энергиям вносит разногласия. В качестве примера можно привести расчеты положения максимума широких атмосферных ливней для первичных ядер железа и протонов, выполненные с учетом различных ядерных моделей. Средние положения максимумов для двух ядер нигде не перекрываются, но очевидно, что промежуточные яд-

¹ Это означает, что вопрос до конца не выяснен.

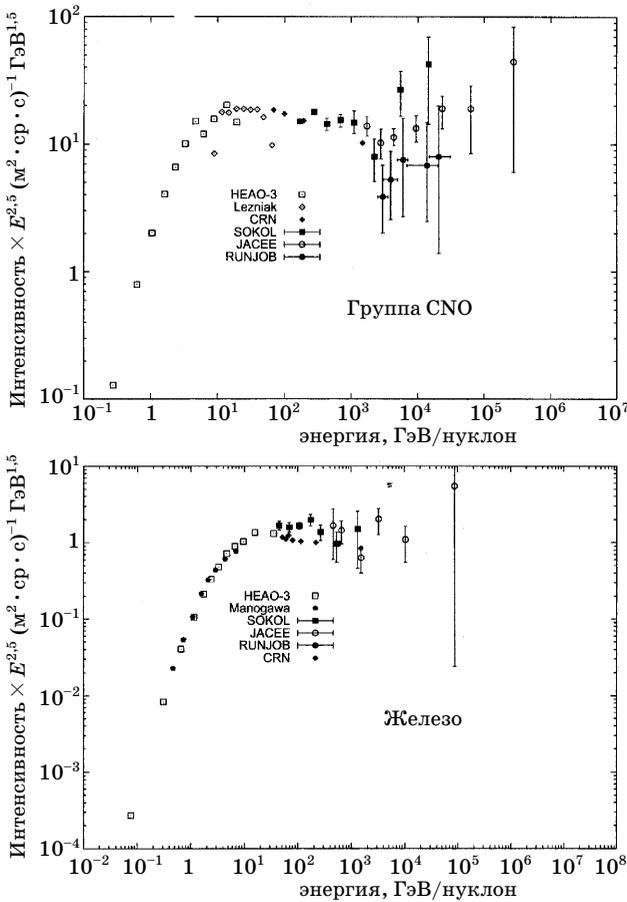


Рис. 11.23. Энергетические спектры ядер группы CNO и железа при энергии менее 1 ПэВ

ра различить невозможно. Как правило, для характеристики состава ядер используют величину среднего логарифма атомной массы, вычисленной с учетом весов каждой составляющей.

Большинство экспериментальных результатов, в пределах значительных погрешностей, сейчас согласуются между собой. Ядерный состав вблизи «колена», вероятно, становится более тяжелым. Однако методические различия все еще имеются. Например, масса первичных частиц, полученная из анализа электронных и мюонных компонентов ливня, оказывается легче, чем полученная из электронных и адронных компонент [5а].

Кажется очевидным, что используемые при высоких энергиях методы должны быть протестированы при меньших энергиях, где еще работают прямые методы и где мы уверены в ядерных моделях.

В заключение мы считаем не лишним привести состав космических лучей в области высоких энергий, который получен путем сопоставления модельных расчетов с экспериментальными данными. Приводимая табл. 11.3 отличается некоторой стилизацией, но, по мнению автора, может быть полезна для анализа и обсуждения данных в области очень высоких энергий.

Таблица 11.3

Массовый состав космических лучей (в модели) [19]

E , ГэВ/част.	H	He	CNO	Ne-Si	Fe	$\langle \ln A \rangle$	$\langle A \rangle$
10^2	0,50	0,31	0,11	0,06	0,02	0,99	5,77
$3 \cdot 10^2$	0,41	0,28	0,15	0,11	0,06	1,34	9,27
10^3	0,36	0,26	0,16	0,13	0,09	1,56	11,71
$3 \cdot 10^3$	0,34	0,25	0,17	0,14	0,10	1,65	12,88
10^4	0,33	0,25	0,17	0,14	0,11	1,69	13,36
$3 \cdot 10^4$	0,32	0,24	0,17	0,15	0,11	1,71	13,58
10^5	0,32	0,24	0,17	0,15	0,12	1,74	13,80
$3 \cdot 10^5$	0,31	0,24	0,18	0,15	0,12	1,78	14,21
10^6	0,29	0,24	0,19	0,16	0,13	1,85	14,90
$3 \cdot 10^6$	0,27	0,23	0,19	0,17	0,14	1,93	15,86
10^7	0,24	0,22	0,20	0,18	0,16	2,04	17,07
$3 \cdot 10^7$	0,21	0,21	0,21	0,20	0,18	2,17	18,58
10^8	0,19	0,19	0,21	0,21	0,20	2,30	20,26
$3 \cdot 10^8$	0,16	0,17	0,21	0,22	0,23	2,43	21,97
10^9	0,15	0,16	0,21	0,23	0,25	2,50	23,14
$3 \cdot 10^9$	0,15	0,16	0,21	0,23	0,26	2,53	23,62
10^{10}	0,17	0,16	0,20	0,22	0,25	2,45	22,90
$3 \cdot 10^{10}$	0,32	0,16	0,16	0,17	0,19	1,94	17,89
10^{11}	0,41	0,16	0,14	0,14	0,15	1,64	14,85

§ 11.4. Электроны в первичном космическом излучении

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:

$$N_{\text{макс}} = k_1 [\ln(E_0/\varepsilon)]^{-1/2} (E_0/\varepsilon),$$

где k_1 – коэффициент, известный из каскадной теории ($k_1 = 0,172-0,200$ в зависимости от энергии), ε – критическая энергия (см. приложение). 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. При $E > 10$ ГэВ интенсивность электронов можно аппроксимировать степенной функцией:

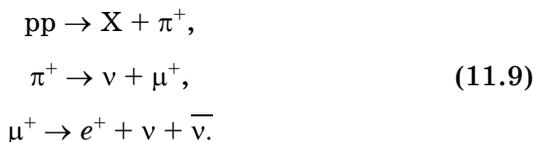
$$J_e(E) \approx 500 E^{-3,25 \pm 0,20} (\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гэв})^{-1},$$

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/см³). Причины такого различия качественно понятны, поскольку при ускорении электромагнитными механизмами электроны теряют много энергии на тормозное и синхротронное излучение, а также в процессе обратного комптон-эффекта.

Электроны и позитроны. В наблюдаемом потоке электронов преобладают частицы, ускоренные в источниках, но около 10% потока составляют продукты взаимодействия протонов и ядер в космическом пространстве. В таких взаимодействиях возникают электроны и позитроны. При этом можно ожидать небольшого избытка позитронов из-за общего положительного

заряда излучения. Позитроны возникают, например, в реакциях



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, свидетельствуют об относительно небольшой роли реакции (11.9) в механизме рождения электронов. В 1995 г. в баллонном эксперименте HEAT (High-Energy Antimatter Telescope) было измерено отношение e^+ / e^- в интервале энергий 1–50 ГэВ.

Установка имела геометрический фактор (светосилу) $473 \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$ и включала магнитный спектрометр, детектор переходного излучения, калориметр и времяпролетное устройство. Было установлено, что при энергии > 10 ГэВ отношение медленно возрастает. Такое возрастание может означать появление нового источника позитронов либо подавление потока электронов. В целом можно считать, что до настоящего времени экспериментальному исследованию электронов и позитронов уделялось немного внимания.

Электроны и Галактика. Синхротронное излучение электронов в магнитных полях открывает возможность наблюдать движение электронов и их источники¹. В Галактике существуют магнитные поля $B \sim 5 \cdot 10^{-6}$ Гс. Как показывает расчет, электроны с энергией около 1 ГэВ излучают на частотах 10 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

¹ По методу измерения это сумма электронов и позитронов

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 высокой энергии. Мощность, расходуемая в этом объекте на ускорение электронов, достигает примерно 10^{38} эрг/с. Удалось также наблюдать синхротронное излучение других галактик, что указывает на существование там электронов.

Вопросы и задачи

1. Сколько ядер гелия с энергией выше 1 ПэВ пересечет горизонтальную площадку 1 м^2 за 1 час за пределами атмосферы?
2. Поток ядер гелия составляет 7,2% от потока протонов при одинаковой энергии на нуклон. Каково будет соотношение потоков при одинаковой энергии на ядро?
3. За какой период времени на поверхность Земли упадет 1 кг ядер железа?
4. Каков суммарный электрический заряд, приносимый на Землю космическими частицами с энергией выше энергии высокоширотного облучения за 1 год? За сколько времени Земля зарядится до 10 В?
5. При какой энергии протон может родить пару протон–антипротон на реликтовом фотоне?
6. Как отличается глобальная интенсивность космических лучей на высоте 100 км над Землей и на орбите Луны?

Литература

1. *Bahcal J.N., Waxman E.* Has the GZK suppression Been Discovered? // *Phys. Lett.* 2003. В. 556. P. 1–6.
2. *Stecker F.W.* Cosmic Physics: the High Energy Frontier. NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, 2002.
3. *Erlykin A.D., Wolfendale A.W.* Models for the Origin of the Knee in the Cosmic-Ray Spectrum. arXiv:astro-ph/0011057 v2 18 Nov. 2000.
4. а. *Lagutin A.A.* // Problems of atomic science and technology. 2001. № 6. P. 214–217.
б. *Lagutin A.A., Strelnikov D.V., Tyumentsev A.G.* // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. 2001. V. 97. P. 267.
5. а. *Kampert K.-H., Antoni T., Apel W.D., Badea F., Bekk K. et al.* // The KASCADE Air Shower Experiment: Composition Analyses and Energy

- Spectrum, 26th International Cosmic Ray Conference Salt Lake City. 1999. V. 3. P. 159.
6. *Kampert K.-H.* The chemical composition of cosmic rays. Invited paper, presented at Vulcano Workshop 2002: Objects in Astrophysics and Particle Physic.
6. *Eriykin A.D., Wolfendale A.W.* A Single Source of Cosmic Rays in the Range 10^{15} – 10^{16} eV // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 1997. V. 23. P. 979–989.
7. *Eriykin A.D., Wolfendale A.W.* The origin of the knee in the cosmic-ray energy spectrum. arXiv: astro-ph/0103477 v2 20. May 2001.
8. *Barwick S.W. et al.* // Astrophys. Jon. 1997. V. 482. L. 191–194.
9. *Бобровская В.В. и др.* Изучение аномальных космических лучей с помощью твердотельных трековых детекторов. НИИЯФ МГУ – 2001 – 44/684. 2001.
10. *Biermann P. L.* Cosmic Rays: Origin and Acceleration. What We learn from Radio Astronomy, 23d International Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Rapporteur & Highlight Papers. 1993. V.45. P.83.
11. *Erlyein A.D., Wolfendale A.W.* // Journ. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1997. V. 23. P. 979.
12. *Sveshnikova L.G.* // Astronomy & Astrophys. 2003. V. 409. P. 799–807.
13. *Kalmykov N.N., Pavlov A.I.* The Regular Galactic Magnetic Field and Primary Cosmic Ray Energy Spectrum at the Knee Region, 26th International Cosmic Ray Conference Salt Lake City. 99. V. 4 P. 263–266.
14. *Nikolsky S.I.* Break in the Cosmic Ray Spectrum or Confinement Violation near 10 TeV // Nuclear Physics B (Proc.Suppl.). 1995. V. 39A. P. 228–234.
15. *Hillas A.M.* The Knee of the Cosmic Ray Spectrum: Not a Magnetic Trapping Eect. 16th International Cosmic Ray Conference Kyoto. 1997. V. 8. P. 7–12.
16. *Coleman S., Glashow* // Phys. Rev. 1999. D. 59. P. 116008.
17. Григоров Н.Л. и др // Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физика. Астрономия. 1988. Т.29, №5. С.44.
18. Апанасенко А.Б. и др. (Сотрудничество РАНЖОБ) // Изв. АН. 2001. Т.65, №3. С.433.
19. Лагутин А.А., Тюменцев А.Г. // Изв. Алтайского гос. ун-та. 2004. Т.5. С.4.

ГЛАВА 12. Происхождение космических лучей

§ 12.1. Основные вопросы

Проблема происхождения космических лучей возникла сразу же после их открытия. Однако экспериментальные данные для ее решения стали накапливаться лишь в 50-х гг. XX в. Решение проблемы разделяется на три последовательных этапа и напоминает раскрытие матрешки. Наблюдаемую у границ гелиосферы интенсивность космических лучей $J(E, z)$ можно представить в символической форме:

$$J(E, z) = P\{A[Q(E, z)]\}, \quad (12.1)$$

где $Q(E, z)$ – спектр космических частиц в источниках; A – оператор, описывающий ускорение частиц до космических энергий; P – оператор, преобразующий первичное космическое излучение $A [Q (E, z)]$ к наблюдаемому в Галактике. В реальных условиях рождение и прохождение частиц через Галактику сопровождается их ускорением. Поэтому разделение операторов Q и A справедливо лишь в грубом приближении. Можно выделить четыре основных вопроса, ответы на которые необходимо получить для создания картины происхождения космических лучей, наблюдаемых у границ Солнечной системы.

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) плотность энергии космических лучей равна

$$w_c = 10^{-12} \text{ эрг / см}^3;$$

2) постоянство или очень небольшое изменение средней интенсивности космических лучей во времени в пределах последнего миллиарда лет (см. гл. 13);

3) изотропия космического излучения (см. гл. 11);

4) химический состав космического излучения зависит от энергии и отличается от общего состава вещества в Метагалактике (см. гл. 11);

5) форма энергетического спектра космического излучения имеет степенной характер и простирается до предельно высоких энергий, которые мы в состоянии измерить (см. гл. 11);

6) сложная структура энергетического спектра.

Роль космического излучения во Вселенной очень велика. Если сопоставить плотность энергии кинетического движения вещества w_T , плотность энергии магнитного поля w_G и плотность энергии космических лучей, то окажется, что они близки по величине:

$$w_C \sim w_G = H^2/8\pi \sim w_T = \rho u^2/2 = nkT = 10^{-12} \text{ эрг/см}^3. \quad (12.2)$$

Здесь H – напряженность магнитного поля; ρ – плотность вещества; u – скорость движения вещества; 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

$$W_C = w_C V_C, \quad (12.3)$$

где V_C – объем пространства, заполненного космическими лучами.

Уже из этого рассмотрения видно, насколько важен для проблемы происхождения космических лучей вопрос о размерах области их накопления. От правильности выбора этой области зависит оценка суммарной энергии, содержащейся в космических лучах.

У нас есть возможности для фантазии, но ограничим ее пределы. Первый крайний случай состоит в предположении, что космические лучи с той интенсивностью, которую мы измеряем в пределах Солнечной системы, заполняют лишь галактический диск диаметром около $5 \cdot 10^{22}$ см, но толщиной

в 10 раз меньше: $\sim (1-3) \cdot 10^{21}$ см. Другой крайний случай можно себе представить, предположив, что космические лучи равномерно заполняют всю Метагалактику. Очевидно, что другие модели будут иметь промежуточный характер, и истина лежит где-то там.

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 эллипсоидальную область с характерным размером около $5 \cdot 10^{22}$ см, а во втором – диск такого же радиуса толщиной $h \sim 3 \cdot 10^{21}$ см.

Используя модель с гало, получаем объем области, занятой космическими лучами, $V_{\Gamma} \sim 5 \cdot 10^{68}$ см³ и полную энергию космических лучей

$$W_{\text{C}} = w_{\text{C}} V_{\Gamma} = 5 \cdot 10^{56} \text{ эрг.} \quad (12.4)$$

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 (модель «дырявого ящика» – leaky box model). 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 ρ и проходят при этом путь l , который можно найти из химического состава космических лучей ($l \sim 5$ г/см², см. § 11.3). Тогда, полагая $\rho \sim 1,5 \cdot 10^{-26}$ г/см³ (10^{-2} атом/см³), получаем

$$T_{\text{C}} = l/c = 10^{16} \text{ с} \sim 3,5 \cdot 10^8 \text{ лет.} \quad (12.5)$$

Это верхняя оценка времени жизни $T_C^{\text{макс}}$, 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 (см. приложение) и плотности ρ :

$$T_{\text{яд}}^i = \frac{L_i}{\rho c}. \quad (12.6)$$

Очевидно, что определенное таким образом время жизни должно зависеть от атомного номера космических ядер, поскольку L_i сильно зависит от A (см. приложение). Расчет по формуле (12.6) показывает, что для протонов $T_{\text{яд}} \sim 4 \cdot 10^9$ лет, а для тяжелых ядер (группа H) $T_{\text{яд}} \sim 4 \cdot 10^8$ 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. § 6.3) ($n \sim 1 \text{ см}^{-3}$). Из (12.5) имеем

$$T_d \sim 3 \cdot 10^6 \text{ лет.}$$

§ 12.2. Возможные источники космических лучей

Энергетические требования. Используя полученную оценку времени жизни T_C в модели с гало, можно определить мощность источников космических лучей:

$$P > (W_C/T_C^{\text{макс}}) \sim 10^{56} \text{ эрг} / 10^{16} \text{ с} = 10^{40} \text{ эрг/с.} \quad (12.7)$$

В дисковой модели энергия $W_h^{\text{макс}}$ в 100 раз меньше, но одновременно меньше и время жизни $T_C^{\text{макс}}$. 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. приложение и § 14.1).

Учитывая, что число звезд в Галактике около 10^{11} , находим полную мощность, расходуемую на образование космических лучей звездами типа Солнца:

$$P_C = 10^{23} 10^{11} \sim 10^{34} \text{ эрг/с}, \quad (12.8)$$

что в миллион раз меньше требуемой мощности. В гл. 14 мы увидим, что Солнце создает лишь небольшую часть космических лучей в моменты больших вспышек (§ 14.1). 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 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].

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 γ -излучения, указывающие на большую плотность адронов в определенных областях Галактики. Наиболее достоверные данные относятся к Крабовидной туманности (см. гл. 7) и остатку сверхновой Вела в созвездии Парусов (см. рис. 7.3). 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 порядка 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. § 6.6). Оценки суммарной энергии космических лучей (адронов и электронов) в различных галактических сверхновых $W_{\text{сн}}$ 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 $P_{\text{сн}}$, расходуемой на образование космических лучей:

$$P_{\text{сн}} = W_{\text{сн}}/T_{\text{сн}} \sim 10^{40} \text{ эрг/с.} \quad (12.9)$$

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 суммарная 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 с сотрудниками оценки, ни радиогалактики, ни вся совокупность нормальных галактик не могут населить Метагалактику космическими лучами с плотностью энергии $w_M \sim w_\Gamma$, где w_M – плотность энергии космических лучей в метагалактическом пространстве, а w_Γ – 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 лет¹ (см. § 6.1). Размер этой области равен $R_{\text{макс}} \sim 10^{26}$ см. В ней около 10^4 галактик и около десятка радиогалактик. Тогда считая, что обычные галактики генерируют космические лучи с той же мощностью, что и Млечный Путь (т.е. $5 \cdot 10^{40}$ эрг/с; см. (12.7)), получаем полную энергию космических лучей в Метагалактике

$$W_M = T_M P_C N_\Gamma, \quad (12.10)$$

где T_M – время существования Метагалактики ($\sim 10^{10}$ лет), $N_\Gamma \sim 10^4$ – число галактик в объеме радиуса R . Подставляя численные значения, находим энергию

$$W_M \sim 3 \cdot 10^{17} \cdot 10^{40} \cdot 10^4 = 3 \cdot 10^{61} \text{ эрг}$$

или плотность энергии

$$w_M \sim W_M/V_M = 3W_M/4\pi R_{\text{макс}}^3 \approx 10^{-17} \text{ эрг/см}^3,$$

¹ Если размер Метагалактики 10^{10} лет, то космические лучи могут прийти до Земли со значительно меньших расстояний. Путь космических лучей в Метагалактике не является прямолинейным. Хаотические магнитные поля рассеивают частицы, и картина их движения близка к диффузной, определяемой коэффициентом диффузии $D = (1/3)lv \text{ см}^2/\text{с}$, где l – пробег между взаимодействиями $v \sim s$ – скорость частицы. Коэффициент диффузии численно равен половине среднего квадрата смещения частицы за единицу времени. Поэтому путь, проходимый частицей при диффузии за время T , равен $R^2 = (2DT)^{1/2}$. Если побег l принять, например, равным расстоянию между галактиками $l \sim 10^{25}$ см, то для времени существования Метагалактики ($\sim 10^{10}$ лет) получим $R_{\text{макс}} = 2,2 \cdot 10^{26}$ см = $2,6 \cdot 10^8$ лет. Таким образом, за время существования Метагалактики космические лучи могут прийти до Земли лишь с расстояния 10^8 световых лет.

что много меньше плотности космических лучей в Галактике. Хотя в радиогалактиках содержится в тысячу раз больше космических γ -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 гигаэлектрон-вольт. 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 γ -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. Сейчас полагают, что космические лучи предельно высоких энергий тоже возникают во взрывах сверхновых. Они не могут удерживаться в магнитных полях обычных галактик. В частности, частицы с энергией выше 10^{10} ГэВ практически свободно гуляют по всей Метагалактике (включая нашу Галактику), что легко определить по формуле (1.5).

§ 12.3. Природа степенного спектра космических частиц

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 $\gamma \sim 2,7$, а также причины изломов в спектре адронов? Изучение формы спектра космических лучей в других галактиках могло бы способствовать ответу на этот вопрос. Радиоастрономия берется решить эту фантастическую задачу.

Используя результаты § 7.2, касающиеся свойств синхротронного излучения, можно связать форму спектра радиоизлучения $J(\nu)$ с формой спектра электронов, порождающих это излучение. Если спектр электронов – степенной с показателем γ , то согласно расчетам [6] спектр радиоизлучения имеет вид

$$J(\nu) \sim \nu^{-\delta}, \quad (12.11)$$

где спектральный индекс $\delta = (\gamma - 1)/2$.

Изучение спектров радиоизлучения в различных радиогалактиках показало удивительную близость их спектральных индексов. В большинстве случаев они заключены в интервале $0,6 - 1,2$, что соответствует $2,2 < \gamma < 3,4$, хотя интенсивность радиоизлучения может изменяться на много порядков (рис. 12.1).

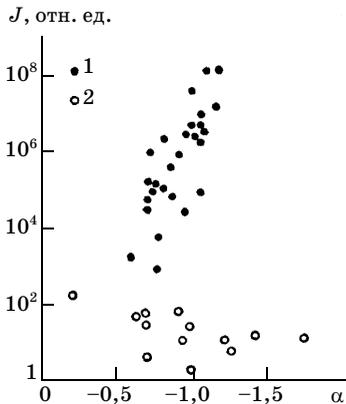


Рис. 12.1. Зависимость спектрального индекса от интенсивности радиоизлучения в радиодиапазоне

Приблизительное постоянство спектральных индексов (их разброс также находит 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].

Можно предположить, что такой общей закономерностью является соотношение (12.2), устанавливающее равенство плотностей энергии трех компонент галактической материи.

Наблюдаемое равновесие можно понять из следующих качественных соображений. 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 β от других форм энергии, т.е.

$$W_c \sim \beta W_{\text{полн}}, \quad (12.12)$$

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 ε , а число их N_0 . Тогда

$$dW_{\text{полн}} \equiv d\left(\frac{1}{\beta} \varepsilon N_0\right) = \frac{\varepsilon}{\beta} dN_0, \quad (12.13)$$

где dN_0 – изменение полного числа частиц в результате их выхода из галактики. Следовательно,

$$N_0(\varepsilon) = A\varepsilon^{1/(\beta-1)}. \quad (12.14)$$

Если равновесие осуществляется на уровне (12.12), то $\beta = 1/3$ и $N_0(\varepsilon) = A\varepsilon^{-1,5}$. Тогда дифференциальный спектр имеет вид

$$dN_0(\varepsilon) = A\varepsilon^{-2,5} d\varepsilon. \quad (12.15)$$

Как показал С.И. Сыроватский, результат (12.14) справедлив при любом механизме ускорения частиц, когда прирост

энергии пропорционален самой энергии. Таким образом, спектр космических лучей имеет степенной характер с показателем степени $\gamma \sim 2,5$ при достаточно общих предположениях.

Механизмы ускорения частиц (оператор А). Природа бросила вызов нашему разуму, создав частицы с энергией до 10^{20} эВ. Мы до настоящего времени в точности не знаем, как она это делает. Но разум для того и существует, чтобы решать такие задачи. Из энергетических соображений мы уже обозначили объекты, где это может происходить. Это оболочки сверхновых, магнитосферы пульсаров, ядра галактик и компоненты двойных радиоисточников.

Для ускорения частиц до космических энергий нужно не только обеспечить космические лучи достаточной энергией, но и найти конкретный механизм обмена энергией между частицами и полями и способ сконцентрировать энергию на отдельных частицах. Существует несколько электромагнитных механизмов ускорения космических частиц.

Бетатронный механизм ускоряет частицы в тех областях, где магнитное поле нарастает. Такой механизм полностью обратим, и если поле уменьшается, то частицы замедляются. Бетатронный механизм эффективен, когда частицы покидают область нарастающего поля прежде, чем поле начнет убывать.

Механизм Ферми второго порядка [7]. Другой электромагнитный механизм, предложенный Ферми, имеет статистический характер и обусловлен взаимодействием космических частиц с движущимися неоднородностями магнитного поля (намагниченными облаками). Качественно он также будет обсуждаться в гл. 14 при выяснении динамики частиц в магнитных полях радиально расходящихся неоднородностей солнечного ветра. Существенным является то, что при встречных столкновениях с намагниченными облаками должно происходить ускорение частиц. Как будет показано, при встречном столкновении со «стенкой» частица приобретает энергию, пропорциональную начальной, независимо от напряженности магнитного поля H , а при соударении вдогонку такую же энергию теряет.

Пусть магнитная стенка (например, намагниченное облако плазмы) движется со скоростью u . Напряженность магнитного поля в облаке примем равной H , скорость частицы v .

Движущееся магнитное поле создает индуктивное электрическое поле

$$\varepsilon = - [uB]/c.$$

Увеличение энергии частицы равно работе, совершаемой полем. Учитывая, что траектория движения частицы – окружность, получим

$$\Delta E = \int \varepsilon ds = -2E(uv)/c^2. \quad (12.16)$$

Если u и v имеют разные знаки, то энергия частиц возрастает. Такой механизм аналогичен нагреву или охлаждению газа при его адсорбическом сжатии или расширении.

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

$$\langle \Delta \varepsilon \rangle = u^2 E / c^2, \quad (12.17)$$

т.е. пропорционально квадрату u/c . Скорость намагниченных облаков в Галактике составляет $u \sim 10^6 - 10^7$ см/с, т.е. $u^2/c^2 \sim 10^{-8}$. Следовательно, среднее приращение энергии за одно соударение для $E \sim 1$ ГэВ равно примерно 10 эВ. Это очень медленный процесс, особенно, если учесть, что средняя длина свободного пробега ускоряющихся частиц между столкновениями может составлять несколько парсек. Ускорение происходит лишь тогда, когда потери энергии, например на ионизацию, на пути между столкновениями частиц с облаками меньше, чем ΔE . Поэтому трудно ожидать эффективного ускорения частиц таким механизмом. Однако определенный интерес вызывает тот факт, что механизм Ферми приводит к степенному спектру ускоренных частиц.

Пусть среднее время жизни частиц T . Тогда вероятность найти частицу возраста t :

$$d\omega = \exp(-t/T) dt / T \left(\int_0^{\infty} d\omega = 1 \right). \quad (12.18)$$

Дифференциальная вероятность $d\omega$ пропорциональна числу частиц с возрастом t , т.е. с энергией E . Иными словами, $d\omega$ есть спектр частиц:

$$d\omega = \text{const } n(E) dE. \quad (12.19)$$

Учитывая, что $t = (1/2)\ln(E/E_0)$, получим явное выражение для спектра:

$$n(E) dE = \frac{\exp[-(1/\alpha T)\ln(E/E_0)] dE}{T} = C \frac{1}{\alpha T} \frac{E_0^{1/\alpha T} dE}{E^{1/\alpha T + 1}} \sim E^{-\gamma}, \quad (12.20)$$

где $\gamma = 1 + 1/\alpha T$. Из экспериментального значения $\gamma = 2,7$ находим, что $\alpha T \sim 0,6$ и при $T = 10^8$ лет $\approx 3 \cdot 10^{15}$ с:

$$\alpha = 0,6/3 \cdot 10^{15} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}. \quad (12.21)$$

Величина α 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, $l < 10$ пс. Отсюда получаем $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$, что во много раз меньше значения (12.21), необходимого для получения спектра с $\gamma = 2,7$. Следовательно механизм Ферми в данной форме, хотя и дает степенной спектр, но не может согласовать его значение с экспериментом.

По формуле (12.19) 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:

$$E_{\text{макс}} = E_0 \exp(\alpha T_\Gamma) \sim 3E_0. \quad (12.22)$$

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 не искажен прохождением через пространство в том виде, как его принимал Ферми. Он представляет собой малоискаженный спектр в источниках.

§ 12.4. Прохождение космического излучения через межзвездное пространство

Уравнение диффузии космических частиц. В предыдущем параграфе было показано, что спектр космических лучей представляет собой малоизмененный спектр в источниках космических лучей. Поэтому при прохождении космических лучей через межзвездное пространство энергетические спектры космического излучения у Земли мало отличаются от спектра в источниках, но прохождение космических лучей через межзвездное пространство должно приводить к их изотропии и различию химического состава космических лучей.

Из-за неоднородностей магнитного поля и общей хаотической структуры магнитных полей в Галактике (несмотря на наличие некоторой упорядоченной системы магнитных полей) заряженные космические лучи испытывают сильное рассеяние. Следует также вспомнить и соотношение (12.2), которое свидетельствует не только о том, что частицы движутся и рассеиваются в магнитных полях, но и о том, 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, напоминающим броуновское, а их распространение будет иметь диффузионный характер. По-видимому, если размеры неоднородностей достаточно малы, то высокую степень изотропии космических частиц можно понять [2]. В последнее время было обращено внимание на то, что поле в межзвездной среде может иметь фрактальный характер. Тогда уравнения диффузии будут иметь иной вид [11].

Выясним простейшие последствия диффузии космических лучей в Галактике.

Если видимая область Вселенной ограничена размерами $\sim 10^{10}$ световых лет, то космические лучи достигают Земли со значительно меньших расстояний. Путь заряженных космических частиц в Метагалактике не является прямолинейным. Уравнение диффузии космических лучей в космическом пространстве можно записать в виде

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \operatorname{div}(D_i \nabla N_i) - \left(\frac{\partial}{\partial E} \right) (b_i N_i) - N_i / T_{\text{яд}i} + \Sigma p_{ik} N_k = Q_i(r, E), \quad (12.23)$$

где $D = (1/3)l_i v_i$ – коэффициент диффузии, l_i – длина свободного пробега частиц (например, расстояние между неоднородностями магнитного поля), v – скорость частиц.

Второй член уравнения описывает изменение концентрации частиц в результате диффузии без изменения энергии. Третий член уравнения учитывает потери энергии частиц, происходящие малыми порциями:

$$dN_i/dt = (dN_i/dE) (dE/dt) = d(N_i b_i)/dE. \quad (12.24)$$

Очевидно, что потери энергии ведут к убыванию числа частиц, и поэтому третий член (12.23) входит со знаком «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 $T_{яд}$, которое связано с пробегом или сечением неупругого взаимодействия σ . Однако при этом нужно учитывать, что ядра типа i могут возникать при фрагментации ядер типа k ($k > i$) с вероятностью, определяемой временем жизни $T_{яд k}$ (или сечением взаимодействия σ_k) и параметром фрагментации p_{ik} (см. приложение).

При столкновении ядер с нуклоном или ядром обычно взаимодействует лишь небольшая часть нуклонов из налетающего ядра, а фрагменты образуются в результате развала оставшегося осколка. Поэтому они сохраняют энергию первичного ядра в расчете на нуклон и поэтому можно не учитывать изменение энергии фрагментов.

Величина $Q(r, E)$ представляет собой спектр космических лучей от источника, расположенного в точке r .

Упрощения. Мы не можем здесь рассмотреть решение уравнения (12.23) 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, 9, 10]).

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 второй член в уравнении диффузии отсутствует, а вместо первого члена в (12.23) нужно поставить некоторое среднее изменение концентрации, определяемое средним временем жизни космических частиц, т.е. N_i/T_i^C . Следует помнить, что T_i^C зависит от сделанных упрощений.

Если перейти от полной энергии на ядро к энергии на нуклон $\varepsilon = E/A$, то уравнение (12.23) приобретет вид

$$N_i/T_i^C = Q_i - (1/T_{\text{яд } i}) N_i + \Sigma(p_{ik}/T_{\text{яд } k}) N_k \quad (Z_k > Z_i). \quad (12.25)$$

Изменение химического состава космических лучей при прохождении через Галактику. Наиболее просто уравнение (12.25) выглядит для вторичных ядер, отсутствующих в источниках, например для ядер группы L (см. § 11.3). В этом случае $Q = 0$. Тогда

$$N_i(1/T_i^C + 1/T_{\text{яд } i}) = \Sigma(p_{ik} N_k / T_{\text{яд } k}). \quad (12.26)$$

Согласно (12.5) $T_c = l/\rho c$, и, следовательно, количество вещества, проходимого частицами в Галактике (в рамках однородной модели), равно

$$l^\circ = \rho c T_i^C. \quad (12.27)$$

Поскольку $p_{ik}/T_{\text{яд } k} = \sigma_{ik}$ (сечение фрагментации) (см. табл. п. 7), то можно рассчитать концентрацию ядер разной природы. Например, если частицы типа a образуются из ядер одного сорта b , то

$$N_a/N_b = \sigma_{ab}/(1/l^\circ + \sigma_a). \quad (12.28)$$

Используя более полную формулу (12.26), данные о сечениях взаимодействия и фрагментации и экспериментальное соотношение ядер группы L и M (см. § 11.3), находим, что $1/l^\circ = 330$ мбарн. Отсюда

$$l^\circ = 3 \cdot 10^{24} \text{ атом/см}^2,$$

или в других единицах

$$l^\circ = 3 \cdot 10^{24} m_p \approx 5 \text{ г/см}^2{}^1.$$

¹ Вспомним, что масса протона равна $1,6 \cdot 10^{-24}$ г.

Этот результат, как и эксперимент (11.7), относится к частицам с энергией несколько гигаэлектрон-вольт на нуклон.

Теперь в уравнении (12.25) не осталось неизвестных коэффициентов. Это позволяет рассчитать Q_i , т.е. содержание ядер в источниках.

Изменение доли вторичных ядер с энергией интерпретируется в рамках однородной модели как зависимость толщины l° от энергии:

$$l^\circ \sim E^{-\mu}.$$

Значение параметра μ и степенная форма зависимости не следуют из теории, поэтому их используют лишь как удобный способ аппроксимации экспериментального результата ($\mu \sim 0,3$). Отметим, что более точное рассмотрение вопроса об изменении химического состава при прохождении космических лучей через Галактику на базе диффузионной модели несущественно изменяет результат для l° .

Время жизни космических лучей. В § 12.1 мы уже выяснили, что $l^\circ \sim 5 \text{ г/см}^2$ 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 – $T_d \sim 3 \cdot 10^6$ лет. Такое время жизни частиц относится к энергиям несколько гигаэлектрон-вольт на нуклон. При предельно высоких энергиях ($E > 10^{10}$ ГэВ) космические лучи практически не удерживаются в Галактике и должны заполнять и межгалактическое пространство (по крайней мере, ее локальную часть). Существование анизотропии частиц предельно высоких энергий подтверждает предположение о метагалактической природе космических частиц с энергией выше 10^{10} ГэВ.

§ 12.5. Источники

Космические лучи в источниках. Из предыдущего обсуждения должно быть ясно, что понятие источника космических лучей весьма неопределенно. Оно включает в себя склад, где хранятся материалы, идущие на создание космических лучей, и области, где они преобразуются в космические лучи высоких энергий. Складами исходных материалов могут служить звезды, а превращаются они в космические лучи в процессе взрывов звезд или других активных процессов.

Интересное наблюдение проливает свет на возможный механизм превращения вещества звезд в материал для формирования космических лучей. Если сравнить восстановленный с помощью модели (12.23) химический состав в источниках с галактическим содержанием космических лучей, то обнаруживается важная закономерность. Элементы, имеющие первый ионизационный потенциал $I_0 < 10$ эВ, содержатся в космических лучах в той же доле, что и в галактическом веществе, тогда как элементами с $I_0 > 10$ эВ космические лучи обеднены (рис. 12.2).

Такая же закономерность наблюдается 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, образованных на первой стадии возникновения Метагалактики. Заметим, что значение I_0 коррелирова-

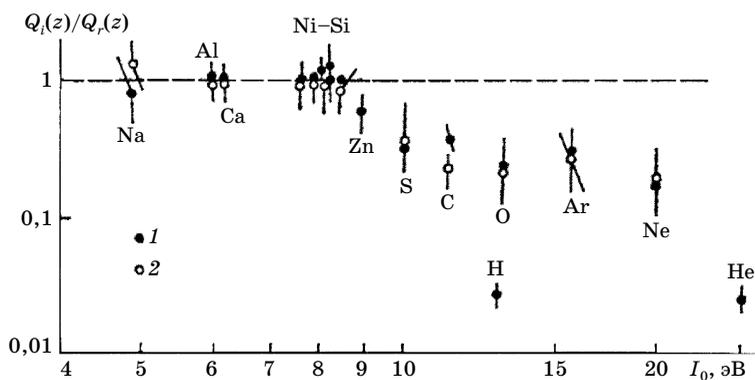


Рис. 12.2. Отношения содержания ядер космических лучей в источниках $Q_i(E, Z)$ к среднему галактическому содержанию Q_g в зависимости от первого ионизационного потенциала атомов I_0 : 1 — галактические космические лучи, 2 — солнечные космические лучи

но с летучестью элементов. Возможно, что этот фактор играет какую-то роль. Например, Fe, Mr, 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 (12.45) в источниках для всех ядер $\gamma_i \approx 2,2$, что согласуется с единым механизмом ускорения.

Для успешного ускорения частиц необходим механизм ускорения первого порядка относительно u/c . Иными словами нужно, чтобы все столкновения были встречными. В космическом пространстве такой процесс обеспечить невозможно. Однако в источниках (например, в оболочках взрывающихся звезд, когда в плазме возникают ударные волны) подобные условия иногда создаются.

Межзвездная среда состоит из горячего разреженного ионизованного газа ($T \sim 10^6$, плотность частиц $\rho = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$) с упорядоченным магнитным полем (см. § 6.4). Этот газ представляет собой совокупность звездного ветра, подобного солнечному, и остатков оболочек сверхновых (см. гл. 14). Движение этого вещества приводит к появлению неоднородностей, например волн Альвена – поперечных магнитогидродинамических колебаний, распространяющихся вдоль силовых линий со скоростью $v_A = H/4\pi\rho$. При взрыве сверхновой в такой среде возникают ударные волны. Регулярный механизм ускорения в ударных волнах был предложен Г.Ф. Крымским.

Рассмотрим систему координат, связанную с ударной волной, движущейся параллельно силовым линиям упорядоченного поля. Плоскость волны разделяет пространство на две области – возмущенную и невозмущенную. Скорости движения неоднородностей в этих частях различны и равны u_1 и u_2 , причем скорость частицы $v > u_1$ и u_2 . Частица будет случайным образом блуждать между неоднородностями, многократно пересекая фронт волны. При каждом пересечении фронта частица будет приобретать или терять энергию согласно (12.16). За один цикл, который состоит в пересечении фронта в прямом и обратном направлениях, импульс частицы изменяется на величину

$$\Delta p/p = 2(u_1 - u_2)/v = 2(\sigma - 1)u_2/v, \quad (12.29)$$

где $\sigma = u_1/u_2$ – коэффициент компрессии (из закона сохранения материи следует, что $\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$ и поэтому $u_1/u_2 = \rho_2/\rho_1$). В трехмерном случае из-за усреднения по углам

$$\Delta p/p = (3/4)(\sigma - 1)u_2/v. \quad (12.30)$$

Из-за общего дрейфа со скоростью u_2 часть частиц будет выноситься из области ускорения. В трехмерном случае эта доля равна $\Delta n/n = -4u_2/v$ (средняя скорость блуждания равна $v/4$). Если после каждого цикла остается доля частиц ξ , то после k циклов имеем

$$N(>k) = n_0 \xi^k \quad \text{и} \quad p = p_0 f^k,$$

где f^k – коэффициент возрастания энергии. Исключив k , имеем ($E = p\beta c$, $\beta \approx 1$)

$$n(>p) = n(>E) = n_0 (p/p_0)^{(\ln \xi / \ln f)} = n_0 (p/p_0)^{-(\gamma - 1)}.$$

Учитывая, что $\Delta u \ll v$, получим

$$\gamma = 1 + 3/(\sigma - 1).$$

Коэффициент компрессии в мощных ударных волнах $\sigma \sim 4$, т.е. $\gamma \sim 2$, что близко к экспериментальным оценкам для источников. Предыдущее рассмотрение справедливо, если область ускорения много больше свободного пробега частиц λ . Очевидно, что время одного цикла складывается из времен пребывания частиц в двух полупространствах, которые определяются соответствующими коэффициентами диффузии D_1 и D_2 , а полное время ускорения зависит от времени существования ударной волны.

Расчеты показывают, что предельные энергии, которых достигают частицы при взаимодействии с ударными волнами в оболочках сверхновых, достигают $10^6 \cdot \text{ГэВ}$. Такое значение энергии, как отмечалось в гл.11, соответствует излому спектра («колену») в спектре космического излучения. Рассмотренный механизм иногда называют механизмом Ферми первого порядка.

В основе механизма лежит представление о сильной ударной волне, распространяющейся в межзвездной среде, где уже имеется некоторое количество частиц высоких энергий. Поскольку волна сильная, возмущение распространяется в меж-

звездном газе со скоростью, значительно превышающей скорость звука, $u \gg v_s$. Это безусловно справедливо для взрыва сверхновой, когда вещество выбрасывается со скоростью до 10^4 км/с, тогда как звуковая скорости в межзвездном газе не превышают 10 км/с. Для сильной ударной волны увеличение плотности прошедшего через фронт газа выражается очень простой формулой

$$\rho_2/\rho_1 = (C_T + 1)/(C_T - 1), \quad (12.50)$$

где индексы 1 и 2 относятся к газу соответственно впереди и за фронтом, C_T – отношение удельных теплоемкостей (см., например, [6]). В полностью ионизованном газе $C_T = 5/3$, следовательно, $\rho_2/\rho_1 = 4$.

Теперь посмотрим, что происходит с газом космических лучей вблизи фронта ударной волны. Перед ним частицы распределены изотропно благодаря рассеянию на альвеновских и магнитозвуковых волнах (см. п. 21.4). Некоторые частицы проходят через фронт, там рассеиваются на неоднородностях и их распределение снова становится изотропным. Отметим, что при этом газ космических лучей отбирает кинетическую энергию у газа за фронтом. Некоторые частицы увлекаются потоком дальше, а некоторые возвращаются назад в невозмущенный газ. Движению частиц навстречу потоку препятствуют процессы рассеяния, которые также делают распределение космических лучей изотропным. Однако частицы, совершившие этот цикл, приобрели некоторое количество энергии в результате ускорения Ферми первого порядка. Затем они снова подхватываются потоком и цикл повторяется.

Определим β и ω для такого цикла с помощью следующих простых соображений. Оценка величины β проводится так же, как при выводе уравнения (21.1). В этом случае при нормальном падении относительное увеличение энергии частицы за один цикл равно

$$\Delta E/E = 2\gamma^2(u/c)(u/c + v/c) = 2\Delta u/c,$$

где Δu – скачок потока на фронте ударной волны. Здесь предполагается, что частицы движутся со скоростью света. При более строгом расчете нужно провести усреднение по углам паде-

ния для частиц, движущихся вдоль потока и навстречу ему. Тогда получается соотношение

$$\Delta E/E = (4/3) (\Delta u/c),$$

откуда

$$\langle \beta \rangle = E/E_0 = 1 + (4/3) (\Delta u/c), \quad (12.51)$$

Чтобы оценить w , используем рассуждения Белла. Согласно классической кинетической теории, число частиц, пересекающих за секунду площадку единичной площади, равно $N_1 c/4$, где c – их скорость, N_1 – концентрация. Эта величина с точностью до u/c , где u – скорость фронта, равна числу частиц, пересекающих фронт ударной волны. С другой стороны, за фронтом волны частицы уносятся потоком вещества, причем их распределение в системе отсчета газа изотропно. Таким образом, в стационарном состоянии число частиц, проходящих через фронт навстречу потоку, равно

$$N_1 c/4 - u_2 N_2.$$

Отсюда вероятность выхода P равна

$$P = 4(N_1 c/4 - u_2 N_2).$$

Поскольку частицы практически не замечают фронт волны, с хорошей точностью можно считать, что $N_2 = N_1$. Тогда

$$P = 1 - 4u_2/c. \quad (12.52)$$

Найдем логарифм P и β :

$$\ln P = \ln(1 - 4u_2/c) = -4u_2/c,$$

поскольку $u_2/c \ll 1$,

$$\ln \beta = \ln(1 + 4\Delta u/3c) = 4\Delta u/3c.$$

Отсюда

$$\ln P / \ln \beta = -3u_2/(u_1 - u_2).$$

Теперь воспользуемся соотношением, выражающим сохранение массы в пересекающем фронт потоке (все величины определены в системе покоя фронта):

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2.$$

Поскольку $\rho_2/\rho_1 = 4$, получаем $u_1/u_2 = 4$. Отсюда

$$\ln P / \ln \beta = -1. \quad (12.53)$$

Подставляя это выражение в (12.49), получим

$$dN(E) = \text{const } E^{-2} dE. \quad (12.54)$$

Значение показателя спектра близко к экспериментальному значению $\gamma \sim 2,5$. Единственное условие, чтобы ударная волна была сильной, и в ней присутствовало некоторое количество релятивистских частиц. Механизм действует все время, пока ударная волна остается сильной. Поэтому в остатках сверхновых ускорение продолжается до тех пор, пока они не расширятся до значительных размеров, порядка 10–15 пс. Сильные ударные волны возникают, по-видимому, в самых различных объектах, включая, кроме разлетающихся оболочек сверхновых, ядра галактик и горячие пятна во внегалактических радиоисточниках.

Ударные волны в молодых остатках сверхновых. Механизм Ферми первого рода действует длительное время практически до полной диссипации сильной ударной волны.

На более ранних стадиях эволюции оболочки сверхновой, в самом ее начале ситуация может быть иной [14]. Когда ядро звезды только сколлапсировало, выделяющаяся энергия связи нейтронной звезды передается падающему веществу. Эта энергия так велика, что возникает очень сильная ударная волна, и внешние слои звезды приходят в движение. Поскольку плотность газа, через который движется ударная волна, падает, скорость ее фронта должна увеличиваться и приближаться к скорости света. Энергия в расчете на атом непосредственно за фронтом ударной волны становится очень большой. Согласно предположению Колгейта, рассматривавшего эту модель, частицы за фронтом становятся релятивистскими при плотности около 30 г/см^3 . По мере прохождения через еще более разреженные слои частицы в каждом слое ускоряются до все больших энергий, по мере того как плотность уменьшается. Согласно оценкам Колгейта, получают следующие энергии частиц (табл. 12.1).

Таблица 12. 1

Энергии, до которых могут ускоряться частицы

Плотность, г/см ³	Энергия на частицу, ГэВ
1	10
10 ⁻⁵	10 ⁴
10 ⁻¹²	10 ⁸

В этом механизме трудно получить частицы сверхвысоких энергий, поскольку, прежде чем такие энергии будут достигнуты, ударная волна рассеивается. Но особенность механизма состоит в том, что происходит ускорение не отдельных частиц, а больших потоков вещества.

Согласно расчетам автора, примерно 10^{-4} общей массы звезды может выбрасываться с релятивистскими скоростями.

«**Плазменный турбулентный ускоритель**» [12]. Еще один механизм ускорения частиц связан с турбулентностью Ленгмюра, возникающей в разреженной горячей плазме, которая существует в оболочках молодых сверхновых. Такой подход был рассмотрен В.Н. Цытовичем и др. [13]. В плазме возникает огромное разнообразие волн. В простейшем случае ее можно рассматривать как упругое тело. Например, смещение группы электронов относительно малоподвижных ионов создает силу, стремящуюся вернуть электроны обратно, что вызывает колебания и порождает продольную волну, называемую ленгмюровской. При увеличении амплитуды колебаний очень быстро возникают нелинейные эффекты – сгустки ленгмюровских волн (солитоны) и вихри. Детальное описание таких эффектов требует довольно сложного математического аппарата, и мы ограничимся качественной картиной.

В плазме существует множество типов волн. Различные плазменные волны и играют роль турбулентных вихрей. В результате взаимодействия различных мод происходит трансформация волн друг в друга, их расщепление и перемешивание. Результирующий равновесный спектр колебаний соответствует турбулентности Ленгмюра. Частицы, находящиеся в плазме, взаимодействуют с турбулентными вихрями и нагреваются, пока не наступит равновесие. Цытович показал, что равновесный спектр ускоренных частиц степенной с показателем степени, близким к наблюдаемому в спектре космических лучей.

Магнитосферы пульсаров. Механизмы ускорения частиц, с которыми мы познакомились, позволяют получать степенной спектр частиц по энергиям до энергий $\sim 10^{19}$ эВ в оболочках сверхновых. Однако остаются проблемы ускорения частиц до сверхвысоких энергий $E > 10^{19}$ эВ, поскольку при таких энергиях их гирорадиус становится больше, чем размер самого

остатка сверхновой. По-видимому, в этом диапазоне нужно искать другой механизм ускорения. Наиболее вероятным кандидатом можно считать магнитосферы пульсаров.

Поскольку масса нейтронной звезды примерно равна $1M_{\odot}$, ее запас энергии порядка 10^{53} эрг, а магнитное поле на поверхности напряженностью порядка 10^{10} – 10^{12} Гс. Магнитное поле волны в основании волновой зоны пульсара составляет 10^6 Гс, и, следовательно, напряженность электрического поля равна

$$E = eB = 3 \cdot 10^{14} \text{ В/м.} \quad (12.31)$$

При такой напряженности электрического поля нужны буквально мгновения, чтобы частица разогналась до скорости, близкой к скорости света c :

$$mdv/dt = eE.$$

Поэтому (мы приняли, что в пределе $dv/dt \sim c/T$)

$$mc/T = eE, \text{ т. е. } T = mc/eE \sim 10^{-14} \text{ с.}$$

Это ничтожно мало по сравнению с минимально возможным периодом вращения пульсара $\sim 10^{-4}$ с. Поэтому в окрестности пульсара все частицы релятивистские. Как только скорость частицы оказывается сравнимой со скоростью света, становятся существенными магнитные силы, которые искривляют ее траекторию в направлении распространения волны. В результате частица непрерывно ускоряется. Поскольку скорость частицы близка к скорости света, она движется более или менее в фазе с волной, т.е. примерно так же, как в синхрофазотроне. Траектории частиц в поле сильной волны детально рассчитывались многими авторами [5]. Они показали, что частицы вполне могут ускоряться в этих системах до 10^{20} эВ. Ограничение на энергию частиц накладывают потери на излучение, которые в конце концов становятся существенными.

Из приведенных выше качественных рассуждений следует, что проблема ускорения космических лучей до сверхвысоких энергий может быть решена. С.И.Сыроватский оценил максимальное значение энергии, которую можно сообщить частице в магнитном поле \mathbf{B} , занимающем область размером L :

$$E_{\text{макс}} = 3 \cdot 10^{19} \text{ эВ (= 5 Дж!)} \quad [15].$$

Таким образом, в принципе, не возникает трудностей с ускорением частиц в окрестностях пульсаров до сверхвысоких энергий.

Следует также уделить внимание возможности ускорения частиц в активных ядрах галактик. В них могут находиться объекты, которые представляют собой нечто похожее на гигантских размеров пульсары и другие экзотические образования. Может быть, именно они являются источниками космических лучей сверхвысоких энергий [13].

§ 12.6. Заключение

Приведенные в настоящей главе результаты показывают, что мы догадываемся, какие объекты являются источниками галактических космических лучей (главным образом, сверхновые), какие ускорители созданы природой и каково их устройство (ударные волны в оболочках сверхновых, нейтронные звезды). Степенной характер спектра задается источниками, а межзвездная среда лишь слегка его трансформирует. Наиболее сильное влияние она оказывает на ядерный состав излучения, приводя к появлению редких в источниках ядер группы L .

Таким образом, удастся понять многие явления в физике космических лучей. Но несмотря на большой прогресс многие проблемы их происхождения остаются нерешенными. В частности, нельзя сделать окончательный выбор между галактическими моделями: дисковой или с гало, не до конца исследован вопрос о происхождении излома в спектре при энергии 3 ПэВ, остаются неясности и в проблеме обрезания спектра при взаимодействии частиц с реликтовым излучением.

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 ~ 1 рад при прохождении через галактику?
4. Оцените полную энергию, содержащуюся в реликтовом излучении.
5. Может ли удерживаться в галактике ядро железа с жесткостью 10^{18} В, если среднее магнитное поле $3 \cdot 10^{-6}$ Гс.
6. При какой энергии протоны начнут покидать галактику в дисковой модели ($\mathbf{B} = 3 \cdot 10^{-6}$ Гс)?
7. Чему равен гирорадиус ядра урана в галактическом поле?
8. Каков источник образования позитронов в межзвездной среде?

Литература

1. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
2. Гинзбург В.Л., Птушкин В.С. О происхождении космических лучей. М.: 1975. Т. 117. С. 585.
3. Озерной Л.М., Прилуцкий О.Ф., Розенталь И.Л. Астрофизика высоких энергий. М.: Атомиздат, 1973.
4. См. [1, § 13].
5. См. [1, § 4].
6. Fermi E. // Phys. Rev. 1949.V. 75. P.
7. Хишен Д.С. Радиогалактики // Над чем думают физики. Вып. 6. Астрофизика. М., 1967. С. 138.
8. Гинзбург В.Л. Происхождение космических лучей. Физика элементарных частиц и космических лучей. Гл.5. М.: ИЛ, 1960.
9. Erlykin A.D., Lagutin A.A., Wolfendale A.W. Properties of the interstellar Medium and the propagation of Cosmic rays in the galaxy. arXiv: astro-ph/ 0209506 1.24 Sept 2002.
10. См. [3, § 7.2].
11. Лагутина А.А., Тюменцев А.Г. // Изв. Алтайского гос. ун-та. 2004. Т.5. С.4.
12. Lagutin A.A., Raikin R.I., Stanovkina N.V. et al. Mass Composition of the Primary Cosmic Rays in the energion 10^{14} – 10^{20} eV in Anomalous Diffusion Model. arXiv: astro-ph/ 0306187 1. 10.
13. Лонгейр М. Астрофизика высоких энергий. М. Мир, 1984
14. Цытович В. Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
15. Colgate S., Jonson M. // Phys. Rev. 1960.V.5. P. 235.
16. Лагутин А.А., Тюменцев А.Г. // Изв. Алтайского гос. ун-та. 2004. Т.5. С.4.

ГЛАВА 13. История космических лучей

§ 13.1. Постановка проблемы

Все мы пассажиры космического корабля, называемого Солнечной системой. Со скоростью более 200 км/с мчится она в галактическом пространстве, совершая за 275 млн лет полный оборот вокруг центра Галактики. За это время, побывав в разных областях Галактики, она подвергается воздействию космических лучей с характерной локальной интенсивностью. Кроме того, в ближайших окрестностях Солнечной системы могут происходить различные катастрофические явления, например вспышки сверхновых. Такие процессы должны вызывать резкие изменения интенсивности космических лучей. На Земле существуют естественные архивы космических частиц и излучений, имеющих хорошую память об астрономических явлениях в отдаленном прошлом. Они следят за космической погодой независимо от нашего желания. Расшифровав информацию, скрытую в этих архивах, мы можем надеяться получить сведения о космической погоде в отдаленные эпохи.

Существенным вопросом, без ответа на который невозможно решить проблему происхождения космических лучей, является определение времени их появления. 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. Однако, как упоминалось в гл. 12, 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 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 переполюсовки. Могут быть и другие – галактические – причины резких возрастных изменений интенсивности. Учитывая вероятное генетическое действие космических лучей, нельзя исключить того, 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 10^7 лет.

§ 13.2. Методы исследования космической радиации в отдаленные эпохи

Образование стабильных и нестабильных изотопов. Природа задолго до появления пытливых ученых стала собирать и хранить информацию о космическом излучении. Наша задача обработать огромный накопленный материал и сделать правильные выводы. Где же хранится вся необходимая нам информация? Такими архиваторами могут служить кольца деревьев, кораллы, полярный лед, донные отложения морей и океанов, сталактиты и т.д. Под действием космических лучей в различных объектах возникает наведенная радиоактивность, а также образуются некоторые стабильные изотопы. Космические лучи непрерывно бомбардируют земную атмосферу, инициируя различные ядерные реакции. В ней образуются радиоактивные ядра, такие как ^{14}C , ^3H , ^7Be , ^{10}Be , ^{22}Na и др. ^{14}C – один из радиоактивных изотопов углерода с периодом полураспада 5730 лет. Генерируемый космическими лучами радиоуглерод окисляется до $^{14}\text{CO}_2$ и вместе с обычным углекислым газом участвует во всех природных процессах: поглощается

растениями и соответственно попадает в организмы животных и людей. Наиболее удобным объектом для исследований являются кольца деревьев. Концентрация радиоуглерода в кольце пропорциональна интенсивности космических лучей в год роста этого кольца. Таким образом, измерив содержание радиоуглерода в кольце дерева, можно вычислить интенсивность космических лучей в тот год. Это позволяет восстановить интенсивность космических лучей в прошлом (за последние несколько тысяч лет по живым деревьям и до 100 тыс. лет назад по сталагмитам, кораллам, полярному льду).

Свойства ^{10}Be отличаются от свойств ^{14}C тем, что в атмосфере ^{10}Be прилипает к пылинкам и оседает вместе с ними в донных отложениях морей и океанов, в полярном льду. Изучая содержание изотопа ^{10}Be в ледниках Антарктиды, удается получить информацию об интенсивности космических лучей за интервал времени вплоть до 200–300 тыс. лет. Космические лучи, рентгеновское и гамма-излучения, попадая в атмосферу Земли, также вызывают ионизацию частиц воздуха, генерируя электроны. Обилие электронов влияет на скорость химических процессов, в частности, резко растет концентрация нитратов, которые переносятся атмосферными вихрями, как в антарктический, так и в арктический лед. В условиях ледяных пустынь нитраты хорошо сохраняются, так же, как и ядра ^{10}Be . Поэтому, измерив независимым методом возраст льда, можно по содержанию нитратов в нем восстановить интенсивность космических протонов, электронов, рентгеновского и гамма-излучений. По имеющимся данным этот метод позволяет охватить последние несколько десятков тысяч лет. Таким образом, существуют два канала информации: космогенные изотопы в различных земных образцах и нитраты в полярном льду.

Если вероятность образования изотопа с атомной массой A обозначить p^A , то число возникающих атомов типа A

$$N_A = \int_{t_1}^{t_2} p^A J(t) dt, \quad (13.1)$$

где $J(t)$ – интенсивность космического излучения, а пределы интегрирования соответствуют времени облучения. Вероят-

ность 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 $p^A = \text{const}$, J – средняя интенсивность, то

$$N_A = p^A J T, \quad (13.2)$$

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

$$N_A = p^A J T_0. \quad (13.3)$$

Следовательно, измерив отношение числа стабильных и нестабильных ядер, возникших под действием космических лучей в данном образце, можно установить возраст объекта T . Например, обозначая одним штрихом стабильные ядра, а двумя – нестабильные, получаем

$$N'/N'' = (p'/p'')(T/T_0''). \quad (13.4)$$

Итак, зная p' , p'' и время жизни изотопа T_0'' , можно определить время облучения T :

$$T = (N'/N'')(p''/p')T_0''.$$

Далее из формулы (13.2) можно найти среднюю интенсивность J за время облучения. Формула (13.4) показывает, что для изучения различных интервалов T нужно подбирать изотопы с соответствующими периодами полураспада.

Радиоуглеродный метод. Этот метод можно назвать археологическим. Взаимодействие частиц космического излучения с атомными ядрами в атмосфере Земли порождает нейтроны, которые в конечном итоге поглощаются путем захвата их азотом:



Углерод ^{14}C нестабилен и с периодом $T_0 \approx 5730 \pm 30$ 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}C входит в состав всех живых организмов в определенном соотношении с ^{12}C , зависящим от интенсивности космических лучей, сечения реакции (13.5) и периода T_0'' .

Каждую секунду в столбе воздуха сечением 1 см^2 образуются (и, следовательно, распадаются) два ядра ^{14}C . В этом же объеме воздуха содержится $8,5\text{ г}$ углерода (из общего количества около 10^3 г воздуха). Это значит, что в каждом грамме углерода, содержащегося в живых организмах, происходит около 15 распадов ^{14}C в минуту. После отмирания живых организмов обмен с окружающей средой прекращается и количество ^{14}C начинает убывать с периодом полураспада $T_0^c = 5730$ лет. Тогда ($T_0 = T_0^c / \ln 2$)

$$J(T)/J_0 = (N/N_0) = \exp(-T/T_0), \quad (13.6)$$

где T – время, прошедшее с момента отмирания исследуемого предмета органического происхождения; N – число распадов ^{14}C в минуту; $N_0 = 15\text{ мин}^{-1}$; 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 (рис. 13.1). Самые древние образцы – куски дерева из подземных гробниц фараона Сета (возраст гробниц 4900 ± 200 лет). В гробнице фараона Сенусерта III был найден деревянный погребальный корабль (около 3900 лет до н.э.).

На рис. 13.1, *a* показано число распадов ^{14}C в зависимости от возраста образца. Сплошной линией показана ожидаемая зависимость при условии постоянства интенсивности космического излучения. Около точек даны названия изученных образцов. Из совпадения расчетных и экспериментальных данных следует постоянство интенсивности в течение примерно 5000 лет.

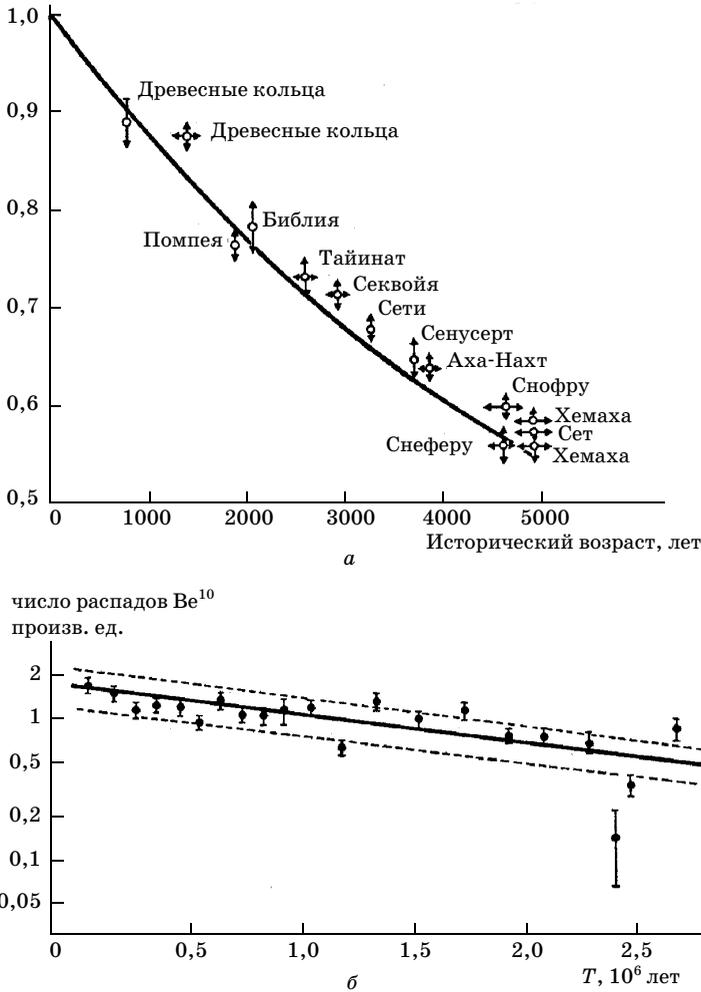


Рис. 13.1. Зависимость числа распадов (концентрации радиоактивного углерода (а) и Be^{10} (б)) от возраста образца. Сплошная кривая – расчет в предположении постоянства интенсивности космических лучей

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 фи-

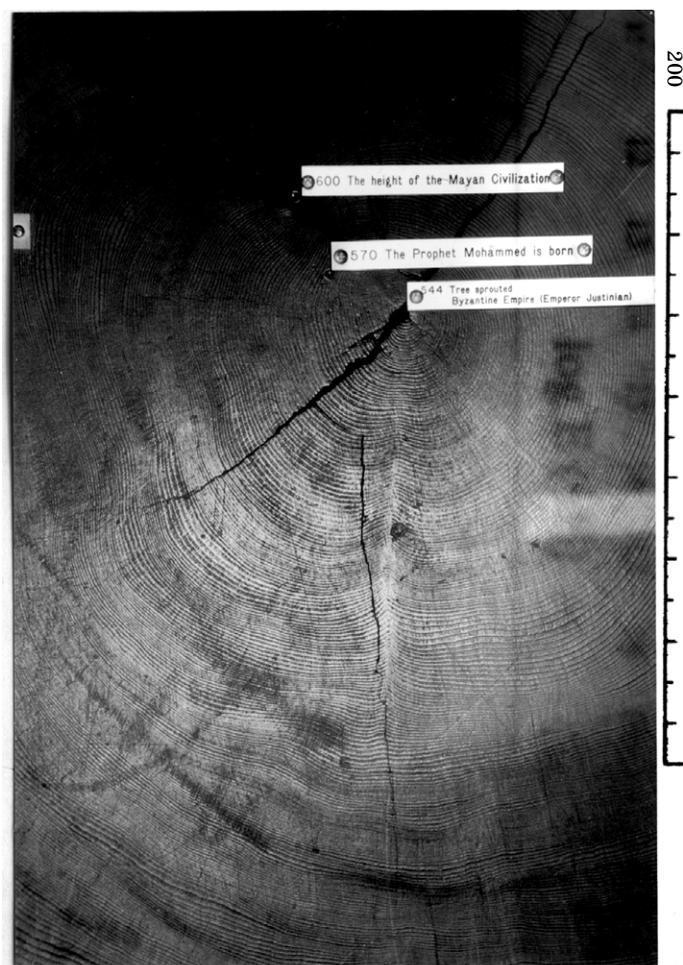


Рис. 13.2. Показан спил мамонтового дерева (заповедник секвой около Сан-Франциско), которое произрастало еще в период Византийской империи и помнит день рождения пророка Магомета

зик Хигаши показал в 1964 г., исследуя содержание ^{14}C в годичных кольцах 1820-летней криптомерии, что около 700 лет назад содержание ^{14}C было на 1,5–2% ниже современного. Согласно давним астрономическим наблюдениям, в истории Солнца существовали периоды, когда на поверхности Солнца отсутствовали пятна, являющиеся признаком солнечной активности. Один из таких глубоких минимумов отмечался с

1645 по 1715 г. Этот минимум носит имя английского ученого Е. Маундера, который обнаружил существование такого минимума. Этот период был исследован радиоуглеродным методом. В годичных кольцах деревьев было измерено содержание радиоуглерода за последние 4000 лет, включающих периоды до маундеровского минимума, во время и после него.

На рис. 13.3 показано изменение содержания ^{14}C в атмосфере, восстановленное по кольцам живых деревьев и древесины из давних построек. На графике прослеживаются колебания интенсивности, вызванные изменением активности Солнца, а также антропогенным воздействием. Использование ископаемых топлив привело к уменьшению содержания ^{14}C в атмосфере, так как в угле и нефти радиоуглерод давно распался, и углекислый газ, образующийся при сжигании топлива обеднен радиоуглеродом. Уничтожение лесов тоже ведет к снижению концентрации ^{14}C в атмосфере. Это явление называют зюсс-эффектом. Он хорошо заметен на графике. Ядерные испытания в атмосфере в 50-е–начале 60-х гг. привели к обратному эффекту. При ядерном взрыве в азотной среде образуется огромное количество радиоуглерода. Отношение изотопа ^{14}C к ^{12}C в атмосфере северного полушария удвоилось за 5 лет.

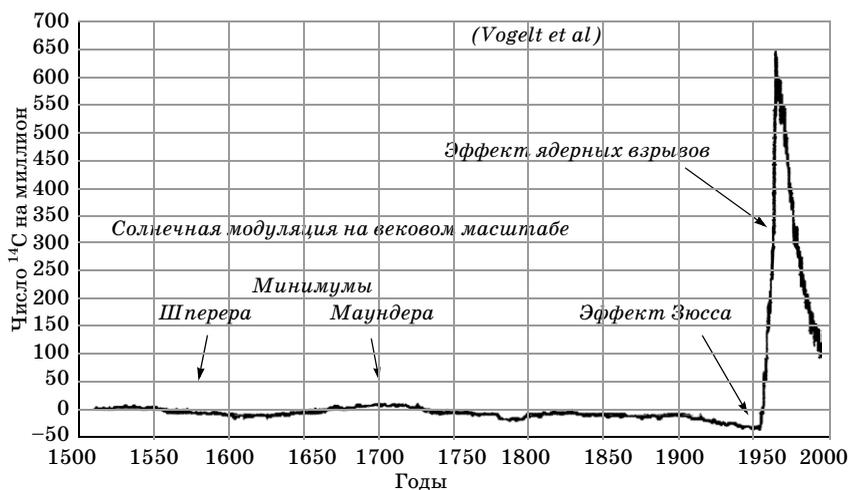


Рис.13.3. Суммарные результаты измерений содержания радиоуглерода в кольцах стволов в атмосфере в Южном полушарии

Подробные измерения маундеровского минимума были произведены в 1970-е гг. в Советском Союзе. В дальнейшем результаты были подтверждены и в США. Во всех экспериментах была отмечена 11-летняя цикличность до маундеровского минимума и после него. В период глубокого минимума солнечной активности наблюдалось повышение общего уровня содержания ^{14}C в атмосфере Земли, что говорит об увеличении потока космических лучей и, что было неожиданно, существовании циклических вариаций во время минимума. Полученные экспериментальные данные показали, что переход Солнца из нормального состояния активности в глубокий минимум и обратно осуществляется сравнительно быстро, за 1–2 года. На рис. 13.4 представлены результаты измерений содержания радиоуглерода в эпоху маундеровского минимума. Отчетливо видны 11-летние вариации до минимума, повышение среднего уровня и наличие вариаций во время маундеровского минимума. В эпоху маундеровского минимума, который проявился также в так называемом малом ледниковом периоде, прирост древесных колец был подавлен, как и во время других глубоких минимумов, получивших имена Р. Вольфа и Г. Шперера. На основе имеющихся экспериментальных данных построен временной ход интенсивности галактических космических лучей за последние 500 лет.

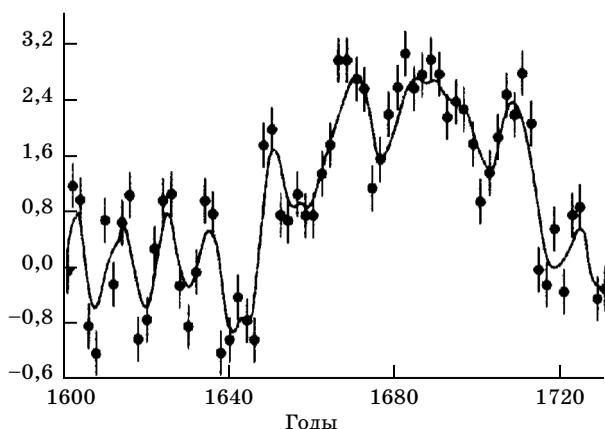


Рис. 13.4. Зависимость от времени содержания радиоактивного углерода в атмосфере Земли во время маундеровского минимума

Установив временной ход средней интенсивности космического излучения, можно использовать радиоуглеродный метод для целей археологии. В этом отношении уже достигнуты определенные успехи.

Например, недавно возникла дискуссия относительно возраста плащаницы – ткани, в которую было завернуто тело Христа. Важным событием было определение возраста плащаницы радиоуглеродным методом. Для исследования от плащаницы был отрезан маленький кусочек полотна. Исследователи пришли к выводу, что ткань относится к Средним векам и плащаницу нельзя считать подлинной, хотя церковники оспаривают этот вывод.

Исследование метеоритов. Для определения интенсивности космических лучей в более отдаленные времена 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 возникают 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 экранированы большой толщиной вещества. Облучение прекращается после падения метеорита на Землю из-за экранирующего действия земной 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, ^3H ($T_0 = 12,3$ дня), ^7Be ($T_0 = 53$ дня), ^{41}Ca ($T_0 = 8 \cdot 10^4$ лет), ^{40}K ($1,3 \cdot 10^9$ лет), ^{10}B ($2,5 \cdot 10^6$ 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}K , ^{50}V , ^{36}Ar и многие другие. Эксперименты по облучению метеоритов протонами,

поставленными на ускорителях, позволили узнать сечения образования различных изотопов, важных для метеоритного метода.

Изучение других изотопов позволяет продвинуться еще дальше в прошлое. Например, данные по содержанию в породах ^{10}Be охватывают миллион лет (рис. 13.1, б).

На рис. 13.5 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}K и ^{41}K . Определив время облучения T по отношению $^{36}\text{Ar}/^{36}\text{Cl}$ или $^{21}\text{Ne}/^{26}\text{Al}$ в разных метеоритах, мы можем построить зависимость отношения концентраций $^{41}\text{K}/^{40}\text{K}$ 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 назад) поток космических лучей был в два-три раза меньше, чем сейчас.

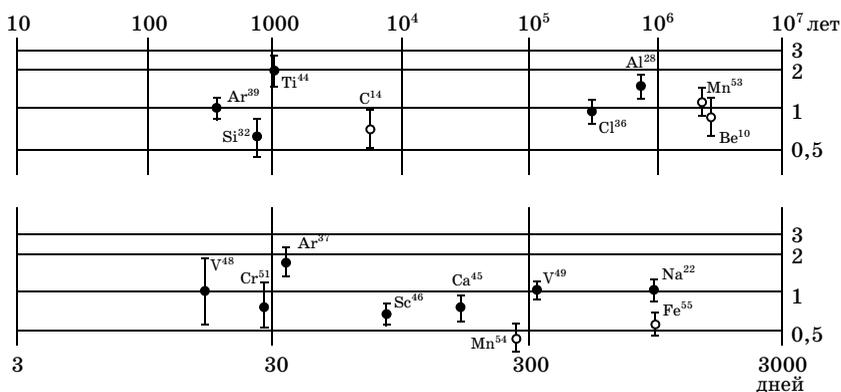


Рис. 13.5. Зависимость интенсивности космических лучей от времени: по оси абсцисс – время; по оси ординат – отношение наблюдаемой в метеоритах активности к теоретической, вычисленной в предположении постоянства интенсивности космического излучения

Таким образом, из данных изотопного метеоритного анализа следует, что интенсивность космических лучей за последний миллиард лет не изменялась монотонно, а скорее, испытывала периоды небольших подъемов и спадов.

§ 13.3. Метод ископаемых треков

Весьма распространенный метод регистрации сильно ионизирующих частиц по вызываемым ими местным разрушениям в пластических материалах можно применять и для изучения «истории тяжелых ядер». Тяжелые ядра с $Z > 25 - 30$, попадая в некоторые кристаллические вещества (оливин, кварц, полевой шпат и др.), вызывают нарушения кристаллической решетки. Если поверхность таких кристаллов протравить в 40% фтористо-водородной кислоте в течение нескольких минут, то следы частиц станут видны под микроскопом. Их размеры зависят от степени нарушения решетки и 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.

Как и для ядерных эмульсий, лучший способ представления результатов – построение зависимости скорости травления от остаточного пробега, т.е. от того, какой путь должна пройти частица до полной остановки. Повреждения можно смоделировать следующим образом. Ищется параметр, который измеряет плотность повреждений как функцию заряда и скорости падающей частицы. Эмпирически установлено, что плотность радиационных повреждений J удовлетворительно дается формулой, похожей на выражение для ионизационных потерь с соответствующими поправками при высоких энергиях. Обычно применяется выражение

$$J = a(Z/v)^2 [\ln(v\gamma)^2 - (v/c)^2 + K - \delta(v/c)]. \quad (13.7)$$

Эту формулу можно использовать эмпирически, и мы не будем останавливаться на интерпретации ее членов. Константы подбираются по сравнению с конкретным экспериментальным материалом и имеют очень малое отношение к величинам, употребляемым в классической теории ионизационных потерь. Это соотношение позволяет описывать чувствительность различных материалов к радиационным повреждениям.

В табл. 13.1 показаны результаты изучения распространности 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. В таблице представлены данные для экспозиции 10^7 лет. Имея в виду некоторую неопределенность результатов, можно заключить, что за последние 10 млн лет ядерный состав космических лучей не подвергался систематическим изменениям.

Таблица 13.1

Относительный состав космических лучей по данным метода ископаемых треков ($N_{Fe} = 1$)

Z	В наше время	За последние 10^7 лет
40–50	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$(3-5) \cdot 10^{-5}$
51–70	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$(6-12) \cdot 10^{-6}$
71–83	$7 \cdot 10^{-6}$	$(1-3) \cdot 10^{-6}$
84–92	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
83–110	$1 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$

Регистрация взрыва сверхновой. На основании измерений содержания ^{10}Be в полярных льдах в 80-х гг. прошлого столетия был сделан вывод о существенном повышении интенсивности космических лучей в интервале от 10 до 40 тыс. лет тому назад. Зависимость интенсивности от времени в тот период была похожа на то, как если бы вблизи Солнечной системы (не далее 50 пс) произошел взрыв сверхновой с мощностью, превышающей 10^{50} эрг. Этот вывод удалось подтвердить и радиоуглеродным методом. Уточнение времени взрыва показало, что он произошел около 35 тыс. лет назад (рис. 13.6). Вероятность такого события вблизи Солнца составляет около 10^{-5} в год. Общая интенсивность космических лучей от взрыва сверхновой возросла на Земле в два раза, причем эффект зарегистрирован как в Арктике, так и в Антарктике.

Нитратный метод исследования хронологии космических лучей. В настоящее время важное значения для исследования истории космических лучей приобрел нитратный метод. Ряд химических реакций образования нитратов стимулируются ионизацией атмосферы, главным источником которой являются космические лучи. Выпадающие осадки слоями откла-

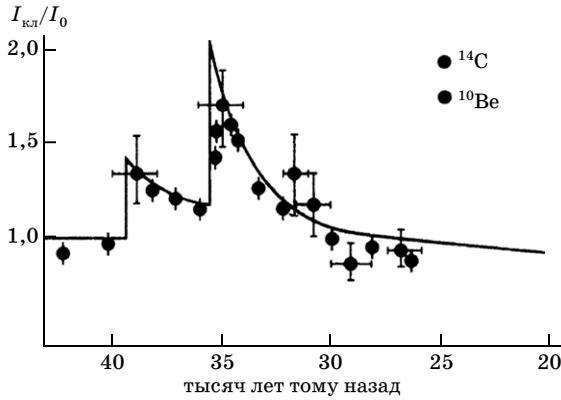


Рис. 13. 6. Космогенный след взрыва сверхновой вблизи солнечной системы

дываются во льду Антарктиды, которая оказалась прекрасным холодильником для долговременного хранения информации об ионизации атмосферы. Нитратный метод был проверен на известных солнечных вспышках 1859, 1946 и 1972 гг. Это позволяет надеяться на обнаружение слоев с повышенным содержанием нитратов в более отдаленных периодах. В частности, считается возможной регистрация γ -всплесков (барстеров) в отдаленные эпохи. Другие методы менее пригодны из-за невысокой энергии фотонов в γ -всплесках (меньше нескольких МэВ).

Группа американских исследователей под руководством Б. Паркера провела бурение льда в районе Южного полюса. Целью работы было изучение солнечной и космической активности на протяжении столетий. В конце 80-х гг. удалось проникнуть до глубин в сотни метров и получить данные за последнюю тысячу лет. Удалось обнаружить слой с повышенным содержанием нитратов, относящийся к 1066 г. – взрыву известной сверхновой. В процессе работы предполагается достичь слоя на глубине 600 м, соответствующего периоду 6000 лет назад, когда произошла вспышка близкой сверхновой в созвездии Парусов. По некоторым предположениям эта сверхновая на протяжении нескольких месяцев была вторым Солнцем в древней Месопотамии.

§ 13.4. Заключение

Изложенные выше результаты исследования истории космических лучей свидетельствуют, что природа позаботилась об удовлетворении нашего любопытства и на протяжении миллионов лет собирала и хранила информацию об интенсивности космических лучей. Есть надежда, что дальнейшие исследования позволят надежно измерить временной ход интенсивности космических лучей, что поможет установить их происхождение. Нужно только найти подходящие «сейфы», где спрятаны секреты, и ключи к ним.

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.

3. Как изменилась радиоактивность углерода органических образцов с 1 г. н.э.?

4. При распаде ^{14}C образуются электроны. Какова их энергия?

Литература

17. Гинзбург В.Л. //УФН. 1966. Т.166(2). С.169.

ГЛАВА 14. Космические лучи в гелиосфере

§ 14.1. Гелиосфера

Солнце – типичная для Галактики средняя звезда, каких здесь 100 миллиардов. Но это наша звезда, и мы относимся к ней с особым вниманием и любовью. Масса Солнца $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{30}$ кг, а радиус $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8$ м. Вам не холодно? Возьмите в руки Солнышко и почувствуйте его тепло. Светимость Солнца, определяющая энергетический баланс Земли, равна $L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Жизнь на Земле существует лишь благодаря Солнцу.

Период обращения Солнца вокруг своей оси составляет 25,38 суток. Над видимой поверхностью Солнца – фотосферой – расположена сильно разреженная хромосфера (толщиной всего лишь 14 тыс. км), которая переходит в корону, еще более разреженную ионизованную часть атмосферы Солнца. Простирается она на миллионы километров за орбиту Земли. Иногда в хромосфере наблюдаются сильные взрывы (вспышки) в которых выделяется огромная энергия, до 10^{33} эрг. Небольшие вспышки чаще происходят в периоды максимума активности Солнца, повторяющиеся через каждые 10–12 лет. Земля обегает Солнце по эллиптической орбите за 1 год. Расположена она в среднем на расстоянии $R = 149,5 \cdot 10^9$ м. Это расстояние принято за 1 астрономическую единицу (1 АЕ). Солнце обладает магнитным полем, которое в форме спирали простирается до границ Солнечной системы, т.е. до расстояний ~100 АЕ.

Питается Солнце термоядерной энергией. Для этого из водорода синтезируется гелий, а также более тяжелые ядра в последующих цепочках термоядерных реакций [1]. Такие реакции возможны лишь при температурах $(10-20) \cdot 10^6$ К. Поэтому температура в центре Солнца очень высока. Измерить эту температуру можно, измеряя поток нейтрино от Солнца. Поток нейтрино с энергией 10–15 МэВ зависит от температуры как T^{13} и служит точным термометром.

Солнечный ветер [2]. Мы живем в атмосфере Солнца, в которой непрерывно дует ветер. Скорость его огромна, достига-

ет 10^3 км/с, однако плотность частиц мала, в среднем около $\langle n_p \rangle = (5-10) \text{ см}^{-3}$.

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 Е. Паркер [5]. Движущуюся солнечную плазму он очень образно назвал солнечным ветром. Солнечный ветер зарождается в поверхностных слоях Солнца. Связь между физическими характеристиками солнечного ветра вблизи орбиты Земли и физическими явлениями на поверхности Солнца оказывается чрезвычайно сложной и, кроме того, зависит от уровня солнечной активности и от конкретной ситуации на Солнце. Поэтому для простоты описания обычно предполагают, что наблюдаемый вблизи орбиты Земли солнечный ветер состоит из трех отдельных компонент:

1) спокойный солнечный ветер – постоянно существующий поток солнечной плазмы, заполняющий все межпланетное пространство вплоть до границ гелиосферы (~ 100 АЕ);

2) квазистационарные высокоскоростные потоки солнечной плазмы, ответственные за повторяющиеся геомагнитные возмущения;

3) случайные высокоскоростные потоки – относительно кратковременные, чрезвычайно неоднородные и сложные по структуре образования, ответственные за спорадические магнитосферные возмущения.

Уже первые прямые измерения параметров межпланетной плазмы при помощи советских космических аппаратов «Луна 2», «Луна 3» и «Венера 1» привели к экспериментальному обнаружению явления солнечного ветра¹.

Почти вся энергия Солнца вырабатывается в его ядре с радиусом $R_{\text{я}} = 0,4 R_{\odot}$. Энергия Солнца медленно течет к его поверхности за счет радиационного переноса. Этот процесс представляет собой последовательное поглощение и излучение энергии. В верхних слоях Солнца температура солнечного вещества падает. Поэтому любой объем солнечного вещества, всплывающий из недр Солнца, обладает большей температурой и меньшей плотностью, чем окружающая плазма, что приводит

¹ Это открытие было сделано группой К.И. Грингауза.

к развитию конвективной неустойчивости. Условия возбуждения конвективной неустойчивости уверенно выполняются в поверхностных слоях Солнца на расстояниях $r > 0,86 R_{\odot}$, где энергия переносится, главным образом, в форме тепловой энергии плазмы, заключенной в элементах вещества, поднимающихся из недр Солнца. Развитие турбулентности в плазме сопровождается генерацией интенсивных магнитозвуковых волн. Распространяясь в атмосфере Солнца, где плотность плазмы быстро уменьшается с высотой, звуковые волны трансформируются в ударные¹; ударные волны эффективно поглощаются веществом, температура которого растет, достигая значения $(1-3) \cdot 10^6$ К в солнечной короне. При такой температуре (т.е. энергии частиц в плазме) значительная часть частиц не может удерживаться гравитационным полем Солнца. Это ведет к непрерывному расширению короны в космическое пространство, т. е. к появлению спокойного потока солнечного ветра. Вблизи орбиты Земли параметры солнечного ветра измерены на космических аппаратах. Усредненные данные приведены в табл. 14.1.

Таблица 14.1

Параметры солнечного ветра вблизи орбиты Земли

Параметр	Средняя величина	Медленный солнечный ветер	Высокоскоростной солнечный ветер	В двухжидкостной модели
Плотность плазмы n , см ⁻³	8,7	11,9	3,9	15
Скорость v , км/с	468	327	702	330
Поток частиц, nv , см ² с ⁻¹	$3,8 \cdot 10^8$	$3,9 \cdot 10^8$	$2,7 \cdot 10^8$	
Протонная температура T_p , К	$7 \cdot 10^4$	$3,4 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^6$	$3,2 \cdot 10^4$
Электронная температура T_e , К	$1,4 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^5$
Отношение T_e/T_p	1,9	4,4	0,45	6,9

¹ При уменьшении плотности падает скорость звука, и течение становится сверхзвуковым.

Из табл. 14.1 следует, что температура ионов и электронов в солнечном ветре существенно различна. Кроме того по-разному ведет себя и изменение температуры протонов и электронов с расстоянием от Солнца. Подвижность ионов (в основном протонов) мала, ионный газ расширяется адиабатически, и температура протонов резко падает с удалением от Солнца. Электроны очень подвижны, и теплопроводность электронной составляющей плазмы велика. Поэтому их температура медленно меняется с расстоянием.

Для описания течения плазмы в солнечном ветре используется «двухжидкостная модель». В ней отдельно описываются движение ионной и электронной составляющих. Зависимость температуры от расстояния, следующая из двухжидкостной модели, представлена на рис. 14.1. На орбите Земли $T_p = 4,4 \cdot 10^3$ К,

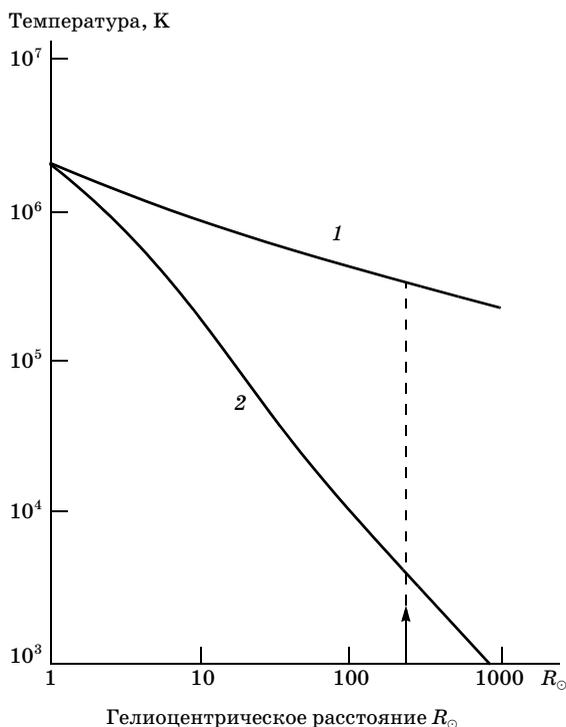


Рис. 14.1. Зависимость электронной (1) и ионной (2) составляющих солнечного ветра от расстояния от Солнца

$T_e = 3,4 \cdot 10^5$ К. Этот результат не согласуется с экспериментальными данными: T_p оказывается в 10 раз меньше, чем нужно, а T_e в два раза превышает экспериментальное значение. Приходится привлекать дополнительные механизмы нагрева протонов, в частности за счет взаимодействия с так называемыми альвеновскими волнами¹ (см. гл. 12) в плазме. Результаты численных расчетов представлены в последнем столбце табл. 14.1 и показывают удовлетворительное согласие (подробнее см. [2]).

Солнечный ветер непостоянен по плотности и скорости частиц. В среднем скорость равна $\langle u \rangle \sim 500$ км/с, а плотность — 8 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 $\langle J \rangle \approx 2,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. 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: $n_\alpha \sim 0,05 n_p$, $n_Z(>2) \sim 5 \cdot 10^{-4} n_p$.

Высокоскоростной солнечный ветер характеризуется высокой скоростью (около 700 км/с), низкой плотностью плазмы ($n = 4 \text{ см}^{-3}$) и высокой температурой ионов (табл. 14.1). Существуют рекуррентные и спорадические высокоскоростные потоки. Рекуррентные потоки высокоскоростного солнечного ветра связаны с активными областями на Солнце, регулярно появляясь в окрестностях Земли примерно через 27 дней (период оборота Солнца). Они существуют в течение многих месяцев, что свидетельствует о большом времени жизни их источников. В течение многих лет происхождение этих потоков оставалось загадкой, поскольку не удавалось установить однозначной связи с видимыми объектами на поверхности Солнца. Сейчас полагают, что источниками таких потоков являются так называемые корональные дыры.

¹ Альвеновская волна возникает в плазме в результате движения частиц поперек магнитного поля.

Корональные дыры фиксируются как обширные области пониженной (в несколько раз) интенсивности излучения света. Они представляют собой области с пониженной плотностью плазмы при относительно низкой температуре. Их хорошо видно в рентгеновском и крайнем ультрафиолетовом диапазонах спектра на фотографиях Солнца, получаемых с космических аппаратов. Это обширные области, простирающиеся от полярных широт до экватора и охватывающие $30\text{--}90^\circ$ долготы. Время прохождения корональной дыры через центральный меридиан Солнца (вследствие вращения последнего) составляет несколько суток. В окрестностях Земли длительность существования высокоскоростных потоков соответствует этому времени.

Чем вызываются указанные особенности короны в этих областях, не совсем ясно. Корональные дыры, как правило, совпадают с областями магнитного поля, радиально расходящиеся силовые линии которого не препятствуют радиальному расширению плазмы и увеличению скорости возникающего в них солнечного ветра. Увеличение скорости ветра в таких областях требует предположения о существовании в корональных дырах какого-то дополнительного механизма ускорения.

Другой тип высокоскоростных потоков в солнечном ветре – спорадические кратковременные ($t = 1\text{--}2$ дня) и интенсивные потоки, движущиеся со скоростью до 1200 км/с. Двигаясь в межпланетном пространстве, заполненном плазмой спокойного солнечного ветра, высокоскоростной поток сжимает эту плазму, и в результате перед его фронтом образуется движущаяся вместе с ним ударная волна. Пространство между фронтом потока и фронтом ударной волны заполнено относительно плотной (несколько десятков частиц в кубическом сантиметре) и горячей плазмой. Вероятно, спорадические потоки обусловлены корональными выбросами, хотя обнаруживается и определенная связь с солнечными вспышками, по крайней мере статистическая. Корональные выбросы, наиболее отчетливо наблюдаемые вблизи лимба Солнца, представляют собой некоторые относительно протяженные плазменные образования, движущиеся в короне Солнца вверх от ее основания. Корональные выбросы и вспышки связаны с одними и теми же активными областями на Солнце, и быстрые выбросы (со скоростью порядка 1000 км/с), с которыми обычно связана меж-

планетная ударная волна, начинают движение в короне одновременно с началом вспышки. При этом магнитная энергия быстро переходит в кинетическую и тепловую энергию плазмы, происходит интенсивный разогрев и ускорение плазмы. Ускоренные частицы, двигаясь вдоль открытых силовых линий магнитного поля, покидают хромосферу и выбрасываются в межпланетное пространство. При этом движущиеся вверх энергичные электроны, проходя через корону и взаимодействуя с ней, могут вызывать всплески радиоизлучения; плазма, ускоряемая в направлении от Солнца, формирует высокоскоростной поток и связанную с ним ударную волну.

Межпланетное магнитное поле. 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. 14.2) ($r = \langle u \rangle (\varphi / \omega)$, ω – угловая скорость вращения Солнца; r и φ – гелиоцентрические координаты). На расстоянии около 1 АЕ силовые линии направлены под углом 50° 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.

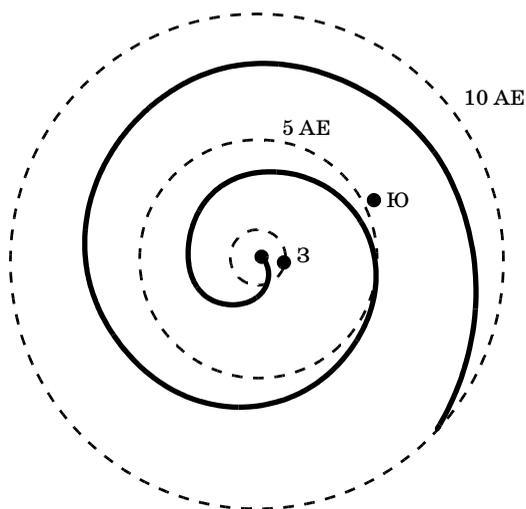


Рис. 14.2. Архимедова спираль солнечных магнитных силовых линий

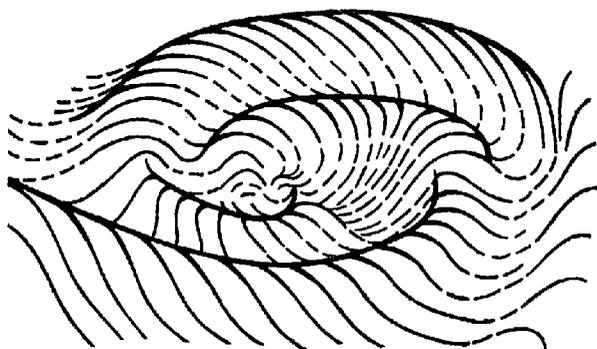


Рис. 14.3. Структура границы, разделяющей верхнюю и нижнюю полусферы солнечного поля («юбка Свалгарда»)

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 полусферах 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° к плоскости солнечного экватора и, кроме того, представляет собой волнистую поверхность («юбка Свалгарда», рис. 14.3). Плоскость эклиптики несколько раз пересекает разделяющий слой, поэтому в ней наблюдаются секторы с противоположным направлением поля. Положение секторов и их число остаются постоянными на протяжении многих месяцев. Чаще всего наблюдается два или четыре сектора (рис. 14.4), вращающихся вместе с Солнцем.

Расширение солнечной плазмы не может происходить до бесконечности из-за взаимодействия с межзвездной средой, заполненной космическими лучами, магнитными полями, нейтральным и ионизованным газом. По мере удаления от Солнца концентрация плазмы падает, следовательно, падает скорость звука в ней, и ее расширение становится сверхзвуко-

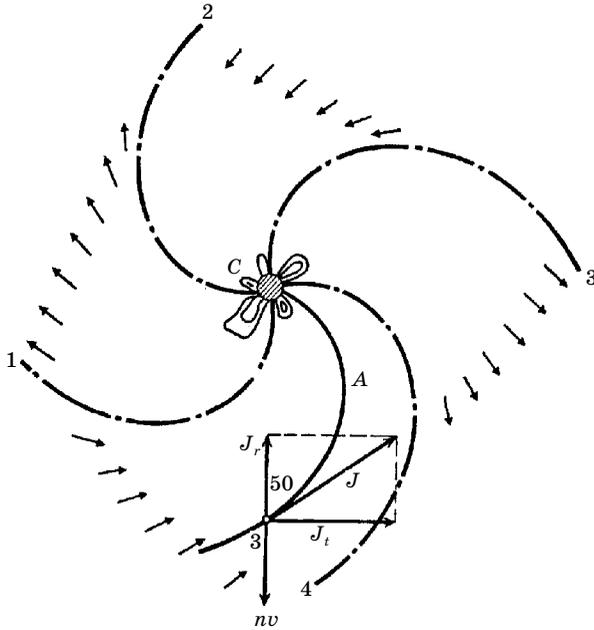


Рис. 14.4. Секторная структура поля в плоскости эклиптики

вым ($u \sim 400 \text{ км/с} = \text{const}$). При столкновении с межзвездной средой плазма тормозится и образуется стоячая ударная волна (рис. 14.5). Ее положение можно определить из равенства давлений плазмы и межзвездной среды:

$$n_p m_p u^2 \sim n_p^0 (R_1/R)^2 m_p u^2 = n_\Gamma kT + B_\Gamma^2/8\pi + P_{\text{кл}}, \quad (14.1)$$

где n_p^0 – плотность частиц солнечного ветра на расстоянии R_1 от Солнца, n_Γ – плотность галактического ветра, T – его температура, B_Γ – галактическое магнитное поле, $P_{\text{кл}}$ – плотность энергии космических лучей.

Подставляя численные значения, можно оценить R_1 .

Пример. Используя значения $n_\Gamma \sim 0,2 \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^4 \text{ К}$, $P_{\text{кл}} \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$, $B_\Gamma \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ Гс}$ (см. гл. 6 и 1), получим $R_1 \sim 100 \text{ АЕ}$.

Заметим, что скорость галактического потока $v = 20 \text{ км/с}$ – тоже сверхзвуковая. Поэтому возникают две ударные волны:

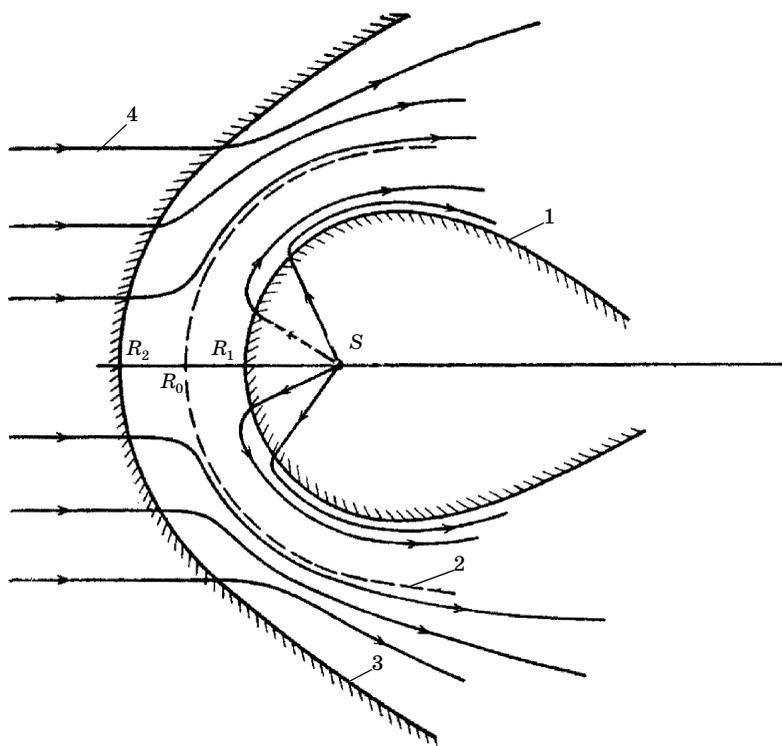


Рис. 14.5. Строение гелиосферы: 1 – ударная волна солнечного ветра; 2 – граница галактической и солнечной плазмы; 3 – ударная волна галактического потока; 4 – магнитные силовые линии галактического поля, S – Солнце, R_1 , R_2 , R_0 – расстояния от Солнца до соответствующих границ

на внутренней тормозится солнечный ветер, а на внешней – галактический (R_1 и R_2 соответственно). Область, заполненную плазмой солнечного происхождения и ограниченную радиусом R_1 , назовем гелиосферой. Характерный размер гелиосферы ~ 40 А.Е. Это расстояние примерно соответствует большой оси полуорбиты Плутона. Характерный размер гелиосферы ~ 40 АЕ. Это расстояние примерно соответствует большой оси полуорбиты Плутона. Там же располагается так называемый пояс Койпера – второй пояс астероидов. В настоящее время космические аппараты «Вояджер-1 и -2», «Пионер-10 и -11» изучают межпланетную среду на расстояниях в несколько десятков астрономических единиц (АЕ) от Солнца. Для правильного пони-

мания происходящих в межпланетной среде процессов необходимо изучить характер ее взаимодействия с окружающей Солнечную систему межзвездной средой. 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.

Еще в 1961 г. Е. Паркер предположил, что Солнечная система «плавает» в дозвуковом потоке газа межзвездной среды, который газодинамически взаимодействует с плазмой солнечного ветра [5]. Построенная Паркером модель рассматривает три подобласти: сверхзвуковой солнечный ветер, дозвуковой солнечный ветер, прошедший через гелиосферную ударную волну, и поток дозвукового межзвездного газа, который отделяется от солнечного ветра контактной поверхностью, названной впоследствии гелиопаузой.

Другая модель, предложенная в 1970 г. советским физиком В.Б. Барановым с сотрудниками [6], основана на сверхзвуковом обтекании Солнечной системы межзвездным газом. Предполагается, что направление движения межзвездного газа относительно Солнечной системы и его скорость имеют то же направление и ту же скорость движения, что и Солнце относительно межзвездной среды, т.е. ближайших звезд. Эта скорость составляет 20 км/с, и направлена под углом 53° к плоскости эклиптики. При температуре межзвездного газа порядка 10^4 К величина скорости 20 км/с является сверхзвуковой с числом Маха (отношением скорости к скорости звука) $M = 2$. В такой модели по сравнению с моделью Паркера возникает дополнительный физический элемент, а именно головная ударная волна, которая создает область сжатого в этой ударной волне межзвездного газа. Уже первые эксперименты на космических аппаратах показали, что из межзвездной среды в Солнечную систему движется поток атомов водорода со скоростью около 20 км/с и с температурой порядка 10^4 К, т. е. скорость потока оказывается сверхзвуковой.

В 2012 г. некоторые из космических аппаратов (например, «Вояджер-1») уйдут на расстояние в 120 АЕ от Солнца. Согласно газодинамической теории, на таких расстояниях находится область наиболее сильного взаимодействия солнечного

ветра с межзвездным ветром. Именно здесь должна проходить довольно тонкая граница гелиосферы – гелиопауза. Скоро вы узнаете, правильны ли наши представления о взаимодействии солнечного ветра с межзвездной средой, предсказанные газодинамической моделью.

§ 14.2. Вариации интенсивности космических лучей

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, 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 распространения космических лучей и их взаимодействия с солнечным ветром. Заметим, что анизотропия первичного галактического излучения может привести к вариациям, связанным с галактическими координатами (звездно-суточная вариация), не имеющим отношения к условиям в гелиосфере.

Аппаратура для изучения вариаций [3]. 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 обеспечивать: 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. 14.6).

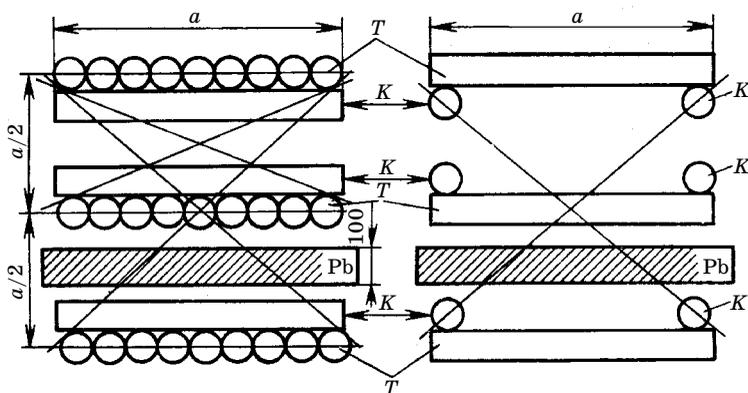


Рис. 14.6. Кубический телескоп для непрерывной регистрации вариаций мягкой и жесткой компонент

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 BF₃, обогащенным изотопом ¹⁰B. Нейтроны поглощаются ядрами ¹⁰B, в результате чего вылетает α-частица: $^{10}\text{B} + n > ^7\text{Li} + \alpha + 2,5 \text{ МэВ}$. 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 гигаэлектрон-вольт.

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 были налажены регулярные измерения интенсивности космического излучения вблизи границы атмосферы на различных широтах от Мурманска до Крыма и Алма-Аты. Систематические полеты проводились и в Антарктиде. С помощью спутников и космических межпланетных аппаратов получены сведения о вариациях космических лучей до расстояний в десятки астрономических единиц.

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 $g = P_{\text{мин}}$ (см. § 1.2). Если порог изменится, то изменится и интенсивность. Магнитное поле может меняться, например, при магнитных бурях.

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 вы-

числяется на основании известных характеристик взаимодействий и распада частиц [3].

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. 11).

Рассмотрим задачу разделения вариаций различного типа. Пусть интенсивность частиц i -го сорта на глубине наблюдения h при геомагнитном пороге g

$$J_g^i(h) = \int_0^{\infty} F(E)m^i(E, h)dE. \quad (14.2)$$

Тогда относительная вариация интенсивности из-за изменения различных параметров равна

$$\begin{aligned} \frac{\delta J_g^i(h)}{J_g^i(h)} &= \delta g W_g^i(g, h) + \int_0^{\infty} \frac{\delta m^i(E, h)}{m^i(E, h)} W_g^i(E, h)dE + \\ &+ \int_0^{\infty} \frac{\delta F(E)}{F(E)} W_g^i(E, h)dE, \end{aligned} \quad (14.3)$$

где $W_g^i(E, h) = F(E)m^i(E, h)/J_g^i$. Три члена в правой части (14.3) определяют вариации геомагнитные, атмосферные и первичного излучения соответственно. При исследованиях в космическом пространстве непосредственно измеряется величина $\delta F(E)/F(E)$.

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/см² в атмосфере, то при повышении давления этот

слоей 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 был разработан метод введения поправок на метеорологические эффекты, позволяющий их полностью исключить [3].

§ 14.3. Основные типы вариаций

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, имеющая значительную амплитуду и связанная с циклами солнечной активности (рис. 14.7, см. также гл.13). Количественно активность Солнца часто характеризуют числом групп пятен или числом пятен на видимой стороне Солнца, а также площадью пятен, потоком радиоизлучения в определенном диапазоне волн и другими величинами. В гл.13 мы уже обсуждали явление маундеровского минимума числа солнечных пятен и связанного с ним изменения интенсивности космических лучей. Интересно, что в период отсутствия пятен на Солнце существовала вариация интенсивности галактических космических лучей, причем амплитуда была даже больше, чем вне маундеровского минимума, и характерный период вариации был не 11 лет, а 22 года, что соответствует периоду реперолюсовки общего магнитного поля Солнца. В наше время также существует 22-летний цикл солнечной активности и вариаций космических лучей.

Анализ полученных экспериментальных данных позволил сделать следующие выводы:

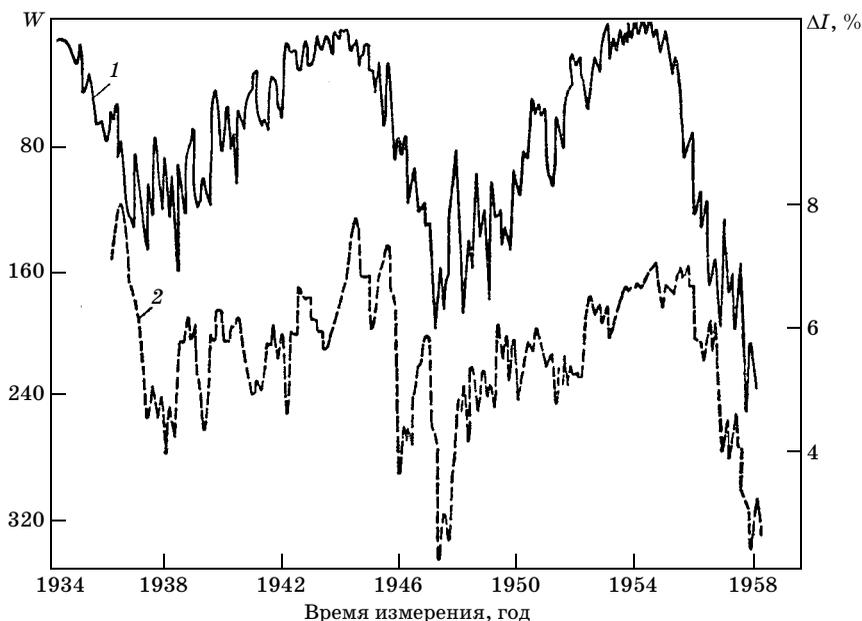


Рис. 14.7. Одинадцатилетняя вариация космических лучей (1 – правая шкала) и числа Вульфа (2 – левая шкала)

1) переходы Солнца из нормального состояния в глубокий минимум активности и из минимума в обычное состояние осуществляются относительно быстро (~1 год);

2) характер 11-летних вариаций до маундеровского минимума и после него такой же, что и за последние 50 лет.

В 1957 г. ожидался один из максимумов активности, и этот год был объявлен I 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 между солнечной активностью и интенсивностью космических излучений. Небольшое изменение интенсивности нейтронов (несколько процентов), происходящее на экваторе, показывает, что влияние Солнца сказывается до энергий в десятки гигаэлектрон-вольт. Иногда

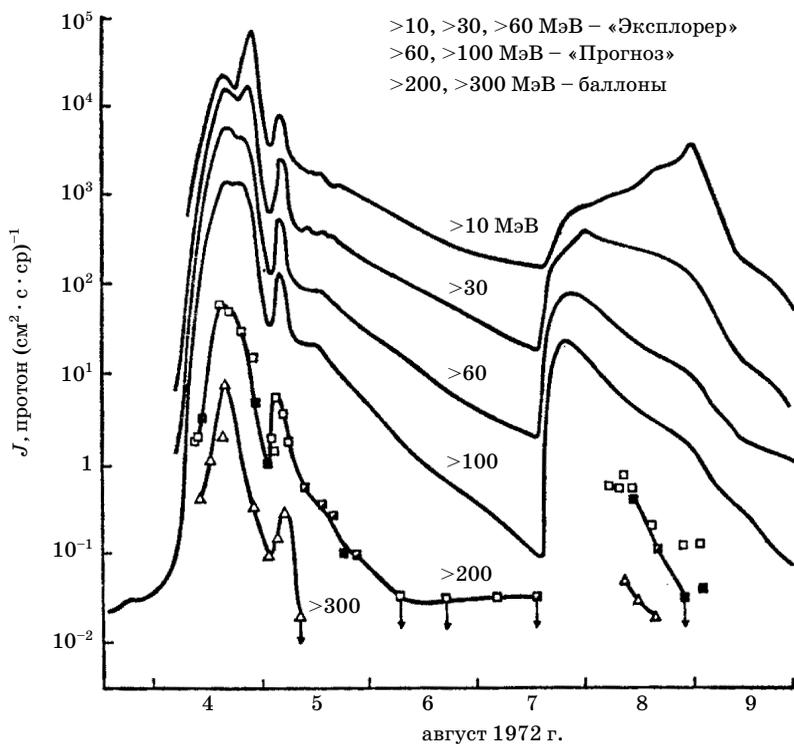


Рис. 14.8. Солнечная вспышка, зарегистрированная в протонной компоненте в августе 1972 г.

наблюдаются очень большие вспышки на Солнце (рис. 14.8). Они являются праздниками для изучающих Солнце, так как дают массу информации. Каждая такая вспышка изучается несколько лет.

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 $E < 1-3$ 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 Антарктиде¹. 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, но и от средней гелиографической широты пятен φ :

$$J = J_0 \exp[-A\eta^{0,8}\varphi^{-1,2}]. \quad (14.4)$$

На рис. 14.9 штриховкой показаны значения 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 [4].

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

¹ В 1976 г. за эти исследования Т.Н. Чарахчян, А.Н. Чарахчян, Ю.И. Стожков и Г. А. Базилевская были удостоены Ленинской премии.

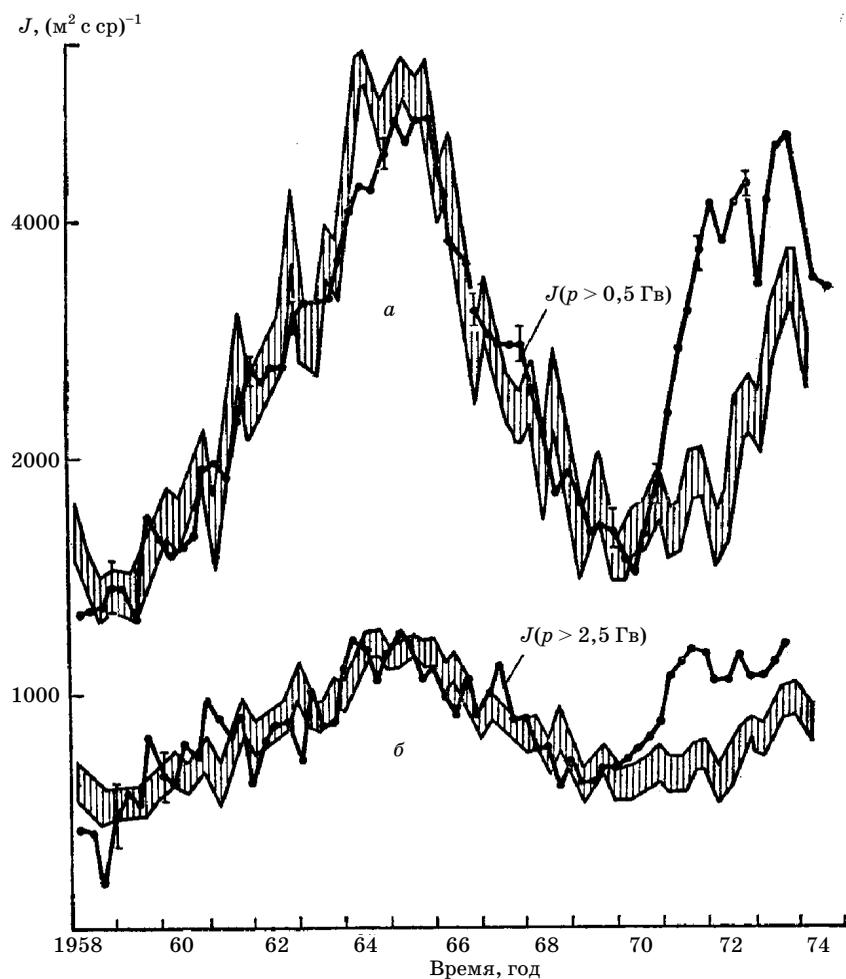


Рис. 14.9. Зависимость от времени интенсивности космических лучей разных энергий по измерениям в Мурманске (а) и Москве (б): $A = 2,0 \pm 0,2$; $I_0 = (1800 \pm 50)(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$ для $p > 2,5$ ГВ; $A = 3,8 \pm 0,2$, $I_0 = (4000 \pm 100)(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$ для $p > 0,5$ ГВ

сравнительно высоких энергий. В периоды уменьшения солнечной активности они иногда полностью исчезают, а в периоды максимума выражены наиболее четко и имеют на земле амплитуду 0,7–1% в космическом пространстве до 10% (рис. 14.10).

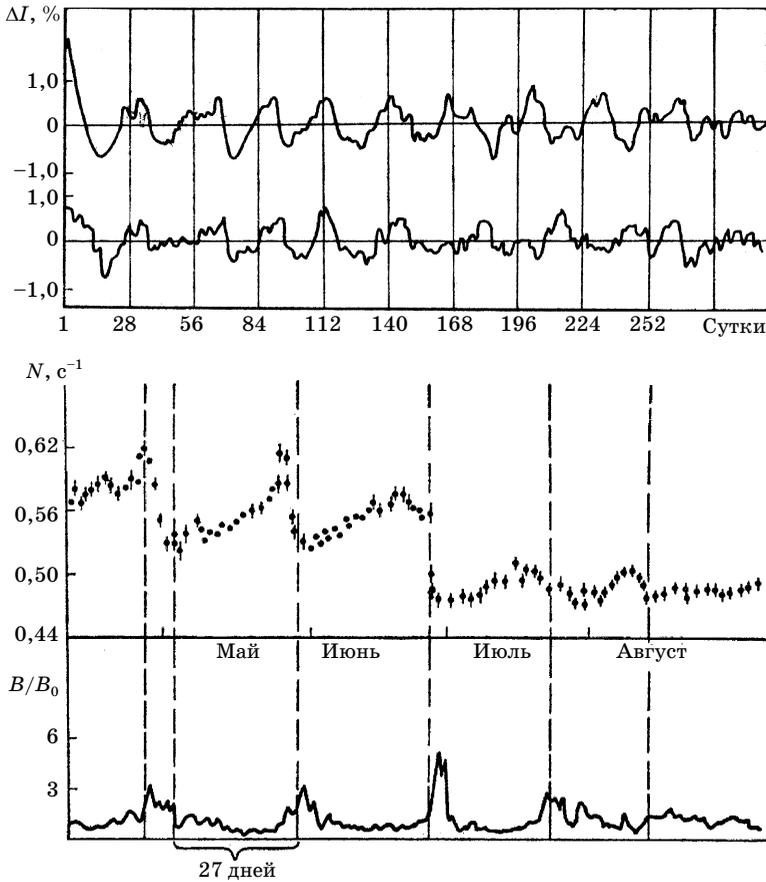


Рис. 14.10. 27-дневная вариация космических лучей в спокойный период

Солнечно-суточная вариация. 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.

Радиальное магнитное поле в Солнечной системе закручено в архимедову спираль из-за вращения Солнца (рис. 14.2). В результате возникает анизотропия магнитных условий в окрестностях Земли, а на орбите Юпитера магнитное поле почти тангенциальное (рис. 14.2). 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, 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%.

§ 14.4. 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. 14.11). 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 возникают часто. 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

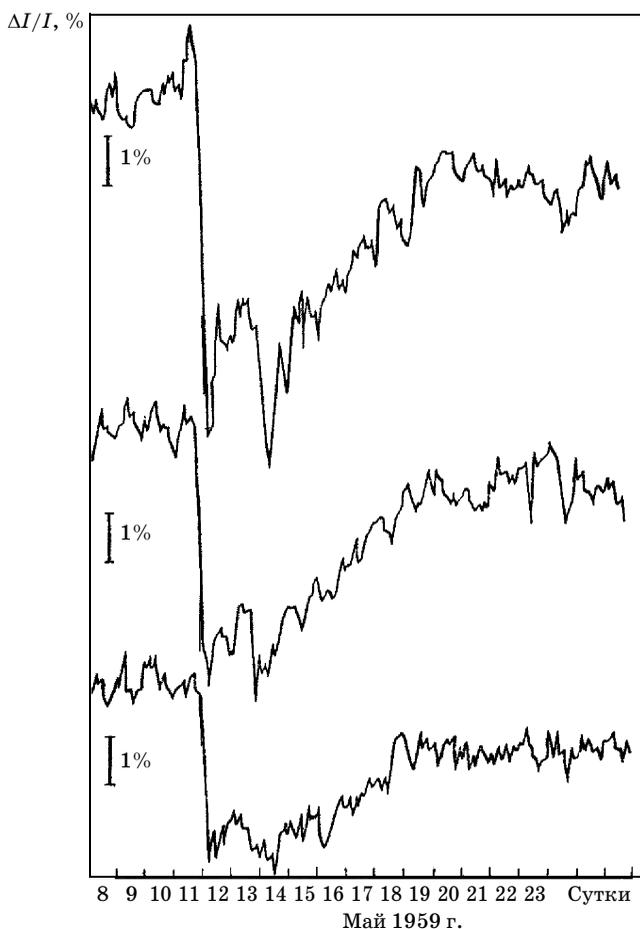


Рис. 14.11. Форбуш эффект. Верхняя кривая — американская сеть станций, средняя кривая — европейская сеть станций, нижняя кривая — советские и японские сети станции

происходят резкие нарушения магнитного поля Земли (магнитные бури). Связь магнитных бурь и интенсивности космических лучей была установлена в 40-х гг. американским физиком Форбушем, а само явление получило название эффекта Форбуша¹. Механизм этих вариаций будет рассмотрен ниже.

¹ Синонимы: эффект магнитных бурь (при наблюдениях в пределах магнитосферы Земли), форбуш-эффект, форбуш-понижение.

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 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 гигаэлектрон-вольт. 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° , где оно было максимально. Это показывает, что среди частиц, пришедших на Землю в результате вспышки, имелись частицы с энергией $E < 1$ 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%.

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. 14.8, 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 в конце XX столетия.

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 АЕ) 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).

§ 14.5. Причины возникновения вариаций космических лучей

Идеализированная картина солнечного ветра, представленная в § 14.1, реально не существует. Процессы, происходящие на Солнце, нарушают спокойное течение плазмы. Иногда в локальных областях Солнца создаются условия для резкого увеличения 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 замороженным в нее магнитным полем перед потоком и разрежению позади потока. При сверхзвуковой скорости потока на его границах может сформироваться ударная волна (рис. 14.12). Такие потоки могут существовать многие месяцы. В связи с вращением Солнца земной наблюдатель будет регистрировать поток через каждые 27 дней¹. 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 космическую станцию «Вояджер-1», находившуюся в апреле–июне 1980 г. на расстоянии около 8 АЕ (рис. 14.10).

¹ Период обращения Солнца равен 25 дням, но для земного наблюдателя из-за орбитального движения Земли период увеличивается.

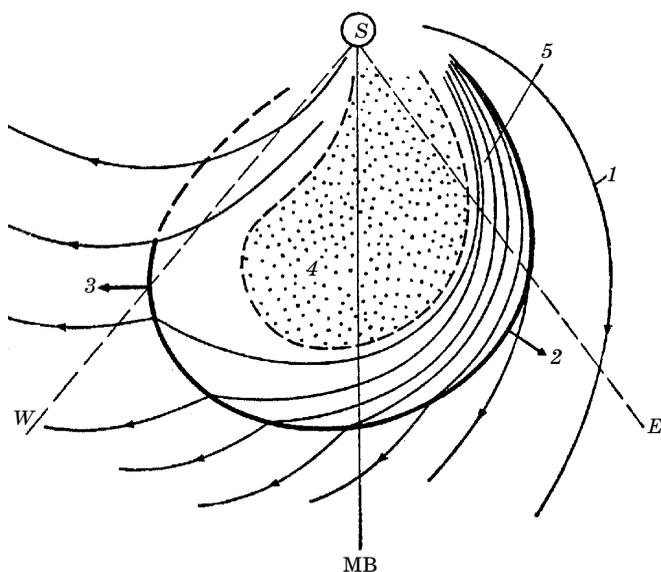


Рис. 14.12. Ударная волна от солнечной вспышки: 1 – магнитные силовые линии; 2 – фронт ударной волны, перпендикулярной магнитному полю; 3 – фронт волны, квазипараллельный полю; 4 – выброс вещества вспышки; 5 – сжатое магнитное поле; MB – меридиан вспышки; E и W – восточный и западный секторы наблюдения; S – Солнце

Одним из важнейших механизмов возмущения межзвездной среды являются ударные волны, вызываемые солнечными вспышками (рис. 14.12). Во время вспышки происходит выброс большого количества ускоренной плазмы, в результате чего также образуются высокоскоростные потоки и ударные волны, но в отличие от коротящих 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. Маг-

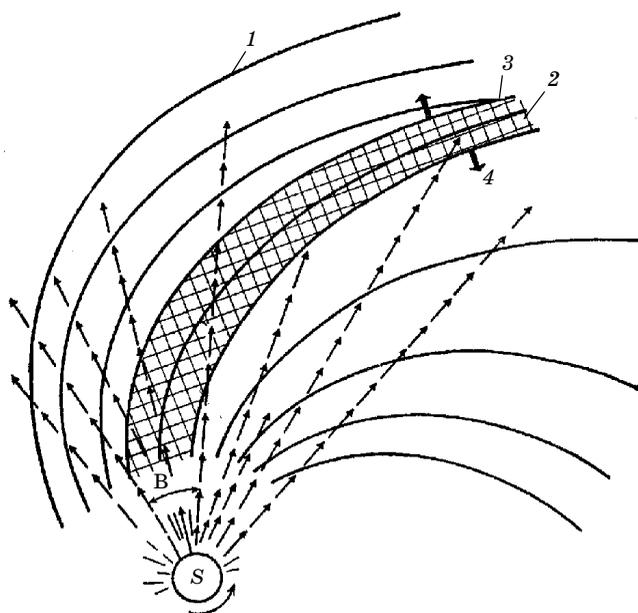


Рис. 14.13. Коротящий высокоскоростной поток: 1 – магнитные силовые линии; 2 – поток высокоскоростной плазмы; 3 – прямая ударная волна; 4 – обратная ударная волна; S – Солнце; θ – область выброса плазмы с повышенной скоростью

нитные 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 флуктуации 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 коротящих потоков (1–0,1 АЕ) до совсем малых, приводящих к изменениям свойств среды с частотой до 1 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.

§ 14.6. Взаимодействие космических частиц с магнитными неоднородностями и солнечным ветром [8]

Ускорение на фронте ударных волн. При типичной форме спектра галактических и солнечных космических лучей $N \sim E^{-\gamma}$ 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)]

$$E = - (1/c) [uB]. \quad (14.5)$$

Приращение энергии частицы равно работе, совершаемой полем. Учитывая, что траектория движения частицы в магнитном поле есть окружность, находим

$$\Delta E = ze \int E ds = -2E(\mathbf{uv})/c^2. \quad (14.6)$$

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 (14.6), получим $dE/E = 1,53 \cdot 10^{-3}$.

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 $v_t > u$, где u – скорость движения ударной волны относительно плазмы.

Рассмотрим случай, когда ударная волна движется перпендикулярно магнитному полю B (рис. 14.14). В системе координат, связанной с фронтом ударной волны, существует электрическое поле (14.5), 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 малы. В итоге получается ускорение. Поскольку $v_t \gg u$, то частица совершит много оборотов и пересечений фронта, прежде чем ее траектория полностью выйдет за пределы поля. Суммарное возрастание поперечного импульса определяется соотношением

$$p_{t_2}^2 = p_{t_1}^2 (B_2/B_1).$$

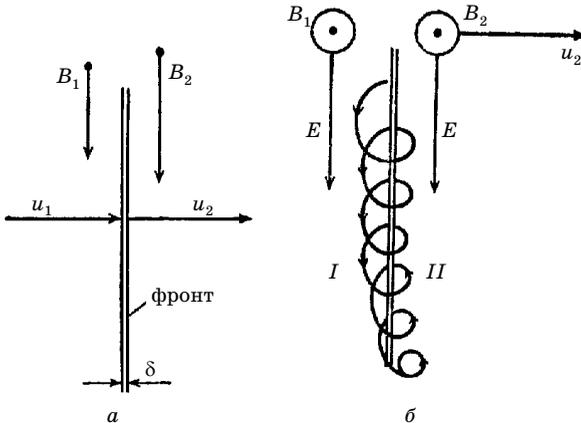


Рис. 14.14. Иллюстрация бесстолкновительного ускорения ударным фронтом: а) проекция, параллельная B ; б) проекция, параллельная E ; I – зона ускорения частицы; II – зона замедления частицы

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 привели бы лишь к нарушению механизма ускорения.

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. 12).

В гелиосфере осуществляется много других механизмов ускорения и замедления частиц, например, ускорение частиц между двумя сближающимися фронтами ударных волн последовательных солнечных вспышек или коротирующих 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 Δu на расстоянии r от Солнца. Тогда $\Delta E/dt = \Delta E n$, где число столкновений в единицу времени $n = \Delta t^{-1} = v/l$.

§ 14.7. Анизотропия космического излучения

Экспериментальное изучение анизотропии. Важным свойством галактического космического излучения является его изотропия. Изучение изотропии 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. § 5.1), либо широкие атмосферные ливни. Используются большие сцинтилляционные счетчики, и по относительному запаздыванию сигналов определяется направление прихода ливня (см. § 4.3).

В области энергий $E < 10^4$ ГэВ коэффициент анизотропии (В.11) мал: $\delta < 10^{-3}$, и космическое излучение можно считать практически изотропным.

При высоких энергиях появляются явные признаки анизотропии, которая увеличивается с ростом энергии. Кроме того, звездное время¹, соответствующее направлению избытка частиц, зависит от энергии. При некоторых энергиях имеется два превалирующих направления.

Эксперимент показывает, что направление движения частиц концентрируется вблизи галактической плоскости. Частицы небольших энергий приходят из внутренних частей Галактики, а больших – из обеих частей. Имеется указание на избыток частиц предельно больших энергий ($E > 10^{10}$ ГэВ) со стороны скопления галактик Вирго. Для энергии $E > 10^8$ ГэВ, по данным Якутской установки, коэффициент $\delta \sim 0,2-0,25$.

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:

$$I^*(E^*) = \int n^*(E^*)v^* \cos \theta d\Omega,$$

¹ 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).

где θ – 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

$$\gamma \sim 1 \quad (w \ll c)$$

(γ -лоренц-фактор) имеем

$$p - p^* = (w/c^2)E^* \cos \theta.$$

В этом случае различие потоков в Солнечной системе и Галактике по направлению θ к скорости w равно

$$I^*(E^*) = (\partial n/\partial p^*) p^* E^{*2} v^* w \int_{\Omega} \cos^2 \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi, \quad (14.7)$$

где Ω – весь телесный угол, опирающийся на площадку, перпендикулярную к v^* . Интегрируя (14.7), получаем

$$\begin{aligned} I(E^*) &= \frac{1}{3} p^* E^{*2} v^* w \frac{\partial}{\partial p^*} \left(\frac{n(E^*)}{p^* E^*} \right) = \\ &= \left\{ 1 - \frac{1}{3} \frac{1}{n(E^*)} \frac{\partial}{\partial E^*} \left[\frac{c^2 p^{*2}}{E^*} n(E^*) \right] \right\} w n(E^*). \end{aligned} \quad (14.8)$$

Величина в фигурных скобках называется коэффициентом Комптона–Геттингга $C(E^*)$.

Если спектр частиц степенной, т.е. $n(E) = AE^{-\gamma}$ то в ультрарелятивистском случае

$$C(E) = 1 - \frac{A^{-1}}{3} E^{\gamma} \frac{\partial}{\partial E} \left[\frac{p^2}{E} A E^{-\gamma} \right] = \frac{2+\gamma}{3}. \quad (14.9)$$

Рассмотрим, как влияет движение Солнечной системы на анизотропию наблюдаемого излучения. Интенсивность частиц под углом θ

$$J(\theta) = 3I |\cos \theta| \cos \theta / 4\pi.$$

Изотропная часть излучения определяется формулой (В.8):

$$J = nv/4\pi.$$

При этом полная интенсивность

$$J(\theta) = nv/4\pi + (3/4\pi) |\cos \theta| \cos \theta,$$

но

$$I = Cwn = [(2 + \gamma)/3]wn.$$

Тогда коэффициент анизотропии

$$\delta = (J_{\text{макс}} - J_{\text{мин}})/(J_{\text{макс}} + J_{\text{мин}}) = 3c(w/v) = (2 + \gamma)(w/v) \sim (2 + \gamma)(w/c). \quad (14.10)$$

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).

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. (14.8) и (14.9))

$$I(E) = C(E)un(E), \quad (14.11)$$

где $C(E)$ – коэффициент Комптона–Геттинга.

§ 14.8. 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 (§ 14.7) и потерей энергии в процессах столкновения с разбегающимися неоднородностями солнечного ветра. Если D – коэффициент диффузии (см. § 12.1), то

$$D = dn(E, r)/dt = Cun(E, r) - (rd/dE)[n dE/dt (1/v)], \quad (14.12)$$

где C – коэффициент Комптона–Геттинга (14.8), (14.9), а dE/dt определяется выражением (12.38).

В простейшем случае, когда потери отсутствуют, имеем

$$\ln \frac{n(E, r)}{n(E, \infty)} = \ln M = \int_0^{\infty} (Cur)dr, \quad (14.13)$$

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 (14.13) следует взять некоторую величину L , называемую размером области модуляции. Величина L определяет границу области модуляции галактических космических лучей солнечным ветром. Она зависит от скорости ветра 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 (14.13), можно ввести радиальный градиент плотности космических частиц:

$$\delta = [dn(E, r)/dr]/n(E, r).$$

Обычно δ выражают в процентах на интервале расстояний, равном 1 АЕ. Тогда в пренебрежении потерями и при $C = 1$

$$\delta = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} (100 \cdot 1 \text{ АЕ}) = (100 \cdot 1 \text{ АЕ}) \frac{u}{D(E, r)} \% / \text{АЕ}.$$

Радиальный градиент можно непосредственно измерить при полетах межпланетных станций.

Пример. В частном случае постоянных u и D из формулы (14.13) имеем

$$M = \exp\{- (Cu/D)(L - r)\}. \quad (14.14)$$

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 $r = L$ равна интенсивности галактических космических лучей. Таким образом, измеряя M и δ , можно экспериментально определить область модуляции.

Следует, однако, помнить, что проведенное рассмотрение было сильно упрощенным. Для точного решения (14.13) 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 [3].

Соответствующие расчеты показывают, что модуляция космических лучей существует и в годы спокойного Солнца, т.е. наблюдаемый у Земли спектр космических частиц не сов-

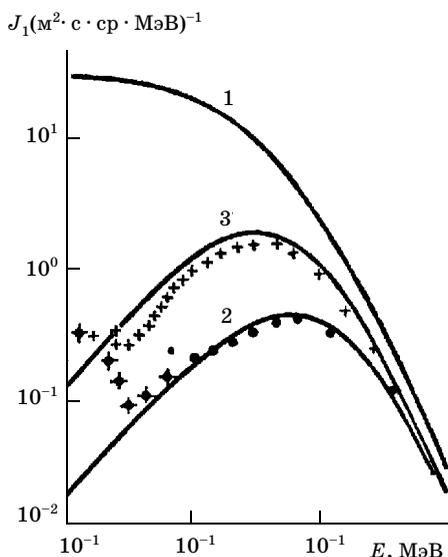


Рис. 14.15. Спектр космических протонов в Галактике (1) и у Земли в годы минимума (2) и максимума (3) солнечной активности. Расчет по одной из моделей, точки – эксперимент

падает с галактическим. На рис. 14.15 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^3 , 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 ~ 1 АЕ и 12–25 АЕ на космических аппаратах «Гелиос 1, 2» и «Пионер 10». Из рис. 14.16 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 иллюстрирует рис. 14.16. Если пересчитать кривую 1 на рис. 14.16 к расстояниям 12–25 АЕ 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 (кривая 3).

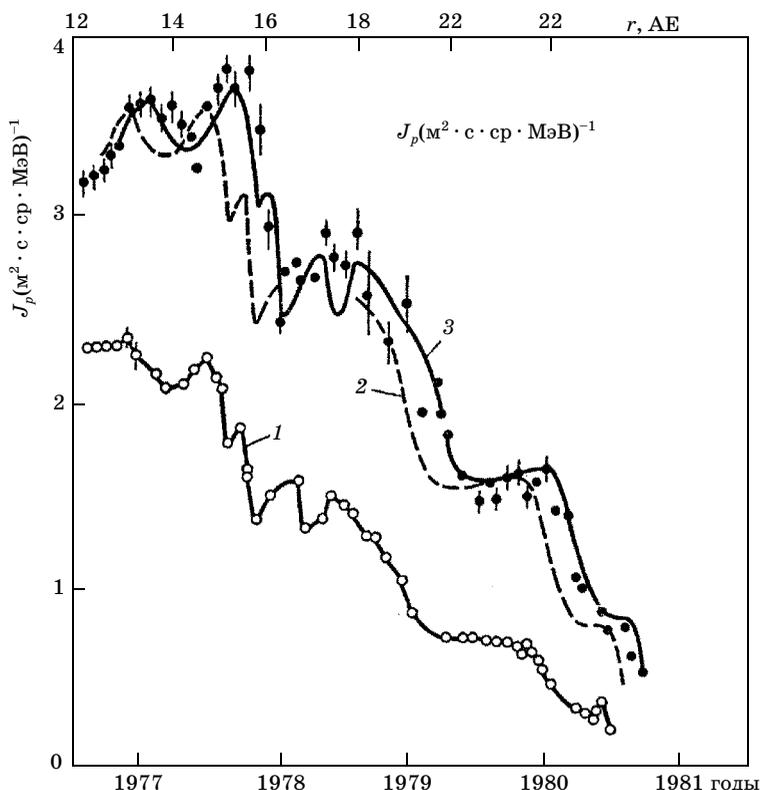


Рис. 14.16. 11-летняя вариация, измеренная у Земли (спутники «Гелиос 1, 2») и на 14 – 23 АЕ («Пионер 10»): 1 – интенсивность протонов на расстоянии 1 АЕ; 2 – ожидаемая модуляция при мгновенном распространении возмущений; то же при скорости распространения возмущений $u = 550$ км/с

§ 14.9. Механизм форбуш-понижений

Явления понижения интенсивности космических лучей 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. 14.10). Как правило, они связаны с последовательными ударными волнами, возникающими от солнечных вспышек (рис. 14.12).

Сжатое магнитное поле в оболочке за фронтом ударной волны препятствует проникновению частиц внутрь оболочки вплоть до энергий в 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, выброшенного из Солнца («поршень»), толкающее ударную волну. Удар фронта о земную магнитосферу вызывает магнитную бурю, сопровождающую форбуш-понижение на Земле.

§ 14.10. Механизм 11-летних вариации

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 α -частиц к протонам α/p и электронов к про-

тонам e/p при одинаковой жесткости ведет себя по-разному: отношение α/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. 14.10).

Твердо установлено существование 22-летнего периода вариаций, обусловленного изменением полярности магнитного поля Солнца.

§ 14.11. 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.

Термин «аномальные космические лучи», или «аномальное космическое излучение» (АКИ) был введен в 1973 г. после открытия локального максимума в спектре некоторых ядер при энергии в десятки МэВ/н.

Оказалось, что в годы спокойного Солнца наблюдается возрастание интенсивности космических лучей выше десятка мегаэлектрон-вольт (рис. 14.17). В области низких энергий зарегистрированы протоны, α -частицы и более тяжелые ядра. Весьма вероятно, что частицы низких энергий ($E < 1,5$ МэВ/н) имеют солнечное происхождение, на что указывают корреляция их потоков с солнечной активностью и солнечный химический состав частиц, в частности отсутствие ядер бора (рис. 14.17).

Однако в области энергий 1–30 МэВ/нуклон в годы спокойного Солнца (1973–1977) 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

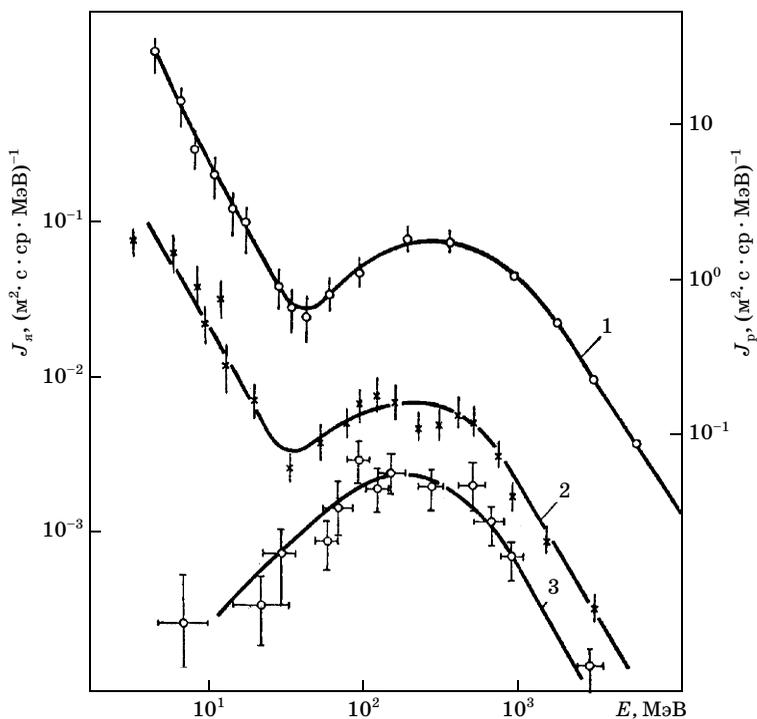


Рис. 14.17. Аномальная компонента космических лучей.

тание интенсивности аномальных частиц по мере удаления от Солнца. Максимумы были обнаружены в энергетическом спектре таких элементов, как ^4He и ^{16}O (рис. 14.18), и располагались при энергиях между энергиями частиц солнечного происхождения ($E < 1,5$ МэВ/н) и традиционными галактическими космическими лучами, имеющими даже в годы минимума солнечной активности энергию выше 100 МэВ/н. Ядра с такой энергией, как показал анализ, не могли быть ни альбедными (из атмосферы), ни солнечными, ни тем более галактическими. Л.Фиск и его сотрудники [10] предложили теорию, описывающую их происхождение. Согласно их гипотезе, АКИ – нейтральные атомы, попадающие в гелиосферу из ближайшего межзвездного пространства. Двигаясь внутри гелиосферы, они ионизируются солнечным ультрафиолетовым излучением или из-за перезарядки ионами солнечного ветра. Приобретая

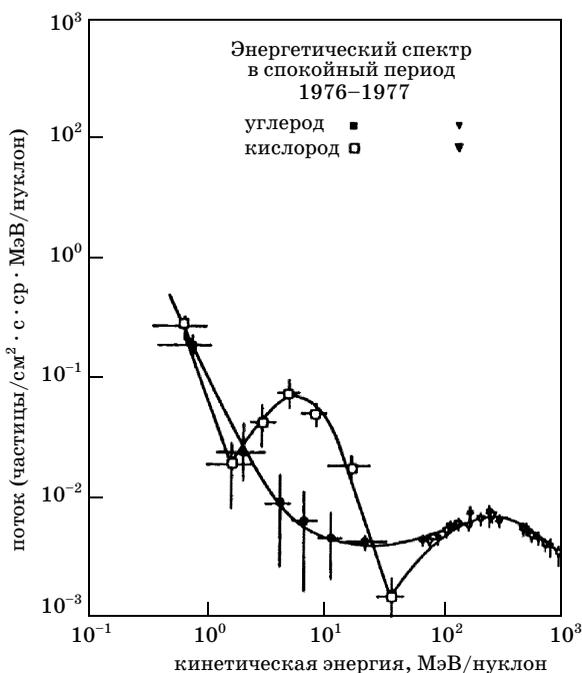


Рис. 14.18. Аномалия в спектре ядер кислорода

заряд, они подхватываются солнечным ветром и уносятся к гелиопаузе, где ускоряются до энергий ~ 10 МэВ/н, и, наконец, возвращаются назад Солнцу. Позже было показано, что этот процесс может повторяться многократно. Зарядовое состояние ионов АКИ может быть 1^+ или $> 2^+$.

Предложенный механизм происхождения и ускорения АКИ [10] включает относительное увеличение интенсивности для элементов с высоким потенциалом ионизации, принимая во внимание, что для элементов с низким потенциалом ионизации (например для Mg, Si, Fe) не должно быть никакого «аномального» увеличение потока.

Рис. 14.18 показывает энергетические спектры С, и О, наблюдаемые космическим аппаратом «Вояджер-2» на расстоянии 23 АЕ в течение года минимальной солнечной активности. Максимум АКИ потоков находится при энергиях < 50 МэВ/н. При больших энергиях начинают доминировать частицы ГКЛ.

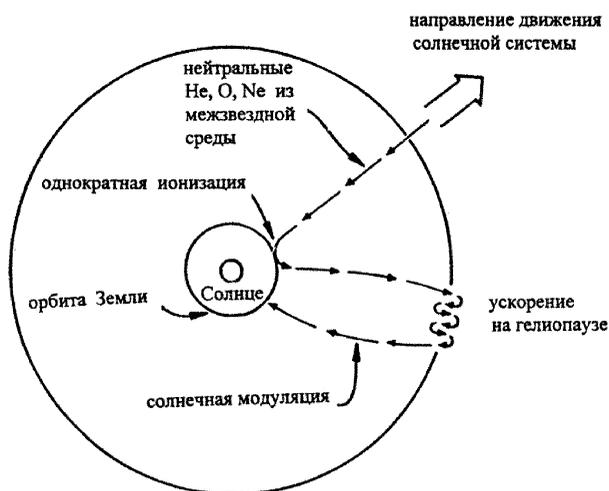


Рис. 14.19. Схема генерации аномального космического излучения. Энергетические спектры АКИ: He, C, N, O, согласно наблюдениям «Вояджер-2» на 23 АЕ в 1987 [10]

Было экспериментально доказано, что ионы АКИ имеют заряды близкие к +1, что могло бы служить заключительным аргументом в пользу вышеупомянутой модели распространения и ускорения в гелиосфере аномального космического излучения. Наиболее убедительное доказательство, что АКИ имеют заряды, близкие к +1, было результатом ряда экспериментов, которые использовали эффект ионного разделения геомагнитным полем [5–6]. Эта техника была основана на сравнении потоков ^{16}O , наблюдаемых спутником IMP-8 в межпланетной среде и одновременных измерениях на низких высотах (ниже 350 км) на спутниках серии «Космос».

Однозначное определение зарядового состояния ^{16}O было ключевым результатом этих экспериментов и доказательством законности гипотезы Фиска и др. Рис. 14.20 [10] показывает результаты сравнения данных об ионах ^{16}O (измеренных на спутниках «Космос» и IMP-8) и модельных вычислений, основанных на проникновении ^{16}O ионов с зарядом $Q = +1$ и $Q = +8$ во внутреннюю магнитосферу. Средний заряд для ^{16}O был найден $Q = 0,9 \pm 0,25$.

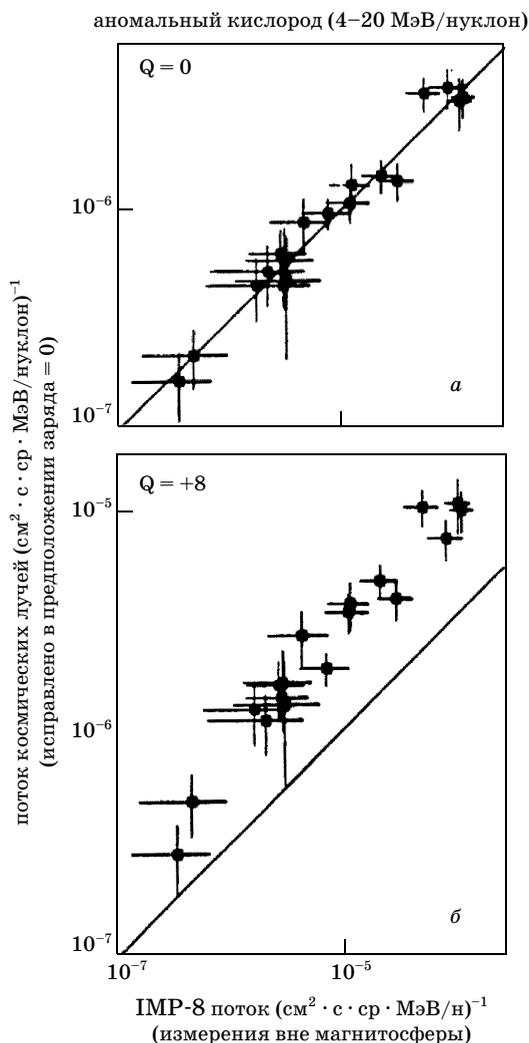


Рис. 14.20. Сравнение аномальной интенсивности кислорода, измеренной внутри магнитосферы (данные «Космоса») и вне магнитосферы (данные IMP-8) для предполагаемого ^{16}O заряда кислорода +1 и +8 [10]

Изучение АКИ очень важно для физики космических лучей. Известно, что при прохождении через межзвездную среду космические лучи (ионы с энергиями более чем 10 МэВ/н) быстро становятся полностью ионизованными. Чтобы потерять

все орбитальные электроны, ионы должны пройти лишь несколько десятков мг/см² вещества. Поэтому присутствие орбитальных электронов в космических атомах низкой энергии может служить доказательством того, что источник таких частиц расположен очень близко от Солнечной системы. Потери O⁺ ионов, связанные с процессами перезарядки (O⁺ → Oⁿ⁺), налагают ограничения на времена жизни этих частиц в процессе их распространения.

Измерения показали, что максимальная дальность распространения O⁺ ионов не должна превышать 0,2 пс для O⁺ при энергиях 10 МэВ/н. Это фактически означает, что источники АКИ расположены где-нибудь в соседних областях Метагалактики. Это не противоречит гипотезе, 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 3–12 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 (рис. 14.1). Зарегистрированы и протоны с энергией 0,5–1,8 МэВ, испускаемые Юпитером.

§ 14.12. Солнечные космические лучи

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° к западу от направления Земля–Солнце в соответствии с направлением силовых линий (рис. 14.2). 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 магнитных 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 [9]:

$$dn/dt = D(E)\nabla^2 r + f(t), \quad (14.15)$$

где $D(E)$ – коэффициент диффузии, зависящий от энергии; $f(t)$ – 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, [9])

$$n(r, t, E) = \frac{N(E)}{[2\sqrt{\pi D(E)t}]^3} \exp[-r^2/4D(E, t)]. \quad (14.16)$$

Из формулы (14.16) следует, что в каждый момент времени распределение частиц в пространстве гауссово, но дисперсия распределения растет с течением времени, а облако испущен-

ных 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 $t \gg r^2/4D$) интенсивность будет меняться с течением времени, как

$$J \sim nv \sim t^{-3/2}. \quad (14.16)$$

Эксперимент подтверждает подобную зависимость интенсивности после достижения максимума для частиц достаточно больших энергий ($E > 0,1$ ГэВ) во многих вспышках. Это доказывает диффузионный характер распространения частиц в межпланетном пространстве.

Измерив скорость падения интенсивности, можно оценить $D(E)$. При $E > 100$ МэВ для некоторых вспышек $D(E) = (10^{21} - 10^{22}) \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Поскольку скорость протонов в рассматриваемом интервале энергий заключена в интервале $0,5c - c$, 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 $R_n \sim R_d = pc/300 \text{ В}$. Для частиц с импульсом 300 МэВ/с имеем $R_n \sim 10^{11} \text{ см} \sim 10^6 \text{ км}$, что на порядок меньше расстояния l .

Столь простое рассмотрение не может объяснить всего многообразия явлений, происходящих во вспышках. Для уточнения картины вводятся различные коэффициенты диффузии вдоль и поперек поля ($D_l \sim 10D_t$) 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:

$$n \sim \exp(-t/t_0). \quad (14.17)$$

Такая зависимость может означать, что частицы движутся вдоль силовой линии с пробегом порядка 1АЕ. Для электронов неоднократно наблюдались события с очень быстрым нара-

танием интенсивности и последующим экспоненциальным спадом с периодом 20 мин. Такие явления интерпретируются как результат движения частиц по силовым линиям без рассеяния.

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, α -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 высокой энергии, 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 π^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 (см. гл. 2). Фотоны тормозного излучения электронов имеют плавный спадающий к высоким энергиям спектр (см. рис. 7.2). Кроме непрерывного спектра фотонов во вспышках наблюдается линейчатый спектр от аннигиляции позитронов ($E = 0,51$ МэВ) и различных ядерных реакций.

Пример. При синтезе дейтерия в реакции $n + p \rightarrow d$ образуются фотоны с энергией $E\gamma = 2,23$ МэВ, при переходе ядер ^{12}C и ^{16}O из возбужденного состояния в основное излучаются фотоны с энергией 4,43 и 6,14 МэВ соответственно и т.д. (см. рис. 7.2).

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 косвенно свидетельствуют о присутствии мюонных нейтрино во вспышках.

§ 14.13. Ускорение солнечных космических частиц

Обсуждается несколько возможных способов ускорения. Статистический механизм (см. §12.3) приводит к степенной форме спектра (см. 12.20). Эксперимент однако показывает, что спектр нельзя представить единым законом. Если при высоких энергиях спектр действительно степенной с показателем $\gamma = -5 - -7$, 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 не-

сколько 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, коротирующими потоками и фронтами разной скорости и на неоднородностях магнитного поля (§ 14.5).

Вопросы и задачи

1. Что можно сказать о происхождении вариации, которая имеет одинаковую фазу в 18 ч (местного времени) в конце марта и в 6 ч 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 (14.14).

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 (14.16).

5. Почему потеря энергии частиц при столкновении с движущимися облаками (14.6) не зависит от r 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?

7. 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.

8. В давние времена высказывалась гипотеза, что высокоширотное обрезание спектра вызвано тем, что Земля заряжена относительно космического пространства до потенциала около 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.

9. При какой энергии протон может образовать пару ($K\bar{K}$) на реликтовом фотоне?

10. Чему равна разница потоков протонов, возникающая из-за эффекта Комптона–Геттинга в 12 и 18 ч звездного времени?

11. Почему изотропно реликтовое излучение?

Литература

1. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А.* Нуклеосинтез во Вселенной. Изд-во Моск. ун-та, 1999.
2. *Коваленко В.А.* Солнечный ветер. М.: Наука, 1983.
3. *Дорман Л.И.* Вариации галактических космических лучей. М., 1975.
4. *Чарахчян А.Н.* Космические лучи в стратосфере//Земля и Вселенная. 1977. №1. С. 4.
5. *Parker E.* The dynamical origin of the solar wind and cosmic ray variation// Progr. in Elem. Part. and Cosmic Ray Phys. 1967. V. 9. P. 3–37. Amsterdam N.h. Publ.
6. *Баранов В. Б.* и др.// Astrophys. Space Sci. 1979. Т. 66. P. 429.
7. *Вернов С. Н.* и др.//Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1973. Т. 37. С. 1138.
8. *Антонова Е.Е. и др.* Ускорительные механизмы в Космосе. Изд-во Моск. ун-та, 1988.
9. *Хаякава С.* Физика космических лучей. Ч. 2. М., 1974.
10. *Бровкая В.В.* и др. Изучение аномальных космических лучей методом твердотельных трековых детекторов. Препринт НИИЯФ 2001-44/648.
11. *Бобровская В.В.* и др. Изучение аномальных космических лучей методом твердотельных трековых детекторов. Препринт НИИЯФ 2001-44/648.

ГЛАВА 15. Захваченное космическое излучение

§ 15.1. Радиационные пояса Земли¹ [1, 2, 5]

Открытие земного корпускулярного излучения. Одним из удивительных открытий середины XX в. 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 газоразрядными счетчиками, 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 газоразрядных счетчиков. Оказалось, что на высотах свыше 1000 км в экваториальной зоне спутники попадали в области, где происходило насыщение счетчиков.

При наземных испытаниях приборов были определены уровни интенсивности, приводящие к насыщению. При этом можно было допустить, что аппаратура регистрирует прони-

¹ Синонимы: земное корпускулярное излучение (название предложено С.Н. Верновым), захваченное излучение, пояс ван Аллена (в американской литературе).

кающие частицы, и тогда их интенсивность в несколько тысяч раз превышала бы интенсивность космического излучения. Могло также оказаться, что 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, чтобы обеспечить наблюдавшуюся скорость счета, надо предположить, что поток таких электронов должен быть порядка $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. 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 суммарный поток электронов меньше ($\sim 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$).

Область высот, где интенсивность излучения резко менялась, находилась в интервале от 700 до 1000 км (рис. 15.1). 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 удержива-

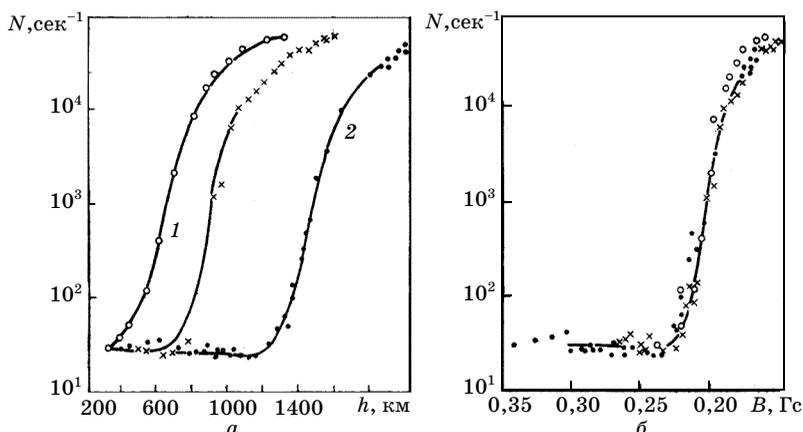


Рис 15.1. Зависимость скорости счета газоразрядного счетчика на американском спутнике «Экоплорер» от высоты на различных долготах (1 – над Атлантикой, 2 – над Сингапуром) (а) и от магнитной индукции (б). Сдвиг высот, на которых начинается крутой рост, обусловлен эксцентриситетом земного диполя

лось 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 излучением¹.

На рис. 15.1 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 (рис. 15.1, б).

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 спинтилляционный 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 одновременно С.Н. Верновым, А.И. Лебединским и другими в СССР и Кристофилосом, Ван Алленом с сотрудниками в США [2, 3].

Геометрия области захвата в поле магнитного диполя. Возможность захвата заряженных частиц в магнитном дипольном поле была предсказана Штермером при теоретическом анализе движения частиц в магнитном поле Солнца. В гл. 1 было показано, что в поле земного диполя существуют замкнутые области, отвечающие ограниченным траекториям, разрешенные для движения частиц (см. рис. 1.4). Хотя это давно известно, на протяжении ряда десятилетий, до экспери-

¹ За открытие и исследование земного корпускулярного излучения С.Н. Вернов и А.Е. Чудаков в 1960 г. были удостоены Ленинской премии.

ментов 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 Сатурна, Юпитера и Меркурия.

Границы зоны ограниченных траекторий представляют собой поверхности вращения, описываемые формулами (1.19) при условии $r_1 < r < r_2$ 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. 15.1. В этой таблице указаны верхняя и нижняя границы зоны захвата для различных жесткостей и энергий электронов и протонов ($r_{\text{макс}}$ и $r_{\text{мин}}$ выражены в радиусах Земли R_3).

Таблица 15.1

Размеры области захвата для различных жесткостей и энергий

$r_{\text{макс}}$	$r_{\text{мин}}$	$pc/ze = \xi$, Гв	E_p , ГэВ	E_e , 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

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 $v\varphi$ вокруг Земли. Положительно заряженные частицы дрейфуют на запад, отрицательно заряженные – на восток. Если магнитное поле стабильно и отражающие грани-

цы 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.

Магнитосфера. Магнитное поле Земли не имеет той идеальной формы, какая была описана в гл. 1 и § 15.1. 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, образует магнитосферу. Граница магнитосферы называется магнитопаузой (рис. 15.2). 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 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. Ток образуется на поверхности солнечного ветра, примыкающей к магнитному полю Земли и благодаря идеальной проводимости солнечного ветра.

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 $[I \cdot B]$. 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

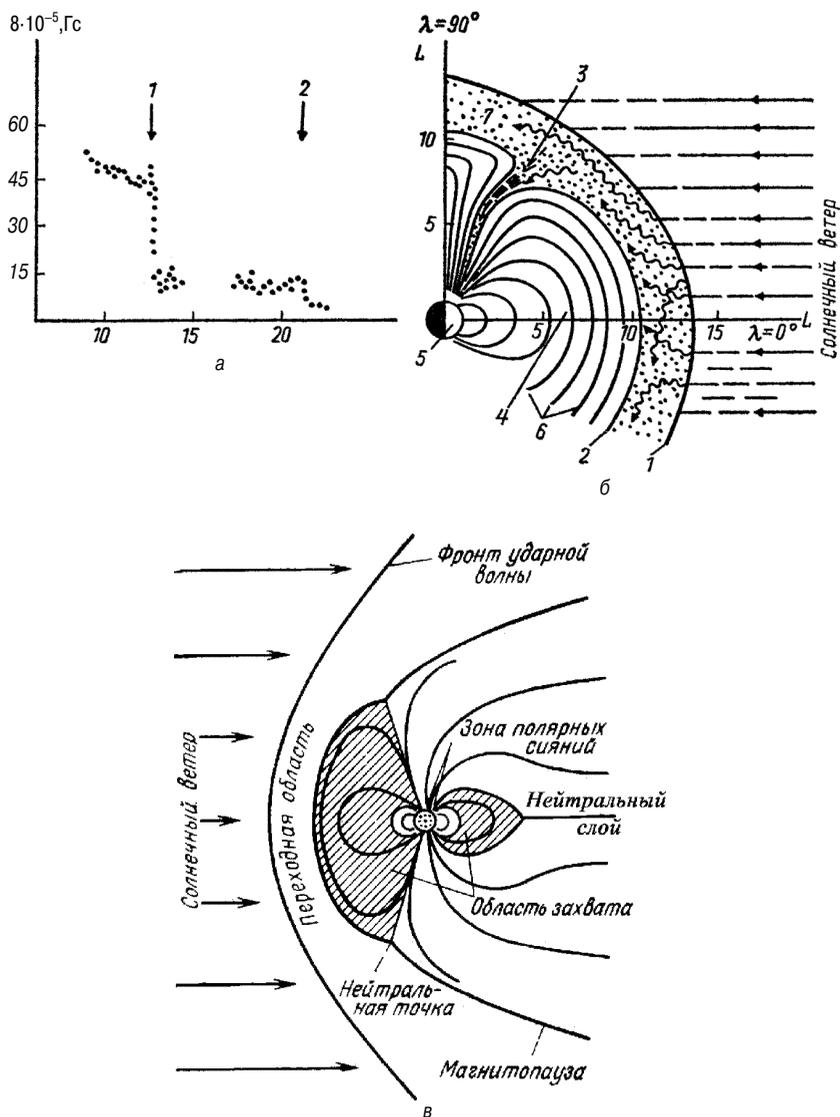


Рис. 15.2. Магнитосфера: а) магнитная индукция поля у границ магнитосферы: 1 – магнитопауза, 2 – ударная волна; б) схема дневной стороны магнитосферы: 1 – ударная волна, 2 – магнитопауза, 3 – нулевая точка («касп»), 4 – область внешнего радиационного пояса, 5 – Земля, 6 – силовые линии магнитного поля, 7 – переходный (турбулентный) слой; в) меридиональный разрез магнитосферы

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 $3 \cdot 10^3 R_3$. Шлейф магнитосферы состоит из двух частей – северной и южной. Их называют долями шлейфа или хвоста магнитосферы. Магнитное поле в разных долях направлено в противоположные стороны (в солнечном и антисолнечном направлениях). Величина поля составляет 10–20 нТ. Между ними находится плазменный слой, где плотность плазмы в сотню раз превышает плотность в долях. Существование плазменного слоя в экваториальной плоскости обусловлено тем, что трубка замкнутых силовых линий образует ловушку для заряженных частиц. В плазменном слое (в плоскости экватора) течет ток, имеющий направление с утра на вечер. Скорость частиц солнечного ветра в радиальном направлении столь велика (300–400 км/с, см. § 14.1), что при столкновении с магнитосферой образуется ударная волна (рис. 15.2). 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.

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} :

$$R_{\perp} = mvc \sin \theta / eB,$$

где v – скорость частицы; $R_{л}$ – 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:

$$T_{л} = 2\pi R_{л} / v_t = 2\pi mc / eB,$$

где v_t – поперечная составляющая скорости. Следовательно,

$$R_{л} \left| \frac{\partial B}{\partial r} \right| \ll B, \tag{15.1}$$

$$T_{л} \left| \frac{\partial B}{\partial t} \right| \ll B. \tag{15.2}$$

Характерным для магнитного поля Земли размером является радиус Земли R_3 , поэтому первое условие можно записать так:

$$R_{л} \ll R_3 = 6 \cdot 10^3 \text{ км}. \tag{15.3}$$

В табл. 15.2 приведены ларморовские радиусы электронов $R_{лe}$ и протонов $R_{лp}$ на расстоянии $2R_3$ от центра Земли ($\sin \theta = 1$).

Таблица 15.2

Радиусы ларморовского движения

Энергия, кэВ	$R_{лe}$, км	$R_{лp}$, 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

Из таблицы следует, что условие (15.1) выполняется для частиц с энергией до 100 МэВ. Для частиц, удовлетворяющих условию (15.1), 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 θ к силовой линии. Достигнув границ разрешенной области ($Q = 0$), 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*¹. Электрон, движущийся по кругу радиуса $R_{\text{л}}$, представляет собой кольцевой ток, который создает магнитный момент

$$\mu = \pi R_{\text{л}}^2 j.$$

где ток $j = e\omega_c$, а ω_c – циклическая (ларморовская) частота вращения электрона по орбите:

$$\omega_c = v \sin\theta / R_{\text{л}}. \quad (15.4)$$

Поскольку $R_{\text{л}} = mvc \sin\theta / eB$, то $\omega_c = (e/c) (B/m)$. Период ларморовских колебаний электрона составляет микросекунду, а протона – несколько миллисекунд. Магнитный момент

$$\mu = \pi R_{\text{л}}^2 e\omega_c = \pi m v^2 \sin^2\theta / eB, \quad (15.5)$$

или

$$\mu \sim v_0^2 \sin^2\theta / B. \quad (15.6)$$

Так как скорость v_0 в магнитном поле постоянна, то

$$\mu \sim \sin^2\theta / B. \quad (15.7)$$

Альвен доказал, что если нет причин, тормозящих электрон, то μ 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

¹ Альвен, 1939 г.

экваторе скорость частицы имела угол θ_0 по отношению к направлению силовой линии, и магнитный момент частицы

$$\mu_0 = \sin^2\theta_0/B_0. \quad (15.8)$$

Тогда на широте λ при напряженности магнитного поля $B(\lambda)$

$$\mu = \sin^2\theta_\lambda/B(\lambda), \quad (15.9)$$

где θ_λ – угол между направлением скорости частицы и силовой линией на широте λ (*питч-угол*). Магнитное поле Земли неоднородно и описывается уравнениями (1.6) и (1.7). С ростом λ магнитная индукция $B(\lambda)$ возрастает. Следовательно, из постоянства μ вытекает необходимость возрастания питч-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 θ_0 на экваторе существует своя широта $\lambda_{\text{макс}}$, 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, по которой движется ведущий центр (v_l), и перпендикулярную (v_t), 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_t приводит к появлению силы $F_l = (e/c)v_t B_r$, направленной в сторону убывания магнитного поля. Эта сила уменьшает параллельную составляющую скорости и, следовательно, увеличивает перпендикулярную. В точке отражения $v_l = 0$, $v_t = v$ и сила F_l максимальна. Поэтому частица, достигнув зеркальной точки, поворачивает обратно и начинает двигаться к экватору. В результате действия силы F_l продольная составляющая скорости увеличивается, а поперечная уменьшается. Если при прямом прохождении через экватор скорость v была направлена под углом θ_0 к силовой линии, то при обратном

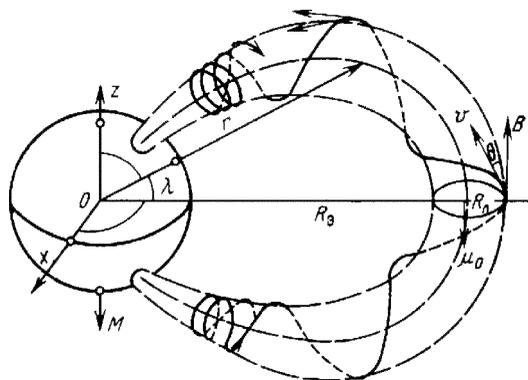


Рис. 15.3. Траектория движения частицы между точками отражения

движении угол равен $\pi - \theta_0$. Траектория движения частицы между точками отражения показана на рис. 15.3 [6].

Таким образом, частица будет совершать бесконечно большое число колебаний между широтами $\lambda_{\text{макс}}$ и $-\lambda_{\text{макс}}$, если только не потеряет энергию или не рассеется при столкновении с атомами воздуха.

Теорема Альвена о сохранении магнитного момента справедлива лишь при выполнении условия (15.3). Значение отношения R_d/R_3 (параметра адиабатичности), при котором сохраняется адиабатический инвариант, было экспериментально измерено на модели земного магнитного поля [9]. Для этого использовалась вакуумная камера объемом около 1 м^3 и разрежением порядка $5 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст. Внутри объема помещался намагниченный шар («террелла») диаметром 8 см с магнитным моментом $2 \cdot 10^4 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$. 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_d . С ростом R_d время жизни частиц сначала возрастает, а затем, после достижения критического значения R_d (и, следовательно, отношения R_d/R_3), резко уменьшается. Критическое значение параметра адиабатичности, при котором еще работает рассмотрение Альвена,

$$\alpha = R_d/R_3 \sim 0,1. \quad (15.10)$$

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):

$$h(R_3, \theta_0) = R - R_3 = R_3 \cos^2 \lambda - R_3, \quad (15.11)$$

где R_3 – расстояние до силовой линии на экваторе. Величину $\cos^2 \lambda_{\text{макс}}$ можно связать с θ_0 при помощи формул (11.9) и (1.7). Запишем условие, ограничивающее углы θ_0 на экваторе:

$$h(R_3, \theta_0) \approx 100 \text{ км.}$$

Углы, меньшие θ_0 , запрещены. Время колебаний частицы между точками отражения заключено в интервале 0,1–1с 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 $\mathbf{F} = (e/c)[\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}]$ на частицу в поле Земли будут действовать и другие силы, например сила, пропорциональная $[\mathbf{B} \cdot \text{grad } \mathbf{B}]$. 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*¹. Его часто называют долготным адиабатическим инвариантом. Он равен интег-

¹ Розенблат и Лонгмайр, 1957.

ралу действия колебательного движения частицы вдоль силовой линии между точками отражения M и M^* (рис. 15.4):

$$J = \int_M^{M^*} p_t ds = p_0 \int_M^{M^*} \cos \theta ds = p_0 \int_M^{M^*} \sqrt{1 - \sin^2 \theta} ds. \quad (15.12)$$

Величина $p_0 = \text{const}$, так как и масса, и скорость частицы вдоль силовой линии постоянны. Из (15.9) следует, что

$$\sin^2 \theta / B = \sin^2 \theta_M / B_M = 1 / B_M, \quad (15.13)$$

где θ_M – угол в точке отражения, равный $\pi/2$; B_M – индукция магнитного поля в точке отражения. Тогда

$$J = p_0 \int_M^{M^*} \sqrt{1 - B/B_M} ds, \quad I = J/p_0 = \int_M^{M^*} \sqrt{1 - B/B_M} ds.$$

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 $[\mathbf{V} \cdot \text{grad } \mathbf{B}]$).

Первый инвариант предсказывает, что точки отражения лежат на поверхности с определенными значениями B_M и B_{M^*} .

Пусть в момент t_1 частица движется по силовой линии с $I = I_0$ (рис. 15.4, 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. 15.4, а).

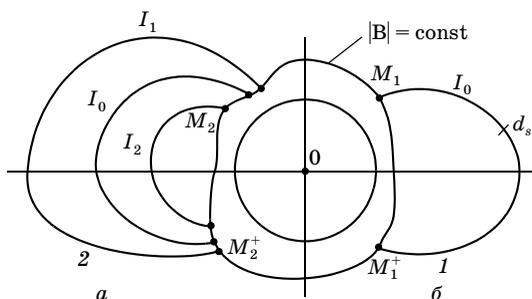


Рис 15.4. Второй адиабатический инвариант, управляющий перемещением частиц с траектории (б) (I_0) на одну из траекторий (а)

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 .

Системы координат. В теории геомагнитного эффекта применялась система координат (r, λ) , где r – радиус-вектор, λ – геомагнитная широта. В идеальном поле диполя силовая линия, проходящая через точку (r, λ) , пересекает экваториальную плоскость в точке $R_3 = r/\cos^2\lambda$. Поэтому вместо системы координат (r, λ) рассматривают также и систему (R_3, λ) . В реальном поле Земли на малых высотах наблюдаются различные аномалии магнитного поля и, следовательно, системы (R_3, λ) и (r, λ) не могут быть удобными, как и на расстояниях $r > 6R_3$, где поле искажено солнечным ветром. Хорошую точность упомянутые системы дают в интервале расстояний от 3 до $6R_3$.

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.

$$L = R_3 / R_3. \quad (15.15)$$

Магнитная индукция поля B в точке F вычисляется с учетом реального магнитного поля Земли и служит второй координатой.

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, λ) приводится на рис. 15.5. 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, λ) в случае диполя имеет простой вид

$$\cos^2\lambda = r/L, \quad B = (M/R^3)[4 - (3r/L)]^{1/2}. \quad (15.16)$$

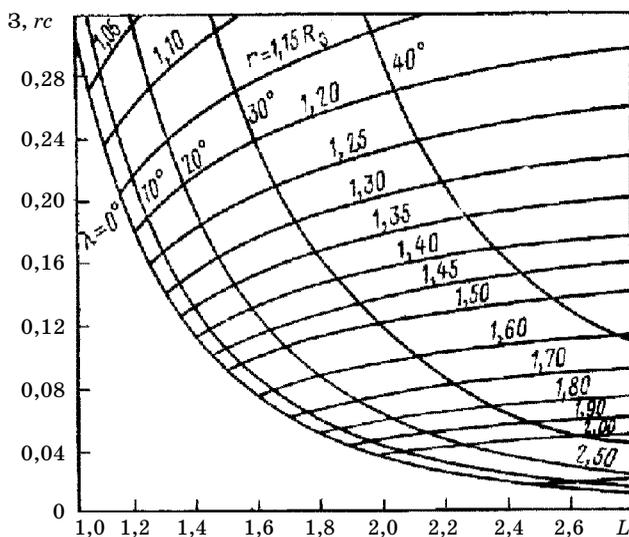


Рис 15.5. Связь систем координат (r, λ) и (B, L) для поля диполя

Достоинство естественной системы координат видно из рис. 15.1, б.

§ 15.2. Приборы для изучения радиационных поясов [8]

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 йодистого натрия размером около 40 мм. Кристалл экранировался алюминием толщиной $1\text{г}/\text{см}^2$. Аналогичная аппаратура применялась и на космических ракетах. Пороговые устройства позволяли регистрировать число случаев с выделением энер-

гии $E > 45$ кэВ, $E > 450$ кэВ и $E > 4,5 \cdot 10^3$ кэВ. В дальнейшем измерялась полная ионизация в сцинтилляторе, закрытом лишь алюминиевой фольгой толщиной $1,9$ мг/см². 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 7×9 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 $1,6$ г/см² мог определять интенсивность протонов с энергией $E > 40$ МэВ, электронов с $E > 3$ МэВ и рентгеновских лучей с $E > 80$ кэВ. Без экрана такой счетчик регистрирует электроны с энергией $E > 1,6$ МэВ и протоны с $E > 23$ МэВ. Сцинтилляторы из йодистого цезия диаметром $0,76$ см и толщиной $0,92$ г/см² при защите фольгой $1,0$ мг/см² регистрируют электроны с энергией $E > 20$ кэВ и протоны с $E > 400$ 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 МэВ. При дальнейшем увеличении выделения энергии наступает насыщение. Поэтому релятивистская частица, выделяющая при прохождении через кристалл 20 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 сцинтиллаторе. 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}Th , окруженная детекторами толщиной около 50 мкм каждый. Осколки деления ^{232}Th под действием протонов имеют энергию порядка 90 МэВ и регистрируются полупроводниковыми детекторами. Это устройство совершенно нечувствительно к электронам.

На спутнике «Интеркосмос-17» для выделения электронов с энергией выше 40 МэВ был использован детектор переходного излучения с калориметром.

Для идентификации p , α -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° состоит из камеры с магнитопроводом постоянного магнита. Через окно в камеру попадают электроны и, описывая полуок-

ружности 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.

§ 15.3. Экспериментальное исследование радиационных поясов

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 40–45°. На силовых линиях, встречающихся с атмосферой в интервале широт 45–60°, 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. 15.6).

Применение неэкранированных детекторов существенно расширило сведения о радиационных поясах. Были обнаружены электроны и протоны с энергией несколько десятков и сотни килоэлектрон-вольт соответственно. Эти частицы имеют су-

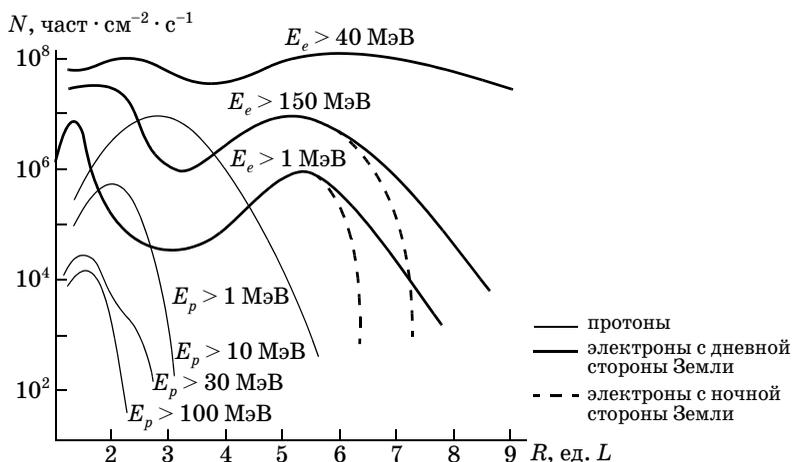


Рис. 15.6. Пространственное распределение частиц в радиационном поясе. Электроны: 1 — $E_e \gg 40$ кэВ, 2 — $E_e > 150$ кэВ, 3 — $E_e > 1$ МэВ; протоны: 4 — $E_p \gg 1$ МэВ, 5 — $E_p > 10$ МэВ, 6 — $E_p > 30$ МэВ, 7 — $E_p > 100$ МэВ. Предельное значение импульсов протонов в радиационных поясах около 750 МэВ

цественно иное, по сравнению с проникающими, пространственное распределение.

Максимум интенсивности протонов низких энергий расположен на расстояниях $L \sim 3$ от центра Земли. Малоэнергетичные электроны заполняют всю область захвата. Для них нет разделения на внутренний и внешний пояса. Частицы с энергией десятки килоэлектрон-вольт непривычно относить к космическим лучам, однако радиационные пояса представляют собой единое явление и должны изучаться в комплексе с частицами всех энергий.

Ядерная компонента радиационного пояса. В конце 1980-х — начале 1990-х годов группа ученых НИИЯФ МГУ поставила эксперимент по исследованию ядер, находящихся в ближайшем космическом пространстве. Измерения проводились на ИСЗ серии «Космос» с использованием ядерных фотоэмульсий и пропорциональных камер. Были обнаружены потоки ядер O, N и Ne в области космического пространства, где орбита искусственного спутника ($H \sim 400\text{--}500$ км, наклонение 52°) пересекала Бразильскую магнитную аномалию. Анализ показал, что эти ядра с энергией до нескольких десятков МэВ/нуклон не могли быть ни альбедными, ни галактическими, ни солнечного происхожде-

ния, так как с такой энергией никак не могли бы столь глубоко внедриться в магнитосферу Земли. Эти частицы, захваченные магнитным полем Земли, получили название аномальной компоненты по аналогии с аномальной компонентой частиц межпланетного пространства (см. гл. 14), с которыми они оказались связанными. Остановимся на аномальных частицах подробнее.

Аномальное космическое излучение [13]. Ядра аномально-го космического излучения (АКИ) ядер O, N, Ne с энергией в десятки МэВ/нуклон не могли проникнуть столь глубоко в магнитосферу. Предполагается довольно сложный путь их попадания в магнитосферу. Поток неионизованных атомов небольшой энергии из межзвездной среды проникает в гелиосферу, где солнечный ультрафиолет или солнечный ветер может их ионизовать до состояния O^+ , N^+ и т.д. Заряженные частицы увлекаются солнечным ветром обратно к границе гелиосферы. Они ускоряются на ударных волнах до десятка МэВ, частично возвращаются к орбите Земли и попадают в ее магнитосферу. При столкновении с атомами атмосферы они полностью ионизируются и приобретают значительный заряд. После этого создаются условия для их захвата магнитным полем. Для них будут справедливы все рассуждения, которые были изложены в гл. 1, если рассматривать те же самые жесткости, что и для протонов. Радиационный пояс частиц аномальной компоненты отличается от обычного радиационного пояса своим происхождением. Его источником является не солнечный ветер, а переработанное в гелиосфере межзвездное вещество из близлежащего галактического окружения (см. рис. 14.19).

Интересным результатом изучения АКИ явилось доказательство того, что ионы АКИ из межпланетного пространства могут быть пойманы геомагнитной ловушкой. Эта идея была предложена Блейком и Фризенем в 1977г. [11]. Согласно их модели однократноионизованный ион АКИ, проникая внутрь геомагнитного поля, «раздевается» остаточной атмосферой на высотах ~ 300 км, становится многозарядным и улавливается геомагнитным полем. Эта модель нашла подтверждение в экспериментах на спутниках серии «Космос» [8]. Захваченные магнитным полем ионы ^{16}O были зарегистрированы путем изучения угловых распределений следов частиц в детекторах из лексана. Их поток оказался в сотни раз больше, чем потоки

Таблица 15.3

Относительные распространённости АКИ согласно данным ИСЗ SAMPEX [14]

Отношение	АКИ, захваченное в ловушку 16–45 МэВ/н	Межпланетное АКИ > 17 МэВ/н
C/O	0,0004	0,014 ± 0,009
N/O	0,09 ± 0,01	0,19 ± 0,03
Ne/O	0,04 ± 0,01	0,06 ± 0,02

аномальных ионов ^{16}O в межпланетной среде. Начиная с 1992 г. крупномасштабное изучение проникновения и захвата АКИ началось на ИСЗ SAMPEX. Было показано, что помимо ^{16}O и ^{14}N АКИ содержат Ne и Ar. Различная эффективность захвата АКИ и их потерь в геомагнитной области изменяет их энергетические спектры: они становятся более мягкими по сравнению с межпланетными [14]. Как следствие, изменяется и их относительный состав [15]. Результаты по данным SAMPEX, приведенные в табл. 15.3, иллюстрируют это различие.

Измерения аномальных космических лучей в течение последних двух солнечных циклов показывают, что они чрезвычайно чувствительны к солнечной модуляции. Поток аномальных ^{16}O с $E \sim 10$ МэВ/нуклон в межпланетной среде изменяется в сотню раз. Временные вариации пойманного АКИ изучались впервые на спутниках серии «Космос» (рис. 15.7 [12]). Выяснилось, что поведение захваченного аномального ^{16}O однозначно коррелировано с потоками межпланетного АКИ. Это означает, что время жизни захваченного излучения в радиационном поясе мало и не превышает характерные времена межпланетных вариаций потока АКИ.

Анализ углового распределения ионов позволил установить, что новый радиационный пояс расположен на поверхности с $L = 2,2$ с зеркальной точкой на широте $\lambda = -47^\circ$, т.е. в районе Бразильской аномалии, где соответствующие магнитные силовые линии опускаются до высот менее 400 км. Исходя из особенностей аномальных частиц, можно сделать вывод о существовании в геомагнитном поле особого радиационного пояса из ионов АКИ. Его свойства резко отличаются от свойств обычного пояса:

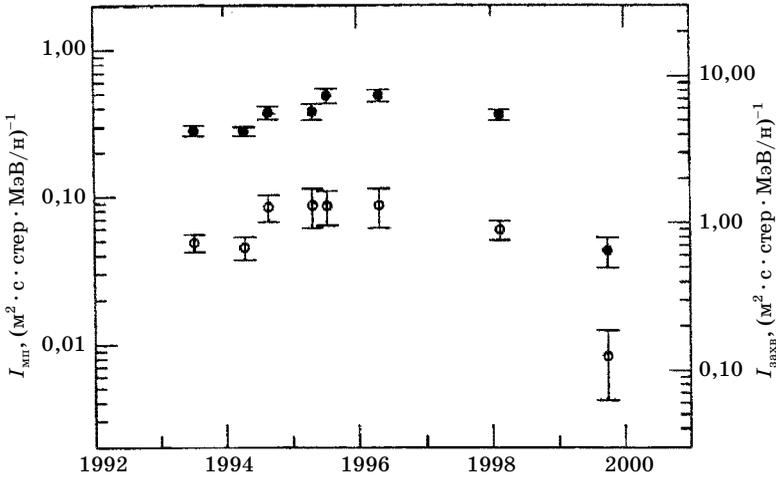


Рис. 15.7. Изменения со временем интенсивности межпланетных (кружки, левая шкала) и захваченных (точки, правая шкала) ионов АКИ

- 1) он состоит в основном из ионов кислорода, азота и неона;
- 2) до попадания в пояс они однократно заряжены, дальнейшая ионизация («обдирка») происходит в поясе;
- 3) толщина пояса очень мала ($L \sim 2,2-2,5$);
- 4) максимум интенсивности ионов находится при энергии 10–14 МэВ/нуклон;
- 5) интенсивность частиц в период минимума солнечной активности равна $4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} (\text{МэВ/н})^{-1}$ (в 100 раз больше, чем в межпланетном пространстве);
- 6) интенсивность частиц резко коррелирована с интенсивностью в межпланетном пространстве.

Перечисленные свойства, в особенности степень ионизации и способ заполнения ловушки, позволяют считать эти частицы самостоятельным образованием – аномальным радиационным поясом.

В радиационном поясе присутствуют, по-видимому, и альбедные ядра, возникающие в результате ядерных реакций протонов в атмосфере. При энергии выше 30 МэВ 99% ядерной компоненты составляют протоны, остальное – дейтоны и тритоны. С помощью полупроводниковых детекторов на расстоянии $L \sim 3$ обнаружены α -частицы, захваченные магнитным полем.

Пространственное распределение протонов и их поток. Пространственное распределение протонов различных энергий (линии равной интенсивности) показано на рис. 15.8.

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 $L \sim 6$. Потоки протонов с энергией $0,1 < E < 4,5$ МэВ превышают $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При $E > 35$ МэВ поток составляет $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Энергетический спектр протонов. Спектр протонов высокой энергии во внутренней зоне может быть представлен степенной функцией $J_p(E)dE \sim E^{-1,8}dE$ ($75 < E < 700$ МэВ). По мере удаления от центра внутреннего пояса (на расстояния $L > 1,5-1,8$) средняя энергия протонов уменьшается. С ростом L спектр

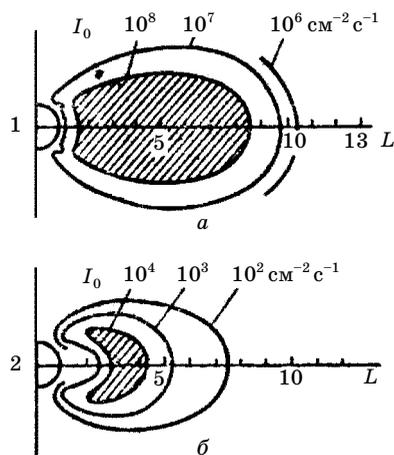


Рис 15.8. Свойства протонов и электронов в радиационном поясе: а) пространственное распределение протонов различных энергий в радиационном поясе: 1 – энергия протонов $0,1 < E_p < 5$ МэВ, 2 – $E_p < 30$ МэВ; б) пространственное распределение электронов различных энергий на дневной стороне: 1 – $E_e < 40$ кэВ, 2 – $E_e > 1,6$ МэВ

становится более мягким. В интервале энергий 10 – 50 МэВ на расстоянии $L = 1,79$ он имеет вид

$$J_p(E)dE \sim E^{-4}dE.$$

Спектр протонов при низкой энергии можно аппроксимировать формулой

$$J \sim \sqrt{E/E_{\text{макс}}} \cdot \exp\sqrt{E/E_{\text{макс}}},$$

а при высокой – степенной зависимостью. Спектр имеет максимум при $E = E_{\text{макс}}$. Подобная закономерность может явиться следствием диффузионного механизма ускорения с учетом потерь энергии. $E_{\text{макс}}$ растет при уменьшении L : $E \sim L^\alpha$, $\alpha \sim 4$. На границе радиационного пояса ($L \sim 8$) $E_{\text{макс}} \sim 50$ кэВ. Для описания спектра за максимумом иногда используют экспоненциальную зависимость $J \sim \exp(E/E_0)$, где $E_0 = 0,3L^{-5}$ ГэВ ($L > 2$).

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.

Электроны в радиационном поясе. Частицы естественного происхождения. Первые эксперименты показали, что электроны высокой энергии ($E > 1–1,5$ МэВ) сосредоточены в верхней части радиационного пояса. Полагали, что это отдельный пояс и его называли внешним. 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 степенного 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 $\gamma = 69^\circ$ в полночь (по местному

времени) и до широты 75° 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 $L \approx 2$ 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 высокоэнергетических частиц сначала уменьшается, а затем возрастает. Эти изменения могут происходить в течение суток. В спокойные периоды поток электронов достигает $I_e \sim 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. На рис. 15.8, б показано пространственное распределение электронов различных энергий на дневной стороне.

В начале 80-х гг. потоки высокоэнергетических электронов изучались с помощью аппаратуры, установленной на орбитальной станции «Салют-6». Аппаратура позволяла с высокой эффективностью выделять потоки электронов и позитронов с энергией более 40 МэВ [16]. Орбита станции «Салют-6» (высота 350–400 км, наклонение 52°) в основном проходила ниже радиационного пояса Земли, но в районе Бразильской магнитной аномалии она задевала внутреннюю часть пояса. В районе Бразильской аномалии были обнаружены высокоэнергетические электроны. До этого эксперимента в поясе были зарегистрированы лишь электроны с энергией не более 5 МэВ (в соответствии с альбедным механизмом возникновения).

Группа МИФИ специально изучила эти частицы и пришла к выводу, что они образуют стационарное кольцо. Прибор, установленный на спутниках Земли серии «Метеор-3» (высота круговых орбит 800 и 1200 км) глубоко проникал в радиационный пояс и подтвердил результаты, полученные на станции «Салют-6», – существование стабильного пояса высокоэнергетических электронов. Затем группа МИФИ получила еще более важный результат с помощью магнитных спектрометров, установленных на станциях «Салют-7» и «Мир» было доказано, что стабильный пояс состоит только из электронов (без позитронов) очень высокой для радиационного пояса энергии (до 200 МэВ). Это означает, что в магнитосфере Земли реализу-

ется весьма эффективный ускорительный механизм (одной только радиальной диффузией наблюдаемое ускорение объяснить нельзя) [16].

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° ю. ш., т.е. в той области пространства, в которой естественные пояса образуют щель 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 (эксперимент «Аргус»).

В момент взрыва наблюдалось интенсивное свечение неба на концах магнитной силовой линии как в Южном, так и в Северном полушариях в районе Азорских островов, где были сосредоточены корабли военно-морского флота США.

В результате дрейфа электронов вокруг Земли (за счет силы $[\mathbf{V} \cdot \text{grad}\mathbf{B}]$) 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 области внутреннего радиационного пояса. Интенсивность инжектированных электронов с энергией $E > 5$ МэВ достигала $1,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

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 инъекции 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 пич-углом $\theta_n = \theta_x$. Если инжекция производится в Северном полушарии с $\theta_n = 0$, то в Южном на данной силовой линии наблюдается свечение атмосферы. Эти эксперименты позволяют выяснить детали движения захваченных электронов.

§ 15.4. Вариации радиационных поясов Земли и источники частиц

Первые наблюдения. В 1959 г. радиационные пояса пересекали 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. Наблюдалось 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. Внутренняя часть пояса очень стабильна, тогда как внешняя испытывает резкие колебания (рис. 15.9).

Влияние магнитных бурь. Сильные изменения в радиационных поясах наблюдаются во время магнитных бурь (см. гл. 14), когда происходит деформация магнитосферы и, как следствие, сжатие радиационного пояса и перемещение его максимума.

После окончания бури радиационные пояса приходят в прежнее положение. Интенсивность низкоэнергетичной ком-

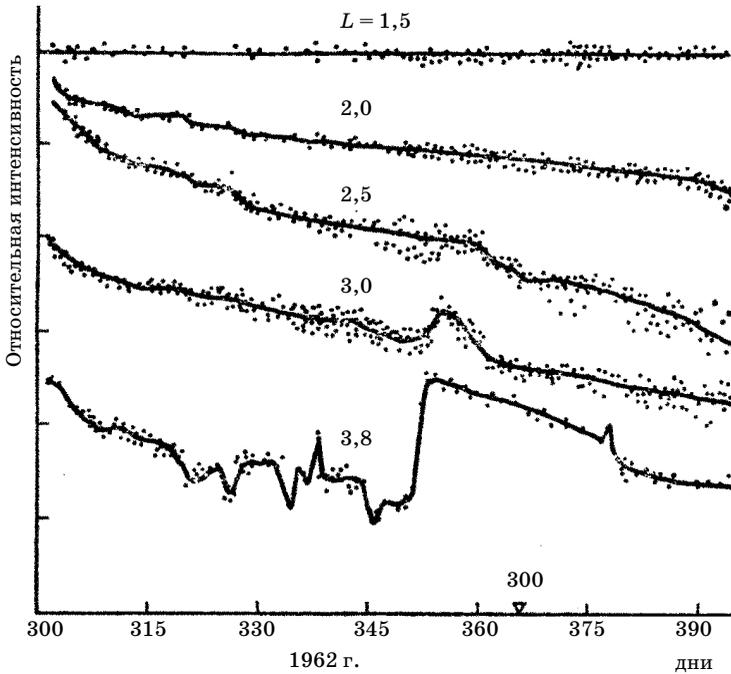


Рис. 15.9. Изменения во времени интенсивности при различных значениях L

поненты во время бури возрастает, а высокоэнергетичной 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 неоднородностей 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 $0,1L$ в сутки.

Как показывают расчеты, ловушка в магнитном поле Земли до отказа наполнена частицами, т.е. в поясах имеются частицы с импульсами, соответствующими верхнему пределу адиабатичности (15.10). 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, которые сдвигают точки отражения в атмосферу.

Быстрые вариации внешней части поясов говорят о существовании эффективных быстродействующих механизмов пополнения внешнего пояса электронами, тогда как слабое убывание частиц во внутреннем поясе может компенсироваться слабыми источниками.

Источники частиц в нижнем радиационном поясе. Различные компоненты радиационных поясов имеют разное происхождение.

Протоны высокой энергии внутреннего пояса возникают от распада нейтронов альбедо.

Нейтронный механизм был предложен С.Н. Верновым, А.И. Лебединским и С.Ф. Зингером [3]. 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 введения этих частиц 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., например, [18]), и некоторая их часть может выходить за пределы атмосферы и распадаться в пределах магнитной ловушки (так называемые нейтроны альбедо). 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 $I = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (рис. 15.6) на $L \sim 1,5$. Пробег протонов с такой энергией $R \sim 1 \text{ г/см}^2$. Плотность атмосферы (состоящей на этих высотах в основном из водорода) $\rho \sim 10^5 \text{ атом/см}^3$. Следовательно, если v – скорость протонов, то их время жизни до поглощения из-за ионизационных потерь:

$$\tau = R/\rho v m_p \sim 10^9 \text{ с} \sim 30 \text{ лет.}$$

Плотность протонов с энергией выше 30 МэВ $n = I/v = 10^{-5} \text{ протон/см}^3$. Каждую секунду гибнет n/τ протонов:

$$n/\tau \sim 10^{-5}/10^9 = 10^{-14} \text{ протон/с.} \quad (15.17)$$

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 $I_0 \sim 1 \text{ нейтрон/см}^2\text{с}$. В этом случае в каждом кубическом сантиметре в радиационном поясе будет распадаться

$$n^0 = I_0/v_n \tau_n \sim 1 \text{ см}^{-3}/(10^{10} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} 10^3 \text{ с}) = 10^{-13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (15.18)$$

Это значение даже больше требуемого (15.17) и, во всяком случае, достаточно, чтобы поддерживать постоянный поток протонов.

Различие мощностей потерь (15.17) и источника (15.18) 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. ниже раздел, посвященный протонам более низких энергий).

Бразильская магнитная аномалия. Некоторую роль в сокращении времени жизни протонов в радиационном поясе играет 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 оно такое же, как на высоте 1000 км над другими районами. Частицы по силовым линиям спускаются к Земле и оказываются глубоко в более плотных слоях атмосферы. Поэтому часть из них поглощается атмосферой.

Время жизни протонов в радиационном поясе. Зная поток протонов в нижнем радиационном поясе и мощность нейтронного источника, можно определить время жизни протонов раз-

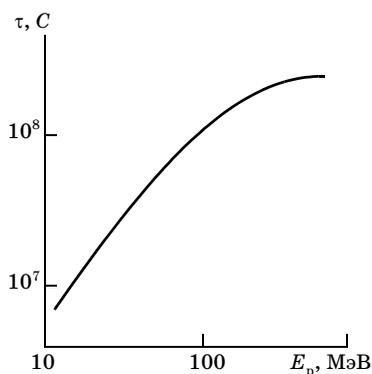


Рис 15.10. Зависимость времени жизни протонов в радиационном поясе от энергии

личных энергий методом, аналогичным рассмотренному выше. Естественно, что при этом нужно достаточно точно учесть спектры и потоки нейтронов альbedo, а также потоки протонов разных энергий.

На рис. 15.10 показана полученная таким методом зависимость времени жизни протонов от энергии во внутреннем радиационном поясе.

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 (рис. 15.6). Причина состоит в обсуждавшемся выше механизме нарушения адиабатического инварианта. 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

$$B \sim 1/R^3 \sim 1/L^3. \quad (15.19)$$

Тогда $R_{\text{д}} \sim 1/B \sim L^3$. Следовательно, параметр адиабатичности (15.10) быстро превысит критическое значение ($\alpha \sim 0,1$). Время жизни протонов сократится настолько, что альбедный механизм будет не в состоянии скомпенсировать потери частиц.

Источники протонов с энергией $E < 10$ МэВ. Протоны больших 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 своеобразных эффектов, в том числе ускорение частиц, аналогичное бетатронному.

Пример 1. Рассмотрим частицу, описывающую ларморовское движение в плоскости экватора (т.е. $v_l = 0$, $v_t = v$, $\sin\theta_0 = 1$). Тогда согласно формуле (15.5) 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 E частицы. Учитывая (15.19) и условие адиабатичности, находим

$$E/B = \text{const}; EL^3 = \text{const}, E = 1/L^3. \quad (15.20)$$

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:

$$R_n/R_3 \sim \rho c/eBR_3 \sim E/B = \text{const}.$$

Пример 2. Частицы солнечного ветра сильно нагреваются в переходном слое при прохождении через ударную волну (§ 15.1). Их энергия при скорости 10^3 км/с

$$E_1 = m v_2 / 2 \sim 5 \text{ кэВ}.$$

Поле у границы магнитосферы равно $B = 10^{-4}$ Гс (рис. 15.2). 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 протона¹

$$E_2 = B_2 E_1 / B_1 = (8 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-4}) \cdot 5 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ} = 4 \text{ МэВ}. \quad (15.21)$$

¹ 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 (15.20).

Следовательно, механизм ускорения достаточно эффективен, чтобы получить протоны нужной энергии. Пояс таких протонов должен простираться 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_ϕ , то любые магнитные возмущения, продолжающиеся существенно дольше t_ϕ , приведут лишь к обратимым изменениям положения оболочки. При возвращении поля к номинальному значению картина восстановится. Если возмущение имеет азимутальную (относительно направления 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 адиабатичности для второго адиабатического инварианта (t_ϕ время долготного 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 приве-

денные выше рассуждения. Действительно, регулярный поток равен разности смещений на пути ΔL над слоем и под ним, т.е.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right) \Delta L \cdot \Delta L \sim \frac{\partial L^5}{\partial L} L^5 \sim L^4 L^5 = L^9.$$

§ 15.5. Происхождение электронов в радиационных поясах

Внутренняя часть пояса. Электроны относительно низкой энергии (менее 780 кэВ) инжектируются в радиационный пояс вместе с протонами при распаде нейтронов. Однако, как видно из рис. 15.6, в нижнем поясе имеются электроны и более высоких энергий. Следовательно, необходимо допустить существование иных источников или механизмов инжекции (колебания магнитного и электрического полей и т. п.).

Внешняя часть зоны. 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 бессилён помочь сохранению 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.

22 марта 1991 г. на Солнце произошла мощная вспышка, сопровождавшаяся выбросом большой массы солнечного вещества. К 24 марта вещество достигло магнитосферы и трансформировало ее внешнюю область. Энергичные частицы солнечного ветра ворвались в магнитосферу и достигли оболочки

$L \sim 2,6$, на которой в то время находился американский спутник CRESS (высота орбиты в апогее $\sim 33,6$ тыс. км, в перигее 323 км, наклонение 18°). Приборы, установленные на этом спутнике, зарегистрировали резкое возрастание потоков электронов с энергией ~ 15 МэВ и протонов с энергией 20–110 МэВ, свидетельствующее об образовании нового пояса на $L = 2,6$. Квазистационарный пояс в течение двух лет наблюдали на станции «Мир», пока пояс не угас.

§ 15.6. Радиационные пояса Юпитера

Существование радиационных поясов Юпитера впервые было доказано в 1959 г. по наблюдениям спектрального индекса радиоизлучения (см. § 12.3) 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) ¹ захваченное излучение наблюдалось на расстояниях до $L = 25$. Потоки электронов с энергией $E > 3$ МэВ в максимуме пояса достигали $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а потоки протонов с $E > 35$ МэВ $\sim 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Протяженность радиационного пояса столь велика, что некоторые спутники Юпитера оказываются в зоне корпускулярных потоков захваченного излучения. И это приводит к любопытной структуре пояса с целым рядом провалов интенсивности. Американская межпланетная станция «Пионер-10» зарегистрировала поглощение частиц радиационного потока спутником Ио ($L \sim 5$). А на «Пионере-11» провалы интенсивности частиц зарегистрированы от поглощения частиц спутником Амальтея ($L \sim 2,5$). 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. Исследования времени восстановления радиации после прохождения спутников могут дать интересные сведения о времени жизни частиц в поясах Юпитера и интенсивности источников. Можно

¹ Здесь L измерено в радиусах Юпитера.

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. Радиационные пояса обнаружены и у Сатурна.

Вопросы и задачи

1. Определить ларморовские радиусы электрона и протона с энергией 1 МэВ на расстоянии $L = 2$.
2. Какая часть солнечных нейтронов с энергией 10 и 100 эВ даст вклад в радиационный пояс Земли?
3. Будет ли сохраняться адиабатический инвариант для протонов с энергией 1 ГэВ при $L = 1,5$?
4. Определить координаты точки отражения заряженной частицы, имеющей на экваторе питч-угол 60° и $L = 3$? То же для частиц с $\theta_0 = 0^\circ$ и 90° .
5. Найти естественные координаты точки, для которой $r = 3R_3$ и $\lambda = 30^\circ$.
6. На какой высоте от поверхности Земли расположена точка отражения частицы, имеющей на экваторе питч-угол $\theta_0 = 45^\circ$ и $L = 10$?

Литература

1. Вернов С. Н. и др. 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. а) Альвен Х. Космическая электродинамика. М.: Мир, 1952.
б) Альвен Х., Фельдхаммер К.Г. Космическая электродинамика. Основные принципы. Изд. 2-е. М.: Мир, 1967.
в) Нортрон Т. Адиабатические инварианты движения заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1967.
г) Росси Б., Ольберт С. Введение в физику космического пространства. М.: Атомиздат, 1974.
5. Тверской Б. А. Динамика радиационных поясов. М., 1968.
6. Скуридин Г.А., Плетнев В.Д./УФН. 1965. Т. 85. С. 6057.
7. Вернов С.Н., Чудаков А.Е. Доклад на V ассамблее МГГ. М., 1958.
8. Григоров Н.Л. и др. Космические исследования. 1990. Т. 28. С. 155; Кузнецов С.Н. Исследования космического пространства. 1976. Т.8. С.70.
9. Ильин В.Д., Кузнецов С.Н. Неадиабатические эффекты движения частиц в статическом дипольном поле/VII Ленинградский международный семинар. Л., 1975. С. 264.

10. *McIlwain G.E.*// J. Geoph. Res. 1961. V. 66. P. 3681.
11. *Blake J., Friesen L.*// Рос. 15 ICRC. 1977. V. 2 h/341.
12. *Бобровская В.В. и др.* Изучение аномальных космически лучей методом твердотельных трековых детекторов. Изд. НИИЯФ МГУ 2001 – 44/684. УНЦ ДО. М., 2001.
13. *Cummings A.C. et al.*// Proc. 23rd ICRC. 1993. V.3. P.428.
14. *Adams J.H. et al.* The charge state of the anomalous component of cosmic rays// Astrophys. Journ. (Lett.) 1991. V. 375. L. 45–48.
15. *Гальпер А.Н. и др.*// Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38 С. 409.
16. *Воронов С.А., Гальпер А.М., Дмитриенко В.В. и др.* Ядерная физика, космическое излучение, астрономия. Изд-во Моск. ун-та, 1994.
17. а) *Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д.* Исследование элементарных частиц фотографическим методом. М.: ИЛ, 1962.
б) *Мурзин В.С.* Введение в физику космических лучей. § 5.5. Изд-во Моск. ун-та, 1988.
18. *Singer S.F.*// Phys. Rev. Lett. 1958. V. 1. P. 171.

ГЛАВА 16. Прохождение космического излучения через атмосферу

§ 16.1. Свойства атмосферы

Неплохо подышать свежим душистым воздухом где-нибудь в сосновом бору. Но мы часто не вспоминаем, что атмосфера, окружающая Землю и другие планеты, защищает нас от страшного первичного космического излучения. В глубине атмосферы регистрируются совершенно иные, чем в первичном излучении, вторичные частицы. По сравнению с первичным излучением это так, легкий дождик. 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 $0,0012 \text{ г/см}^3$, а общее количество вещества в вертикальном столбе воздуха от уровня моря до границы атмосферы 1030 г/см^2 . Это значительно больше количества вещества, проходящего космическими лучами от источника до Земли (5 г/см^2 , см. § 12.4). Поэтому изменение свойств космического излучения в атмосфере имеет уже не количественный, а качественный характер.

Четкой границы у атмосферы нет: плотность воздуха постепенно уменьшается и достигает плотности межпланетного газа (одновременно с изменением химического состава).

Заметная трансформация первичного излучения, например фрагментация тяжелых ядер, начинается (для вертикального направления) на глубинах 3 г/см^2 , 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 ($\Delta T/\Delta h = -6,5 \text{ град/км}$) и постоянством температуры в стратосфере ($-56,5^\circ \text{ C}$ при $h > 11 \text{ км}$) давление изменяется по барометрической формуле. Приблизительно считают

$$p = p_0 \exp(-h/7,1). \quad (16.1)$$

В табл. П.1 (см. приложение) приведена связь между высотой, давлением и плотностью атмосферы. В изотермической атмосфере (на высоте $h > 11$ км) плотность воздуха ρ и давление x , г/см², связаны линейной зависимостью:

$$\rho = x\rho_{11}/x_{11} = 1,59 \cdot 10^{-6} x. \quad (16.2)$$

§ 16.2. Качественная картина прохождения космических лучей через атмосферу

Вторичные компоненты. 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 – электронно-фотонную (рис. 16.1). Совокупность перечисленных явлений называется ядерно-каскадным процессом. Он был открыт в 1949 г. советскими физиками, работавшими на Памире¹. 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, электронно-фотонная компонен-

¹ В 1951 г. Д.В. Скобельцын, Н.А. Добротин, Г.Т. Зацепин за открытие и исследование электронно-ядерных ливней и ядерно-каскадного процесса были удостоены Государственной премии СССР.

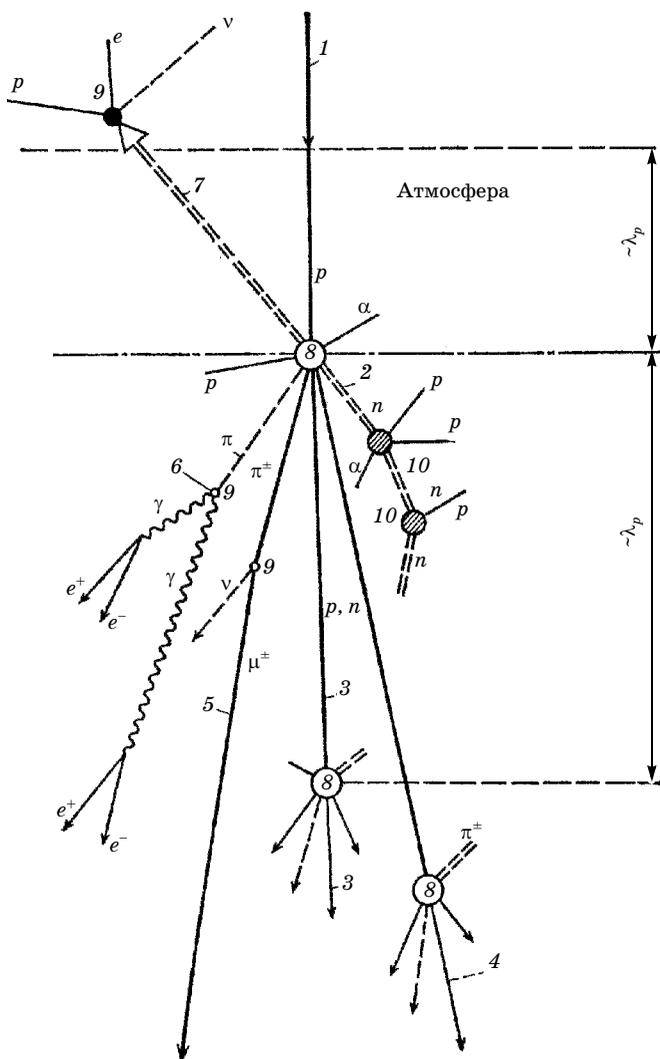


Рис. 16.1. Схема ядерного каскада в атмосфере: 1 – первичная частица (протон или ядро); 2 – ядерная компонента низкой энергии (нейтроны, сильно ионизирующие частицы, осколки ядер атомов воздуха); 3 – вторичный лидирующий нуклон (с вероятностью около 30% нейтрон, редко гиперон); 4 – заряженный лидирующий пион; 5 – распад пиона, возникновение жесткой мюонной компоненты; 6 – распад π^0 -мезона (начало электронно-фотонного каскада); 7 – нейтроны альbedo; 8 – точки взаимодействия; 9 – точки распада; 10 – ядерные расщепления без образования релятивистских частиц

та 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 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 доступные детекторы не могут их собрать (для оценок следует использовать данные о средних поперечных импульсах – см. [1]). Поэтому при энергиях от 10 до 10^4 ГэВ различные компоненты космического излучения изучаются независимо.

При сверхвысоких энергиях ($E \geq 10^5$ ГэВ) в ядерных каскадах образуется настолько много частиц (от десятков тысяч до миллиарда), что удастся 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, из которых почти целиком состоит реальный ливень при высокой энергии. В таком коррелированном ливне, получившем название *широкого атмосферного ливня* (см. гл. 4), с помощью комплексных установок одновременно измеряются потоки энергии и пространственное распределение всех вторичных компонент.

Характерной особенностью, определяемой существованием атмосферы, является образование мюонов и широких атмосферных ливней.

Космические лучи на уровне моря. На уровне моря космические лучи состоят из мюонов (жесткая компонента, проникающая через 10 см свинца), электронов и фотонов (мягкая компонента) и нейтрино. Менее 1% всего излучения составляют адроны. Вертикальная составляющая интенсивности заряженных частиц на уровне моря:

$$\begin{aligned} J_{\text{ж}}(0) &= 0,82 \cdot 10^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}, \\ J_{\text{м}}(0) &= 0,31 \cdot 10^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}, \\ J(0) &= J_{\text{ж}}(0) + J_{\text{м}}(0) = 1,13 \cdot 10^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}, \end{aligned}$$

где $J_{\text{ж}}$ и $J_{\text{м}}$ – интенсивность жесткой и мягкой компонент соответственно, причем $J_{\text{ж}}(\theta) = J_{\text{ж}}(0) \cos^2\theta$. Энергия космического излучения на уровне моря составляет $0,38 \text{ МэВ} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$, т.е. менее 3% первичной энергии. На уровне моря и на небольших высотах электроны целиком возникают от распада мюонов и образующих ими δ -электронов. Такие электроны называют равновесными (равновесная мягкая компонента).

Для оценки интенсивности электронов распада воспользуемся условием равновесия: энергия электронов распада на пути в одну t -единицу равна энергии ε , потерянной в этом слое на ионизацию. Это условие выполняется, поскольку пробег электронов много меньше пробега мюонов:

$$N_e \varepsilon = \frac{m_\mu c^2}{\tau_0 c E_\mu} t E_\mu \frac{1}{3} N_\mu; \quad dN_\delta = 0,15(Z/A) x dE_\mu / E_\mu^2; \quad \frac{N_e}{N_\mu} = \frac{m_\mu c t}{3 \tau_0 \varepsilon}. \quad (16.3)$$

Число электронов распада в расчете на один мюон увеличивается с высотой из-за роста длины t -единицы. На уровне моря $N_e \sim 0,2 N_\mu$. Число δ -электронов оценивается по формуле (14 г) в приложении с учетом формы спектра мюонов. Расчет дает $N_\delta \sim 0,1 N_\mu$. Следовательно, вся электронно-фотонная компонента на уровне моря имеет равновесное происхождение. Электроны мягкой компоненты регистрируются и глубоко под землей (например, под 6000 г/см^2 грунта), где они составляют около 15% всего излучения. Они генерируются мюонами, как и небольшое число пионов (в фотоядерных реакциях $\sigma_{\mu p} \sim 10^{-30} \text{ см}^2$).

В 1000 г/см^2 атмосферы вертикальная интенсивность космических лучей уменьшается в 18 раз. При добавлении еще 1000 г/см^2 грунта (около 5 м) интенсивность падает всего в два раза. Читатель, учитывая различную природу космического излучения на уровне моря и на границе атмосферы, без труда сможет объяснить этот эффект.

§ 16.3. Исследование адронов в глубине атмосферы

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. В § 1.4 приводились результаты измерения интенсивности протонов на уровне моря и на высоте 3,2 км, полученные с помощью магнитных спектрометров. В результа-

те калориметрических измерений, выполненных на г. Арагац И.Н. Ерофеевой с сотрудниками, при значительно более высоких энергиях была получена интенсивность всех адронов (т.е. протонов, нейтронов и пионов):

$$J(E) = (2,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-3} E^{-2,65 \pm 0,10} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1}. \quad (16.4)$$

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. Форма спектра близка к той, которая характерна для первичного космического излучения в той же области энергий.

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 $E_{\text{кр}}$ распад станет менее вероятен, чем ядерное взаимодействие. Очевидно, это произойдет, когда распадный пробег l_p станет больше ядерного λ_n . При энергиях, существенно превышающих $E_{\text{кр}}$, распад пионов играет малую роль и их поток велик. По измерениям с помощью магнитного спектрометра (§ 1.4) 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 [9] в сочетании с ионизационным калориметром. Черенковское свечение в воздухе возникает при лоренц-факторах $\gamma = 40$ (см. табл. П8). 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%.

При энергиях выше 100 ГэВ идентификация протонов встречает большие методические трудности. В экспериментах, выполненных Л.И. Сарычевой и сотрудниками для идентификации частиц использовались многослойный пропорциональный счетчик для измерения ионизации, т.е. лоренц-фактора γ , и калориметр (см. [13], гл. 2).

Для определения лоренц-фактора частицы высокой энергии используются также детекторы переходного излучения [2].

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 [10]. Учитывая, что вероятность неупругой перезарядки $p \rightarrow n$ велика ($\eta \sim 0,35$; см. [13]), можно ожидать, что в глубине атмосферы после многих столкновений с ядрами число протонов и нейтронов будет одинаковым. Тогда, измерив число взаимодействий заряженных ($C = N_p + N_\pi$) и нейтральных (N_n) частиц в калориметре при определенной энергии, можно вычислить долю пионов. Эксперименты, выполненные с помощью перечисленных методов, дали сходные результаты: отношение $N_\pi/N_p \approx 1$. На рис. 16.2 показана доля пионов на высоте гор по данным различных экспериментов.

Добавив к интенсивности протонов, найденной с помощью магнитных спектрометров, равное число нейтронов, а также приведенную выше долю пионов, можно сопоставить резуль-

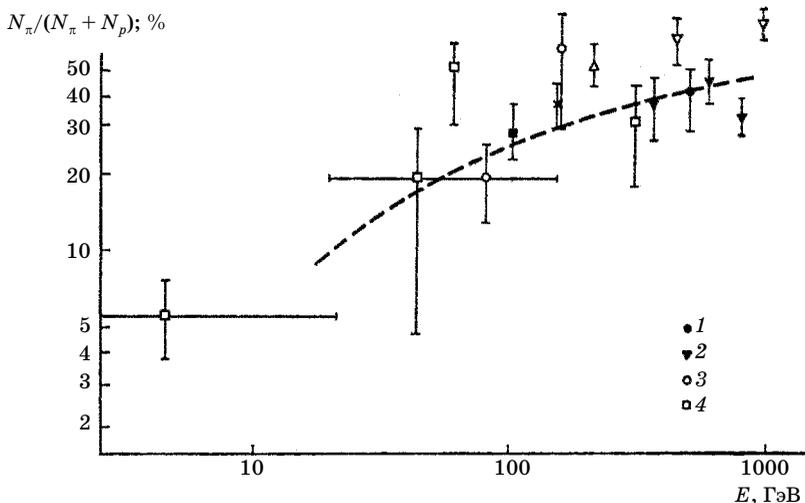


Рис. 16.2. Доля пионов в составе адронной компоненты на высоте ~ 3 км над уровнем моря. Эксперимент: 1 — по соотношению заряженных и нейтральных (предполагается, что число протонов равно числу нейтронов); 2 — переходное излучение и калориметр; 3 — измерение ионизации пропорциональным счетчиком и калориметр; 4 — магнитный спектрометр

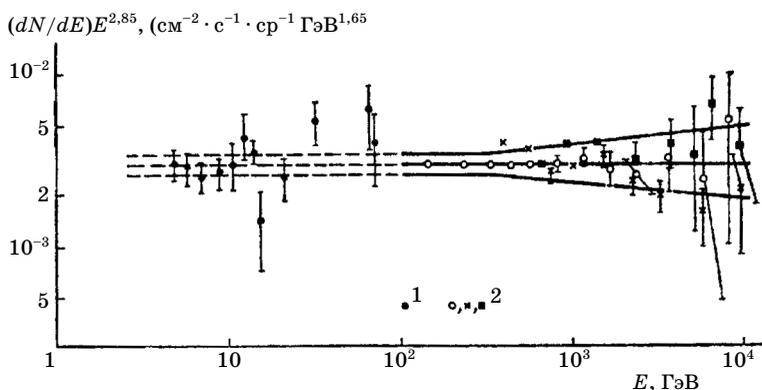


Рис. 16.3. Спектр адронов на высоте 3 км. Измерения с калориметром и магнитным спектрометром (при $E < 50$ ГэВ)

таты, полученные при магнитных и калориметрических измерениях формы спектра. Результат показан на рис. 16.3 в уже знакомом нам масштабе, когда ордината умножается на E^γ (см. § 11.2).

Таким образом, основными компонентами адронного космического излучения высокой энергии (≥ 100 ГэВ) на высотах несколько километров являются примерно в равных долях протоны, нейтроны и пионы.

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 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 широтно-умноженному эффекту первичных частиц.

Существенным свойством ядерных расщеплений является максимум их числа на глубине около 50–100 г/см². За максимумом число ядерных расщеплений убывает по экспоненте $N_{\text{я.р.}} \sim \exp(-x/x_0)$ (табл. 16.1). Появление максимума доказывает размножение компоненты, генерирующей ядерные расщепления.

Таблица 16.1

Свойства ядерных расщеплений

Широта, угл. град	Предельный импульс, ГэВ/с	$N_{я.р}, \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	$N_{яд.р}/N_p$	$x_0, \text{г}/\text{см}^2$	$E_{сш}/E_0$
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	$0,12 \pm 0,02$

Несомненно, такой компонентой являются нейтроны небольших энергий ($E < 1$ ГэВ). Измерения показали, что высотные зависимости ядерных расщеплений и нейтронов совпадают (рис. 16.4). Теряя свою энергию, нейтроны в конечном итоге захватываются ядрами азота.

В глубине атмосферы широтный эффект нейтронов и ядерных расщеплений уменьшается (рис. 16.5). По измерениям с нейтронными счетчиками на широте 51° с.ш. в столбе воздуха сечением 1 см^2 в 1с образуются семь нейтронов. Зная зависимость числа ядерных расщеплений от высоты, нетрудно определить и число ядерных расщеплений во всей атмосфере. Эти данные представлены в табл. 16.1. В ней также приведено чис-

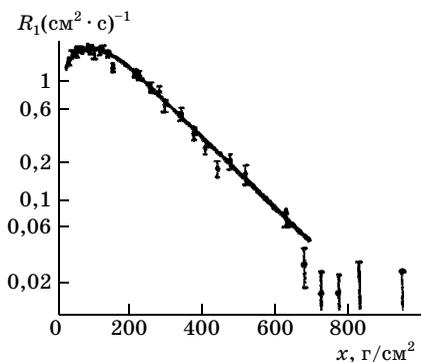


Рис. 16.4. Высотная зависимость числа нейтронов от глубины в атмосфере

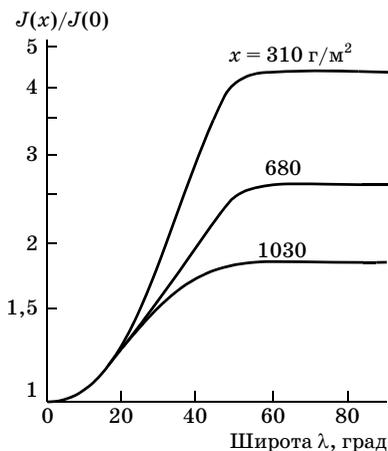


Рис. 16.5. Широтный эффект ядерных расщеплений на разных высотах

ло ядерных расщеплений, приходящееся на одну первичную, частицу с разными импульсами ($N_{\text{я.р.}}/N_p$). Видно, что первичные частицы высокой энергии образуют более развитый каскад. В последнем столбце приведена доля энергии, которую первичные частицы разных энергий расходуют на образование сильноионизирующих частиц во всех взаимодействиях в атмосфере. Остальная энергия передается π° -мезонам (т.е. электронно-фотонной компоненте), мюонам, нейтрино, на ионизацию релятивистскими частицами и т. д.

§ 16.4. Ядерно-каскадный процесс в атмосфере

Уравнения ядерно-каскадного процесса. Математическое описание ядерно-каскадного процесса проводится на основе качественных представлений, изложенных в § 16.1.

Для описания ядерного каскада составляют кинетические уравнения баланса частиц при каждой энергии и на каждой глубине. В отличие от электромагнитной теории, аналитические выражения для сечений процессов трансформации одних ядерных компонент в другие неизвестны. Написание и решение уравнений ядерно-каскадного процесса возможны лишь на базе определенных моделей (см. § 4.9). 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_t/p_0), рассмотрим одномерный случай. Будем считать, что первичными частицами являются протоны, которые создают только пионы и вторичные нуклоны (протоны 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). Конкретизация модели ядерного каскада будет дана в ходе решения задачи.

В первом приближении кинетика ядерного каскада сводится к рождению нуклонов нуклонами и пионов нуклонами и

пионами. Поэтому должно существовать два уравнения, описывающих нуклонную и пионную компоненты:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(E, x)}{\partial x} dE &= -\frac{1}{\lambda_n} N(E, x)dE + \frac{1}{\lambda_n} \int_E^{\infty} N(E', x) n_p(E', E)dE' dE; \\ \frac{\partial \Pi(E, x)}{\partial x} dE &= -\frac{1}{\lambda_\pi} \Pi(E, x)dE + \frac{1}{\lambda_n} \int_E^{\infty} N(E', x)n_1(E', E)dE' + \\ &+ \frac{1}{\lambda_\pi} \int_E^{\infty} \Pi(E', E)n_2(E', E)dE' dE - \frac{C_\pi}{Ex} \Pi(E, x)dE. \end{aligned} \quad (16.5)$$

Здесь $N(E, x)$ и $\Pi(E, x)$ – энергетический спектр нуклонов и пионов на глубине x , г/см²; λ_n и λ_π – пробеги неупругого взаимодействия нуклонов и пионов соответственно (см. приложение); $n_p(E', E)$ – спектр нуклонов, с энергией E создаваемых нуклонами с энергией E' ; $n_1(E', E)$ и $n_2(E', E)$ – спектр пионов, создаваемых нуклонами и пионами с энергией E' . Последний член во втором уравнении (16.5) 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 τ_0 – время жизни покоящегося пиона, ρ – плотность воздуха. Используя (16.2), 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/см²

$$1/l_p = (m_\pi c^2 / E\tau_0)(x_{11}/\rho_{11}x) = C_\pi/Ex, \quad C_\pi = 146 \text{ ГэВ}. \quad (16.5a)$$

Решение уравнения для нуклонов. В уравнении (16.5) для нуклонов первый член в правой части описывает убывание 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 $n_p(E', E)dE = 1$ и функцию $n_p(E', E)$ можно считать вероятностью образования вторичного нуклона с энергией

от E до $E + dE$ первичным нуклоном с энергией E' . В первом приближении спектр протонов обладает свойством масштабной инвариантности, т.е. $n_p(E', E)$ можно записать в следующей форме:

$$n_p(E', E)dE = n_p(E/E')(dE/E') = n_p(u) du, \quad (16.6)$$

где $u = E/E'$.

Уравнение (16.5) можно решить методом последовательных поколений. В этом подходе спектр протонов на некоторой глубине x представляется в виде суммы членов (поколений нуклонов):

$$N(E, x) = \sum_{i=0}^{\infty} N_i(E, x), \quad (16.7),$$

причем каждое последующее поколение генерируется только предыдущим. Функция $n_p(u)$, очевидно, является одинаковой для всех поколений. Тогда уравнение (16.5) превращается в систему рекуррентных уравнений для последовательных поколений:

$$\frac{\partial N_i}{\partial x} = -N_i(E, x)/\lambda_n + \int_E^{\infty} N_{i-1}(E', x)n_p(u) du. \quad (16.8)$$

Для нуклонов нулевого поколения (первичные частицы) второй член в правой части отсутствует, поэтому

$$\frac{\partial N_0(E, x)}{\partial x} + \frac{1}{\lambda_n} N_0(E, 0) = 0,$$

$$N_0(E, x) = N_0(E, 0) \exp(-x/\lambda_n), \quad (16.9)$$

где $N_0(E, 0) = AE^{-\gamma}$ – спектр первичных частиц на границе атмосферы. Последнее соотношение, описывает выбывание частиц из пучка в результате взаимодействий в слое x .

Уравнение для первого поколения найдем, подставив в правую часть (16.8) выражение (16.9) вместо $N_{i-1}(E, x)$:

$$\frac{\partial N_1}{\partial x} = -N_1(E, x)/\lambda_n + \frac{\exp(-x/\lambda_n)}{\lambda_n} \int_E^{\infty} AE_0^{\gamma-1} n_p(u) du dE_0.$$

Учитывая, что $dE_0 = dE/u$, можно преобразовать интеграл в правой части к виду

$$\int_E^\infty A E_0^{\gamma-1} dE_0 n_p(u) du = A E^{-\gamma} dE \int_0^1 u^{\gamma-1} n_p(u) du = \\ = A E^{\gamma-1} dE \langle u^{\gamma-1} \rangle = N_0(E, 0) dE \langle u^{\gamma-1} \rangle. \quad (16.10)$$

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

$$N_1(E, x) = N_0(E, 0) (\langle u^{\gamma-1} \rangle x/\lambda_n) \exp(-x/\lambda_n). \quad (16.11)$$

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

$$N_i(E, x) = N_0(E, 0) (\langle u^{\gamma-1} \rangle^i x^i/i!\lambda_n^i) \exp(-x/\lambda_n). \quad (16.12)$$

Суммируя ряд (16.7), приходим к следующей зависимости числа нуклонов от глубины в атмосфере:

$$N(E, x) = \Sigma N_i(E, x) = \\ = N_0(E, 0) \exp[-x(1 - \langle u^{\gamma-1} \rangle)/\lambda_n] = \\ = N_0(E, 0) \exp[-x/L_n], \quad (16.13)$$

где

$$L_n = \lambda_n/(1 - \langle u^{\gamma-1} \rangle).$$

Эта формула была впервые получена Г.Т. Зацепиным.

При скейлинге величина $\langle u^{\gamma-1} \rangle$ не зависит от энергии. Поэтому на всех глубинах в атмосфере энергетический спектр нуклонов одинаков.

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 (16.6). Строго говоря, подобия спектров в атмосфере недостаточно для такого заключения. Как видно из соотношения (16.13), из подобия спектров следует лишь независимость $\langle u^{\gamma-1} \rangle$ от энергии. Эта величина близка ко второму моменту функции (16.6). Коэффициент неупругости $K = 1 - u$

связан с первым моментом $\langle u \rangle$ распределения (16.6) 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.

Пробег поглощения. Из формулы (16.13) можно сделать вывод, что изменение числа нуклонов с глубиной происходит по экспоненте с показателем, отличным от пробега взаимодействия. Этот показатель

$$L_n = \lambda_n / (1 - \langle u \rangle^{\gamma-1}) \quad (16.14)$$

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 λ_n зависит от энергии, 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 λ_n и $\langle u \rangle^{\gamma-1}$.

Экспериментальное определение пробега поглощения. Пробег поглощения нуклонов при очень высоких энергиях можно найти, сравнивая интенсивности при фиксированной энергии на границе и в глубине атмосферы либо на двух глубинах в атмосфере. Используя данные об интенсивности нуклонов (§ 1.4) и формулу (16.13), нетрудно определить значения L_n :

$$L_n(20 \text{ ГэВ}) = 125 \pm 5 \text{ г/см}^2; \quad L_n(450 \text{ ГэВ}) = 110 \pm 3 \text{ г/см}^2.$$

В некоторых экспериментах пробег поглощения измерялся с помощью так называемых толчковых установок, когда измеряется лишь доля α энергии адрона, выделившаяся в тонком

слое поглотителя. Поскольку величины λ и $\langle \alpha^{\gamma-1} \rangle$ для нуклонов и пионов различны и состав адронной компоненты меняется с высотой, то для проведения подобных измерений необходимо отбирать лишь нейтральные космические частицы (нейтроны).

§ 16.5. Пионы в атмосфере

Уравнения (16.5) для пионов 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, рожденные непосредственно нуклонами; 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 (16.5) следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \Pi_1}{\partial y} + \left(\frac{\lambda_n}{\lambda_\pi} + \frac{C_\pi}{Ey} \right) \Pi_1 = \int N(E', y) n_1(E', E) dE'; \quad (16.15)$$

$$\frac{\partial \Pi_i}{\partial y} + \left(\frac{\lambda_n}{\lambda_\pi} + \frac{C_\pi}{Ey} \right) \Pi_i = \int_E^{\infty} \Pi_{i-1}(E', y) n_2(E', E) dE'.$$

Интегрируя первое из этих уравнений, находим

$$\begin{aligned} \Pi_1(E, y) = y^{-C_\pi/E} \exp[-(\lambda_n/\lambda_\pi)y] & \left\{ \int_E^{\infty} N(E', 0) n_1(E', E) dE \int_0^y \exp \times \right. \\ & \left. \times [-(\lambda_n/L_p)z] \exp[(\lambda_n/\lambda_\pi)z] z^{C_\pi/E} dz \right\}. \end{aligned} \quad (16.16)$$

Интегрирование по z можно провести, если заметить, что пробег *взаимодействия* пионов в атмосфере численно равен *пробегу поглощения* нуклонов ($\lambda_\pi = 120 \text{ г/см}^2 \approx L_p$)¹:

$$\Pi_1(E, y) dE = \frac{y}{(C_\pi/E) + 1} \exp(-\lambda_n y/L_p) \int_E^{\infty} N(E', 0) n_1(E', E) dE. \quad (16.17)$$

¹ Это совпадение случайное.

Для второго интегрирования (по энергии) необходимо сделать определенные предположения о форме спектра пионов, образующихся в нуклон-ядерных столкновениях. Будем считать спектр пионов масштабно-инвариантным, т.е. зависящим только от отношения $E_\pi/E = u_\pi$:

$$n_1(u_\pi)du_\pi = n_\pi f(u_\pi)du_\pi,$$

где $f(u_\pi)$ – вероятность рождения пиона, уносящего долю первичной энергии u_π , $n_\pi = \text{const}$ – множественность пионов. В дальнейшем станет ясно, что такое предположение оправдано. Интегрируя (16.7) по аналогии с (16.10), получаем аналитическое выражение для интенсивности пионов первого поколения:

$$\begin{aligned} \Pi_1(E, y) &= N(E, 0) n_\pi \langle u_\pi^{\gamma-1} \rangle \frac{y}{(C_\pi/E) + 1} \exp(-\lambda_n y/L_p) = \\ &= N(y, E) n_\pi \langle u_\pi^{\gamma-1} \rangle \frac{y}{(C_\pi/E) + 1} = AE^{-\gamma} n_\pi \langle u_\pi^{\gamma-1} \rangle F(y). \end{aligned} \quad (16.18)$$

Соотношение (16.18) 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 ($C_\pi = 146$ ГэВ):

$$\Pi(E) dE \sim AE^{-\gamma} E dE = AE^{-\gamma+1} dE \quad (16.19)$$

(γ – 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 основное влияние оказывают наиболее энергичные пионы, возникающие в нуклон-ядерных столкновениях в области фрагментации.

Тем самым в какой-то мере оправдывается сделанное выше предположение о масштабной инвариантности (скейлинге) и постоянстве n_π . В области фрагментации, где $u \sim 1$, множественность постоянна.

Подставляя в уравнения для $\Pi_2(E, y)$ полученное решение $\Pi_1(E, y)$, можно вычислить Π_2 , если задать определенную функцию $n_2(E', E)dE$. После интегрирования по глубине имеем

$$\begin{aligned} \Pi_2(y, E)dE &= \\ &= [y^2/(C_\pi/E) + 2] \langle n_\pi u^{\gamma-1} \rangle \exp(-\lambda_n y/L_p) \int_E^\infty \frac{N_0(E', 0)}{(C_\pi/E') + 1} n_2(E', E)dE dE'. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что высотный ход пионов второго поколения можно представить в виде

$$П_2 \sim x^2 \exp(-x/L_p).$$

Как и в случае нуклонов, интенсивность пионов i -го поколения изменяется по закону

$$П(x) \sim (x^i/i!) \exp(-x/L). \quad (16.20)$$

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. 16.2 для примера представлены результаты вычислений доли пионов в потоке адронов, когда в качестве $\langle n_\pi u_\pi^{\gamma-1} \rangle$ и $\langle u_n^{\gamma-1} \rangle$ взяты экспериментальные значения, полученные на ускорителе при энергии около 20 ГэВ.

Поглощение пионов в глубине атмосферы оказывается близким к экспоненциальному. Это позволяет ввести пробег поглощения пионов L_π . Измерения интенсивности пионов на уровне моря и на высоте 3,2 км позволили экспериментально оценить величину L_π . В интервале энергий от 2 до 100 ГэВ $L_\pi \sim 150$ г/см² (ср. с пробегом поглощения протонов).

§ 16.6. Мюоны

Вычисление интенсивности мюонов в атмосфере. Мюоны в атмосфере возникают при низких и умеренных энергиях от распада пионов и каонов¹. Однако в области очень высоких энергий значительный вклад дают и «очарованные частицы» (рис. 16.14).

Интенсивность и энергетический спектр мюонов однозначно связаны через известные константы распада с пионами и каонами, непосредственно рождающимися в ядерных столкновениях. В первом приближении энергетический спектр мюонов на глубине x_0 будет определяться числом распадов за-

¹ Небольшая часть мюонов рождается во взаимодействиях нейтрино, но заметить их можно лишь глубоко под землей, где атмосферные мюоны почти полностью поглощаются (рис. 16.7). Прямое рождение пар мюонов происходит в электромагнитных взаимодействиях, но сечение такого процесса мало.

раженных π -мезонов разных энергий в интервале глубин от границы атмосферы до уровня x_0 . Число распадов $N_\pi(x_0, E)$ можно определить по формуле

$$N_\pi(x_0, E) dE = dE \int \Pi(y, E) C_\pi dy / E y. \quad (16.21)$$

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 разреженных 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 (16.21) функцию $\Pi_1(y, E)$ в виде (16.18) и учитывая, что энергия мюона $E_\mu = (3/4)E_\pi$, находим интенсивность мюонов:

$$M(x_0, E_\mu) dE_\mu = \frac{N_p(E_\mu, 0) dE_\mu C_\mu \langle nu^{\gamma-1} \rangle \frac{L_p}{\lambda_n} [1 - \exp(-x/L_p)]}{1,3^\gamma E_\mu [(C_\pi/1,3 E_\mu) + 1]}. \quad (16.22)$$

Из этой формулы видно, что при энергии $E_\mu \gg C_\pi/1,3 \approx 110$ ГэВ спектр мюонов более крутой, чем спектр нуклонов:

$$M \sim E^{-(\gamma+1)}. \quad (16.23)$$

В более точной модели формула (16.22) 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, а также при изучении состава первичного космического излучения с помощью ШАЛ (см. гл. 4). Нейтроны, упакованные в ядрах, дают равное число π^+ и π^- -мезонов, тогда как протоны чаще генерируют π^+ .

При вычислении потока мюонов мы не учли их распад и потери энергии. Чтобы сделать это, нужно написать кинетическое уравнение для мюонов, аналогичное (16.5). Вместо величины C_π следует поставить константу распада

$$C_\mu = ((m_\mu c^2 / c\tau_\mu)(x_{11}/\rho_{11}) = 2 \text{ ГэВ}$$

(ср. с величиной C_π , формула (12.5а)).

Потери энергии мюонов слагаются из ионизационных потерь, которые почти не зависят от энергии, а также потери на тормозное излучение, образование e^+e^- пар и фотоядерные взаимодействия. Суммарные потери можно представить в виде (см. приложение),

$$-dE/dx = a + bE,$$

где a и b приблизительно постоянны.

Заметим, что при низких энергиях ($E_\mu \sim 10$ ГэВ) можно пренебречь вторым слагаемым:

$$\begin{aligned} dM(E_\mu, y)/dy + (a\lambda_n + b\lambda_n E_\mu + C_\mu/yE_\mu)M = \\ = \Pi(1,3 E_\mu, y) C_\pi/1,3E_\mu y. \end{aligned} \quad (16.24)$$

Решение этого уравнения мало добавляет к пониманию процесса прохождения космических частиц через атмосферу. В результате расчета выясняется, что в согласии с экспериментом полная интенсивность мюонов от высоты гор до уровня моря уменьшается всего в 2,5 раза, тогда как ядерная – в 10–20 раз. Поэтому на уровне моря мюоны преобладают над другими частицами.

При распаде каонов со значительной вероятностью образуются мюоны, 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 $E \sim 10^3$ ГэВ.

При высоких энергиях начинает играть роль еще одна компонента космического излучения как источник мюонов и нейтрино. Моделирование показывает, что при энергии выше 10^6 ГэВ преобладающую роль в генерации мюонов начинают играть так называемые прямые процессы, когда мюоны образуются от распада короткоживущих резонансов. Сечение рождения таких резонансов быстро растет с энергией.

Другой величиной, важной для физики космических лучей, является соотношение мюонов разного знака. Поскольку первичное излучение заряжено положительно, то и в глубине атмосферы отношение π^+/π^- должно быть больше единицы. Однако степень превышения над единицей зависит от мно-

жественности пионов и каонов, их спектра и т.п. Из соотношения (16.22) следует, что наибольший вклад в мюонную компоненту дают пионы, уносящие большую долю энергии первичной частицы. Точные расчеты потока мюонов основаны на моделях адронных взаимодействий, например RYTHIA и VENUS.

Экспериментальные методы. Мюоны высокой энергии исследуют под большими толщинами поглотителя, часто под землей. Используя связь среднего пробега мюонов с их энергией, 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:

$$1 \text{ гектограмм стандартного грунта} = 100 \text{ г/см}^2 = 1 \text{ гг.}$$

Под стандартным грунтом понимается вещество со средней плотностью $2,65 \text{ г/см}^3$, средним отношением $Z/A \sim 0,5$ и средним $Z^2/A = 5,5$. Необходимость введения этой величины продиктована неодинаковой зависимостью от Z и A различных механизмов потерь энергии мюонов.

Формула (16.23) показывает, что интенсивность мюонов резко уменьшается с ростом энергии. Поэтому из-за флуктуации в передаче энергии при тормозном излучении и образовании пар действуют эффекты искажения спектра, рассмотренные в § 2.3. В данном случае вклад флуктуирующей части потерь энергии нарастает с энергией и происходит не только завышение интенсивности мюонов, но и искажение их спектра. Этот эффект можно учесть корректирующим множителем, который меняется от 0,9 (при измерениях на глубине $2 \cdot 10^3 \text{ гг}$) до 0,27 (при 10^4 гг) [3].

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 10^3 ГэВ/с . Трудности создания сильных магнитных полей и недостаточная светосила спектрометров побудили использовать косвен-

ные методы регистрации мюонов по создаваемым ими электромагнитным каскадам. Мюоны передают фотонам только часть энергии, и связь энергии мюона и энергии каскада неоднозначна.

Большая проникающая способность мюонов позволяет использовать толстые слои намагниченного железа. В сочетании с трековыми детекторами они дают возможность измерять импульсный спектр мюонов разного знака. Такие приборы имеют большую светосилу.

В толковых установках (§ 16.4) 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 [9, § 4]. В калориметрах измеряется вся каскадная кривая, что позволяет отобразить действительно электромагнитные каскады (по их форме). Толковые установки и калориметры устанавливаются под землей или так, чтобы можно было измерять горизонтальные мюоны. В этих случаях фон адронов подавлен.

В некоторых работах для определения спектра мюонов использовали рентгеноэмульсионные камеры. В одной из них [10] рентгеноэмульсионная камера была установлена на глубине около 6 м водного эквивалента (в подземном помещении Московского метрополитена). Камера содержала 250 т свинца и рентгеновскую пленку, расположенную в 28 сдвоенных слоях размером $1 \times 0,5 \text{ м}^2$. Общее количество обработанной рентгеновской пленки превысило 4 тыс. м^2 .

В значительной части работ используется связь пробега поглощения мюона с энергией, и измерения ведутся глубоко под землей или под водой. Изучив угловое распределение числа частиц, можно определить интенсивность под еще большими толщинами вещества. Действительно, путь, который проходит мюон, достигающий глубины x под углом θ к вертикали, равен $x/\cos \theta$.

§ 16.7. Результаты экспериментов по изучению мюонов

Энергетический спектр. В соответствии с (16.22) спектр мюонов на уровне моря аппроксимируется выражением

$$M(E)dE = M_0 E^{-\gamma} dE / [1 + (E/C_\mu)^\alpha], \quad (16.25)$$

где $C'_\mu = C_\pi/1,3 \approx 100$ ГэВ (более точное значение $C'_\mu = 110$ ГэВ). На рис. 16.6 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

$$M(E)dE = 8 \cdot 10^{-2} E^{-2,6 \pm 0,1} dE / [1 + (E/100)] (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1}. \quad (16.26)$$

Легко убедиться в том, что такой результат подтверждает формулу (16.22).

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 соответствует спектру пионов $\gamma_\pi = 2,65 \pm 0,10$ (т.е. имеет наклон, близкий к $\gamma_\mu = 3,65 \pm 0,10$, что согласуется с формулой (16.23)).

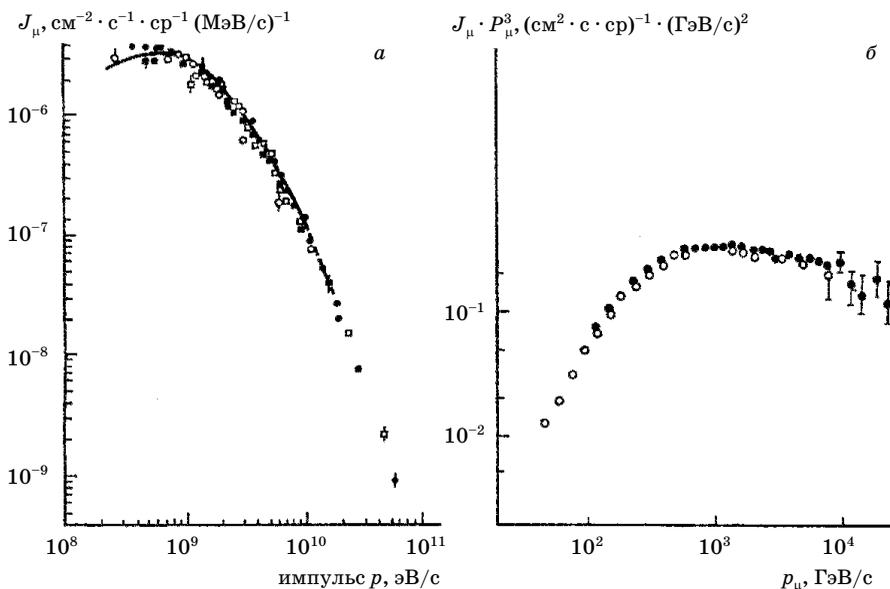


Рис. 16.6. Импульсный спектр мюонов на уровне моря по измерениям с магнитными спектрометрами

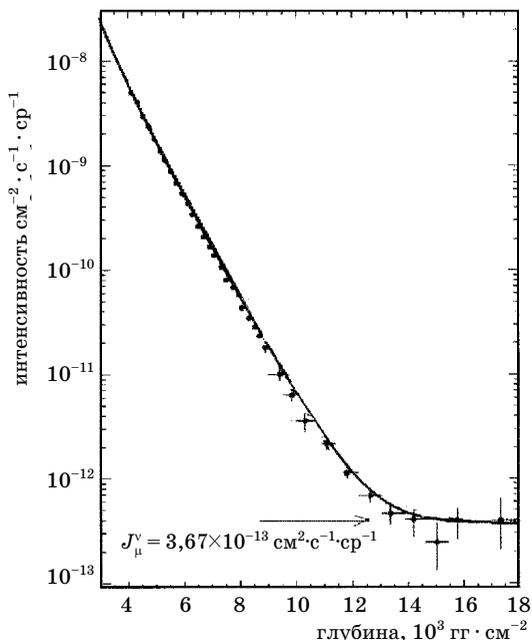


Рис. 16.7. Интенсивность мюонов под большими толщинами грунта. На глубине $1,5 \cdot 10^4 \text{ г/см}^2$ грунта атмосферные мюоны поглощаются почти полностью. Плато образуют мюоны, рожденные нейтрино, прошедшими через земной шар

Используя соотношение для потерь энергии мюонов можно рассчитать кривую поглощения мюонов в грунте исходя из спектра мюонов (16.25) с $\gamma = 2,7$ или другим подходящим значением. На рис. 16.7 представлены результаты измерения интенсивности мюонов на разных глубинах. Обратите внимание на пологий ход интенсивности на самых больших глубинах. Легко догадаться, что мы вторгаемся в ту область, где властвуют нейтрино. Пробив огромную толщу вещества, они рождают мюоны в реакциях заряженных токов. Сколько ни стремитесь вглубь, число нейтрино останется постоянным. Очевидно, что они ставят предел измерению поглощения атмосферных мюонов. По данным подземных измерений можно восстановить и абсолютную интенсивность мюонов. Результат с погрешностью 2% согласуется с аппроксимацией (16.26) до энергий 10^4 ГэВ .

Спектр мюонов под большими зенитными углами. Спектр мюонов, приходящих в направлениях, близких к горизонтали,

обогащен частицами высоких энергий. Это вызвано тем, что пионы, двигаясь под большими углами к вертикали, проходят значительно больший путь в разреженной атмосфере, чем вертикальные пионы. Они имеют большую вероятность распасться и образовать мюон высокой энергии. Поэтому при энергиях выше 200 ГэВ интенсивность мюонов под углом 80° больше их интенсивности по вертикали.

Избыток положительных мюонов. Экспериментальные исследования положительного избытка мюонов начались в 50-е гг. и показали, что при энергиях мюонов сотни мегаэлектронвольт избыток отсутствует. Начиная с энергий 2–3 ГэВ значение отношения $R_\mu = \mu^+/\mu^- = 1,30 \pm 0,03$ становится почти постоянным (рис. 16.8).

Численное значение R_μ зависит от множественности рожденных пионов.

Пример. Рассмотрим столкновения протонов с протонами и нейтронами ядер атмосферы. Пусть множественность равна n_π . В pp -столкновении начальный заряд равен двум, а коэффициент перезарядки протона в нейтрон $p \rightarrow n$ $\eta = 1/3$. 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:

$$R_\mu = \frac{n_+}{n_-} = \frac{[(n_s - 2\eta)/2] + 2\eta + n_s/2}{[(n_s - 2\eta)/2] + n_s/2} = \frac{n_s + \eta}{n_s - \eta}.$$

Чтобы получить $R_\mu = 1,3$, нужно принять $n_s = 2,5$ независимо от энергии.

Как неоднократно указывалось, главную роль в формировании потока мюонов играют фрагментационные частицы. Поэтому независимость n_s от энергии не вызывает удивления. Мюоны низкой энергии образуются в глубине атмосферы, где ядерная компонента симметрична по зарядам и избытка положительных мюонов нет.

Поведение R_μ , 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

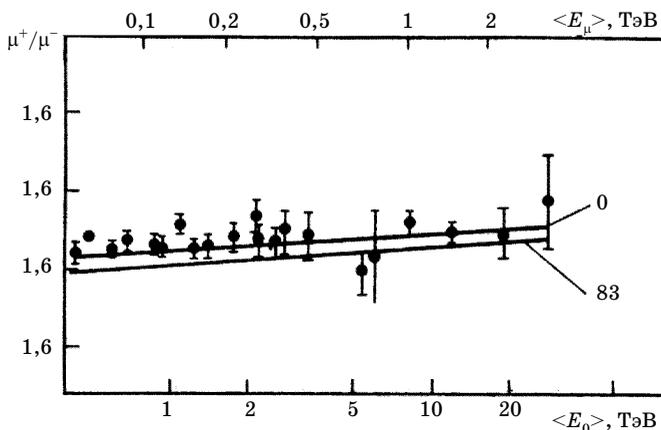


Рис. 16.8. Избыток положительно заряженных мюонов. Сравнение эксперимента с расчетом

из данных, полученных на ускорителях), можно рассчитать R_μ и, сравнивая результаты расчета с результатами эксперимента, проверить правильность сделанных предположений. Если использовать спектры 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 коллайдере в ЦЕРНе), то можно получить хорошее согласие рассчитанного значения R_μ с экспериментальным (рис. 16.8) вплоть до 40 ТэВ.

§ 16.8. Электронно-фотонная компонента

Электронно-фотонная компонента высокой энергии практически целиком образуется в результате распада π^0 -мезонов и поэтому является индикатором характеристик образования пионов.

Спектр фотонов в атмосфере при высокой энергии ($E_\mu \gg m_\pi c^2$) можно рассчитать по формуле (2.37) из спектра пионов. Если спектр π^0 -мезонов степенной $\Pi_0(E, x) = AE_\pi^{-\gamma} F(x)$, то

$$\Gamma(E, x) = (2/\gamma_\pi) \Pi_0(E, x). \tag{16.27}$$

Экспериментальные работы по исследованию спектра фотонов проводились, главным образом, с помощью эмульсионных и рентгеноэмульсионных камер на баллонах вблизи границы атмосферы, на самолетах и на горах. Исследования японских физиков, совместные эксперименты японских и бразильских ученых, а также советские работы (эксперимент «Памир») показали, что в глубине атмосферы ($500\text{--}650\text{ г/см}^2$) показатель степени спектра электронов и фотонов γ_e отличается от показателя спектра первичного излучения: $\gamma_e = 3,0 \pm 0,1$ в интервале от 2 до 100 ТэВ (в верхних слоях атмосферы показатель γ_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 $E > 50\text{--}100\text{ ТэВ}$. Эти изменения могут быть следствием роста множественности в области фрагментации (изменение $\langle nu^{\prime-1} \rangle$) и роста сечения взаимодействия.

Нельзя пока исключить и методических причин, поскольку прямая калибровка рентгеноэмульсионного метода проведена лишь до энергий несколько тераэлектрон-вольт.

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, ранее мы уже отмечали, что $\langle u \rangle$, а также и $\langle nu^{\prime-1} \rangle$ во взаимодействиях пионов с ядрами больше, чем при взаимодействии нуклонов, тогда как потоки заряженных пионов высокой энергии не меньше, чем протонов (рис. 16.2).

§ 16.9. Нейтрино

Введение. Некоторые свойства ускользающих от нашего взгляда нейтрино мы уже вспоминали (см. § 8.2). Однако есть одна проблема, которая до наших дней не нашла окончательного решения. Точно так же, как некоторые дамы не любят говорить о своем возрасте, так и нейтрино всячески избегает разговоров о массе. И это неспроста. Если нейтрино имеет массу, должны происходить осцилляции – самопроизвольные превращения одних типов нейтрино в другие:

$$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau.$$

Вот тут то и пытаются их разоблачить.

И, кажется, довольно успешно, хотя это потребовало многих лет работы, международного сотрудничества и гигантских затрат. Существование осцилляций доказано экспериментально.

Казалось бы все просто. Рассчитать поток солнечных нейтрино может любой школьник. Светимость Солнца известна, термоядерная реакция тоже. Поэтому противоречие хлорного эксперимента и расчетов вызвало шок. И тут все вспомнили про осцилляции.

Осцилляции нейтрино [11]. Если нейтрино имеет массу, то, как было предположено Б. Понтекорво в 1957 г. и Маки и др. в 1962 г. и рассмотрено ими в деталях, нейтрино одного сорта могло бы превращаться в нейтрино другого сорта, подобно трансформациям K^0 -мезонов. Вероятность смешивания зависит от квадрата разности масс δm^2 и от угла смешивания $\sin^2 2\theta$.

Если лептонное число не сохраняется (это может происходить за счет гипотетических сверхслабых взаимодействий) и нейтрино имеют конечные массы, то между различными типами нейтрино (ν_e , ν_μ , ν_τ) должно происходить смешивание.

Собственные состояния со слабым взаимодействием ν_e , ν_μ , ν_τ , но с неопределенными массами, которые наблюдаемы, могут быть выражены как линейные комбинации массовых собственных состояний с фиксированными массами, например ν_1 , ν_2 , ν_3 , которые распространяются со слегка различными частотами из-за их массовых различий.

Если вначале был чистый ν_e -пучок, в результате осцилляций в конце концов появится примесь ν_μ и ν_τ .

Чтобы упростить рассуждения, мы ограничимся рассмотрением случая двух типов нейтрино.

Это упрощение общей формы, основанной на 3×3 -матрице (и обусловленное, в основном, нашей ленью), является возможным по ряду причин. Разность Δm^2 между первым рассматриваемым состоянием и третьим состоянием может быть настолько маленькой, что их смешивание не играет роли, при экспериментальной оценке расстояния L , или угол смешивания с третьим состоянием, настолько мал, что относительная вероятность смешивания ненаблюдаема. Наконец, даже если смешивание с тремя разновидностями (ароматами) работает, но эксперимент измеряет только исчезновение электронного нейтрино, данные могут интерпретироваться, как если бы происходило смешивание только двух ароматов. Поэтому пока полная матрица смешивания не исследуется, практически интерпретировать и сравнить результаты, основанные на двухкомпонентной модели.

Для определенности мы рассмотрим ν_e , и ν_μ . Каждое из них будет линейной комбинацией из двух массовых собственных состояний, например, ν_1 и ν_2 , как дано унитарным преобразованием, включающим произвольный угол смешивания θ :

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \quad (16.28)$$

так что волновые функции представляют собой ортонормальные состояния. Состояния ν_μ и ν_e — это те состояния, которые возникают в процессах слабого распада, например

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu.$$

Однако развитие их в пространстве–времени происходит с характерными частотами *массовых* собственных состояний:

$$\nu_1(t) = \nu_1(0) \exp \{-iE_1 t\}, \quad (16.29a)$$

$$\nu_2(t) = \nu_2(0) \exp \{-iE_2 t\}, \quad (16.29b)$$

где мы приняли $\hbar = c = 1$. Так как мы должны рассматривать пространственно когерентные состояния, то $\nu_1(t)$ и $\nu_2(t)$ должны иметь одинаковый импульс p . Тогда, если масса $m_i \ll E_i$ ($i = 1, 2$), то

$$E_i \approx p + m_i^2 / 2p + \dots \quad (16.30)$$

Предположим, в момент времени $t = 0$ сформирован пучок мюонных нейтрино, так что $v_\mu(0) = 1$ и $v_e(0) = 0$. Тогда из (16.31) мы находим

$$v_2(0) = v_\mu(0) \sin \theta, \quad (16.31)$$

$$v_1(0) = v_\mu(0) \cos \theta$$

и

$$v_\mu(t) = \cos \theta v_1(t) + \sin \theta v_2(t).$$

Используя (16.29) и (16.31), можно получить

$$\frac{v_\mu(t)}{v_\mu(0)} = \cos^2 \theta \cdot \exp \{-iE_i t\} + \sin^2 \theta \cdot \exp \{-iE_i t\},$$

и интенсивность меняется с течением времени:

$$\begin{aligned} \frac{I_\mu(t)}{I_\mu(0)} &= \left| \frac{v_\mu(t)}{v_\mu(0)} \right|^2 = \cos^4 \theta + \sin^4 \theta + \\ &+ \sin^2 \theta \cos^2 \theta \{ \exp [-i(E_2 - E_1)t] + \exp [-i(E_2 - E_1)t] \} = \\ &= 1 - 2 \sin^2 2\theta \sin^2 [(E_2 - E_1)t/2]. \end{aligned}$$

Записав $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$, с помощью (16.30) можно найти вероятность нахождения v_μ или v_e через время t :

$$\begin{aligned} P(v_\mu \rightarrow v_\mu) &= 1 - 2 \sin^2 2\theta \sin^2 \left[\frac{1,27 \Delta m^2 L}{E} \right], \\ P(v_\mu \rightarrow v_e) &= 1 - P(v_\mu \rightarrow v_\mu). \end{aligned} \quad (16.32)$$

Численная константа 1,27 появляется, если Δm^2 выражено в $(\text{эВ}/c^2)^2$, длина осцилляций L – расстояние от источника в метрах, E энергия пучка в МэВ. Формула (16.32) показывает, что интенсивности v_μ и v_e осциллируют как функция расстояния от источника. Например, для реактора как источника антинейтрино $E \sim 1$ МэВ, и для $\Delta m \sim 1$ эВ/ c^2 длина осцилляции будет несколько метров. Эффект осцилляций будет наблюдаем, если использовать нейтрино с фиксированной энергией. На практике всегда имеется целый спектр нейтрино. Если провести интегрирование по спектру, в конечном итоге окажется, что в окончательном пучке на значительном расстоянии от источника (превышающем длину осцилляций) все типы нейтрино будут представлены в равном количестве.

Источники нейтрино, наблюдаемых на Земле. Нейтрино, присутствующие в атмосфере и под землей, происходят из нескольких источников. Их происхождение само по себе является достаточно понятным.

1. Солнечные нейтрино, возникающие в основном в термоядерном котле в центре Солнца.

2. Атмосферные нейтрино – продукты распада пионов, каонов и мюонов, рождаемых в ядерных взаимодействиях космических адронов с ядрами атмосферы.

3. Нестационарные потоки нейтрино, появляющиеся в результате нейтронизации звездной материи при коллапсе звезд, а также нейтрино от вспышек на Солнце.

4. Реликтовые нейтрино, имеющие космологическое происхождение.

Все эти источники мы уже обсуждали.

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 (около 5 г/см^2 , см. § 12.4), то и галактических нейтрино высоких энергий во много раз меньше, чем атмосферных.

Нейтрино потенциально наиболее интересная частица, особенно, если она имеет массу. В этом случае открывается совершенно новая область физики. В течение менее пяти десятков лет начиная с их открытия в 1956 г. нейтрино превратились из причуды физики элементарных частиц в одно из наиболее мощных инструментальных средств экспериментальной физики. В экспериментах по рассеянию нейтрино установлен спин и электрический заряд кварков, открыты нейтральные токи, исследуется центральная область Солнца и происходящая там термоядерная реакция, регистрируется коллапс звезд и поставлен целый ряд проблем.

Многие из них являются предметом исследований в космических лучах и успешно решаются. Не хотите ли и Вы принять участие?

Солнечные нейтрино обеспечивают измерение свойств ядерных реакций, которые происходят в ядре Солнца. Реакция $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$ ответственна за 98% энергетической продуктивности Солнца, и поэтому поток pp -нейтрино оценен наиболее

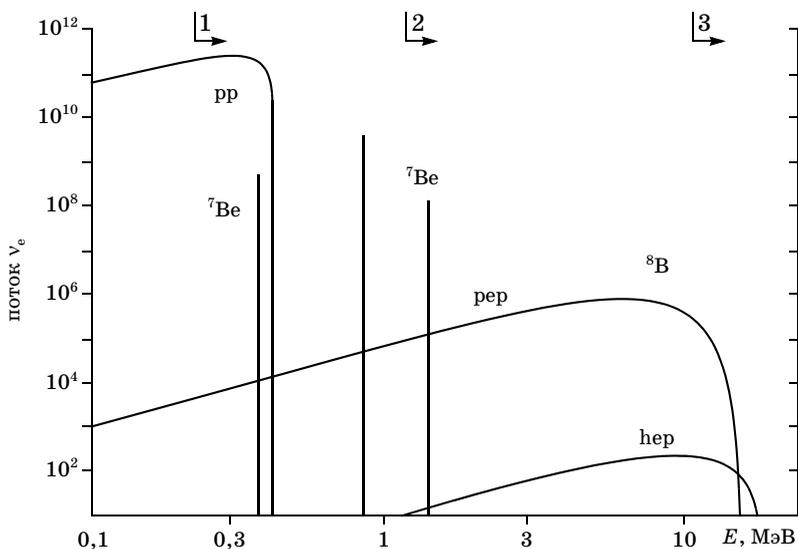


Рис.16.9. Спектры солнечных нейтрино от различных термоядерных реакций. Цифры в кружочках над графиком показывают области энергий, к которым чувствительны различные элементы: 1 – галлиевые эксперименты (SAGE и GALEX); 2 – эксперимент Дэвиса с CCl_4 ; 3 – «Супер Камиоканде». ($pp \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$, $pep \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$, ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma + \nu_e + 0,86 \text{ МэВ}$).

надежно. Реакция ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ производит нейтрино двух энергий: нейтрино с энергией 383 или (чаще) 861 кэВ. С небольшой вероятностью (0,1%) ${}^7\text{Be}$ захватывает протон, вместо электрона и образует ${}^8\text{B}$. Бета-распад ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ производит спектр нейтрино, который простирается до 15 МэВ. Надписи на рис. 16.9 показывают спектр солнечных нейтрино для экспериментально важных реакций. Цифры наверху рисунка указывают порог для трех типов экспериментов, которые уже были выполнены.

Измерения полного потока нейтрино. Самый простой параметр для солнечных нейтрино – их полный поток, измеренный в солнечных нейтринных единицах (1 SNU = распады/с 10^{36} атомов) для радиохимических экспериментов и поток на $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для экспериментов с рассеиванием электрона. Измеренный поток можно сравнить с предсказаниями стандартной солнеч-

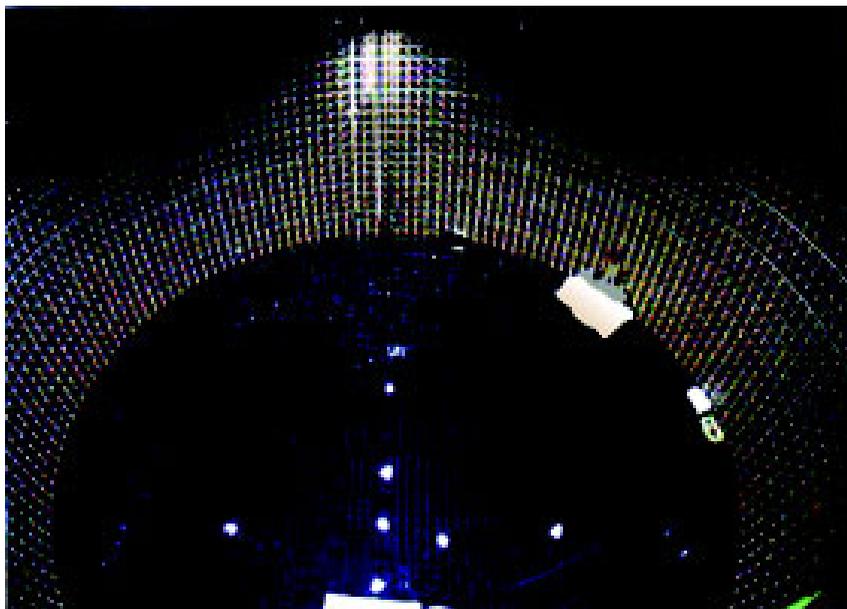


Рис. 16.10. Монтаж установки «Камиоканде» (см. гл. 5). На цилиндрические стены бака с плота устанавливаются ФЭУ. Бак заполняется водой по мере готовности аппаратуры. Белый прямоугольник справа – плот, с которого устанавливались и проверялись фотоумножители

ной модели (ССМ), если просуммировать вклад от каждой солнечной реакции выше экспериментального порога.

Последние результаты представлены в табл. 16.2. Наиболее известная особенность – малое отношение эксперимент/ССМ, найденное во всех экспериментах. Низкое значение потока особенно проблематично для экспериментов в галлии, так как $70 \pm 1\%$ предсказанного потока происходит из *pp*-реакции, которая анализируется галлиевым детектором, так что а) измеренное отношение 58% противоречит вкладу реакции, б) несогласованность растёт, если определить потоки нейтрино от ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$. Фактически, поток, измеренный для ${}^8\text{B}$, также несовместим с потоком, измеренным для ${}^7\text{Be}$, ядра-предшественника для образования ${}^8\text{B}$ на Солнце.

Наконец, имеется значимая энергетическая зависимость, где самое низкое отношение для эксперимента с хлором пока-

зывает большее подавление вокруг 1 МэВ. Эти несоответствия создают проблему солнечных нейтрино.

Таблица 16.2

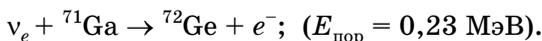
Интегральный поток солнечных нейтрино и сравнение с теорией

Эксперимент	Техника	Измерение (предсказание ССМ)	Данные/ теория
Homestake, эксперимент Дэвиса	Эксперимент с CCl ₄ , $E_\nu > 810$ кэВ	$(2,56 \pm 0,16 \pm 0,16)$ SNU (CCM = $7,7 \pm 1,2$ SNU)	$33 \pm 9\%$
Galex+GNO SAGE	Галлий, $E_\nu > 230$ кэВ	$(74,1 \pm 5,4 \pm 5)$ SNU $(75,4 \pm 7 \pm 3,3)$ SNU (CCM = 129 ± 8 SNU)	$57 \pm 7\%$ $58 \pm 6\%$
Kamiokande Super-K	Вода, $E_e > 6,5 - 7$ МэВ Вода, $E_e > 5,5$ МэВ	$(2,80 \pm 0,19 \pm 0,33) \cdot 10^6$ см ⁻² с ⁻¹ $(2,40 \pm 0,03 \pm 0,08) \cdot 10^6$ см ⁻² с ⁻¹ (CCM = $(5,15 \pm 0,2) \cdot 10^6$ см ⁻² с ⁻¹)	$54 \pm 14\%$ $47 \pm 2\%$

Осцилляции нейтрино, вероятно, обеспечивают объяснение проблемы солнечных нейтрино. Если солнечные ν_e превращается в ν_μ , или ν_τ , то не будут происходить реакции заряженного тока (CC) в радиохимических экспериментах на галлии или хлоре.

Точно так же для водных детекторов. Электронное CC рассеивание значительно сокращено для ν_μ , и ν_τ (CC составляет 17% поперечного сечения от вклада NC – нейтрального тока).

В табл. 16.2 представлены результаты ряда экспериментов в сравнении с теоретическими предсказаниями. После того, как в экспериментах Р. Дэвиса с хлором (рис. 16.11 и 16.12, [10]) была обнаружена серьезная нехватка нейтрино, особая надежда возлагалась на галлиевые эксперименты. В этих экспериментах используется реакция превращения ^{71}Ga в ^{72}Ge :



Как видно из рис. 16.9, эксперименты с галлием охватывают практически весь интервал энергий солнечных нейтрино.

Солнечные нейтрино из галлиевых экспериментов. В 1990 г. начали работать два крупных эксперимента, использующие

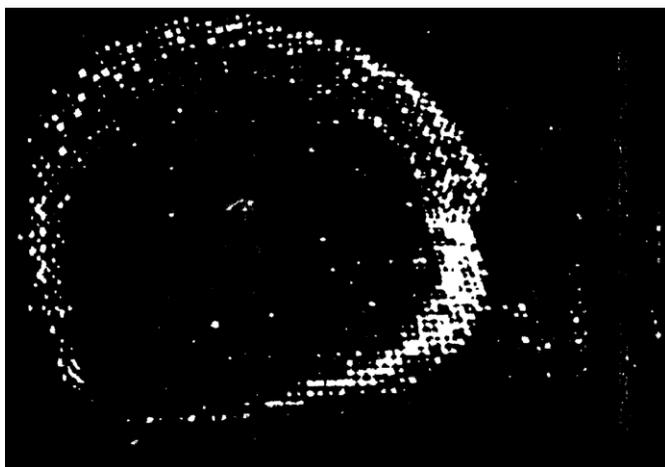


Рис. 16.11. Типичный случай взаимодействия нейтрино в «Супер Камбанде». Возникший при взаимодействии нейтрино в воде мюон, испускает свет по поверхности конуса под углом около 40° . Этот свет дает кольцо сработавших ФЭУ. Толщина кольца определяет энергию мюона

галлий в качестве детектора, SAGE¹ и GALLEX². В то время, как предыдущие эксперименты изучали высокоэнергичные нейтрино, порог для галлия равен всего лишь 0,23 МэВ. Таким образом, доминируют низкоэнергетичные нейтрино, в частности от *pp*-реакции, которые взаимодействуют в галлии. Поскольку это основная реакция, теоретические предсказания для нее должны быть особенно надежны.

Поток нейтрино, измеренный в двух экспериментах, оказался значительно ниже теоретических предсказаний. До 1994 г. это расхождение было не столь значительным, так как экспериментальные ошибки были велики, но по мере набора статистики это расхождение становилось значимым. Текущие экспериментальные данные (2002 г.) следующие:

GALLEX	$69,7 \pm 8$ SNU
SAGE	72 ± 13 SNU
Теория	130 SNU

¹ SAGE – советско-американский галлиевый эксперимент [17].

² GALLEX – галлиевый эксперимент [18].

Следовательно, существуют значительные отклонения эксперимента от теории, которые можно объяснить, предположив существование осцилляций¹.

§16.10. Атмосферные нейтрино

Происхождение атмосферных нейтрино. Космические лучи создают в атмосфере нейтрино и мюоны, которые могут проникать глубоко под землю. Нейтрино в атмосфере возникают в основном в реакциях распада пионов, каонов и мюонов:

- а) $\pi^\pm \rightarrow \mu + \nu_\mu$,
- б) $K^\pm \rightarrow \mu + \nu_\mu$,
- в) $\mu \rightarrow e + \nu_\mu + \nu_e$,

а соответствующие интенсивности нейтрино (в единицах $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1}$) равны [4]

$$J_{\pi\nu} = 1,85 \cdot 10^{-2} (0,08 + E_\nu)^{-2,8} (E_\nu = 1 - 10 \text{ ГэВ});$$

$$J_{\pi\nu} = 6,65 \cdot 10^{-2} (1,1 + E_\nu)^{-3,2} (E_\nu = 10 - 100 \text{ ГэВ});$$

$$J_{\mu\nu} = 7,65 \cdot 10^{-2} (0,37 + E_\nu)^{-3,75} (E_\nu = 1 - 10 \text{ ГэВ});$$

$$J_{\mu\nu} = 1,48 \cdot 10^{-2} (3,5 + E_\nu)^{-4,5} (E_\nu = 10 - 100 \text{ ГэВ}).$$

Интенсивность нейтрино от мюонов быстрее увеличивается при возрастании угла с вертикалью по сравнению с нейтрино от пионов. Интенсивность ν_μ выше, чем ν_e . Эти свойства нейтрино легко понять, учитывая качественную картину прохождения мюонов и пионов через атмосферу. Полный поток нейтрино с $E_\nu > 1$ ГэВ достигает 0,1 потока первичного излучения. Ранее уже упоминалось, что при энергии выше 10^6 ГэВ возрастает роль резонансов в генерации мюонов. То же можно сказать и о нейтрино. Многочисленные попытки моделирования дают не всегда сходные результаты, главным образом, из-за

¹ Если массы нейтрино велики, то возможен распад нейтрино. Эта проблема обсуждалась для объяснения дефицита солнечных нейтрино. Однако оценки времени жизни нейтрино оказывались очень большими. Недавно были зарегистрированы потоки нейтрино с расстояния 170 000 световых лет. Сам факт регистрации интенсивного потока нейтрино от столь удаленного источника исключает возможность объяснения дефицита солнечных нейтрино их распадом.

расхождений в сечении рождения «очарованных» частиц. Однако в большинстве случаев роль «очарованных» частиц в генерации мюонов и нейтрино действительно проявляется. Один из результатов представлен на рис. 16.14.

Исследования нейтрино проводят с использованием реакций слабых взаимодействий. 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 заряженного тока, 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 важны также для получения астрофизической информации и информации о процессах гравитационного коллапса (см. гл. 6 и 8), поиска звезд из антивещества и др.

Монтекарловские расчеты позволяют определить отношение потоков мюонных и электронных нейтрино ν_μ/ν_e . Следует отметить, что теоретическое определение величины ν_μ/ν_e — не простая задача.

Используются два предположения, чтобы получить эти сведения.

1. Вторичные частицы во взаимодействиях космических лучей состоят, главным образом, из пионов, которые распадаются по схеме $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$, и $\mu \rightarrow e + \nu_\mu + \nu_e$. Это приводит к соотношению потоков $R = (\nu_\mu/\nu_e) \sim 2$. Отношение R может меняться с увеличением энергии, поскольку лоренцовское удлинение пробега мюона должно приводить к проникновению мюона в землю до распада, что удаляет ν_e из потока.

2. Первичные космические лучи приходят изотропно. Детали развития адронного ливня нарушают изотропию. Например, горизонтальные ливни содержат пионы, которые проводят больше времени в разреженной атмосфере и поэтому, более вероятно, распадутся. Но при одинаковых углах относительно зенита и надира поток высокоэнергетических нейтрино должен быть почти идентичен. Это справедливо с точностью несколько процентов.

Эти простые свойства автоматически рассматриваются детальными расчетами потока нейтрино методом Монте-Карло, которые используются для сравнения с экспериментальными данными.

В дополнение к рождению пионов, не вполне известная доля появления каонов и «очарованных» частиц при высоких энергиях дает вклад в рассматриваемое отношение. Также и отношение числа рождаемых пионов к другим частицам известно не слишком хорошо – например, генерацию пар странных частиц на морских кварках $u \bar{u}$ и $d \bar{d}$ перемененно берут от 0,2 до 0,3, поскольку отношение K/π сильно зависит от энергии.

Погрешность теории иногда считают 5%, но это основано лишь на согласии различных теоретических вычислений, которые, как говорят, независимы. Это слишком оптимистичное мнение, поскольку теоретики встречаются на конференциях и общаются. Теоретические погрешности должны базироваться лишь на неопределенности теоретических предположений и исходных данных. Поэтому, возможно, что теория имеет бóльшие погрешности, чем ожидают. Расчеты показывают, что отношение R должно быть близко к 1. Величина $R = \nu_\mu/\nu_e$ может быть измерена экспериментально. Для этого был построен целый ряд крупных установок.

Примеры экспериментальных установок для исследования нейтрино.

1. Пионером в области исследования солнечных нейтрино был американский физик Р. Дэвис. Его результат, основанный на реакции взаимодействия электронных нейтрино с хлором, противоречил теоретическим предсказаниям и породил новое направление исследований. В установке Дэвиса огромный бак был наполнен CCl_4 и оттуда требовалось извлечь десяток атомов аргона. Вы можете краем глаза взглянуть на установку Дэвиса (рис. 16.12а). Результаты Дэвиса, наделавшие столько шума, показаны на рис. 16.12б.

2. Детектор «Супер Камиоканде» построен в шахте недалеко от поселка Камиока в Японии (см. гл. 5). Установка содержит 55 тыс. т (рабочая часть объема) воды в качестве действующего вещества черенковского детектора. Его высота 36,2 м, а диаметр 33,8 м. Черенковские вспышки регистрируются 11 146 ФЭУ, которые занимают около 40% площади стен детектора. В качестве триггера выбран сигнал с 29 ФЭУ с $\Delta t < 200$ нс. Нейтринная реакция, например





Рис. 16.12а. Бак, наполненный четыреххлористым углеродом и сопутствующие конструкции в эксперименте Дэвиса

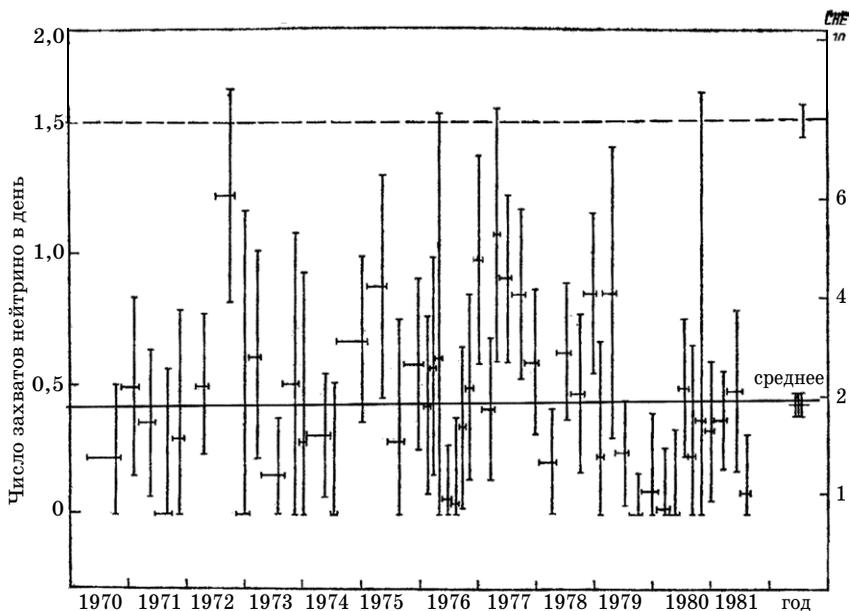


Рис. 16.12б. Экспериментальные результаты Дэвиса давали значение потока нейтрино в три раза меньше расчетного. Эксперимент продолжался около 20 лет. Пунктир – расчетное значение потока

приводит к появлению кольца сработавших ФЭУ (рис. 16.11), ширина которого пропорциональна пробегу мюона, а следовательно, и энергии нейтрино. По данным «Супер Камиоканде» можно было определить энергию нейтрино, его природу и угол прихода.

Отбирались события с одним кольцом в рабочем объеме.

События были разделены на две группы:

а) $E < 1,33$ ГэВ;

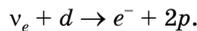
б) $E > 1,33$ ГэВ.

За 1997–1998гг. (~1,5 года) зарегистрировано 4353 события, к 2001 г. статистика возросла до 138 000 событий. К сожалению, в 2001 г. произошла авария, разрушившая установку. Сейчас она частично восстановлена.

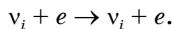
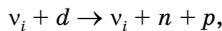
3. SNO (Sudbury Neutrino Observatory, США).

Большие надежды возлагались на установку SNO, описание которой дано в § 5.2 (см. также рис. 5.3). Сейчас уже получены результаты, подтверждающие существование осцилляций.

Установка позволяет регистрировать все типы нейтрино, причем реакции заряженного тока (CC) создают лишь электронные нейтрино:



Реакции нейтрального тока (NC) и упругое рассеяние на электронах (ES) могут возникать от всех типов нейтрино:



Интенсивность нейтринных событий очевидно пропорциональна начальной интенсивности и сечению соответствующих реакций:

$$J^{CC} = \sigma^{CC} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) J^0 \nu_e,$$

где $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ – вероятность выживания электронных нейтрино (аналогично (16.32)), σ^{CC} – сечение рассматриваемой реакции. Было зарегистрировано 1967 CC-событий, 577 NC-событий и 237 ES-взаимодействий. На основании этих чисел и известных сечений процессов эксперимент доказал существование ν_μ и ν_τ (причем полное число всех типов нейтрино равно ожидаемому числу нейтрино от термоядерных реакций в центре Солнца). Таким образом, было доказано существование осцилляций.

4. Sudan-2 (США).

Установка располагается в шахтах на глубине около 2 км на севере США на расстоянии около 700 км от ФНАЛ. Она содержит 5,1 тыс. т вещества.

Эксперимент «Судан-2» использует сотовую решетку из железных блоков, чтобы сформировать ионизационный трековый калориметр, который дает траекторию частицы и измеряет dE/dx .

5. MACRO (Гран-Сасо, Италия).

МАКРО-детектор – это детектор, содержащий времяпролетную систему со стриммерными трубками и баками жидкого сцинтиллятора, обеспечивающий быстрый отбор событий по времени запаздывания срабатываний разных плоскостей горизонтальных детекторов. МАКРО позволяет

определить направление движения (вверх или вниз), чтобы выделить нейтрино, создаваемые вверх идущими мюонами, от взаимодействий нейтрино на фоне в миллионы раз большего потока внизидущих космических атмосферных мюонов.

6. Лос Аламос, LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector).

Жидкостный сцинтилляционный нейтринный детектор LSND использует 185 т смеси «baby oil» и жидкого сцинтиллятора. Пучок протонов с энергией 780 МэВ продуцирует мюонные антинейтрино. Вычисления показали, что существует примесь мюонных и электронных нейтрино, но не электронных антинейтрино. Если осцилляции существуют, то появятся электронные антинейтрино, которые при столкновении с протонами будут генерировать позитроны, которые можно зарегистрировать. Анализ был выполнен на различных объемах сцинтиллятора, имеющих различную статистическую значимость.

7. АМАНДА (Южный полюс).

Еще один фантастический проект SPASE/VULCAN/AMANDA осуществляется в Антарктике. Комплекс установок был построен в 1997 г. на Южном полюсе на высоте 2800 м (688 г/см^2) на огромном леднике, который покрывает Антарктиду. Комплекс состоит из трех самостоятельных установок SPASE-2, VULCAN и AMANDA.

Установка SPASE-2 (массив пластмассовых сцинтилляторов $1,6 \times 10^4 \text{ м}^2$) обеспечивает отбор событий с порогом $\sim 50 \text{ ТэВ}$ для протонных первичных частиц, используя измерение числа электронов, достигших установки. Данные, полученные на SPASE-2, позволяют определить положение оси ливня с точностью до 4 м, а также измерить направление прихода с точностью 1° при энергии в 1 ПэВ.

Установка VULCAN представляет собой детектор черенковского излучения ШАЛ. Сведения, полученные от девяти элементов массива VULCAN, позволяют определить пространственное распределение черенковского света, а следовательно, восстановить продольное развитие широкого ливня.

Наконец детектор АМАНДА состоит из 302 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) (см. § 8.3). Высокоэнергетичные нейтрино редко взаимодействуют и распространяются прямолинейно, показывая направление на источники, из которых они происходят. Система сверхчувствительных светоприемников (ФЭУ) увидела первые высокоэнергетичные нейтрино (рис. 8.1). В основном они атмосферного происхождения.

Результаты. Эксперимент «Супер Камиоканде» получил первое убедительное доказательство атмосферной осцилляции нейтрино. Данные получены для нейтрино с энергиями в пределах от 100 МэВ до 10 ТэВ. Чтобы ликвидировать систематическую неопределенность, измерено отношение потоков R , которое сравнивалось с детальным предсказанием Монте-Карло моделирования.

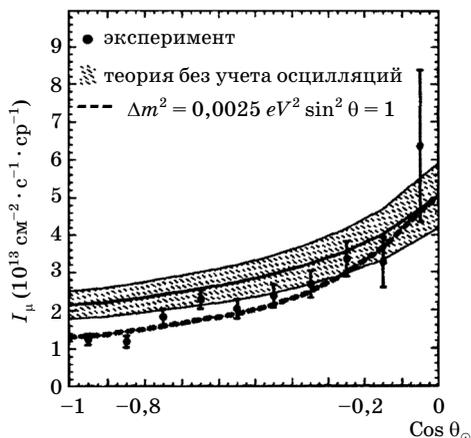


Рис. 16.13. распределение по зенитному углу вверх идущих мюонов в МАКРО (точки). Заштрихованная область – теоретическое предсказание без осцилляций (показана 17%-я неопределенность в нормировке). Штриховая линия – предсказание для $\sin^2 2\theta = 1$ и $\Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$

События были разбиты на два класса. Для выборки событий с $E < 1,3 \text{ ГэВ}$:

$$R = \frac{(v_\mu/v_e)_{\text{data}}}{(v_\mu/v_e)_{\text{MC}}} = 0,65 \pm 0,02 \pm 0,05.$$

Асимметрия «вниз–вверх» (для потоков частиц из верхней и нижней полусферы), как ожидалось, должна быть нулевой для мюонной выборки $E < 1,3 \text{ ГэВ}$, но измерения дали

$$A = \frac{v_{\text{up}} - v_{\text{down}}}{v_{\text{up}} + v_{\text{down}}} = -0,30 \pm 0,03 \pm 0,01.$$

Это значение лежит за пределами 6,5 среднеквадратичных отклонений.

Независимое подтверждение может быть получено из измерения потока идущих вверх мюонов от взаимодействий нейтрино в скале ниже и вокруг датчика. Использован один критерий – отношение потоков останавливающихся и проходящих мюонов $R(s/t)$. Останавливающиеся мюоны, идущие вверх, происходят от взаимодействий низкоэнергетичных нейтрино ν_μ со средней энергией $\sim 10 \text{ ГэВ}$, тогда как проходящие мюоны являются результатом взаимодействий нейтрино с $\langle E \rangle \sim 100 \text{ ГэВ}$.

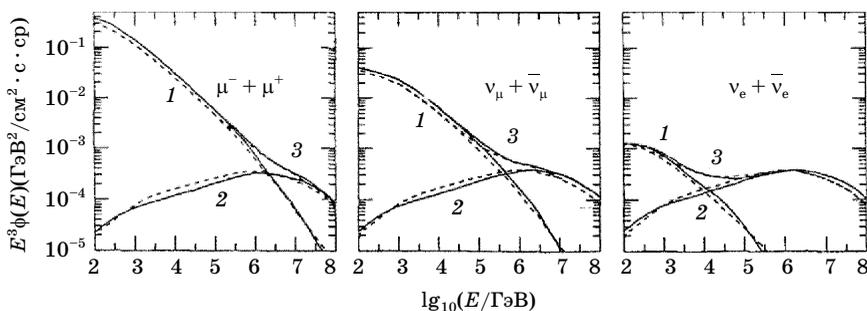


Рис. 16.14. Вертикальный поток мюонов и нейтрино от обычных источников (π^\pm , K^\pm -распады – 1) и от распада очарованных резонансов (2), а также их сумма. Линии – расчеты по моделям

Изучая отношение, можно исключить неопределенность в потоке, как для взаимодействия нейтрино, так и прохождения мюонов через скалу. Измеренное отношение равно

$$R(s/t) = 0,242 \pm 0,017 \pm 0,012.$$

Его можно сравнить с предсказанным отношением $0,37 \pm 0,05$. Доказательство осцилляций основано также на распределении зенитных углов прихода нейтрино.

Дальнейшее подтверждение существования осцилляций найдено в экспериментах, использующих совершенно иную технологию – трековую систему «Soudan-2». Для изучения осцилляций нейтрино были отобраны события с высоким разрешением, включая низкоэнергетичные квазиупругие мюоны, если присутствует протон отдачи. Другими словами, картинка сводится к одиночным трекам с $E > 600$ МэВ и более энергичным многотрековым событиям. В этом предварительном анализе метод наименьших квадратов дает значения $\Delta m^2 = 8 \cdot 10^{-3}$ эВ² с почти максимальным углом смешивания. Базируясь на экспозиции, содержащей 326 взаимодействий, было получено отношение интенсивностей ν_μ и ν_e R (после вычета фона):

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{\text{data}}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{\text{MC}}} = 0,68 \pm 0,11 \pm 0,06$$

в хорошем согласии с результатом «Супер Камиоканде».

Таким образом, все результаты дают отличия от предсказаний теории. Их можно свести в таблицу.

Черенковский детектор IMB	$0,54 \pm 0,05 \pm 0,12$
Черенковский детектор «Камиоканде»	$0,65 \pm 0,02 \pm 0,05$
Трековый детектор «Soudan»	$0,68 \pm 0,11 \pm 0,06$

В качестве иллюстрации можно также привести зависимость интенсивности нейтрино от зенитного угла по данным эксперимента MACRO (рис. 16.13).

На рисунке видно отличие экспериментальных результатов от предсказаний теории, не учитывающей осцилляции.

Измерение параметров осцилляции. Чтобы оценить параметры смешивания нейтрино, группа «Супер Камиоканде» использует события с единственным кольцом, сработавших ФЭУ (рис. 16.11). Результаты измерений удовлетворяют предсказаниям, если осцилляции происходят с двумя сортами нейтрино $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, а параметры осцилляций $\sin^2 2\theta = 1$ и $\Delta m^2 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$.

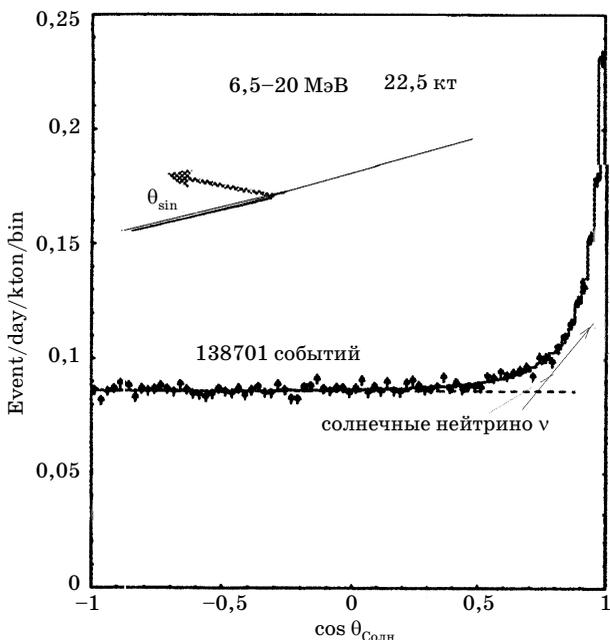


Рис. 16.15. Угловое распределение нейтрино, построенное по 139 000 событиям. Отчетливо выделяется направление на Солнце

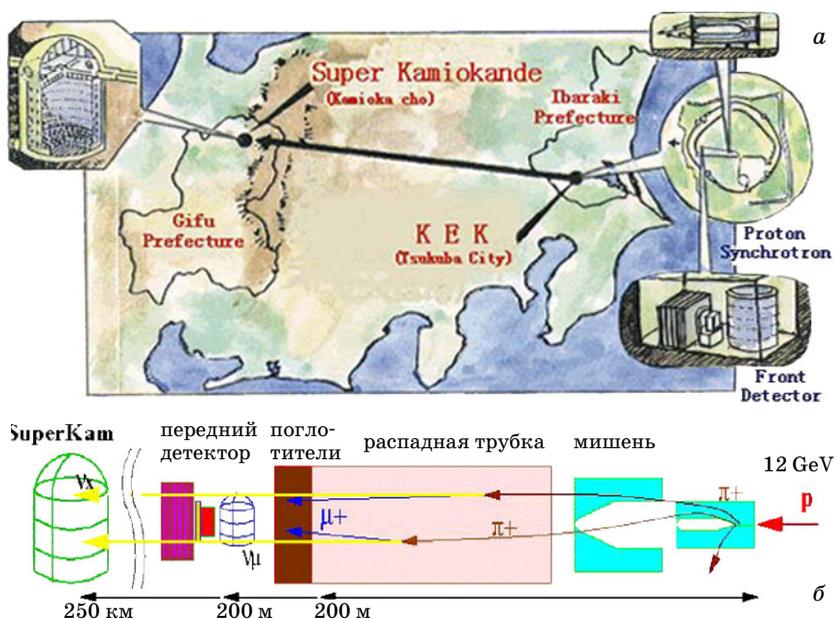


Рис. 16.16: а) география эксперимента с дальними нейтрино от ускорителя КЕК в Японии к детектору «Камиоканде»; б) схема эксперимента КЕК → «Камиоканде»

Доказательства того, что «Супер Камиоканде» регистрирует солнечные нейтрино видны из рис. 16.15.

Совокупность современных данных дает возможные значения Δm^2 и $\sin^2 2\gamma$. Они лежат в пределах

$$\Delta m^2 \sim 10^{-1} - 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ и } \sin^2 2\theta \sim 1 - 0,6.$$

Нейтрино на экспорт – так в одном из журналов была названа идея изучения свойств нейтрино, созданных на ускорителях, с помощью детекторов, расположенных на расстояниях в тысячи километров. В 1979 г. в Советском Союзе В.С. Мурзиным и Е.В. Коломейцем была высказана идея поиска осцилляций нейтрино с использованием ускорителей и больших черенковских детекторов нейтрино. Поскольку для изучения осцилляций предпочтительно иметь максимальные расстояния, предлагалось направить пучок нейтрино от одного из ускорителей по длинной хорде Земного шара и зарегистрировать нейтрино в установке объемом около миллиона тонн воды, в глубоководном озере. В качестве примера было рассмотрено озеро Иссык-Куль в Киргизии и ускоритель в Батавии (США). Эксперимент получил название «БАТИСС» по первым буквам БАТавии и ИССЫК-Куля. Расстояние L для этого эксперимента равно

9000 км. Расчеты показали, что эксперимент может быть реализован. Однако уничтожение Советского Союза прервало работу, а научная станция на берегу озера разграблена.

В настоящее время начата реализация целого ряда проектов, основанных на такой идее.

1. ICARUS (ЦЕРН → «Гран-Сассо»). Одним из таких проектов является ICARUS (ЦЕРН → «Гран-Сассо» Италия), который включает установку с объемом несколько тысяч тонн, обеспечивающую трехмерную идентификацию треков и идентификацию частиц по пробегу и dE/dx . Одновременно детектор будет служить калориметром с очень высокой точностью измерений и подробной детализованной картины. Расстояние от ЦЕРНа до Гран Сассо составляет 700 км.

2. K2K – эксперимент. Еще один эксперимент (K2K) уже реализован в Японии (рис. 16.16).

Пучок нейтрино, созданный на ускорителе КЕК, направлен к «Супер Камиоканде», к подземному детектору на расстоянии 250 км.

Используется момент генерации исходного пучка протонов в ускорителе, чтобы синхронизировать прибытие нейтрино, так что результаты по существу свободны от фона. Ожидалось попадание приблизительно 29 нейтрино из пучка нейтрино от КЕК лаборатории. Эксперимент, который начал выполняться в 1999 г., позволил к началу 2000 г. зарегистрировать 17 нейтрино. Заметное расхождение интерпретируется как результат осцилляций. «Супер Камиоканде» чувствителен к электронным и мюонным нейтрино. Однако если исходное мюонное нейтрино превращается в тау-нейтрино, то «Супер Камиоканде» их не увидит. Именно так $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляции – интерпретируют японские физики полученный результат. Однако это – только первые результаты, которые появились от эксперимента K2K, и обычно требуется длительное время, чтобы получить надежные данные о нейтрино.

3. MINOS (FNAL – «Soudan»)

Эксперимент MINOS в США пошлет нейтрино на 730 км из ФНАЛ на детектор в шахте Судан (штат Миннесота). В шахте будет расположен многослойный детектор мюонов и электронов (ионизационный калориметр).

§ 16.11. Заключение

За последние годы решена крупнейшая проблема науки наших дней: обнаружено явление, которое будет иметь огромное значение для физики – осцилляции нейтрино. Нейтрино является дираковской частицей с массой $m < 2$ эВ. Хотя численное значение массы точно неизвестно¹, но существование

¹ Ведутся интенсивные эксперименты по измерению массы нейтрино

осцилляций означает ее принципиальное существование. Кроме того происходит нарушение закона сохранения лептонного числа.

Эксперименты последних лет, в особенности «Супер Камиоканде», вывели нас за пределы стандартной модели и еще раз подтвердили известные слова В.И. Ленина, которые можно перефразировать так: «нейтрино, как и остальная природа неисчерпаемы».

Нейтринные эксперименты получили признание научной общественности, в результате чего Дэвис, и создатель «Супер Камиоканде» получили в 2000 г. Нобелевскую премию.

Предел Ваксмана–Бакала. Космические лучи содержат нейтрино очень высоких энергий, вплоть до 10^{16} эВ. Однако наблюдать их очень трудно из-за малого потока и сечения взаимодействия. Для их регистрации создаются огромные подводные установки. Одна из них – подводный нейтринный телескоп NT-200 строится на Байкале. В этой установке оптические модули с фотоумножителями (около 200) расположены в виде «стрингов» – струн на глубине более 1000 м. Предполагается, что установка сможет определять направление прихода мюонов из нижней полусферы и тем самым избавиться от фона атмосферных мюонов.

Если существует верхняя граница спектра первичного космического излучения, то можно ожидать, что энергия космических нейтрино также ограничена, если нет каких-либо специальных источников нейтрино.

Э. Ваксман и Дж. Бакал [13, 14] выполнили расчет ожидаемой верхней границы спектра нейтрино, используя экспериментальные данные о верхней границе спектра нуклонов и ядер. Ограничение, полученное таким образом, известно в литературе, как верхняя граница Ваксмана–Бакала. Эта граница близка к предполагаемому обрезанию первичного спектра реликтовыми фотонами.

Имеются два специальных типа источников, которые могли бы в принципе производить поток нейтрино, превышающий предел Ваксмана–Бакала. Первый специальный тип источника такой, в котором нейтрино произведены иными, чем гамма-нуклонное или протон-нуклонное взаимодействие процессами, второй тип источника должен отличаться

большой «оптической» толщиной. Пока мы не имеем никакого наблюдательного доказательства существования таких объектов.

Масса нейтрино и нейтринные планеты. Если нейтрино имеет массу, то за счет гравитационного взаимодействия должны сформироваться нейтринные планеты. Любая звезда или планета должна быть окружена облаком нейтрино (вспомните принцип Паули). Кроме того возможны и самостоятельные гравитационные сгущения нейтрино, образующие неоднородности в нейтринном океане. К сожалению, обнаружить их практически невозможно.

В свое время Я.Б. Зельдович свою работу о нейтрино заключил такими словами:

«Почтим в заключение юбиляра: всего за полвека из ускользающей сущности нейтрино превратилось в фундамент нашего существования. Малая масса придала ему высочайший вес в масштабе Вселенной. Произошла «нейтринная революция». Эта революция затрагивает самые фундаментальные основы мира, в котором мы живем. Она произвела переворот и в нашем подходе к физическим явлениям. И если долгое время господствовал принцип бритвы Оккама – «отрезай все лишнее», «то, что не необходимо, – не существует», то теперь нас уже не пугает ее холодная сталь. Все, что не запрещено, может произойти. Что запрещено – не окажется ли разрешенным в будущем, в свете новых данных?»

Задачи

1. Вычислите поток α частиц на уровне моря.
2. Какие нейтрино и антинейтрино возникают в реакциях а)–в) (§ 16.10).

Литература

1. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Физика адронных процессов. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 95–98.
2. Frejus collaboration. Ch. Berger et. al./ Phys. Rev. 1989. V. D 40. P. 2163; Z. Phys. 1990. V. с 48. P. 221/
3. Menon M.G., Ramana Murthy P.V. Cosmic ray intensity deep underground// Progr. in Cosmic 4. Rays. North-Holl. Pub. Comp. Amstrdam. 1967. V. 9. P. 163.
4. Fujimoto H.// Handbuch der Phys. Bd. 46. P.2. Berlin: Springer–Verlag, 1967.
5. Ramana Murthy P.V. et al.// Nucl. Instr. and Methods. 1963. V.23. P. 245.

6. *Davis R.*// Prog. Part. Nucl. Phys. 1994. V. 32. P.13.
7. *Bahcall J. and Waxman E.* High energy neutrinos from astrophysical sources An upper Bound// Physical Review D. 1998.V. 59. P. 023002.
8. *Bahcall J., Waxman E.* High energy astrophysical neutrinos: The upper Bound is robust// Physical Review 2001.V. D 64. P. 023002.
9. *Мурзин В.С., Сарычева Л.И.* Космические лучи и их взаимодействия. М.: Атомиздат, 1968.
10. *Аминева Т.П. и др.* Исследование мюонов сверхвысоких энергий. М.: Наука, 1975.
11. *Биленький С.М.* Массы, смешивание и осцилляции нейтрино// УФН. 2003. Т. 173. С. 1172.
12. *Кочарян Н.М. и др.* //ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 1335.
13. *Мурзин В.С., Сарычева Л.И.* Множественные процессы при высоких энергиях. М.: Атомиздат, 1974. С. 68.
14. а) *Алиханян А.И. и др.* // ЖЭТФ. 1962. Т. 41. С. 2002.
б) *Николаенко В.И. и др.* //Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. С. 610.
15. *Боум Ф., Фогель П.* Физика массивных нейтрино. М.: Мир, 1990.
16. *Abdurashitov J.N. et al. (SAGE Collab.):* // Phys. Rev. 1999. C60 055821; // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2002. V.110. P.315.
17. *Hampel W. et al (gallex Collab.).* Phys. Lett. B. 1999. V.447. P,127.

ГЛАВА 17. Прикладное значение космических лучей

§ 17.1. Введение

Ранее уже упоминалось, что поток энергии космических лучей на поверхности Земли близок к энергии света звезд. Быть может, не стоит и говорить о практическом использовании космических лучей. Свет звезд мы видим, но доньше не знаем, что с ним делать. (Пока только поэты нашли способ.)

Главным отличием космических лучей является их высокая энергия и специфические формы взаимодействия с веществом. Здесь и появляются некоторые возможности запрячь космические лучи в нашу хозяйственную повозку. В маленькую тележку.

В Австралии в 1955 г. были проведены работы по измерению толщины (массы) грунта над одним из тоннелей с целью определения этой массы в разных участках и под разными углами. Измерения велись с помощью ранее проведенной калибровки приборов. Глубина тоннеля была определена с точностью 5% и составила 163 ± 8 м. Рассчитанная масса грунта составила $16,3 \pm 0,8$ кг/см², тогда как трудоемкое бурение скважины дало величину $17,5 \pm 1$ кг/см². Результат, полученный с помощью космических лучей, был вполне достаточен для проведения конструкторских работ [1].

Высказывалось предложение о построении контуров рудного тела. Если детектор мюонов находится на большой глубине, то, изучив угловое распределение частиц высокой энергии, можно получить контур массовой неоднородности вещества над расположением детектора.

Космические лучи применяли для изучения массивных зданий. Массу здания, которую трудно рассчитать из-за многочисленных перекрытий, лестничных переходов, художественного обрамления и т.д., пытались определить с помощью мюонного зондирования. Такой эксперимент был проведен с разрушенным ныне зданием гостиницы «Москва» в Москве. Средняя плотность этого здания составляла $0,16$ г/см³.

Измерение с помощью мюонов позволило оценить объем и площадь здания. В результате его полная масса оказалась равной 45 тыс. т, а давление на грунт около $1,1$ кг/см².

Космические лучи позволяют с высокой точностью определить среднюю плотность горных пород в районе различных горных разработок. Такие работы дали важные результаты в районе полиметаллического месторождения Уч-Кулач в Средней Азии. Эти работы значительно сократили необходимое число дорогостоящих скважин. Точность результатов достигала 5–7%. Преимуществом космического метода является возможность исследования обширного района с помощью скважин, тогда как другие методы требуют создания сети горизонтальных горных выработок. Космические лучи из-за их огромной проникающей способности и дешевой аппаратуры позволяют исследовать огромные объемы земной коры. Но мы с вами еще не забыли, что кроме мюонов существуют и нейтрино, для которых земной шар не больше горошины. Может быть, попробуем.

Мы привели лишь несколько примеров применения космических лучей для целей геологии. Однако они показывают, что космические лучи могут быть использованы для практических целей. В данной главе мы не ставим задачу описания всех возможных способов применения космических лучей в народном хозяйстве. Мы приведем лишь несколько примеров с целью обратить внимание на эту интересную область физики космических лучей.

§ 17.2. Дистанционные методы измерения влагозапасов

Проблема запасов воды с каждым десятилетием становится все более существенной. В некоторых регионах ощущается ее нехватка, в других мы являемся свидетелями катастрофических явлений: схода лавин, подвижек ледников, наводнений. Основным накопителем водных ресурсов, если иметь в виду крупные территории, являются годовой сток рек и наполнение озер, что в свою очередь определяется снежным покровом. Как источник воды снежный покров в течение длительного времени определяет влажность в верхнем слое почвы и в гидросети в целом. Практическая значимость сведений о запасах и динамике накопления снега на больших территориях огромна. Так, в сельском хозяйстве эти сведения определяют сроки проведения полевых работ, расчет оптимального количества удоб-

рений, общий объем и последовательность работ, прогноз урожая. В гидрологии – расчет ожидаемых угроз наводнений и других опасных явлений, регулирование водного режима для нужд гидроэлектростанций, сельского хозяйства и водоснабжения населенных пунктов, промышленных предприятий, животноводческих комплексов; в метеорологии – расчет температурного режима почв и приземного слоя воздуха, расчеты испарений, оценки влажности атмосферного воздуха, прогноз элементов погоды. Но так или иначе в нашей климатической полосе в основе лежит зимнее накопление снега.

Главным инструментом для изучения количества влаги в снеге и влажности почв до последнего времени являются контактные методы, основанные на измерениях, включающих отбор снега или почв. При определении влагозапаса в снеге применяются переносные мерные рейки, дающие геометрическую толщину снега, и стандартные снегомеры, позволяющие отобрать пробу снега и определить его плотность. Одним из наиболее распространенных методов определения влажности почв является термостатно-весовой, требующий отбора пробы почвы и ее высушивания. Очевидна трудоемкость всех этих подходов. Эти методы, кроме того, страдают значительными погрешностями, до 50%.

В течение ряда лет параллельно с контактными методами развиваются дистанционные методы измерений влаги в почве, не требующие отбора проб. В основу большинства дистанционных методов положена регистрация электромагнитных излучений как естественного, так и искусственного происхождения в широком диапазоне длин волн – от сантиметрового до гамма-излучения, включая область видимого, ультрафиолетового и инфракрасного излучений. Для определения влагозапаса в снеге пока что наиболее успешно реализованы возможности авиационной гамма-съемки [3]. Она основана на ослаблении снегом гамма-излучения почв. Источники этого излучения – естественные радиоактивные элементы, такие как калий-40 и продукты распада урана и тория, повсеместно содержащиеся в почве. Интенсивность гамма-излучения над снежным покровом однозначно зависит от радиоактивности почв и количества снега. Выполнив измерения два раза – до установления снежного покрова и в нужный срок, – можно рассчитать запас воды. Применение самолета позволяет составить карту снежного

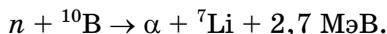
покрова на больших территориях. Несколько самолетов могли бы обеспечить съемку на площади свыше 5 млн км². В горных районах съемки затруднены. Пешеходные и лыжные маршруты здесь не только трудны, но и опасны. Рельеф местности, неравномерность и значительная мощность снежного покрова, резкие колебания фоновой радиоактивности и повсеместное загрязнение почв цезием-137 [3] существенно ограничивают возможности авиационной (самолетной, вертолетной) гамма-съемки снежного покрова [5]. Поэтому возникла настоятельная задача разработки средств дистанционного измерения количества снега в горах. Из имеющихся средств такого назначения применяются рейки с делениями, по которым можно с пролетающего вертолета отсчитывать высоту снега [5], датчики, чувствительные к давлению снега, и различные датчики влагозапаса с источниками гамма-излучения, чувствительные к ослаблению снегом этого излучения [5]. Очевидно, что показания реек сильно зависят от плотности снега, что ведет к большим погрешностям.

Группа физиков в СССР разработала простой метод измерения количества воды на поверхности земли и в почве, основанный на использовании космического излучения.

Метод отличается слабым проявлением мешающих факторов, отсутствием изотопных источников, простотой калибровки и возможностью автоматизации измерений. Принцип измерения влагозапаса таков: измеряя поток тепловых нейтронов, можно по предварительной калибровке определить количество снега. В отличие от измерений с дистанционными рейками здесь влагозапас определяется независимо от плотности и физического состояния снега (снег, ледяные корки, талая вода). В тонком слое снега поток тепловых нейтронов быстро нарастает. Количество тепловых космических нейтронов в атмосфере невелико. Их равновесие поддерживается поглощением медленных нейтронов азотом с образованием радиоактивного углерода (см. гл. 13). Наилучшим замедлителем нейтронов до тепловых энергий служат ядра водорода. Практически только вода (а также в небольшом количестве органические вещества) содержит водород. Они замедляют нейтроны до тепловых энергий. Поэтому количество тепловых нейтронов является

точным индикатором присутствия воды. Нейтроны непосредственно определяют число протонов, т.е. молекул воды.

Таким образом, нейтронную компоненту космического излучения, хотя она составляет небольшую долю общего потока излучения, целесообразно применять для измерения количества воды, в том числе в снеге в широком диапазоне. Счетчиком тепловых нейтронов служат хорошо известные борные счетчики, с большой эффективностью (более 20% с обогащенным бором) регистрирующие нейтроны в реакции



Работая в пропорциональном режиме, легко отличить импульсы от захвата нейтрона от фоновых сигналов. Калибровка такого прибора не вызывает трудностей. Прибор может быть полностью автоматизирован и работать автономно. Сигналы с него по определенной программе по радио передаются в центр сбора информации. Такой прибор можно установить в горах, куда доступ зимой практически невозможен или сопряжен с риском.

Другой метод основан на поглощении в снежном покрове медленных нейтронов.

Количество медленных нейтронов под слоем снега в зависимости от влагозапаса сначала несколько нарастает, затем быстро спадает, а глубже 100 г/см² спадает медленно [3]. Начальное возрастание потока за счет тепловых нейтронов устраняется, если поместить детектор медленных нейтронов в экран – замедлитель из водородосодержащего материала

Медленные нейтроны интенсивно поглощаются веществом – это дает быстрый спад потока. Медленный спад – это ослабление снегом проникающей компоненты, порождающей медленные нейтроны при взаимодействии с веществом снега. Ионизирующую компоненту космического излучения целесообразно использовать лишь при больших влагозапасах [3].

Чтобы измеритель нейтронов стал снегомером, его калибруют. Калибровка детекторов выполняется на моделях-эталопах, представляющих собой широкие баки с водой. Детектор устанавливается под баком. Произведя измерения при различных уровнях воды, получают калибровочную зависимость. Ее неточности, помимо погрешностей измерения, обусловлены конечными размерами бака. Необходимые поправки полу-

чают по измерениям на водоемах. Экспериментально установлена идентичность калибровочных зависимостей на различных высотах местности (до 5 км над уровнем моря).

Чтобы исключить влияние вариаций космического излучения, его интенсивность измеряется одновременно под снегом и над снегом. Отношение показаний расположенных таким образом детекторов свободно от влияния вариаций. Оказалось, что достаточно одного детектора над снегом для обширной территории до 200 км в диаметре. Участки для установки снегомера подбираются с использованием предшествующих маршрутных съемок. Были решены и технические проблемы, такие как разработка детекторов достаточной чувствительности, работоспособных в суровых условиях горной зимы в течение длительного времени без вмешательства человека, подобраны источники питания на всю зиму, организована передача данных по радио.

Решение всех этих проблем позволило создать прибор ДСС-2, который давал погрешность менее 10%.

Прибор пригоден для определения влажности и в условиях сухого сезона.

В свое время он прошел межведомственные испытания и был рекомендован для использования в горах Средней Азии и Северного Кавказа. В горах Заилийского Алатау была создана сеть влагомерных станций. Как обстоит дело теперь, автору неизвестно.

§ 17.3. Полеты высотной авиации

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 является грэй (1 Гр = 1 Дж/кг).

Радиационное поражение биологических объектов, обусловленное их облучением ионизирующим излучением, характеризуется величиной переданной энергии. Среднюю энергию,

переданную излучением массе вещества в элементарном объеме, деленную на эту массу, называют поглощенной дозой $D^{\text{погл}}$. Величина, равная отношению приращения поглощенной дозы излучения $dD^{\text{погл}}$ за интервал времени dt к этому интервалу, называется мощностью поглощенной дозы:

$$P^{\text{погл}} = dD^{\text{погл}}/dt.$$

Мощность поглощенной дозы принято выражать в грэй в секунду (Гр/с), либо грэй в час (Гр/ч).

Биологическая эффективность ионизирующих излучений определяется не только энергией, переданной единице массы ткани, но и удельной ионизацией. Чем больше пар ионов образует на единице длины движущаяся частица, тем сильнее радиационные повреждения при той же поглощенной дозе. Поэтому каждый определенный вид ионизирующего излучения характеризуют свойственной ему относительной биологической эффективностью (ОБЭ). Эта величина зависит от целого ряда чисто биологических факторов. По указанной причине коэффициенты ОБЭ рекомендуют использовать лишь в радиобиологии, а в дозиметрии применять идентичное понятие коэффициента качества (КК). Подобно ОБЭ КК растет с увеличением удельной ионизации излучения. Для протонов, ядер с $Z > 2$, электронов и нейтронов значения КК существенно зависят от энергии перечисленных частиц.

Допустим, что поле ионизирующего излучения имеет произвольный состав. Для оценки радиационной опасности хронического облучения человека в таком поле вводится эквивалентная доза облучения, равная сумме произведений поглощенных доз компонент излучения на соответствующие им коэффициенты качества КК в данной точке ткани:

$$D = \sum D_i^{\text{погл}} (\text{КК})_i.$$

Единицей эквивалентной дозы, характеризующей биологическое действие излучения данного состава на человеческий организм, служит зиверт: $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Дж/кг}^1$. Одинаковая доза в

¹ В качестве единицы эквивалентной дозы длительное время использовался биологический эквивалент рентгена (бэр); $1 \text{ бэр} = 10^3 \text{ Зв}$. С 1 января 1980 г. единица бэр изъята из употребления.

зивертах соответствует одинаковой степени радиационного поражения любым видом ионизирующего излучения. Определение мощности эквивалентной дозы аналогично определению мощности поглощенной дозы.

Для лиц, работающих с источниками ионизирующих излучений, установлена предельная безопасная доза облучения, равная $5 \cdot 10^{-2}$ Зв в год, или 10^3 мкЗв в неделю при систематическом внешнем облучении человеческого тела. Приведенная доза рассчитана на органы, наиболее уязвимые при облучении: таковыми считаются гонады и кроветворные органы.

Обычная мощность дозы для полетов на высоте 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). При достижении первого уровня проводится подготовка к возможному снижению высоты полета, а при достижении второго принимаются меры по обеспечению радиационной безопасности, включая переход на более низкую высоту полета.

Для оценки биологического воздействия космического излучения необходимо знать угловые, энергетические распределения, пространственные и временные вариации компонент излучения, дающих основной вклад в эквивалентную дозу. Мощность эквивалентной дозы внешнего облучения организма излучениями, спектральный состав которых известен, описывается формулой

$$P = \sum_j \int_0^{\infty} \int_{\Omega} h_i(E) J_i(E, \Omega) dE d\Omega, \quad (17.1)$$

где $h_i(E)$ – регламентированная удельная эквивалентная доза, 10^{-2} Зв см²; E – энергия излучения i -го сорта; $J_i(E, \Omega)$ – дифференциальная плотность потока этого излучения.

Мощность эквивалентной дозы обычно используется в качестве параметра, определяющего радиационную обстановку в атмосфере, более полно она может быть охарактеризована пространственным распределением мощности дозы и ее временными вариациями.

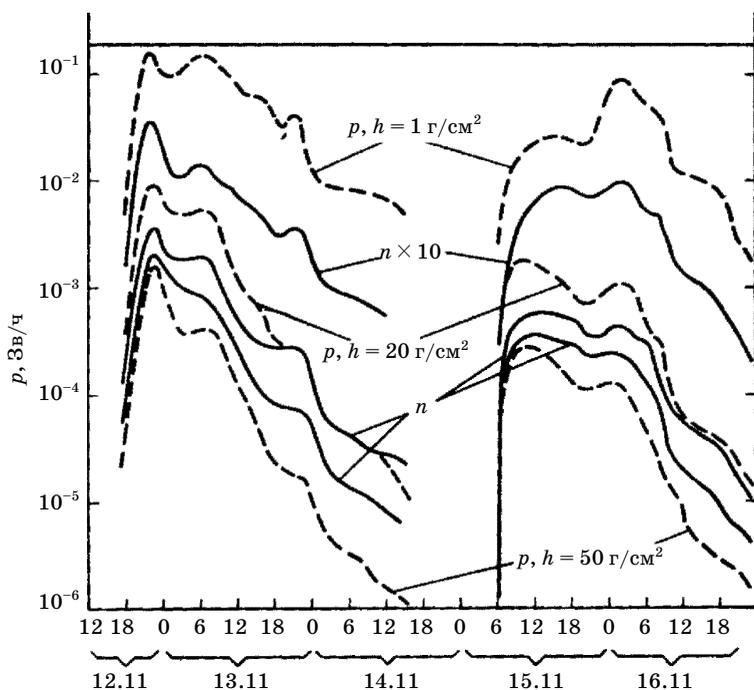


Рис. 17.1. Вариации потока СКЛ во время вспышки 12–16 ноября 1960 г.

В качестве примера рассмотрим мощности дозы при вторжениях в земную атмосферу СКЛ 12 – 13.11.60 и 15 – 16.11.60 (Рис. 17.1). На высоте 20 км мощность эквивалентной дозы была 1200 мкЗв/ч для протонов и 2300 мкЗв/ч для нейтронов. За время с 19 ч УТ 2.11 по 23 УТ 13.11 интегральная доза на высоте 20 км составила $1,89 \cdot 10^{-2}$ Зв, а с 5 ч 15.11 по 8 ч УТ 16.11 была равна $0,68 \cdot 10^{-2}$ Зв. Подсчеты показывают, что величина дозы, получаемой человеком при полетах на высоте 9 км примерно в 5 раз меньше чем при полетах на 12 км (сверхзвуковые самолеты типа «Конкорд» и «Ту-144») Пилоты таких самолетов получают опасную дозу до 10^4 мкЗв (5–10 тыс. летных часов). Суммарная годовая доза для пассажиров не должна превышать 1000 мкЗв. Человек, живущий на высоте 4000 м, получает за год примерно такую дозу от космического излучения (~1700 мкЗв) (Рис. 17.2). На уровне моря главная часть облучения возникает от естественного радона и медицинских обсле-

дований. В настоящее время общий вклад от высотных полетов значительно ниже. Например, при полете из Москвы в Сочи на обычном самолете доза составляет ~ 16 мкЗв [6].

§ 17.4. Земная томография

Вопрос, который мы собираемся обсудить, на первый взгляд, не имеет прямого отношения к космическим лучам. Но главные результаты исследования нейтрино получены именно с помощью космических установок. Поэтому нейтрино – приемное дитя космических лучей, и именно исследования и результаты, полученные в космических лучах, позволяют ставить вопрос о нейтринной индустрии. Первым предложением было создать систему навигации с помощью потоков нейтрино от ускорителей и установить связь с подводными лодками в глубинах океана. Модулированный пучок нейтрино, проходя сквозь любую толщу вещества, может доставить информацию в любую точку Земли. Эта информация не имеет помех и ее невозможно перехватить. Оценки показывают, что создание такой системы в принципе возможно.

В 1983 г. Де Рухула и его сотрудники опубликовали серию статей об использовании искусственных пучков нейтрино для геологии, в частности для поиска нефти в штате Техас, я думаю, с целью потрясти кошельки местных миллиардеров. В дальнейшем проекты расширились, и встал вопрос о глобальной томографии земного шара с помощью нейтрино.

Авторы [4] писали: «Мы полагаем, что будущие ускорители могут иметь прямую коммерческую и технологическую важность. Мы предлагаем построить один или больше протонных синхротронов для цели, которая может быть названа «Общая земная томография». Речь шла о постройке протонного синхротрона с энергией пучка 10 ТэВ, посвященного геологическим исследованиями. Предложили назвать его «Геотрон». В первом варианте протоны высокой энергии должны быть нацелены в сторону отдаленного объекта, имеющего геологический интерес. Столкнувшись с мишенью, протоны создают высоко коллимированный пучок пионов. Мезоны проходят через длинный распадный туннель и, распадаясь, производят направленный пучок нейтрино. Направление пучка должно пере-

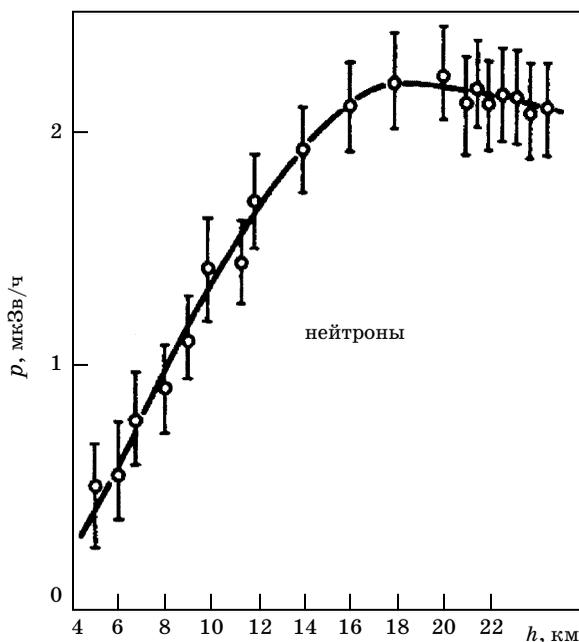


Рис. 17.2. Высотная зависимость мощности эквивалентной дозы для нейтронов при $R = 3,2$ ГВ, 1976 г.

страиваться по мере надобности. Это специальное техническое сооружение («Хобот геотрона») удобно построить на берегу океана, где легко перемещать «хобот» в любом направлении.

Пучок нейтрино, пересекая плотное вещество земной коры, взаимодействует с ядрами, порождая мюоны. При достаточной плотности возникшего пучка мюонов из-за локального нагрева среды возникает звук (типа микровзрывов), который можно регистрировать наземными датчиками. Поглощение звука зависит от свойств среды, и расшифровка сигналов даст информацию о структуре земного вещества. В одном из предложений пучок нейтрино развернут под малым углом к горизонту, например, под углом $4,5^\circ$. Пункт выхода пучка находится на расстоянии 1000 км от ускорителя, а максимальная глубина – 20 км. С протонным синхротроном энергии $E_p = 10$ ТэВ, количество ионизации, произведенной пучком нейтрино, ~ 100 эрг/см.

На расстоянии 1000 км от «Геотрона», радиус области энерговыделения нейтрино ~ 10 м. Плотность энергии, выделившейся при одном импульсе «Геотрона», составляет $\varepsilon \sim 3 \cdot 10^{-5}$ эрг/см. Часть этой энергии выделяется в форме упругой звуковой энергии, которая распространяется к поверхности, как звуковой импульс.

Если пучок нейтрино проходит на глубине 1 км, сигнал поверхностных акустических волн – всего лишь несколько микродин/см², а характерная акустическая частота ~ 100 Гц. Один такой акустический импульс сопровождает каждый импульс нейтрино, который появляется от данного ускорителя 1 раз в минуту.

На поверхности, под которой проходит пучок нейтрино, располагается большая система геофонов или гидрофонов, составляя приемную антенну. Она предназначена, чтобы обнаружить акустический сигнал в присутствии фонового сейсмического шума.

К сожалению, имеется мало сведений о возможных сейсмических шумах, и мы не будем пытаться дать их оценку.

Акустический сигнал можно связать с физическими свойствами слоя вещества между пучком нейтрино и поверхностью. Время пролета пучка нейтрино от ускорителя до изучаемого подземного местонахождения занимает миллисекунды, а акустический сигнал затрачивает сотни миллисекунд, чтобы достичь поверхности. Это время перемещения (а следовательно, средняя скорость звука) может быть измерено с большой точностью. Пучок нейтрино определяет вертикальный профиль скорости звука на глубине ~ 10 км и охватывает область $\sim 10^6$ км². Дополнительная информация обеспечивается величиной и структурой времени прихода импульса. Эту информацию можно использовать, чтобы искать коммерчески важные отложения, особенно нефти и газа или тяжелых металлов. Подробно подобные проекты рассматриваются в [4].

§ 17.5. Заключение

Увлечение фундаментальными исследованиями и действительно грандиозными открытиями, сделанными в области космической физики, отодвинуло на задний план прикладные

вопросы. Тем не менее уже давно существовали попытки использовать космические лучи для хозяйственных целей, в том числе для измерения температурного профиля атмосферы с помощью мюонов, определения вертикали в шахтах, поиска и «оконтуривания» рудных тел и даже для определения вертикали на виражах в скоростных истребителях. Можно ожидать дальнейшего развития прикладных направлений в физике космических лучей. В последней главе мы привели лишь несколько примеров. В прилагаемом списке литературы вы найдете некоторые подробности.

Литература

1. *Бондаренко В.М.* Космические лучи исследуют недра. М.: Атомиздат, 1967.
2. *A. de Rujula, Glashow S., Charpak, Wilson R.* Neutrino Exploration of the Earth. N.-H Publ. Comp. Amsterdam, 1983.
3. *Коломеец Е.В., Барсуков О.А., Айтмухамбетов А.А.* Радиационная опасность полетов самолетов и других летательных аппаратов. Алма-Ата, 1997.
4. *De Rujula et al.* Neutrino exploration of the Earth// Phys. Rep. 1983. V. 99 (6). P. 341.
5. *Барсуков О.А., Коломеец Е.В.* Радиационные аспекты исследования космического излучения. М.: Атомиздат, 1985.
6. *Барсуков О.А., Барсуков К.А.* Радиационная экология. М., 2003.

Приложения

1. Различные единицы измерения и параметры

Солнечные единицы

Масса Солнца $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г.

Видимый радиус Солнца $R_{\odot} \approx 6,96 \cdot 10^{11}$ см.

Светимость Солнца (энерговыведение за 1 секунду во всем диапазоне электромагнитного спектра) $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

Гравитационные свойства звезд

Гравитационный радиус тела: $R_g = 2GM/c^2 \approx 3$ км (M/M_{\odot}).

Типичный радиус нейтронной звезды $\sim 10 - 20$ км = $R_{NS} \approx \approx 3 - 4R_g$.

Радиус последней стабильной круговой орбиты частицы вокруг невращающейся черной дыры (от него зависит эффективность энерговыведения при падении газа на черную дыру) $R_{чд} \sim 3R_g$.

Планковские единицы

Длина $l_{pl} = \sqrt{G\hbar/c^2} \cong 10^{-33}$ см.

Масса $m_{pl} = \sqrt{c\hbar/G} \sim 10^{-5}$ г $\approx 10^{19}$ ГэВ/с² (максимально возможная масса элементарной частицы).

Время $t_{мин} = t_{pl} = \sqrt{G\hbar/c^5} \sim 10^{-44}$ с (начало Большого взрыва).

Планковская энергия $m_{pl} c^2 = 10^{19}$ эрг.

Некоторые безразмерные числа

Отношение плотности барионов и реликтовых фотонов $n_b/n_{\gamma} = 10^{-9}$.

Постоянная тонкой структуры $\alpha_0 = 1/137$.

$\pi = 3,141592$.

$e = 2,7182818$.

Размеры

Классический радиус электрона $r_e = e^2/4\pi m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см.

Комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e c} = r_e \alpha^{-1} = 3,8 \cdot 10^{-11} \text{ см.}$$

Радиус боровской орбиты $5,3 \cdot 10^{-9}$ см.

1 парсек (паралакс в секунду) = 206265 АЕ $\sim 3 \cdot 10^{18}$ см ($1'' \approx 1/206265$).

Некоторые физические постоянные

Скорость света в пустоте $c = 2,997925 \cdot 10^8$ м/с.

Заряд электрона $e = 1,60218 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Постоянная Планка $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с = $6,626 \cdot 10^{-27}$ эрг·с.

Постоянная Больцмана $k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/град К.

Число Авогадро $N_A = 6,02204 \cdot 10^{26}$ (кг·моль)⁻¹.

Комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_e = \frac{h}{m_e c} = 2,4263089 \cdot 10^{-12} \text{ м.}$$

Постоянная тонкой структуры $\alpha_0 = e^2/4\pi\hbar c = 1/137,036$.

Число молекул в 1 см³ при нормальных условиях

$$L = 2,687 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

2. Единицы измерений

1 эВ = $1,60210 \cdot 10^{-19}$ Дж = $1,60210 \cdot 10^{-12}$ эрг.

1 МэВ = 10^6 эВ.

1 ГэВ = 10^9 эВ.

1 ТэВ = 10^{12} эВ.

1 грэй (Гр), = 1 Дж/кг (единица дозы).

1 зиверт (Зв) = 1 (Дж/кг) КК (биологическая единица дозы,
КК – коэффициент качества).

Предельная безопасная доза облучения, $D_{\text{макс}} = 5 \cdot 10^{-2}$ Зв в год, или 10^3 мкЗв в неделю.

3. Масса частиц

Электрон $m_e = 1,60210 \cdot 10^{-12}$ эрг = $0,511$ МэВ/ c^2 =
= $9,109 \cdot 10^{-31}$ кг.

Протон $m_p = 1836 m_e = 0,939$ ГэВ/ c^2 = $1,672 \cdot 10^{-27}$ кг.

Пионы $m_{\pi^\pm} = 273,2 m_e = 139,63$ МэВ/ c^2 .

$m_{\pi^0} = 264,2 m_e = 135,0$ МэВ/ c^2 .

Мюоны $m_\mu = 206,76 m_e = 105,655$ МэВ/ c^2 .

τ – лептон $m_\tau = 1777,03 = 0,3$ МэВ/ c^2 .

Каоны $K^\pm = 966,6 m_e = 493,7$ МэВ/ c^2 .

D^0 – мезон $m_D = 1864,5$ МэВ/ c^2 .

Фотон $m_\gamma = 0$.

Глюон $m_g = 0$.

W^\pm – бозон $m_w = (80,419 \pm 0,056)$ ГэВ/ c^2 .

$m_w^+ - m_w^- = -0,2 \pm 0,6$ ГэВ/ c^2 .

Z^0 – бозон $m_Z = (91,1882 \pm 0,0022)$ ГэВ/ c^2 .

$\hbar = h/2\pi = 6,582173 \cdot 10^{-22}$ МэВ. $c = 1,0545887 \cdot 10^{-27}$ эрг с.

Масса барионного вещества внутри современного хаббловского радиуса $M_U \approx 10^{23} M_\odot$ (отметим, что большая часть барионов находится не в звездах, а в разреженном межзвездном и горячем межгалактическом газе).

4. Время жизни частиц

Пион $\tau_\pi^\pm = 2,55 \cdot 10^{-8}$ с; $\tau_\pi^0 = 2,1 \cdot 10^{-16}$ с.

Мюон $\tau_\mu = 2,21 \cdot 10^{-6}$ с.

Каон $\tau_K = 1,22 \cdot 10^{-8}$ с.

Протон $\tau_p > 10^{33}$ лет.

Электрон $\tau_e > 10^{26}$ лет.

Время жизни атома в возбужденном состоянии $\sim 10^{-8}$ с.

Характерные астрофизические времена

Сутки (период обращения Земли вокруг оси) $(8,6 \cdot 10^4 \pm 10)$ с.

Период обращения Земли вокруг Солнца 1 год $\approx \pi 10^7$ с.

Период обращения Солнца вокруг центра Галактики ≈ 250 млн лет.

Характерное время жизни звезды типа Солнца $\approx \eta \Delta M c^2 / L_\odot \sim 10^{10}$ лет (здесь $\eta \approx 0,007$ эффективность ядерных реакций превращения водорода в гелий в центре Солнца, $\Delta M \approx 0,4 M_\odot$ – доля массы Солнца, перерабатываемого из водорода в гелий, $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г и $L_\odot \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с – масса и светимость (количество излучаемой энергии) Солнца).

Современный возраст Мегагалактики (хаббловский возраст) по порядку величины равен обратному значению постоянной Хаббла $T_{\text{макс}} \approx 1,5 \cdot 10^{10}$ лет $= 1/H_0 = t_H$.

5. Связь между высотой над уровнем моря, давлением столба воздуха и плотностью

Таблица П1

Высота над уровнем моря, км	Давление, г/см ²	Плотность воздуха, 10 ⁻³ г/см ³	Высота над уровнем моря, км	Давление, г/см ²	Плотность воздуха, 10 ⁻³ г/см ³
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	0,73			

6. Значение t -единиц и критических энергий ε для различных элементов.

Таблица П2

Элемент	Z	A (округленно)	Плотность при нормальных условиях, г/см	t , г/см ²	ε , МэВ	
					без учета эффекта плотности	с учетом эффекта плотности
H	1	1	$0,0899 \cdot 10^{-3}$	62,8	350	
He	2	4	$0,1785 \cdot 10^{-3}$	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	$1,25 \cdot 10^{-3}$	38,6	85	–
O	8	16	$1,429 \cdot 10^{-8}$	34,6	75	–
F		19	$1,69 \cdot 10^{-3}$	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	$1,783 \cdot 10^{-3}$	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
Br	35	80	$1,139 \cdot 10^{-3}$	11,5	17,2	15,7
Ag	47	108	10,5	9,0	12,7	11,9
Xe	54	131	$5,85 \cdot 10^{-3}$	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

7. Значение t -единиц и критических энергий ε для различных сложных веществ

Таблица ПЗ

Вещество	Плотность, г/см	t , г/см ²	ε , МэВ	
			без учета эффекта плотности	с учетом эффекта плотности
Воздух	$1,29 \cdot 10^{-3}$	37,1	81	
Вода	1,0	36,4	90	73
Гидрид лития (LiH)	0,6	80	207	157
Полистирол (C ₈ H ₈)	–	44,4	110	88
Глина (Al ₂ SiO ₈ 2SiO ₃ · 2H ₂ O)	1,3 – 2,5	28,8	60,9	50,6
Кварц (SiO ₂)	2,65	27,4	56,2	47,3
Известняк (CaCO ₃)	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

8. Зависимость предельной жесткости ξ (ГВ) от географических координат

Таблица П4

Восточная долгота										
Широта	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
Экватор	0°	14,4	14,9	15,7	16,3	16,8	17,2	17,0	16,5	16,2
Южная	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
	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	0,013	0,003	0,002	0,256

Западная долгота										
Широта	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	6,20	7,70
	30°	8,80	5,8	4,48	4,45	5,6	7,3	8,9	10,4	12,3
	20°	12,80	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
Экватор	0°	14,2	14,1	13,6	13,5	14,6	15,1	15,4	15,6	15,9
Южная	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
	30°	9,90	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

9. Солнечная система

Радиус Земли $R_3 = 6,371 \cdot 10^6$ м.

Масса Земли $M_3 = 5,977 \cdot 10^{24}$ кг.

Магнитный момент Земли $M = 8,1 \cdot 10^{25}$ Гс · см³.

Галактические характеристики

Радиус Галактики 30 кпс.

Масса Галактика $2 \cdot 10^{41}$ кг.

Расстояние от Солнца до центра Галактики ~ 8 кпс.

В каждом конкретном случае (например, звезда, планета, галактика) массе объекта M можно сопоставить характерный масштаб L . Минимальный размер $L_{\text{мин}}$, соответствующий макроскопической массе M , определяется гравитационным взаимодействием и по порядку величины равен гравитационному радиусу

$$L_{\text{мин}} \sim 2GM/c^2 \approx 3 \text{ км } (M/M_{\odot}),$$

где $G \approx 6,67 \cdot 10^{-8}$ [см³(с² · г)] – постоянная тяготения Ньютона, а масса выражается в массах Солнца M_{\odot} . До тех пор пока размер изучаемого объекта велик по сравнению с его гравитационным радиусом $R \gg R_g$, для описания физических процессов достаточно ньютоновской физики. В противном случае важ-

ными и даже определяющими становятся релятивистские эффекты (эффекты общей теории относительности – ОТО). Гравитационный радиус $R_g = 2GM/c^2 \sim 3 \text{ км} (M/M_\odot)$.

Примеры. Солнце: $R_\odot \approx 700\,000 \text{ км}$, $R_g = 3 \text{ км}$; планета типа Юпитера: $M_{\text{Юп}} \sim 10^{-3} M_\odot$, $R_g(M_{\text{Юп}}) \sim 3 \text{ м}$; нейтронная звезда: $M \sim M_\odot$, $R \sim 10 \text{ км} \approx R_g$, радиус стабильной круговой орбиты частицы вокруг черной дыры $3 R_g$; радиус черной дыры равен ее гравитационному радиусу, т.е. это полностью релятивистский объект.

10. Единицы измерений

E, w – энергия $1 \text{ эрг} = 10^{-7} \text{ Дж}$.

$1 \text{ кал} = 4,187 \text{ Дж}$.

$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

T – эквивалентная температура $1 \text{ эВ} = 1,16 \cdot 10^{-4} \text{ К}$.

λ – длина волны $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$.

$\lambda_{\text{эКВ}}$ – эквивалентная длина волны $1 \text{ эВ} = 1,24 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

B – магнитная индукция $1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Вб/м}^2$.

$1 \text{ гамма} = 10^{-5} \text{ Гс}$.

АЕ – астрономическая единица $1 \text{ АЕ} = 1,496 \cdot 10^{11} \text{ м}$.

световой год $1 \text{ сг} = 9,461 \cdot 10^{15} \text{ м}$.

11. Десятичные приставки

Таблица П 5

Обозначение	Величина	Приставка
Э	10^{18}	экса
П	10^{15}	пета
Т	10^{12}	тера
Г	10^9	гига
М	10^6	мега
к	10^3	кило
г	10^2	гекто
да	10^1	дека
д	10^{-1}	деци
с	10^{-2}	санти
м	10^{-3}	милли
мк	10^{-6}	микро
н	10^{-9}	нано
п	10^{-12}	пико
ф	10^{-15}	фемто
а	10^{-18}	атто

12. Эффективные сечения неупругого взаимодействия для различных ядерных мишеней, мб

Таблица П 6

Им-пульс ГэВ/с	Час-ти-ца	Li A=7	C A=12	Al A=27	Cu A=63,5	Sn A=119	Pb A=207	σ_0	α
60	π^+	113 ± 3	169 ± 5	324 ± 10	625 ± 19	989 ± 30	1478 ± 44	25,86 ± 1	0,762 ± 0,01
60	p	154 ± 5	222 ± 7	409 ± 12	764 ± 23	1179 ± 35	1730 ± 52	37,99 ± 1,4	0,719 ± 0,01
	\bar{p}	170 ± 5	242 ± 7	439 ± 13	794 ± 24	1218 ± 38	1805 ± 56	43,50 ± 1,7	0,698 ± 0,01
200	K^+	99 ± 3	150 ± 5	293 ± 9	578 ± 18	902 ± 28	1401 ± 44	21,89 ± 0,8	0,72 ± 0,01
«	π^+	114 ± 3	171 ± 5	325 ± 10	629 ± 19	1001 ± 30	1485 ± 45	26,08 ± 1,0	0,762 ± 0,01
«	π^-	113 ± 3	170 ± 5	325 ± 10	625 ± 19	986 ± 30	1467 ± 44	26,17 ± 1,0	0,759 ± 0,01
«	p	156 ± 5	225 ± 7	416 ± 12	774 ± 23	1199 ± 36	1765 ± 53	38,52 ± 1,5	0,719 ± 0,01
«	\bar{p}	163 ± 5	236 ± 7	435 ± 14	772 ± 24	1239 ± 40	1793 ± 58	41,80 ± 1,6	0,710 ± 0,01
280	K^+	101 ± 3	153 ± 5	288 ± 10	567 ± 19	923 ± 33	1377 ± 50	22,26 ± 0,9	0,775 ± 0,01
«	K^-	104 ± 3	157 ± 5	296 ± 10	578 ± 19	909 ± 32	1430 ± 50	23,21 ± 0,9	0,771 ± 0,01
«	π^+	115 ± 4	171 ± 5	328 ± 10	612 ± 19	980 ± 31	1447 ± 47	26,93 ± 1,0	0,751 ± 0,01
«	π^-	114 ± 3	171 ± 5	326 ± 10	624 ± 19	986 ± 3	1460 ± 44	26,57 ± 1,0	0,755 ± 0,01
«	p	156 ± 5	225 ± 7	415 ± 12	769 ± 23	1194 ± 36	1752 ± 53	38,59 ± 1,5	0,718 ± 0,01
«	\bar{p}	1166 ± 6	239 ± 8	422 ± 15	782 ± 29	1236 ± 51	1856 ± 77	41,05 ± 1,9	0,713 ± 0,01

Сечение удается аппроксимировать выражением $\sigma(A) = \sigma_0 A^\alpha$.

Пробег для неупругого взаимодействия (E ~ 100 ГэВ)

Ядро	Пробег взаимодействия λ_n , г/см ²	Пробег поглощения L_n , г/см ²
протон	50,8 ($\sigma = 29 \cdot 10^{-27} \text{см}^2$)	62
α	13,6 ($\sigma = 10,93 \cdot 10^{-26} \text{см}^2$)	14
Fe	2-2,5 ($\sigma = (5,5-8) \cdot 10^{-25} \text{см}^2$)	2,7

13. Сечение образования легких ядер при фрагментации различных ядер при энергии в десятки ГэВ на протонах (мбарн)

Таблица П 7

Ядро-продукт	Первичное ядро					
	¹² C	¹⁶ O	²⁰ Ne	²⁴ Mg	²⁸ Si	⁵⁶ Fe
⁶ Li	7	14	12	13	12	30
⁷ Li	6	14	11	11	11	20
⁷ Be	10	11	10	10	10	8,5
⁹ Be	6	3,7	3	3	3	5
¹⁰ Be	3,5	1,0	1,9	2	1,9	4
¹⁰ B	14	12	9	8	7	7
¹¹ B	51	25	18	15	12	9

14. Сечение взаимодействия ядра A₁ с ядром A₂

описывается эмпирической формулой ($A \geq 16$)

$$\sigma(A_1, A_2) = \pi r_0^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3} - b)^2.$$

$$r_0 = 1,2 \text{ ферми } b = -0,2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 1,56.$$

15. Некоторые свойства электромагнитных взаимодействий

а) Интенсивность и пороговая энергия излучения Вавилова-Черенкова в газах

Таблица П 8

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

Ионизационные потери энергии однозарядных релятивистских частиц

Таблица П 9

Вещество	Воздух	Алюминий	Железо	Свинец
dE/dx , МэВ см ² /г	1,8	1,65	1,5	1,2

б) Потери энергии ядер в z^2 раз больше

в) Потери энергии мюонов

Мюоны теряют энергию на тормозное излучение, образование e^+e^- -пар и фотоядерные взаимодействия. Суммарные потери можно представить в виде

$$-dE/dx = a + c \ln(W_{\text{макс}}/mc^2) + (b_e + b_p + b_n)E,$$

где b_e , b_p , b_n – коэффициенты, учитывающие тормозное излучение, образование e^+e^- -пар и ядерные взаимодействия соответственно; $W_{\text{макс}}$ – максимальная энергия, которую мюон может передать δ -электронам. Первые два члена обозначают ионизационные потери. Коэффициент b_e изменяется от 1,32 до 1,83 см²/г при изменении энергии от 100 ГэВ до 20 ТэВ; b_p – от 1,6 до 2,4 см²/г; b_n – от 0,27 до 0,31 см²/г.

г) При близких столкновениях заряженных частиц с атомами отрываемым от атомов электронам передается значительная энергия. Такие электроны называют δ -электронами. Вероятность образования δ -электрона с энергией E определяется формулой

$$P(E)dE = QdE/E^2;$$

$Q = 0,15Zz^2x/A$ МэВ, где Z и A – параметры ядра-мишени, z – заряд налетающей частицы, x – толщина слоя вещества.

Предметный указатель

A

AGASA 71, 84, 102, 103, 109, 240

C

CORSIKA 81, 84, 260

D

d-электроны 98, 405

G

g-барстеры 167, 170

g-всплески 170, 173, 174, 190

H

HERA 67

J

JACEE 125

K

KASCADE 84, 103, 240, 256

M

MACHO 197, 198

R

RUNJOB 125, 126, 255

S

SNO 121, 439

STAC 66, 121

SUGAR 102, 103, 106, 240

W

WIMP 102, 201

A

Азимутальная асимметрия 29

Акено 109, 110, 111, 114

АМАНДА 59, 186, 187, 440

Арагац 35, 122, 406

Атмосферные вариации 329

адиабатические инварианты 396

адронные модели 81

азимутальный эффект 31

аккреция 154, 177, 178, 179
альвеновская поверхность 178
альвеновский радиус 178
анизотропия 70, 181, 247, 326, 344
аннигиляция 98, 99, 166, 169, 212
аномальная компонента 352
аномальное космическое излучение 352
атмосферные вариации 326, 328
атмосферные нейтрино 430, 435

Б

Баксан 117, 186
Баксанская станция 117, 189
Большой Взрыв 149, 160, 167, 211, 213, 215, 218, 225, 226
Бразильская магнитная аномалия 382, 384, 388, 393
баксанской станции 118
безазорные магниты 85
белые карлики 52, 143, 146, 147, 196, 199

В

Валарта 24
Вирго 345
Волкано Рэнч 71, 102, 103, 104
Восточный Памир 58, 71, 88
Вселенная 132, 158, 175, 197, 214, 218, 220, 221, 222, 224, 225, 226, 227, 228
Второй адиабатический инвариант 375, 376
вырожденные фермионы 52
высокоскоростные потоки 316, 319, 320, 321, 340
вариации интенсивности 326
вариация 326, 328
вариация 11-летняя 333
вариация 27-дневная 333
волны Альвена 340
время жизни 199, 240, 241, 242, 244, 253, 276
время колебаний 375
вспышки сверхновой 177, 189
вторичные компоненты 402
второй радиационный пояс 366

Г

Галактика 21, 133, 135, 136
Геомагнитный порог 328
ГЭК-отсечка 187, 238
Гран-Сассо 445
гелиопауза 326

гелиосфера 315
геомагнитный полюс 21
геомагнитный экватор 21, 33
геотрон 458
гетерогенные калориметры 59
главная последовательность 139, 142, 147, 152, 157, 174
глубина максимума 84, 94, 95
гомогенные калориметры 59
горизонт события 134, 151, 153, 158
гравитационный коллапс 149
грэй 454, 455

Δ

Дева 134
Диаграмма Герцшпрунга–Рассела 147, 148, 157
Диссипация энергии 60
ДЮМАНД 124, 186
длина осцилляций 429
долгоживущие потоки 339
долготный эффект 35

З

Земля 21, 22, 23, 24, 35, 55, 315, 357, 358, 369
закон Хаббла 158
запаздывающие частицы 74
запасы воды 450, 451
запрещенные направления 29
заряженные токи 184
звездное время 345
звездно-суточные вариации 329
зеemanовское расщепление 143
зиверт 455, 456
зюсс-эффект 307

И

Интегральная кратность 328, 332
История космических лучей 300, 301
излом спектра 88
излучение Вавилова–Черенкова 72
изотоп ^{10}Be 254
интенсивные потоки 320
ионизационный калориметр 56, 58, 68, 73, 128, 255, 445
ионизационные камеры 59, 327, 379
ионизационные потери 64
ионизационное свечение 72, 92, 93
ионизация 55, 56, 57, 58, 61, 62, 379, 385

испарительные протоны 65
исследование метеоритов 309
источники протонов 395

К

Калориметрический подход 55
Коперник 141
Коэффициент модуляции 347
Крабовидная туманность 152, 153, 155, 271, 278
камера Вильсона 20, 21, 35, 422
кварзары 135, 159, 167, 176, 187, 204, 277
кварковые «самородки» 204
кластер галактик 133, 134
коллайдер 65, 82, 124, 198, 201, 266, 425
коллапс 119, 144, 149, 151, 152, 153, 156, 189, 190, 209, 215, 430, 436
компактные остатки 142, 143, 146
компенсационные калориметры 66
конус Штермера 24
корональные выбросы 320
корональные дыры 319, 320
коротирующий 339, 340
космологический принцип 133, 160
коэффициент анизотропии 345, 347
коэффициент Комптона–Геттингга 347
коэффициент компрессии 292
красные гиганты 147, 157
красное смещение 158, 160, 173, 211
кратковременные потоки 316, 320
критическая плотность 139, 151

Л

Лебедь X-1 154
Леметр 24
Лоренц-фактор 240
Лос Аламос 440
лавинная единица 57, 58
ларморовский радиус 343, 371, 372, 394
линзовидные галактики 135
лоренц-инвариантность 245
лоренц-фактор 239, 242

М

МАКРО 122, 439
Магеллановы Облака 154, 188
Магнитные спектрометры 35, 379, 420
Магнитная жесткость 20

- Местный Суперкластер 134
Метагалактика 21, 132, 133, 134, 139, 140, 147, 149, 151, 154, 155, 158
Метагалактики 134
Метод ископаемых треков 311
Механизм 11-летних вариации 351
Механизм Ферми второго порядка 283
Механизм Ферми первого рода 295
Млечный Путь 133, 134, 136, 194, 278, 279
Мушиный глаз 72, 95, 97, 108, 109
магнитный диполь 366
магнитное поле 20, 21, 35, 100, 101, 102, 143, 144, 145, 178
магнитопауза 368, 369, 370
магнитосферы пульсаров 283
магнитосфера 153, 176
масштабная инвариантность 414
маундеровский минимум 307, 308, 330, 331
международный геофизический год 331
межзвездный газ 136, 141, 142, 276, 325
межзвездная пыль 141, 195
межзвездная среда 141, 291, 298
метод Монте-Карло 81
механизм статистического ускорения 285
механизм Ферми 283, 284, 285, 295
механизм форбуш-понижений 351
микроволновое излучение 218, 224
микроволновое фонового излучения 71, 179, 180, 183, 218, 245
микролинзирование 197, 198
модель «одного источника» 263
модель с гало 275
мольеровские единицы 79
монополи 195, 199, 246
мюонные антинейтрино 440
мюонные нейтрино 117

Н

- НКГ 79, 80, 83, 84
Нор-Амберде 123
нейтралينو 202, 203, 205, 206, 207, 209
нейтринные планеты 447
нейтрино 55, 59, 60, 61, 66, 68, 117, 118, 121, 122, 124, 141, 156, 184,
185, 186, 187, 188, 190, 195, 200, 201, 203, 205, 212, 245, 247, 315,
361, 402, 404, 410, 419, 427, 428, 429, 430, 431
нейтроны «серые» 65
нейтронизация 152, 156, 188, 430
нейтронные звезды 152, 156, 166, 172, 196

нейтронные мониторы 327, 328
неправильные галактики 135, 142
нитраты 302
нитратный метод 312, 313
нуклеосинтез 165, 213, 363
нулевая линия 370

О

Обратное комптоновское рассеивание 169
область захвата 366, 367, 370, 382, 388
остатки сверхновых 142, 177, 248
осцилляции нейтрино 118, 427, 429, 433, 440, 443, 445

П

Памир 57, 58, 71, 88, 91, 122, 124, 402, 426
Первый адиабатический инвариант 372
Переходные эффекты 62
Приближение Альвена 370
Протвино 66
парадокс Ольберса 158, 159
параметр фрагментации 287
переполюсовка 301, 330, 333
переходный слой 370
плазменный турбулентный ускоритель 296
планковская длина 222
планковский масштаб 132
плащаница 309
плотность вещества 139, 140, 157
плотность плазмы 148, 317, 370
позитроны 98, 166, 183, 269, 270
положение максимума 61, 75, 93, 94, 95, 96, 97, 261
поляризация света 142
поперечный ток 102
поперечный электрический ток 101
постоянная Хаббла 139, 140, 158, 159
предел Оппенгеймера–Волкова 151
предел Чандрасекара 150
предельные импульсы 31
принцип Паули 52, 146, 149
пробег взаимодействия 59, 242, 415
пробег поглощения 122, 414
пространственное распределение 75, 77, 78, 80, 81, 85, 90, 92, 140, 163, 164, 205, 382, 386, 440
протоны «серые» 65
пульсар 152, 153, 163, 169, 177, 179, 283, 296, 297, 298

Р**РАНЖОБ 250**

- равновесная мягкая компонента 405
- радиальная составляющая 25
- радиационная единица длины 79, 97
- радиационной единицы 61
- радиоизлучение 72, 98, 99, 100, 102, 135, 298, 338
- радиолинии $l = 21$ см 143
- радиопульсар 153
- радиоуглерод 301, 302
- радиоуглеродный метод 304, 307, 309, 312
- радиус Шварцшильда 153
- раздувание 219, 220, 221, 222, 223, 226, 227, 229
- размер ливня 77
- разрешенные зоны 23, 367, 375
- распады 81, 166, 431, 442
- распадный пробег 61, 406
- расщепления ядра 60, 65, 66
- реликтовые нейтрино 183, 200
- реликтовое излучение 71, 167, 180, 181, 182, 183, 187, 211, 215, 218, 222, 223, 227, 228, 238, 363
- рентгеновские источники 154, 171, 175
- рентгеноэмульсионные камеры 85, 420, 421, 426
- ротационные кривые 192, 194

С

- Сатурн 21, 367, 399
- Сверхновые II типа 156
- Скейлинговая модель 83
- Скрытая масса 192
- СОКОЛ 127, 255
- Стандартная модель 211, 222
- Стандартная Солнечная Модель 122
- Старфиш 389
- Судан 206, 445
- Суперкамиоканде 59, 119
- сверхнов в 142
- сверхновые 142, 149, 154, 155, 156
- светимость 135, 147, 155, 157, 159, 173, 315
- световой поток 147
- сила Лоренца 20
- синхротронное излучение 142, 153, 168, 269, 270, 271
- скейлинг 413, 416
- скейлинговая ФПР 84
- скрытая масса 140, 192, 202
- смешивание 427, 428

солнечный ветер 142, 315, 316, 317, 319, 321, 324, 325, 348, 383
солнечные вспышки 167, 338, 358
солнечные космические лучи 338, 357, 358, 359, 362
солнечные нейтрино 430, 433, 444
солнечно-суточные вариации 326, 335
спектр плотностей 74, 75
спираль Архимеда 321, 339
спиральные галактики 192, 195
спиральность 184, 185
стохастический 344
стринги 124
структура Метагалактики 133
суперкластеры 134
суперсимметричные частицы 195, 199, 201

Т

Теорема Лиувилля 23, 232, 233
Теория Штермера 23
Тибет 103, 111, 113
тангенциальная составляющая 25
таххионы 74
темная материя 192, 195, 196, 199
темная энергия 192, 195, 207, 209
теореме о вириале 146, 194
термоядерная реакция 148, 149, 151, 157, 197, 251, 427, 430
топологические дефекты 203, 212
тормозное излучение 163, 168, 419
третий советский спутник 366
туманность Андромеды 136, 145
туманности 133, 142, 152, 153, 155, 278
тяжелые нейтрино 199, 201

У

ударные волны 291, 295, 298, 317, 323, 340
ударная волна 102, 295, 296, 320, 321, 323, 325, 339, 340, 343, 369, 370
удельная ионизация 64, 455
уравнение диффузии 286

Ф

ФПР 78, 83, 84
файербол 160, 167, 190, 215
фазовая когерентность 99
фазово-когерентный 100
флэтность 218
фоновое излучение 179
фрактальный 144, 248, 261, 263, 286

Х

Хаве 71

Хавера Парк 71, 105, 106, 113

хаббловский радиус 151

химический состав космического излучения 253, 254, 274, 425

Ц

ЦЕРН 66, 183, 425, 445

Ч

черенковское излучение 86, 87, 88, 89, 90, 92, 97, 101, 113

черные дыры 143, 146, 154, 166, 172, 196, 199

число Маха 325

Ш

ШАЛ 70, 71, 72, 78, 81, 84, 85, 86, 87, 88, 89, 94, 97, 98, 103, 107, 108, 111, 115, 240, 246, 247, 255, 264

штер мер 26

Штермер 23, 24

шаровое скопление 135, 140

Э

Эксперименты «Аргус» и «Старфиш» 389

эдингтоновский предел 147

экваториальную плоскость 25, 31

электроны в радиационном поясе 387

электронные антинейтрино 118, 440

электронные нейтрино 439

эллиптические галактики 135, 142

эмульсионные 111, 124, 125, 255

эффект Комптона–Геттинга 345

эффект Форбуша 336, 337

эффекта Комптона 99

Ю

Юнгфрау 123

Юпитер 21, 332, 335, 357, 367, 380

Я

Якутск 71, 90, 94, 98, 103, 107, 114, 240, 241

ядерный пробег 57, 61

ядерный синтез 168, 213, 290

ядерная компонента радиационного пояса 382

Содержание

Предисловие к четвертому изданию	5
Из предисловия к третьему изданию	8
Из предисловия ко второму изданию	10
Введение	11
§ В.1. Наука о космических лучах как самостоятельная отрасль физики	11
§ В.2. Что измеряют в опытах с космическими лучами	14
§ В.4. Теорема Лиувилля	17

ЧАСТЬ I.

Космические лучи и методы их изучения

ГЛАВА 1. Движение частиц в магнитном поле	20
§ 1.1. Магнитная жесткость и определение импульса заряженных частиц	20
§ 1.2. Движение частиц в магнитном поле Земли	21
§ 1.3. Некоторые практические применения теории	33
§ 1.4. Магнитные измерения в наземных экспериментах	35

ГЛАВА 2. Кинематические методы измерения энергии столкновения	37
§ 2.1. Кинематика столкновения релятивистских частиц	37
§ 2.2. Экспериментальное определение характеристик столкновений	40
§ 2.3. Особенности измерений в космических экспериментах	44
§ 2.4. Описание взаимодействий	50
ГЛАВА 3. Калориметрические методы измерения энергии	55
§ 3.1. Первые измерения в атмосфере Земли	55
§ 3.2. Процессы диссипации энергии в калориметре	60
§ 3.3. Вычисление энергии, выделившейся в калориметре	64
§ 3.4. Заключение	68
ГЛАВА 4. Методы исследования космического излучения	69
§ 4.1. Введение	69
§ 4.2. Что такое ШАЛ?	72
§ 4.3. Измеряемые параметры ливня	74
§ 4.4. Пространственное распределение частиц в ливнях	78
§ 4.5. Энергетические свойства ШАЛ	85
§ 4.6. Черенковское излучение ШАЛ	86
§ 4.7. Ионизационное свечение	92
§ 4.8. Радиоизлучение ШАЛ	97
§ 4.9. Крупнейшие комплексные установки для изучения космического излучения при высоких энергиях	102
§ 4.10. Заключение	114
ГЛАВА 5. Подземные, глубоководные и космические лаборатории	117
§ 5.1. Введение	117
§ 5.2. Примеры подземных лабораторий	117

§ 5.3. Высокогорные станции и эксперименты, проводимые на высоте гор	122
§ 5.4. Глубоководные исследования	124
§ 5.5. Баллонные эксперименты	125
§ 5.6. Использование спутников и межпланетных станций	127

ЧАСТЬ II. Глубины Космоса

ГЛАВА 6. Вселенная	132
§ 6.1. Что такое Вселенная. Определение (Общеобразовательное введение)	132
§ 6.2. Наша Галактика	136
§ 6.3. Плотность вещества в Метагалактике	139
§ 6.4. Из чего состоит Метагалактика?	141
§ 6.5. Звезды	145
§ 6.6. Как умирают звезды	149
§ 6.7. Расширение Метагалактики	158
ГЛАВА 7. Электромагнитные излучения	161
§ 7.1. Разнообразие электромагнитных излучений	161
§ 7.2. Метагалактика в γ -лучах	161
§ 7.3. Космические γ -всплески	170
§ 7.4. Метагалактика в рентгеновских лучах	175
§ 7.5. Космическая фоновая радиация	179
ГЛАВА 8. Метагалактика в «нейтринном свете»	183
§ 8.1. Поиск стационарных источников	183
§ 8.2. Несколько слов о свойствах нейтрино	184
§ 8.3. Методы регистрации нейтрино	186
§ 8.4. Нестационарные потоки нейтрино	188
§ 8.5. Регистрация антигалактик	190
ГЛАВА 9. Темная материя и темная энергия	192
§ 9.1. Скрытая масса	192
§ 9.2. Свидетельства существования темной материи	192
§ 9.3. Состав темной материи	195

§ 9.4. Экзотические объяснения	201
§ 9.5. Экспериментальный поиск темной материи ...	205
§ 9.6. Темная энергия	207
ГЛАВА 10. Попытки теоретического описания строения Метагалактики	211
§ 10.1. Стандартная модель	211
§ 10.2. Неприятности	215
§ 10.3. Три проблемы	216
§ 10.4. Откуда все взялось?	219
 ЧАСТЬ III. Космическое излучение	
ГЛАВА 11. Посланцы Космоса	232
§ 11.1. Геомагнитные исследования первичного космического излучения	232
§ 11.2. Общий взгляд на спектр	236
§ 11.3. Ядерный состав космического излучения	249
§ 11.4. Электроны в первичном космическом излучении	269
ГЛАВА 12. Происхождение космических лучей	273
§ 12.1. Основные вопросы	273
§ 12.2. Возможные источники космических лучей ...	276
§ 12.3. Природа степенного спектра космических частиц	281
§ 12.4. Прохождение космического излучения через межзвездное пространство	286
§ 12.5. Источники	289
§ 12.6. Заключение	298
ГЛАВА 13. История космических лучей	300
§ 13.1. Постановка проблемы	300
§ 13.2. Методы исследования космической радиации в отдаленные эпохи	301
§ 13.3. Метод ископаемых треков	311
§ 13.4. Заключение	314

ГЛАВА 14. Космические лучи в гелиосфере	315
§ 14.1. Гелиосфера	315
§ 14.2. Вариации интенсивности космических лучей .	326
§ 14.3. Основные типы вариаций	330
§ 14.4. Непериодические вариации	336
§ 14.5. Причины возникновения вариаций космических лучей	339
§ 14.6. Взаимодействие космических частиц с магнитными неоднородностями и солнечным ветром [8]	342
§ 14.7. Анизотропия космического излучения	344
§ 14.8. Коэффициент модуляции	347
§ 14.9. Механизм форбуш-понижений	351
§ 14.10. Механизм 11-летних вариации	351
§ 14.11. Аномальная компонента в гелиосфере	352
§ 14.12. Солнечные космические лучи	357
§ 14.13. Ускорение солнечных космических частиц . .	361
ГЛАВА 15. Захваченное космическое излучение . . .	364
§ 15.1. Радиационные пояса Земли [1, 2, 5]	364
§ 15.2. Приборы для изучения радиационных поясов [8]	378
§ 15.3. Экспериментальное исследование радиационных поясов	381
§ 15.4. Вариации радиационных поясов Земли и источники частиц	390
§ 15.5. Происхождение электронов в радиационных поясах	397
§ 15.6. Радиационные пояса Юпитера	398
ГЛАВА 16. Прохождение космического излучения через атмосферу	401
§ 16.1. Свойства атмосферы	401
§ 16.2. Качественная картина прохождения космических лучей через атмосферу	402
§ 16.3. Исследование адронов в глубине атмосферы . .	405
§ 16.4. Ядерно-каскадный процесс в атмосфере	410
§ 16.5. Пионы в атмосфере	415
§ 16.6. Мюоны	417

§ 16.7. Результаты экспериментов по изучению мюонов	421
§ 16.8. Электронно-фотонная компонента	425
§ 16.9. Нейтрино	427
§16.10. Атмосферные нейтрино	435
§ 16.11. Заключение	445
ГЛАВА 17. Прикладное значение космических лучей	449
§ 17.1. Введение	449
§ 17.2. Дистанционные методы измерения влагозапасов	450
§ 17.3. Полеты высотной авиации	454
§ 17.4. Земная томография	458
§ 17.5. Заключение	460
Приложения	462
Предметный указатель	473