

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.165

## О ПРОИСХОЖДЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ (Некоторые вопросы астрофизики высоких энергий)\*

В. Л. Гинзбург, В. С. Птушкин

### СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение . . . . .	585
2.	Общие сведения и исходные соотношения . . . . .	587
	а) На какие вопросы нужно ответить? Основные модели происхождения космических лучей (587). б) Используемые величины и краткая сводка данных о космических лучах у Земли (590). в) Основные уравнения описывающие распространение космических лучей в Галактике (594).	
3.	Распространение ядерной компоненты космических лучей . . . . .	598
	а) Трансформация химического состава ядер в однородной модели (598). б) Диффузионная модель (стабильные ядра) (603). в) Радиоактивные ядра и возраст космических лучей в Галактике (610). г) Об анизотропии космических лучей (614).	
4.	Электронная компонента космических лучей и радиоизлучение Галактики	617
	а) Распространение электронов космических лучей в Галактике (617). б) Неполное галактическое радиоизлучение (621).	
5.	Космические лучи и гамма-астрономия . . . . .	624
6.	О характере движения космических лучей в Галактике. Роль плазменных эффектов . . . . .	628
	а) Движение космических лучей в межзвездных магнитных полях (628). б) О коллективных (плазменных) эффектах (631).	
7.	Заключительные замечания . . . . .	632
	Цитированная литература . . . . .	634

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что космические лучи были открыты более полу столетия назад, вопрос об их происхождении стал реальной астрофизической проблемой лишь значительно позже — после того как в 1948 г. в составе космических лучей были обнаружены атомные ядра (правда, еще до этого была выяснена доминирующая роль протонной компоненты) и в 1950—1951 гг. стала ясна синхротронная природа значительной части космического радиоизлучения. По последней причине появилась возможность получать сведения об электронной компоненте космических лучей вдали от Земли. В результате сочетания радиоастрономического метода с исследованиями первичных космических лучей у Земли и родилась астрофизика космических лучей, или, как сейчас чаще говорят, астрофизика высоких энергий (впрочем, последний термин шире, так как сюда относят также рентгеновскую и гамма-астрономию, в то время как космическими лучами принято называть только заряженные космические частицы с достаточно высокой энергией).

Выдающиеся достижения и открытия, прямо или косвенно связанные с развитием астрофизики высоких энергий, общеизвестны. Достаточно

\* ) Статья одновременно публикуется на английском языке в журнале «Reviews of Modern Physics».

напомнить, что излучение радиогалактик, квазаров и пульсаров в значительной мере, а иногда и полностью, обязано своим появлением релятивистским или субрелятивистским частицам. На этом ярком фоне возникшая ранее проблема происхождения космических лучей, наблюдаемых у Земли, не только стала некоторым частным аспектом более общего круга вопросов об ускорении, распространении и различных проявлениях релятивистских частиц в космосе, но и остается в известном смысле менее исследованной. Последнее объясняется, с одной стороны, тем, что изучение нашей Галактики с Земли в ряде отношений (например, при решении вопроса о форме и других характеристиках радиогало) значительно труднее, чем исследование строения некоторых других галактик. С другой стороны, и требования, предъявляемые при изучении космических лучей в Галактике, совсем иные, чем в случае других галактик и квазаров, когда мы довольствуемся лишь сведениями о релятивистских электронах, а об основной (по всей вероятности) протонно-ядерной компоненте судим только с помощью дополнительных, в значительной мере произвольных гипотез.

В настоящей статье мы будем в явном виде обсуждать только проблему происхождения космических лучей, наблюдаемых у Земли, хотя ряд приводимых результатов может, разумеется, использоваться и в других случаях. При этом не будем касаться космических лучей солнечного происхождения и, говоря для краткости просто о происхождении космических лучей, имеем в виду только космические лучи, приходящие в Солнечную систему из межзвездного пространства и вообще космические лучи, заполняющие Галактику.

С развитием представлений о происхождении космических лучей удобно познакомиться по оригинальным статьям, собранным вместе<sup>1</sup>, по монографиям<sup>2, 3</sup> и, наконец, по материалам дискуссии, проводившейся в Лондонском Королевском обществе в 1974 г.<sup>4</sup>

За десять лет, прошедших после появления книги<sup>2</sup>, которая по понятной причине служила нам отправным пунктом (ниже цитируется как ГС), в области происхождения космических лучей было сделано одновременно и очень много и сравнительно мало. Действительно, появилось очень много новых результатов, касающихся первичных космических лучей — протонов, ядер, электронов, и, в меньшей мере, позитронов. Родились и приносят все больше данных рентгеновская и гамма-астрономия. Но все еще остаются без ответа многие, в том числе основные вопросы, связанные с дискутируемой проблемой. Таковы вопросы о параметрах радиогало Галактики, о характерном времени жизни галактических космических лучей и вообще о выборе самой модели, описывающей наблюдения. Достаточно сказать, что даже метagalacticкие модели происхождения основной части космических лучей, наблюдаемых у Земли, еще имеют своих сторонников.

В такой ситуации нам не представляется своевременной попытка подвести какие-то итоги или даже сделать общий обзор имеющегося материала. К тому же это потребовало бы по меньшей мере обширной монографии. Соответственно, цель настоящей статьи значительно уже. Кратко напомнив некоторые факты и обрисовав общее положение вещей (гл. 2), мы сосредоточили внимание на изложении методов и моделей, служащих для интерпретации данных о химическом составе космических лучей (гл. 3) и об их электронно-позитронной компоненте (гл. 4; здесь речь идет и об использовании радиоастрономической информации). Затем мы кратко остановимся на гамма-астрономическом методе (гл. 5) и на обсуждении характера движения космических лучей, а также плазменных эффектах в астрофизике космических лучей (гл. 6), после чего закончим

статью несколькими общими замечаниями (гл. 7). Во многих статьях, появившихся в последнее десятилетие, не только многократно повторялись давно известные расчеты, но, что более существенно, повторялись и старые ошибки и делались некоторые неверные выводы. Именно поэтому, как мы надеемся, ниже следующее сопоставление и достаточно подробное изложение части упомянутого выше материала может оказаться полезным для дальнейших исследований в области происхождения космических лучей.

## 2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ И ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

а) На какие вопросы нужно ответить?

Основные модели  
происхождения космических лучей

Решение проблемы происхождения основной части космических лучей, наблюдаемых у Земли, связано с ответом на следующие вопросы.

1) Какова область вокруг Солнечной системы, в которой захвачены космические лучи? Здесь имеется в виду район, в котором параметры, характеризующие космические лучи, примерно такие же, как у Земли (влияние земного магнитного поля и солнечного ветра не рассматривается, или, другими словами, речь идет о космических лучах на периферии Солнечной системы). В терминах важнейшего параметра — плотности энергии космических лучей  $w_{cr}$  — это значит, что рассматривается область, в которой

$$w_{cr} \sim w_G \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3. \quad (2.1)$$

По всей вероятности, область захвата не имеет четкой и резкой границы. Поэтому, учитывая возможные неоднородности в распределении космических лучей, поставленный вопрос в более полной форме относится к установлению зависимости  $w_{cr}$  и других параметров от галактических координат.

2) Каковы основные источники космических лучей в области захвата? Каковы различные характеристики этих источников?

3) Как космические лучи движутся (распространяются) в межзвездном, а частично и в межгалактическом пространстве?

Объяснить нужно, в частности, особенности химического состава космических лучей, связанные с их движением от источников (а по сути дела, и в самих источниках). Объяснить нужно и высокую степень изотропии наблюдаемых первичных космических лучей. При этом возникает целый ряд проблем, еще далеко не выясненных. Упомянем о необходимости установить границы применимости широко используемого диффузионного приближения для описания распространения космических лучей в межзвездных и других встречающихся в космосе магнитных полях. Выяснению подлежит также роль плазменных эффектов, особенно с точки зрения изотропизации космических лучей и т. д. и т. п.

4) Каковы механизмы ускорения и различные иные процессы в источниках космических лучей?

Правда, этот важный вопрос можно в некотором приближении (или, лучше сказать, при некоторых предположениях) достаточно четко отделить от других. Конкретно, если указать основные источники космических лучей, а тем самым и их пространственное распределение, а также задаться мощностью и спектром космических лучей, испускаемых источниками, то проблема происхождения космических лучей как бы разделяется на внешнюю и внутреннюю (теорию источников).

5) Электронная компонента космических лучей (точнее, их электронно-позитронная компонента) по интенсивности и плотности энергии составляет лишь часть порядка процента от основной, протонно-ядерной компоненты (кстати сказать, когда мы без дальнейших пояснений говорим о космических лучах, то имеем в виду именно протонно-ядерную их компоненту). Однако именно электронная компонента является источником синхротронного излучения, в силу чего может изучаться и вдали от Земли главным образом радиоастрономическим методом. Область захвата и источники электронной компоненты вовсе не обязаны, по крайней мере логически, совпадать с областью захвата и источниками протонно-ядерной компоненты. Условия распространения электронной компоненты (это можно не только предполагать, но и утверждать) отличны от условий распространения протонов и ядер, поскольку релятивистские электроны (и позитроны) претерпевают несравненно более значительные синхротронные и комптоновские потери энергии. Механизм ускорения электронов также может отличаться от механизма ускорения или каких-то его особенностей для протонов и ядер. Наконец, нужно упомянуть о том, что позитронная компонента, по всей вероятности, полностью является вторичной, т. е. генерируется космическими лучами (протонами и ядрами) в межзвездной среде и, возможно, в источниках. Все это и заставляет выделить вопрос о происхождении электронно-позитронной компоненты и, конкретно, упомянутые вопросы 1—4 в применении к этой компоненте.

Все перечисленные вопросы в той или иной мере связаны между собой и, кроме того, можно было бы указать и на другие задачи или как-то иначе сформулировать сказанное. В силу очевидной условности почти любого подобного деления или классификации вряд ли есть нужда подробнее обсуждать эту сторону дела.

Самым существенным элементом на пути ответа на поставленные вопросы является выбор модели происхождения космических лучей (чаще говорят о теориях происхождения космических лучей, но термин теория здесь явно мало удачен). Основная альтернатива состоит в выборе между галактическими и метагалактическими моделями (как ясно уже из названия, речь идет о том, образуются ли наблюдаемые у Земли космические лучи в основном в Галактике или же вне ее — в Метагалактике). Второй этап — это разделение метагалактических моделей на универсальную (или квазиоднородную) и локальные модели. Галактические же модели делятся в первую очередь на модели с гало и дисковые модели. Для краткости некоторые основные черты моделей этих четырех типов сопоставлены в табл. I. Разумеется, можно придумать также много других моделей промежуточного типа (например, «дисковую» модель с  $h \sim 10^{22}$  см, которая уже неотличима от модели с уплощенным гало), моделей с различными областями захвата для протонов и ядер и т. п. Особо нужно отметить, что все модели, упомянутые в табл. I, мы считаем квазистационарными, т. е. их параметры мало изменяющимися за характерное галактическое время  $T_G \gg 10^9$  лет. Для такого предположения имеются основания, хотя оно и не может считаться строго доказанным.

Как нам представляется, на данном этапе наиболее целесообразно ограничиться рассмотрением моделей, указанных в табл. I. Впрочем, при различных расчетах, приводимых ниже, некоторые модели будут конкретизированы, а иногда и идеализированы (гл. 3—4). Вопрос о выборе модели адекватной действительности, разумеется, еще не решен, иначе мы не перечисляли бы различные возможности, обсуждающиеся в литературе. Но это не значит, что мы считаем перечисленные модели равноправными. Напротив, как и в ГС, мы считаем наиболее вероятной галактическую модель со сверхновыми звездами (и связанными с ними пуль-

Таблица I

## Основные модели происхождения космических лучей

Модели		Область захвата (в этой области $w_{cr} \sim w_G \sim 10^{-12}$ эрг/см <sup>3</sup> )	Основные источники *)
Галактические модели	Модели с гало  Дисковые модели	Квазисферическое гало с радиусом $R_h \sim (3-5) \cdot 10^{22}$ см или уплотненное гало с $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ см и $h \sim 5 \cdot 10^{21}$ см Диск (типа радиодиска) с $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ см (радиус Галактики) и толщиной $h \sim (1-2) \cdot 10^{21}$ см	Сверхновые звезды (в том числе ускорение космических лучей пульсарами). Галактическое ядро (имеется в виду взрывная или непрерывная активность ядра) Звезды разных типов (например, магнитные звезды и, в частности, магнитные белые карлики)
Метагалактические модели	Универсальная (квазиоднородная модель)  Локальные модели	Вся Метагалактика (речь, однако, идет об области с параметром красного смещения $z \leq 5-100$ ) Некоторая область Метагалактики, окружающая Галактику (Местная группа галактик, Местное сверхскопление галактик и т. п.)	Галактики различных типов (в особенности радиогалактики) и квазары

\*) Перечисляются некоторые возможные источники, упоминаемые в литературе, но они стили не рассматриваются нами как равноправные (конкретно, по нашему мнению, основными источниками космических лучей в галактических моделях являются взрывы сверхновых звезд и, в частности, ускорение космических лучей пульсарами, образующимися при этих взрывах).

сарами) в качестве основных источников космических лучей. Поскольку такая модель уже неоднократно обсуждалась (см., в частности, ГС и <sup>5</sup>), то некоторые ее черты, такие, например, как вопрос об энергетическом балансе, ниже затрагиваться не будут. Что касается уточнения области захвата в галактических моделях, то этот вопрос представляется менее определенными и остается спорным. Во всяком случае, мы не видим еще оснований предпочесть дисковую модель, наиболее популярную в литературе последнего времени. Скорее даже наоборот, модель с выраженным гало все еще кажется нам более вероятной. Впрочем, возможность применения термина «вероятность» при обсуждении подобных вопросов сама является спорной. Очевидно, что нужно заниматься не подсчетами этой вероятности, а на основе наблюдений и расчетов выбрать и уточнить соответствующую модель. Сделать это не просто и надежда содействовать выбору модели и ее конкретизации как раз и явилась основным стимулом для написания настоящей статьи (краткое ее резюме см. в <sup>6</sup>).

Метагалактических моделей происхождения космических лучей мы ниже, практически, касаться не будем. Хотя метагалактические модели происхождения основной части протонно-ядерной компоненты космических лучей строго не опровергнуты, они встречаются с весьма серьезными возражениями. Последние недавно были резюмированы в статье <sup>6</sup>, в то время как аргументы в пользу метагалактических моделей можно найти в статье <sup>7</sup>.

б) Используемые величины и краткая сводка данных о космических лучах у Земли

Космическими лучами, как уже было сказано, называют только заряженные частицы (протоны, ядра, электроны и позитроны), причем с достаточно высокой энергией. Конкретно, космическими лучами называют обычно лишь частицы с кинетической энергией  $E_K > 100 \text{ Мэв}$ , а более мягкие, но все еще быстрые, надтепловые частицы именуют субкосмическими лучами.

Основной величиной, которая характеризует космические лучи, является их интенсивность  $I$ . По определению,  $I$  есть отнесенное к единице телесного угла число частиц, проходящих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлению наблюдения. Единицей измерения  $I$  является величина (число частиц)  $\cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ .

Поток частиц сорта  $i$ , для которых интенсивность равна  $I_i$ , есть  $F_{i, \Omega} = \int I_i \cos \theta \, a \, d\Omega$ , где  $\theta$  — угол между нормалью к площадке и направлением скорости частицы, а  $d\Omega$  — элемент телесного угла. Для изотропного излучения поток частиц  $F_i$  из полусферы направлений равен

$$F_i = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_i \cos \theta \sin \theta \, d\theta = \pi I_i. \quad (2.2)$$

Концентрация частиц  $N_i$ , имеющих скорость  $v_i$ , в случае изотропного излучения равна

$$N_i = \frac{4\pi}{v_i} I_i. \quad (2.3)$$

Обычно приходится иметь дело не с моноэнергетическими частицами, а с распределением частиц по энергиям. Основной величиной является при этом спектральная (дифференциальная) интенсивность  $I_i(E)$ , причем  $I_i(E) dE$  есть интенсивность частиц сорта  $i$  в интервале энергий от  $E$  до  $E + dE$ . Интенсивность частиц с полной энергией больше  $E$  (интегральная интенсивность) равна

$$I_i(>E) = \int_E^{\infty} I_i(E) dE. \quad (2.4)$$

Для изотропного распределения частиц с массой  $M_i$

$$N_i(>E) = 4\pi \int_E^{\infty} \frac{I_i(E)}{v} dE, \quad (2.5)$$

$$E = \frac{M_i c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = M_i c^2 + E_K.$$

Плотность кинетической энергии изотропных космических лучей

$$w_i = \int E_K N_i(E) dE = \int \frac{4\pi}{v} E_K I_i(E) dE. \quad (2.6)$$

Для ядер удобно пользоваться не только полной энергией  $E$  или кинетической энергией  $E_K$ , но и полной энергией на нуклон  $\varepsilon = E/A$  или кинетической энергией на нуклон  $\varepsilon_K = E_K/A$ , где  $A$  — массовое число ядра.

Выше использовались выражения, написанные в предположении об изотропности распределения частиц по направлениям. Эти определения

удобны по той причине, что космические лучи у Земли, если исключить влияние земного магнитного поля, в высокой степени изотропны. Однако в некоторых случаях, когда специально интересуются анизотропией, удобно ввести величину, характеризующую степень анизотропии космических лучей. Ее определяют так:

$$\delta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2.7)$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  соответственно максимальная и минимальная интенсивность частиц в зависимости от направления (здесь предполагается, что зависимость  $I(\theta)$  имеет лишь один максимум, скажем, в направлении  $\theta = 0$ ; другими словами, пренебрегается зависимость типа  $I(\theta) = I_0 + I_1 \cos \theta$ , так что  $\delta = I_1/I_0$ ).

Приведем теперь некоторые основные сведения о космических лучах у Земли (имеются в виду космические лучи галактического происхождения).

Необходимо заметить при этом, что энергетический спектр космических лучей при энергиях меньше нескольких десятков  $Gэв$  меняется с изменением солнечной активности. Такой модуляционный эффект увеличивается по мере уменьшения энергии. Даже в минимуме солнечной активности интенсивность космических лучей у Земли при нерелятивистских энергиях существенно меньше, чем за пределами Солнечной системы. Для дальнейшего это обстоятельство не существенно, так как мы в основном будем пользоваться информацией о космических лучах с энергиями  $\epsilon_k \gtrsim 1-3 Gэв/нуклон$ . В этой области энергий влияние солнечной модуляции на спектры частиц и, главное, на относительное обилие ядер, сравнительно мало.

Самыми распространенными элементами в космических лучах являются ядра водорода и гелия. Их энергетические спектры приведены на рис. 1 (см. <sup>8</sup>). Детальная информация о составе более тяжелых ядер космических лучей получена лишь для энергий частиц до  $\epsilon_k < 10 Gэв/нуклон$ . На рис. 2 приведено относительное содержание ядер с энергиями  $1-10 Gэв/нуклон$ , (см. <sup>9</sup>). Для сравнения показан также состав различных элементов в Солнечной системе. Оба распределения нормированы так, чтобы содержание ядер углерода в космических лучах и в Солнечной системе совпадало.

Наиболее существенная черта, характеризующая химический состав и ясная из рис. 2, состоит в присутствии довольно значительного потока легких ядер ( $L$ -ядер, т. е. ядер  $Li$ ,  $Be$ ,  $B$ ), несмотря на их ничтожное количество в среднем в природе. Эта особенность, подтверждающаяся и для других редких ядер (например, ядер  ${}^2H$ ,  ${}^3He$ ,  $F$ ,  $K$ ,  $Sc$ ,  $V$  и др.), свидетельствует о значительной роли трансформации химического состава космических лучей при их распространении в межзвездном пространстве, а возможно, и в источниках (т. е. в области ускорения).

В последние годы появились данные об энергетических спектрах различных типов ядер от водорода до железа в диапазоне энергий до  $\epsilon \sim 100 Gэв/нуклон$  (см. <sup>10</sup>, а также обзор <sup>11</sup>). Прямые измерения интенсивности протонов и ядер гелия проведены до энергий порядка  $\epsilon \sim 10^3 Gэв/нуклон$  (см. рис. 1, где использованы данные <sup>12</sup>). При энергиях выше  $10^4-10^5 Gэв$  спектр находят почти исключительно из данных по широким атмосферным ливням. Из-за различия в методике измерений спектра в различных областях энергий, а также из-за противоречий между экспериментальными результатами различных авторов, трудно установить единый спектр космических лучей во всей области энергий частиц, входящих на Землю (максимальная зарегистрированная энергия составляет примерно  $10^{20} эв$ ; см. обзор <sup>13</sup>). Видимо, для энергий от  $E \sim 10 Gэв$

до  $E \sim 10^6$  Гэв спектр протонов космических лучей имеет степенной вид с постоянным показателем степени, так что  $I_p(E) \propto E^{-\gamma_p}$ , где  $\gamma_p \approx 2,75$ . При энергии  $E \sim 3 \cdot 10^6$  Гэв в спектре наблюдается «излом» — спектр укрущается (подробнее см. <sup>14-15</sup>).

Спектр космических лучей самых высоких энергий по данным различных групп авторов приведен на рис. 3 (см. <sup>13</sup>).

Укрущение спектра при  $E \sim 10^6$  Гэв обычно связывают с изменением характера распространения космических лучей или, точнее, с быстрым уменьшением эффективности удержания частиц очень высоких энергий в Галактике. Движение космических лучей в межзвездной среде в интервале энергий от нескольких сотен Мэв/нуклон до  $10^6$  Гэв/нуклон, видимо,

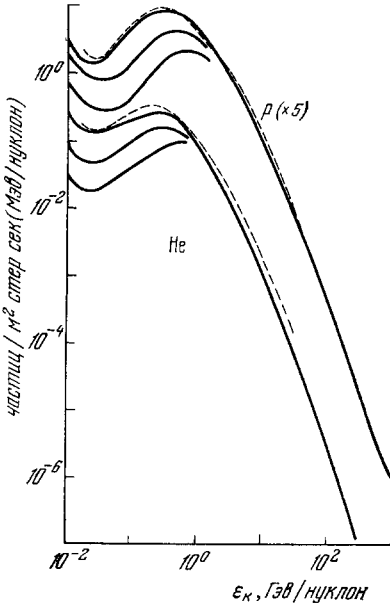


Рис. 1. Спектры водорода ( $p$ , интенсивность умножена на 5) и гелия. Несколько кривых при малых энергиях соответствует измерениям в различные периоды солнечной активности.

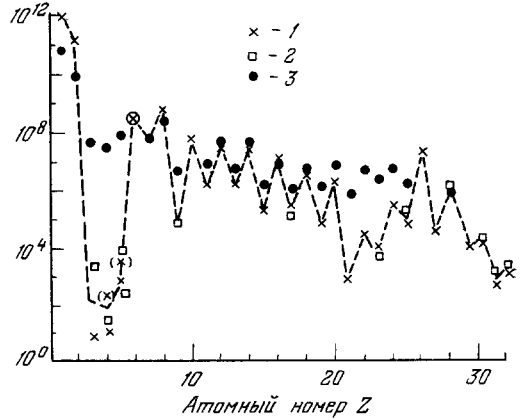


Рис. 2. Относительные содержания элементов в космических лучах и в Солнечной системе. 1 — Солнце, 2 — метеориты, 3 — космические лучи. Содержание водорода на Солнце нормировано на  $10^{12}$ . Условно считается, что содержание углерода в космических лучах и в Солнечной системе совпадает.

регулируется единым механизмом, поэтому мы ограничиваемся в последующих главах рассмотрением частиц с энергиями  $E \leq 10^6$  Гэв.

Интегральная плотность энергии космических лучей  $w_{cr}$  определяется главным образом вкладом ядер с энергиями от десятков Мэв/нуклон до нескольких десятков Гэв/нуклон; поэтому вычисление значения  $w_{cr}$  из непосредственных данных об интенсивности частиц у Земли требует учета влияния солнечной модуляции. Оценка, полученная с использованием спектра рис. 1, дает величину  $w_{cr} \approx 0,5$  эв/см<sup>3</sup>  $\approx 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>.

Электронная компонента космических лучей изучена менее детально, чем протонно-ядерная. Область энергий до 1 Гэв особенно чувствительна к процессам на Солнце и в Солнечной системе; спектр здесь довольно сложный и меняется во времени вместе с солнечной активностью. При  $E \geq 1-5$  Гэв применима степенная аппроксимация и в области энергий  $5 \text{ Гэв} < E < 100 \text{ Гэв}$  спектр является степенным  $I_e(E) \propto E^{-\gamma_e}$  с показателем  $\gamma_e = 2,7 \pm 0,1$  (см. <sup>16</sup> и ниже раздел а) гл. 4).

При меньших энергиях показатель  $\gamma_e$  уменьшается, а в области энергий  $E > 100$  Гэв данные противоречивы, хотя возможно, что показатель спектра существенно не меняется <sup>17</sup> вплоть до энергий 500—1000 Гэв.



Общая сводка данных о спектре электронов приведена на рис. 4. Подробное обсуждение методов наблюдений и данных различных авторов можно найти в обзоре<sup>18</sup>. При заданной энергии, скажем, при  $E \sim 1-3 \text{ Гэв}$ , интенсивность электронов в космических лучах составляет величину порядка 1% по отношению к интенсивности протонов, т. е. плотность энергии электронной компоненты  $w_e \sim 10^{-2} w_{cr} \sim 10^{-14} \text{ эрг/см}^3$ .

В подавляющем большинстве случаев, и в частности, в работах, использованных выше, электроны не отделяются от позитронов. Поэтому под электронной компонентой космических лучей подразумевают как электроны, так и позитроны. При энергиях порядка  $E \sim 1 \text{ Гэв}$  содержание позитронов составляет примерно 10% от концентрации электронов.

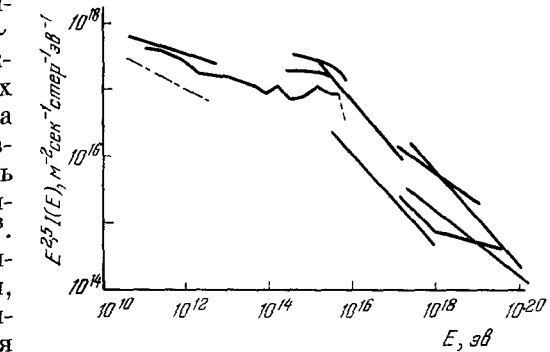


Рис. 3. Общая сводка данных о спектре космических лучей самых высоких энергий.

На рис. 5 приведены данные о позитронах, полученные различными авторами<sup>19</sup>. Для уточнения модели распространения космических лучей в Галактике особенно важной является часть спектра позитронов с энергиями  $E > 1 \text{ Гэв}$ . К сожалению, спектр позитронов в этой области определен еще недостаточно надежно.

В заключение этого раздела приведем некоторые данные об анизотропии космических лучей у Земли. Надежные сведения об анизотропии космических лучей в Галактике с помощью земных измерений можно получить лишь для частиц с энергиями не ниже 100—1000 Гэв,

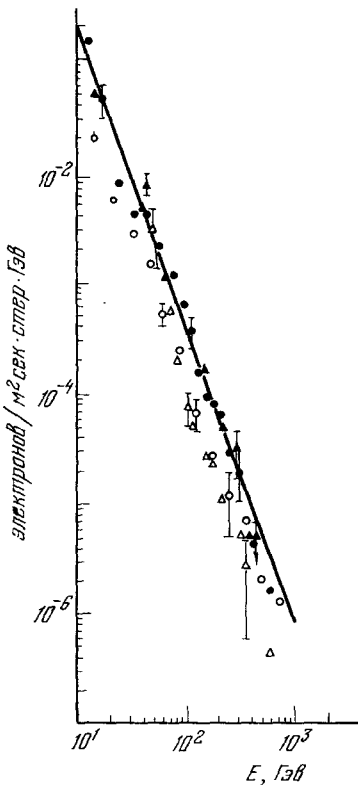


Рис. 4. Спектр электронов в высоких энергиях.

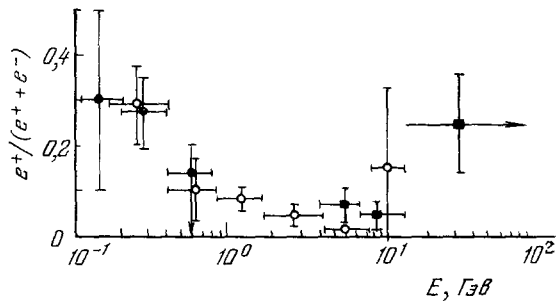


Рис. 5. Относительное содержание позитронов в электрон-позитронной компоненте космических лучей.

так как движение частиц меньших энергий сильно искажается магнитным полем Солнечной системы. Однако и при  $E > 100 \text{ Гэв}$  величина

анизотропии еще надежно не установлена и для различных энергий частиц, по существу, известны лишь оценки верхней границы анизотропии.

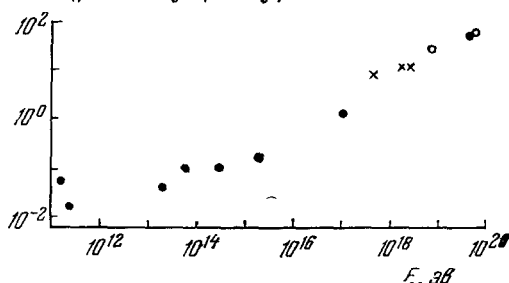


Рис. 6. Верхние пределы анизотропии космических лучей (в %).

Правда, в 1975 г. впервые были опубликованы<sup>20</sup> данные, свидетельствующие о сильной анизотропии космических лучей с энергией  $E > 2 \cdot 10^{19}$  эв (см., однако, <sup>118</sup>). Сведения об анизотропии космических лучей при разных энергиях сопоставлены на рис. 6. Этот рисунок взят из статьи<sup>21</sup>, в которой упомянутые результаты<sup>20</sup> интерпретируются как свидетель-

ствующие в пользу галактического происхождения даже космических лучей со сверхвысокой энергией.

в) Основные уравнения, описывающие распространение космических лучей в Галактике

Высокая изотропия и относительно большое содержание вторичных ядер в космических лучах указывают на эффективное «перемешивание» и долгое блуждание частиц высоких энергий в Галактике. Такое перемешивание и изотропизация могут, в принципе, обеспечиваться за счет стохастической структуры галактического магнитного поля и его крупномасштабных неоднородностей (см. <sup>22</sup> и ГС, § 10), неустойчивости анизотропных распределений релятивистских частиц в межзвездной плазме (<sup>23, 24</sup>), макронеустойчивости системы: (релятивистский газ космических лучей) + (магнитное поле) + (межзвездная плазма) с учетом гравитации<sup>25</sup> или в результате сильного отражения частиц на границах Галактики.

К сожалению, полный анализ всех известных возможностей и выбор конкретного физического механизма, регулирующего движение космических лучей в Галактике, до сих пор не завершен. Это связано главным образом с недостатком достаточно полной информации о параметрах межзвездной среды и структуре галактического магнитного поля. Естественно, что в такой ситуации, когда отсутствует последовательная теория, которая объяснила бы характер распространения космических лучей, исходя из строгой картины взаимодействия заряженных релятивистских частиц с межзвездной плазмой, широко применяются различные приближенные модели. Они дают, однако, возможность систематизировать и согласовать многочисленные экспериментальные факты, объяснить особенности состава, спектров и анизотропии различных компонент космических лучей. Поскольку распространение космических лучей в рамках каждой из моделей рассмотрено гораздо детальнее, чем обоснованы сами модели, мы вначале изложим феноменологическую теорию движения релятивистских частиц в Галактике (гл. 3—4) и лишь после этого несколько подробнее обсудим некоторые возможные пути ее обоснования (гл. 6).

Чаще всего распространение космических лучей рассматривают в рамках диффузионного приближения. Кроме того (это предположение в известном смысле является независимым), будем считать космические лучи локально изотропными — это значит, что анизотропия может появиться лишь при учете пространственной неоднородности концентрации частиц  $N_i(\mathbf{r}, t, E)$

Общее уравнение переноса для концентрации  $N_i$  частиц сорта  $i$  в обсуждаемом приближении имеет вид (подробнее см. ГС, § 14)

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \operatorname{div}(D_i \nabla N_i) + \frac{\partial}{\partial E}(b_i N_i) = Q_i - p_i N_i + P_i. \quad (2.8)$$

Сохранение в этом уравнении только первых двух членов (об остальных речь пойдет ниже) ведет к уравнению диффузии

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \operatorname{div}(D_i \nabla N_i) = 0, \quad (2.9)$$

где  $D_i(r, E)$  — коэффициент диффузии; уравнения легко обобщить на тот случай, когда величина  $D_i$  является тензором.

Сразу же отметим, что возможность использования для описания движения космических лучей в магнитных полях диффузионного приближения (2.8) — (2.9) ни в какой мере не является очевидной. Для справедливости такого приближения мало того, чтобы поле имело сильно выраженную нерегулярную, хаотическую компоненту, поскольку и в этом случае сильна тенденция к перемещению частиц лишь вдоль силовых линий магнитного поля, пусть и довольно запутанных. Но, например, в Галактике нужно учитывать еще тот факт, что в результате дифференциального вращения Галактики и движения облаков газа и спиральных ветвей магнитные силовые линии все время перемешиваются. Вместе с тем нас обычно интересует картина, усредненная не только по достаточно большим областям пространства (скажем, областям в десятки и сотни парсек), но и за довольно длительное время. Так, для оценок средних градиентов космических лучей и их времени жизни в Галактике  $T_{cr}$  фактически достаточно знать концентрацию  $N_i$ , усредненную за время  $t \ll \ll T_{cr} \sim 10^6 - 10^8$  лет, а это значит, что время усреднения вполне может составлять  $10^5$  лет.

С учетом всех этих обстоятельств диффузионное приближение уже кажется приемлемым, особенно когда коэффициент диффузии выбирается в качестве свободного параметра. Тем самым, конечно, отнюдь не снимается вопрос о возможности вычислить  $D_i$  при более детальном рассмотрении (например, с учетом рассеяния частиц на неоднородностях магнитного поля) и о проверке самого предположения о диффузии путем сравнения с наблюдениями результатов вычислений в диффузионном приближении — на основе уравнений типа (2.8), касающихся химического состава, анизотропии и других величин, характеризующих все космические лучи или различные их компоненты.

В диффузионной картине результирующий поток космических лучей

$$F_i = 2\pi \int_0^\pi I_i(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta = D_i |\nabla N_i|. \quad (2.10)$$

Полагая для всех космических лучей  $I(\theta) = I_0 + I_1 \cos \theta$ , получаем для степени анизотропии выражение

$$\delta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_1}{I_0} = \frac{3F}{4\pi I_0} = \frac{3D}{c} \frac{|\nabla N_{cr}|}{N_{cr}}, \quad (2.11)$$

где использована связь  $I \approx I_0 = (v/4\pi) N_{cr} \approx (c/4\pi) N_{cr}$  (рассматриваются ультрарелятивистские частицы).

Заметим, что в уравнении (2.8) — (2.9) легко ввести дополнительный член, учитывающий не диффузионный, а конвективный перенос частиц.

Остановимся теперь на других (помимо двух первых) членах в уравнении переноса (2.8). Величина  $b_i N_i$  представляет собой поток частиц

в «энергетическом пространстве», где  $b_i$  есть скорость в пространстве энергий, т. е. изменение энергии частицы в единицу времени:

$$\frac{dE}{dt} = b_i(E). \quad (2.12)$$

В пределах точности используемого приближения, изменение энергии частицы, описываемое членом  $b_i N_i$ , должно быть плавным, непрерывным. Если речь идет о потерях, то  $b_i < 0$ . Примером таких практически непрерывных потерь могут служить ионизационные потери или магнитотормозные потери. Как в случае потерь, так и при ускорении частиц, помимо регулярного среднего изменения энергии за некоторый интервал времени могут иметь место и флуктуационные изменения энергии. В результате таких флуктуаций распределение частиц по энергиям изменяется, даже если средняя энергия частиц остается неизменной. При наличии флуктуаций энергии в левую часть уравнения (2.8) следует, при некоторых условиях, добавить член

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} (d_i N_i),$$

где  $d_i(E) = \frac{d(\overline{\Delta E})^2}{dt}$  и  $(\overline{\Delta E})^2$  — средний квадрат изменения энергии в результате флуктуаций.

Член  $Q_i(\mathbf{r}, t, E)$  в (2.8) — это мощность «внешних» источников частиц, т. е. их количество, поступающее в систему от источников в единицу времени в окрестности  $d\mathbf{r} dE$  «точки»  $\mathbf{r}, E$ , равно  $Q_i d\mathbf{r} dE$ . Член  $-p_i N_i$  в (2.8) учитывает «катастрофические» процессы ухода частиц из рассматриваемого интервала  $d\mathbf{r} dE$ . Примером может служить трансформация ядер, когда ядро сорта  $i$  вообще исчезает, превращаясь в другие ядра. Если сечение неупругих столкновений равно  $\sigma_i$ , скорость частиц равна  $v$  и концентрация частиц, скажем, ядер, в межзвездном газе, с которыми происходят столкновения, есть  $n$ , то

$$p_i = nv\sigma_i. \quad (2.13)$$

Другой пример «катастрофических» потерь — это тормозные (радиационные) потери при соударениях электрона с другими частицами с испусканием достаточно жесткого фотона.

Последний член в уравнении (2.8) учитывает приход частиц, также в результате «катастрофических» соударений, в рассматриваемый интервал  $d\mathbf{r} dE$ . Можно, например, записать

$$P_i = \sum_k \int p_i^h(E', E) N_k(\mathbf{r}, t, E') dE', \quad (2.14)$$

где  $p_i^h$  — вероятность процесса, переводящего частицу сорта  $k$  в частицу сорта  $i$  (в том числе учитывается и случай  $k = i$ ) из области с энергией  $E'$  в область с энергией  $E$ .

Уравнение переноса (2.8), в общем случае, достаточно сложно. Но при анализе химического состава релятивистских ядер можно обычно внести существенное упрощение. Дело в том, что при ядерных превращениях в межзвездной среде, при пренебрежении неупругими соударениями (с рождением мезонов и т. п.) сохраняется энергия на нуклон  $\epsilon = E/A$ . Поэтому целесообразно перейти от переменной  $E$  к переменной  $\epsilon$ ; при этом

$$p_i^h(E', E) = p_i^h \delta(\epsilon - \epsilon'), \quad P_i = \sum_{k < i} p_i^h N_k(\mathbf{r}, t, \epsilon).$$

Здесь условие  $k < i$  указывает на то, что ядра типа  $i$  могут появиться только за счет развала более тяжелых ядер, для которых индекс  $k$  условно считается меньшим, чем  $i$ . Кроме того, для релятивистских ядер потери энергии относительно малы (речь идет в основном об ионизационных потерях) и ими можно пренебречь. В результате приходим к уравнению, которое широко используется при анализе химического состава релятивистских ядер в составе космических лучей:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \operatorname{div} (D_i \nabla N_i) = Q_i(\mathbf{r}, t) - n \sigma_i N_i + \sum_{k < i} n \sigma_{ik} N_k. \quad (2.15)$$

Здесь использована связь типа (2.13) между величинами  $p_i$ ,  $p_i^k$  и сечениями  $\sigma_i$ ,  $\sigma_{ik}$ ; при этом скорости частиц положены равными скорости света  $c$ . Переменная  $\varepsilon$  явно в уравнение (2.15) не входит и является параметром.

Перейдем теперь к конкретизации уравнений переноса (2.8) в применении к электронам и позитронам.

В этом случае в (2.8) нужно, очевидно, считать, что  $N_i = N_e(\mathbf{r}, t, E)$  или отдельно  $N_{e-}$  (электроны) и  $N_{e+}$  (позитроны). Упрощения возникают при пренебрежении «катастрофическими» потерями энергии. Тогда получаем

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} - \operatorname{div} (D_e \nabla N_e) + \frac{\partial}{\partial E} (b_e N_e) = Q_e. \quad (2.16)$$

Источники  $Q_e$  должны учитывать появление электронов и (или) позитронов не только в результате их ускорения в источниках, но и в силу различных распадов нестабильных частиц ( $\mu^\pm$ -мезонов и т. д.), образующихся при ядерных соударениях космических лучей в газе (сюда же можно отнести  $\delta$ -электроны и электронно-позитронные пары, порождаемые гамма-лучами). В уравнении типа (2.16) для позитронов нужно ввести также член, учитывающий их аннигиляцию.

Наиболее существенное отличие электронной компоненты космических лучей от протонно-ядерной компоненты состоит в необходимости, вообще говоря, учитывать потерю энергии электронами (третий член в левой части уравнения (2.16)). Поэтому переменная энергии  $E$  в уравнении (2.16) не остается параметром, как это имеет место в уравнении (2.15).

Уравнения (2.15), (2.16) послужат нам в дальнейшем основой для изучения распространения релятивистских частиц в Галактике. Однако мы систематически будем проводить также сравнение результатов, полученных в рамках диффузионной модели с результатами так называемой однородной модели. Однородную модель можно, в определенном смысле, считать предельно упрощенным вариантом диффузионной. При этом считается, что диффузия происходит достаточно быстро и поэтому концентрация космических лучей во всей системе (Галактике) постоянна. Но нужно, конечно, задать некоторое время жизни космических лучей в системе, определяемое скоростью выхода из нее. Другими словами, члены  $\partial N_i / \partial t - \operatorname{div} (D_i \nabla N_i)$  в (2.15) заменяют на  $N_i / T_{cr}^{(hom)}$ , где  $T_{cr}^{(hom)}$  — параметр, имеющий размерность времени и характеризующий вытекание космических лучей из Галактики. Тогда вместо уравнения (2.15) получаем (однородная модель):

$$\frac{N_i}{T_{cr}^{(hom)}} = \bar{Q}_i - \bar{n} \sigma_i N_i + \sum_{k < i} \bar{n} \sigma_{ik} N_k. \quad (2.17)$$

По смыслу самой однородной модели в уравнении (2.17) фигурируют некие усредненные по объему Галактики величины (мощность источни-

ков  $\bar{Q}_i$ , плотность межзвездного газа  $\bar{n}$ ), а плотность космических лучей  $N_i$  не зависит от координат.

Однородную модель можно получить как предельный случай диффузионной при условии слабой утечки частиц из системы, т. е. при условии сильного отражения частиц на границах Галактики. С другой стороны, в случае сильного отражения на границах, когда частица много раз проходит всю Галактику прежде, чем выйдет из нее, приближение, необходимое для получения однородной модели, выполняется автоматически. Движение частиц внутри области распространения может при этом быть не диффузионным, а иным, например, свободным. Поэтому диффузионную и однородную модели можно рассматривать как в известной степени независимые.

К тому же, при анализе диффузионной модели мы будем исследовать только случай свободного выхода частиц на границах Галактики.

Заметим также, что для описания трансформации химического состава космических лучей можно применять не уравнения для концентрации различных типов ядер  $N_i$ , а метод функций распределения частиц по пробегам<sup>26</sup>. При этом используется функция  $G(r, t, y)$  (или  $G(r, t, \tau)$ ), которая дает вероятность того, что частица, находящаяся в момент  $t$  в точке  $r$ , прошла после выхода из источника толщину вещества  $y$  (или двигалась время  $\tau$ ) без учета фрагментации. В функции  $G$  неявно содержится информация как о характере распространения частиц, так и о распределении источников космических лучей. Связь между этими двумя методами описания обсуждается в следующей гл. 3.

### 3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЯДЕРНОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

#### а) Трансформация химического состава ядер в однородной модели

Уравнения для концентраций ядер в однородной модели имеют вид (2.17). При этом значения величин  $\bar{Q}_i$ , т. е. содержание ядер в источниках (точнее, ядер, выходящих из них) заранее не известно. Однако, как уже отмечалось в гл. 2, имеется группа вторичных ядер, которая практически отсутствует в источниках (это заключение подтверждается спектроскопическими данными, анализом состава метеоритов и расчетами ядерных реакций внутри звезд), но их содержание в космических лучах сравнительно велико. Считается, что вторичные ядра появляются исключительно за счет фрагментации более тяжелых ядер при движении в межзвездной среде (альтернативную возможность происхождения вторичных ядер за счет фрагментации вблизи самих источников космических лучей пока не рассматриваем). Поэтому для вторичных ядер можно считать, что  $\bar{Q}_i = 0$ , в силу чего уравнения (2.17) сводятся к следующим:

$$N_i \left( \frac{1}{x} + \sigma_i \right) = \sum_{j < i} \sigma_{ij} N_j, \quad (3.1)$$

где

$$x = \bar{n} c T_{cr}^{(\text{hom})}. \quad (3.2)$$

Параметр  $x$  характеризует среднюю толщину вещества, проходимую релятивистскими ядрами при движении от источников к наблюдателю. Очевидно, значение эффективной толщины  $x$  является единственным параметром, определяющим трансформацию химического состава ядер космических лучей в однородной модели. Но, разумеется, для нахождения величины  $x$

необходимо знать относительные содержания различных типов ядер в космических лучах и сечения фрагментации этих ядер в межзвездном газе. В простейшем случае, когда вторичные ядра с концентрацией  $N_2$  возникают лишь из одной группы первичных ядер с концентрацией  $N_1$ , из уравнения (3.1) получаем

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\sigma_{21}}{(1/x) + \sigma_2}. \quad (3.3)$$

Сведения о сечениях, необходимые для расчета фрагментации ядер, можно найти, например, в работах <sup>27, 28</sup>. В табл. II приведены некоторые

Таблица II

(Сечения образования легких ядер при взаимодействии релятивистских протонов с некоторыми ядрами-мишенями (в мб))

Ядро-продукт	Ядро-мишень:					
	C12	O16	Ne20	Mg24	Si28	Fe56
Li <sup>6</sup>	7	14	12	13	13	30
Li <sup>7</sup>	6	14	11	11	11	20
Be <sup>7</sup>	10	11	10	10	10	8,5
Be <sup>9</sup>	6	3,7	3	3	3	5
Be <sup>10</sup>	3,5	1,0	1,9	1,9	1,9	4
B <sup>10</sup>	14	12	9	8	7	7
B <sup>11</sup>	51	25	18	15	12	9

сечения взаимодействия релятивистских ядер с энергией  $\epsilon_k \gtrsim 2$  Гэв/нуклон с ядрами водорода. Межзвездный газ, как известно, состоит в основном из ядер водорода с небольшой примесью (порядка 10% по числу ядер) ядер гелия, вклад же более тяжелых элементов в фрагментацию космических лучей несуществен. Сечения, приведенные в табл. II, в релятивистской области слабо зависят от энергии и их можно считать постоянными при  $\epsilon_k > 2$  Гэв/нуклон. Наоборот, химический состав космических лучей и, конкретно, относительное содержание вторичных ядер зависит от энергии частиц.

Рассмотрим сначала область энергий  $1$  Гэв/нуклон  $\lesssim \epsilon_k \lesssim 5$  Гэв/нуклон. Для нахождения эффективной толщи в этой области чаще всего используют данные о содержании легких ядер (Li, Be, B). Из наблюдаемого у Земли отношения концентраций  $N_L/N_M = 0,23 \pm 0,02$  группы легких ядер  $L$  и группы средних ядер  $M$  (C, N, O, F) можно получить значение толщи  $x \approx 3 \cdot 10^{24}$  см<sup>-2</sup> в водороде с ошибкой примерно 50% (см. <sup>27, 29-31</sup>). Величину  $x$  обычно выражают в других единицах: умножая значение  $x$ , выраженное в см<sup>-2</sup>, на массу ядра водорода получаем  $x \approx 5$  г/см<sup>2</sup> — толщ вещества в г/см<sup>2</sup>, проходимую релятивистскими ядрами в водороде (если учесть вклад 10% ядер гелия, то  $x \approx 6,5$  г/см<sup>2</sup>); иногда толщ выражают в мб<sup>-1</sup>, тогда  $x \approx 1/330$  мб<sup>-1</sup>; эти единицы особенно удобны при анализе уравнения (3.1), так как сечения  $\sigma$  обычно измеряют в мб. Приведенная выше величина  $x$ , определенная по относительной концентрации всей группы легких ядер, хорошо передает измеренное содержание и отдельных элементов этой группы, а также содержание вторичных ядер группы Cl — Mn (см. <sup>27</sup>) и содержание релятивистских ядер дейтерия (см. <sup>32</sup> \*). Таким образом, однородная модель распространения косми-

\* ) Обработка данных по содержанию дейтерия и <sup>3</sup>Ne в космических лучах при нерелятивистских значениях  $\epsilon_k \lesssim 500$  Мэв/нуклон также не противоречит однородной модели с величиной средней толщи  $x \approx 5$  г/см<sup>2</sup> (см., например, <sup>33</sup>).

ческих лучей в Галактике хорошо описывает относительное содержание стабильных вторичных ядер.

Отметим, что величина  $1/x$ , обратная проходимой частицами в Галактике толще вещества и связанная с временем вытекания космических

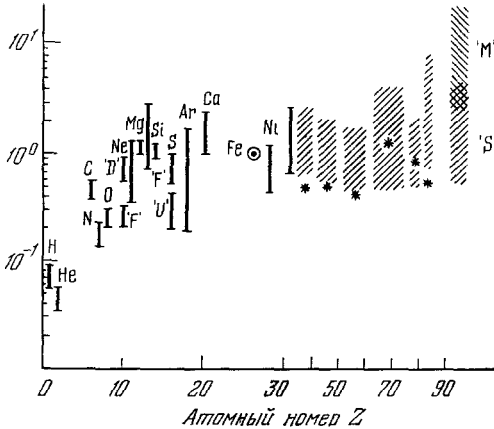


Рис. 7. Отношение содержания элементов в источниках космических лучей к их содержанию в Солнечной системе. Оба набора данных нормированы на единицу для ядер железа.

лучей с зарядом  $Z \leq 28$  в источниках, а на рис. 7 приведены отношения ядер в источниках космических лучей к обилию тех же ядер в Солнечной системе; распределение нормировано на единицу для ядер железа (см. <sup>9</sup>, а также обзор <sup>34</sup>). Состав различных элементов в источниках хорошо согласуется <sup>35</sup> с предположением о том, что основными поставщиками космических лучей в Галактике являются сверхновые звезды с массой

лучей из Галактики (см. (3.2)), оказывается примерно равной полному сечению неупругого взаимодействия ядер от кислорода до кремния с межзвездным газом. Это означает, что потери этих релятивистских ядер за счет утечки из Галактики и за счет фрагментации в межзвездной среде примерно одинаковы. Для более легких ядер в общих потерях доминирует вытекание, а для более тяжелых фрагментация.

После определения величины эффективной толщи  $x$  можно перейти к нахождению содержания различных первичных ядер в источниках. В табл. III приведено рассчитанное содержание различных первичных

Таблица III

Рассчитанное содержание различных ядер космических лучей в источниках (нормировано на 100 для ядер углерода)

H	$5 \cdot 10^4$	Na	$0,8 \pm 0,4$	Ar	$0,7 \pm 0,5$
He	2600	Mg	$23 \pm 2$	Ca	$2,2 \pm 0,8$
C	100	Al	$2 \pm 1$	Cr	$0,3 \pm 0,3$
N	$11 \pm 2$	Si	$20,5 \pm 3$	Mn	$0,2 \pm 0,4$
O	$109 \pm 2$	P	$0,2 \pm 0,4$	Fe	$22 \pm 3$
Ne	$15 \pm 2$	S	$3 \pm 0,6$	Ni	$0,8 \pm 0,2$

$M > M_{\odot}$ . Особенно важная информация об источниках космических лучей может быть получена при уточнении содержания «сверхтяжелых» ядер — с зарядом  $Z > 30$  и вплоть до трансурановых элементов (см. обзоры <sup>36-38</sup>).

Следует иметь в виду, однако, что рассчитанный по уравнениям типа (2.17) состав ускоренных в источниках ядер может не совпадать с составом вещества взрывающейся звезды. Различие зависит от механизма инжекции частиц в область ускорения. Преимущественная инжекция может быть связана, например, с низкой величиной первого потен-



циала ионизации <sup>39</sup> или малым сечением ионизации <sup>40</sup> соответствующих атомов (см. также ГС, § 9)←

После этих кратких замечаний о составе космических лучей в источниках вернемся снова к проблеме распространения релятивистских частиц в межзвездной среде. Как отмечалось в конце гл. 2, трансформацию состава ядер можно описывать с помощью функции распределения по пробегаем  $G(y)$ . Для однородной модели (2.17) функция  $G(y)$  имеет экспоненциальный вид  $G(y) = \exp(-y/x)$  (см. <sup>26</sup>). Действительно, запишем уравнение (2.17) для одного типа ядер  $i$  в виде

$$N_i \left( \frac{1}{x} + \sigma_i \right) = q_i + \sum \sigma_{ij} N_j, \quad (3.4)$$

где

$$q_i = \frac{\bar{Q}_i}{nc}.$$

По определению, функция  $G(y)$  дает вероятность того, что частица, зарегистрированная наблюдателем, прошла толщю вещества  $y$  без учета фрагментации. Если учесть фрагментацию, то к наблюдателю должно прийти  $G(y) e^{-\sigma_i y}$  ядер (мощность всех «источников», под которыми в данном случае подразумеваются все члены, стоящие в правой части уравнения (3.4), нормирована на единицу). Интегрируя по всем  $y$ , получаем

$$N_i = \int_0^{\infty} G(y) e^{-\sigma_i y} dy.$$

Отсюда, сравнивая с выражением (3.4), находим

$$\frac{1}{x} + \sigma_i = \int_0^{\infty} G(y) e^{-\sigma_i y} dy,$$

и, следовательно,

$$G(y) = \exp\left(-\frac{y}{x}\right). \quad (3.5)$$

Аналогично находится функция распределения частиц по временам движения  $\tau$  от источников до наблюдателя:

$$G(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau}{T_{cr}^{(hom)}}\right). \quad (3.6)$$

Выражения (3.5) и (3.6) показывают, что в однородной модели средняя толщина вещества, проходимая ядрами в Галактике и среднее время блуждания космических лучей в Галактике без учета фрагментации равны, соответственно,  $x$  и  $T_{cr}^{(hom)}$ . Действительно,

$$\langle y \rangle = \frac{\int G(y) y dy}{\int G(y) dy} = x, \quad (3.7)$$

$$\langle \tau \rangle = \frac{\int G(\tau) \tau d\tau}{\int G(\tau) d\tau} = T_{cr}^{(hom)}. \quad (3.8)$$

Величина  $T_{cr}^{(hom)}$ , однако, непосредственно не измеряется (см. выше). Связь между величинами  $x$  и  $T_{cr}^{(hom)}$  дается формулой (3.2). Как показано выше, величина толщи определяется по относительному содержанию вто-

ричных ядер, а для вычисления возраста космических лучей  $T_{cr}^{(hom)}$  необходимо также знать среднюю плотность газа  $\bar{n}$  в области распространения космических лучей. Основная масса газа в Галактике сосредоточена в галактическом диске с полутолщиной порядка  $b \simeq 100$  пс, средняя плотность газа в диске  $n_d \sim 1$  см<sup>-3</sup>. Над диском, видимо, имеется область протяженного газового гало с плотностью  $n \sim 10^{-2}$  см<sup>-3</sup> до расстояний порядка 1 кпс и  $n \sim 10^{-3}$  см<sup>-3</sup> на расстояниях до 10 кпс<sup>41</sup>.

Как уже было отмечено в гл. 1, размеры области эффективного удержания космических лучей в Галактике (размеры гало космических лучей) до сих пор достоверно не определены. Если принять, что космические лучи сосредоточены в газовом диске, то  $\bar{n} = n_d \sim 1$  см<sup>-3</sup> и  $T_{cr}^{(hom)} = x/\bar{n}c \sim 3 \cdot 10^8$  лет. В другом предельном случае — в модели с большим гало с размерами 10 ÷ 15 кпс — средняя плотность газа  $\bar{n} \sim 10^{-2}$  см<sup>-3</sup> и  $T_{cr}^{(hom)} = x/\bar{n}c \sim 3 \cdot 10^8$  лет. Эти оценки  $T_{cr}^{(hom)}$  сделаны в предположении, что вся толща  $x$  «набирается» ядрами при их движении в межзвездной среде. Если же значительная доля эффективной толщи вещества  $x$  проходит ядрами в области источников, то время блуждания космических лучей в межзвездной среде соответственно уменьшится.

При вычислении средней толщи вещества  $x$  выше были использованы данные о химическом составе ядер с энергиями в несколько Гэв/нуклон. Изменение состава с энергией частиц приводит к зависимости толщи  $x$

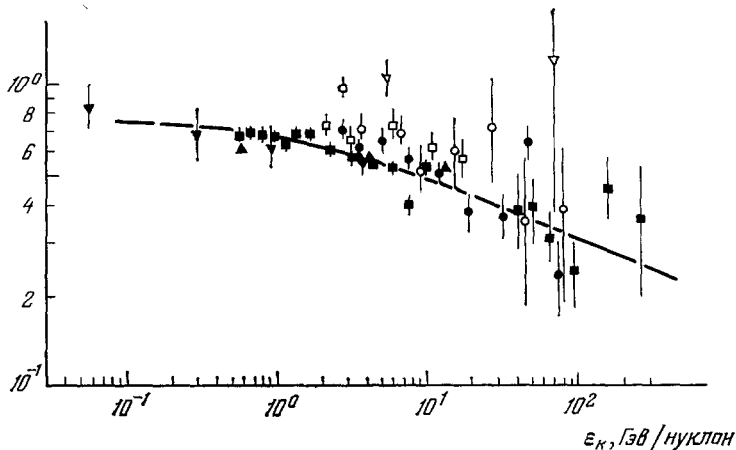


Рис. 8. Зависимость отношения  $(B + N)/C$  в космических лучах от энергии.

от энергии. На рис. 8 показана, например, наблюдаемая зависимость отношения концентраций ядер  $(B + N)/C$  от энергии<sup>10, 11</sup>. Обнаруженное на опыте уменьшение содержания различных вторичных ядер с ростом энергии в интервале  $1$  Гэв/нуклон  $\leq \epsilon_k \leq 100$  Гэв/нуклон интерпретируется как убывание толщи  $x$  с энергией. Если считать, что  $x \propto E^{-\mu}$ , то показатель  $\mu$  примерно равен  $\mu \sim 0,3$ , но из-за большой неопределенности в экспериментальных данных не исключены значения  $0 \leq \mu \leq 0,6$ . Степенной закон изменения средней толщи и, следовательно, возраста  $T_{cr}^{(hom)}$  с энергией выбран потому, что в однородной модели для концентрации протонов справедливо соотношение

$$N_p(E) \approx \bar{Q}_p(E) T_{cr}^{(hom)}(E) \quad (3.9)$$

(член  $\bar{n}\sigma_p$  несуществен, так как  $1/x \gg \sigma_p \approx 30 \text{ мб}$ ), а поскольку наблюдаемый спектр  $N_p(E)$  имеет степенной вид, то естественно считать, что спектр в источниках  $\bar{Q}_p(E)$  и возраст космических лучей  $T_{cr}^{(hom)}(E)$  также являются степенными функциями энергии. Спектр протонов имеет, видимо, степенной вид вплоть до энергий  $E \sim 10^6 \text{ Гэв}$ , поэтому степенной вид зависимости  $x(E)_{\max} \propto E^{-\mu}$  с постоянным показателем  $\mu$  должен сохраняться до тех же энергий.

При вытекании из Галактики космические лучи не могут проходить толщу вещества, меньшую  $x_{\min} \sim n_d b \sim 10^{-6} \text{ мб}^{-1}$ . Учитывая, что при энергиях в несколько  $\text{Гэв/нуклон}$  толща  $x \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ мб}^{-1}$ , получаем максимальное значение  $\mu_{\max} \sim 0,6$ . Таким образом,  $\mu < 0,6$ , что не противоречит наблюдениям. Отметим, что с ростом величины  $\mu$  растет мощность источников космических лучей. Действительно, полная интегральная мощность источников релятивистских протонов равна (считаем, что  $\mu < \gamma_p - 2 \approx 0,7$ )

$$P_p(>E) = \int_E \bar{Q}_p(E) E dE = \int_E \frac{N_p(E) E}{T_{cr}^{(hom)}} dE \propto E^{-\gamma_p+2+\mu} \approx E^{-0,7+\mu}. \quad (3.10)$$

Здесь мы предполагали, что вся толща  $x$  набирается при движении ядер в межзвездном газе. Если же считать, что заметная часть толщи  $x$  проходит в источниках космических лучей, то интерпретация зависимости  $x(E)$  может существенно измениться. В частности, с энергией может меняться только часть толщи, связанная с источниками. В таком случае время блуждания космических лучей в межзвездной среде вообще не зависит от энергии. Кроме того, зависимость  $x(E)$  при этом не обязательно имеет степенной вид. Более подробно обсуждение зависимости содержания различных ядер (в том числе и первичных) от энергии можно найти в <sup>11, 42, 43</sup>. Мы вернемся еще к этому вопросу в гл. 3, так как оказывается, что наиболее жесткие ограничения на возможную зависимость  $x(E)$  можно получить из данных по анизотропии космических лучей.

#### б) Д и ф ф у з и о н н а я м о д е л ь ( с т а б и л ь н ы е я д р а )

Трансформация химического состава ядер космических лучей в рамках диффузионной модели исследуется аналогично тому, как это было сделано для однородной модели. Вместо простой алгебраической системы уравнений (2.17) теперь следует проанализировать систему уравнений диффузионного типа с учетом фрагментации (см. (2.15)). Однако во многих важных для приложений случаях для определения концентраций различных ядер  $N_i$  вместо громоздкой системы (2.15) достаточно решить лишь одно уравнение диффузионного типа. Подробно этот метод изложен в монографии ГС (см. § 14, 15). Здесь мы приведем его простое обобщение на тот случай, когда плотность газа  $n$  в уравнениях (2.15) зависит от координат.

Предположим, что коэффициент диффузии  $D_i$  не зависит от сорта ядер  $i$ , т. е. оператор

$$\hat{L} = \frac{\partial}{\partial t} - \text{div}(D_i \nabla)$$

в левой части (2.15) не зависит от индекса  $i$ . Пусть, кроме того, пространственное распределение источников космических лучей и их эволюция во времени также не зависят от сорта ядер  $i$ , т. е.  $Q_i(\mathbf{r}, t) = g_i \chi(\mathbf{r}, t)$ , где  $g_i$  — некие константы, определяющие относительное содержание

различных ядер в источниках. При этих условиях решение системы уравнений (2.15) можно представить в виде

$$N_i(\mathbf{r}, t) = \int_0^{\infty} N_i^{(\sigma)}(y) G(\mathbf{r}, t, y) dy, \quad (3.11)$$

причем функция  $G$  удовлетворяет уравнению ( $G = 0$  при  $y < 0$ )

$$nc \frac{\partial G}{\partial y} + \hat{L}G = \delta(y) \chi, \quad (3.12)$$

а функции  $N_i^{(\sigma)}$  определяются из системы уравнений \*)

$$\frac{dN_i^{(\sigma)}}{dy} = -\sigma_i N_i^{(\sigma)} + \sum_{h < i} \sigma_{ih} N_h^{(\sigma)} + g_i \delta(y) \quad (3.13)$$

$$(N_i^{(\sigma)} = 0 \text{ при } y < 0).$$

Таким образом, при определении концентрации ядер  $N_i$  диффузию частиц и их фрагментацию можно исследовать независимо. Функция  $G$ , входящая в интеграл (3.11), имеет смысл функции распределения частиц по пробегам  $y$  без учета фрагментации.

Решение системы уравнений (3.13) имеет вид

$$N_i^{(\sigma)} = \sum_{k=1}^i a_{ik} e^{-\sigma_k y}, \quad (3.14)$$

где коэффициенты  $a_{ik}$  являются определенной линейной комбинацией величин  $g_j$  ( $j \leq i$ ); например,

$$a_{11} = g_1, \quad a_{21} = \frac{\sigma_{21}}{\sigma_2 - \sigma_1} g_1, \quad a_{22} = g_2 + \frac{\sigma_{21}}{\sigma_1 - \sigma_2} g_1$$

и т. д. (подробнее см. ГС, § 14).

Из (3.11) и (3.14) получаем

$$N_i(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^i a_{ik} F_k(\mathbf{r}, t), \quad (3.15)$$

где

$$F_k = \int_0^{\infty} G(\mathbf{r}, t, y) e^{-\sigma_k y} dy. \quad (3.16)$$

Задача определения концентраций  $N_i$  свелась к нахождению функций  $F_k(\mathbf{r}, t)$ . Уравнение для  $F_k(\mathbf{r}, t)$  можно получить, учитывая определение (3.16) и интегрируя уравнение (3.12) по переменной  $y$ :

$$\hat{L}F_k + nc \sigma_k F_k = \chi. \quad (3.17)$$

\*) Фигурирующие в первых частях уравнений (3.12) и (3.13)  $\delta$ -функции определяют начальные условия для функций  $G$  и  $N_i^{(\sigma)}(y)$ , причем для корректного определения интеграла  $\int_0^{\infty}$ , входящего в соотношение (3.11), его следует понимать как предел

$\int_0^{\infty} = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \int_{-\varepsilon}^{\infty}$ . Граничные условия для функции  $G$  должны совпадать с граничными условиями для функций  $N_i(\mathbf{r}, t)$ .

Это последнее уравнение совпадает с уравнением (2.15) для самых тяжелых ядер  $k = 1$ , или, точнее, для таких ядер, для которых можно пренебречь в правой части (2.15) членами  $\sum_i \sigma_{ik} N_k$ , учитывающими фрагментацию ядер тяжелее, чем  $i$ -ядра. Другими словами, уравнение (3.17) имеет вид

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \text{div} (D \nabla N_i) + n c \sigma_i N_i = Q_i, \quad (3.18)$$

так как  $N_1 = g_1 F_1$  и  $Q_1 = g_1 \chi$ .

Итак, для того, чтобы найти концентрации  $N_i$ , достаточно решить уравнение (3.17) и воспользоваться формулой (3.15).

Описанную методику можно применить и для других операторов  $\hat{L}$ . Отметим, что для однородной модели (2.17) оператор  $L$  имеет простой вид  $\hat{L} = 1/T_{cr}^{(hom)}$ .

Трансформация химического состава космических лучей в Галактике в диффузионном приближении исследовалась для различных случаев пространственного распределения источников, причем варьировались размеры и геометрическая форма области распространения космических лучей (см. ГС, § 15, и 27, 30, 31, 42, 44-46).

В настоящей статье мы рассмотрим только модели, в которых учитывается неоднородное распределение газа в Галактике. Считаем, что область распространения космических лучей в Галактике имеет вид цилиндра радиусом  $R$  и высотой  $2h$  (рис. 9), источники космических лучей равномерно распределены во внутреннем диске толщиной  $2b$ . Плотность газа во внутреннем (газовом) диске равна  $n = n_d$ , а во внешнем диске (гало)  $n = n_h \ll n_d$ . Диффузия космических лучей считается стационарной, т. е.  $\partial N_i / \partial t = 0$ . На границах гало (поверхность  $\Sigma$ ) частицы свободно выходят в межгалактическое пространство, где концентрация космических лучей пренебрежимо мала, т. е.  $N_i |_{\Sigma} = 0$ .

Примем сначала, что коэффициент диффузии  $D$  постоянен во всей области распространения. Тогда уравнения (2.15) принимают вид

$$-D \Delta N_i + n c \sigma_i N_i = Q_i + \sum n c \sigma_{ik} N_k. \quad (3.19)$$

Уравнение (3.17) записывается так:

$$-D \Delta F_i + n c \sigma_i F_i = \theta(b - |z|) \theta(R - r), \quad (3.20)$$

где  $\theta(b - |z|) = 1$  при  $|z| \leq b$  и  $\theta(b - |z|) = 0$  при  $|z| > b$ . Прежде чем приводить полное решение уравнения (3.20), исследуем простой одномерный случай<sup>42</sup>, когда диффузия происходит только по одной координате  $z$ . При этом решение (3.20) имеет вид (индекс  $i$  опущен;  $|z| \leq b$ )

$$F_D(z) = \frac{1}{n_d c \sigma} \left[ 1 - \text{ch} \sqrt{\frac{n_d c \sigma z^2}{D}} \left\{ \text{ch} \sqrt{\frac{n_d c \sigma b^2}{D}} + \sqrt{\frac{n_d}{n_h}} \text{sh} \sqrt{\frac{n_d c \sigma b^2}{D}} \text{th} \left[ \left( \frac{h}{b} - 1 \right) \sqrt{\frac{n_h c \sigma b^2}{D}} \right] \right\}^{-1} \right]. \quad (3.21)$$

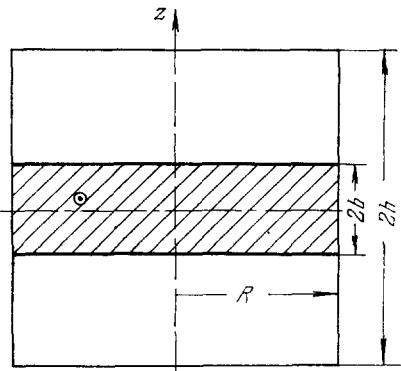


Рис. 9. Схематическое изображение области распространения космических лучей в Галактике в диффузионной модели.

Знаком  $\odot$  отмечено положение Солнечной системы.

Неизвестными параметрами данной модели следует считать коэффициент диффузии  $D$  и полутолщину гало  $h$ . Как и в однородной модели, эти неизвестные параметры можно найти из условия отсутствия вторичных ядер космических лучей в источниках. Однако численный расчет показывает, что относительное содержание различных вторичных ядер практически дает возможность определить лишь значение некоторой комбинации  $D$  и  $h$ . Этот факт связан, вообще говоря, с неточностью измерений химического состава ядер и сечений фрагментации, а поэтому справедлив и для других вариантов диффузионной модели. В данном случае невозможность отдельно получить значения  $D$  и  $h$  автоматически следует из вида функции  $F_D$  (см. (3.21)). Дело в том, что для обычно используемых в расчетах ядер (от водорода до железа) сечения фрагментации сравнительно малы, поэтому гиперболические функции в (3.21) можно разложить в ряд и ограничиться лишь первыми членами разложения. При этом получаем (полагая  $z = 0$ , так как Солнечная система находится вблизи плоскости симметрии Галактики;  $b/h \ll 1$ ):

$$F_D \approx \frac{bh}{D} \frac{1}{1 + (n_d cbh/D)\sigma}, \quad (3.22)$$

причем при выводе считалось, что  $b/h \ll 1/(\sigma x)$  (практически достаточно, чтобы  $(b/h)\sigma x < 1/3$ ) и  $n_h/n_d \ll (b/h)1/\sigma x$ .

Из выражения (3.22) следует, что в функцию  $F_D$  величины  $D$  и  $h$  входят лишь в комбинации  $h/D$ . Параметр  $h/D$  можно вновь не определять, а найти из результатов расчета химического состава в однородной модели. Действительно, из уравнения (2.16) с учетом (3.2), можно получить для однородной модели

$$F^{(\text{hom})} = T_{\text{cr}}^{(\text{hom})} \frac{1}{1 + x\sigma}. \quad (3.23)$$

Множители  $bh/D$  из (3.22) и  $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})}$  из (3.23) не существенны для расчета химического состава, так как в таком расчете используются только относительные концентрации; важна зависимость  $F$  от сечения  $\sigma$ . Сравнивая (3.22) и (3.23), находим, что при описании химического состава космических лучей модели (3.20) и (2.17) эквивалентны, причем величина эффективной толщины  $x$  связана с параметрами диффузионной модели следующим образом:

$$x \approx \frac{n_d cbh}{D} \left( \frac{b}{h} \ll 1 \right). \quad (3.24)$$

Из соотношения (3.24) при  $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$ ,  $b = 100 \text{ пс}$ ,  $x = 3 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$  (энергия ядер  $1 \lesssim \varepsilon_h \lesssim 5 \text{ Гэв/нуклон}$ ) получаем  $D = 3 \cdot 10^{27} \text{ см}^2/\text{сек}$  для  $h = 300 \text{ пс}$  и  $D = 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$  для  $h = 10 \text{ кпс}$ . Таким образом, в диффузионной модели, так же как и в однородной, из анализа химического состава космических лучей определить размеры гало на данном этапе еще нельзя.

Формулу (3.24) можно интерпретировать на языке теории случайных блужданий частицы при ее диффузии в Галактике. При таком блуждании до выхода из гало частица пересекает диск примерно  $h/b$  раз и за каждый проход через диск «набирает» толщину вещества порядка  $n_d cb^2/D$  (толща вещества, проходимая частицей в гало, оказывается малой при условии  $n_h/n_d \ll b/h$ , которое в Галактике выполнено).

Еще один способ получения соотношения (3.24) состоит в анализе функции распределения частиц по пробегаем  $G(\mathbf{r}, t, y)$ . Функция  $G$  определяется из уравнения (3.12), и при тех же условиях, когда справедливо

приближение (3.22), имеет экспоненциальный вид  $G \propto \exp(-y/x)$ , где  $x$  определяется выражением (3.24).

В рассматриваемой диффузионной модели сохраняется та же интерпретация наблюдаемого уменьшения доли вторичных ядер с энергией, что и в однородной модели. Естественнее всего считать, что соответствующее изменение толщи  $x(E) \propto E^{-\mu}$  связано с зависимостью коэффициента диффузии от энергии  $D \propto E^\mu$ . Конечно, логически возможно также, что зависимость  $x(E)$  обусловлена изменением области захвата частиц  $h$  с энергией (или, более общо, зависимостью граничных условий для частиц в гало от энергии) или даже зависимостью  $n_d(E)$ , так как более энергичные частицы могут быстрее проходить плотные межзвездные облака газа и поэтому средняя плотность газа в диске для них меньше.

В предыдущем разделе было показано, что в однородной модели функции распределения частиц по пройденной толще  $G(y)$  и по временам движения  $G(\tau)$  совпадают при учете связи  $y = \bar{v}\tau$ . В рассматриваемой диффузионной модели функция  $G(r, t, y)$  удовлетворяет уравнению (3.12), а для функции  $G(r, t, \tau)$  справедливо уравнение ( $G = 0$  при  $\tau < 0$ )

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} + \hat{L}G = \delta(\tau)\chi. \quad (3.25)$$

В данном случае простой связи между функциями распределения  $G(r, t, y)$  и  $G(r, t, \tau)$  уже нет из-за неоднородного распределения газа в Галактике. С помощью функции  $G(r, t, \tau)$  можно вычислить различные средние величины, характеризующие движение космических лучей<sup>42</sup>. Например, средний возраст частиц космических лучей в Галактике без учета фрагментации оказывается равным (при  $b/h \ll 1$ )

$$T = \frac{\int G(r, \tau) \tau dr d\tau}{\int G(r, \tau) dr d\tau} \approx \frac{h^2}{2,4D}. \quad (3.26)$$

Средний возраст частиц, наблюдаемых в точке  $z=0$ , равен (без учета фрагментации и при условии  $b/h \ll 1$ )

$$T_0 = \frac{\int G(z=0, \tau) \tau d\tau}{\int G(z=0, \tau) d\tau} \approx \frac{h^2}{3D}. \quad (3.27)$$

Для оценок мощности источников космических лучей удобно время выхода частиц из Галактики определить так (без учета фрагментации и при условии  $b/h \ll 1$ ):

$$T_s = \frac{\int N(r) dr}{\int Q(r) dr} \approx \frac{h^2}{2D}. \quad (3.28)$$

Все приведенные выше расчеты относились к одномерной диффузионной модели (справедливой при условии  $h/R \ll 1$ ) с постоянным по всей Галактике коэффициентом диффузии. Эти упрощающие предположения позволили исследовать задачу аналитически, причем без особых затруднений. При учете роли боковых границ, т. е. в том случае, когда полутолщина гало  $h$  и радиус диска  $R$  сравнимы, общее выражение для концентрации ядер (функций  $F$ ) становится более громоздким. Кроме того, в модели с большим гало может оказаться существенной даже слабая зависимость коэффициента диффузии  $D$  от координат.

Будем для примера считать, что коэффициент диффузии постоянен по всему диску (толщина  $2b$ ) и равен  $D_d$ , а коэффициент диффузии в гало равен  $D_h$  и также постоянен. При этом следует ожидать, что коэффициент

диффузии увеличивается с удалением от галактической плоскости, т. е.  $D_h > D_d$  (хотя в принципе это неравенство может и не выполняться, например, в том случае, когда у границ гало есть активная турбулентная область, в которой происходит сильное рассеяние частиц). В данном случае решение уравнения (3.20) приводит к следующему выражению <sup>47</sup>:  
 $N(r, z) = Q \cdot F(r, z) =$

$$= \frac{2Q}{D_d} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_0(v_k r/R)}{J_1(v_k) v_k \lambda_{kd}^2} \left[ 1 - \text{ch}(\lambda_{kd} z) \times \right. \\ \left. \times \left\{ \text{ch}(\lambda_{kd} b) + \frac{\lambda_{kd}}{\lambda_{kh}} \frac{D_d}{D_h} \text{sh}(\lambda_{kd} b) \text{th}(\lambda_{kh}(h-b)) \right\}^{-1} \right] \quad (|z| \leq b), \quad (3.29)$$

где  $r$  — координата по радиусу диска,

$$\lambda_{kd}^2 = \frac{v_k^2}{R^2} + \frac{n_d c \sigma}{D_d}, \quad \lambda_{kh}^2 = \frac{v_k^2}{R^2} + \frac{n_h c \sigma}{D_h},$$

$J_0, J_1$  — нулевая и первая функции Бесселя;  $v_k$  — корни функции Бесселя  $J_0(v_k) = 0$ ; источники космических лучей сосредоточены в диске, так что

$$Q(r) = Q \theta(b - |z|) \theta(R - r),$$

где  $\theta$  — ступенчатая функция (см. (3.20)).

В одномерной модели с постоянным в пространстве коэффициентом диффузии  $D$  химический состав космических лучей (точнее, относительное содержание вторичных ядер) определяет значение средней проходимой частицами толщи вещества  $x$ . При фиксированном размере гало  $h$  и задании остальных параметров ( $b, n_d, n_h$ ) можно было бы определить коэффициент диффузии  $D$ . В модели с переменным коэффициентом диффузии даже при определенном выборе величин  $h, R, b, n_d, n_h$  и при использовании известных данных о химическом составе коэффициенты диффузии в диске  $D_d$  и в гало  $D_h$  однозначно не определяются. Можно найти лишь некоторую их комбинацию, которая определяет величину эффективной толщи  $x$ . На рис. 10 (кривая 1) приведены возможные значения коэффициентов диффузии  $D_d$  и  $D_h$ , определенные для модели с большим гало  $h = R$  из относительного содержания  $L$ -ядер с энергиями  $1 \text{ Гэв/нуклон} \leq \epsilon_h \leq 5 \text{ Гэв/нуклон}$ . При этом считалось, что  $h = R = 15 \text{ кпс}, b = 150 \text{ пс}, n_d =$

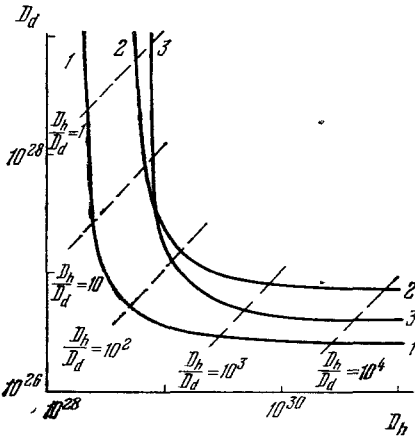


Рис. 10. Результаты численного расчета коэффициентов диффузии в гало  $D_h$  и диске  $D_d$  ( $\text{см}^2/\text{сек}$ ).

Кривая 1 — источники равномерно распределены в диске Галактики, 2 — источники занимают центральную область Галактики, 3 — приближение одномерной модели.

$= 0,5 \text{ см}^{-3}$ , расстояние Солнечной системы до галактического центра равно  $10 \text{ кпс}$ . Для сравнения на кривой 3 рис. 10 показаны значения величин  $D_d$  и  $D_h$ , рассчитанные для одномерной модели с двумя коэффициентами диффузии. В такой модели соотношение (3.24) заменяется следующим:

$$x \approx \frac{n_d c b^2}{D_d} \left( \frac{1}{2} + \frac{h}{b} \frac{D_d}{D_h} \right). \quad (3.30)$$

Кривая 2 рис. 10 иллюстрирует влияние пространственного распреде-



ления источников на величины  $D_d$  и  $D_h$  — она вычислена в предположении, что источники космических лучей сосредоточены в центральной области Галактики с размерами порядка 150 пс. В целом же рис. 10 показывает, что приближение одномерной модели качественно передает основные черты трехмерной модели даже в случае очень большого гало  $h \sim R$ , особенно если ввести в формулу (3.30) вместо  $h$  некое  $h_{эфф} < h$ , чтобы учесть вытекание частиц через боковые границы. Кроме того, оказывается, что пространственное распределение источников в Галактике слабо влияет на содержание стабильных вторичных ядер (при этом предполагается, что и вторичные и первичные ядра имеют достаточно малые сечения взаимодействия с межзвездным газом  $\sigma \ll h/bx$ ; конкретно, рассматриваются ядра не тяжелее железа).

В результате мы можем отметить, что диффузионная модель со свободным выходом частиц на границах гало и с неоднородным распределением межзвездного газа, как и однородная модель, хорошо описывает химический состав (содержание стабильных вторичных ядер) космических лучей в Галактике. С этой точки зрения нельзя отдать предпочтение какой-нибудь одной из двух моделей — однородной или диффузионной. Более того, сами выражения для относительных концентраций различных ядер в однородной и одномерной диффузионной моделях совпадают при условиях  $b/h \ll 1/(\sigma x)$  и  $n_h/n_d \ll (b/h)/\sigma x$ . Из этих неравенств следует, что с увеличением размеров гало однородная и одномерная диффузионная модели различаются все меньше и меньше.

В связи с изложенным выше возникает также общий вопрос: какие вообще ограничения на возможную модель распространения релятивистских частиц в Галактике можно получить из анализа химического состава ядер космических лучей? Оказывается, что в пределах точности современных измерений относительного содержания элементов в космических лучах (порядка 10—20% или даже хуже) и сечений фрагментации ядер при взаимодействии с межзвездным газом, произвол в выборе модели очень широк. Эту проблему легче всего исследовать с помощью функций распределения частиц по пробегам  $G(y)$ , используя информацию о содержании ядер в космических лучах с широким набором сечений фрагментации<sup>27, 48</sup>. Практически используются ядра от водорода до железа. Химический состав космических лучей хорошо передают модели с большой дисперсией по проходимой толще, так что пока исключена только одна модель  $G(y) = \delta(y - x_0)$ , в которой все ядра проходят слой вещества  $y = x_0$  (так называемая регулярная модель или «slab»-приближение). Физическая реализация регулярной модели могла бы состоять в следующем: все наблюдаемые у Земли космические лучи возникают в одном компактном источнике и приходят к наблюдателю по одному и тому же пути, например, вдоль одной трубки силовых линий (впрочем, строго говоря, даже в этом случае регулярная модель неприменима, поскольку существовал бы некоторый разброс по  $y$  из-за разброса частиц по питч-углам относительно направления магнитного поля).

Появившиеся в последние годы данные о содержании очень тяжелых ядер (вплоть до урана), в принципе, позволяют получить дополнительные сведения о функции распределения  $G(y)$ . В частности, высокая концентрация ядер с большими сечениями фрагментации указывает на то, что функция  $G(y)$  не обрывается при малых значениях толщи  $y$  порядка нескольких десятых г/см<sup>2</sup>. К сожалению, малая статистика наблюдений не позволяет пока воспользоваться подобной исключительно важной информацией, которую несут релятивистские сверхтяжелые ядра<sup>49</sup>. Еще один возможный в будущем канал информации — наблюдение потока вторичных антипротонов<sup>50</sup>.

В заключение этого раздела упомянем об одной из возможных модификаций диффузионной модели — о модели «сложной диффузии» (compound diffusion)<sup>30, 51, 52</sup>, в которой одномерная диффузия частиц происходит строго вдоль трубок магнитного поля и, кроме того, имеется трехмерная диффузия самих трубок в межзвездной среде. В результате уравнения для концентрации ядер имеют вид

$$\frac{\partial N_i(\mathbf{r}, t, s)}{\partial t} - D \frac{\partial^2 N_i(\mathbf{r}, t, s)}{\partial s^2} + nc\sigma_i N_i(\mathbf{r}, t, s) - \sum_{j < i} nc\sigma_{ij} N_j(\mathbf{r}, t, s) = \int d\mathbf{r}_0 Q_i^*(\mathbf{r}_0, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, s), \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, s)}{\partial s} - \frac{1}{3} l \Delta f(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, s) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \delta(s), \quad (3.32)$$

где  $s$  — путь вдоль трубки силовых линий, а  $l$  — длина рассеяния, характеризующая диффузию силовых линий магнитного поля.

При одинаковых длинах рассеяния распространение частиц в межзвездном пространстве в модели сложной диффузии происходит гораздо медленнее, чем при обычной диффузии. Так, например, смещение частицы в пространстве модели сложной диффузии зависит от времени по закону  $L \propto t^{1/4}$ , а в обычной диффузионной модели по закону  $L \propto t^{1/2}$ . Модель сложной диффузии удовлетворительно описывает имеющиеся экспериментальные данные по химическому составу ядер космических лучей и приводит, естественно, к характерным коэффициентам диффузии  $D$ , бóльшим, чем обычная диффузионная модель. Однако эта модель, по-видимому, встречается с трудностями при анализе анизотропии космических лучей<sup>52</sup>. Для ее использования по крайней мере на данном этапе, нет особых оснований.

#### в) Радиоактивные ядра и возраст космических лучей в Галактике

Возраст космических лучей в Галактике, можно, в принципе, определить по относительному содержанию радиоактивных ядер. Для этого следует использовать ядра, среднее время жизни которых относительно распада порядка времени вытекания космических лучей из Галактики.

Обычно рассматриваются  $^{10}\text{Be}$ , которые распадаются ( $^{10}\text{Be} \xrightarrow{\beta^-} ^{10}\text{B}$ ) в среднем за время  $\tau \simeq 2,2 \cdot 10^6 E/Mc^2$  лет<sup>53</sup>.

Рассмотрим сначала однородную модель. В общих уравнениях (2.17) для концентрации радиоактивных ядер  $N_i$  появляется дополнительное слагаемое  $N_i/\tau_i$  в левой части ( $\tau_i$  — среднее время жизни ядра  $i$  относительно распада). Для вторичных радиоактивных ядер получаем (ср. с формулой (3.1)):

$$N_i \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{nc\tau_i} + \sigma_i \right) = \sum \sigma_{ij} N_j, \quad (3.33)$$

где по-прежнему

$$x = \bar{nc} T_{cr}^{(\text{hom})}.$$

Толща  $x$  определяется по относительному содержанию стабильных ядер, поэтому, измеряя обилие радиоактивных ядер из формул типа (3.33) можно определить среднюю плотность газа и, следовательно, возраст космических лучей (без учета фрагментации)

$$T_{cr}^{(\text{hom})} = \frac{x}{nc}.$$

Например, в простейшем случае, когда вторичные радиоактивные ядра с концентрацией  $N_2$  возникают лишь из одной группы первичных ядер с концентрацией  $N_1$ , из уравнения (3.31) получаем (индекс 2 у  $\sigma$  и  $\tau$  опущен)

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{21}(1/x) + (1/\overline{nc\tau}) + \sigma} \quad (3.34)$$

Заметим, что из общей формулы (3.33) можно получать также простое выражение для возраста космических лучей

$$T_{cr}^{(hom)} = \frac{x}{nc} = \frac{\eta_i}{1 - \eta_i} (1 + x\sigma_i) \tau_i, \quad (3.35)$$

где  $\eta_i$  — доля радиоактивного изотопа  $i$ , которая отвечает распаду (это значит, что  $\eta_i = 1 - [N_i(\tau_i)/N_i(\tau_i \rightarrow \infty)]$ ).

Трудность практического определения времени блуждания космических лучей в Галактике состоит в том, что содержание изотопа  $^{10}\text{Be}$  должно составлять лишь примерно 15% от всего образующегося в космических лучах бериллия (если  $^{10}\text{Be}$  не распадается), а такую величину трудно измерить с достаточной точностью. В большинстве наблюдений отдельные изотопы бериллия вообще не выделялись, а для определения возраста космических лучей использовалось отношение концентрации ядер  $\text{Be}/\text{B}$ . На основе наблюдений отношения  $\text{Be}/\text{B}$  в космических лучах и использования однородной модели была получена<sup>54</sup> оценка  $T_{cr}^{(hom)} \sim 3 \cdot 10^6$  лет, и верхний предел  $T_{cr}^{(hom)} \leq 10^7$  лет. Однако не ясно, насколько надежны эти выводы, поскольку сечения образования изотопов бериллия при фрагментации различных ядер известны лишь с относительно большой ошибкой порядка 25% (см. <sup>55</sup>). Успешное разделение изотопов бериллия в космических лучах было проведено для ядер с энергией  $\epsilon_k \sim 200 \text{ Мэв/нуклон}$ <sup>56а</sup>. Для времени жизни ядер с учетом фрагментации была при этом получена величина  $T_{cr}^{(hom)} + (1/\overline{nc\sigma}) = (3,4 \pm 1,4)^{3,4} \cdot 10^6$  лет, а без учета фрагментации возраст космических лучей составляет  $T_{cr}^{(hom)} = 3 \cdot 10^6 - 10^7$  лет, где принята во внимание лишь статистическая ошибка в измерениях количества  $^{10}\text{Be}$  (при учете неопределенности в сечениях фрагментации разброс возможных значений  $T_{cr}^{(hom)}$  увеличивается).

Таким образом, из-за больших статистических ошибок при измерениях содержания отдельных изотопов и элементов, а также из-за неопределенности в величинах сечений, до сих пор не удалось надежно установить даже условный возраст космических лучей в Галактике ( $T_{cr}^{(hom)}$  для однородной модели. Вместе с тем, обработка имеющихся пока наблюдений по формулам однородной модели дает вероятную оценку возраста  $T_{cr}^{(hom)} \sim 3 \cdot 10^6$  лет —  $10^7$  лет \*). Эта величина в случае применимости однородной модели приводит к выводу об отсутствии заметного гало у нашей Галактики (в модели с гало с размерами 10—15  $\text{кпс}$  возраст  $T_{cr}^{(hom)} \sim 1 - 3 \cdot 10^8$  лет).

Перейдем теперь к диффузионной модели<sup>57</sup>. Концентрация радиоактивных ядер описывается теперь уравнением (2.15) с добавлением в левую часть дополнительного члена  $N_i/\tau_i$ , учитывающего распад. Для радиоактивных ядер, в отличие от стабильных, не применима, вообще говоря, методика решения систем диффузионных уравнений, описанная в начале раздела б) гл. 3, так как формально оператор  $\hat{L}$  теперь зависит от сорта ядра (через член  $1/\tau_i$ ). Единственным исключением является случай

\*) Согласно последним данным<sup>56б</sup> наиболее вероятный возраст  $T_{cr}^{(hom)} \sim 2 \cdot 10^7$  лет.

постоянной во всей Галактике плотности газа  $n$ , когда член  $N_i/\tau_i$  можно перенести в правую часть уравнения и сгруппировать с величиной  $\sigma_i N_i$ , т. е. написать  $[\sigma_i + (1/n\sigma\tau_i)] N_i \equiv \sigma_i^* N_i$ , где  $\sigma_i^*$  — некое эффективное сечение, учитывающее распад. По существу, такая выделенность случая  $n = \text{const}$  связана с тем, что только в этом случае функция распределения частиц по пробегам  $G(y)$ , с помощью которой описывается фрагментация ядер, совпадает с функцией распределения по возрастам  $G(\tau)$ , описывающей эволюцию распадающихся ядер без учета фрагментации. В нашей диффузионной модели газ распределен не равномерно и, в общем случае, необходимо решать уравнения типа (2.15) с дополнительным членом  $N_i/\tau_i$ , последовательно для всех групп ядер. Практически, однако, мы учитываем распад только ядер  $^{10}\text{Be}$ , поэтому для всех остальных ядер процедура решения аналогична описанной в разделе б) гл. 3. Для ядер же  $^{10}\text{Be}$  имеем уравнение (индекс  $i$  опущен)

$$-\text{div}(D\nabla N) + n\sigma N + \frac{N}{\tau} = Q(\mathbf{r}). \quad (3.36)$$

Ядра  $^{10}\text{Be}$  вторичны и поэтому величина  $Q(\mathbf{r})$  учитывает и фрагментацию ядер, более тяжелых, чем  $^{10}\text{Be}$ . Будем считать, что член  $Q(\mathbf{r})$  не зависит от координат внутри газового диска; это приближение заведомо справедливо в том случае, когда диффузионные уравнения для стабильных ядер сводятся к однородным. Кроме того, будем рассматривать одномерную модель и пренебрежем плотностью газа в гало.

Тогда уравнение (3.36) имеет следующее решение ( $|z| \leq b$ ):

$$N = \frac{Q}{D\kappa_d^2} \left[ 1 - \text{ch}(\kappa_d z) \left\{ \text{ch}(\kappa_d b) + \frac{\kappa_d}{\kappa_h} \text{sh}(\kappa_d b) \text{th}(\kappa_h (h-b)) \right\}^{-1} \right], \quad (3.37)$$

где

$$Q(\mathbf{r}) = Q\theta(b - |z|), \quad \kappa_d^2 = \frac{n\sigma\tau}{D} + \frac{1}{D\tau}, \quad \kappa_h^2 = \frac{1}{D\tau}.$$

Удобно рассмотреть отдельно три предельных случая (считаем, что  $z = 0$  и  $b/h \ll 1$ ):

1) пусть  $\tau \gg h^2/D$ , т. е. ядра слабо распадаются за время диффузионного блуждания в Галактике.

Тогда

$$N \approx \frac{Q}{n\sigma c} \frac{1}{(1/x) + \sigma + [3(b/h)n\sigma\tau]^{-1}}, \quad (3.38)$$

где  $x$  определяется формулой (3.24).

Выражение (3.38) совпадает с формулой (3.32) для однородной модели ( $Q_i/n\sigma c = \sum \sigma_{ih} N_h$ ), причем вместо средней плотности газа фигурирует величина  $(3(b/h)n\sigma)$ . Если  $\eta$  — доля ядер  $^{10}\text{Be}$ , которая распалась, то аналогично формуле (3.35) получаем

$$\frac{\eta}{1-\eta} \approx \frac{T_0}{(1+x\sigma)\tau}, \quad (3.39)$$

где  $T_0 = h^2/3D$  — средний возраст частиц, регистрируемых наблюдателем в точке  $z = 0$  без учета фрагментации и распада (см. формулу (3.27)).

2) Пусть  $h^2/D \gg \tau \gg b^2/D$ , т. е. ядра до распада успевают вытекать из галактического диска, но не доходят до границ гало. В этом случае

$$N \approx \frac{Q}{n\sigma c} \frac{1}{\sigma + (1/n\sigma c) \sqrt{D/b^2\tau}} = \frac{Q}{n\sigma c} \frac{1}{\sigma + (1/n\sigma c) \sqrt{D/h^2\tau}}, \quad (3.40)$$

если ввести среднее значение

$$\bar{n} = n_d \frac{b}{h}.$$

Выражение (3.40) не сводится к однородной модели. В частности, концентрация  $N$  имеет другую зависимость от  $\tau$ . Вместо соотношения (3.39) теперь получаем

$$\frac{\eta}{1-\eta} \approx \frac{\sqrt{(h^2/D)\tau}}{(1+x\sigma)\tau}. \quad (3.41)$$

3) Пусть  $b^2/D \gg \tau$ , т. е. ядра не успевают выйти из диска до распада; тогда содержание радиоактивных ядер не соответствует однородной модели и равно

$$N \approx \frac{Q}{n_{dc}} \frac{1}{\sigma + (1/n_{dc}\tau)}, \quad (3.42)$$

причем

$$\frac{\eta}{1-\eta} \approx \frac{(x/n_{dc}) - \tau}{(1+x\sigma)\tau}. \quad (3.43)$$

Итак, диффузионная модель для случая радиоактивных ядер не сводится, вообще говоря, к однородной. Только для медленно распадающихся ядер (при условии  $\tau \gg h^2/D$ ) концентрация распадающихся ядер описывается выражением, аналогичным однородной модели. При этом оказывается, что определяемый по формулам однородной модели параметр  $T_{cr}^{(hom)}$  является на самом деле средним возрастом частиц, входящих к наблюдателю  $T_0 = h^2/3D$ . Если движение частиц носит диффузионный характер, но при обработке экспериментального материала формально используются соотношения, справедливые для однородной модели (см. (3.3) и (3.4)), то при условии  $b^2/D \ll \tau \ll h^2/D$  (случай в) получающийся эффективный возраст  $T_{cr}^{(hom)}$  оказывается примерно равным среднему геометрическому из времени диффузионного выхода частиц из Галактики и среднего времени жизни ядра относительно распада (т. е.  $T_{cr}^{(hom)} \approx \sqrt{h^2\tau/D}$ ). В том же случае, когда быстрораспадающиеся ядра не выходят из диска ( $\tau \ll b^2/D$ ), формально определяемое по формулам однородной модели время  $T_{cr}^{(hom)}$  вообще не имеет отношения ко времени выхода частиц из Галактики и согласно (3.43) равно примерно величине  $(x/n_{dc}) - \tau$ .

Большое различие между диффузионной и однородной моделями при описании движения быстрораспадающихся ядер связано с тем, что в однородной модели концентрации всех типов ядер не зависят от координат, а в диффузионной модели концентрации не только зависят от координат, но зависимость эта существенно различна для разных ядер; например, стабильные ядра заполняют и диск и гало Галактики, а ядра с малым временем жизни относительно распада могут даже не выходить из диска. Ясно, что в последнем случае измеряемая у Земли концентрация радиоактивных ядер существенно выше величины, усредненной по всему объему Галактики, а кажущийся возраст космических лучей ниже действительного.

Для ядер  $^{10}\text{Be}$ , при условии  $b/h \ll 1$ , справедливо приближение 2). Поэтому, если движение частиц космических лучей носит диффузионный характер со свободным выходом частиц на границах гало, то формально получаемый по формулам однородной модели (см. (3.33)) возраст  $T_{cr}^{(hom)}$

фактически равен величине  $\sqrt{(\hbar^2/D)\tau}$  \*). Поэтому, например, при  $T_{cr}^{(hom)} \approx \sqrt{(\hbar^2/D)\tau} \sim 2 \cdot 10^7$  лет<sup>56а</sup> и  $\tau = 2,2 \cdot 10^6$  лет характерное диффузионное время выхода из гало  $T_{cr,h} \approx \hbar^2/2D \sim 10^8$  лет. В трехмерной модели при заданном «возрасте»  $T_{cr}^{(hom)}$  эффективный размер  $\hbar$  будет больше, чем в одномерном случае. То же справедливо в диффузионной модели с переменным коэффициентом диффузии, так как сравнительно малая величина коэффициента диффузии в диске  $D_d$  приводит к еще большей концентрации быстро распадающихся ядер вблизи Земли; поэтому, по-видимому, даже значение  $T_{cr}^{(hom)} \sim 3 \cdot 10^6$  лет совместимо<sup>47</sup> с наличием большого гало Галактики с  $\hbar \sim R$ .

В итоге можно сказать, что даже без учета большой неопределенности в сечениях фрагментации вывод об отсутствии заметного гало у нашей Галактики, который иногда делался на основе однородной модели распространения космических лучей для радиоактивных ядер, оказывается неверным в рамках диффузионной модели со свободным выходом частиц на границах гало и основной массой газа, сосредоточенной в галактическом диске. Хотя достоверность такой модели и не доказана, она, видимо, ближе к действительности, чем однородная модель. Как мы еще увидим ниже, радиоастрономический метод определения возраста космических лучей также не дает достаточных оснований для оценки  $T_{cr} \ll 3 \cdot 10^6$  лет и скорее свидетельствует о возрасте  $T_{cr} \sim 10^8$  лет. Таким образом, широко повторяемое в последнее время утверждение о справедливости дисковой галактической модели и, в соответствии с этим, использование возраста  $T_{cr} \sim 1-3 \cdot 10^6$  лет можно характеризовать как принятое лишь в результате многократного повторения (adopted by repetition).

#### г) Об анизотропии космических лучей

Измерения анизотропии космических лучей очень важны с точки зрения выяснения характера движения релятивистских заряженных частиц и пространственного распределения источников. Следует отметить, что применимость диффузионных моделей для вычисления анизотропии менее обоснована, чем при анализе химического состава космических лучей (впрочем, строгое обоснование отсутствует даже в этом случае). Дело в том, что трансформация ядер при их взаимодействии с межзвездным газом происходит при блуждании и эффективном перемешивании космических лучей по всей Галактике, так что химический состав ядер около Земли является некой характеристикой, усредненной по всевозможным траекториям движения и по большим промежуткам времени. Наоборот, анизотропия во многом может определяться локальной структурой магнитного поля вблизи Солнечной системы. Даже в том простейшем случае, когда локальное магнитное поле не имеет сложных особенностей типа ловушек и т. п., а является однородным в масштабах, скажем, нескольких парсек (с малыми возмущениями, необходимыми для рассеяния частиц и диффузии их вдоль поля), простая связь (2.11) между величиной анизот-

\*) Можно считать, что однородная модель применима и в данном случае, но область усреднения величин  $\bar{n}$  и  $Q$  в уравнении (2.17) равна примерно  $\sqrt{D\tau}$  — расстоянию, на которое успевают уйти радиоактивные ядра. Действительно, в таком случае (при  $T_{cr}^{(hom)} \gg \tau$ )  $N_2/\tau \approx \bar{n}c\sigma_{21}N_1 \sim n_d b c \sigma_{21} N_1 / \sqrt{D\tau} \approx (x\sigma_{21}N_1) / \sqrt{(\hbar^2/D)\tau}$  (здесь учетно соотношение  $x \approx n_d c b \hbar / D$ ). При обычном же в однородной модели усреднении по всему объему Галактики получаем  $\frac{N_2}{\tau} \approx \bar{n}c\sigma_{21}N_1 \approx (x\sigma_{21}N_1) / T_{cr}^{(hom)}$ , так как  $x \approx \bar{n}c T_{cr}^{(hom)}$ ; таким образом и приходим к соотношению  $T_{cr}^{(hom)} \sim \sqrt{(\hbar^2/D)\tau}$ .

рошии  $\delta$  и градиентом концентрации космических лучей  $\nabla N$  нарушается из-за тензорного характера коэффициента диффузии. Действительно, эффективная частота «столкновений», необходимая для того, чтобы обеспечить характерный коэффициент диффузии  $D \sim 10^{28} \text{ см}^2/\text{сек}$  для релятивистских частиц, составляет величину  $\nu \sim c^2/D \sim 10^{-7} \text{ сек}^{-1}$ , что существенно меньше, чем гирочастота  $\Omega = (ZeH/Mc) Mc^2/E \sim 3 \cdot 10^{-2} Mc^2/E \text{ сек}^{-1}$  (последняя оценка сделана для протонов;  $Ze$  — заряд частицы,  $H \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ гс}$  — магнитное поле в межзвездной среде) для энергий частиц  $\epsilon \lesssim 3 \cdot 10^5 \text{ Гэв/нуклон}$ . Следовательно, релятивистский газ космических лучей «замагничен» и его свойства существенно анизотропны\*). В частности, если в этом случае градиент концентрации космических лучей направлен перпендикулярно к основному однородному магнитному полю и можно пренебречь «соударениями», то кажущийся поток частиц и наблюдаемая анизотропия будут направлены перпендикулярно к градиенту концентрации и перпендикулярно к магнитному полю<sup>58</sup>. С точки зрения физики плазмы это просто один из видов дрейфа.

Кроме того, даже в отсутствии градиентов концентрации замagniченые частицы в однородном магнитном поле могут дать анизотропию с двумя максимумами за счет анизотропного углового распределения скоростей частиц относительно направления магнитного поля.

Заметим, что, с другой стороны, независимо от конкретного характера движения космических лучей с энергиями  $1-10^3 \text{ Гэв/нуклон}$ , это движение не может представлять собой течения вдоль галактического диска. Последнего можно было бы ожидать, так как среднее магнитное поле, видимо, направлено в плоскости Галактики и движение частиц поперек диска должно быть подавлено. Однако частицы в газовом диске должны пройти толщину вещества  $x_d$ , не большую, чем полная толщина  $x \approx 3 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$ . Для этого, при плотности газа в диске  $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$ , необходимо время  $T_{cr}, L_d = x_d/n_d c < x/n_d c \sim 10^{14} \text{ сек}$ . С другой стороны, верхний предел на величину анизотропии  $\delta \lesssim 10^{-3}-10^{-4}$  приводит к ограничению на среднюю направленную скорость вытекания космических лучей из диска  $u_d \leq \delta c/(\gamma_p + 2) \sim (1-10) \cdot 10^6 \text{ см/сек}$  (так называемый эффект Комптона — Геттинга; подробнее см. <sup>59</sup>) и, следовательно, космические лучи при направленном движении из диска в среднем проходят в диске, в частности, вдоль него, расстояние  $L = u_d T_{cr, d} < (1-10) \cdot 10^{20} \text{ см}$ , в то же время полутолщина самого диска  $b \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ см}$ . Эти грубые оценки, не учитывающие особенностей механизма распространения, релятивистских частиц, пространственного распределения источников и положения наблюдателя, показывают, что космические лучи не могут свободно двигаться вдоль диска, а должны эффективно смещаться и поперек диска<sup>25</sup>. Видимо, такое движение связано с перемешиванием и запутыванием самих силовых линий магнитного поля, увлекающих вмороженный релятивистский газ космических лучей к границам диска.

Таким образом, фактически нечто подобное диффузии имеет место. В рамках же диффузионной модели приведенные соображения свидетельствуют в пользу изотропного характера диффузии, по крайней мере по Галактике в целом. Поэтому ниже в этом разделе из-за отсутствия достаточно подробной информации о структуре локального поля мы также будем пользоваться простейшим вариантом диффузионного приближения с изотропным коэффициентом диффузии. Поскольку диффузионный харак-

\*) Если диффузия частиц происходит за счет рассеяния на статистических или низкочастотных магнитных неоднородностях, то противоположный случай (т. е. выполнение условий немагнитности частиц) вообще не может осуществиться, так как в квазистатическом поле  $\nu_{\max} \sim \Omega$  (другими словами,  $D_{\min} \sim c^2/\Omega$ ).

тер движения частиц должен нарушаться при очень высоких энергиях, то мы ограничиваемся энергиями частиц  $\epsilon \leq 10^6$  Гэв/нуклон.

Грубо можно выделить три эффекта, которые могут приводить к анизотропии космических лучей в Галактике. Первый из них связан с пекулярным движением Солнечной системы со скоростью порядка 30 км/сек относительно общей массы звезд, межзвездного газа и крупномасштабного магнитного поля Галактики. Космические лучи должны увлекаться общим вращением Галактики и даже в случае изотропного распределения частиц в движущейся системе, пекулярное движение Солнца приводит за счет эффекта Комптона — Геттинга к кажущейся анизотропии. Это явление, видимо, было обнаружено экспериментально<sup>60</sup>.

Второй эффект обусловлен отдельными близкими источниками космических лучей (например, пульсарами). Его оценка очень неопределенна, так как требует знания пространственного распределения, мощности, возраста и закона эволюции источников. В статье<sup>61</sup> была сделана оценка анизотропии, обусловленной некоторыми близкими пульсарами, и получено значение  $\delta \sim 10^{-4}$ . Считалось, что космические лучи генерируются при взрывах сверхновых. Коэффициент диффузии принимался равным  $D = 6 \cdot 10^{28}$  см<sup>2</sup>/сек. Значение  $\delta$  можно понизить, если считать, что космические лучи генерируются непрерывно или выбрать другой коэффициент диффузии.

Наконец, третий эффект — это общее вытекание космических лучей из Галактики. В данном случае вычисления анизотропии с помощью модели дискретных источников<sup>30, 62, 63</sup> совпадают, в общем, с результатами, полученными в предположении о непрерывном в пространстве распределении источников<sup>42, 46, 47</sup>. Для диффузионной модели анизотропия в диске дается формулой (2.11)

$$\delta = \frac{3D_d}{c} \frac{|\nabla N_{cr}|}{N_{cr}},$$

где  $N_{cr}$  определяется выражением (3.39). На рис. 11 приведены две составляющие анизотропии вблизи Солнца — вдоль радиуса диска  $\delta_r$  и поперек

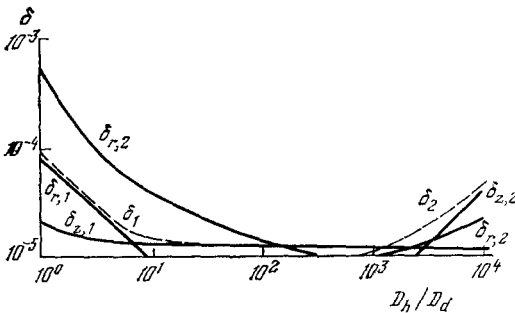


Рис. 11. Зависимость анизотропии космических лучей от отношения коэффициентов диффузии в гало и в диске Галактики.

его  $\delta_z$  в зависимости от отношения коэффициентов диффузии в диске и в гало, причем размер гало  $h = 15$  кпс<sup>47</sup>. Радиальная составляющая анизотропии обратно пропорциональна отношению  $D_h/D_d$  и уменьшается от величины  $\delta_r \sim 8 \cdot 10^{-5}$  при  $D_h/D_d \sim 1$  до  $\delta_r \sim 10^{-5}$  при  $D_h/D_d \sim 8$  (для энергий  $\epsilon_h \sim 1 \div 5$  Гэв/нуклон). Значение  $\delta_r$  уменьшается также с уменьшением размеров гало  $h$  при постоянном  $D_h/D_d$ . Что же касается величины составляющей анизотропии  $\delta_z$ , то ее зависимость от параметров модели очень слабая<sup>42</sup>. При фиксированном химическом составе космических лучей (точнее, при фиксированном значении эффективной толщи  $x$ ) значение  $\delta_z$  в диске Галактики определяется лишь положением наблюдателя относительно плоскости симметрии Галактики  $z = 0$  и плотностью газа в диске  $n_d$  (важно при этом, что источники космических лучей однородно распределены по диску);

$$\delta_z \approx \frac{3zn_d}{x}. \quad (3.44)$$



Эта формула получена аналитически в приближении одномерной диффузионной модели, но и для трехмерной модели она подтверждается численным расчетом. Таким образом, составляющая анизотропии поперек диска Галактики практически не зависит от размеров гало и от отношения коэффициентов диффузии в диске и в гало (при фиксированной проходимой ядрами толще вещества  $x$ ). Для Солнечной системы  $z \sim 10$  пс и поэтому  $\delta_z \sim 3 \cdot 10^{-5}$  (для энергий частиц  $\epsilon_h \sim 1-5$  Гэв/нуклон). Отметим, что в расчетах не принималась во внимание возможная асимметрия северной и южной частей гало. Анизотропия, которая возникает за счет такой асимметрии гало, не превышает значения  $\delta_z \sim 3 \cdot 10^{-5}$  при  $\Delta h/h \leq 20\%$  (здесь  $\Delta h$  — разность полутолщин гало на севере и на юге).

Резюмируя, можно сказать, что минимальное ожидаемое значение анизотропии космических лучей в Галактике вблизи Солнца  $\delta \sim 3 \cdot 10^{-5}$ , причем это заключение относится к частицам с энергиями  $\epsilon_h \sim 1-5$  Гэв/нуклон, так как только в этом интервале можно пока получить надежные данные о коэффициенте диффузии (из анализа относительного содержания вторичных ядер). Величина  $\delta \sim 3 \cdot 10^{-5}$  примерно на порядок меньше наблюдаемого верхнего предела анизотропии для частиц с энергиями  $E \sim 10^2-10^3$  Гэв. Однако с ростом энергии анизотропия, видимо, также растет. На это косвенно указывает, например, зависимость содержания вторичных ядер от энергии, которая связывается с ростом коэффициента диффузии с энергией (раздел б) гл. 3). Если принять закон изменения коэффициента диффузии  $D \propto E^\mu$ , то совокупность данных по составу вторичных ядер (с энергиями  $\epsilon_h \sim 1-5$  Гэв/нуклон) и по анизотропии космических лучей вплоть до энергий  $10^6$  Гэв/нуклон приводит к оценке  $\mu < 0,35$  (см. <sup>42</sup>), что не противоречит данным о химическом составе ядер с энергиями  $\epsilon \sim 50-100$  Гэв/нуклон. Некоторые дополнительные замечания, касающиеся анизотропии космических лучей при более высоких энергиях, будут сделаны в гл. 6.

#### 4. ЭЛЕКТРОННАЯ КОМПОНЕНТА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ

##### а) Распространение электронов космических лучей в Галактике

Важнейшим фактором, определяющим формирование спектра релятивистских электронов в Галактике, является наличие существенных энергетических потерь для этих частиц. Для энергий электронов  $E > 100$  Мэв можно ограничиться двумя основными видами потерь — комптоновскими и синхротронными (подробнее см. ГС, § 8), обусловленными соответственно рассеянием релятивистских электронов на фотонах и их синхротронным излучением в межзвездных полях. Если фотоны распределены изотропно и магнитное поле в среднем тоже изотропно, то потери определяются формулой

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{32\pi}{9} c \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \left( w_{ph} + \frac{H^2}{8\pi} \right) \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2; \quad (4.1)$$

здесь, по предположению,  $mc^2 \ll E \ll mc^2(mc^2/\epsilon_{ph})$ , где  $m$  — масса электрона,  $\epsilon$  — средняя энергия фотонов, плотность энергии которых равна  $w_{ph}$ . В произвольном квазиоднородном магнитном поле в формулу (4.1) вместо среднего квадрата поля  $H$  входит величина  $(3/2) H_\perp^2$ , где  $H_\perp$  — компонента магнитного поля, перпендикулярная к направлению скорости электрона.

В более удобных единицах формулу (4.1) можно переписать так:

$$-\frac{dE}{dt} \equiv \beta E^2 = 8 \cdot 10^{-17} \left( w_{\text{ph}} + 6 \cdot 10^{11} \frac{H^2}{8\pi} \right) E^2 \quad (\text{Гэв} \cdot \text{сек})^{-1}, \quad (4.2)$$

где  $w_{\text{ph}}$  — плотность энергии электромагнитного излучения в  $\text{эв}/\text{см}^3$ ,  $H$  — напряженность поля в гауссах и  $E$  — энергия электрона в  $\text{Гэв}$ .

Поле излучения (фотонный газ) в Галактике создается в основном реликтовым излучением с температурой  $2,7^\circ$  ( $w_{\text{ph}} = 0,25 \text{ эв}/\text{см}^3$ ) и светом звезд (вблизи галактической плоскости  $w_{\text{ph}} \simeq 0,5 \text{ эв}/\text{см}^3$ ). Какую-то роль может играть еще ненадежно оцениваемое фоновое инфракрасное излучение. При учете всех этих источников величину  $w_{\text{ph}}$  можно, в общем, оценить как  $w_{\text{ph}} \simeq 1 \text{ эв}/\text{см}^3$ . Значение среднего магнитного поля в межзвездной среде составляет, видимо, величину  $H \simeq 1-10 \cdot 10^{-6} \text{ гс}$ . Таким образом, комптоновские и синхротронные потери примерно одинаковы, хотя если вблизи плоскости Галактики принять наиболее вероятные значения  $w_{\text{ph}} \sim 1 \text{ эв}/\text{см}^3$  и  $H \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ гс}$ , то комптоновские потери доминируют.

Формулы (4.1), (4.2) показывают, что энергетические потери релятивистских электронов растут с энергией. При этом характерное время потерь  $T = E/(-dE/dt)$  сравнивается с характерным временем  $T_{\text{cr},d} \sim 3 \cdot 10^6$  лет, которое космические лучи проводят в галактическом диске, для энергий частиц  $E \sim 10^2 \text{ Гэв}$ ; время  $T$  сравнивается с характерным временем  $T_{\text{cr},h} \sim 10^8$  лет для моделей с гало при  $E \sim 3 \text{ Гэв}$ . Ясно поэтому, что энергетические потери действительно весьма существенны для наблюдаемых у Земли электронов космических лучей с энергиями, большими нескольких  $\text{Гэв}$ . А это означает, что обсуждавшиеся ранее однородная и диффузионная модели распространения космических лучей в Галактике во многих случаях будут приводить к различной интерпретации особенностей спектра электронов. Ситуация аналогична той, которая была описана для радиоактивных ядер — электроны достаточно высоких энергий так быстро теряют свою энергию, что не успевают продиффундировать от источников, расположенных в диске, до границ гало. В результате, частицы разных энергий занимают разные по объему области в Галактике, и поэтому распределение релятивистских электронов в Галактике в диффузионной модели со свободным выходом частиц на границах существенно неоднородно в пространстве.

Анализ распространения релятивистских электронов в Галактике и сравнение результатов с выводами однородной модели проделаны в ГС, § 14, 17, и статьях<sup>62,64-69</sup>.

Уравнение для концентрации электронов космических лучей в Галактике в рамках однородной модели имеет вид

$$\frac{N_e(E)}{T_{\text{cr}}^{(\text{hom})}(E)} + \frac{\partial}{\partial E} (-\beta E^2 N_e(E)) = \bar{Q}_e(E), \quad (4.3)$$

откуда находим

$$N_e(E) = \int_E^{\infty} dE_2 \bar{Q}_e(E_2) \exp \left( - \int_E^{E_2} \frac{dE_1}{\beta E_1^2 T_{\text{cr}}^{(\text{hom})}(E_1)} \right); \quad (4.4)$$

здесь  $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})}(E)$  — характерное время выхода электронов из системы в однородной модели. Если спектр источников  $\bar{Q}_e(E)$  имеет степенной вид  $\bar{Q}_e(E) \propto E^{-\nu_0}$ , и зависимость  $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})}(E)$  также степенная  $T_{\text{cr}}^{(\text{hom})}(E) \propto E^{-\mu}$ , то в двух предельных случаях спектр  $N_e(E)$  таков:

$$N_e(E) \propto E^{-\nu_0-\mu}, \quad E \ll E_1 \quad (4.5)$$

■

$$N_e(E) \propto E^{-\gamma_0-1}, \quad E \gg E_1, \quad (4.6)$$

где критическое значение энергии  $E_1$  определяется из условия

$$\beta E_1 T_{cr}^{(hom)}(E_1) = 1. \quad (4.7)$$

Для частиц относительно малых энергий  $E \ll E_1$  спектр формируется за счет баланса генерации частиц в источниках и их вытекания из Галактики (см. (4.5)); потери энергии при этом не существенны. Наоборот, при энергиях  $E \gg E_1$  потери доминируют над вытеканием и спектр имеет вид (4.6).

В районе значений энергии  $E \sim E_1$  происходит «излом» показателя спектра — показатель увеличивается на величину  $\Delta\gamma = 1 - \mu$ .

Измерения спектра электронов по данным разных авторов приводят к разным показателям спектра электронов от  $\gamma_e \approx 2,7$  до  $\gamma_e \approx 3,5$ ; однако, большая часть измерений согласуется с предположением, что показатель спектра не меняется (с точностью  $\Delta\gamma < 0,3$ ) в интервале энергий от 5 до 500 Гэв, а возможно и до  $10^8$  Гэв (см. <sup>11,43</sup>; правда, в статье <sup>18</sup> это утверждение оспаривается). Учитывая, что значение параметра  $\mu$  заключено в пределах  $0 \leq \mu \leq 0,35$  (см. гл. 3), приходим к выводу об отсутствии излома в спектре электронов, который отвечал бы условию (4.7). Это означает, что время выхода космических лучей из Галактики или очень мало ( $T_{cr}^{(hom)} < 10^6$  лет, если  $E_1 \gtrsim 500$  Гэв и  $\mu = 0$ ) или, наоборот, сравнительно велико ( $T_{cr}^{(hom)} > 10^8$  лет, если  $E_1 \lesssim 5$  Гэв). Поскольку измерения относительного содержания радиоактивного  $^{10}\text{Be}$  при интерпретации их в рамках однородной модели, по-видимому, позволяют исключить значение  $T_{cr}^{(hom)} > 10^8$  лет, то при использовании однородной модели приходим к заключению, что  $T_{cr}^{(hom)} \lesssim 10^6$  лет. Если бы такое время фактически отвечало времени выхода электронов из системы, то речь, очевидно, могла бы идти только о дисковой модели. Но, как сказано, пользоваться однородной моделью в применении к электронам, вообще говоря, нет никаких оснований.

Теперь перейдем к диффузионной модели. Концентрация электронов описывается при этом уравнением (2.16), которое в стационарном случае и с учетом соотношения (4.1) имеет вид

$$-\text{div}(D_e \nabla N_e) + \frac{\partial}{\partial E} (-\beta E^2 N_e) = Q_e(\mathbf{r}, E). \quad (4.8)$$

Будем далее считать, что коэффициенты диффузии релятивистских электронов и протонов при заданной энергии  $E$  одинаковы и поэтому индекс  $e$  у коэффициента диффузии опустим.

Если источники электронов равномерно распределены в диске и имеют степенную зависимость от энергии, то можно принять

$$Q_e(\mathbf{r}, E) = \frac{KE^{-\gamma_0} \theta(b - |z|) \theta(R - r)}{2\pi R^2 b}, \quad (4.9)$$

где  $\theta$  — ступенчатая функция.

Если коэффициент диффузии имеет вид  $D = D_0 (E/E_0)^\mu$  и на границах области распространения  $N_e|_\Sigma = 0$ , то<sup>69</sup>

$$N_e = \frac{2KE^{-(\gamma_0+1)}}{\pi R^2 b (\gamma_0-1)\beta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin \{ \pi (b/h) [n+(1/2)] \}}{n+(1/2)} \cos \left[ \pi \frac{z}{h} \left( n + \frac{1}{2} \right) \right] \times \\ \times \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_0(\nu_m r/R)}{\nu_m J_1(\nu_m)} {}_1F_1 \left( 1; \frac{\gamma_0-\mu}{1-\mu}; - \left[ \pi^2 \left( n + \frac{1}{2} \right)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{h^2}{R^2} \nu_m^2 \right] \frac{D_0 E^{\mu-1}}{h^2 (1-\mu) E_0^\mu \beta} \right), \quad (4.10)$$

где  ${}_1F_1(\alpha; \beta; x)$  — конфлюэнтная гипергеометрическая функция и предполагается, что  $\mu < 1$ .

Аналогично случаю распространения радиоактивных ядер, можно получить простые асимптотические выражения для  $N_e$ , которые соответствуют трем случаям пространственного распределения релятивистских электронов в Галактике: частицы заполняют все гало; частицы выходят из диска, но из-за больших потерь не доходят до границ гало; частицы столь быстро теряют энергию, что практически не выходят из области источников.

Для дальнейшего удобно ввести величину

$$\lambda^2(E) = \int_E^{\infty} \frac{D(E')}{\beta E'^2} dE' = \frac{D_0 E^{\mu-1}}{|1-\mu| E_0^\mu \beta}, \quad (4.11)$$

причем  $\lambda(E)$  определяет среднее расстояние, которое проходит электрон с энергией  $E$  прежде, чем потеряет значительную часть (половину) своей энергии. Из общего выражения (4.10) следует, что спектр электронов у Земли ( $z \approx 0$ ,  $r = 10 \text{ кпс}$ ) можно аппроксимировать степенным законом  $N \propto E^{-\gamma}$ , причем

$$\gamma = \gamma_0 + \mu \quad \text{при} \quad \lambda(E) \gg h \quad (E \ll E_1), \quad (4.12)$$

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{\mu+1}{2} \quad \text{при} \quad b \ll \lambda(E) \ll h \quad (E_1 \ll E \ll E_2), \quad (4.13)$$

$$\gamma = \gamma_0 + 1 \quad \text{при} \quad \lambda(E) \ll b \quad (E \gg E_2), \quad (4.14)$$

где значения энергий  $E_1$  и  $E_2$  определяются из условий  $\lambda(E_1) = h$  и  $\lambda(E_2) = b$ . Спектр электронов у Земли имеет, таким образом, два излома — при энергиях  $E_1$  и  $E_2$ , причем показатель  $\gamma$  меняется на величину  $\Delta\gamma = (1-\mu)/2$  в каждом случае (напомним, что все формулы выписаны в предположении, что  $\mu < 1$ ).

Таким образом, суммарное укрупнение спектра электронов на  $\Delta\gamma = 1-\mu$  в диффузионной модели разбивается на два относительно слабо выраженных излома, о наличии или отсутствии которых, при современной точности наблюдений, судить трудно. В этом смысле в диффузионной модели имеется больший произвол в отношении выбора размеров гало и, соответственно, оценки времени выхода космических лучей из Галактики, чем в однородной модели. Кроме того, даже при отсутствии изломов в интервале энергий  $5 \text{ Гэв} \lesssim E \lesssim 500 \text{ Гэв}$ , в диффузионной модели не исключен вариант с  $E_1 < 5 \text{ Гэв}$ ,  $E_2 > 500 \text{ Гэв}$ , что соответствует возрасту  $T_{cr} \sim h^2/2D \sim 10^8$  лет и большим размерам гало. Такая возможность реальна, поскольку измерения содержания  $^{10}\text{Be}$  в диффузионных моделях практически еще не наложили ограничений на  $T_{cr}$  (см. гл. 3). Мы увидим, что именно этот вариант лучше всего согласуется с данными радиоастрономии.

Отметим, что фактически степенной спектр электронов должен обрываться при очень высоких энергиях  $E > 10^3 \text{ Гэв}$  из-за дискретности в пространственном распределении источников <sup>70</sup>. Дискретность должна проявиться в том случае, когда из-за больших энергетических потерь частицы оказываются локализованными вблизи источников, т. е. при условии  $\lambda(E) \leq l$ , где  $l$  — среднее расстояние между источниками (скажем, пульсарами или оболочками сверхновых). В частности, для электронов, наблюдаемых у Земли, спектр обрывается при энергии, определяемой из условия  $\lambda(E) \sim L$ , где  $L$  — расстояние до ближайшего источника.

Часть информации о параметрах модели, которую в принципе можно получить из анализа наблюдаемого у Земли спектра электронов, теряется не только из-за недостаточной точности экспериментов, но и из-за того, что неизвестен показатель спектра в источниках  $\gamma_0$ . С этой точки зрения исключительно важны измерения интенсивности позитронной компоненты космических лучей. В этом случае спектр образующихся частиц известен, поскольку релятивистские позитроны возникают при взаимодействии протонно-ядерной компоненты космических лучей с межзвездным газом, главным образом за счет распадов  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$  и из других реакций. Асимптотически, при энергиях выше нескольких  $\text{Гэв}$ ,  $\gamma_0 \approx 2,7$ . К сожалению, имеющихся пока данных по содержанию позитронов с энергиями, больших нескольких  $\text{Гэв}$ , недостаточно для определения их спектра. Можно лишь грубо оценить отношение концентраций  $^{19} N_{e^+}/(N_{e^+} + N_{e^-}) \approx 0,08 \pm 0,02$ . Используя соответствующие расчеты интенсивности вторичных позитронов и исходя из наблюдаемого у Земли спектра протонной компоненты <sup>71,72</sup>, можно прийти к заключению, что космические лучи проходят в межзвездном газе толщ вещества  $x = 3,5 \pm 1,5 \text{ г/см}^2$ , что хорошо согласуется с величиной средней толщи, полученной по измерениям содержания вторичных ядер.

## б) Нетепловое галактическое радиоизлучение

Энергия, которую релятивистские электроны теряют в Галактике на синхронное излучение, наблюдается в виде общего нетеплового радиоизлучения Галактики. Интенсивность синхротронного излучения  $I_\nu$  на частоте  $\nu$  в направлении  $l$  от электронов с концентрацией  $N_e(\mathbf{r}, E)$ , находящихся в хаотическом по направлениям и постоянном по величине магнитном поле  $H$ , равна (ГС, § 4, и <sup>73</sup>)

$$I_\nu = \int_l \int_E N_e(\mathbf{r}, E) p_\nu(E) dl dE; \quad (4.15)$$

здесь  $p_\nu(E)$  — интенсивность излучения на частоте  $\nu$  электроном с энергией  $E$ . Для ультрарелятивистского электрона функция  $p_\nu(E)$  имеет максимум на частоте

$$\nu \approx 0,29 \frac{3eH}{4\pi mc} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 = 1,2 \cdot 10^6 H \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \text{ гц.} \quad (4.16)$$

В формуле (4.15) интеграл по  $dl$  берется по лучу зрения.

При исследовании нетеплового радиоизлучения следует учесть, что в области частот  $\nu > 1400 \text{ Мгц}$  становится значительным вклад реликтового излучения (температура  $2,7 \text{ }^\circ\text{К}$ ); с другой стороны, при  $\nu < 50 \text{ Мгц}$  необходимо учитывать поглощение радиоизлучения в ионизованном межзвездном газе. Кроме того, в общем радиоизлучении из диска Галактики на низких галактических широтах  $b < 5^\circ$  велика доля теплового радио-

излучения и поэтому при выделении нетеплового радиоизлучения удобно использовать измерения, относящиеся к более высоким широтам. Даже с учетом всех этих обстоятельств разобраться в радиокarte Галактики довольно сложно. Это связано, во-первых, с наличием в общей картине радиоизлучения неоднородностей типа «шпуров», «петель», «дуг» и т. д., природа которых пока еще не достаточно ясна (см. по этому поводу, например, <sup>74</sup>) и, во-вторых, с несколько неопределенным вкладом в общее радиоизлучение, которое вносит изотропная метагалактическая составляющая и отдельные дискретные галактические радиоисточники (типа остатков старых сверхновых). По этим причинам для анализа различных моделей целесообразно использовать данные о радиоизлучении из тех направлений, в которых искажение радиодина Галактики минимально. Такими характерными направлениями являются направления на «антицентр», на «галлб минимум» и на «полус» (рис. 12). Последовательный расчет радиоизлучения должен дать абсолютные величины интенсивности по этим направлениям и объяснить их главные особенности, которые состоят в следующем:

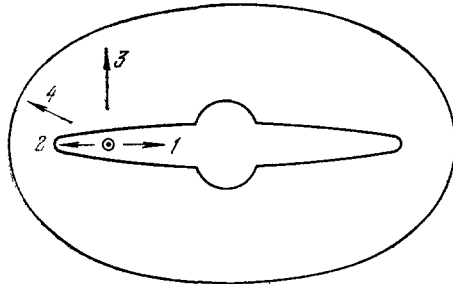


Рис. 12. Характерные направления, в которых исследуется радиоизлучение Галактики.

1 — центр, 2 — антицентр, 3 — полюс, 4 — галло-минимум.

1) Интенсивность галактического радиодина сравнительно медленно уменьшается с увеличением галактической широты  $b$ , т. е. угла между галактической плоскостью и направлением наблюдения.

2) Спектр радиоизлучения имеет излом в области частот в несколько десятков мегагерц. Значение показателя степени спектра  $\alpha = -d(\lg I_\nu)/d \lg \nu$  меняется от 0,3—0,6 в области меньших частот (до излома) до 0,8—0,9 в области больших частот.

3) Значение показателя степени  $\alpha$  увеличивается с увеличением координаты  $b$ . Разница значений  $\alpha$  в направлениях малых  $b$  и больших  $b$  составляет 0,1—0,2 (в области частот порядка десятков мегагерц).

Более подробные сведения о галактическом радиоизлучении можно найти, например, в статьях <sup>75-83</sup>.

Последовательное объяснение радиоизлучения Галактики до настоящего времени оказалось возможным только в рамках диффузионной модели распространения релятивистских электронов (<sup>68,69,84,85</sup>; постановка вопроса была освещена еще в ГС, § 17). Для расчета интенсивности излучения следует воспользоваться формулой (4.15), где величина  $N_e(\mathbf{r}, E)$  определяется выражением (4.10). Соответствующие громоздкие формулы существенно упрощаются в том случае, когда спектр электронов можно аппроксимировать степенной функцией (4.12) — (4.14). При этом в направлении на антицентр можно получить следующие значения показателя спектра излучения  $\alpha$  (считаем, что  $\mu < 1$ ):

$$\alpha = \frac{\gamma_0 + \mu - 1}{2} \quad \text{при} \quad \nu \ll \nu_1^A = \frac{3eH_A}{4\pi mc} \left( \frac{E_1}{mc^2} \right)^2, \quad (4.17)$$

$$\alpha = \frac{\gamma_0 + [(\mu - 1)/2]}{2} \quad \text{при} \quad \nu_1^A \ll \nu \ll \nu_2^A = \frac{3eH_A}{4\pi mc} \left( \frac{E_2}{mc^2} \right)^2, \quad (4.18)$$

$$\alpha = \frac{\gamma_0}{2} \quad \text{при} \quad \nu \gg \nu_2^A; \quad (4.19)$$

здесь  $H_A$  — средняя величина магнитного поля в диске Галактики в направлении на антицентр.

Приведем также ход спектрального индекса  $\alpha$  с частотой в направлении на полюс (при  $\mu < 1$ ):

$$\alpha = \frac{\gamma_0 + \mu - 1}{2} \quad \text{при} \quad v \ll v_1^p = \frac{3eH_p}{4\pi mc} \left( \frac{E_1}{mc^2} \right)^2, \quad (4.20)$$

$$\alpha = \frac{\gamma_0}{2} \quad \text{при} \quad v \gg v_1^p; \quad (4.21)$$

здесь  $H_p$  — средняя величина магнитного поля в галб в направлении на полюс Галактики и, напомним это,  $\gamma_0$  — показатель степени в дифференциальном спектре источников электронов (см. (4.9)).

Изменение спектрального индекса с частотой различно для различных направлений из-за неравномерного заполнения Галактики электронами высоких энергий, в силу чего интеграл  $\int N(r, E) dV$  существенно зависит от выбора направления  $l$ , а спектр излучения в разных направлениях имеет разную форму даже при единой по всей Галактике величине магнитного поля  $H$ . Отметим, например, что, как следует из выражений (4.17), (4.19) — (4.21), спектр радиоизлучений в направлении на антицентр имеет два излома величиной  $\Delta\alpha = (\mu - 1)/4$  каждый, а в направлении на полюс — один излом  $\Delta\alpha = (\mu - 1)/2$ .

Необходимо иметь в виду также, что при регистрации излучения в направлении антицентра можно получить различные формы спектров в зависимости от характеристик приемной антенны. Если угловая ширина диаграммы направленности антенны в этом направлении не превышает угла  $\varphi = 2 \operatorname{arctg} [b/(R - r)]$ , то справедливы формулы (4.17) — (4.19), так как вклад в регистрируемое излучение дают лишь электроны, находящиеся в области источников (см. (4.9) и рис. 9). При  $\varphi > \operatorname{arctg} [h/(R - r)]$  радиоспектр, наблюдаемый в этом же направлении, будет аналогичен спектру излучения в направлении галб, поскольку в этом случае принимается в основном излучение электронов галб и форма спектра определяется соотношениями (4.20), (4.21). В промежуточном случае вид спектра будет зависеть от  $\varphi$ .

Не останавливаясь на деталях вычислений и интерпретации особенностей галактического радиоизлучения, приведем здесь лишь основные выводы работ<sup>84,85</sup> (считается, что  $\mu = 0$ ).

1) Показатель спектра источников электронов в Галактике имеет величину  $\gamma_0 = 2,2$ .

2) Наблюдаемое у Земли при энергиях 5—50 Гэв значение показателя  $\gamma_e = 2,7$  может быть объяснено (см. нижеследующие пункты 3 и 4) влиянием синхротронных и комптоновских потерь, в результате которых при дисковом распределении источников и наличии галб спектр испытывает два излома с изменением показателя на  $1/2$  в каждом.

3) Первый излом с изменением показателя спектра на  $1/2$  от  $\gamma_0 = 2,2$  до  $\gamma = \gamma_0 + (1/2) = 2,7$  расположен при энергии 0,8—2,5 Гэв.

4) Второй излом с изменением показателя до  $\gamma = \gamma_0 + 1 = 3,2$  находится для этих моделей в области нескольких тысяч Гэв.

5) Существующий радиофон Галактики можно объяснить в рамках рассмотренной модели синхротронным излучением релятивистских электронов, причем модели с большим размером галб  $h \sim 5-12 \text{ kpc}$  дают наиболее близкие к наблюдаемым результаты. Среднее поле в галб (в зависимости от вклада галактических дискретных источников и роли Метагалактики)  $H = H_p = (4-6) \cdot 10^{-6} \text{ гс}$ , а в диске  $H = H_A = (5-9) \cdot 10^{-8} \text{ гс}$ .

6) Время жизни космических лучей для рассматриваемых моделей оказывается величиной порядка  $T_{cr, D} \sim 10^8$  лет.

Параметры модели могут несколько измениться, если ввести зависимость коэффициента диффузии от энергии и координат, однако, главный результат — наличие ярко выраженного радиогало и гало космических лучей Галактики — оказывается довольно «устойчивым». В этой связи полезно рассмотреть основные аргументы, которые выдвигались в последнее время против существования обширного гало (в частности, в статьях <sup>86,87</sup> полутолщина гало оценивалась значением  $h \sim 0,3-1$  кпс).

Первый аргумент связан с наличием уже упоминавшихся «шпуров», «дуг» и т. п., которые занимают относительно большую часть неба и дают большой вклад в наблюдаемое радиоизлучение. Большинство исследователей считает эти неоднородности локальными. При этом возникает вопрос: можно ли на фоне этих ярких неоднородностей различить сравнительно слабое радиоизлучение, связанное с гало? Как отмечалось выше, информацию о гало все же можно, по-видимому, получить, используя наблюдения в тех направлениях, в которых неоднородности отсутствуют или сравнительно незначительны (антицентр, полюс и др.). Главным фактором в пользу обширного и при этом достаточно интенсивного радиогало является плавная зависимость с широтой интенсивности радиоизлучения от направления на антицентр до направления на полюс: минимальное излучение наблюдается в промежуточном направлении (гало-минимум). Альтернативные объяснения этого факта могут быть связаны с наличием очень большого фона Метагалактики или аномально большим излучением, приходящим из локальной квазисферической области с очень сильной радиосветимостью в местном рукаве; эти объяснения представляются, однако, маловероятными \*).

Второй известный из литературы аргумент против существования заметного гало связан с малой величиной времени выхода космических лучей из Галактики  $T_{cr}^{(hom)} < 10^7$  лет, определяемой в рамках однородной модели распространения космических лучей по содержанию радиоактивного <sup>10</sup>Be. Однако, как это подробно обсуждалось в гл. 3, при последовательном расчете в диффузионной модели получается оценка для времени диффузионного вытекания космических лучей  $T_{cr,D} \approx 3 \cdot 10^8$  лет, что не противоречит наличию обширного гало.

Третий аргумент связан с отсутствием, во многих случаях, заметного радиогало у других галактик. Здесь следует учесть, что различные галактики могут иметь различную мощность источников космических лучей и для объектов со слабыми источниками гало будет слабым или практически вообще отсутствует. Кроме того, для обнаружения радиогало следует проводить наблюдения на сравнительно низких частотах (см., например, <sup>89</sup>). Это обстоятельство, естественно, связано с неоднородным распределением электронов разных энергий в Галактике и, возможно, падением напряженности магнитного поля с удалением от галактической плоскости.

В частности, все квазисферическое гало нашей Галактики должно излучать лишь на частотах, меньших десятков Мгц. Отметим в этой связи, что даже переход к длине волны 50 см привел к обнаружению огромных гало у радиогалактик <sup>90a</sup> и гало у галактики NGC 4631 <sup>90b</sup>.

## 5. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И ГАММА-АСТРОНОМИЯ

В настоящее время о космических лучах (протонах и ядрах) вдали от Земли имеются лишь косвенные сведения, получаемые преимущественно из радиоастрономических данных. Последние позволяют найти форму

\*) Последние оценки радиофона Метагалактики дают величину эффективной температуры  $T_{Mg} \sim 17^\circ$  на частоте  $\nu = 178$  Мгц <sup>88</sup>. Общее же излучение из направления на гало-минимум соответствует температуре  $T \approx 80^\circ$ .



спектра релятивистских электронов (т. е. зависимость их интенсивности от энергии), но концентрацию и плотность энергии электронов можно определить только при дополнительном предположении о напряженности магнитного поля в излучающей области. Для нахождения же концентрации всех космических лучей  $N_{cr}$  нужно дополнительно еще предположить связь между  $N_{cr}$  и  $N_e$  (подробнее см. ГС и <sup>5,91</sup>). Единственный прямой способ определения концентрации протонно-ядерной компоненты космических лучей вдали от Земли состоит в использовании  $\gamma$ -астрономического метода. Это связано с тем, что релятивистские протоны и ядра при столкновении с ядрами межзвездного газа порождают различные вторичные частицы, которые при распаде испускают  $\gamma$ -лучи. Основную роль в этом процессе играет прямое рождение  $\pi^0$ -мезонов, но вклад в  $\gamma$ -излучение дают также распады  $\Sigma^0$ -гиперонов и вторичные  $\pi^0$ -мезоны, рождающиеся по каналам  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$ ,  $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$  и т. п. В результате интенсивность  $\gamma$ -излучения  $I_\gamma(E_\gamma)$  определяется произведением интенсивности космических лучей  $I_{cr}(E)$  (или их концентрацией  $N_{cr}(E)$ ) и концентрацией газа  $n$  вдоль луча зрения.

Излучательная способность единицы объема  $q_\gamma$  может быть представлена в виде

$$q_\gamma (> E_\gamma) = n(\sigma I_{cr}), \tag{5.1}$$

$$(\sigma I_{cr}) = \int_{E_\gamma}^{\infty} \int_E^{\infty} \sigma(E, E_\gamma) I_{cr}(E) dE dE_\gamma, \tag{5.2}$$

причем  $\sigma$  — соответствующее сечение рождения  $\gamma$ -квантов под действием космических лучей с интенсивностью  $I_{cr}(E)$ . Вычисления функции  $(\sigma I_{cr})$  можно найти в книге <sup>92</sup> (рис. 13). Например, для галактических космических лучей с интенсивностью, равной наблюдаемой у Земли, при энергии  $E_\gamma \geq 100 \text{ Мэв}$   $(\sigma I_{cr})_{E_\gamma \geq 100 \text{ Мэв}} \approx 10^{-26}$  фотон/сек·стер. Максимум дифференциального спектра  $\gamma$ -излучения, обусловленного распадами  $\pi^0$ -мезонов, приходится на значение энергии  $E_\gamma \approx 67,5 \text{ Мэв}$ . Эта особенность приводит к уплощению интегрального спектра  $\gamma$ -лучей в области энергии  $E_\gamma \sim 10-100 \text{ Мэв}$  и позволяет выделить из общего космического  $\gamma$ -излучения ту его компоненту, которая связана с рождением и распадом  $\pi^0$ -мезонов. Другие возможные механизмы образования жесткого  $\gamma$ -излучения, например, рассеяние низкоэнергетичных фотонов на ультрарелятивистских электронах космических лучей, обычно приводят к более крутым спектрам.

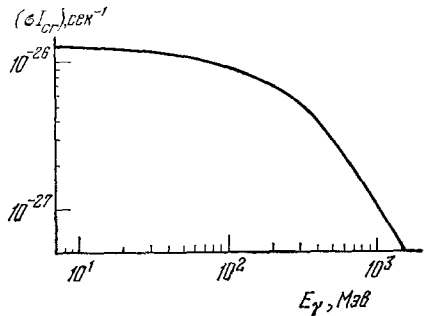


Рис. 13. Спектр генерации  $\gamma$ -квантов, возникающих при взаимодействии космических лучей с межзвездным газом за счет распада  $\pi^0$ -мезонов и т. д.

Поток  $\gamma$ -излучения от дискретного источника, находящегося на некотором расстоянии  $R$ , равен

$$F_\gamma (> E_\gamma) = \int_{\Omega_s} \int_{l_s} q_\gamma dl d\Omega \approx (\sigma I_{cr}) \frac{N(V)}{R^2} \approx 5 \cdot 10^{23} (\sigma I_{cr}) \frac{\mathfrak{M}}{R^2} \text{ фотон/см}^2\text{сек}; \tag{5.3}$$

здесь интегрирование ведется вдоль луча зрения по области внутри источника  $l_s$  и по телесному углу  $\Omega_s$ , под которым наблюдается источник;

$N(V) = nV$  — полное число ядер в источнике с объемом  $V$  и средней концентрацией газа  $n$ ,  $M \approx 2 \cdot 10^{-24} N(V)$  — масса газа в источнике (химический состав газа считается соответствующим средней распространенности элементов).

Интенсивность диффузионного  $\gamma$ -излучения, возникающего при непрерывном в пространстве распределении источников излучения, можно найти по формуле

$$I_\gamma(> E_\gamma) = \int l q_\gamma d\Omega \approx n(\sigma I_{cr}) L \text{ фотонов/см}^2\text{сек} \cdot \text{стер}, \quad (5.4)$$

где интегрирование ведется вдоль луча зрения  $l$  по всей излучающей области,  $n$  — средняя концентрация газа,  $L$  — характерный размер излучающей области.

Подробно с экспериментальными результатами  $\gamma$ -астрономии и с их интерпретацией можно ознакомиться по <sup>91-96</sup>. Мы ограничимся здесь лишь несколькими примерами.

В общем космическом  $\gamma$ -излучении имеется изотропная внегалактическая компонента. Ее интенсивность составляет величину порядка  $I_\gamma(> 100 \text{ Мэв}) = (2-3) \cdot 10^{-6} \text{ фотонов/см}^2\text{сек} \cdot \text{стер}$ . Это значение позволяет получить некоторое ограничение на интенсивность и пространственное распределение космических лучей в межгалактическом пространстве  $I_{Mg}$ . В частности, если  $I_{Mg} = I_{cr}$ , т. е. интенсивности в Галактике и в межгалактическом пространстве совпадают, то космические лучи должны быть заключены в области размером  $L \lesssim 50 (10^{-5}/n_{Mg}) \text{ Мпс}$ , где  $n_{Mg}$  — концентрация межгалактического газа. Эта оценка свидетельствует против универсальной (квазиоднородной) метагалактической модели происхождения космических лучей (при  $n_{Mg} \gtrsim 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ ), в рамках которой космические лучи заполняют всю Метагалактику с постоянной интенсивностью  $I_{Mg} = I_{cr}$  (для значений космологического расстояния  $z = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0 \ll 1$ ).

Для определения интенсивности космических лучей вблизи Галактики гораздо более эффективным представляется другой метод — измерение  $\gamma$ -потока от Магеллановых Облаков <sup>91,97</sup>. При этом следует использовать формулу (5.3). Общая масса газа, заключенная в каждом из Магеллановых Облаков, определяется с помощью радиоастрономических методов (по наблюдению линии нейтрального водорода  $\lambda = 21 \text{ см}$ ). Оказывается, что при условии равенства интенсивности космических лучей в Галактике и в Магеллановых Облаках потоки  $\gamma$ -излучения составляют:  $F_\gamma(> 100 \text{ Мэв}) \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ фотонов/см}^2 \cdot \text{сек}$  для Большого Магелланова Облака и  $F_\gamma(> 100 \text{ Мэв}) \approx 10^{-7} \text{ фотонов/см}^2 \cdot \text{сек}$  для Малого Магелланова Облака. К сожалению, на современном уровне чувствительности  $\gamma$ -телескопов можно установить лишь верхнюю границу потока от Магеллановых Облаков  $F_\gamma(> 100 \text{ Мэв}) < 10^{-6} \text{ фотонов/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Если в результате дальнейших измерений выяснится, что потоки излучения от Магеллановых Облаков меньше, чем приведенные выше, то это будет означать, что интенсивность космических лучей вне Галактики меньше, чем внутри ее.

Примерно такие же соображения можно использовать при определении интенсивности космических лучей вне Галактики с помощью измерений  $\gamma$ -излучения из области галактического антицентра <sup>98</sup>.

С точки зрения проблемы происхождения космических лучей весьма важными являются измерения  $\gamma$ -излучения от остатков сверхновых. Так, определение потока  $\gamma$ -квантов от расширяющейся оболочки остатка сверхновой Vela (созвездие Паруса) позволило оценить энергию космических лучей, заключенную в этой оболочке <sup>99,100</sup>. Полученная предварительная оценка  $W_{cr} \sim 3 \cdot 10^{50} \text{ эрг}$  хорошо согласуется с галактической теорией

происхождения космических лучей, в которой основными источниками релятивистских частиц являются сверхновые звезды (подробнее см. ГС, § 11, и работу <sup>5</sup>).

Отметим в заключение интересные результаты, полученные при измерениях галактического  $\gamma$ -излучения с энергией  $E_\gamma \approx 100$  Мэв из направления на центр Галактики (подробно они обсуждаются в работе <sup>95</sup>). Оказывается, что излучение идет из области галактического диска. По широте оно сосредоточено в основном в пределах  $-10^\circ < b < 10^\circ$ , а по долготе в районе от  $l = 335^\circ$  до  $l = 40^\circ$ . Распределение по долготе показано на рис. 14. Повышенная интенсивность излучения наблюдается

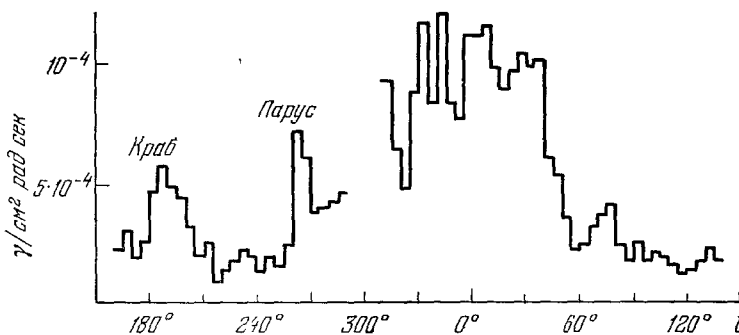


Рис. 14. Распределение интенсивности  $\gamma$ -излучения с энергией  $E_\gamma \geq 100$  Мэв от галактической плоскости ( $-10^\circ < b < 10^\circ$ ) по долготе.

из области центра Галактики и из направлений вдоль рукавов Галактики. Последнее обстоятельство можно объяснить тем, что произведение концентрации газа на интенсивность космических лучей внутри рукавов примерно на порядок или даже больше превосходит произведение этих величин в пространстве между рукавами. Однако остается до конца не ясным, как распределена сама интенсивность космических лучей  $I_{cr}$ . Так, возможно, что в галактическом диске  $I_{cr} = \text{const}$ , а концентрация газа в рукавах существенно выше, чем между рукавами (главным образом за счет молекулярного водорода). Например, из анализа, проведенного в работе <sup>96</sup> для области  $0^\circ \leq l \leq 180^\circ$  следует, что интенсивность космических лучей в Галактике сравнительно мало (в общем, примерно в два раза по сравнению с наблюдаемой у Земли) повышается в направлении к центральной области и избыточное  $\gamma$ -излучение объясняется гигантским кольцом из облаков молекулярного водорода на расстояниях примерно 5 кпс от центра Галактики.

Несомненно, гамма-астрономический метод наиболее перспективен и с его развитием астрофизика космических лучей поднимается на новую ступень. Конкретно, появляется возможность получать более или менее прямые сведения об интенсивности протонно-ядерной компоненты космических лучей в различных удаленных от нас областях. В этой связи заметим, что широко использовавшееся выше диффузионное приближение и его конкретное применение в Галактике описывает некоторую картину «в большом» — для больших областей космического пространства или, другими словами, дает сглаженные характеристики. При этом исходят из предположения об эффективном перемешивании космических лучей в Галактике за время порядка времени их жизни  $T_{cr}$ . Но, разумеется, нет никаких оснований считать распределение космических лучей в Галактике действительно строго равномерным. Более того, в рамках галактических

моделей, в которых источники космических лучей находятся в самой Галактике, совершенно естественно ожидать несколько большей концентрации космических лучей вблизи этих источников (например, вблизи оболочек сверхновых звезд). Другое дело, что вопрос о времени и характере рассасывания подобных неоднородностей плотности космических лучей составляет особую и вполне интересную проблему. Гамма-астрономический метод (наряду с радиоастрономическим методом в применении к электронной компоненте) позволит, как можно надеяться, исследовать и этот вопрос. Сейчас же мы хотим лишь подчеркнуть, что известная неоднородность в распределении плотности космических лучей в Галактике с возможной их несколько повышенной концентрацией в спиральных рукавах, вблизи оболочек сверхновых и т. п., ни в какой мере еще не противоречит обсуждавшимся выше галактическим моделям с большим галб и эффективным перемешиванием космических лучей по Галактике в целом.

## 6. О ХАРАКТЕРЕ ДВИЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ГАЛАКТИКЕ. РОЛЬ ПЛАЗМЕННЫХ ЭФФЕКТОВ

### а) Движение космических лучей в межзвездных магнитных полях

В начале раздела в) гл. 2 мы уже кратко упоминали о некоторых возможных физических механизмах изотропизации и эффективного удержания космических лучей в Галактике. Ниже обсудим эту проблему несколько подробнее.

При изучении распространения релятивистских частиц в межзвездной среде очень важно знать структуру магнитного поля, которое регулирует движение космических лучей. Общее крупномасштабное поле галактического диска имеет, по-видимому, упорядоченную спиральную форму и вытянуто вдоль галактической плоскости. На это упорядоченное поле наложена случайная компонента. Размер самых больших неоднородностей составляет величину порядка 100 *пс*. По данным работы<sup>101</sup> случайное магнитное поле  $H_{\sim}$  в окрестности Солнечной системы (на расстояниях до нескольких сотен парсек) имеет величину порядка 0,5—1 от среднего упорядоченного поля  $H$ ; при этом характерный размер неоднородностей составляет 10—50 *пс*. Подобная структура, возможно, связана с турбулентными движениями межзвездного газа или плотных облаков  $HI$ . Величина поля  $H$  равна  $(1-10) \cdot 10^{-6}$  *гс*.

Естественно предполагать, что неоднородности магнитного поля имеют протяженный спектр по размерам  $l = 2\pi/k$ . Основная энергия турбулентности сосредоточена в масштабах порядка десятков парсек, причем случайная составляющая  $H_{\sim} \sim H$ ; спектр спадает к меньшим масштабам или, соответственно, к большим значениям волнового числа  $k$ . Косвенные сведения о спектре в области сравнительно малых масштабов  $l \sim 10^{11}$  *см* можно получить по данным о мерцаниях пульсаров (см., например,<sup>102</sup>), которые непосредственно дают возможность определить масштаб  $l = 10^{11,5 \pm 1,5}$  *см* и флуктуации электронной плотности  $\sqrt{\langle \Delta n_e^2 \rangle} = 10^{-4 \pm 1}$  *см*<sup>-3</sup>; последние в свою очередь, видимо, связаны с флуктуациями магнитного поля<sup>103</sup>. Например, для магнитозвуковых волн  $\langle \Delta n_e^2 \rangle / n_e^2 \approx \sin^2 \alpha \cdot H_{\sim}^2 / H^2$ , если волны распространяются под углом  $\alpha$  к полю  $H$ . Есть указания на то, что в межзвездной среде существуют также флуктуации с характерными размерами порядка  $l \sim 10^{14}-10^{15}$  *см*<sup>104</sup>. Вопрос об описании всего спектра неоднородностей от  $l \sim 10^{10}$  *см* до  $l \sim 10^{20}$  *см* каким-то единым законом остается открытым и практически не исследованным. С одной

стороны, трудно предполагать, что флуктуации в столь большом интервале волновых чисел  $k$  могут иметь единый спектр, так как характерные нелинейные процессы и механизмы затухания волн, формирующие спектр, различны для разных  $k$ . С другой стороны, экспериментальные данные приближенно можно описать одним спектром  $W_k \propto 1/k^{1,5+2}$  ( $W_k$  — спектральная плотность флуктуаций, так что  $\int W_k dk$  дает полную плотность энергии флуктуирующего магнитного поля). Подобный спектр хорошо бы объяснил диффузию космических лучей в Галактике вплоть до энергий  $E \sim 10^6$  Гэв (подробнее см. ниже).

Движение заряженных релятивистских частиц в межзвездных магнитных полях носит довольно сложный характер. Его можно рассматривать как совокупность адиабатического движения вдоль крупномасштабного поля (размер неоднородностей поля существенно больше гирорадиуса частицы) и рассеяния по питч-углу при взаимодействии с мелкомасштабными магнитными и электрическими полями. Стохастическая структура («запутанность») крупномасштабного поля может в принципе привести к эффективной диффузии космических лучей (ГС, § 10). При этом, чтобы обеспечить характерный коэффициент диффузии релятивистских частиц  $D \sim 10^{28} - 10^{29}$  см<sup>2</sup>/сек, необходимо существование характерного размера неоднородностей (или расстояния между «магнитными облаками») порядка парсека. Однако, как указывалось выше, энергия случайного магнитного поля в Галактике сосредоточена главным образом в масштабах, примерно на порядок больших. В общем, теория «перемешивания» космических лучей за счет крупномасштабной по сравнению с гирорадиусом частиц турбулентности плазмы в замороженном в нее магнитном поле остается на качественном уровне. Исключение составляют работы, в которых исследовалось случайное блуждание отдельных силовых линий в диске Галактики<sup>105-107</sup>. Оказалось, что частицы, следуя вдоль силовых линий магнитного поля, могут значительно смещаться относительно среднего упорядоченного поля, которое направлено вдоль диска и, таким образом, происходит эффективный перенос космических лучей поперек диска Галактики. Такой результат находится в соответствии со сказанным в разделе г) гл. 4.

Перейдем теперь к обсуждению влияния мелкомасштабного турбулентного поля. Теория взаимодействия релятивистских частиц с таким турбулентным магнитным полем развита довольно детально (главным образом, в применении к задачам о распространении космических лучей в солнечном ветре; см., например, <sup>108 109</sup>). При этом считается обычно, что энергия флуктуирующего поля гораздо меньше энергии среднего поля  $H^2/8\pi \ll \ll H^2/8\pi$ . Такое условие позволяет использовать теорию возмущений. Проведены также численные расчеты взаимодействия частиц с отдельными сильными неоднородностями ( $H_{\sim} \sim H$ ) заданной формы<sup>110</sup>.

Рассеяние частиц на мелкомасштабных турбулентных пульсациях магнитного и электрического полей малой амплитуды удобно рассматривать с единой точки зрения как взаимодействие частиц и волн с хаотическими фазами в рамках теории слаботурбулентной плазмы (см. <sup>111</sup>; там же указана литература). При этом легко учесть взаимодействие со всеми типами волн, которые могут распространяться в магнитоактивной межзвездной плазме. Рассмотрение ведется в квазилинейном приближении, т. е. при вычислении эффективных частот столкновений частиц с турбулентными пульсациями учитывается лишь первый член, линейный по плотности энергии волн (см., например, книгу<sup>112</sup>). Взаимодействие частиц с волнами носит резонансный характер. Так, магнитогидродинамические (МГД) волны особенно эффективно рассеивают частицы в том случае, если длина волны совпадает с ларморовским радиусом частицы. Точное,

условие резонанса для частиц со скоростью  $v$  имеет вид

$$\omega(\mathbf{k}) - kv \cos \alpha \cos \theta = \pm \Omega \quad (6.1)$$

или, приближенно,

$$k \cos \alpha = \frac{ZeH}{pc \cos \theta}, \quad (6.2)$$

где  $\omega(\mathbf{k})$  — частота волны,  $\mathbf{p} = M\mathbf{v}/\sqrt{1 - (v^2/c^2)}$  импульс частицы,  $\Omega = (eH/Mc) Mc^2/E$  — гирочастота релятивистской частицы,  $\theta$  — угол между вектором скорости частицы  $\mathbf{v}$  и магнитным полем,  $\alpha$  — угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и магнитным полем; кроме того, предполагается, что характерная фазовая скорость МГД-волн  $\omega(k)/k \sim v_a = H/\sqrt{4\pi\rho}$  ( $\rho$  — плотность ионизованного газа) гораздо меньше скорости частиц (практически в типичных условиях межзвездной среды  $v_a/c \sim 10^{-3}$ ).

Частоту столкновений  $\nu_m$  релятивистских частиц с МГД-пульсациями можно оценить по формуле

$$\nu_m \sim \Omega_H \frac{Mc}{p} \frac{k_r W_{k_r}}{H^2}, \quad (6.3)$$

где резонансное значение волнового числа

$$k_r = \frac{ZeH}{pc}.$$

Величина  $\nu_m$  дает обратное время, за которое частица, взаимодействуя с МГД-волнами, рассеивается на угол порядка единицы.

Частицы рассеиваются волнами и в том случае, когда ларморовский радиус гораздо больше длины волны, т. е. при нарушении условия (6.1), (6.2). Резонанс при этом осуществляется на высоких гармониках; условие (6.1) заменяется на черенковское

$$\omega(\mathbf{k}) = k\mathbf{v}. \quad (6.4)$$

Эффективная частота рассеяния имеет вид

$$\nu_m^* \sim \Omega_H \frac{Mc}{p} k_r \int_{k_r} \frac{W_k}{k} dk, \quad k_r = \frac{ZeH}{pc}. \quad (6.5)$$

Для высокочастотных волн — «вистлеров» и лэнгмюровских волн взаимодействие также происходит за счет черенковского резонанса (6.4). Эффективные частоты столкновения при этом равны соответственно

$$\nu_w \sim \Omega_H \left( \frac{Mc^2}{E} \right)^2 \frac{\Omega_H}{\omega(k)} \frac{W^w}{H^2} \quad (6.6)$$

и

$$\nu_l \sim \Omega_H \left( \frac{Mc}{p} \right)^2 \frac{v_a}{c} \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{W^l}{H^2}, \quad (6.7)$$

где  $W^w$  и  $W^l$  — плотности энергии вистлеров и лэнгмюровских волн.

Рассеяние релятивистских частиц по углам приводит к пространственной диффузии с коэффициентом  $D \sim c^2/\nu$ . Из оценок (6.5) — (6.7) следует, что при взаимодействии релятивистских частиц с волнами за счет черенковского резонанса возникает сильная зависимость коэффициента диффузии от энергии  $D \propto E^2$  ( $E \approx pc$ ), не соответствующая наблюдаемой для космических лучей зависимости  $D \propto E^\mu$ , где  $\mu < 0,4$ . В случае же циклотронного резонанса (6.2) путем подбора определенного спектра волн можно обеспечить слабую зависимость  $D$  от  $E$ . Действительно, из выражения (6.3) следует, что при  $W_k \propto 1/k^{2-\mu}$   $D \propto E^\mu$  ( $E \approx pc$ ).

Предположим, что  $D \sim 10^{28}$  см<sup>2</sup>/сек для энергии частиц  $E_k \sim 1$  Гэв, причем  $D$  зависит от энергии по закону  $D \propto E^{0,2}$  вплоть до  $E \sim 3 \cdot 10^6$  Гэв. Тогда спектр неоднородностей должен иметь вид  $W_k \propto 1/k^{1,8}$ . Неоднородности, резонансно взаимодействующие с частицами с энергией  $E_k \sim 1$  Гэв, имеют размер  $l \sim 5 \cdot 10^{12}$  см и плотность энергии турбулентного поля в этой области характеризуется величиной  $N_{\sim}^2/N^2 \sim 10^{-6}$ . Частицы с энергией  $E \sim 10^6$  Гэв взаимодействуют с волнами  $l \sim 5 \cdot 10^{18}$  см и  $N_{\sim}^2/N^2 \sim 0,1$ . Эти значения удовлетворительно согласуются с наблюдениями неоднородностей галактического магнитного поля.

Таким образом, подбирая определенный спектр магнитных неоднородностей, можно обеспечить необходимую диффузию космических лучей в Галактике. Однако вопрос о том, существует ли в действительности в межзвездной среде необходимый спектр неоднородностей, остается далеко не ясным. Наблюдательные данные пока еще очень скудны. С другой стороны, простейшее предположение, состоящее в том, что спектр неоднородностей представляет собой суперпозицию линейных МГД-волн малой амплитуды приводит к слишком высоким требованиям к мощности источников волн (при учете затухания МГД-волн на нейтральных атомах). Возможно поэтому, хотя и совершенно не доказано, что необходимый спектр неоднородностей состоит из нелинейных волн, для которых затухание меньше. Например, система разрывов магнитного поля дает нужный спектр типа  $W \propto 1/k^2$ . Если при этом выполнено условие  $N_{\sim}^2/N^2 \ll 1$ , то формула (6.2) по-прежнему справедлива.

Дополнительную важную информацию о характере движения космических лучей можно получить из измерения спектра и анизотропии частиц самых высоких энергий от  $10^5$  до  $10^{11}$  Гэв. Наблюдаемое укручение спектра при энергии  $E \sim 3 \cdot 10^6$  Гэв обычно связывают с резким падением эффективности удержания частиц более высоких энергий в Галактике. Последнее может быть обусловлено переходом от диффузионного характера распространения космических лучей с энергиями  $E < 3 \cdot 10^6$  Гэв к дрейфовому движению поперек среднего упорядоченного магнитного поля при  $E > 3 \cdot 10^6$  Гэв<sup>113</sup>, или уплотнением спектра неоднородностей, резонансно рассеивающих частицы (см. расчет<sup>114</sup> рассеяния высокоэнергичных космических лучей на неоднородностях типа «магнитных облаков»). В последнее время появились измерения анизотропии космических лучей с энергиями  $E > 2 \cdot 10^{10}$  Гэв<sup>20</sup> (см., однако,<sup>115</sup>). Интерпретация всей совокупности данных об анизотропии и спектре космических лучей сверхвысоких энергий согласно<sup>21</sup> приводит к выводу о наличии большого гала у нашей Галактики, способного своим магнитным полем удерживать частицы вплоть до  $10^{11}$  Гэв.

## б) О коллективных плазменных эффектах

Космические лучи можно рассматривать как релятивистский газ заряженных частиц. Поэтому, кроме эффектов одночастичного рассеяния на заданном спектре волн или блуждания в заданном магнитном поле, возникают разнообразные коллективные эффекты. Обсуждение соответствующего круга проблем можно найти в статьях<sup>24, 25, 111, 115, 116</sup>, содержащих также обзорный материал. Изложение этих интересных вопросов астрофизики космических лучей потребовало бы дополнительного большого обзора, поэтому здесь мы ограничиваемся лишь перечислением некоторых из рассмотренных задач.

Направленное движение газа космических лучей как целого в межзвездной плазме приводит к потоковой (пучковой) неустойчивости, возбуждению колебаний, рассеянию частиц на этих колебаниях и релаксации

функции распределения релятивистских частиц. Таким образом, за счет плазменных эффектов можно было бы в принципе объяснить перемешивание и изотропизацию космических лучей в Галактике. К настоящему времени найдены инкременты нарастания различных волн в космической плазме за счет потоковых неустойчивостей космических лучей. Самыми эффективными оказались МГД-волны. Однако затухание колебаний в межзвездной среде приводит к тому, что космические лучи с энергиями выше нескольких десятков  $G\text{эв}$  не могут возбуждать колебаний. Для частиц же с энергиями в несколько  $G\text{эв}$  эффекты раскачки МГД-волн весьма существенны. Сложнее решить самосогласованную задачу, в которой космические лучи генерируют волны и сами рассеиваются на них. При этом необходимо учитывать нелинейные эффекты взаимодействия волн между собой. В исследованных пока случаях всю совокупность данных по составу и анизотропии космических лучей в широком диапазоне энергий объяснить не удалось.

Интересные явления возникают при изучении эволюции неоднородных в пространстве распределений космических лучей относительно низких энергий, когда частицы могут эффективно генерировать МГД-волны и рассеиваться на них. Фронт релятивистских частиц при этом движется вдоль магнитного поля с альвеновской скоростью. Энергия космических лучей адиабатически уменьшается и переходит в энергию МГД-волн, а при затухании последних передается межзвездному газу. Крупномасштабные эффекты воздействия релятивистского газа на космическую плазму можно описать гидродинамическими уравнениями, учитывающими передачу импульса и энергии от космических лучей фоновой плазме. В результате космические лучи могут регулировать движение межзвездного газа и даже могли бы приводить к таким явлениям, как галактический ветер<sup>117</sup>.

Другого типа неустойчивости, связанные с космическими лучами, выявляются при учете гравитационного поля Галактики. Пусть в масштабах Галактики осуществляется равновесие релятивистского газа и обычного газа межзвездной среды в магнитном поле и гравитационном поле звезд. Это равновесие оказывается, однако, неустойчивым и его нарушение приводит к тому, что космические лучи «всплывают» к границам галактического диска. Магнитное поле образует характерные петли, которые потом прорываются релятивистскими частицами. Этот механизм действует как клапан, регулирующий давление космических лучей в диске Галактики в случае, если магнитное поле диска имеет замкнутую структуру. В настоящее время вычислен лишь инкремент неустойчивости; он оказался равным примерно  $10^{-7}$  лет<sup>-1</sup>; характерный масштаб возникающих возмущений магнитного поля составляет примерно 100 пс<sup>25</sup>.

Приведенных примеров достаточно, как можно думать, для такого утверждения: космические лучи являются важным динамическим фактором в межзвездной среде. Соответствующий круг вопросов должен явиться объектом дальнейших исследований.

## 7. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Галактическая модель происхождения основной части космических лучей, наблюдаемых у Земли, в которой основными источниками являются сверхновые звезды, а областью захвата служит большое гало, была развита еще в 1953 г. Состояние проблемы происхождения космических лучей на 1963—1964 гг. было подробно освещено в книге<sup>2</sup>, причем предпочтение также отдавалось упомянутой модели. С тех пор, естественно, было получено много нового материала и астрофизика высоких энергий в целом



шагнула далеко вперед. Тем не менее, как отмечалось во введении, и в 1975 г. продолжают споры, касающиеся таких основных вопросов, как роль метагалактических космических лучей, форма и даже само существование радиогало, характерный возраст космических лучей в Галактике  $T_{cr}$  и др. В частности, сейчас весьма распространено мнение, что  $T_{cr} \sim T_{cr,d} \lesssim 3 \cdot 10^6$  лет, как это отвечает дисковой модели.

Цель, которую поставили перед собой авторы в своей работе за последний период, состояла в общем пересмотре ситуации. Разумеется, мы стремились сделать это непредвзято, но нельзя все еще отрицать возможности того, что старая привязанность к модели с гало сыграла здесь свою роль. Предупреждая об этом, мы вместе с тем надеемся, что изложили соответствующий материал достаточно подробно и ясно, чтобы читатели без большого труда могли составить на этот счет свое собственное суждение.

Наше же мнение таково: оценка возраста  $T_{cr} \lesssim 3 \cdot 10^6$  лет не имеет никаких реальных оснований, и, наоборот, более вероятна оценка, отвечающая «большому» возрасту  $T_{cr} \sim 10^8$  лет. Конкретно, именно к последней оценке приводят радионаблюдения, свидетельствующие о том, что у Галактики имеется большое и достаточно мощное по своей светимости радиогало. Соответствующие данные об электронной компоненте и галактическом радионизлучении нуждаются, правда, в уточнении и подтверждении. Что же касается сведений о количестве ядер  $^{10}\text{Be}$ , то они еще не противоречат «большому» возрасту  $T_{cr}$  и по последним данным  $^{56}\text{Co}$  скорее даже подтверждают такой выбор. В связи с тем, что вопрос об определении возраста  $T_{cr}$  на основе исследования химического состава космических лучей особенно много обсуждается в литературе, причем часто явно некорректным образом, мы особенно подробно остановились именно на этой проблеме (гл. 3). В отношении ряда других аспектов, важных в рамках любых галактических моделей происхождения космических лучей (таких, как вопрос об основных источниках и балансе энергии, о механизме диффузии и изотропизации космических лучей и о роли гамма-астрономических наблюдений, не говоря уже о создании моделей источников космических лучей), то они были затронуты либо менее подробно либо практически совсем не рассматривались. Последнее относится и к анализу метагалактических моделей происхождения космических лучей. Помимо очевидных ограничений, связанных с недостатком места, отметим, что в некоторых случаях излагать соответствующий материал здесь не было и особых оснований, поскольку мы не могли бы сказать ничего нового (это относится к вопросу о сверхновых как основных источниках галактических космических лучей и о критике метагалактических моделей; см. <sup>5</sup>).

Не может быть сомнений в том, что сравнительно медленный прогресс, наблюдающийся в отношении исследования ряда задач астрофизики высоких энергий, обусловлен трудностями экспериментального характера. В качестве яркого примера можно указать на изотопический анализ состава первичных космических лучей и, конкретно, измерение количества ядер  $^{10}\text{Be}$  при различных энергиях. Но сейчас, после многолетних попыток, первый и, по-видимому, решающий шаг в этом направлении уже сделан. В последнее время наблюдается также явный прогресс в области изучения электронной компоненты и начаты гамма-астрономические измерения. На очереди определение спектра позитронной компоненты.

В связи с изложенным нам представляется вполне оправданной надежда на то, что уже в ближайшие несколько лет будут устранены упомянутые выше неясности в отношении выбора достаточно обоснованной модели происхождения космических лучей. Впрочем, нельзя не отметить, что аналогичные оптимистические прогнозы делались и ранее, но далеко

не полностью оправдались. Но если надежно предсказать характер и темпы дальнейшего развития действительно трудно, то вполне можно констатировать уже достигнутые большие успехи, наличие вполне определенных и достаточно четко поставленных задач, а также рассчитывать на решение этих задач в обозримом будущем.

Авторы признательны В. А. Догелю за обсуждение материала, содержащегося в гл. 4.

*Примечание при корректуре.* В августе 1975 г. в Мюнхене проходила 14-я Международная конференция по космическим лучам, на которую был послан доклад авторов<sup>6</sup>. Из девяти томов, составляющих материалы конференции (помимо двух томов, содержащих рапортёрские доклады и указатель), два тома посвящены проблеме происхождения космических лучей и содержат, в целом, богатый материал. В плане настоящей статьи мы не видим, однако, необходимости вносить какие-либо существенные изменения или дополнения, тем более, что некоторые доклады были получены в виде препринтов и отражены в тексте.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

Институт земного магнетизма, ионосферы  
и распространения радиоволн АН СССР,  
пос. Красная Пахра (Московская обл.)

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Selected Papers on Cosmic Ray Origin Theories, Ed. S. Rosen, N.Y., Dover Publications, 1969.
2. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963; см. также дополненное английское издание: V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, Origin of Cosmic Rays, L.—N.Y., Pergamon Press, 1964 (в тексте обозначено как ГС).
3. С. Хаякава, Физика космических лучей, ч. 2, М., «Мир», 1974.
4. Phil. Trans. Roy. Soc. A277, 317 (1975).
5. V. L. Ginzburg, *ibid.*, p. 463.
6. V. L. Ginzburg, V. S. Ptuskin, in: Proc. of XIV Intern. Conference on Cosmic Rays, v. 2, Munich, 1975, p. 265; Препринт ФИАН СССР № 72, Москва, 1975.
7. G. Burbidge, Phil. Trans. Roy. Soc. A277, 481 (1975).
8. W. R. Webber, J. A. Lezniak, Astrophys. and Space Sci. 30, 361 (1974).
9. M. M. Shapiro, R. Silberberg, Phil. Trans. Roy. Soc. A277, 319 (1975).
10. E. Juliusson, Astrophys. J. 191, 331 (1974).
11. W. R. Webber, in: Proc. of XIII Intern. Conference on Cosmic Rays, v. 5, Denver, 1973, p. 3568.
12. M. J. Ryan, J. F. Ormes, V. K. Balasubrahmanyam, Phys. Rev. Lett. 24, 913 (1970).
13. A. M. Hillas, Phil. Trans. Roy. Soc. A277, 413 (1975).
14. Н. М. Нестерова, С. И. Никольский, Тр. ФИАН СССР 64, 49 (1973).
15. Г. Б. Христиансен, Космические лучи сверхвысоких энергий, М., Изд-во Московск. ун-та, 1974.
16. R. R. Daniel, A. A. Stephens, Space Sci. Rev. 10, 599 (1970).
17. D. Müller, P. Meyer, Astrophys. J. 186, 841 (1973).
18. K. C. Anand, R. R. Daniel, A. A. Stephens, Astrophys. and Space Sci. 13, 169 (1975).
19. A. Buffington, C. D. Orth, G. F. Smoot, Phys. Rev. Lett. 33, 34 (1974).
20. D. D. Krasilnikov, A. I. Kuzmin, J. Linsley, V. A. Orbov, R. J. O. Reid, A. A. Watson, J. C. Wilson, J. Phys. A7, L176 (1974).
21. A. M. Hillas, M. Ouldrige, Nature 253, 609 (1975).
22. E. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169 (1949).
23. В. Л. Гинзбург, Астрон. ж. 42, 1129 (1965).
24. D. Wentzel, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 12, 71 (1974).
25. E. N. Parker, Space Sci. Rev. 9, 651 (1969).
26. Л. Дэвис, в кн. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 220.
27. M. M. Shapiro, R. Silberberg, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20, 323 (1970).

28. R. Silberberg, C. H. Tsao, *Astrophys. J. Suppl.* **25**, 315, 335 (1973).
29. M. Meneguzzi, J. Audouze, H. Reeves, *Astron. and Astrophys.* **15**, 337 (1971).
30. R. Ramaty, R. E. Lingelfelter, in: *Isotopic Composition of the Primary Cosmic Radiation*, Danish Space Res. Inst., 1971, p. 203.
31. В. С. Птускин, *Косм. исслед.* **10**, 351 (1972).
32. К. М. В. Аррагао, цит. в <sup>11</sup> сборник, v. 1, p. 126.
33. S. Ramadurai, S. Biswas, *Astrophys. and Space Sci.* **30**, 187 (1974).
34. P. B. Price, *Space Sci. Rev.* **15**, 69 (1973).
35. W. D. Arnett, D. N. Schramm, *Astrophys. J.* **184**, L47 (1973).
36. P. B. Price, in: *Proc. of XII Intern. Conference on Cosmic Rays*, v. 1, Hobart, 1971, p. 453.
37. P. H. Fowler, цит. в <sup>11</sup> сборник, v. 5, p. 3627.
38. Г. Б. Жданов, *УФН* **111**, 109 (1973).
39. O. Havnes, *Nature* **229**, 548 (1971).
40. K. Kristiansson, *Astrophys. and Space Sci.* **16**, 405 (1971).
41. J. Silk, *Comm. Astrophys. and Space Phys.* **6**, 1 (1974).
42. V. S. Ptuskin, *Astrophys. and Space Sci.* **28**, 17 (1974).
43. P. Meyer, *Phil. Trans. Roy. Soc. A277*, 349 (1975).
44. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, цит. в <sup>36</sup> сборник, p. 53.
45. J. A. Pacheco de Freitas, *Astron. and Astrophys.* **13**, 58 (1971).
46. F. Le Guet, M. Stanton, *ibid.* **35**, 165 (1974).
47. В. С. Птускин, Я. М. Хазан, в сб. *Космические лучи*, № 17, М., «Наука», 1976.
48. S. I. Syrovatskii, B. M. Kuzhevskii, in: *Proc. of XI Intern. Conference on Cosmic Rays*, Budapest, 1969, p. OG-65.
49. G. E. Blanford, M. W. Freidlander, J. Klarman, R. M. Walker, J. P. Wefel, *Phys. Rev. D8*, 1722 (1973).
50. T. K. Gaisser, E. H. Levy, *ibid.* **D10**, 1731 (1974).
51. Г. Г. Гетманцев, *Астрон. ж.* **39**, 607 (1968).
52. H. R. Allan, *Astrophys. Lett.* **12**, 237 (1972).
53. F. Yiou, G. M. Raisbeck, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 372 (1972).
54. F. W. O'Dell, M. M. Shapiro, R. Silberberg, C. H. Tsao, цит. в <sup>11</sup> сборник, v. 1, p. 490.
55. G. Raisbeck, F. Yiou, *ibid.*, p. 494.
56. а) W. R. Webber, J. A. Lezniak, J. Kish, S. V. Dandle, *Astrophys. and Space Sci.* **24**, 17 (1973).  
б) M. Garcia-Munoz, G. M. Mason, J. A. Simpson, цит. в <sup>6</sup> сборник, v. 1, p. 331.
57. V. L. Prischer, V. S. Ptuskin, *Astrophys. and Space Sci.* **32**, 265 (1975).
58. L. Davis, *Phys. Rev.* **96**, 743 (1954).
59. L. J. Gleeson, W. T. Axford, *Astrophys. and Space Sci.* **2**, 431 (1968).
60. R. Speller, T. Thambuyarphillai, H. Elliot, *Nature* **235**, 25 (1972).
61. R. E. Lingelfelter, *Nature* **224**, 1182 (1969).
62. F. C. Jones, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1534 (1970).
63. G. J. Dickinson, J. L. Osborne, *J. Phys.* **A7**, 728 (1974).
64. С. И. Сыроватский, *Астрон. ж.* **36**, 17 (1959).
65. J. R. Jokipii, P. Meyer, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 752 (1968).
66. G. B. Verkey, C. S. Shen, *Phys. Rev.* **188**, 1994 (1969).
67. A. S. Webster, *Astrophys. Lett.* **5**, 189 (1970).
68. С. В. Буланов, В. А. Догель, С. И. Сыроватский, *Косм. исслед.* **10**, 532 (1972).
69. S. V. Bulanov, V. A. Dogel, *Astrophys. and Space Sci.* **18**, 305 (1974).
70. C. S. Shen, *Astrophys. J.* **162**, L181 (1970).
71. R. Ramaty, R. E. Lingelfelter, *J. Geophys. Res.* **71**, 3687 (1966).
72. G. C. Perola, L. Scarsi, G. Sironi, *Nuovo Cimento* **213**, 455 (1967).
73. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **7**, 375 (1969).
74. Y. Sofue, K. Hamajima, M. Fujimoto, *Publ. Astron. Soc. Japan* **26**, 399 (1974).
75. I. E. Baldwin, in: *Proc. IAU Symposium No. 31*, Ed. H. van Woerden, L., Academic Press, 1967, p. 337.
76. K. W. Yates, *Austr. J. Phys.* **21**, 167 (1968).
77. T. L. Landecker, R. Wielebinski, *Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl.* **No. 16**, 3 (1970).
78. A. H. Bridle, *Mon. Not. RAS* **136**, 219 (1967).
79. Ю. В. Токарев, *Изв. вузов, сер. «Радиофизика»* **12**, 161 (1969).
80. В. В. Крышкин, *ibid.* **14**, 199 (1971).
81. E. M. Berkhnijsen, *Astron. and Astrophys.* **14**, 359 (1971).

82. J. Milogradov-Turin, F. C. Smith, Mon. Not. RAS **161**, 269 (1973).
83. A. S. Webster, *ibid.* *a*) **166**, 355 (1974); *b*) **171**, 243 (1975).
84. С. В. Буланов, В. А. Догель, С. И. Сыроватский, Косм. исслед. **10**, 721 (1972); **13** (4) (1975).
85. S. V. Bulanov, V. A. Dogel, S. I. Syrovatskii, цит. в <sup>6</sup> сборник, в. 2, р. 700.
86. В. А. Разин, Астрон. ж. **48**, 46 (1971).
87. J. Lequeux, Astron. and Astrophys. **24**, 395 (1972).
88. В. А. Догель, Письма Астрон. ж. (1976).
89. V. L. Ginzburg, цит. в <sup>75</sup> сборник, р. 365.
90. *a*) A. G. Willis, R. G. Strom, A. S. Wilson, Nature **250**, 625 (1974).  
*b*) J. H. Oort (1974), частное сообщение.  
R. D. Ekers, R. Sencisi (1975), частное сообщение.
91. В. Л. Гинзбург, УФН **108**, 273 (1972).
92. F. W. Stecker, Cosmic Gamma Rays, Washington, NASA, 1971.
93. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, G. P. Garmire, R. Borcken, P. Highie, C. Leong, T. Thorsos, Astrophys. J. **177**, 341 (1972); **186**, 401 (1974).
94. А. М. Гальпер, В. Г. Киррилов-Угрюмов, Б. И. Лучков, УФН **112**, 481 (1974).
95. C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen, D. J. Thompson, G. F. Bignami, H. Ögelman, M. E. Özel, T. Tümer, Astrophys. J. **198**, 163 (1975).
96. F. W. Stecker, P. M. Solomon, N. Z. Scoville, C. E. Ryter, Astrophys. J. **201**, 90 (1975).
97. V. L. Ginzburg, Nature (Phys. Sci.) **239**, 8 (1972).
98. D. Dodds, A. W. Strong, A. V. Wolfendale, Mon. Not. RAS **171**, 569 (1975).
99. D. S. Thompson, G. F. Bignami, C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, Astrophys. J. **190**, L61 (1974).
100. J. C. Higdon, R. E. Lingenfelter, *ibid.* **198**, L17 (1975).
101. A. Wilkinson, F. G. Smith, Mon. Not. RAS **167**, 593 (1974).
102. B. J. Rickett, *ibid.* **150**, 67 (1970).
103. P. A. G. Scheuer, V. N. Tsytovich, Astrophys. Lett. **7**, 185 (1970).
104. В. И. Шишов, Астрон. ж. **50**, 941 (1973).
105. J. R. Jokipii, E. N. Parker, Astrophys. J. **155**, 799 (1969).
106. E. C. Jones, *ibid.* **169**, 477 (1971).
107. J. R. Jokipii, *ibid.* **183**, 1029 (1973).
108. J. R. Jokipii, Rev. Geophys. and Space Phys. **9**, 27 (1971).
109. I. N. Torptygin, Astrophys. and Space Sci. **20**, 329 (1973).
110. L. I. Dorman, A. V. Sergeev, цит. в <sup>6</sup> сборник, в. 3, р. 928.
111. V. L. Ginzburg, V. S. Ptuskin, V. N. Tsytovich, Astrophys. and Space Sci. **21**, 13 (1973) (кр. изложение см.: Изв. АН СССР, сер. физ. **37**, 1150 (1973)).
112. В. Н. Цытович, Теория турбулентной плазмы, М., Атомиздат, 1971.
113. S. I. Syrovatskii, Comm. Astrophys. and Space Phys. **3**, 155 (1971).
114. M. C. Bell, J. Kota, A. W. Wolfendale, цит. в <sup>11</sup> сборник, в. 1, р. 390.
115. E. N. Parker, цит. в <sup>36</sup> сборник, стр. 95.
116. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, М., «Наука», 1972.
117. F. M. Ipravich, Astrophys. J. **196**, 107 (1975).
118. P. Kiraly, J. L. Osborne, M. White, A. W. Wolfendale, Nature **255**, 619 (1975).