

А К А Д Е М И Я   Н А У К   С С С Р

В. Л. ГИНЗБУРГ, С. И. СЫРОВАТСКИЙ

П Р О И С Х О Ж Д Е Н И Е  
К О С М И Ч Е С К И Х  
Л У Ч Е Й

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

Москва 1963

*Изучение космических лучей у Земли и во Вселенной является в настоящее время одним из важнейших и бурно развивающихся направлений в физике и астрофизике. Эта проблема особенно тесно связана с радиоастрономией, поскольку нетепловое космическое радиоизлучение в подавляющей части порождается космическими лучами.*

*Книга посвящена изложению именно этого круга вопросов. В первой главе приводятся полученные физическими методами сведения о космических лучах у Земли. Во второй главе изложена теория магнитотормозного (синхротронного) излучения и приведены радиоастрономические данные, на основе которых можно получить информацию о космических лучах в Галактике и за ее пределами. В последующих трех главах рассмотрены вопросы о движении космических лучей в межзвездной среде, об их источниках и механизме ускорения. Здесь же обсуждаются существующие представления о трансформации химического состава космических лучей при их блуждании в межзвездной среде, о происхождении электронной компоненты космических лучей и другие вопросы.*

*Книга рассчитана на студентов старших курсов, аспирантов и научных работников в области физики, радиофизики и астрофизики.*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Вплоть до 40-х годов нашего века почти все сведения о космосе поступали только по оптическому «каналу». При наблюдениях с земной поверхности, в связи с поглощением света в атмосфере, этот канал ограничен волнами длиной около  $0,3 \text{ мк}$  со стороны ультрафиолетовой части спектра и волнами длиной в десятки микрон в инфракрасной области. В большинстве же случаев наблюдения производятся в еще более узкой области видимого излучения ( $0,4—0,8 \text{ мк}$ ). Несмотря на все успехи астрономии, особенно за последние сто лет, относительная узость оптического канала, несомненно, существенно ограничивала возможности и темпы астрофизических исследований.

Важнейшая особенность развития астрономии в последний период (практически начиная с 1945 г.) состоит, на наш взгляд, в появлении и все более широком использовании двух новых каналов астрофизической информации. Мы имеем в виду прием космического радиоизлучения («радиоканал», используемый в радиоастрономии) и изучение космических лучей («канал космических лучей»). При этом оказалось, что космическое радиоизлучение и космические лучи во многих случаях тесно связаны между собой.

Настоящая книга посвящена именно этому кругу вопросов, но в основном только той области исследования, которую можно назвать астрофизикой космических лучей. Что же касается радиоастрономических проблем, то они затронуты лишь в их связи с космическими лучами. Более полное представление о характере и объеме излагаемого материала можно составить в результате ознакомления с оглавлением и введением.

Книга в основном написана заново, но надо иметь в виду, что она является результатом переработки и расширения статей обзорного типа, написанных нами ранее (1953—1961 гг.). При этом авторы не стремились дать обзор соответствующей довольно многочисленной литературы, составить подробную библиографию,

изложить историю вопроса и т. п. Напротив, наша цель состояла в том, чтобы осветить лишь современное состояние проблемы. Более того, основное внимание уделяется только той концепции, в развитии которой авторы принимают участие. Вместе с тем мы стремились обсуждать работы, с которыми не согласны, а также указывать на имеющиеся трудности и неясности.

Монография, посвященная бурно развивающемуся научному направлению, может быстро устареть. Нам представляется, однако, что значительная часть излагаемого материала в достаточной мере «устоялась» и в то же время знакомство с ним необходимо довольно широкому кругу лиц. Поэтому можно надеяться, что основная часть книги будет выполнять свое назначение в течение достаточно длительного периода времени. Заметим, наконец, что название книги отражает ее содержание, только если термин «происхождение космических лучей» употреблять в весьма широком смысле. Так это обычно сейчас и делается, тогда как под происхождением космических лучей в узком смысле понимается только вопрос об источниках космических лучей и механизме их ускорения. Быть может было бы более правильно избежать необходимости в этой оговорке, выбрав для книги название «Астрофизика космических лучей». Мы пока не решились на такой шаг, поскольку в области терминологии всякие изменения особенно легко могут привести к путанице и поэтому нуждаются в проверке временем.

В заключение пользуемся возможностью поблагодарить А. А. Корчака и С. Б. Пикельнера за замечания и советы. Авторы признательны также М. Н. Богоявленской за большое внимание, проявленное при подготовке рукописи к печати.

Сентябрь 1962 г.

В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский

**ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ \***

- $A$  — атомный вес
- $A(\gamma, \nu)$  — коэффициент в выражении (6.16) для энергии релятивистских электронов в источнике [см. (6.17)]
- $a(\gamma), y_1(\gamma), y_2(\gamma)$  — коэффициенты, приведенные в табл. 6
- $a_{ik}, a_{iki}$  — коэффициенты в решениях уравнений фрагментации [см. (14.16) — (14.20)]
- $b_i(E) = \frac{dE_i}{dt}$  — систематическое изменение энергии частицы в результате потерь или ускорения
- $D$  — коэффициент диффузии
- $d_i(E) = \frac{d}{dt}(\Delta E_i)^2$  — средний квадрат приращения энергии в результате потерь или ускорения
- $E$  — полная энергия частицы
- $E_K = E - Mc^2$  — кинетическая энергия частицы
- $E_{кр}$  — энергия, выше которой коэффициент диффузии изменяется с энергией
- $\mathcal{E}$  — полная энергия, отнесенная к одному нуклону
- $\mathcal{E}_K = \mathcal{E} - M_p c^2$  — кинетическая энергия на один нуклон
- $\mathcal{E}_{max}$  — максимальная энергия космических лучей в источниках
- $\vec{\mathcal{E}}$  — напряженность электрического поля
- $F_\nu$  — плотность потока энергии радиоизлучения на частоте  $\nu$
- $F_{\Omega, i} = \int_{\Omega} I_i \cos \theta d\Omega$  — плотность потока частиц сорта  $i$  ( $\theta$  — угол

\* Редко встречающиеся, а также общепринятые обозначения здесь не приводятся (например,  $e, \hbar = \frac{h}{2\pi}, c$  — элементарный заряд, квантовая постоянная и скорость света). Различные величины, обозначенные одной и той же буквой, как правило, встречаются в разных разделах.

- между нормалью к площадке и направлением движения частицы,  $d\Omega$  — элемент телесного угла)
- $F = \pi I$  — плотность потока (из полусферы направлений) для изотропного излучения
- $F_i(x)$  — модельные функции в решениях уравнений фрагментации ( $x$  — толщина вещества)
- $f_\pi(\chi_\pi)$  — спектр генерации  $\pi$ -мезонов при взаимодействии космических лучей с веществом ( $\gamma_\pi = E_\pi/m_\pi c^2$ ,  $E_\pi$  и  $m_\pi$  — полная энергия и масса покоя  $\pi$ -мезона)
- $H$  и  $H_\perp$  — напряженность магнитного поля и ее компонента, перпендикулярная к скорости частицы
- $H_{\text{равн}} = \sqrt{4\pi r u^2}$  — напряженность магнитного поля при условии равенства кинетической и магнитной энергий
- $h = 1/T_{\text{МГ}}$  — постоянная Хаббла
- $I_i$  — интенсивность частиц сорта  $i$  (отнесенное к единице времени и единичному телесному углу число частиц, падающих по нормали на единичную площадку)
- $I_i(E) dE$  — интенсивность частиц с энергиями в интервале  $E, E+dE$
- $I_i(>E)$  — интенсивность частиц с энергиями  $\geq E$
- $I, Q, U, V$  — параметры Стокса
- $i$  — индекс ( $I_i, F_i, K_i$  и  $N_i$ ), обозначающий сорт частиц; вместо  $i$  иногда фигурирует индекс  $A$ , если речь идет о ядрах, или один из следующих индексов:  $e$  — электроны,  $\gamma$  — гамма-лучи,  $p$  — протоны,  $\alpha$  — альфа-частицы,  $L, M, H$  и  $VH$  — группы ядер (см. табл. 2),  $\nu$  — нейтрино. Индекс  $\nu$  относится также к радиоизлучению ( $I_\nu, F_\nu$ )
- $J$  — удельный поток энергии космических лучей [см. (1.7)]
- $K$  — коэффициент в степенном энергетическом спектре частиц  $KE^{-\gamma}$
- $K_e(k)$  — коэффициент в выражении  $K_e(k) E^{-\gamma} dE$  для дифференциального энергетического спектра электронов вдоль луча зрения в направлении  $k$
- $K_e = \frac{4\pi}{L} K_e(k)$  — коэффициент в выражении  $K_e E^{-\gamma} dE$  для дифференциального энергетического спектра изотропно распределенных электронов, отнесенного к единице объема
- $K_V = VK_e$  — коэффициент в дифференциальном энергетическом спектре электронов, отнесенном к объему источника
- $k$  — волновой вектор
- $L$  — протяженность, путь, характерный размер
- $L$  — светимость
- $l$  — эффективная длина свободного пробега, характерный масштаб

- $M$  — масса; принимается, что масса ядра  $M = AM_p$
- $M_p$  — масса протона
- $M_\odot$  — масса Солнца
- $M_r$  — абсолютная радиозвездная величина
- $m$  — масса электрона
- $N_i$  — концентрация частиц сорта  $i$  (для изотропного излучения  $N_i = \frac{4\pi}{v} I_i$ )
- $N_e(k)$  — отнесенное к единице телесного угла число электронов на луче зрения в направлении  $k$ , скорости которых направлены на наблюдателя
- $N_e$  — полное число релятивистских электронов в источнике
- $N_\Gamma$  — концентрация галактик
- $n$  — концентрация газа
- $n_e$  — концентрация электронов в межзвездном газе
- $\tilde{n}$  — показатель преломления
- $P$  — излучаемая мощность
- $P_{ik}$  — вероятность фрагментации (развал ядра сорта  $i$  с образованием ядра сорта  $k$  при взаимодействии в межзвездном газе)
- $p_{ik} = \frac{P_{ik}}{1 - P_{ii}}$  — вероятность фрагментации, отнесенная к пробегу поглощения
- $p$  и  $p_\perp$  — импульс частицы и его компонента поперек магнитного поля
- $p_\nu^{(1)}$  и  $p_\nu^{(2)}$  — плотности потоков излучения с двумя основными направлениями поляризации для отдельного электрона
- $p_\nu$  — спектральное распределение мощности излучения отдельного электрона
- $p$  — давление
- $p_i = 1/T_i$  — вероятность поглощения ядра за единицу времени
- $Q_i(E)$  — энергетический спектр источников
- $q_i$  — мощность источников в отношении ядер сорта  $i$
- $R$  — расстояние, радиус системы
- $R_\Phi$  — фотометрический радиус Метагалактики
- $R_H = \frac{cp}{eZ} = \frac{p(B\text{эв}/c)}{Z}$  — магнитная жесткость (при использовании последнего выражения  $R_H$  измеряется в  $B\text{э}$  — миллиардах  $e$ ).
- $r$  — радиус-вектор точки
- $r_H = \frac{v \sin \theta}{\omega_H} = \frac{cp_\perp}{eH}$  — радиус кривизны частицы (радиус проекции



траектории электрона на плоскость, перпендикулярную к полю  $H$ ); для ультрарелятивистских частиц

$$r_H = \frac{E \sin \theta}{eH} = \frac{E(\vartheta) \sin \theta}{300H(\vartheta)}, r_H \text{ в см}$$

$S_d$  — число частиц, покидающих систему за единицу времени в результате дрейфа

$S_H$  — число частиц, исчезающих за единицу времени в результате ядерных столкновений

$T$  — время жизни, характерное время

$T_i, T_{n,i}$  — ядерное время жизни

$T_B$  — время жизни, связанное с выходом частиц из системы

$T_{CH} = 1/v_{CH}$  — среднее время между вспышками сверхновых

$T$  и  $T_{эфф}$  — температура и эффективная температура

$U$  — потери энергии в единицу времени для космических лучей в объеме Галактики

$U_H$  — потери энергии на ядерные соударения

$U_{ист}$  — мощность источников космических лучей

$U_{CH}$  — мощность сверхновых как источников космических лучей

$U_{нов}$  — мощность новых звезд как источников космических лучей

$U_e$  — мощность источников релятивистских электронов

$u$  — скорость газа

$V$  — объем

$v$  и  $v_{||}$  — скорость частицы и ее проекция вдоль магнитного поля

$W, W_{кл}$  — энергия космических лучей в системе

$H = \int \frac{H^2}{8\pi} dV$  — энергия магнитного поля

$W_{турб}$  — кинетическая энергия турбулентного движения

$W_K$  — кинетическая энергия газа

$W_e$  — энергия электронов в источнике

$W_{CH}$  — энергия космических лучей в оболочках сверхновых звезд

$w$  — плотность энергии

$w, w_{кл}$  — плотность энергии космических лучей

$w_H$  — плотность энергии космических лучей в Галактике

$w_p$  — плотность энергии реликтовых космических лучей

$w_{MГ}$  — плотность энергии космических лучей в Метагалактике

$w_e$  — плотность энергии электронной компоненты космических лучей

$w_\Phi$  — плотность энергии теплового излучения

$x = \rho L = \rho ct$  — путь (пройденная толщина вещества) в  $g/cm^2$

$x = v/v_c$

$Z$  — атомный номер элемента,  $eZ$  — заряд ядра

$\alpha$  — спектральный индекс излучения [ $I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ ; для степенного спектра излучающих электронов  $\alpha = (\gamma - 1)/2$ ]

$\alpha = u^2/cl$  — параметр ускорения

$\beta = R^2/3DT_B$  — коэффициент; определяющий условие выхода частиц из системы

$\gamma$  — показатель в дифференциальном энергетическом спектре частиц  $I(E) dE \propto E^{-\gamma} dE$

$\gamma_e = E/mc^2$  — энергия электрона в единицах энергии покоя  $mc^2$

$\gamma_\mu = E_\mu/m_\mu c^2$  — энергия  $\mu$ -мезона в единицах энергии покоя  $m_\mu c^2$

$\gamma_\pi = E_\pi/m_\pi c^2$  — энергия  $\pi$ -мезона в единицах энергии покоя  $m_\pi c^2$

$\Delta$  — оператор Лапласа

$\delta$  — степень анизотропии космических лучей

$\delta = \frac{W_{кл}}{W_{полн} - W_{кл}}$  — доля энергии, содержащейся в космических лучах

$\epsilon$  — диэлектрическая постоянная

$\zeta = x \sin \theta = (v/v_c) \sin \theta$

$\eta = 4D/a^2\beta$  [см. (17.29)]

$\theta$  — угол между направлением магнитного поля  $H$  и скоростью частицы  $v$

$\vartheta$  — угол между направлением магнитного поля  $H$  и направлением излучения  $K$

$\theta, \varphi$  — полярные углы

$\kappa$  — гравитационная постоянная

$\Lambda_i$  — средняя длина свободного пробега (в  $g/cm^2$ ) для взаимодействия ядра сорта  $i$  с ядрами межзвездной среды

$\lambda = 2\pi/k$  — длина волны

$\lambda_i$  — средняя длина пробега (в  $g/cm^2$ ) по отношению к поглощению

$\mu$  — коэффициент поглощения электромагнитного излучения ( $\gamma$ -лучей, радиоволн)

$\nu = \omega/2\pi$  — частота

$$\nu_c = \frac{3eH}{4\pi mc} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 = \nu_0 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2$$

$$\nu_0 = \frac{3eH}{4\pi mc}$$

$$\xi = mc^2/E$$

$$\xi = r_H/R$$

$\Pi$  — степень поляризации

$\rho$  — плотность вещества

$\sigma, \sigma_i$  — эффективное сечение

$\tau$  — единичный вектор в направлении скорости частицы

$\tau = \int \mu dr$  — оптическая толщина

$\Phi$  — гравитационный потенциал

$\Phi$  — угол поворота плоскости поляризации

$\Phi = L/R$  — угловой размер источника

$\chi(\mathcal{E}, r, t)$  — функция распределения источников

$\psi$  — угол между скоростью частицы  $v$  и направлением излучения  $k$

$\Omega$  — гравитационная энергия

$\omega_H = \frac{eH}{mc} \cdot \frac{mc^2}{E}$  — угловая частота вращения электрона в магнитном поле

## ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи были открыты около пятидесяти лет назад, но их исследование и в настоящее время составляет одну из важнейших задач физики и астрофизики.

Существование космических лучей было обнаружено в результате изучения «темнового» тока в ионизационных камерах. То, что в ионизационных камерах наблюдается ток, текущий при отсутствии всяких искусственных источников ионизации (такой ток и называется темновым), было установлено еще в самом начале нашего века. Его появление в ионизационных камерах, расположенных вблизи земной поверхности, можно было приписать влиянию излучений, испускаемых радиоактивными примесями в окружающих камеру предметах. Поэтому космическое (внеземное) происхождение некоторой части темнового тока было доказано только после опытов на воздушных шарах. Ток в ионизационной камере, связанный с радиоактивностью Земли и различных предметов, должен уменьшаться по мере удаления камеры от земной поверхности. Оказалось же, что ионизационный ток по мере подъема падает лишь на небольших высотах, а затем начинает возрастать. Так, в опытах, осуществленных в 1914 г., когда была достигнута высота в 9 км, ионизация оказалась во много раз больше, чем на уровне моря. Правда, даже после этих опытов высказывались предположения о земном происхождении космических лучей; их появление связывалось, например, с грозами или радиоактивностью верхних слоев атмосферы. Но все эти гипотезы уже давно полностью оставлены.

В силу большой проникающей способности космических лучей их вначале принимали за разновидность  $\gamma$ -лучей. Позже было выяснено, что в составе первичных космических лучей имеются заряженные частицы. Это удалось обнаружить, изучая движение космических лучей в магнитном поле Земли. Заряженные частицы, движущиеся в этом поле, отклоняются. В результате поток первичных космических лучей, т. е. лучей, падающих на земную атмосферу, зависит от геомагнитной широты. В атмосфере первичные космические лучи образуют вторичные частицы; только они и наблюдаются на Земле. Наблюдаемая зависимость их потока от геомагнитной широты и позволяет сделать заключение о

присутствии заряженных частиц в первичных космических лучах. Непосредственное изучение первичных лучей долгое время фактически не производилось в связи с трудностью подъема аппаратуры на большие высоты. Отсутствие надежных данных о первичных космических лучах не давало возможности выяснить их происхождение, поэтому многие годы вопрос о происхождении космических лучей оставался открытым.

Впрочем, положение изменилось не очень существенно и после того, как было выяснено, что первичные космические лучи состоят из протонов и ядер ряда элементов (наличие ядер было установлено в 1948 г.). Дело в том, что космические лучи распределены изотропно, т. е. приходят на Землю равномерно со всех направлений. Поэтому их изучение не дает никаких непосредственных сведений о месте, где расположены источники космических лучей. Чтобы лучше понять, насколько изотропия космических лучей затрудняет решение вопроса об их происхождении, представим себе, что оптическое излучение всех небесных тел смешивается, а уже затем анализируется. В этом случае, вместо того чтобы изучать спектр и интенсивность светового излучения отдельных звезд и туманностей, пришлось бы исследовать те же характеристики излучения, но от всех этих объектов вместе взятых. Совершенно очевидно, что в этих условиях от современной астрофизики почти ничего не осталось бы. Между тем сведения о первичных космических лучах относятся сразу ко всем источникам. Попытка анализа этих сведений, таким образом, действительно подобна попытке спектрального анализа суммарного свечения всех звезд и туманностей.

Но можно ли вообще получить информацию о космических лучах в различных областях Вселенной вдали от Земли?

Еще сравнительно недавно на этот вопрос пришлось бы дать отрицательный ответ. Но, как это не раз уже бывало в истории физики и астрофизики, положение быстро и радикально изменилось в результате открытий, сделанных совсем в другой области. Мы имеем в виду радиоастрономию, которая начала бурно развиваться в 1945 г. Как оказалось (это было выяснено в 1950—1953 гг.), основная часть радиоизлучения, приходящего к нам из космоса, генерируется космическими лучами. Принимая космическое радиоизлучение, удается установить некоторые свойства космических лучей не только в нашей звездной системе — Галактике, но и далеко за ее пределами. Развитие радиоастрономии и установление связи между космическим радиоизлучением и космическими лучами привело к тому, что проблема происхождения космических лучей и выявление их свойств в разных областях Вселенной занимают сейчас видное место в астрофизике.

При этом появилась возможность, как и при решении других астрофизических проблем, опираться на данные наблюдений и проводить анализ, используя всю совокупность сведений, полученных различными методами. Космические лучи оказались интересными не только как самостоятельный объект изучения, но, как это со временем выяснилось, они играют существенную роль с точки зрения динамики межзвездной среды и оболочек сверхновых звезд, а также являются одним из основных факторов, определяющих эволюцию галактик.

В физике космических лучей почти всегда ясно вырисовывались два главных направления. Первое из них — изучение элементарных частиц в космических лучах и взаимодействия этих частиц при высоких энергиях. По сути дела, здесь речь идет просто об использовании предоставленных самой природой возможностей наблюдения частиц высокой энергии. Эти возможности были использованы с большим успехом; именно в космических лучах были открыты позитроны,  $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$  и  $K$ -мезоны, а также некоторые гипероны. Изучение этих частиц имеет столь большое значение, что долгое время, особенно с 1929 г. и примерно по 1955—1956 гг., в физике космических лучей основную роль играло изучение элементарных частиц. Положение существенно изменилось в связи с созданием мощных ускорителей. В области энергий, достигнутых на ускорителях (энергия  $E$  до  $3 \cdot 10^{10}$  эв), космические лучи как средство изучения элементарных частиц, вообще говоря, совершенно не могут конкурировать с ускорителями. Поэтому центр тяжести первого направления в физике космических лучей переместился в область больших энергий ( $E > 3 \cdot 10^{10}$  эв). В этой области измерения производятся главным образом с помощью фотоэмульсий, камер Вильсона в сочетании с ионизационными калориметрами и с помощью систем счетчиков, служащих для регистрации широких атмосферных ливней. Поскольку максимальная энергия, зарегистрированная в космических лучах, равна примерно  $3 \cdot 10^{19}$  эв, совершенно очевидно, что использование космических лучей для чисто физических исследований будет продолжаться еще, вероятно, очень длительное время\*.

\* Как указывалось, достигнутая сейчас на ускорителях энергия равна  $3 \cdot 10^{10}$  эв, т. е. на девять порядков меньше максимальной энергии частиц, наблюдающихся в космических лучах. В ближайшие годы вряд ли возможно создание ускорителей, дающих частицы с энергией больше  $3 \cdot 10^{11}$  эв. Упомянем, однако, что использование так называемого метода «встречных пучков», хотя оно и связано с большими трудностями, позволит изучать столкновения частиц с энергией, которая в лабораторной системе отсчета отвечает значению  $E' = 2(E/Mc^2)Mc^2$ , где  $E$  — энергия частиц в каждом из пучков, состоящих из частиц с массой покоя  $M$ . Однако даже для электронов при  $E = 5 \cdot 10^9$  эв энергия  $E' = 10^{14}$  эв, а для протонов при  $E = 3 \cdot 10^{10}$  эв энергия  $E' = 2 \cdot 10^{12}$  эв.

Тем не менее относительный «вес» подобных исследований элементарных частиц, несомненно, сильно понизился, и в последние годы в физике космических лучей начинает преобладать второе направление — изучение космических лучей в геофизическом и астрофизическом аспектах. В настоящее время число работ этого направления составляет значительно больше половины всех исследований, посвященных космическим лучам. Предметом изучения здесь являются: 1. Первичные космические лучи у Земли (состав, энергетический спектр, пространственное распределение). 2. Космические лучи за пределами солнечной системы (в Галактике и Метагалактике) и влияние на них межзвездной среды и межзвездных магнитных полей. 3. Происхождение космических лучей (в узком смысле этого термина; см. предисловие). 4. Солнечные космические лучи, их генерация, движение к Земле и влияние на процессы, происходящие в околоземном пространстве. 5. Влияние на космические лучи (как галактического, так и солнечного происхождения) межпланетной среды и межпланетных магнитных полей; высокоширотное обрезание и различные вариации космических лучей как на Земле, так и в пределах солнечной системы. 6. Радиационные пояса вблизи Земли и других планет.

Запуск искусственных спутников и космических ракет, а также общий прогресс в геофизике и физике Солнца, с одной стороны, и быстрое развитие радиоастрономии и всей астрофизики, с другой стороны, привели к появлению большого числа работ по всем указанным вопросам. Все они к тому же связаны не только между собой, но и с другими научными направлениями (с физикой Солнца, физикой межзвездной и межпланетной среды, теорией ускорения частиц, радиоастрономией и т. д.).

Целью настоящей книги является освещение в основном только первых трех областей исследования: свойств первичного космического излучения у Земли, данных о космических лучах во Вселенной (за пределами солнечной системы) и происхождения космических лучей. Поскольку, однако, между различными направлениями не существует резких границ, будут в той или иной мере затронуты и другие вопросы (в частности, мы коснемся проблемы высокоширотного обрезания)\*.

\* Общий обзор физики космических лучей содержится в книге<sup>1</sup>, вопрос о солнечных космических лучах и вариациях космических лучей освещен в<sup>2</sup>, данные о радиационных поясах приведены в<sup>2,3</sup>. Укажем здесь также на предыдущие обзоры, написанные авторами<sup>4-7</sup>, а также на некоторые другие последние обзоры<sup>8,9</sup>, посвященные происхождению космических лучей.

## ПЕРВИЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ У ЗЕМЛИ

Попадая в земную атмосферу, приходящее извне космическое излучение претерпевает значительные изменения в результате взаимодействия с атомами воздуха. Это приводит к сильной зависимости свойств наблюдаемого излучения от пройденной им толщи вещества в атмосфере. Изучение этой зависимости, как и общие вопросы взаимодействия космических лучей с веществом, составляют важнейшие разделы физики космических лучей. Им посвящена обширная литература (см., например,<sup>1, 10, 11</sup>), однако эти вопросы выходят за рамки настоящей книги.

Для теории происхождения космических лучей первостепенное значение имеют экспериментальные данные о свойствах так называемых «первичных» космических лучей, т. е. космических лучей вдали от поверхности Земли, за пределами ее атмосферы. При этом «границей» атмосферы условно можно считать высоту, над которой толща вещества, удерживаемого земным притяжением, пренебрежимо мала по сравнению с пробегом взаимодействия всех частиц, входящих в состав космического излучения. Практически взаимодействием космических лучей с атмосферными атомами уже можно полностью пренебречь на высотах более 50 км над уровнем моря.

Однако и на этих высотах наблюдаемое излучение еще нельзя, вообще говоря, считать первичным из-за присутствия вторичных частиц, появившихся в результате взаимодействия космических лучей в нижележащих слоях атмосферы (так называемое альbedo космических лучей). Часть вторичных частиц рассеивается в окружающем пространстве, тогда как некоторая доля может в течение длительного времени удерживаться вблизи Земли ее магнитным полем. Вклад таких частиц особенно существен при измерениях интенсивности протонов и электронов сравнительно малых энергий. Поэтому в чистом виде первичное космическое излучение может наблюдаться лишь на таких расстояниях от Земли,

где не только толща остаточной атмосферы, но и вклад частиц альbedo (а, строго говоря, также частиц, входящих в состав радиационных поясов) пренебрежимо малы\*.

Бурное развитие физики космических лучей за последнее десятилетие и в особенности использование высотных шаровозондов, ракет и искусственных спутников позволило в значительной мере выяснить влияние указанных выше «земных» эффектов на первичное космическое излучение. Вместе с интенсивным накоплением новых данных это привело к существенному прогрессу в определении важнейших характеристик первичного космического излучения, которые рассматриваются в настоящей главе.

В дальнейшем нас будут интересовать в основном галактические космические лучи, приходящие извне в солнечную систему.

Если иметь в виду галактические космические лучи, оставляя в стороне космические лучи солнечного происхождения, то «первичными» следовало бы называть космические лучи за пределами солнечной системы, где влияние солнечных корпускулярных потоков и магнитных полей солнечной системы уже несущественно. О том, что процессы, происходящие в солнечной системе, вызывают заметные изменения в наблюдаемом космическом излучении, говорят такие явления, как связанные с солнечной активностью вариации интенсивности космических лучей и «высокоширотное обрезание»<sup>2, 13, 13а</sup>.

В задачу настоящей книги не входит рассмотрение проблемы вариаций космических лучей и природы высокоширотного обрезания<sup>2, 13</sup>. Нужно отметить, что учесть влияние внеземных эффектов на первичное космическое излучение значительно труднее, чем в случае рассмотренных выше «земных» эффектов. В частности, это связано с тем, что природа некоторых важных явлений, обусловленных солнечной деятельностью, и в особенности природа высокоширотного обрезания, еще недостаточно ясны. Положение, однако, облегчается тем, что влияние указанных «солнечных» эффектов сказывается главным образом лишь в области сравнительно малых энергий и практически не играет роли для основной части наблюдаемых космических лучей.

Поэтому ниже, рассматривая свойства первичных космических лучей, мы будем пользоваться результатами, относящимися

\* Поток первичных космических лучей вблизи Земли (например, на высоте 100 км) в области энергий, меньших десятков  $B\bar{e}v$ , отличается от потока космических лучей вдали от Земли также в силу действия земного магнитного поля. Это обстоятельство, однако, в первом приближении сравнительно просто учитывается при использовании теории геомагнитных эффектов<sup>10-12</sup>.

к космическим лучам у Земли с учетом только влияния атмосферы и альbedo. В тех же случаях, когда согласно современным представлениям можно ожидать, что процессы, происходящие в солнечной системе, приводят к изменению свойств приходящих извне галактических космических лучей, будут сделаны соответствующие оговорки.

Основными характеристиками первичного космического излучения, в ряде случаев с той или иной степенью точности известными из эксперимента, являются: химический состав ядерной компоненты, количество электронов, позитронов,  $\gamma$ -лучей и нейтрино, энергетический спектр всех этих частиц, включая его нижнюю границу (высокоширотное обрезание) и область максимальных энергий, а также распределение космических лучей по направлениям в пространстве (степень анизотропии). Надежные сведения о соответствующих величинах являются необходимой предпосылкой решения проблемы происхождения космических лучей.

### § 1. Состав ядерной компоненты космических лучей

Основной составляющей космических лучей у Земли являются протоны и ядра более тяжелых элементов. Процентное содержание ядер различных элементов в космических лучах или, как говорят, их состав служит одной из важнейших характеристик первичного космического излучения и позволяет сделать определенные выводы об источниках, механизмах ускорения и характере движения космических лучей в межзвездном пространстве. Можно с уверенностью сказать, что любая теория происхождения космических лучей не может рассчитывать на серьезный успех, если она не опирается на детальный анализ наблюдаемого состава первичного космического излучения.

Наиболее полные из имеющихся данных о составе относятся к области энергий первичных космических лучей, составляющих несколько  $B\bar{e}v$  на нуклон, и получены главным образом с помощью фотоэмульсий, проэкспонированных на большой высоте на шарах-зондах. В этой области энергий потоки различных ядер, быстро убывающие с увеличением энергии частиц, еще не слишком малы, что позволяет за время экспозиции достигнуть удовлетворительной статистической точности измерений. С другой стороны, нерегулярный вклад солнечных космических лучей и влияние «солнечных» модуляционных эффектов сказывается в этой области энергий уже не столь заметно, как при меньших энергиях. Кроме того, с экспериментальной точки зрения



значительно проще отождествлять заряды релятивистских частиц\* по сравнению с нерелятивистскими или слабо релятивистскими, для определения заряда которых уже недостаточно измерений только производимой частицами ионизации (ионизация определяется зарядом и скоростью частицы).

Поэтому в дальнейшем при обсуждении вопроса о составе космических лучей мы будем пользоваться экспериментальными данными, относящимися к указанному, наиболее изученному интервалу энергий. Вместе с тем во многих случаях важны значения полной (со всеми энергиями) интенсивности и плотности энергии для отдельных компонент первичных космических лучей. Сначала остановимся на этих интегральных значениях, имея, однако, в виду, что их точность еще недостаточна.

#### Интенсивность протонов и ядер

Основной величиной, характеризующей количество космических лучей, является интенсивность  $I$ . По определению интенсивность есть число частиц, падающих в единицу времени на единичную площадку, перпендикулярную к направлению наблюдения, отнесенное к единице телесного угла. Единицей измерения при этом является

$$\frac{\text{число частиц}}{\text{м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}} \quad \text{или} \quad \frac{\text{число частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}}$$

Помимо интенсивности  $I_i$  для частиц сорта  $i$  иногда используется также поток частиц  $F_{\Omega, i} = \int_{\Omega} I_i \cos \theta d\Omega$ , где  $\theta$  — угол между нормалью к площадке и направлением движения частицы и  $d\Omega$  — элемент телесного угла. В случае изотропного излучения поток частиц (из полусферы направлений)  $F_i$  и концентрация частиц  $N_i$  равны:

$$F_i = 2\pi \int_0^{\pi/2} I_i \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi I_i, \quad N_i = \frac{4\pi}{v_i} I_i, \quad (1.1)$$

где  $v_i$  — скорость рассматриваемых частиц.

\* Релятивистскими мы называем частицы, скорость которых при определении ионизационных потерь с достаточной степенью точности можно считать равной скорости света  $c$ . Это имеет место при энергии в несколько  $B\text{эв}$  на нуклон и большей. С точки зрения терминологии быть может правильнее было бы называть такие частицы ультрарелятивистскими, но в применении к космическим лучам это не очень удобно, когда речь идет о частицах со сравнительно невысокой энергией  $E \sim 3 \div 10 \cdot 10^9 \text{ эв/нуклон}$ .

Если в рассматриваемом потоке присутствуют частицы различных энергий, то их распределение по энергиям (энергетический спектр) характеризуется спектральной (дифференциальной) интенсивностью  $I_i(E)$ , так что  $I_i(E)dE$  есть интенсивность частиц с энергиями в интервале  $E, E + dE$ . При этом интенсивность частиц с энергией больше заданной равна

$$I_i(>E) = \int_E^{\infty} I_i(E) dE. \quad (1.2)$$

Величины  $I_i(E)$  и  $I_i(>E)$  часто называют соответственно дифференциальным и интегральным спектрами частиц.

В случае изотропного излучения концентрация частиц сорта  $i$  с энергиями, большими некоторой заданной, равна

$$N_i(>E) = 4\pi \int_E^{\infty} \frac{1}{v} I_i(E) dE, \quad (1.3)$$

где  $v = c \sqrt{1 - (M_i c^2/E)^2}$  — скорость частицы, а  $M_i$  и  $E$  — ее масса и полная энергия.

Полная (со всеми энергиями) интенсивность космических лучей у Земли сильно зависит от уровня солнечной активности. Так, в период вблизи минимума солнечной активности (1955—1956 гг.) полная интенсивность протонов у Земли составляла  $I_p \simeq 0,20 \text{ протон/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ , тогда как в период максимума (1958 г.) она была равна  $^{105} I_p \simeq 0,4 \text{ протон/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ . В обоих случаях интенсивность  $\alpha$ -частиц была в 6,8 раза меньше. По данным работы <sup>240</sup>, полная интенсивность космических лучей на больших расстояниях от Земли (за пределами земного магнитного поля) в период полета первой космической ракеты (2 января 1959 г.) равнялась  $I_{\text{кл}} = 0,18 \pm 0,08 \text{ частица/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ .

Среди ядер с одной и той же энергией на нуклон и порядковым номером  $Z \geq 2$   $\alpha$ -частицы составляют около 90%, а более тяжелые ядра соответственно около 10%. При этом на долю  $\alpha$ -частиц приходится приблизительно 69%, а на долю более тяжелых ядер около 31% всех нуклонов, входящих в состав ядер космических лучей с  $Z \geq 2$  (см. ниже табл. 1). Эти значения относятся к области энергий  $\geq 2,5 \text{ Бэв/нуклон}$ , однако, учитывая сходство спектров различных ядер по жесткостям <sup>105</sup> (для ядер с  $Z \geq 2$  это равносильно также подобию спектров, отнесенных к энергии на нуклон), можно считать, что аналогичное соотношение между  $\alpha$ -частицами и более тяжелыми ядрами сохраняется вплоть до минимальных наблюдаемых энергий.

Тогда, если пренебречь возможным наличием высокоширотного обрезания (см. ниже) в период измерений <sup>105</sup>, проводившихся вблизи минимума солнечной активности, то для полных интенсивностей различных компонент первичных космических лучей в районе солнечной системы находим:

$$\begin{aligned} I_p &\simeq 0,20 \text{ протон/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}, \\ I_\alpha &\simeq 0,03 \text{ } \alpha\text{-частица/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}, \\ I_{Z>2} &\simeq 0,003 \text{ (ядра с } Z > 2) / \text{см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}, \\ I_{\text{кл}} &\simeq 0,23 \text{ частица/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}, \\ I_{\text{нукл}} &\simeq 0,38 \text{ нуклон/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Здесь  $I_{\text{кл}}$  — полная интенсивность частиц, входящих в состав космических лучей, а  $I_{\text{нукл}}$  — полная интенсивность нуклонов в составе всех ядер первичных космических лучей (включая протоны).

В области малых энергий спектры всех компонент космических лучей имеют максимум вблизи жесткости  $R_H \simeq 2 \text{ Бв}$ , что соответствует кинетической энергии  $E_K \simeq 1,2 \text{ Бэв}$  для протонов и  $\mathcal{E}_K^1 \simeq 0,5 \text{ Бэв/нуклон}$  \* для ядер с  $Z \geq 2$ . С уменьшением жесткости интенсивность частиц довольно быстро убывает по крайней мере до наблюдавшихся минимальных жесткостей  $R_H \simeq 0,8 \text{ Бв}$  (кинетическая энергия протонов  $E_K \simeq 200 \text{ Мэв}$ ).

Если воспользоваться полученными в <sup>105</sup> спектрами протонов и  $\alpha$ -частиц и учесть указанное выше отношение интенсивностей  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ядер, то можно определить значения полных концентраций различных частиц в составе первичных космических лучей. Именнно:

$$\begin{aligned} N_p &\simeq 1,0 \cdot 10^{-10} \text{ протон/см}^3, \\ N_\alpha &\simeq 0,18 \cdot 10^{-10} \text{ } \alpha\text{-частица/см}^3, \\ N_{Z>2} &\simeq 0,02 \cdot 10^{-10} \text{ (ядра с } Z > 2) / \text{см}^3, \\ N_{\text{кл}} &\simeq 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ частица/см}^3, \\ N_{\text{нукл}} &\simeq 2,0 \cdot 10^{-10} \text{ нуклон/см}^3. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Аналогичным образом для плотности энергии

$$w = \int E_K N(E) dE = \int \frac{4\pi}{v} E_K I(E) dE$$

\* Полная энергия на нуклон  $\mathcal{E} = M_n c^2 + \mathcal{E}_K$ , где энергию покоя нуклона  $M_n c^2$  с достаточной точностью можно считать равной энергии покоя протона  $M_p c^2 = 0,939 \text{ Бэв}$ .

первичных космических лучей в районе солнечной системы получаются следующие значения:

$$\begin{aligned} w_p &= 0,65 \text{ эв/см}^3, & w_\alpha &= 0,18 \text{ эв/см}^3, & w_{Z>2} &= 0,08 \text{ эв/см}^3, \\ w_{\text{кл}} &= 0,9 \text{ эв/см}^3. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Удельный поток энергии, переносимый космическими лучами,

$$J = \int E_K I(E) dE = \int \frac{v}{4\pi} E_K N(E) dE. \quad (1.7)$$

Для ультрарелятивистских частиц, очевидно,

$$J = \frac{c}{4\pi} \int E_K N(E) dE = \frac{cw}{4\pi}. \quad (1.8)$$

Поэтому, имея в виду (1.6), находим

$$J_{\text{кл}} \leq \frac{cw}{4\pi} \simeq 2 \cdot 10^3 \text{ Мэв/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}. \quad (1.9)$$

По оценке, имеющейся в работе <sup>13в</sup>,

$$J_{\text{кл}} = 1300 \pm 30 \text{ Мэв/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}. \quad (1.10)$$

Подчеркнем еще раз, что все эти величины получены в предположении, что в период измерений <sup>105</sup> (1955—1956 гг.) обрезание первичного спектра в солнечной системе полностью отсутствовало, т. е. наблюдался неискаженный спектр галактических космических лучей. В противном случае значения (1.4) — (1.6) дают только нижнюю оценку интенсивности, концентрации и плотности энергии космических лучей в Галактике в окрестности солнечной системы. Укажем в этой связи, что по данным <sup>13б</sup>, в период глубокого минимума солнечной активности (1954 г.) в составе первичных космических лучей в большом числе присутствовали частицы малых энергий (в основном протоны с энергиями  $\geq 100 \text{ Мэв}$ ). При этом полная интенсивность частиц в 4—5 раз, а поток энергии на 40% превышали их значения в максимуме активности (1958 г.). К вопросу о характере энергетического спектра частиц в области малых энергий мы еще вернемся в § 3. Сейчас же отметим, что имеющаяся неопределенность в интенсивности частиц малой энергии для периода минимума активности не может привести к большой ошибке в значениях плотностей энергии (1.6), поскольку вклад таких частиц в полную энергию невелик.

Перейдем теперь к более подробному обсуждению данных о химическом составе.

Приведенные ниже данные о составе космических лучей на границе атмосферы (см. табл. 1) основываются на опубликованных результатах измерений интенсивности или относительной доли различных ядерных компонент первичного излучения на геомагнитной широте  $\lambda_m = 41^\circ$ , в основном в Техасе (США) и в северной Италии. Этой геомагнитной широте соответствует вертикальная пороговая жесткость  $R_H = \frac{pc}{eZ} = \frac{p(B\text{эв}/c)}{Z} = 4,5 B\text{э}$  ( $p$  — импульс частицы и  $eZ$  — ее заряд) и, следовательно, отнесенная к одному нуклону полная энергия ядер с атомным весом  $A = 2Z$ , приходящих на эту широту по вертикали, равна или превышает  $2,5 B\text{эв/нуклон}$ . Заметим, что при той же пороговой жесткости (на той же геомагнитной широте) протоны имеют полную энергию  $E \geq 4,6 B\text{э}$ . Поэтому, если сравнивать, как это и сделано в табл. 1, относительную распространенность ядер (включая протоны) с одинаковыми энергиями на нуклон, то для определения интенсивности протонов следует воспользоваться результатами измерений на другой геомагнитной широте, а именно, на широте  $\lambda_m \approx 51^\circ$ , для которой вертикальная пороговая жесткость равна  $2,3 B\text{э}$  и приходящие по вертикали протоны имеют энергии  $E \geq 2,5 B\text{э}$ .

Не останавливаясь на анализе экспериментальной методики и подробном сопоставлении имеющихся данных, изложим здесь лишь основные результаты, относящиеся к наблюдаемому составу первичного космического излучения.

В указанном интервале жесткостей ( $R_H \geq 4,5 B\text{э}$ ) интенсивность космических лучей еще довольно чувствительна к уровню солнечной активности<sup>14, 15</sup>, заметно (до 30%) уменьшаясь в период ее максимума (1957—1958 гг.) по сравнению с периодом минимума (1954—1955 гг.). Приведенные значения интенсивностей относятся к периоду минимума солнечной активности, когда космические лучи, попадающие извне в солнечную систему, наименее возмущены и измеренные интенсивности, как можно предполагать, близки к их истинным значениям в прилегающей области Галактики.

### Протоны

Протоны ( $p$ ) составляют основную массу космического излучения, что обуславливает относительно большую статистическую точность измерений. Однако сложность учета альбеда, а также непостоянство потока космических лучей даже в годы малой

солнечной активности приводят к большому разбросу результатов различных авторов. В табл. 1 приведено значение, полученное в<sup>16</sup> для широты  $51^\circ$  в 1952 и 1954 гг. Заметим, что для геомагнитной широты  $\lambda_m = 41^\circ$ , т. е. в том же интервале жесткостей, что и для приведенных в табл. 1 ядер с  $Z \geq 2$ , интенсивность протонов приблизительно вдвое меньше и составляет<sup>22</sup>  $I_p = 610 \pm \pm 30$  *протон/м<sup>2</sup>·степ·сек*.

Присутствие в космических лучах ядер дейтерия пока не установлено. Если их количество соответствует естественной распространенности (0,014% по отношению к водороду), то обнаружить дейтерий в составе космических лучей было бы весьма сложно. Однако, если в источниках космических лучей генерируются только тяжелые ядра (в основном Fe), а наблюдаемый состав возникает в результате их дробления в межзвездном газе, то на границе атмосферы поток дейтонов составит около 5% от потока протонов<sup>17</sup>. Возможность измерения такого потока вполне реальна и соответствующие измерения в ближайшее время, по-видимому, будут проведены.

Ядра трития в составе космических лучей ввиду сравнительно малого времени жизни (12 лет) могли бы иметь только солнечное происхождение. В настоящее время каких-либо данных об их присутствии в космических лучах нет.

Таблица 1

Группа ядер	Z	A	Интенсивность, м <sup>-2</sup> ·степ <sup>-1</sup> ·сек <sup>-1</sup>	Число нуклонов в потоке	I/I <sub>H</sub> = N/N <sub>H</sub>	Во Вселенной (в среднем)	
						согласно работе <sup>44</sup>	согласно работе <sup>47</sup>
p	1	1	1300	1300	680	3360	6830
α	2	4	88	352	46	258	1040
L	3—5	10	1,9	19	1,0	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>
M	6—9	14	5,7	80	3,0	2,64	10,1
H	≥10	31	1,9	59	1,0	1	1
VH*	≥20	51	0,53	28	0,28	0,06	0,05
Полное число нуклонов				1810			

\* Входят в число H-ядер.



## Ядра гелия

Наиболее надежны измерения потока ядер гелия (в табл. 1 они обозначены буквой  $\alpha$ ), который для геомагнитной широты  $41^\circ$ , по данным разных авторов<sup>18-20</sup>, составляет около  $90 \pm 9$  частица/м<sup>2</sup>·стер·сек. В таблице принято значение  $I_\alpha = 88$  частица/м<sup>2</sup>·стер·сек, которое согласуется также с наиболее вероятным значением  $I_\alpha = 88 \pm 2$  частица/м<sup>2</sup>·стер·сек, принятым в<sup>21, 22</sup>.

Недавно были опубликованы первые результаты измерения изотопного состава гелия в первичных космических лучах<sup>23</sup>. Согласно<sup>23</sup> изотопы  $\text{He}^4$  и  $\text{He}^3$  присутствуют в первичной компоненте в сравнимых количествах: в интервале кинетических энергий  $\mathcal{E}_k \sim 200 \div 400$  Мэв/нуклон получено отношение  $\text{He}^3/(\text{He}^3 + \text{He}^4) = 0,31 \pm 0,08$ . Заметим, что естественной распространенности этих изотопов соответствует отношение  $\text{He}^3/(\text{He}^3 + \text{He}^4) \approx 3 \cdot 10^{-4}$ . Измерения доли  $\text{He}^3$  в первичном потоке должны быть продолжены, поскольку, по независимым оценкам работы<sup>24</sup>, указанное отношение составляет всего лишь  $0,08 \pm 0,08$  и совместимо с практически полным отсутствием изотопа  $\text{He}^3$  (см. также<sup>30</sup>).

Если результат работы<sup>23</sup> подтвердится, он будет иметь важные следствия для проблемы происхождения космических лучей. Высокое содержание изотопа  $\text{He}^3$  можно связывать либо с трансформацией ядерного состава космических лучей при их движении в межзвездной среде, либо с высоким содержанием  $\text{He}^3$  уже в самих источниках космических лучей. Анализ последней возможности показывает, что хотя в атмосферах некоторых звезд и можно допустить присутствие большого количества  $\text{He}^3$ , все же при генерации основной части космических лучей в оболочках сверхновых звезд для такого допущения нет никаких оснований<sup>24а</sup>. Поэтому обнаруженное высокое содержание  $\text{He}^3$  можно рассматривать как указание на определяющую роль фрагментации в образовании наблюдаемого состава космических лучей (в этом случае значительная часть гелия в составе космических лучей образуется в результате дробления более тяжелых ядер). Отметим, что доля изотопа  $\text{He}^3$  в гелии, образующемся при облучении железа потоком протонов с энергией в несколько Бэв, составляет 20—30%, как это следует из анализа изотопного состава железных метеоритов и данных, полученных на ускорителях<sup>25</sup>.

## Группа M-ядер

Для более тяжелых ядер экспериментально измеряется поток или относительная доля различных ядер на разных глубинах атмосферы, главным образом на высотах полетов воздушных шаров. Для повышения статистической надежности экспериментальных данных принято объединять ядра с близкими атомными номерами в группы:  $L$  — группа «легких» ядер ( $\text{Li}$ ,  $\text{Be}$ ,  $\text{B}$ ),  $M$  — «средние» ядра ( $\text{C}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{F}$ ),  $H$  — «тяжелые» ядра ( $Z \geq 10$ ) и  $VH$  — «очень тяжелые» ядра ( $Z \geq 20$ ). При таком определении группа  $VH$ -ядер является, очевидно, частью группы  $H$ -ядер (заметим, что встречаются и несколько другие по сравнению с используемыми нами разбиения ядер на группы). Результаты измерений, выполненных за последние годы, находятся в целом в удовлетворительном согласии. Однако дальнейшая экстраполяция к границе атмосферы, необходимая для определения состава первичного излучения, не искаженного расщеплениями тяжелых ядер, является существенным источником ошибок. Кроме того, такая экстраполяция даже при детальном знании состава космических лучей на данной глубине атмосферы неизбежно вызывает более тонкие свойства, такие как относительный состав внутри групп ядер, наличие элементов, мало распространенных в природе, изотопный состав и др. Поэтому весьма важным для теории космических лучей было бы непосредственное измерение состава за пределами атмосферы. Первые шаги в этом направлении, с использованием черенковских счетчиков и фотоэмульсий, установленных на искусственных спутниках и космических ракетах, уже предприняты<sup>26-28, 40</sup>. Хотя точность этих экспериментов и возможность разрешения близких зарядов еще не велики, их результаты в целом подтверждают данные, полученные на шарах-зондах вблизи границы атмосферы.

Среди ядер с  $Z > 2$  относительно надежно определен поток ядер группы  $M$  ( $\text{C}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{F}$ ). По данным разных авторов, он заключен в пределах  $I_M = 5,1 \div 6,1$  частица/м<sup>2</sup>·стер·сек. Принятое в табл. 1 среднее значение основывается на данных работ<sup>18, 29-31</sup> и согласуется с наиболее вероятным значением  $I_M = 5,70 \pm 0,28$  частица/м<sup>2</sup>·стер·сек, приведенным в<sup>22</sup>.

Для отношения  $I_H/I_M$  интенсивностей тяжелых и средних ядер на границе атмосферы в литературе в основном приводились значения от 0,4 (см. работы<sup>18, 32-34</sup>) до 0,5 (см. <sup>29-31</sup>). Эти значения получены экстраполяцией состава, наблюдаемого на некоторой глубине в атмосфере, при определенных предположениях об эффективном пробеге поглощения и вероятностях фрагментации группы тяжелых ядер. Критический

анализ этих предположений и экспериментальные результаты, приведенные в <sup>35</sup>, свидетельствуют о том, что принимавшееся ранее <sup>6,21</sup> среднее значение  $I_H/I_M = 0,45$  завышено\*. Согласно <sup>35</sup>,  $I_H/I_M = 0,30 \pm 0,02$ . В табл. 1 при определении интенсивности *H*-ядер использовано значение  $I_H/I_M = 0,34 \pm \pm 0,04$ , принятое в качестве наиболее вероятного в <sup>22</sup>.

### Группа *L*-ядер

В последнее время в значительной мере прояснился важный вопрос о присутствии в первичных космических лучах ядер группы *L* (Li, Be, B). В большинстве работ, посвященных этому вопросу (см. <sup>18,30,31,33,36</sup>), приводится значение  $I_L/I_M \approx \approx 1/3$ , принятое в табл. 1.

Следует отметить, что во многих работах <sup>14,29,32,37</sup> получено даже большее значение  $I_L/I_M \geq 0,4$ ; в этом случае *L*-ядер больше, чем всех ядер группы *H*. Имевшееся расхождение между этими результатами и работой <sup>38</sup>, согласно которой  $I_L/I_M < 0,1$ , в настоящее время устранено <sup>35</sup> в результате тщательной повторной обработки данных, использованных в <sup>38</sup>. Полученное значение  $I_L/(I_M + I_H) = 0,24 \pm 0,09$  хорошо согласуется с результатами других авторов. Большой интерес представляют работы <sup>24,36,39</sup>, в которых фотоэмульсии экспонировались на очень большой высоте (остаточная толщина атмосферы равна  $1,5-2,7$  г/см<sup>2</sup>) и поэтому возможные погрешности при экстраполяции невелики. В работе <sup>39</sup> получено отношение  $I_L/(I_M + I_H) = 0,18 \pm 0,06$ , откуда при  $I_H/I_M = 1/3$  следует  $I_L/I_M = 0,26$ . В работе <sup>36</sup> для отношения интенсивностей на границе атмосферы получено значение  $I_L/I_M = 0,32 \pm 0,05$ .

Согласно <sup>24</sup>, для области энергий  $\mathcal{E}_K > 700$  Мэв/нуклон это отношение равно  $0,32 \pm 0,03$  и возрастает до  $0,51 \pm 0,06$  в области меньших энергий  $\mathcal{E}_K = 200-700$  Мэв/нуклон. Наконец, по предварительным данным, полученным на спутнике с помощью черенковских счетчиков <sup>40</sup>, поток *L*-ядер достигает

\* Следует, однако, отметить, что этот вопрос окончательно еще не ясен. Так, в недавней работе <sup>42a</sup> для отношения *H*/*M* на границе атмосферы получено значение  $H/M = 0,55 \pm 0,06$ . При этом учитывалась указанная в <sup>35</sup> возможная зависимость параметров фрагментации от пройденной толщи вещества.

Экспериментальное уточнение отношения *H*/*M* настоятельно необходимо, поскольку величина этого отношения имеет существенное значение для проблемы химического состава космических лучей: ею в значительной мере определяются пройденная космическими лучами (до попадания на Землю) толщина вещества и химический состав космических лучей в их источниках (см. § 15).

$0,31 \pm 0,1$  от суммарного потока ядер групп *M* и *H* за пределами атмосферы (в области энергий  $\mathcal{E}_K > 600$  Мэв/нуклон).

Таким образом, наличие заметного первичного потока ядер Li, Be, B в составе первичных космических лучей в настоящее время не вызывает сомнений. Вместе с тем уточнение данных об интенсивности этих и других ядер первичного космического излучения остается важной экспериментальной задачей.

В области нерелятивистских энергий, по данным работ <sup>24,41</sup>, имеется тенденция к возрастанию доли *L*-ядер по отношению к более тяжелым. Эта тенденция, по-видимому, обнаружена также в работе <sup>28</sup>. Однако, прежде чем пытаться количественно интерпретировать этот результат с точки зрения теории происхождения космических лучей и их трансформации в межзвездном пространстве, нужны новые независимые измерения, подтверждающие реальность эффекта. Это тем более необходимо, что само присутствие *L*-ядер в составе первичных космических лучей длительное время подвергалось сомнению и окончательно было установлено лишь в последнее время. Что же касается самой возможности существования зависимости процентного содержания различных ядер от энергии, то этот интересный вопрос еще будет затронут в § 15 и 16.

### Группы *H*- и *VH*-ядер

Группа тяжелых ядер (группа *H*) охватывает очень большой интервал зарядов (от  $Z = 10$  и, по крайней мере, до  $Z = 26-28$ , еще наблюдаемых в первичных космических лучах) и это создает трудности при определении эффективных значений атомного веса, пробега взаимодействия и вероятностей фрагментации для группы в целом. В результате накопления экспериментальных данных в последнее время появилась возможность выделить в группе *H* подгруппу «очень тяжелых» ядер *VH* ( $Z \geq 20$ ). Основную часть этой подгруппы составляют, по-видимому, ядра Sr и Fe <sup>21, 42, 42a</sup>. Отношение интенсивностей  $I_{VH}/I_H$  на границе атмосферы, согласно <sup>21, 41, 35, 43, 95</sup>, равно  $0,26-0,31$ ; для более высоких энергий (на экваторе)  $I_{VH}/I_H = 0,30 \pm 0,07$  <sup>44</sup>. Заметим, что в <sup>21</sup> непосредственно приводится значение  $I_{VH}/(I_H - I_{VH})$ , равное, по различным данным,  $0,35 \pm 0,10$  и  $0,38 \pm 0,08$  соответственно. Согласно <sup>43</sup>,  $I_{VH}/(I_H - I_{VH}) = 0,41 \pm 0,11$ . Иногда к группе *VH* относят ядра с  $Z \geq 17$ . Например, в работе <sup>42a</sup> определено отношение  $I(Z \geq 17)/I(10 \leq Z \leq 16) = 0,36 \pm 0,07$ , откуда  $I(Z \geq 17)/I(Z \geq 10) = 0,27$ . Поскольку относительное количество ядер в интервале  $17 \leq Z \leq 19$

невелико и лежит на пределе ошибок измерения, указанным различием в определении группы  $VH$  практически можно пренебречь. Так, согласно <sup>35</sup>,  $I(16 \leq Z \leq 19) / I(Z \geq 10) \leq 0,05$ . В работе <sup>42a</sup> приведено отношение  $I(17 \leq Z \leq 21) / I(Z \geq 22) = 0,09 \pm 0,11$ , т. е. ядер с  $Z = 17 \div 21$  существенно меньше, чем более тяжелых. В согласии с имеющимися данными в табл. 1 принято  $I_{VH}/I_H = 0,28$ , чему соответствует интенсивность  $I_{VH} = 0,53 \text{ м}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Заметим, что непосредственное определение <sup>27</sup> интенсивности ядер с  $Z \geq 14 \div 15$  и  $\mathcal{E} \geq 2 \text{ Бэв/нуклон}$  с помощью черенковских счетчиков, установленных на второй и третьей космических ракетах, привело к значению  $I(Z \geq 14 \div 15) = 0,4 \div 0,5 \text{ м}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$ .

Это значение не противоречит приведенному в табл. 1, если учесть, что измерения производились в период сравнительно высокой солнечной активности (сентябрь — октябрь 1959 г.).

В пятом столбце табл. 1 указано число нуклонов, содержащихся в каждой из зарядовых компонент космических лучей. Как видно, более  $1/4$  (точнее 28%) нуклонов с данной энергией приходится на долю ядер с  $Z \geq 2$ . Интересно отметить, что на данной геомагнитной широте (т. е. при заданной магнитной жесткости) нуклоны, входящие в состав ядер с  $Z \geq 2$ , несут около одной трети всей энергии космических лучей, а их поток примерно равен потоку первичных протонов.

Столбец 6 табл. 1 содержит отношение интенсивности ядер данной группы к интенсивности тяжелых ядер, которое, очевидно, равно отношению концентраций  $N_i$  этих ядер в космических лучах [см. (1.1)]; речь идет о частицах с  $\mathcal{E} \geq 2,5 \text{ Бэв/нуклон}$ , скорость которых весьма близка к скорости света  $c$ ].

#### *Распространенность элементов в космических лучах и во Вселенной*

В столбцах 7 и 8 табл. 1 приведена распространенность элементов соответствующих групп во Вселенной по отношению к распространенности ядер группы  $H$  по данным работ <sup>46</sup>, <sup>47</sup>. Бросается в глаза очень важная особенность: космические лучи значительно беднее легкими элементами, чем состав вещества в среднем во Вселенной. Новые данные о распространенности элементов во Вселенной <sup>47</sup> только усиливают это различие\*. Оно

\* В работе <sup>47</sup> распространенность Fe уменьшена в 7 раз по сравнению с <sup>46</sup> в соответствии с распространенностью для Солнца и Земли, тогда как в <sup>46</sup> распространенность Fe оценивалась по метеоритным данным. Кроме того, в <sup>47</sup> содержание водорода уменьшено примерно в 1,5 раза в согла-

становится особенно резким, если сравнивать число ядер данного сорта в космических лучах и во Вселенной, приходящихся на одно очень тяжелое ядро  $VH$ . Тогда в космических лучах оказывается почти на два порядка меньше протонов и  $\alpha$ -частиц по отношению к очень тяжелым ядрам, чем в среднем во Вселенной. Вытекающие отсюда следствия будут подробно обсуждены в главе V

Дальнейшего возрастания избытка тяжелых ядер в области  $Z > 26$ , по-видимому, нет <sup>45</sup>, <sup>49</sup>. Измерения отношения  $I(Z \geq 35)/I(Z \geq 17)$ , выполненные на спутнике <sup>49</sup>, показали, что это отношение не превосходит значения  $(1 \div 3) \cdot 10^{-4}$ . Примерно такова же естественная распространенность этих элементов во Вселенной.

#### *Содержание отдельных ядер в группах L, M и H*

Пока еще рано с уверенностью судить о более тонких особенностях состава космических лучей, но некоторые выводы все же могут быть сделаны <sup>21</sup>, <sup>22</sup>, <sup>35</sup>, <sup>41</sup>, <sup>42</sup>, <sup>42a</sup>, <sup>50</sup>. В табл. 2 приведены данные о процентном содержании различных элементов в первичных космических лучах внутри каждой из зарядовых групп <sup>21</sup>, <sup>22</sup>. Ввиду малой статистической надежности этих данных (например, в области  $Z \geq 10$  полное число наблюдавшихся ядер, данные о которых использованы при построении таблицы, составляло всего лишь 390) приведенные в таблице значения имеют лишь сугубо ориентировочное значение.

Как видно из таблицы, в космических лучах, как и в среднем во Вселенной, более распространены ядра с четными  $Z$  по сравнению с нечетными; впрочем, в космических лучах эта особенность выражена, по-видимому, менее резко\*. Интересно отметить, что в космических лучах больше ядер  $V$ , чем  $Li$ , тогда как в среднем во Вселенной наблюдается обратное соотношение. Крайне мало распространенный во Вселенной фтор  $F$ , по-видимому, присутствует в космических лучах в заметном количестве.

спис новыми данными для Солнца. Заметим, что пересмотр таблицы распространенности элементов во Вселенной, предпринятый в <sup>47</sup>, вызвал дискуссию (см. <sup>48</sup>). Однако разногласия касаются в основном более тяжелых элементов, не обнаруженных пока в составе космических лучей.

\* Согласно данным о естественной распространенности элементов, среднее по интервалу  $Z = 10 \div 16$ , отношение распространенностей нечетных и четных ядер равно 0,02—0,06 (по данным работ <sup>46</sup> и <sup>47</sup> соответственно). Для космических лучей, согласно <sup>42a</sup>, аналогичное отношение равно  $0,12 \pm 0,04$ .

Избыток четных ядер по сравнению с нечетными <sup>42a, 43</sup> и малое количество ядер с  $Z = 15 \div 19$  («провал» в спектре зарядов) иногда <sup>21, 22</sup> рассматривается как существенное возражение против преимущественного ускорения тяжелых ядер в

Таблица 2

Группа ядер	L-ядра			M-ядра			
	Li	Be	B	C	N	O	F
Элемент							
%	23	10	67	44	21	31	4

Группа ядер	H-ядра									
	Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	A	K
Элемент										
%	21,4	13,4	23,2	4,5	8	0,9	0	0,7	2,4	0

Группа ядер	H-ядра (подгруппа VH-ядер)									
	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	
Элемент										
%	4,7	0,8	3	0,8	5	0	9,9	0	1,3	

источниках космических лучей (см. главу V). Дело в том, что если ускоряются только тяжелые ядра, то образующиеся в результате расщеплений стабильные ядра должны, казалось бы, иметь более или менее плавное распределение по  $Z$  и  $A$  и глубокие «провалы» в зарядовом спектре должны были бы отсутствовать. Однако пока еще неясно, насколько плавным должно быть распределение по зарядам ядер, образующихся в результате расщепления более тяжелых. Так, в работе <sup>42</sup> приводятся

доводы в пользу образования в процессе фрагментации значительного избытка четных ядер. Эта сторона вопроса может быть выяснена в лабораторных условиях путем изучения продуктов расщепления тяжелых ядер пучком протонов и  $\alpha$ -частиц большой энергии. С другой стороны, данные о количестве отдельных элементов в составе космических лучей еще нельзя считать достаточно надежными для того, чтобы с уверенностью судить о действительном наличии достаточно глубоких провалов в зарядовом спектре.

Таким образом, вопрос о «провалах» в зарядовом спектре и возражения против гипотезы о преимущественном ускорении тяжелых элементов в источниках космических лучей могут серьезно обсуждаться лишь на основе более надежных количественных данных. Следует также заметить, что даже вне всякой связи с вопросом о преимущественном ускорении тяжелых ядер наличие провалов в зарядовом спектре потребовало бы радикального пересмотра современных представлений, если эти провалы достаточно глубоки и не могут быть объяснены особенностями фрагментации. В самом деле, в настоящее время принято считать, что ядра группы  $L$  появляются в первичных космических лучах у Земли в результате расщепления более тяжелых ядер при столкновениях с ядрами межзвездной среды. Иначе говоря, «провал» в области  $L$ -ядер оказывается заполненным в результате фрагментации ядер групп  $M$  и  $H$ . Отсюда следует, что толща вещества, пройденного космическими лучами, составляет по крайней мере около  $2,5-3,5$  г/см<sup>2</sup>, т. е. не менее одного пробега поглощения ядер группы  $VH$ . Поэтому, исходя из упоминавшихся представлений о более или менее плавном распределении осколков по зарядам, следовало бы прийти к выводу о том, что не может быть существенного «провала» также и в области зарядов  $Z = 15 \div 19$ .

#### Антипротоны и антиядра

В заключение этого параграфа приведем экспериментальные данные, относящиеся к определению верхней границы возможного потока античастиц (антиядер и антипротонов) в составе первичного космического излучения. В работах <sup>41, 44</sup> в результате анализа следов первичных частиц в фотоэмульсиях, экспонированных вблизи границы атмосферы, установлено, что поток античастиц не превышает  $0,1-1\%$  от потока первичных космических лучей. В работе <sup>51</sup> были предприняты поиски антиядер с  $Z > 2$  в фотоэмульсиях, экспонированных на втором космическом корабле. Согласно результатам этой работы,

доля таких ядер в космических лучах не превышает 0,23% от обычных первичных ядер с тем же зарядом. Во всех упомянутых измерениях <sup>41, 44, 51</sup> речь при этом идет только о частицах, которые остановились в эмульсии (античастица дала бы в этом случае звезду, содержащую продукты аннигиляции; такие звезды не наблюдались). Заметим, что даже если во Вселенной нет областей со сколько-нибудь значительным количеством антивещества (отсутствие таких областей представляется наиболее вероятным, особенно в отношении Галактики), в потоке первичных космических лучей должно наблюдаться небольшое число антипротонов. Число таких антипротонов с энергией  $E > 1,8 \text{ Бэв}$ , образуемых космическими лучами при ядерных соударениях, согласно оценке <sup>52, 40</sup>, должно составлять менее 0,05—0,1% от полного потока космических лучей в том же интервале энергий  $E > 1,8 \text{ Бэв}$ .

## § 2. Электроны, $\gamma$ -лучи и нейтрино

Помимо протонно-ядерной компоненты, в составе космических лучей должны наблюдаться, вообще говоря, и другие стабильные частицы: электроны (и позитроны),  $\gamma$ -кванты и нейтрино (антинейтрино). Экспериментальные данные о потоках таких частиц в настоящее время весьма скудны и основная часть работ в этом направлении посвящена теоретическим оценкам. Современные представления о происхождении электронно-позитронной компоненты космических лучей и соответствующие оценки ее интенсивности мы приведем в последующих главах, в частности, в связи с теорией космического радиоизлучения (глава II). В настоящем параграфе мы ограничимся лишь изложением имеющихся экспериментальных данных об интенсивности электронов (и позитронов) на границе атмосферы. Что же касается  $\gamma$ -лучей и нейтрино, то наряду с имеющимися весьма ограниченными данными целесообразно здесь же привести и соответствующие теоретические оценки, чтобы в дальнейшем уже не возвращаться к этому вопросу.

### *Интенсивность электронно-позитронной компоненты у Земли*

Первая попытка обнаружить релятивистские электроны в составе первичного космического излучения была предпринята в работе <sup>53</sup>. В этой работе в качестве верхнего предела интенсивности первичных электронов с энергией больше 1 Бэв было получено значение  $I_e(E > 1 \text{ Бэв}) \leq 13 \text{ электрон/м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ , что

составляло около 0,6% от полной интенсивности космических лучей на границе атмосферы.

Недавно были проведены новые измерения интенсивности электронов над атмосферой <sup>54, 55</sup>. В работе <sup>54</sup> получено значение  $I_e(E > 0,5 \text{ Бэв}) = 32 \pm 10 \text{ электрон/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ , при этом в спектре наблюдаемых электронов обнаружен максимум, соответствующий местной пороговой жесткости (около 0,7 Бэ) и свидетельствующий о том, что вне Земли спектр электронов простирается и в область меньших энергий. В работе <sup>55</sup> установлен верхний предел интенсивности  $I_e(E > 1,3 \text{ Бэв}) < 80 \text{ электрон/м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ . В то же время в области меньших энергий интенсивность оказалась заведомо отличной от нуля (в интервале 100—1300 Мэв получено  $I_e > 35 \text{ электрон/м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ ) и возрастала с уменьшением энергии вплоть до энергий  $E \approx 25 \div 100 \text{ Мэв}$ .

Еще нет никаких данных о том, какая часть наблюдаемых легких частиц является электронами, а какая позитронами\*. Между тем этот вопрос очень важен (см. § 11 и 17). К сожалению, решение этой задачи (отделение позитронов от электронов) хотя и возможно, но сопряжено с большими трудностями <sup>40</sup>. Пока еще нельзя также сказать, в какой мере полученные результаты дают сведения об истинном потоке электронов в составе первичных (галактических) космических лучей, а не об электронах, возникающих в результате солнечных и геофизических процессов.

Действительно, в энергетическом спектре космических лучей имеется так называемое высокоширотное обрезание или «колени», которое наиболее полно изучено в спектре  $\alpha$ -частиц (см. § 3). Дифференциальный спектр  $\alpha$ -частиц имеет максимум вблизи кинетической энергии  $\mathcal{E}_\alpha = 300 \text{ Мэв/нуклон}$  (жесткость  $R_H = 1,6 \text{ Бэ}$ ) и сравнительно быстро убывает с уменьшением энергии. Если, как это часто считается, для всех частиц максимум в дифференциальном спектре расположен при одной и той же жесткости, т. е. высокоширотное обрезание определяется только жесткостью частиц, то интенсивность первичных электронов с энергией меньше 1,6 Бэв будет существенно подавлена.

Поэтому, возвращаясь к работам <sup>54, 55</sup>, можно сделать вывод, что либо наблюдаемые электроны не являются галактическими, а ускоряются где-либо в солнечной системе, на Солнце <sup>56</sup> или в окрестности Земли, либо обрезание имеет более сложную природу

\* Ниже, если это не оговорено, под электронами понимаются и электроны, и позитроны (например, приводимые значения интенсивности относятся к сумме электронов и позитронов).

и, например, определяется не только жесткостью (в частности, происходит вне солнечной системы и практически отсутствует для вторичных частиц, возникающих при столкновениях в межзвездном газе). Экспериментальное выяснение этого вопроса дало бы важные сведения о природе высокоширотного обрезания. Соответствующие измерения особенно важно провести в предстоящий период минимума солнечной активности (1964—1965 гг.), когда вклад электронов солнечного происхождения, как можно думать, будет минимален.

Для определения количества электронов в составе первичных космических лучей целесообразными были бы также измерения в области энергий, где высокоширотное обрезание уже не существенно, именно при жесткости  $R_H > 2,5 \div 3,0 \text{ Бэ}$ , что для ядер с  $Z \geq 2$  соответствует кинетической энергии  $\mathcal{E}_k > 1 \text{ Бэв/нуклон}$ .

В настоящее время мы можем лишь, воспользовавшись данными<sup>54</sup>, оценить количество электронов с энергией больше  $1,5 \text{ Бэв}$ . Интенсивность таких частиц равна примерно  $12 \text{ электрон/м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ , что составляет около 1% от наблюдавшейся в<sup>54</sup> интенсивности протонов ( $I_p = 1100 \pm 100 \text{ протон/м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ ). Несмотря на сделанные выше замечания, последний результат позволяет полагать, что в работе<sup>54</sup> обнаружены электроны, входящие в состав первичных (галактических) космических лучей. Этот вывод не противоречит работе<sup>53</sup> и находится в согласии с радиоастрономическими данными (см. главу II).

Некоторые указания на то, что хромосферные вспышки на Солнце не являются непосредственным источником генерации наблюдавшихся у границы атмосферы электронов с энергиями  $100\text{—}1000 \text{ Мэв}$ , получены в работе<sup>57</sup>. В этой работе было установлено, что последовавшее за вспышкой 3 сентября 1960 г. увеличение интенсивности малоэнергичных протонов ( $E_k > 350 \text{ Мэв}$ ) не сопровождалось увеличением интенсивности электронной компоненты\*. Напротив, как и для первичных (галактических) космических лучей, был обнаружен значительный ( $\sim 40\%$ ) форбуш-спад интенсивности электронов на границе атмосферы. Эти результаты свидетельствуют о том, что наблюдаемые электроны в области энергий  $E \leq 1 \text{ Бэв}$  либо являются галактическими, либо, если они имеют солнечное происхождение, накапливаются в солнечной системе. В этом последнем случае речь могла бы идти как бы о «радиационном

\* После некоторых других вспышек в последнее время удалось зафиксировать<sup>58</sup> появление релятивистских электронов солнечного происхождения (этот результат находится в согласии с заключением, сделанным в работе<sup>56</sup>).

поясе солнечной системы»<sup>40</sup>, в который частицы поставляются Солнцем. Таким могло бы быть также происхождение большого числа мягких протонов, наблюдавшихся в работе<sup>101</sup>. Вся эта проблема в целом находится еще в совершенно неясном состоянии; некоторых ее сторон мы коснемся в § 3 и 11.

### $\gamma$ -лучи в первичном излучении

Возможные источники космического  $\gamma$ -излучения и соответствующие оценки интенсивности обсуждаются в работах<sup>59, 64</sup>. С точки зрения теории происхождения космических лучей и космического радиоизлучения особый интерес представляет возможность регистрации  $\gamma$ -квантов, возникающих при взаимодействии космических лучей с межзвездной и межгалактической средой в результате образования и распада  $\pi^0$ -мезонов. Для оценки ожидаемой интенсивности  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E \geq 1 \text{ Бэв}$  можно воспользоваться, как это сделано в<sup>63</sup>, данными о генерации  $\pi$ -мезонов в атмосфере. Дифференциальный спектр энергий всех заряженных  $\pi$ -мезонов, генерируемых космическими лучами в атмосфере, имеет вид<sup>63</sup>

$$I_{\pi^\pm}(E) dE = 0,156 E^{-2,64} dE \text{ см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}, \quad (2.1)$$

где энергия  $\pi$ -мезонов измеряется в  $\text{Бэв}$ . Для нейтральных  $\pi^0$ -мезонов коэффициент 0,156 в спектре (2.1) следует уменьшить вдвое (речь не идет об области малых энергий, где  $\pi^-$ -мезонов генерируется меньше, чем  $\pi^+$ -мезонов). Естественно считать, что при столкновениях в межзвездной среде  $\pi$ -мезоны генерируются примерно с той же интенсивностью, если интенсивность космических лучей постоянна в пространстве и проходимая ими толща вещества соответствует пробегу  $\lambda_E$  относительно потери энергии за счет ядерных соударений. Если длину пробега для неупругого взаимодействия считать равной  $72 \text{ г/см}^2$  (см. табл.10), а доля энергии, которая теряется при одном взаимодействии (коэффициент неупругости) составляет  $1/3$ , то энергия уменьшается в  $e = 2,72$  раза на пути  $\lambda_E = 180 \text{ г/см}^2$ . При произвольной толще вещества выражение (2.1) следует умножить на величину  $x = \frac{1}{\lambda_E} \int \rho dL$ , где  $\rho$  — плотность межзвездного газа,  $\lambda_E = 180 \text{ г/см}^2$  и интегрирование ведется в направлении наблюдения до границы области, занятой космическими лучами.

Из анализа кинематики  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$  распадов следует, что спектр образующихся  $\gamma$ -лучей, электронов и нейтрино отличается от спектра (2.1) лишь заменой численного коэффициента 0,156 на 0,059, 0,020 и 0,055 соответственно.

В этих предположениях интенсивность  $\gamma$ -квантов с энергией больше 1 *Бэв*, падающих в некотором направлении на границу атмосферы, равна

$$I_{\gamma}(E > 1 \text{ Бэв}) = 0,036 \cdot x \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}. \quad (2.2)$$

Это приводит к нижеследующим оценкам ожидаемой интенсивности  $\gamma$ -квантов указанной энергии.

При средней концентрации водорода в галактическом диске, равной 1 *атом/см*<sup>3</sup>, в направлении галактического центра (протяженность занятой космическими лучами области  $\sim 20$  *кпс*)  $x \simeq 5 \cdot 10^{-4}$  и ожидаемая интенсивность  $I_{\gamma} \simeq 2 \cdot 10^{-5}$  *фотон/см*<sup>2</sup>  $\cdot$  *стер*  $\cdot$  *сек*, что составляет около  $10^{-4}$  от полного потока первичных протонов с энергиями  $\geq 1$  *Бэв* на границе атмосферы ( $I_p \simeq 0,2$  *протон/см*<sup>2</sup>  $\cdot$  *стер*  $\cdot$  *сек*). В направлении, перпендикулярном к галактическому диску (протяженность  $\sim 0,2$  *кпс*), обусловленная диском интенсивность  $\gamma$ -квантов будет приблизительно на два порядка меньше. Однако здесь уже заметный вклад могут дать взаимодействия космических лучей в гало с плотностью  $\sim 0,01$  *атом/см*<sup>3</sup> и протяженностью  $\sim 10$  *кпс*. При этих значениях  $x \simeq 3 \cdot 10^{-6}$  и вместе с излучением диска (в перпендикулярном направлении) это дает  $I_{\gamma} \lesssim 3 \cdot 10^{-7}$  *фотон/см*<sup>2</sup>  $\cdot$  *стер*  $\cdot$  *сек*. Заметим, что согласно (2.2) поток вторичных фотонов с той же энергией в атмосфере составляет  $3,6 \cdot 10^{-2}$  *фотон/см*<sup>2</sup>  $\cdot$  *стер*  $\cdot$  *сек*. Однако это не создаст особых затруднений при измерениях интенсивности первичного  $\gamma$ -излучения за пределами атмосферы (на спутниках), если Земля будет находиться вне телесного угла принимающего устройства.

Особый интерес представляет возможность обнаружения  $\gamma$ -лучей из межгалактического пространства. Если плотность космических лучей в Метагалактике такая же, как и наблюдаемая у Земли, то ожидаемую интенсивность  $\gamma$ -квантов легко оценить, если принять, как это обычно делается (см. § 13), что концентрация межгалактического газа (в основном водорода) равна  $10^{-5}$  *см*<sup>-3</sup> и эффективная протяженность излучающей области соответствует космологической длине  $\sim 5 \cdot 10^{27}$  *см* (излучение более удаленных областей Метагалактики несущественно из-за красного смещения, вызванного расширением Метагалактики). В этом случае  $x \simeq 5 \cdot 10^{-4}$  и ожидаемая интенсивность составляет  $I_{\gamma} \simeq 2 \cdot 10^{-5}$  *фотон/см*<sup>2</sup>  $\cdot$  *стер*  $\cdot$  *сек*. Это значение лишь в  $10^4$  раз меньше потока первичных протонов на границе атмосферы. Заметим, что, по оценкам работ <sup>62, 62a</sup>, метагалактические фотоны с энергией  $\geq 10^{14} - 10^{15}$  *эв* должны составлять около  $3 \cdot 10^{-6}$  от первичных космических лучей с той же энергией. При этом предполагается, что протоны с энергией  $\geq 10^{15}$  *эв* равномерно заполняют Вселенную с наблюдаемой у Земли плотностью,

а концентрация газа в Метагалактике  $n \simeq 10^{-5}$  (заметим, что в <sup>62</sup> фактически получено большее значение  $I_{\gamma}$  в связи с выбором концентрации  $n \sim 10^{-3}$ ; однако использование такого большого значения  $n$  недопустимо; см. § 13)

Надежные экспериментальные данные о потоке  $\gamma$ -лучей с энергией  $E \geq 10^{14}$  *эв* отсутствуют. Что же касается предварительных результатов измерений потока жестких  $\gamma$ -лучей (оцениваемого по числу широких атмосферных ливней с аномально малым содержанием  $\mu$ -мезонов), то эти результаты и соответствующая литература указаны в <sup>62a</sup>.

Недавно опубликованы предварительные данные измерений интенсивности первичных  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E > 50$  *Мэв*, выполненных за пределами атмосферы на американском спутнике Эксплорер XI <sup>65</sup>. Усредненная по направлениям интенсивность оказалась равной  $I_{\gamma}(E > 50 \text{ Мэв}) = (3,7 \div 11) \cdot 10^{-4}$  *фотон/см*<sup>2</sup>  $\cdot$  *стер*  $\cdot$  *сек* (в <sup>65</sup> в качестве среднего приводится значение  $I_{\gamma} = 5,5 \cdot 10^{-4}$ ). Хотя данные о пространственном распределении направлений прихода  $\gamma$ -излучения еще статистически недостаточно надежны, все же обнаружена тенденция к увеличению интенсивности в направлении галактического диска, в особенности в направлении центра Галактики. По оценкам, приведенным в <sup>65</sup>, ожидаемая интенсивность  $\gamma$ -излучения указанных энергий  $E > 50$  *Мэв*, возникающего в Галактике при взаимодействиях космических лучей с межзвездным газом, после усреднения по всем направлениям составляет около  $7 \cdot 10^{-5}$  *фотон/см*<sup>2</sup>  $\cdot$  *стер*  $\cdot$  *сек* и должна быть максимальной в направлении центра Галактики. В то же время интенсивность метагалактических  $\gamma$ -лучей при плотности вещества в Метагалактике, соответствующей концентрации  $10^{-5}$  *протон/см*<sup>3</sup> и при постоянной в пространстве интенсивности космического излучения, равной  $0,3$  *частица/см*<sup>2</sup>  $\cdot$  *стер*  $\cdot$  *сек*, должна составлять  $I_{\gamma} = 1,6 \cdot 10^{-3}$  *фотон/см*<sup>2</sup>  $\cdot$  *стер*  $\cdot$  *сек* \*. Хотя это значение

\* Для оценки полного числа  $\gamma$ -квантов (с энергиями  $> 50$  *Мэв*), возникающих при взаимодействиях космических лучей в межзвездной и метагалактической среде, в <sup>65</sup> принято, что при каждом взаимодействии первичного протона с межзвездным водородом возникает в среднем два  $\gamma$ -кванта в указанном интервале энергий. Сечение неупругого  $p$ - $p$ -взаимодействия  $\sigma$  взято равным  $40$  *мб*, и интенсивность космических лучей  $I$  за пределами солнечной системы принята равной  $0,3$  *см*<sup>-2</sup>  $\cdot$  *стер*<sup>-1</sup>  $\cdot$  *сек*<sup>-1</sup>. При этом  $I_{\gamma} = 2\sigma I n R = 2,4 \cdot 10^{-26} n R$ , где  $n$  — концентрация газа (протонов) и  $R$  — расстояние вдоль луча зрения. Отсюда в направлении на центр Галактики  $I_{\gamma} = 1,4 \cdot 10^{-3}$  (при  $n = 1$  и  $R = 20$  *кпс*) и для Метагалактики  $I_{\gamma} = 1,2 \cdot 10^{-3}$  (при  $n = 10^{-5}$  и  $R = 5 \cdot 10^{27}$  *см*), но в <sup>65</sup> используется приведенное в тексте значение  $I_{\gamma} = 1,6 \cdot 10^{-3}$ . Согласно более детальному расчету, проведенному В. М. Максименко с использованием спектра кос-



и превышает экспериментально установленное значение  $I_\gamma$ , авторы работы считают, что пока еще нельзя экспериментально исключить возможность генерации значительного количества  $\gamma$ -квантов космическими лучами в метагалактическом пространстве. Можно надеяться, что более полная обработка имеющихся данных и, главное, надежное выделение анизотропной интенсивности галактических  $\gamma$ -квантов позволят ответить на этот вопрос более определенно. При этом, конечно, нужно иметь в виду что метагалактические  $\gamma$ -лучи могут приходить также из галактик (подробнее см. § 13).

Как в этой связи, так и по независимым соображениям представляют большой интерес поиски  $\gamma$ -квантов от галактик, радиогалактик и других дискретных источников космического радиоизлучения. Такие поиски, предпринятые в работах <sup>64, 65, 66</sup>, пока позволяют установить лишь верхний предел интенсивности  $\gamma$ -излучения для некоторых источников. Так, для радиогалактики Лебедь-А поток  $\gamma$ -квантов с энергией  $E > 50 \text{ Мэв}$ , по данным работы <sup>65</sup>, не превышает  $3,4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ; поток квантов с энергией  $E > 10^{13} \text{ эв}$ , согласно <sup>66</sup>, не превышает значения  $10^{-11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Верхняя граница потока  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E > 50 \text{ Мэв}$ , согласно <sup>65</sup>, составляет для Крабовидной туманности  $3,7 \cdot 10^{-2}$  и для радиоисточника Кассиопея-А —  $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ .

### Поглощение $\gamma$ -лучей

В области интересующих нас энергий  $E \gtrsim 1 \text{ Бэв}$  основным процессом, приводящим к поглощению  $\gamma$ -лучей, является образование пар электрон — позитрон. При меньших энергиях играет также роль комптоновское рассеяние на электронах среды, но при  $E \gtrsim 10^7 \text{ эв}$  учет этого эффекта еще не меняет поглощения по порядку величины <sup>67-70</sup>. Пары образуются как на ядрах, так и на электронах и при этом несколькими различными образом в нейтральном или ионизированном газе. При  $E \gtrsim 1 \text{ Бэв}$  образование пар на нейтральных атомах можно в первом приближении считать происходящим в условиях полного экранирования. При полном экранировании коэффициент поглощения  $\gamma$ -лучей, связанный с образованием пар, не зависит от энергии и для атомарного водорода равен \*

$$\mu = 1,25 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г} = 2,15 \cdot 10^{-26} n \text{ см}^{-1}. \quad (2.3)$$

мических лучей (см. <sup>105</sup> и § 3) и с учетом зависимости сечения и множественности образования  $\mu$ -мезонов от энергии, интенсивность  $I_\gamma = 8 \cdot 10^{-27} nR$ .

\* Так называемая «лавиная» или  $t$ -единица длины в атомарном водороде равна  $62 \text{ г}/\text{см}^2$  (см. <sup>67</sup>). В то же время на расстоянии, равном од-

Это значит, что интенсивность  $\gamma$ -лучей изменяется по закону  $I(L) = I_0 e^{-\mu L}$ , где при использовании первого значения (2.3) путь  $L$  измеряется в  $\text{г}/\text{см}^2$ ; при использовании второго из значений (2.3) путь  $L$  измеряется в  $\text{см}$ , а  $n$  — концентрация атомов водорода.

В ионизированном газе (в условиях межзвездной среды) экранировкой всегда можно пренебречь <sup>71</sup>. В этом случае <sup>67</sup>

$$\begin{aligned} \mu &\simeq \frac{4e^2 Z(Z+1)}{\hbar c} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 n \left( \frac{7}{9} \ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{109}{54} \right) = \\ &= 3,6 \cdot 10^{-27} n \left( \ln \frac{E}{mc^2} - 1,9 \right) \text{ см}^{-1} = \\ &= 2,1 \cdot 10^{-3} \left( \ln \frac{E}{mc^2} - 1,9 \right) \text{ см}^2/\text{г}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где  $E$  — энергия  $\gamma$ -кванта и  $mc^2 = 5,11 \cdot 10^5 \text{ эв}$  — энергия покоя электрона.

При переходе к численным значениям в (2.4) положено  $Z = 1$  (в формуле для вероятности образования пар на ядре с порядковым номером  $Z$  фигурирует множитель  $Z^2$ ; замена этого множителя на  $Z(Z+1)$  имеет своей целью учесть рождение пар на электронах). Согласно <sup>47</sup>, в межзвездной среде имеется около 13% атомов He (согласно <sup>46</sup>, содержание He равно 7%). Коэффициент поглощения  $\gamma$ -лучей в He в случае (2.4), а приближенно и при полном экранировании больше в  $Z(Z+1)/2 = 3$  раза по сравнению с водородом (конечно, при той же концентрации  $n$ ). Таким образом, в смеси из 90% H и 10% He коэффициент поглощения в 1,2 раза больше, чем в чистом водороде (с той же полной концентрацией). Вклад в поглощение всех атомов тяжелее He составляет величину порядка 2%. Заметим, что выражения (2.3) и (2.4) равны при энергии  $\gamma$ -квантов  $E \simeq 10^9 \text{ эв}$ . Эквивалентная толщина газа в Метагалактике порядка  $0,1 \text{ г}/\text{см}^2$ , а в Галактике в направлении на полюс  $\sim 10^{-3} \text{ г}/\text{см}^2$ , в направлении на антицентр  $\sim 10^{-2} \text{ г}/\text{см}^2$  и в направлении на центр  $\sim 0,1 \text{ г}/\text{см}^2$  (подробнее см. <sup>62a</sup>). Вместе с тем, как ясно из (2.3) и (2.4), даже через слои в  $1 \text{ г}/\text{см}^2$   $\gamma$ -лучи проходят практически без ослабления (точнее, их поток уменьшается на величину  $\sim 1\%$ ).

Для  $\gamma$ -лучей с энергией  $E \gtrsim 10^{11} \text{ эв}$  становится существенным поглощение за счет процесса  $\gamma + \gamma' \rightarrow e^+ + e^-$ , т. е. рождения пар  $e^+ + e^-$  на тепловых фотонах ( $\gamma'$ ), имеющих в межзвездном и межгалактическом пространстве <sup>72</sup>. Плотность энергии

ной  $t$ -единице, в условиях полного экранирования <sup>67</sup> величина  $\mu L$  равна  $7/9$ . Отсюда  $\mu = (7/9) \cdot (1/62) = 0,0125 \text{ см}^2/\text{г}$ . Пути, равному  $1 \text{ г}/\text{см}^2$  водорода, соответствует расстояние, равное  $6 \cdot 10^{25}/n \text{ см}$ .



тепловых фотонов со средней энергией  $E \sim 1 \text{ эв}$  в Галактике порядка  $w_\Phi \sim 0,3 \div 1 \text{ эв/см}^3$ , а в межгалактическом пространстве  $w_\Phi \sim 10^{-3} \text{ эв/см}^3$  (см. § 8). Примем для определенности, что спектр излучения в межзвездном пространстве является тепловым, причем  $kT = 0,5 \text{ эв}$  ( $T = 5800^\circ \text{K}$ ). Тогда для коэффициента поглощения  $\gamma$ -лучей за счет образования пар на тепловых фотонах с плотностью энергии  $w_\Phi = 10^{-3} \text{ эв/см}^3$  получаются значения, приведенные в табл. 3 (в <sup>72</sup> использовалась плотность  $w_\Phi = 0,1$ , но в § 8 показано, что  $w_\Phi \simeq 10^{-3}$ ).

Коэффициент  $\mu$  пропорционален плотности энергии фотонов  $w_\Phi$  и, следовательно,  $\mu(w_\Phi) = \mu \cdot 10^3 w_\Phi$  (здесь  $\mu$  — значение

Таблица 3

Энергия $\gamma$ -квантов, эв	$10^{26} \mu$ , см <sup>-1</sup>	Энергия $\gamma$ -квантов, эв	$10^{26} \mu$ , см <sup>-1</sup>
$10^{11}$	0,05	$5 \cdot 10^{12}$	4
$5 \cdot 10^{11}$	5	$10^{13}$	2
$10^{12}$	7	$5 \cdot 10^{13}$	0,7

из табл. 3 и  $w_\Phi$  измеряется в  $\text{эв/см}^3$ ). Коэффициент  $\mu$  максимален при  $E \simeq 10^{12} \text{ эв}$  и равен  $\mu_{\text{max}} = 7 \cdot 10^{-26} w_\Phi$ .

В Галактике при  $w_\Phi \simeq 1 \text{ эв/см}^3$  и расстоянии  $L \simeq 10^{23}$  значение  $\mu_{\text{max}} L \leq 10^{-2}$ , т. е. поглощение мало. Однако в Метагалактике (при  $w_\Phi \sim 10^{-3} \text{ эв/см}^3$ )  $\mu_{\text{max}} R \sim 0,35$  при  $R \sim 5 \cdot 10^{27}$ . Поскольку средняя плотность  $w_\Phi$  в Метагалактике может быть в несколько раз больше принятой, поглощение  $\gamma$ -лучей с энергией  $\sim 10^{12} \text{ эв}$  в метагалактическом пространстве может оказаться существенным.

В работе <sup>72a</sup> обсуждается возможная роль  $\gamma$ -лучей сверхвысокой энергии, образующихся при распаде  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в результате соударения космических лучей с тепловыми фотонами. Последний процесс происходит при энергии  $\xi \geq 10^{17} \text{ эв/нуклон}$ . Однако, если использовать значение  $w_\Phi \sim 10^{-3}$  (вместо  $w_\Phi \sim 0,3$ , принятого в <sup>72a</sup>), можно показать <sup>62a</sup>, что роль обсуждаемого процесса по сравнению с рождением  $\pi^0$ -мезонов при ядерных соударениях невелика даже в Метагалактике (при  $n \geq 10^{-5}$ ).

## Образование и поглощение нейтрино

Нейтрино и антинейтрино образуются преимущественно в результате следующих процессов:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}, \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}, \quad (2.5)$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}, p \rightarrow n + e^+ + \nu. \quad (2.6)$$

Здесь  $\nu$  — нейтрино,  $\bar{\nu}$  — антинейтрино\*,  $n$  — нейтрон,  $p$  — протон,  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$  —  $\pi$ -мезоны и  $\mu$ -мезоны соответствующего знака.

Вторая из реакций (2.6) может происходить, разумеется, только с протоном, находящимся в позитронно-активном ядре. Не столь тривиальна следующая оговорка: не доказано, что нейтрино, возникающее при распаде  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов и при  $\beta^\pm$ -распаде, являются одинаковыми. По крайней мере в принципе возможно, что существуют мюонные нейтрино  $\nu_\mu$  и «обычные» электронные нейтрино  $\nu_e$ .

В этом случае  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ,  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ,  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ ,  $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ ,  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  и  $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ . В подобных условиях реакции, вызываемые нейтрино от  $\pi$ - и  $\mu$ -распадов, и от  $\beta^\pm$ -распада были бы различны\*\*. Например,

$$\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-, \nu_e + n \rightarrow p + e^-, \quad (2.7)$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+, \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (2.8)$$

При энергиях нейтрино  $E_\nu > 1 \text{ Бэв}$  сечение для каждой из реакций (2.7) приближенно равно <sup>73</sup>

$$\sigma_\nu \simeq 1,5 \cdot 10^{-38} E_\nu, \quad (2.9)$$

где  $E_\nu$  измеряется в  $\text{Бэв}$  и  $\sigma_\nu$  — в  $\text{см}^2$ .

Сечение для реакций (2.8) примерно в три раза меньше значения (2.9). Однако, помимо реакций (2.8), идут также реакции

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_\mu + n &\rightarrow \Sigma^- + \mu^+, \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \Sigma^0 + \mu^+, \\ \bar{\nu}_\mu + p &\rightarrow \Lambda^0 + \mu^+. \end{aligned} \quad (2.10)$$

\* Ниже, если не оговорено противное, под нейтрино будут пониматься и нейтрино и антинейтрино (аналогичным образом, как уже указывалось, электронами мы обычно называем и электроны и позитроны).

\*\* По данным, полученным после того, как книга была написана, гипотеза о существовании различных  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  нейтрино подтвердилась (см. Phys. Rev. Letters, 9, 36, 1962).

Здесь  $\Lambda_0$ ,  $\Sigma^{0,-}$  — гипероны, а при облучении вещества антинейтрино типа  $\bar{\nu}_e$  (вместо  $\bar{\nu}_\mu$ ) образуются позитроны  $e^+$  вместо  $\mu^+$ -мезонов. Сечения для реакций (2.10) того же порядка, как для реакций (2.8). Поэтому полное сечение для поглощения антинейтрино типа  $\bar{\nu}_\mu$  или  $\bar{\nu}_e$  в результате всех реакций (2.8) и (2.10) примерно равно сечению (2.9).

#### Поток космических нейтрино

Сечение (2.9) так мало\*, что регистрация нейтрино очень трудна, хотя, видимо, возможна при использовании больших установок, расположенных глубоко под землей<sup>73, 74</sup>. Регистрация медленных нейтрино также весьма затруднительна<sup>75, 76</sup>. В результате до сих пор нет никаких прямых экспериментальных данных, касающихся потока нейтрино любой энергии, приходящих из космоса.

Из различных косвенных соображений и оценок можно все же указать верхний предел потока нейтрино из космоса<sup>76, 77, 77a</sup>. Этот верхний предел оказывается еще очень высоким. По последним данным<sup>77a</sup>, плотность энергии даже одних только нейтрино с энергией  $E_\nu > 1 \text{ Бэв}$  может достигать  $10 \text{ эв/см}^3$ ; по порядку величины эта плотность только на три порядка меньше средней плотности энергии вещества во Вселенной\*\* и на порядок больше плотности энергии космических лучей в Галактике ( $w \sim 1 \text{ эв/см}^3$ ).

Максимальная возможная плотность энергии всех нейтрино (с любой энергией) еще на несколько порядков выше указанного значения и составляет  $10^4 \div 10^5 \text{ эв/см}^3$  (см. 77). Накопление такого грандиозного количества нейтрино во Вселенной не противоречит некоторым космологическим моделям. С другой стороны, существуют космологические модели (сюда относятся, в частности, и модели, в которых средняя плотность вещества во Вселенной на некоторых этапах эволюции достаточно высока), вполне совместимые с предположением о весьма малом потоке космических нейтрино.

Таким образом, вопрос о нейтринной компоненте первичных космических лучей (т. е. о нейтрино с  $E_\nu > 1 \text{ Бэв}$ , приходящих

\* Если существует гипотетический тяжелый короткоживущий мезон  $B^\pm$  ( $B^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ ,  $B^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ ), то поглощение нейтрино происходит с сечением большим, чем сечение (2.9). Однако и в этом случае сечение очень мало<sup>73</sup>.

\*\* Средняя концентрация  $n$  атомов вещества (в основном водорода) во Вселенной, как полагают, равна примерно  $10^{-5}$  (с учетом вещества, заключенного в звездах). Это значение соответствует плотности энергии  $n M_p c^2 \sim 10^{-5} \cdot 10^9 \sim 10^4 \text{ эв/см}^3$ .

из космоса) остается в значительной мере открытым. В качестве нижней границы потока нейтринной компоненты можно указать на значения, получающиеся в результате образования нейтрино при  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распаде в межзвездной и межгалактической среде. В грубом приближении можно считать, что этот поток в три раза больше (по числу частиц) потока  $\gamma$ -лучей от  $\pi^0$ -распада [см. (2.2)]. Эта оценка следует из того факта, что в среднем на один  $\pi^0$ -мезон, дающий два  $\gamma$ -кванта, образуются два заряженных  $\pi$ -мезона, дающих каждый по три нейтрино при  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распаде [см. (2.5)]. Не говоря уже о том, что такой поток нейтрино (интенсивность  $I_\nu \leq 10^{-4} \text{ нейтрино/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ ; плотность энергии  $\sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ эв/см}^3$ ) крайне трудно заметить, это не представляется возможным в силу образования значительно (на три порядка!) большего потока нейтрино в земной атмосфере. Последнее вполне понятно, поскольку полная толщина слоя газа на характерном космологическом расстоянии  $\sim 10^{28} \text{ см} = 10^{10}$  световых лет равна всего  $0,1 \text{ г/см}^2$ , а в земной атмосфере первичные космические лучи полностью поглощаются. Интенсивность нейтрино с  $E_\nu > 1 \text{ Бэв}$ , генерируемых космическими лучами в атмосфере, на уровне моря равна<sup>74</sup>  $I_{\nu 0} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ нейтрино/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ .

Итак, если нейтринная компонента космических лучей образуется только в результате ядерных соударений космических лучей в межзвездном пространстве, то регистрация этих нейтрино на Земле (под Землей) не представляется возможной. Создание же установок для регистрации нейтрино за пределами земной атмосферы (например на Луне) в настоящее время явно нереально. Вместе с тем осуществление подземных измерений потока нейтрино<sup>73, 74</sup> важно и целесообразно не только с точки зрения исследования слабого взаимодействия элементарных частиц<sup>73</sup>, но и из астрофизических соображений. Действительно, как мы видели, сейчас еще нельзя строго утверждать, что интенсивность космических нейтрино с  $E_\nu > 1 \text{ Бэв}$  меньше примерно  $30 \text{ нейтрино/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$  (это значение интенсивности  $I_\nu$  отвечает плотности энергии  $w_\nu \sim E_\nu N_\nu \sim \frac{4\pi}{c} E_\nu I_\nu \sim 10 \text{ эв/см}^3$ ).

Этот поток на три порядка выше потока нейтрино, образующихся в атмосфере от космических лучей,  $I_{\nu 0} \sim 2 \cdot 10^{-2}$ . Поскольку этот последний поток уже может быть измерен при подземных экспериментах<sup>73, 74</sup>, можно надеяться снизить верхний предел потока космических нейтрино (с  $E_\nu > 1 \text{ Бэв}$ ) по крайней мере на два-три порядка.

На вопросе о приходящих из космоса нейтрино с малой энергией<sup>76, 78, 78a, 78b</sup> останавливаться здесь не будем. Отметим

лишь один момент, косвенно связанный с теорией происхождения космических лучей. Дело в том, что основным источником космических лучей в Галактике являются сверхновые звезды (см. § 11). В то же время из теоретических соображений следует<sup>78, 78a</sup>, что во время их вспышки сверхновые звезды являются мощным источником нейтрино (с энергиями в десятки  $Kэв$  и ниже). Эти нейтрино возникают в основном за счет процесса  $\gamma + e \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ , т. е. в результате рождения пар нейтрино — антинейтрино на электронах, причем порождающие нейтрино  $\gamma$ -лучи входят в состав теплового излучения в толще звезды.

Кроме того, если вспышки сверхновых обусловлены образованием в звезде нейтронного ядра в результате реакции  $p + e^- \rightarrow n + \nu$ , эти вспышки должны быть связаны с излучением большого количества нейтрино. Существенно, что при этом образуются только нейтрино (без антинейтрино) и это в принципе дает возможность экспериментальной проверки гипотезы о формировании нейтронного ядра во вспыхивающих звездах (на это обратил внимание В. И. Ритус).

Таким образом, если детектирование нейтрино, возникающих при вспышках сверхновых, окажется в будущем возможным, это позволит регистрировать вспышки тех сверхновых, которые не видны в оптическом диапазоне из-за межзвездного поглощения света, и, главное, даст дополнительные данные о природе вспышек.

### § 3. Энергетический спектр и степень анизотропии космических лучей

В этом параграфе мы рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные о распределении частиц космических лучей по энергиям и направлениям прихода на Землю из окружающего пространства.

*Спектр в области энергий*  
 $2 \cdot 10^9 \leq \mathcal{E} \leq 10^{15}$  эв/нуклон

Для основной массы космических лучей с энергиями в интервале приблизительно от  $2 \cdot 10^9$  до  $10^{15}$  эв/нуклон наблюдается плавное убывание интенсивности с увеличением энергии частиц, хорошо описываемое степенной зависимостью вида

$$I_A(> \mathcal{E}) = \int_{\mathcal{E}}^{\infty} I_A(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = K_A \mathcal{E}^{-(\gamma-1)},$$

$$I_A(\mathcal{E}) = (\gamma - 1) K_A \mathcal{E}^{-\gamma}. \quad (3.1)$$

Таблица 4

Группа ядер	$\gamma - 1$	$K_A$	Интервал энергий, Эв/нуклон	Ссылка на литературу
P	1,5	6600	4,0—16,0	19,79
	$1,40 \pm 0,10$	4800	4,7—16,0	80
	$1,40 \pm 0,22$	—	65—300	81
	$1,45 \pm 0,25$	—	16—5000	82
$\alpha$	$1,49 \pm 0,22$	360	2,5—800	83
	$1,45 \pm 0,11$	300	2,5—8,0	80
	1,5	415	1,3—8,0	19,79
	$1,58 \pm 0,20$	—	8—1500	44
	$1,48 \pm 0,12$	360	1,4—4,0	83
	1,44	—	—	84
M + H	$1,54 \pm 0,16$	—	2,6—50	80
	$1,6 \pm 0,15$	—	8—100	44
	$1,51 \pm 0,18$	—	2,5—8,0	80
	$1,70 \pm 0,25$	—	1,23—10,0	85
M	$1,35 \pm 0,15$	—	1,4—50	86
	$1,65 \pm 0,30$	—	1,23—10	85
	$1,57 \pm 0,20$	—	8—100	44
	$1,57 \pm 0,12$	$25,4 \pm 4,2$	2,5—8	32
	$1,51 \pm 0,1$	—	2,5—8	21
	$1,6 \pm 0,15$	$26,0 \pm 2,2$	2,5—8	44
H	$1,35 \pm 0,15$	—	1,6—50	86
	$1,78 \pm 0,35$	—	1,23—10	85
	$1,62 \pm 0,20$	—	8—100	44
	$1,82 \pm 0,19$	—	5—17	87
	$1,5 \pm 0,3$	—	2,6—50	30
	$1,66 \pm 0,21$	$11,3 \pm 4,7$	2,5—8	32
	$1,60 \pm 0,15$	$11,9 \pm 2,0$	2,5—8	44
	$1,59 \pm 0,15$	—	2,5—8	21
	1,44	—	—	84

Здесь  $I_A > \mathcal{E}$  — интенсивность (число частиц/ $m^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек}$ ) ядер группы  $A$  с полной энергией на нуклон, большей  $\mathcal{E}$  (в  $B\text{эв}$ ). Значения коэффициента  $K_A$  и показателя степени  $\gamma - 1$  интегральном спектре (3.1), по данным различных работ, приведены

Таблица 4а  
Полная интенсивность космических лучей  
 $I(>E) = KE^{-(\gamma-1)}$

$\gamma - 1$	$K$	Интервал энергий, $B\text{эв}$	Ссылка на литературу
1,7±1,8	—	10—50	16
1,7±0,15	2,1·10 <sup>4</sup>	2·10 <sup>2</sup> —2·10 <sup>4</sup>	88
1,53±0,20	—	15—2·10 <sup>6</sup>	89
1,6±0,03	0,93·10 <sup>4</sup>	10—6·10 <sup>5</sup>	89а
2,2±0,1	—	10 <sup>7</sup> —2·10 <sup>8</sup>	90
2,17±0,10	8,7·10 <sup>6</sup>	5·10 <sup>6</sup> —10 <sup>9</sup>	91
1,5±0,1	—	8·10 <sup>6</sup> —8·10 <sup>8</sup>	92
2,2±0,3	—	8·10 <sup>6</sup> —3·10 <sup>7</sup>	
1,5±0,2	—	10 <sup>8</sup> —10 <sup>9</sup>	
2,26	6,0·10 <sup>7</sup>	10 <sup>8</sup> —10 <sup>10</sup>	93

в табл. 4. В табл. 4а приведены соответствующие значения для интенсивности всех космических лучей  $I(>E) = KE^{-(\gamma-1)}$  с полной энергией  $E$ , большей заданной.

Очень важно то обстоятельство, что показатель спектра  $\gamma$  в пределах точности измерений одинаков для различных зарядовых групп космических лучей и в рассматриваемой области энергий равен  $\gamma = 2,5 \pm 0,2$ . Предположение<sup>12</sup> о различии спектров ядер с различными  $Z$  не подтверждается более поздними данными<sup>21, 40</sup>. Даже при выделении подгруппы очень тяжелых ядер  $VH$  ее спектр остается подобным спектру остальных групп<sup>21, 44, 95</sup>. Следует однако отметить, что надежные данные о спектрах ядер с  $Z \geq 2$  имеются лишь для энергий  $\lesssim 10^2 E\text{эв/нуклон}$ .

Заметим, что интенсивность космических лучей в среднем за большие промежутки времени оказывается по порядку величины постоянной. Так, изучение продуктов расщеплений, вызываемых космическими лучами в метеоритах, приводит к выводу, что интенсивность космических лучей на протяжении последних миллионов или даже сотен миллионов лет существенно не изменилась<sup>120-122</sup>.

Спектр в области малых энергий.  
Высокоширотное «обрезание» спектра

В области малых энергий (кинетическая энергия  $\mathcal{E}_k \lesssim 1 B\text{эв/нуклон}$ ) вопрос о спектре первичных космических лучей значительно более сложен. Дело в том, что наблюдаемая у Земли интенсивность «первичных» космических лучей определяется тремя факторами (вопроса об альbedo и о геомагнитных эффектах сейчас не касаемся). Этими факторами являются:

1) интенсивность первичных космических лучей в Галактике в районе солнечной системы;

2) модуляционные эффекты, обусловленные электромагнитными процессами в солнечной системе и зависящие от уровня солнечной активности;

3) интенсивность солнечных космических лучей, образующихся в пределах солнечной системы (вблизи активных областей на Солнце или в более высоких слоях солнечной атмосферы).

В рассматриваемой области энергий  $\mathcal{E}_k \lesssim 1 B\text{эв}$  влияние двух последних факторов особенно велико. Поэтому только после выяснения их роли можно будет сделать уверенные выводы о спектре первичных (галактических) космических лучей в области малых энергий. В настоящее время в этом направлении ведется большая работа и уже получен ряд важных результатов, на которых мы здесь кратко остановимся. Однако более полное представление об изменениях в первичном спектре, происходящих в солнечной системе, по-видимому, удастся получить лишь после регулярных наблюдений на всех стадиях текущего цикла солнечной активности, и в особенности в период ее минимума, ожидаемого в 1964—1965 гг.

Наблюдаемая у Земли интенсивность космических лучей в области малых энергий подвержена сильным временным вариациям. Помимо чисто модуляционных эффектов, связанных с одиннадцатилетним циклом солнечной активности и нерегулярными убываниями интенсивности форбушевского типа<sup>2</sup>, здесь существенную роль играют спорадические потоки космических лучей, испускаемые непосредственно Солнцем.

Потоки солнечных космических лучей условно можно разбить на следующие три группы. К первой из них следует отнести мощные вспышки типа вспышки 23 февраля 1956 г., при которых генерируются частицы с энергиями до нескольких десятков  $B\text{эв}$ . При таких вспышках возрастание интенсивности космических лучей наблюдается даже на уровне моря и практически на всех геомагнитных широтах. Вспышки рассматриваемого типа происходят довольно редко — один раз в несколько

лет; средняя во времени мощность Солнца как источника таких космических лучей составляет по порядку величины  $10^{23}$  эрг/сек\*.

Ко второй группе относятся вспышки, приводящие к генерации космических лучей с энергиями в несколько сот  $Mэв$ <sup>96, 97</sup>. Такие вспышки (в оптическом диапазоне это в основном хромосферные вспышки с индексом 3 или 3<sup>+</sup>) происходят значительно чаще (в период высокой солнечной активности практически ежемесячно). Однако они наблюдаются только на высоких широтах и, из-за сильного поглощения космических лучей соответствующих энергий в атмосфере, практически только на больших высотах в стратосфере (например, с помощью счетчиков, установленных на воздушных шарах). Средняя мощность, передаваемая в космические лучи этих энергий, по-видимому, на один-два порядка больше указанной выше мощности для больших вспышек. В составе космических лучей, генерируемых такими вспышками, обнаружены ядра C, N, O и более тяжелые, относительная распространенность которых (при фиксированной жесткости) близка к распространенности соответствующих элементов на Солнце<sup>98, 99</sup>. Несколько ранее в работе<sup>100</sup> (см. также<sup>40</sup>) была зарегистрирована кратковременная вспышка интенсивности космических лучей, при которой наибольшее возрастание интенсивности имело место для тяжелых ядер ( $Z > 15$ ). Это можно рассматривать как указание на то, что при некоторых солнечных вспышках осуществляются условия преимущественной генерации (или выхода за пределы солнечной короны) тяжелых ядер.

Наконец, к третьей группе можно отнести космические лучи с энергиями в несколько десятков и до сотен  $Mэв$ , наблюдавшиеся в<sup>101</sup>. Интенсивность таких частиц более или менее постоянна во времени и сравнительно невелика; по- существу это «хвост» наблюдаемого спектра космических лучей в области малых энергий (кинетическая энергия  $E_k < 200 Mэв$  для протонов). Источниками таких частиц, как указано в<sup>101</sup>, могут быть слабые, но зато значительно более частые хромосферные вспышки с индексами 1 и 2. В этом случае средняя мощность генерации частиц составляет около  $10^{20}$  эрг/сек. Очень маловероятно, чтобы эти частицы имели галактическое происхождение. В частности, это следует из наличия так называемого

\* Энергия, выделявшаяся при вспышке 23 февраля в форме космических лучей с энергиями больше нескольких сотен  $Mэв$ , составляла около  $10^{32}$  эрг<sup>18</sup>. По мощности эта вспышка превосходила все остальные вспышки, наблюдавшиеся на протяжении последних 20 лет. При усреднении по такому промежутку времени мы получаем среднюю мощность  $1,6 \cdot 10^{23}$  эрг/сек.

высокоширотного «обрезания» или «колена», к рассмотрению которого мы теперь и перейдем.

Как известно, ожидаемое из геомагнитной теории возрастание интенсивности космических лучей с увеличением широты (широтный эффект в интенсивности) в действительности, по

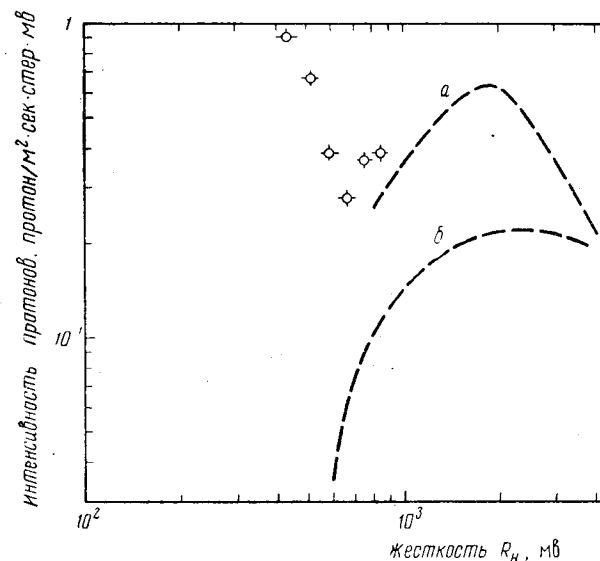


Рис. 1. Спектр по жесткости для протонов в области малых энергий. Пунктирные кривые соответствуют результатам работы<sup>105</sup>:

а — геомагнитная широта  $59^\circ N$ , измерения 1955 г.; б — геомагнитная широта  $59^\circ N$ , измерения 1959 г. Отдельные экспериментальные точки — результаты работы<sup>101</sup>, измерения проведены в сентябре 1960 г.

крайней мере для большей части солнечного цикла, наблюдается только до широт  $\lambda_m = 51 \div 55^\circ$ . На более высоких широтах интенсивность остается практически постоянной, что свидетельствует об отсутствии в космических лучах частиц с жесткостями  $R_H \lesssim 1,5 \div 2,0 Bв$ , т. е. с энергиями  $E_k \lesssim 0,8 \div 1,2 Bэв$  для протонов и  $E_k \lesssim 0,2 \div 0,4 Bэв/нуклон$  для ядер с  $A = 2Z$ . Соответствующий излом в интегральном энергетическом спектре космических лучей и называют высокоширотным «коленом», а сам этот эффект — высокоширотным «обрезанием» спектра<sup>102, 136</sup>.

Измерения энергетического спектра протонов в области  $E_k > 350 Mэв$  в течение значительной части солнечного цикла производились в работах<sup>103-105</sup>. Было установлено, что

дифференциальный спектр энергий имеет максимум, соответствующий высокоширотному колену в интегральном спектре, и плавно убывает при дальнейшем уменьшении энергии (рис. 1).

Наличие максимума в дифференциальном спектре протонов не противоречит обнаруженному в <sup>101</sup> присутствию протонов малых энергий со спектром, растущим при уменьшении энергии (см. рис. 1). Дело в том, что измеренный в <sup>101</sup> энергетический спектр протонов малых энергий относится к другой области энергий ( $E_K < 300 \text{ Мэв}$ ) и не является плавным продолжением спектра, установленного в <sup>105</sup> (в <sup>101</sup> также было обнаружено существование максимума или по крайней мере плато, соответствующего высокоширотному обрезаю). Поэтому естественно считать, что в <sup>103-105</sup> наблюдался измененный модуляционными эффектами в солнечной системе спектр первичных (галактических) космических лучей, тогда как в <sup>101</sup> были обнаружены протоны малых энергий солнечного происхождения\*.

Особый интерес представляют измерения энергетического спектра в области малых энергий в период минимума солнечной активности, когда модуляционные эффекты в первичном спектре наименее резко выражены или, может быть, вообще отсутствуют. К сожалению, результаты измерений в течение последнего минимума солнечной активности (1954—1955 гг.) противоречивы. Так, согласно <sup>105</sup>, максимум в дифференциальном спектре (высокоширотное колено) имел место и в период низкой активности (1955 г.), хотя общая интенсивность космических лучей примерно вдвое превосходила ее значение в период следующего максимума (1958 г.). В обоих случаях максимум в дифференциальном спектре энергии расположен примерно при одной и той же жесткости  $R_H \approx 1,5 \div 2,0 \text{ Бв}$ . С другой стороны, измерения <sup>107, 108</sup>, выполненные в период глубокого минимума солнечной активности (август 1954 г.), показали рост интенсивности протонов вплоть до самых малых наблюдавшихся энергий ( $E_K = 100 \div 150 \text{ Мэв}$ ). Это, казалось бы, свидетельствует об отсутствии излома спектра в этот период. Такое различие в результатах (если не говорить о возможных ошибках в интерпретации данных) может объясняться либо повышенной солнечной активностью во время измерений <sup>103-105</sup> по сравнению с измерениями <sup>107, 108</sup> в период глубокого минимума

\* Поскольку эти протоны не приходят непосредственно от Солнца, они, видимо, должны накапливаться в солнечной системе. Очень интересно выяснить, нет ли аналогичного накопления электронов,  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ядер малой энергии (см. в этой связи § 2 и <sup>40</sup>).

Кроме того, данные <sup>101</sup> еще нуждаются в подтверждении; в частности, важно выяснить, не идет ли речь о частицах земного происхождения (например, поступающих из радиационных поясов).

активности, либо существенным вкладом солнечных протонов малых энергий в интенсивность частиц, наблюдавшихся в работах <sup>107, 108</sup>.

Таким образом, вопрос о существовании высокоширотного обреза галактических космических лучей в периоды глубоких минимумов солнечной активности остается еще неясным. Если обрезание солнечного происхождения в периоды минимумов отсутствует, то измерения в течение таких периодов позволили бы получить представление о спектре первичных космических лучей малых энергий за пределами солнечной системы. В этом отношении большие надежды возлагаются на ближайший минимум активности Солнца (1964—1965 гг.). Можно думать, что предстоящий международный год «спокойного Солнца» позволит в значительной мере выяснить как характер спектра галактических космических лучей в области малых энергий, так и природу высокоширотного обреза.

Представляют большой интерес измерения в рассматриваемой области энергий энергетического спектра ядер с  $Z \geq 2$ . Измерения интенсивности  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ядер в этой области энергий производились в работах <sup>14, 15, 20, 41, 106, 109-112</sup>. В результате этих измерений было установлено, что интенсивность  $\alpha$ -частиц растет с убыванием энергии до  $E_K \sim 300 \div 500 \text{ Мэв/нуклон}$ , а затем проходит через максимум и плавно убывает при дальнейшем уменьшении энергии. По данным работ <sup>20, 109-111</sup>, максимум в дифференциальном спектре  $\alpha$ -частиц расположен вблизи  $E_K \approx 300 \text{ Мэв/нуклон}$  (жесткость  $R_H \approx 1,6 \text{ Бв}$ ), в то время как в работе <sup>41</sup> широкий максимум наблюдался в интервале  $500-600 \text{ Мэв/нуклон}$  (жесткость  $R_H \approx 2,2 \text{ Бв}$ ). Как указывается в работах <sup>41, 111</sup>, полученное расхождение может быть обусловлено тем, что измерения производились после сильного форбуш-спада, когда процесс восстановления нормального уровня интенсивности еще не закончился. Важно отметить, что за исключением работы <sup>41</sup> все имеющиеся данные приводят к выводу о том, что положение максимума практически не зависит от уровня солнечной активности, тогда как его величина уменьшается более чем вдвое в период максимума активности по сравнению с периодом минимума.

Аналогичную форму (наличие максимума и более или менее плавное спадание в области малых энергий) имеют также дифференциальные спектры более тяжелых ядер. Однако если в работе <sup>41</sup> спектры для всех ядер с  $Z \geq 2$  имели максимум при одной и той же жесткости  $R_H \approx 2,2 \text{ Бв}$  (кинетическая энергия  $500-600 \text{ Мэв/нуклон}$ ), то в работе <sup>111</sup> обнаружено, что с увеличением заряда ядра максимум в дифференциальном

спектре смещается в сторону больших энергий: от  $\mathcal{E}_K \approx 300$  Мэв/нуклон для  $\alpha$ -частиц до  $\mathcal{E}_K \approx 500 - 600$  Мэв/нуклон для ядер группы  $M$ . Это расхождение в результатах может быть объяснено, как уже указывалось, сильным форбуш-спадом, сопутствовавшим измерениям<sup>41</sup>. Однако окончательный вывод может быть сделан только после проведения новых измерений.

С точки зрения природы высокоширотного обрезания очень важно сравнение в области малых энергий спектров ядер с  $Z \geq 2$  и спектра протонов. Ввиду различия отношений  $A/Z$  для протонов и для ядер с  $Z \geq 2$  их жесткости при заданной энергии на нуклон различны. В настоящее время можно считать установленным, что «обрезание» спектра космических лучей со стороны малых энергий происходит по жесткости<sup>105, 106</sup>. Поэтому в области нерелятивистских энергий спектр космических лучей удобно относить не к энергии, приходящейся на один нуклон ядра, а к магнитной жесткости  $R_H$  рассматриваемой частицы. Так, согласно<sup>105</sup>, дифференциальные спектры жесткостей протонов и  $\alpha$ -частиц имеют вполне аналогичную форму [интенсивность  $I_p(R_H)$  протонов лишь множителем 6,8 отличается от интенсивности  $\alpha$ -частиц  $I_\alpha(R_H)$ ], причем это подобие сохраняется как на протяжении цикла солнечной активности, так и в периоды сильных форбуш-спадов интенсивности.

Заметим, что для изучения высокоширотного обрезания весьма существенны и перспективны измерения потоков протонов, электронов и ядер на космических ракетах, летящих в направлениях к Солнцу, от Солнца и от плоскости эклиптики<sup>40</sup>.

Не останавливаясь подробно на интерпретации высокоширотного обрезания (см. 12, 13, 113-118), сделаем лишь следующие общие замечания. Как мы видели, энергия «обрезания» не зависит или во всяком случае слабо зависит от заряда ядра. Этот факт исключает возможность объяснения высокоширотного обрезания ионизационными потерями в межзвездном или около-солнечном пространстве. Кроме того, подобие спектров  $I_A(R_H)$  протонов и ядер по жесткости прямо указывает на магнитный характер высокоширотного обрезания. Такой магнитный эффект в принципе мог бы иметь место как вне солнечной системы (в первую очередь в источниках космических лучей), так и в солнечной системе. Поскольку же высокоширотное обрезание сильно зависит от уровня солнечной активности, ясно, что оно в значительной мере происходит именно в солнечной системе. Что же касается возможного обрезания, т. е. наличия максимума, в дифференциальном спектре галактических космических лучей уже вне солнечной системы, то, если такой эффект существует, его можно будет выявить только в результате измерений в

течение полного цикла солнечной активности и особенно в периоды глубоких минимумов солнечной деятельности\*.

С точки зрения теории происхождения космических лучей выяснение характера обрезания вне солнечной системы могло бы быть существенным, например, в следующем отношении. Если такое обрезание происходит уже в источниках космических лучей и протоны (или по крайней мере значительная их часть) появляются в космических лучах в результате фрагментации более тяжелых ядер (см. главу V), то максимум в спектре галактических протонов должен быть расположен при той же энергии на нуклон, что и у тяжелых ядер (т. е. приблизительно при вдвое меньшей жесткости). При этом возможно значительное размытие протонного максимума за счет перехода (при фрагментации) части энергии в мезонную компоненту.

Высокоширотное «обрезание», как следует из формы спектра, не имеет сколько-нибудь резкого характера\*\*. Это обстоятельство, по-видимому, исключает возможность объяснить эффект простой штрёмеровской «отсечкой» частиц малой энергии в упорядоченном магнитном поле солнечной системы, существование которого можно было бы допустить<sup>71, 115</sup>. Более вероятно, что «обрезание» спектра происходит в основном в результате рассеяния частиц на движущихся хаотических магнитных полях в солнечной системе и на полях, которые несут корпускулярные потоки<sup>116-118</sup>. Эффект высокоширотного обрезания представляет большой интерес, но в первую очередь — в плане изучения магнитных полей в солнечной системе. Что же касается проблемы происхождения космических лучей, то вопрос о высокоширотном обрезании является частным — относится лишь к нижней границе их энергетического спектра. Поэтому отсутствие в этой области достаточной ясности не имеет существенного значения для дальнейшего изложения.

\* В качестве некоторого указания на наличие максимума (т. е. на отсутствие частиц малой энергии) уже в спектре галактических космических лучей можно рассматривать обнаруженное постоянство положения максимума в спектре в течение солнечного цикла. Действительно, при монотонном характере спектра космических лучей за пределами солнечной системы положение наблюдаемого максимума, казалось бы, должно сильно зависеть от условий обрезания в солнечной системе, т. е. от уровня солнечной активности. Впрочем весь этот вопрос еще требует детального исследования.

\*\* Как указано в<sup>119</sup>, некоторое сглаживание наблюдаемого спектра может иметь место даже при резкой отсечке со стороны малых энергий, если при обработке экспериментальных данных не учитывается изотопный состав водорода и гелия в космических лучах. Поскольку, однако, широкий максимум в спектре имеется и для более тяжелых ядер, для которых указанный в<sup>119</sup> эффект уже несуществен, плавный характер обрезания спектра со стороны малых энергий следует считать реальным.



## Спектр в области очень больших энергий

В области очень больших энергий  $E \gtrsim 10^5$  Бэв =  $10^{14}$  эв непосредственные наблюдения отдельных первичных частиц трудно осуществимы ввиду малого потока частиц с такими энергиями. Так, например, по данным работы<sup>93</sup> (рис. 2), поток частиц с энергией больше  $10^{15}$  эв составляет  $I(E > 10^{15} \text{ эв}) \simeq \simeq 10^{-6}$  частица/м<sup>2</sup>·стер·сек =  $3,6 \cdot 10^{-3}$  частица/м<sup>2</sup>·стер·час. Даже при эффективной площади детектора в 1 м<sup>2</sup> необходимы сотни часов полета на больших высотах, чтобы «поймать» хотя бы одну такую частицу, не говоря уже о сложности ее идентификации. Поэтому в области энергий  $E > 10^{14} \div 10^{15}$  эв наши сведения о первичном космическом излучении целиком основываются на результатах изучения широких атмосферных ливней.

Важно иметь в виду, что в области энергий широких атмосферных ливней наблюдаемый энергетический спектр первичных частиц относится уже не к энергии на нуклон, а к полной энергии частиц, вызывающих ливень. Если в потоке космических лучей с энергией на нуклон, больше заданной, основную долю составляют протоны, то для потока частиц с заданной полной энергией это далеко не так. В самом деле, из спектра (3.1), отнесенного к энергии на нуклон, легко получить спектр относительно полной энергии на частицу  $E = A\varepsilon$ :

$$I_A(>E) = K_A \left(\frac{E}{A}\right)^{-\gamma+1} = \frac{K_A A^{\gamma-1}}{E^{\gamma-1}}. \quad (3.2)$$

В табл. 5 приведено относительное содержание (в процентах) различных зарядовых групп в потоке космических лучей с заданной энергией. Соответствующие значения определены с помощью выражения (3.2) и данных о составе космических лучей с фиксированной энергией на нуклон из табл. 1. Показатель спектра  $\gamma$  считается одинаковым для всех групп; в таблице использованы значения  $\gamma = 2,5$  и  $\gamma = 2,7$ .

Как видно из табл. 5, более половины всех частиц космических лучей с энергией, больше заданной, составляют ядра с  $Z \geq 2$ . Конечно, распространять эти результаты в область энергий, соответствующую широким атмосферным ливням, можно лишь при условии, что спектры всех зарядовых компонент остаются подобными. По данным<sup>83,44</sup>, последнее справедливо по крайней мере до энергии  $10^{12}$  эв. Имеются также некоторые данные, полученные с помощью фотоэмульсий, которые свидетельствуют о постоянстве состава и при больших энергиях

(см., например,<sup>82</sup>). Кроме того, какие-либо особенности в спектре полного потока космических лучей в области энергий  $\lesssim 10^{15}$  эв, по-видимому, отсутствуют. Поэтому естественно считать, что состав космических лучей, а, следовательно, и спектры различных компонент остаются неизменными и при переходе

Таблица 5

Группа ядер	A	Относительное содержание ядер, %		
		с заданной энергией на нуклон (см. табл. 1)	с заданной полной энергией ядра	
			$\gamma = 2,5$	$\gamma = 2,7$
P	1	93	49	37
$\alpha$	4	6,3	26	27
L	10	0,14	2	3
M	14	0,42	11	14
H	31	0,14	12	19
VH	51	0,04	7	12

Примечание: Группа VH входит в состав группы H. Процентное содержание ядер с заданной энергией и процентное содержание ядер с энергиями больше заданной, очевидно, одинаковы.

в область широких атмосферных ливней. В таком случае более половины ливней с данной энергией  $E$  (в области  $E \lesssim 10^{15}$  эв) вызвано не протонами, а более тяжелыми ядрами с энергией на нуклон в  $A$  раз меньшей<sup>123</sup>.

В области энергий  $E \gtrsim 10^{15}$  эв вопрос о спектре первичных космических лучей остается еще недостаточно выясненным. Согласно<sup>91,124</sup>, спектр остается плавным и не имеет особенностей вплоть до самых высоких энергий  $E \simeq 10^{19}$  эв. Вместе с тем значение  $\gamma$  при больших энергиях возрастает и равно  $\gamma = 3,17$  при  $5 \cdot 10^{15} < E < 10^{18}$  эв или даже  $\gamma = 3,26$  при  $10^{17} < E < < 10^{19}$  эв. Спектр космических лучей во всей наблюдаемой области энергий, согласно<sup>93</sup>, имеет вид, представленный на рис. 2. Для сравнения на этом рисунке сплошной линией показан спектр, соответствующий постоянному во всей области энергий показателю  $\gamma = 2,5$ .

Приведенный на рис. 2 спектр из работы<sup>93</sup> (пунктир) построен как некоторая плавная кривая, соединяющая имеющиеся экспериментальные точки, и дает лишь общее представление о ходе интенсивности первичного космического излучения. При

P 37  
 $\alpha$  27  
 L 3  
 M 14  
 H 7  
 VH 12



этом фактически производится усреднение по большим энергетическим интервалам и не учитывается возможность резких особенностей (изломов) в первичном спектре.

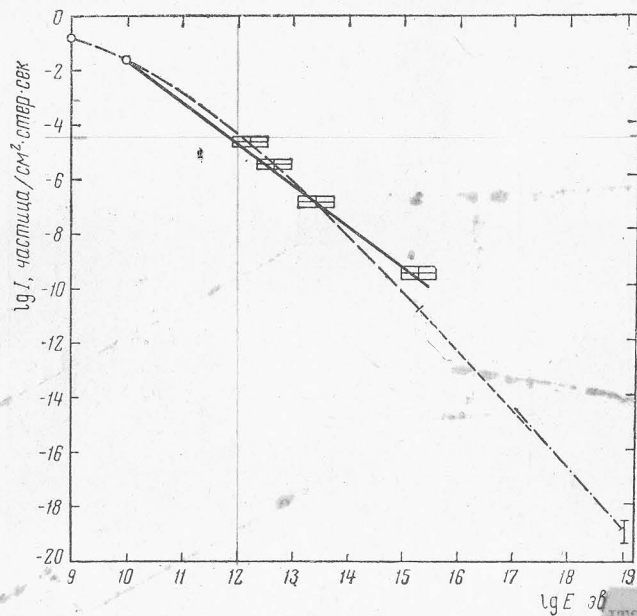


Рис. 2. Интегральный энергетический спектр космических лучей. Пунктиром обозначена плавная кривая, соединяющая экспериментальные точки. Сплошная линия соответствует степенному спектру с показателем  $\gamma-1=1,5$  ( $I$  — интенсивность,  $E$  — полная энергия частиц). Кружки, прямоугольники и пунктир в области  $E > 10^{15}$  эв — экспериментальные данные.

Вместе с тем в работах <sup>92, 125-130, 144</sup> в области энергий  $E \sim 10^{15} - 10^{16}$  эв обнаружено довольно резкое изменение спектра (см. табл. 4а) и некоторых других свойств широких атмосферных ливней (доли ядерноактивных частиц и мезонов, среднего числа стволов в ливнях, характера, поглощения и флуктуации широких атмосферных ливней, см. также <sup>89а</sup>). Укажем на следующие возможные причины этих особенностей.

1. Изменение характера элементарного акта ядерного взаимодействия частиц сверхвысоких энергий с ядрами в атмосфере в области энергий  $E \gtrsim 10^{14} - 10^{15}$  эв <sup>126, 127</sup>. Это предположение, хотя и может в принципе объяснить указанное изменение неко-

торых характеристик широких атмосферных ливней в области  $E \gtrsim 10^{15}$  эв, тем не менее явно недостаточно для объяснения обнаруженного в <sup>92, 128</sup> изменения энергетического спектра первичных космических лучей.

2. Реальное изменение первичного спектра в связи с изменением условий выхода частиц из Галактики при энергиях частиц  $10^{15} - 10^{16}$  эв (см. § 16). В работах <sup>92, 128</sup> изменение спектра связывалось с «прозрачностью» Галактики для частиц с энергиями  $E \gtrsim 10^{16}$  эв. При этом в <sup>92</sup> предполагалось, что частицы самых больших энергий имеют метагалактическое происхождение. Особенность в спектре широких атмосферных ливней, согласно <sup>92</sup>, имеет место в области перехода от спектра галактических к спектру метагалактических космических лучей.

В более поздних работах <sup>128, 144</sup> предпринята попытка объяснить излом в наблюдаемом спектре без привлечения метагалактических космических лучей. При этом в <sup>128</sup> предполагалась квадратичная зависимость коэффициента диффузии от энергии (см. § 10) в области энергий  $E \gtrsim 5 \cdot 10^{15}$  эв. Однако такое предположение приводит к слишком круто падающему спектру первичных космических лучей в этой области энергий. Поэтому в <sup>144</sup> обсуждается возможность более слабой зависимости коэффициента диффузии от энергии, обусловленной некоторым специфическим распределением рассеивающих облаков по их размерам и напряженности магнитного поля в облаках.

3. Существование излома уже в спектре источников космических лучей в Галактике. В частности, в работе <sup>128</sup> обсуждается предположение о том, что имеется несколько типов источников, обладающих разной мощностью и поставляющих частицы в различные интервалы жесткостей. Если генерация космических лучей в Галактике происходит в источниках различных типов, то особенность в спектре появится при сшивании спектра источника, дающего основную массу космических лучей с относительно небольших энергий со спектром источника, поставляющего космические лучи наибольших энергий. При этом, как отмечено в <sup>123</sup>, для интерпретации наблюдаемого спектра широких атмосферных ливней существенное значение имеет учет химического состава первичных космических лучей. Так, если существует верхний предел для жесткости космических лучей, генерируемых первым из указанных выше источников, то из-за различия энергий ядер с различными атомными номерами  $Z$  при фиксированной жесткости резкая граница в спектре широких атмосферных ливней будет отсутствовать. Например, максимальная энергия ядер железа от этого источника будет

в  $Z = 26$  раз большей, чем максимальная энергия протонов. При этом оказывается возможным плавное сопряжение спектра первого источника со спектром значительно менее интенсивных (до  $10^3$  раз) источников, дающих частицы с большими жесткостями.

Совершенно аналогичная картина (при наличии обрезания на некоторой максимальной жесткости, связанного с источником или в связи с появляющейся зависимостью коэффициента диффузии от энергии) будет иметь место и в случае вторичной природы протонов (см. главу V). Единственное отличие состоит в том, что размывание энергетического спектра будет происходить по вдвое большей области энергий, так как в этом случае верхняя граница энергии протонов определяется не максимальной жесткостью, а максимальной энергией на нуклон у первичных ядер (для рассматриваемых ядер  $A \approx 27$ ).  $\mu$ -мезон В

Более подробно вопрос об интерпретации излома в первичном спектре в области сверхвысоких энергий будет рассмотрен в § 16. Здесь же мы только отметим, что во всех рассмотренных случаях должна учитываться указанная «химическая» размазка границы (излома) спектра, если только состав в области энергий  $E > 10^{15}$  эв не отличается от известного при меньших энергиях в сторону значительного уменьшения доли тяжелых ядер. Нужно, кроме того, подчеркнуть, что предположение об изменении характера элементарного акта взаимодействия останется заведомо необоснованным, если не будет доказано, что изучаемые ливни образуются протонами.

В последнее время вопрос о составе космических лучей в области сверхвысоких энергий привлекает большое внимание и это естественно, так как его решение важно не только для теории происхождения космических лучей, но и для интерпретации наблюдаемых свойств широких атмосферных ливней в свете зрения теории элементарных взаимодействий частиц сверхвысоких энергий. В работах <sup>131</sup>, <sup>132</sup> обсуждались возможные изменения в характеристиках широких атмосферных ливней обусловленные увеличением доли тяжелых ядер в составе космических лучей сверхвысоких энергий. В результате анализа имеющихся экспериментальных данных в <sup>132</sup> сделан вывод, что широкие атмосферные ливни в области энергий  $E \approx 10^{15} \div 10^{16}$  эв вызываются в основном тяжелыми первичными ядрами.

В работе <sup>136</sup> на основании анализа доли  $\mu$ -мезонов в ливнях с заданным числом частиц также делается вывод, что в составе космических лучей с энергиями  $\sim 10^{16} \div 10^{18}$  эв имеется заметное количество тяжелых ядер. Напротив, авторы работ <sup>93</sup>, <sup>94</sup>

приходят к заключению, что частицы с энергиями  $\geq 10^{17}$  эв однородны по своему химическому составу и скорее всего являются протонами. Однако, как показано в <sup>136a</sup>, последний вывод не может считаться убедительным.

Для теории происхождения космических лучей весьма важен также вопрос о максимальной встречающейся энергии частиц. Наблюдаемый спектр широких атмосферных ливней простирается в область  $E > 10^{18}$  эв, а по данным <sup>63</sup>, <sup>91</sup>, <sup>124</sup>, <sup>133</sup>, <sup>135</sup> — вплоть до энергии  $5 \cdot 10^{19}$  эв. Появление частиц такой энергии еще можно, по-видимому, совместить с теорией галактического происхождения космических лучей при условии, что частицами с наибольшей энергией являются тяжелые ядра. Если же энергию  $\sim 10^{19}$  эв имеют первичные протоны, как это допускается в <sup>63</sup>, <sup>133</sup>, то, видимо, можно будет сделать вывод о внегалактической природе частиц сверхвысоких энергий (см. § 11 и 13).

#### Распределение космических лучей по направлениям (степень анизотропии)

Степень анизотропии космического излучения принято характеризовать величиной

$$\delta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (3.3)$$

где  $I_{\max}$  — максимальное и  $I_{\min}$  — минимальное значения наблюдаемой интенсивности; ниже значения  $\delta$  приводятся в процентах.

До последнего времени в пределах достигнутой точности не было обнаружено какой-либо анизотропии первичного космического излучения, связанной с Галактикой или Метагалактикой. Так, в работе <sup>91</sup> был проведен тщательный анализ некоторых «подозреваемых» направлений в галактической плоскости. В пределах статистических ошибок измерений, составляющих около 1% для энергий  $E \approx 10^{15}$  эв, никаких отклонений от изотропного распределения интенсивности обнаружено не было (таким образом, согласно <sup>91</sup>,  $\delta < 1\%$ ). По данным работ <sup>63</sup>, <sup>133</sup>, анизотропия, если она существует, не превышает ошибок измерений, причем  $\delta \leq 0,1\%$  при  $E \approx 10^{14}$  эв,  $\delta \leq 1\%$  при  $E \approx 10^{16}$  эв и  $\delta \leq 3\%$  при  $E \approx 10^{17}$  эв.

Наряду с приведенными данными о высокой степени изотропии основной массы космических лучей в настоящее время имеются указания на наличие реальной, хотя и небольшой анизотропии космических лучей с энергиями  $E \geq 50$  Бэв. Так,

в работе <sup>134</sup> в результате анализа данных за период минимума солнечной активности (1954—1955 гг.), по-видимому, была установлена небольшая анизотропия (несколько десятых процента) космических лучей с энергиями в несколько десятков *Бэ*, соответствующая преимущественному потоку частиц из центра Галактики.

Некоторые указания на небольшую анизотропию с максимумом в галактической плоскости получены также в работе <sup>136б</sup> для частиц с энергиями  $E \lesssim 10^{11}$  эв и в работе <sup>135</sup> для малых ливней, вызванных частицами с энергией  $E \simeq 10^{14}$  эв.

Большой интерес представляет экспериментальное выяснение вопроса о степени анизотропии частиц с наибольшими наблюдаемыми энергиями  $\sim 10^{18} \div 4 \cdot 10^{19}$  эв. Как будет видно из дальнейшего (см. в особенности § 16), этот вопрос тесно связан с проблемой химического состава и энергетического спектра космических лучей в области наибольших наблюдаемых энергий. Именно в результате изучения частиц самой высокой энергии можно будет в конечном счете выяснить, имеют ли космические лучи с энергиями  $E \simeq 10^{18} \div 4 \cdot 10^{19}$  эв галактическое происхождение или они приходят в Галактику из межгалактического пространства.

К сожалению, в этом направлении сделаны еще только первые шаги и имеющиеся данные пока не позволяют уверенно сделать заключение о наличии реальной анизотропии, а тем более о ее количественных характеристиках (величине и направлении). Так, в работах <sup>93, 135, 136</sup>, доложенных на Международной конференции по космическим лучам в Киото (1961 г.), были приведены доводы в пользу существования значительной анизотропии для космических лучей с наибольшими энергиями (значение  $\delta$  до  $70 \pm 30\%$  для частиц с энергиями  $E \simeq 4 \cdot 10^{18}$  эв). Вместе с тем в более поздней работе <sup>124</sup>, основанной на существенно большем количестве изученных ливней, делается вывод, что анизотропия, если она действительно существует, не превосходит 10% для частиц с энергиями  $E \simeq 5 \cdot 10^{17}$  эв и 40% для частиц более высоких энергий  $E \simeq 3 \cdot 10^{18}$  эв. Полное число изученных ливней в двух указанных интервалах энергий составляло соответственно 1300 и 60.

Помимо вопроса о степени анизотропии полного потока космических лучей с заданной энергией, представляет определенный интерес также вопрос о возможном различии степеней анизотропии различных компонент, входящих в состав космических лучей с заданной энергией. Для некоторых моделей распространения космических лучей в Галактике (см. § 15 и 16) можно ожидать, что химический состав космических лучей

с разными направлениями прихода будет различным и, в частности, будет различной степень анизотропии для протонов и для очень тяжелых ядер. Измерение такой анизотропии химического состава космических лучей является, конечно, задачей еще более сложной, чем измерение анизотропии полного потока.

Некоторые указания на существование рассмотренного эффекта получены в работах <sup>136, 136в</sup>. В работе <sup>136</sup> анализировалось распределение по направлениям прихода ливней с повышенным содержанием проникающих частиц ( $\mu$ -мезонов) при заданной полной энергии ливня. В результате был сделан вывод об анизотропии таких богатых  $\mu$ -мезонами ливней в области энергий  $E \simeq 10^{17}$  эв. Если ливни с большим числом  $\mu$ -мезонов вызваны, как это предполагается в <sup>136</sup>, тяжелыми ядрами, то обнаруженная анизотропия как раз и соответствует анизотропии в составе космических лучей, поскольку в целом ливни с энергией  $E \simeq 10^{17}$  эв с большой точностью изотропны. Вместе с тем, ввиду тонкости эффекта и еще недостаточной статистической точности измерений к полученному выводу следует относиться с большой осторожностью.



## МАГНИТОТОРМОЗНОЕ (СИНХРОТРОННОЕ) КОСМИЧЕСКОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ И КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Имеющиеся сведения о космических лучах за пределами солнечной системы основываются, главным образом, на данных радиоастрономии и в первую очередь на результатах измерений интенсивности, пространственного распределения и спектра нетеплового космического радиоизлучения.

В 1950—1953 гг. были высказаны и развиты представления о магнитотормозной природе нетеплового космического радиоизлучения<sup>4, 71, 138—143</sup>. Эта точка зрения была в дальнейшем подтверждена рядом новых фактов. Важными вехами на этом пути были, во-первых, выяснение вопроса об источниках нетепловой компоненты, которыми оказались не гипотетические «радиозвезды»<sup>145, 146</sup>, а протяженные туманности и галактики, и, во-вторых, обнаружение в некоторых случаях предсказанной теорией поляризации излучения\*. В настоящее время магнитотормозная теория получила всеобщее признание и лежит в основе интерпретации всей совокупности данных, относящихся к нетепловому космическому радиоизлучению<sup>4—9, 150—153</sup>.

В соответствии с этой теорией наблюдаемое нетепловое излучение есть излучение релятивистских электронов в сравнительно слабых космических магнитных полях. В физике такое излучение хорошо изучено. Оно наблюдается в ускорителях элементарных частиц, в частности в синхротроне, и аналогично

\* Насколько нам известно, И. М. Гордон в 1952 г. впервые обратил внимание на возможную роль магнитотормозного оптического излучения в астрономии<sup>147</sup>. Им же было указано на необходимость оптических поляризационных измерений, в частности в отношении оптического излучения Крабовидной туманности (часть этого излучения, обладающая непрерывным спектром, имеет магнитотормозное происхождение, как это было показано в работе<sup>148</sup>). Возможность и целесообразность поляризационных измерений в радиодиапазоне была подчеркнута в работах<sup>4, 143, 149</sup>.

тормозному излучению. В данном случае «тормозящим» агентом служит магнитное поле, искривляющее траекторию заряженной частицы. В связи с этим рассматриваемое излучение мы называем магнитотормозным\*.

В первом параграфе этой главы (§ 4) будут изложены основные результаты теории магнитотормозного излучения релятивистских электронов, которые понадобятся нам в дальнейшем. Затем мы остановимся на некоторых важных для теории происхождения космических лучей данных радиоастрономии (§ 5) и на тех выводах, которые могут быть сделаны на основании этих данных о спектре, энергии и пространственном распределении релятивистских частиц во Вселенной (§ 6).

### § 4. Магнитотормозное (синхротронное) излучение

Напряженность космических магнитных полей, как правило, такова, что за излучение в радио- и тем более в оптическом диапазонах могут быть ответственными только ультрарелятивистские электроны. Поэтому ниже нас будет интересовать только ультрарелятивистское магнитотормозное (синхротронное) излучение. Исключение могут составлять лишь области с сильными магнитными полями вблизи звезд и планет, где необходимо использовать результаты общей теории излучения заряженных частиц с произвольной энергией, движущихся в магнитном поле. В нерелятивистском случае магнитотормозное излучение часто называют циклотронным, однако здесь нам не придется иметь с ним дело.

#### *Излучение отдельного электрона*

Характерная особенность излучения ультрарелятивистских частиц в вакууме (влияние среды будет рассмотрено в конце этого параграфа) состоит в том, что излучение сосредоточено почти исключительно в направлении мгновенной скорости частицы. Это объясняется релятивистским преобразованием поля излучения быстро движущейся частицы и формально

\* Магнитотормозное излучение чаще называют, особенно в иностранной литературе, синхротронным излучением. Однако этот последний термин имеет случайное происхождение и представляется нам неудачным. Заметим, что в применении к нетепловому радиоизлучению галактических гало, оболочек сверхновых звезд и радиогалактик магнитотормозной механизм излучения является не только самым естественным или вероятным, но и единственным, который обсуждается в настоящее время.

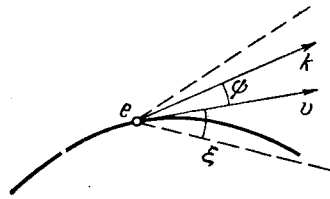


Рис. 3. Определение угла  $\psi$   
Точка  $e$  — положение электрона на траектории в данный момент времени;  $v$  — вектор скорости электрона;  $k$  — направление излучения (волновой вектор);  $\psi$  — угол между векторами  $k$  и  $v$ . Отношение  $\xi = mc^2/E$  определяет характерный угол, в котором сосредоточена подавляющая часть излучения

следует из присутствия в знаменателях выражений для напряженностей полей и интенсивности излучения высоких степеней множителя (см., например, <sup>154</sup>):

$$1 - \left(\frac{v}{c}\right) \cos \psi, \quad (4.1)$$

где  $\psi$  — угол между скоростью частицы  $v$  и направлением излучения  $k$  (рис. 3),  $c$  — скорость света в вакууме. В ультрарелятивистском случае  $v \simeq c$  и соответствующие выражения имеют резкий максимум в малом интервале углов

$$\psi \lesssim \xi = \frac{mc^2}{E}, \quad (4.2)$$

где  $E = mc^2/\sqrt{1-v^2/c^2}$  — полная энергия и  $m$  — масса покоя электрона.

Как известно, в магнитном поле  $H$  электрон движется по винтовой линии с угловой частотой

$$\omega_H = \frac{eH}{mc} \cdot \frac{mc^2}{E}, \quad (4.3)$$

где  $e$  — абсолютная величина заряда электрона. При этом вектор скорости электрона составляет некоторый постоянный угол  $\theta$  с направлением магнитного поля и описывает конус вокруг этого направления (рис. 4). При  $\theta \gg \xi$  наблюдатель, находящийся на поверхности этого конуса на большом расстоянии от излучающей частицы, зарегистрирует следующие друг за другом через промежутки времени  $\tau = 2\pi/\omega_H$  импульсы излучения с продолжительностью

$$\Delta t \sim \frac{r_H^* \xi}{c} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 = \frac{mc}{eH_{\perp}} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2, \quad (4.4)$$

где  $r_H^* = E/eH_{\perp}$  — радиус кривизны пространственной траектории ультрарелятивистского электрона,  $H_{\perp} = H \sin \theta$  — компонента магнитного поля, перпендикулярная к направлению движения (скорости) электрона, а множитель  $(mc^2/E)^2$  появляется вследствие эффекта Доплера\*. В результате спектр

\* В данном случае эффект Доплера состоит просто в сжатии импульса по сравнению со случаем, когда излучатель покоится, на вели-

излучения состоит из обертонов частоты  $\omega_H$ , а практически, в области наиболее интенсивных высоких гармоник, является непрерывным, причем максимум в спектре отвечает частоте

$$\omega \sim \frac{1}{\Delta t} \sim \frac{eH_{\perp}}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2. \quad (4.5)$$

Одним из наиболее характерных свойств магнитотормозного излучения является его поляризация. Излучение отдельного электрона, вообще говоря, эллиптически поляризовано, причем величина электрического вектора излучения максимальна в направлении ускорения и поэтому преимущественное направление колебаний перпендикулярно к проекции магнитного поля на картинную плоскость (как обычно, картинной плоскостью мы называем плоскость, перпендикулярную к лучу зрения).

Детальный расчет показывает (см., например, <sup>155</sup>), что на расстоянии  $r$  от ультрарелятивистской частицы амплитуда  $n$ -й гармоники электрического поля излучения в направлении  $k$ , составляющем угол  $\psi$  с конусом скоростей, определяется с точностью до членов порядка  $\xi^3$  выражением\*

чину  $v\Delta t'$ , где  $\Delta t' \simeq \frac{r_H^* \xi}{c} = mc/eH_{\perp}$  — промежуток времени, в течение

которого электрон движется со скоростью  $v \simeq c$  в направлении наблюдателя (в пределах угла  $\xi$ ). Поэтому наблюдаемая продолжительность импульса излучения равна

$$\Delta t = \Delta t' \left(1 - \frac{v}{c}\right) \simeq 2\Delta t' \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2.$$

Подчеркнем также, во избежание недоразумений, различие между радиусом кривизны пространственной траектории  $r_H^* = E/eH_{\perp}$  и радиусом окружности  $r_H = v \sin \theta / \omega_H \simeq c \sin \theta / \omega_H = E \sin^2 \theta / eH_{\perp}$ , которую описывает проекция скорости электрона на плоскость, перпендикулярную к направлению поля  $H$  (радиус  $r_H$  ниже мы будем называть радиусом кривизны, что не приведет к недоразумениям, поскольку радиус пространственной кривизны  $r_H^*$  в дальнейшем не используется).

\* В отличие от <sup>155</sup> здесь, как и всюду в настоящей книге, используется абсолютная (гауссова) система единиц.

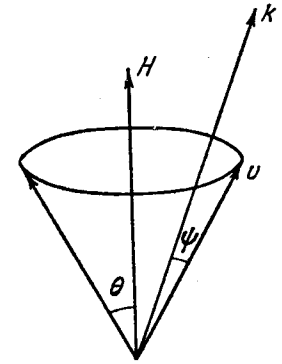


Рис. 4. Конус скоростей при движении электрона по винтовой траектории в магнитном поле  $H$

$\theta$  — постоянный угол между скоростью электрона  $v$  и направлением магнитного поля  $H$ ;  $k$  — волновой вектор излучения;  $\psi$  — угол между волновым вектором и ближайшей образующей конуса скоростей. Излучение отличается от нуля практически только в направлениях  $k$ , для которых  $\psi \lesssim \xi = mc^2/E$

$$\vec{\mathcal{E}}_n = \frac{e^* \omega_H}{\sqrt{3\pi c r}} \exp\left(in\omega_H \frac{r}{c}\right) \frac{n}{\sin\theta} \{(\xi^2 + \psi^2) K_{1/2}(g_n) \mathbf{l}_1 - i\psi(\xi^2 + \psi^2)^{1/2} K_{3/2}(g_n) \mathbf{l}_2\}. \quad (4.6)$$

Здесь  $e^*$  — заряд излучающей частицы (для электрона  $e^* = -e$ ),  $\mathbf{l}_1$  и  $\mathbf{l}_2$  — два взаимно-перпендикулярных единичных вектора в картинной плоскости, из которых  $\mathbf{l}_2$  параллелен проекции  $\mathbf{H}$  на эту плоскость, а  $\mathbf{l}_1 = [\mathbf{k}\mathbf{l}_2] / |\mathbf{k}|$ ;  $K_{1/2}(g_n)$  и  $K_{3/2}(g_n)$  — бесселевы функции второго рода мнимого аргумента (функции Макдональда), а

$$g_n = \frac{n}{3\sin\theta} (\xi^2 + \psi^2)^{3/2}. \quad (4.7)$$

Присутствие в выражении (4.6) мнимой единицы перед вторым членом в фигурных скобках как раз и соответствует эллиптической поляризации излучения. Одна из осей эллипса колебаний электрического вектора направлена вдоль проекции  $\mathbf{H}$  на картинную плоскость, вторая (большая) — перпендикулярна к этой проекции, а их отношение, которое мы обозначим через  $\operatorname{tg} \beta$ , в силу (4, 6) равно

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\psi K_{3/2}(g_n)}{(\xi^2 + \psi^2)^{1/2} K_{1/2}(g_n)}. \quad (4.8)$$

При  $\psi > 0$  направление вращения правое (для наблюдателя — по часовой стрелке), при  $\psi < 0$  — левое. Угол  $\psi$  считается положительным, если волновой вектор  $\mathbf{k}$  и вектор напряженности магнитного поля лежат по одну сторону от конуса скоростей (рис. 5).

Поляризация вырождается в линейную только при  $\psi = 0$ , т. е. в случае, если волновой вектор лежит строго на поверхности конуса скоростей. При больших  $\psi$  поляризация стремится к круговой, поскольку для больших значений аргумента  $K_{1/2}(x) \simeq K_{3/2}(x) \simeq (\pi/2x)^{1/2} e^{-x}$ ; однако интенсивность излучения при этом становится пренебрежимо малой (рис. 6).

Средняя за период плотность потока энергии излучения, заключенной в  $n$ -й гармонике, равна

$$p_n = \frac{c}{2\pi} |\vec{\mathcal{E}}_n|^2. \quad (4.9)$$

Так как при  $\xi = mc^2/E \ll 1$  излучаемая энергия почти целиком сосредоточена в области очень высоких гармоник, где спектр практически непрерывен, то удобно перейти от номера

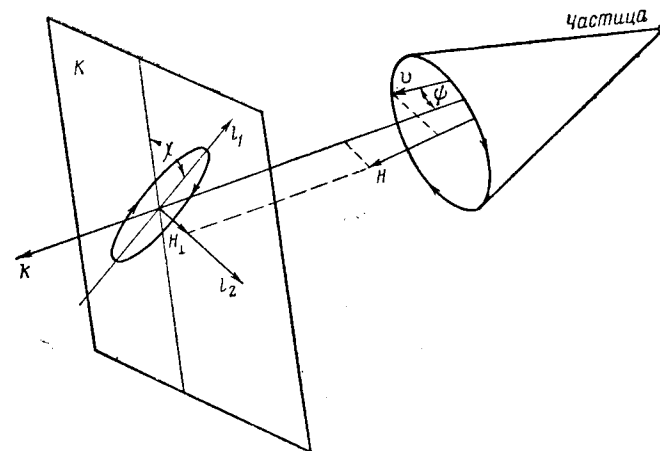


Рис. 5. Эллипс колебаний электрического вектора магнитотормозного излучения заряженной частицы. Заряд частицы считается положительным

$\mathbf{k}$  — картинная плоскость (плоскость, перпендикулярная к направлению излучения или, что то же, к направлению наблюдения);  $\mathbf{l}_1$  и  $\mathbf{l}_2$  — два единичных взаимно ортогональных вектора в картинной плоскости, из которых  $\mathbf{l}_2$  направлен вдоль проекции магнитного поля  $\mathbf{H}$  на картинную плоскость

гармоники  $n = \frac{2\pi\nu}{\omega_H}$  к отношению частот  $\nu/\nu_c$ , где

$$\nu_c = 3eH \sin\theta / 4\pi mc\xi^2 = \frac{3eH_{\perp}}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2. \quad (4.10)$$

Тогда, в силу (4.6), (4.9) и (4.10), плотности потоков излучения с двумя основными направлениями поляризации  $\mathbf{l}_1$  и  $\mathbf{l}_2$ , отнесенные к единичному интервалу частот  $\nu$ , равны:

$$p_{\nu}^{(1)} = \frac{3}{4\pi^2 r^2} \frac{e^3 H}{mc^2 \xi} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^2 \left(1 + \frac{\psi^2}{\xi^2}\right)^2 K_{1/2}^2(g_{\nu}), \quad (4.11)$$

$$p_{\nu}^{(2)} = \frac{3}{4\pi^2 r^2} \frac{e^3 H}{mc^2 \xi} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^2 \frac{\psi^2}{\xi^2} \left(1 + \frac{\psi^2}{\xi^2}\right) K_{1/2}^2(g_{\nu}), \quad (4.12)$$

где

$$g_{\nu} = \frac{\nu}{2\nu_c} \left(1 + \frac{\psi^2}{\xi^2}\right)^{3/2}, \quad p_{\nu} = p_n \frac{dn}{d\nu} = \frac{2\pi}{\omega_H} p_n. \quad (4.13)$$

Угловое распределение потоков излучения  $p_{\nu}^{(1)}$  и  $p_{\nu}^{(2)}$  изображено на рис. 6. За единицу масштаба по вертикальной оси выбран коэффициент  $(3e^3 H / 4\pi^2 r^2 mc^2 \xi) (\nu/\nu_c)^2$  в выражениях

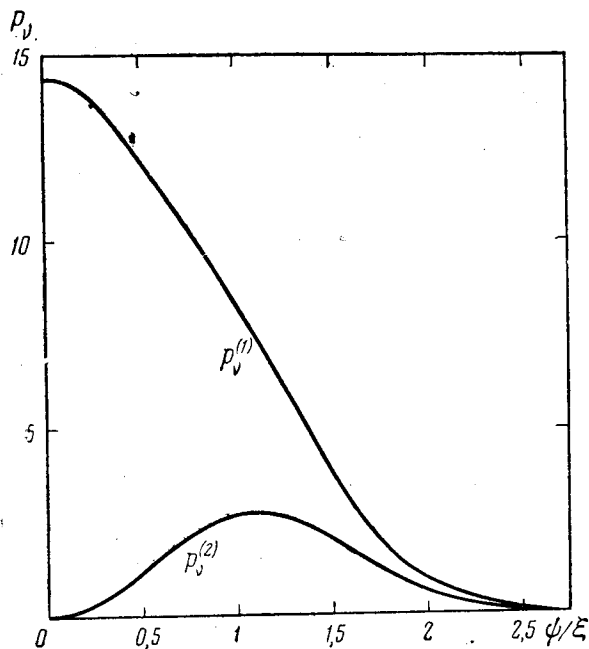


Рис. 6. Угловое распределение излучения с поляризацией поперек проекции магнитного поля на картинную плоскость ( $p_{\nu}^{(1)}$ ) и вдоль этой проекции ( $p_{\nu}^{(2)}$ ) при  $\nu/\nu_c = 0,29$ . За единицу масштаба по вертикальной оси принято значение коэффициента  $\frac{3}{4\pi^2 r^2} \frac{e^3 H}{mc^2 \xi} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^2$  в выражениях (4.11) и (4.12)

(4.11) и (4.12). Кривые построены для  $\nu/\nu_c = 0,29$ , что соответствует, как мы увидим ниже, максимуму в частотном спектре глобального (по всем направлениям) излучения электрона. Рис. 6 показывает, что в области малых углов  $\psi$  основной вклад в излучение дают колебания с направлением электрического поля поперек проекции  $\mathbf{H}$  на картинную плоскость, т. е.  $p_{\nu}^{(1)}$ .

### Параметры Стокса

Произвольный поток излучения, помимо частотной зависимости, характеризуется, вообще говоря, четырьмя независимыми параметрами, например положением главной оси эллипса поляризации, интенсивностями по двум главным направлениям и направлением вращения электрического вектора. В качестве таких параметров удобнее, однако, использовать параметры Стокса<sup>156, 157</sup>. Для излучения отдельной частицы эти параметры  $I_e$ ,  $Q_e$ ,  $U_e$  и  $V_e$  выражаются через плотности потоков излучения с двумя основными направлениями поляризации  $p_{\nu}^{(1)}$  и  $p_{\nu}^{(2)}$ , а также через  $\operatorname{tg} \beta$  — отношение малой и большой осей эллипса колебаний электрического вектора [см. (4.8)] и угол  $\chi$  между некоторым произвольным фиксированным направлением в картинной плоскости и большой осью этого эллипса (т. е. направлением, перпендикулярным к проекции  $\mathbf{H}$  в картинной плоскости)\*; соответствующие выражения таковы:

$$\begin{aligned} I_e &= p_{\nu}^{(1)} + p_{\nu}^{(2)}, \\ Q_e &= (p_{\nu}^{(1)} - p_{\nu}^{(2)}) \cos 2\chi, \\ U_e &= (p_{\nu}^{(1)} - p_{\nu}^{(2)}) \sin 2\chi, \\ V_e &= (p_{\nu}^{(1)} - p_{\nu}^{(2)}) \operatorname{tg} 2\beta. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Параметры Стокса (4.14), как и  $p_{\nu}^{(1)}$ ,  $p_{\nu}^{(2)}$ , имеют размерность плотности потока энергии в единичном интервале частот; индекс  $e$  означает, что эти параметры относятся к излучению одного электрона.

Параметры Стокса обладают двумя важными преимуществами: они являются непосредственно измеримыми величинами и аддитивны для независимых (некогерентных) потоков излучения, т. е. потоков излучения со случайными фазами, по которым производится усреднение. Экспериментально параметры Стокса могут быть определены с помощью обычных методов исследования поляризованного излучения, а именно, посредством введения некоторой разности фаз  $\epsilon$  для одной из проекций электрического вектора колебаний в волне (например, по направлению  $\mathbf{s}_1$  на рис. 7) по сравнению с проекцией на перпендикулярное направление (направление  $\mathbf{s}_2$  на рис. 7). Последующий анализ сводится к установлению зависимости интенсивности результирующего излучения от положения анализатора, выделяющего проекцию колебаний на некоторое произвольное

\* Угол  $\chi$  отсчитывается в направлении часовой стрелки и, очевидно, определен в интервале  $0 \leq \chi < \pi$ .

направление  $s$  (см. рис. 7). Если угол в картинной плоскости между направлениями  $s_1$  и  $s$  обозначить через  $\delta$ , то интенсивность излучения на выходе анализатора будет следующей функцией  $\varepsilon$  и  $\delta$  (см., например, <sup>156</sup>):

$$I(\varepsilon, \delta) = \frac{1}{2} [I + Q \cos 2\delta + (U \cos \varepsilon - V \sin \varepsilon) \sin 2\delta]. \quad (4.15)$$

Подбирая соответствующим образом запаздывание фазы  $\varepsilon$  и положение анализатора  $\delta$ , можно измерить значения всех параметров Стокса.

Заметим, что первый параметр Стокса  $I$  определяет полную плотность потока излучения (или интенсивность в случае пространственно распределенных источников; см. ниже), а степень поляризации излучения и угол  $\chi$  выражаются как

$$\Pi = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (4.16)$$

$$\text{и} \quad \text{tg} 2\chi = \frac{U}{Q}. \quad (4.16a)$$

Из двух значений угла  $\chi$  ( $0 \leq \chi < \pi$ ), определяемых уравнением (4.16a), выбирается то, которое лежит в первой четверти, если  $U > 0$ , и во второй — если  $U < 0$ . При этом по определению угол  $\chi$  характеризует направление в картинной плоскости, в котором интенсивность поляризованной компоненты максимальна, и отсчитывается по часовой стрелке от выбранного направления отсчета (в рассматриваемом случае — от направления  $s_1$ ). При отсутствии эллиптической (и круговой) поляризации  $V = 0$

$$\text{и} \quad \Pi = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

### Излучение системы частиц

Рассмотрим теперь излучение системы частиц. Пусть  $N(E, r, \tau) \cdot dE dV d\Omega_\tau$  — число частиц в элементе объема  $dV = r^2 dr d\Omega$ , энергии которых заключены в интервале  $E, E + dE$ , а скорости внутри телесного угла  $d\Omega_\tau$  вблизи направления  $\tau$ .

Так как излучение отдельных электронов некогерентно, а параметры Стокса в этом случае аддитивны, интенсивность излучения такой системы в направлении наблюдения \*  $k$  равна

$$I_\nu = I(\nu, k) = \int I_e(\nu, E, r, \theta, \psi) N(E, r, \tau) dE d\Omega_\tau r^2 dr. \quad (4.17)$$

Здесь  $I_e(\nu, E, r, \theta, \psi)$  определяется первым из выражений (4.14), а интегрирование по  $dr$  производится по лучу зрения в направлении  $-k$ . Аналогичным образом выражаются остальные параметры Стокса.

Подчеркнем, что в отличие от параметров Стокса для излучения отдельного электрона (4.14), имеющих размерность спектральной плотности потока энергии излучения, выражение (4.17) определяет интенсивность излучения, т. е. поток энергии через единичную площадку, перпендикулярную к направлению наблюдения, отнесенный к единичному телесному углу и единичному интервалу частот. Обычной единицей измерения интенсивности излучения в радиоастрономии служит  $1 \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц} \cdot \text{стер} = 10^3 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц} \cdot \text{стер}$ .

Если источник (излучающая система электронов) обладает малыми угловыми размерами, то измеряемой на опыте величиной служит (как в случае отдельной частицы) спектральная плотность потока излучения

$$F_\nu = \int I_\nu d\Omega = \int I_e(\nu, E, r, \theta, \psi) N(E, r, \tau) dE d\Omega_\tau dV, \quad (4.18)$$

где  $dV = r^2 dr d\Omega$  и интегрирование производится по всему объему источника.

В выражениях (4.17) и (4.18) и аналогичных выражениях для остальных параметров Стокса можно в общем виде провести интегрирование по  $d\Omega_\tau$  для произвольного распределения электронов  $N(E, r, \tau)$ . В самом деле, подынтегральное выражение отлично от нуля практически только в малом интервале углов  $\Delta\psi \sim mc^2/E$ , поэтому при интегрировании по  $d\Omega_\tau$  существует лишь вклад узкого кольцевого сектора  $\Delta\Omega_\tau = 2\pi \sin \theta \Delta\psi$ , где  $\theta = \theta - \psi \simeq \theta$  — угол между направлением наблюдения  $k$  и магнитным полем  $H$  \*\*. В пределах малого телесного угла  $\Delta\Omega_\tau$  распределение электронов по направ-

\* В дальнейшем под направлением наблюдения (направлением луча зрения) понимается направление волнового вектора  $k$ , т. е. направление прихода наблюдаемого излучения.

\*\* В дальнейшем не делается различия между углами  $\theta$  и  $\theta$ ; это, очевидно, допустимо, поскольку ультрарелятивистская частица излучает практически только в направлении движения.

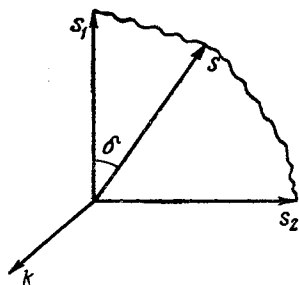


Рис. 7. Определение угла  $\delta$  [см. формулу (4.15)]. Для колебаний в направлении  $s_2$  вводится постоянное запаздывание фазы  $\varepsilon$  относительно колебаний в направлении  $s_1$ . Угол  $\delta$  определяет положение плоскости колебаний анализатора  $s$ . Измеряемый поток направлен на читателя



лениям практически не меняется и можно положить  $N(E, \mathbf{r}, \tau) \simeq N(E, \mathbf{r}, \mathbf{k})$ , где  $\mathbf{k}$  есть направление излучения (направление по лучу зрения от источника к наблюдателю), а интегрирование по  $\psi$  можно распространить на всю область от  $-\infty$  до  $\infty$ . Тогда, учитывая соотношения<sup>155, 158</sup>,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p_v^{(1)} d\psi = \frac{V\bar{3}e^3 H}{2\pi mc^2 r^2} \frac{v}{2v_c} \left[ \int_{v/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta + K_{2/3}\left(\frac{v}{v_c}\right) \right], \quad (4.19)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p_v^{(2)} d\psi = \frac{V\bar{3}e^3 H}{2\pi mc^2 r^2} \frac{v}{2v_c} \left[ \int_{v/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta - K_{2/3}\left(\frac{v}{v_c}\right) \right],$$

из (4.17) и (4.14) получим

$$I_v = I(v, \mathbf{k}) = \frac{V\bar{3}e^3}{mc^2} \int dE dr N(E, \mathbf{r}, \mathbf{k}) H \sin \theta \frac{v}{v_c} \int_{v/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta. \quad (4.20)$$

Здесь в общем случае напряженность поля  $H$ , угол  $\theta \simeq \theta$  между  $H$  и  $\mathbf{k}$  и плотность частиц  $N(E, \mathbf{r}, \mathbf{k})$  зависят от  $\mathbf{r}$ .

Аналогичным образом можно выразить остальные параметры Стокса, например

$$Q(v, \mathbf{k}) = \frac{V\bar{3}e^3}{mc^2} \int dE dr N(E, \mathbf{r}, \mathbf{k}) H \sin \theta \cos 2\chi \frac{v}{v_c} K_{2/3}\left(\frac{v}{v_c}\right). \quad (4.21)$$

Параметр  $U(v, \mathbf{k})$  отличается от  $Q(v, \mathbf{k})$  только заменой  $\cos 2\chi$  в подынтегральном выражении (4.21) на  $\sin 2\chi$ . Что касается параметра  $V(v, \mathbf{k})$ , который характеризует присутствие эллиптически поляризованного излучения, то он в рассматриваемом ультрарелятивистском приближении оказывается равным нулю. Действительно, как легко убедиться из (4.8) и (4.14),

$$V_e \sim 2 \frac{\Psi}{\xi} \left( 1 + \frac{\Psi^2}{\xi^2} \right)^{1/2} K_{1/3}(g_v) K_{2/3}(g_v).$$

В силу нечетности этой функции интеграл от нее по всем  $\psi$  обращается в нуль и, следовательно,  $V(v, \mathbf{k}) = 0$ . Таким образом, излучение системы электронов оказывается линейно поляризованным<sup>159</sup>. Этот результат справедлив с точностью до членов порядка  $mc^2/E$ , и его легко понять, если вспомнить, что знак  $\psi$  определяет направление вращения электрического вектора в волне, излучаемой отдельным электроном. Поскольку мощ-

ность излучения [см. (4.11) и (4.12)] не зависит от знака  $\psi$ , а распределение частиц по направлениям движения в пределах очень малых углов  $\psi \lesssim mc^2/E$  практически постоянно, то вклад в излучение в данном направлении от частиц с положительными и отрицательными  $\psi$  одинаков, и поляризация будет линейной.

Заметная эллиптическая поляризация в ультрарелятивистском случае могла бы иметь место лишь при резко анизотропном распределении скоростей электронов. Для этого необходимо, чтобы распределение существенно изменялось в пределах очень малого угла  $\psi \sim mc^2/E$ , т. е. по-существу нужен обрыв углового распределения электронов и притом как раз в направлении наблюдения. Если, кроме того, учесть возможные флуктуации направления магнитного поля, то реализация такой возможности крайне маловероятна.

*Интенсивность и поляризация излучения в случае моноэнергетического и степенного спектра электронов*

Приведем теперь выражения для интенсивности и поляризации излучения в некоторых конкретных случаях.

Если все электроны обладают одной и той же энергией (моноэнергетический спектр), а магнитное поле однородно, то интенсивность излучения, согласно (4.20), равна

$$I_1(\mathbf{k}) = \frac{V\bar{3}e^3}{mc^2} N_e(\mathbf{k}) H \sin \theta \frac{v}{v_c} \int_{v/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta = N_e(\mathbf{k}) p(v), \quad (4.22)$$

где  $N_e(\mathbf{k})$  — отнесенное к единичному телесному углу число электронов вдоль луча зрения, скорости которых направлены на наблюдателя. Степень поляризации в этом случае, как можно видеть из (4.16) и (4.21), равна<sup>158</sup>:

$$P = \frac{K_{2/3}\left(\frac{v}{v_c}\right)}{\int_{v/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta} = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{при } v \ll v_c, \\ 1 - \frac{2}{3} \frac{v_c}{v} & \text{при } v \gg v_c. \end{cases} \quad (4.23)$$

Так как в рассматриваемом приближении интегрирование по угловому распределению электронов равносильно интегрированию излучения отдельного электрона по всем направлениям,

то выражение (4.22) лишь множителем  $N_e(\mathbf{k})$  отличается от спектрального распределения мощности полного (по всем направлениям) излучения отдельного электрона:

$$p(\nu) = \sqrt{3} \frac{e^3 H \sin \theta}{mc^2} \frac{\nu}{v_c} \int_{\nu/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta. \quad (4.24)$$

График функции  $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta$ , отражающей спектральное распределение излучаемой мощности, представлен на рис. 8,

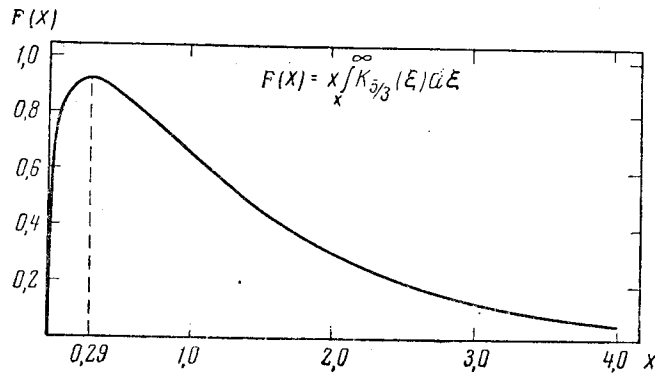


Рис. 8. Спектральное распределение полного (по всем направлениям) излучения заряженной частицы в магнитном поле [см. выражение (4.24)]

а ее значения вместе с значениями функции  $F_p(x) = xK_{2/3}(x)$  даны в приложении 3 в конце книги. Отметим, что максимум в спектре синхротронного излучения отдельного электрона приходится на частоту

$$\nu \simeq 0,29\nu_c = 1,8 \cdot 10^{18} H_{\perp} (E_{sp})^2 = 4,6 \cdot 10^{-6} H_{\perp} (E_{sa})^2. \quad (4.25)$$

Здесь частота  $\nu$  выражена в герцах.

Энергетический спектр электронов по лучу зрения может быть аппроксимирован в ограниченном интервале энергий степенной функцией вида

$$N_e(E, \mathbf{k}) dE = K_e(\mathbf{k}) E^{-\gamma} dE, \quad (E_1 \leq E \leq E_2). \quad (4.26)$$

Здесь  $N_e(E, \mathbf{k})$  — число электронов на луче зрения, движущихся в направлении наблюдателя, отнесенное к единичному телесному углу и единичному интервалу энергий.

Для ответственных за космическое радиоизлучение электронов такая аппроксимация, как мы увидим ниже, бывает пригодна в достаточно широком интервале энергий. При этом границы  $E_1$  и  $E_2$  спектра (4.26) часто можно считать такими, чтобы в интересующем нас интервале частот излучение электронов с энергиями  $E < E_1$  и  $E > E_2$  было несущественным. В этом предположении в интегралах (4.20) и (4.21) спектр (4.26) можно распространить на весь интервал энергий и воспользоваться соотношениями:

$$\int_0^{\infty} dE E^{-\gamma} \frac{\nu}{v_c} K_{5/3}\left(\frac{\nu}{v_c}\right) = \frac{1}{4} \Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma+7}{12}\right) \left[\frac{3eH \sin \theta}{2\pi m^3 c^3 \nu}\right]^{\gamma-1},$$

$$\int_0^{\infty} dE E^{-\gamma} \frac{\nu}{v_c} \int_{\nu/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta = \frac{1}{4} \frac{\gamma+7/3}{\gamma+1} \Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right) \times$$

$$\times \Gamma\left(\frac{3\gamma+7}{12}\right) \left[\frac{3eH \sin \theta}{2\pi m^3 c^3 \nu}\right]^{\gamma-1}, \quad (4.27)$$

где  $\Gamma(x)$  — гамма-функция Эйлера. При этом (4.20) сводится к следующему выражению для интенсивности излучения системы электронов с энергетическим спектром (4.26) в однородном магнитном поле  $H$ :

$$I_0(\mathbf{k}) = \frac{\sqrt{3}}{\gamma+1} \Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma+19}{12}\right) \frac{e^3}{mc^2} \left(\frac{3e}{2\pi m^3 c^3}\right)^{\gamma-1} \times$$

$$\times K_e(\mathbf{k}) [H \sin \theta]^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (4.28)$$

Здесь  $K_e(\mathbf{k})$  — коэффициент в спектре (4.26). Допустим, что распределение электронов можно считать однородным и изотропным, т. е.  $N(E, \mathbf{r}, \mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi} N_e(E)$ , где

$$N_e(E) dE = K_e E^{-\gamma} dE \quad (4.29)$$

есть число электронов в единице объема с произвольными направлениями движения и с энергиями в интервале  $E, E + dE$ . Тогда

$$K_e(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi} K_e L, \quad (4.30)$$

где  $K_e$  — коэффициент в энергетическом спектре (4.29), а  $L$  — протяженность излучающей области по лучу зрения. Заметим,

что в общем случае  $K_e(k)$  зависит от угла  $\theta$  между направлением магнитного поля и лучом зрения.

В случае однородного поля степень поляризации излучения зависит только от показателя  $\gamma$  энергетического спектра (4.26) и, как можно убедиться с помощью (4.16) и (4.27), равна

$$P_0 = \frac{\gamma + 1}{\gamma + \frac{1}{3}}, \quad (4.31)$$

что составляет 75% при  $\gamma = 3$  и 69% при  $\gamma = 2$  (см. 155, 160).

В применении к магнитотормозному излучению космических электронов формулы (4.28) и (4.31), вообще говоря, непригодны, так как наблюдаемое излучение собирается из большой области пространства, в различных участках которого магнитное поле по-разному ориентировано. Скорее можно считать, что на луче зрения направления магнитных полей в среднем хаотичны. В этом случае поляризация излучения отсутствует, а интенсивность легко найти, усредняя (4.28) по всем направлениям магнитного поля<sup>161, 162</sup>. Поскольку

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi (\sin \theta)^{\frac{\gamma+1}{2}} \sin \theta d\theta = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{\gamma+5}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+7}{4}\right)}, \quad (4.32)$$

то указанное усреднение приводит к следующему выражению для интенсивности излучения однородного и изотропного распределения электронов с энергетическим спектром (4.29) в хаотическом магнитном поле\*:

$$I = a(\gamma) \frac{e^3}{mc^2} \left(\frac{3e}{4\pi m^3 c^5}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}} H^{\frac{\gamma+1}{2}} K_e L v^{-\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (4.33)$$

Здесь  $K_e$  — коэффициент в спектре (4.29), отнесенном к единице объема, под  $H^{\frac{\gamma+1}{2}}$  следует понимать среднее значение этой величины в излучающей области и  $a(\gamma)$  — коэффициент, зависящий от показателя энергетического спектра  $\gamma$ :

$$a(\gamma) = \frac{2^{\frac{\gamma-1}{2}} \sqrt{3} \Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma+19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{\gamma+5}{4}\right)}{8 \sqrt{\pi} (\gamma+1) \Gamma\left(\frac{\gamma+7}{4}\right)}. \quad (4.34)$$

\* В удобном для использования виде (с численными значениями постоянных коэффициентов) формула (4.33) приведена в § 6 [см. (6.1)].

Значения коэффициента  $a(\gamma)$  приведены в табл. 6.

Таблица 6

$\gamma$	1	1,5	2	2,5	3	4	5
$a(\gamma)$	0,283	0,147	0,103	0,0852	0,0742	0,0725	0,0922
$y_1(\gamma)$	0,80	1,3	1,8	2,2	2,7	3,4	4,0
$y_2(\gamma)$	0,00045	0,011	0,032	0,10	0,18	0,38	0,65

Как видно из выражений (4.28) и (4.33), степенному энергетическому спектру излучающих частиц с показателем степени  $\gamma$  соответствует степенной частотный спектр излучения

$$I_\nu \sim \nu^{-\alpha}, \quad \alpha = \frac{\gamma-1}{2}. \quad (4.35)$$

Выше предполагалось, что энергетический спектр электронов является степенным [см. (4.26) и (4.29)] в некотором достаточно широком интервале энергий. Приведем теперь количественную оценку этого интервала. Ошибка, вносимая в результате замены в (4.20) и (4.21) конечных пределов интегрирования соответственно на 0 и  $\infty$ , при заданной частоте  $\nu$  не превышает 10% для каждого из пределов, если выполнены условия:

$$E_1 \leq mc^2 \left[ \frac{4\pi m c \nu}{3e H y_1(\gamma)} \right]^{1/2} \simeq 2,5 \cdot 10^2 \left[ \frac{\nu}{y_1(\gamma) H} \right]^{1/2} \text{ эв}, \quad (4.36)$$

$$E_2 \geq mc^2 \left[ \frac{4\pi m c \nu}{3e H y_2(\gamma)} \right]^{1/2} \simeq 2,5 \cdot 10^2 \left[ \frac{\nu}{y_2(\gamma) H} \right]^{1/2} \text{ эв}.$$

Значения множителей  $y_1(\gamma)$  и  $y_2(\gamma)$  для различных  $\gamma$  приведены в табл. 6. Как видно, интервал энергий, дающих основной вклад в излучение по данной частоте, существенно зависит от характера спектра. Эта зависимость, как и следовало ожидать, такова, что при жестком спектре (малые  $\gamma$ ) сильно возрастает роль больших энергий, тогда как вклад электронов с малыми энергиями даже при очень мягком спектре (большие  $\gamma$ ) значительно менее существен. Это обусловлено экспоненциальным спадом интенсивности излучения в области больших частот по сравнению с более медленным степенным ходом в области ниже максимума спектрального распределения (4.24).

Из приведенных результатов можно сделать вывод, что если наблюдаемый спектр излучения в интервале частот  $\nu_1 \leq \nu \leq \nu_2$

имеет степенной вид и характеризуется спектральным индексом  $\alpha$ , то энергетический спектр излучающих электронов при точности, не меньшей примерно 10%, также является степенным в интервале энергий

$$\left[ \frac{1}{y_1(\gamma)} \frac{4\pi mc}{3e} \frac{v_1}{H} \right]^{1/2} \leq \frac{E}{mc^2} \leq \left[ \frac{1}{y_2(\gamma)} \frac{4\pi mc}{3e} \frac{v_2}{H} \right]^{1/2}, \quad (4.37)$$

причем показатель спектра равен  $\gamma = 2\alpha + 1$ .

Выше мы привели выражения для интенсивности магнитотормозного излучения в двух обычно рассматриваемых предельных случаях: для однородного и для полностью хаотического полей. Первый из них характеризуется максимальной возможной поляризацией, во втором поляризация отсутствует. Вопрос о применимости того или иного выражения решается в первую очередь на основании измерений поляризации. Однако в тех известных случаях, когда поляризация космического магнитотормозного излучения наблюдается, она оказывается, как правило, значительно меньшей, чем в случае однородного поля (4.31). Это прежде всего может означать, что магнитное поле в излучающей области не является строго однородным. Расчет степени поляризации в таком «промежуточном» случае выполнен в<sup>159</sup> для двух моделей магнитного поля.

Первая из них предполагает, что на однородное поле  $H$  наложено некоторое хаотическое (изотропное в среднем по излучающей области) поле  $H_c$ , абсолютная величина напряженности которого постоянна. Можно думать, что такая ситуация приблизительно осуществляется вблизи галактической плоскости и, в частности, в спиральных рукавах Галактики. Если  $H_{\perp}$  — проекция напряженности однородного магнитного поля на картинную плоскость и  $\beta = H_{\perp}/H_c$ , то в двух предельных случаях слабого и сильного однородного поля степень поляризации оказывается равной

$$P = \frac{(\gamma + 3)(\gamma + 5)}{32} P_0 \beta^2 \quad (\beta \ll 1), \quad (4.38)$$

$$P = \left(1 - \frac{2}{3\beta^2}\right) P_0 \quad (\beta \gg 1), \quad (4.39)$$

где  $P_0$  определено выражением (4.31).

Вторая модель отвечает ситуации, когда однородное поле отсутствует, но из-за более или менее регулярного характера поля (например, примеси дипольного или тороидального полей) некоторые направления встречаются чаще, чем другие. Этот случай может реализоваться в дискретных источниках косми-

ческого радиоизлучения. Если распределение магнитных полей по направлениям мало отличается от изотропного, а напряженность поля  $H$  можно считать приблизительно постоянной по абсолютной величине, то, как показано в<sup>159</sup>, степень поляризации равна

$$P = \frac{15}{8} \frac{\gamma + 5}{\gamma + 7} P_0 \frac{\Delta H^2}{H^2}, \quad (4.40)$$

где  $\Delta H^2 = \max(\bar{H}_1^2 - \bar{H}_2^2)$ ,  $H_1$  и  $H_2$  — проекции магнитного поля на два произвольно ориентированных взаимно-перпендикулярных направления в картинной плоскости, усреднение производится по всему объему источника.

Таким образом, в обоих случаях степень поляризации служит мерой анизотропии магнитного поля в источнике излучения.

В настоящее время обнаружена поляризация общего нетеплового излучения Галактики<sup>163, 164, 164a, 408</sup> (см. § 5), а также поляризация магнитотормозного оптического излучения и радиоизлучения в сантиметровом диапазоне для Крабовидной туманности<sup>165-168, 162</sup>. Обнаружена также поляризация оптического магнитотормозного излучения «выброса» в радиогалактике NGC 4486 (радиоисточник Дева-A)<sup>150, 169</sup> и небольшая поляризация ( $P = 3 \pm 1,5\%$ ) нетеплового радиоизлучения этой радиогалактики в диапазоне  $\lambda = 21$  см<sup>170</sup>.

В случае Лебедя-A на волне 3,15 см поляризация  $P = 8 \pm 1\%$ , но на волнах с длиной около 10 см уже  $P < 1\%$  (см. 170a). В работе<sup>170b</sup> обнаружена поляризация целого ряда внегалактических радиоисточников на волне  $\lambda = 20$  см, достигающая  $P = 38\%$  для радиогалактики Центавр-A.

После того как начнет использоваться аппаратура, позволяющая надежно измерять небольшую поляризацию и обладающая высокой угловой разрешающей силой, поляризационные измерения, по всей вероятности, приобретут исключительно большое значение [см. в этой связи также последние статьи<sup>170в, г, д</sup> и замечания, сделанные ниже при обсуждении формулы (4.41)]\*.

\* Соответствующие возможности были в значительной мере ясны уже в 1953 г. (см. 4, 143, 147, 149), но только в последнее время привлекли к себе пристальное внимание. Это обстоятельство не случайно, поскольку и вся магнитотормозная теория космического радиоизлучения за пределами СССР долгое время оставалась непризнанной. В качестве типичного примера укажем на то, что посвященный магнитотормозной теории доклад, посланный на Манчестерский симпозиум по радиоастрономии в 1955 г., не был даже опубликован в трудах симпозиума. В то же время в этих трудах, вышедших в свет в 1957 г., помещена статья, связывающая нетепловое космическое радиоизлучение с гипотезой о существовании огромного количества радиозвезд (см. в этой связи 171, 172, 254).

## Влияние среды

До сих пор мы не принимали во внимание среду, в которой возникает и распространяется рассматриваемое магнитотормозное излучение. В то же время в некоторых случаях среда может оказывать существенное влияние на генерацию магнитотормозного излучения, а также изменять его свойства по пути от источника к наблюдателю. Остановимся теперь подробнее на этих эффектах.

В связи с только что рассмотренной поляризацией магнитотормозного излучения следует иметь в виду, что при распространении в ионизованном межзвездном газе направление поляризации и ее степень могут измениться из-за фарадеевского вращения плоскости поляризации<sup>150, 151, 166, 170д, 173, 174</sup>. Как известно, при прохождении волной расстояния  $L$  под углом  $\theta$  к магнитному полю  $H$  плоскость поляризации волны поворачивается на угол\*

$$\varphi = \frac{e^2 n_e H \cos \theta}{2\pi m^2 c^2 v^2} L = 2,36 \cdot 10^4 \frac{n_e L H \cos \theta}{v^2}, \quad (4.41)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов среды.

В космических условиях вращение плоскости поляризации приводит к деполяризации излучения в результате следующих двух эффектов.

Первый эффект связан с неоднородностью магнитного поля в картинной плоскости, приводящей к различному вращению плоскости поляризации в различных элементах телесного угла принимающего устройства. Этот эффект можно устранить повышением угловой разрешающей способности приемной антенны до тех пор, пока в пределы диаграммы направленности на каждом расстоянии будут входить только участки с однородным полем.

Второй возможной причиной деполяризации, даже в случае однородного магнитного поля, служит конечная глубина излучающей области. Дело в том, что излучение, возникающее на разных расстояниях от наблюдателя, будет испытывать различное вращение. В результате принимаемое суммарное излучение окажется в той или иной мере деполяризованным. Так, например, при значениях  $H = 3 \cdot 10^{-6}$  э,  $\cos \theta = 1/3$ ,  $n_e = 1$ ,  $v = 10^8$  гц ( $\lambda = 3$  м) и глубине излучающей области  $L = 1$  пс =  $= 3 \cdot 10^{18}$  см угол поворота плоскости поляризации излу-

\* Здесь учтено то обстоятельство, что распространение радиоволн ( $\lambda < 10$  км) в межзвездной среде ( $H \lesssim 10^{-5}$  э) практически всегда может считаться «квазипродольным» (см.<sup>175</sup>, § 37).

чения, приходящего от удаленной границы излучающей области, будет приблизительно на  $2\pi$  больше, чем для излучения, идущего от ближней границы. Так как промежуточные слои источника дадут все промежуточные углы поворота, то в данном случае излучение окажется практически полностью деполяризованным.

Вопрос о роли фарадеевской деполяризации в конкретных наблюдениях может быть решен измерением степени поляризации на двух близких частотах. Из-за сильной зависимости вращения от частоты переходная область от поляризованного к полностью деполяризованному излучению занимает весьма узкий интервал частот. Так, в приведенном примере уже на частоте  $3 \cdot 10^8$  гц ( $\lambda = 1$  м) максимальное различие в углах поворота составит только  $2\pi/9$  и деполяризация будет незначительной. При этом, конечно, предполагается, что излучение генерируется в одной области с однородным полем. Если же, как это в ряде случаев должно иметь место, на луче зрения имеется несколько излучающих областей (с различным направлением проекции поля  $H$  на картинную плоскость), то поляризация наблюдаемого излучения может быть значительно меньше поляризации излучения от отдельной области\*.

Кроме того, фарадеевское вращение на пути от излучающей области к наблюдателю приводит к повороту плоскости поляризации радиоизлучения. Этот последний эффект может быть, как ясно из формулы (4.41), использован для оценки среднего значения произведения  $n_e H \cos \theta$  вдоль луча зрения. Такая возможность особенно интересна, когда речь идет об измерениях поляризации радиоизлучения внегалактических дискретных источников (в этом случае можно надеяться получить ценные сведения о галактическом гало и метагалактическом пространстве)<sup>170</sup> в. д.

Влияние среды не исчерпывается фарадеевским вращением плоскости поляризации. Приведенные выше выражения для интенсивности магнитотормозного излучения в области малых частот нуждаются в уточнении, учитывающем отличие показателя преломления среды от единицы (см.<sup>4, 176, 177</sup>). Для ионизованного газа показатель преломления равен\*\*

$$\tilde{n} = \left(1 - \frac{n_e e^2}{\pi m v^2}\right)^{1/2} = \left(1 - \frac{0,8 \cdot 10^8 n_e}{v^2}\right)^{1/2} \quad (4.42)$$

\* Мы не останавливаемся здесь на деполяризации принимаемого излучения, связанной с конечной шириной полосы пропускания принимающего устройства (см.<sup>163</sup>).

\*\* Даже в поле  $H \sim 10^{-2}$ , которое еще может встретиться в туманностях, гирочастота  $\omega_H = eH/mc \sim 10^5$  и, следовательно, в радиодиапазоне

и в интересующих нас условиях ( $n_e < 10 \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu > 10^6 \text{ гц}$ ) крайне мало отличается от единицы. Поэтому рефракцией излучения на межзвездных облаках можно полностью пренебречь. Однако для самого процесса излучения ультрарелятивистских частиц даже малое отличие показателя преломления от единицы может оказаться существенным, как это хорошо известно, например, в случае черенковского излучения.

Дело заключается в том, что в среде с показателем преломления  $\tilde{n}$  в знаменателях выражений для напряженностей полей и интенсивности излучения вместо множителя (4.1) появляется взятый в некоторой степени множитель

$$1 - \left(\frac{v\tilde{n}}{c}\right) \cos \psi. \quad (4.43)$$

Отсюда, в частности, следует, что при  $\tilde{n} > c/v > 1$  вместо концентрации в направлении мгновенной скорости излучение сосредоточено вблизи поверхности черенковского конуса

$$\cos \psi = \frac{c}{nv}.$$

В интересующем нас случае разреженного ионизованного газа (межзвездная среда и газовые туманности — источники космического радиоизлучения)  $\tilde{n} < 1$  и если  $\tilde{n}$  отличается от единицы достаточно сильно, то релятивистский эффект, приводящий к появлению сильного направленного излучения, будет вообще отсутствовать. В самом деле, в этом случае знаменатель (4.43) даже при скорости частицы  $v$ , очень близкой к скорости света  $c$ , не будет малым, если только не выполняется условие  $1 - \tilde{n} < 1 - v/c \ll 1$ . Отсюда ясно, что влиянием среды можно пренебречь только при соблюдении неравенства

$$1 - \tilde{n}^2 \ll \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2. \quad (4.44)$$

При этом условии отличием  $\tilde{n}$  от единицы можно пренебречь и пользоваться приведенными выше выражениями для излучения в вакууме. На первый взгляд условие (4.44) устанавливает верхнюю границу допустимых энергий, при которых излучение не отличается от излучения в вакууме. В действительности же для ионизованного газа ситуация оказывается иной: излучение начинает отличаться от излучения в вакууме при уменьшении

$(\omega_H/\omega)^2 \ll 10^{-4}$  (при  $\lambda \ll 100 \text{ м}$ ). Поэтому влиянием магнитного поля на показатель преломления  $\tilde{n}$  можно пренебречь, если только речь не идет о рассмотренном выше вращении плоскости поляризации.

энергии частиц, чему соответствует низкочастотная часть спектра магнитотормозного излучения. В этом легко убедиться, если учесть, что показатель преломления (4.42) сам зависит от частоты, которая в свою очередь определяется энергией излучающей частицы. С помощью выражений (4.42) и (4.25) для характерной частоты излучения электрона с энергией  $E$  условие (4.44) можно представить в более удобной форме. Именно, запишем неравенство (4.44) в виде условия на диапазон излучаемых частот, для которых отличие показателя преломления от единицы несущественно:

$$\nu \gg \nu_n = \frac{ecn_e}{H_\perp} \simeq 15 \frac{n_e}{H_\perp}. \quad (4.45)$$

Приведенные качественные оценки подтверждаются строгим расчетом<sup>176,177</sup>, который для среды с показателем преломления  $\tilde{n} < 1$ ,  $1 - \tilde{n} \ll 1$  приводит к следующему выражению для мощности, излучаемой электроном в единичном интервале частот [ср. выражение (4.24)]:

$$P(\nu) = \sqrt{3} \frac{e^3 H_\perp}{mc^2} \left[ 1 + (1 - \tilde{n}^2) \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \right]^{-1/2} \frac{\nu}{v_c} \int_{\nu/v_c}^{\infty} K_{1/3}(\eta) d\eta, \quad (4.46)$$

где

$$\nu_c = v_c \left[ 1 + (1 - \tilde{n}^2) \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \right]^{-3/2}. \quad (4.47)$$

Отсюда видно, что при выполнении условия (4.44) отличием (4.45) от (4.24) действительно можно пренебречь.

В Галактике  $n_e \lesssim 1$  и  $H_\perp \gtrsim 10^{-6}$ , в связи с чем значение  $\nu_n = ecn_e/H_\perp \lesssim 10^7$ ,  $\lambda_n = c/\nu_n \gtrsim 30 \text{ м}$ . Обычно  $\lambda_n > 100 \text{ м}$ , так как в гало  $n_e \sim 10^{-2}$ ,  $H_\perp \sim 1 \div 3 \cdot 10^{-6}$  и в диске  $n_e < 1$ ,  $H_\perp \sim 3 \div 6 \cdot 10^{-6}$ . Положение может измениться в некоторых туманностях и, конечно, об условии (4.45) забывать не следует (см., например,<sup>177a</sup>).

Важной характеристикой среды служит коэффициент поглощения. Межзвездный газ, несмотря на его разреженность, может заметно поглощать радиоволны интересующего нас диапазона  $\nu \sim 10^6 \div 10^{10} \text{ гц}$  в результате столкновения электронов с ионизованными атомами среды (на квантовом языке при этом происходят так называемые свободно-свободные переходы в непрерывном энергетическом спектре). Столкновения электронов с нейтральными атомами в межзвездном газе совершенно несущественны, так как даже в так называемых облаках нейтрального водорода (HI-области) степень ионизации достаточно велика ( $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ ), чтобы определяющую роль



играли электрон-ионные соударения. В областях же ионизованного водорода (НИ-области), а также в сильно разреженном газе между облаками и вдали от галактической плоскости ионизация практически является полной.

Вследствие сильной разреженности межзвездного газа интересующие нас частоты радиодиапазона оказываются существенно большими, чем ленгмюровская частота межзвездной плазмы:

$$\nu_0 = \left( \frac{e^2 n_e}{\pi m} \right)^{1/2} \simeq 9 \cdot 10^8 \sqrt{n_e}. \quad (4.48)$$

В этих условиях коэффициент поглощения радиоволн определяется выражением (см., например, <sup>175</sup>, § 37)

$$\mu = 10^{-2} \frac{n_e^2}{T^{3/2} \nu^2} \left[ 17,7 + \ln \frac{T^{3/2}}{\nu} \right], \quad (4.49)$$

где  $T$  — температура среды (точнее  $T$  в (4.49) есть электронная температура), которая для областей ионизованного межзвездного газа по порядку величины равна  $T \simeq 10^4$  °К. Зная коэффициент поглощения  $\mu$ , можно вычислить оптическую толщину газа в некотором направлении:

$$\tau = \int \mu dr, \quad (4.50)$$

где интегрирование ведется по лучу зрения. Если  $\tau \gtrsim 1$ , то газ с температурой  $T \sim 10^4$  °К должен быть источником заметного теплового радиоизлучения. Его интенсивность при  $\tau \gg 1$  равна интенсивности излучения абсолютно черного тела:

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T \propto \nu^2, \quad (4.51)$$

т. е. в интересующей нас области частот ( $h\nu \ll kT$ ) пропорциональна квадрату частоты излучения (спектральный индекс теплового радиоизлучения  $\alpha = -2$ ). При произвольной оптической толщине излучение будет иметь интенсивность

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эфф}} = 3,07 \cdot 10^{-37} \nu^2 T_{\text{эфф}} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц} \cdot \text{стер}. \quad (4.52)$$

Здесь

$$T_{\text{эфф}} = T(1 - e^{-\tau}). \quad (4.53)$$

При  $\tau \ll 1$  эффективная температура излучения  $T_{\text{эфф}} \simeq T \cdot \tau \propto \nu^{-2}$  и поэтому интенсивность

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T \tau = \text{const}, \quad (4.54)$$

т. е. не зависит от частоты. Таким образом, для теплового излучения межзвездного газа спектральный индекс  $\alpha$ , характеризующий зависимость интенсивности от частоты,

$$I_\nu \sim \nu^{-\alpha} \quad (4.55)$$

изменяется в пределах  $-2 \leq \alpha \leq 0$ , а эффективная температура излучения не может быть выше температуры газа  $T$ . Эти два обстоятельства позволяют в принципе, с помощью наблюдений на различных частотах, надежно отделить интересующее нас магнитотормозное излучение релятивистских частиц от теплового радиоизлучения среды.

Поглощение радиоволн в межзвездной среде может существенно изменить спектр длинноволнового космического радиоизлучения, принимаемого на Земле <sup>143, 178</sup>. Например, для волн с длиной  $\lambda = 1$  км существенно поглощение даже в пределах солнечной системы (в межпланетной среде, видимо, можно в среднем положить  $n_e \sim 10^2$ , тогда по формуле (4.49) с  $T \sim 10^4$  оптическая толщина  $\tau = \mu L \sim 1$  для пути  $L \sim 5 \cdot 10^{13}$  см). При  $n_e \sim 10^{-2}$  и  $T \sim 10^4$  значение  $\tau \simeq 2 \cdot 10^{-11} L/\nu^2$  и поглощение на всем пути радиоволн в гало ( $L \sim 3 \cdot 10^{22}$  см) становится существенным для частот  $\nu \leq 10^6$  ( $\lambda \gtrsim 300$  м).

Таким образом, ясно, что в области длинноволновой радиоастрономии, базирующейся на спутниках <sup>178</sup>, учет поглощения в межпланетной и межзвездной среде совершенно необходим. Что же касается диапазона волн короче 10 м, которые обычно применяются в радиоастрономии, то в этой области обсуждаемое поглощение обычно мало, поскольку оно обратно пропорционально квадрату частоты (так, например, даже при  $n_e \sim 1$ ,  $T \sim 10^4$  и  $\lambda = 10$  м толщина  $\tau \sim 2 \cdot 10^{-22} L$ , т. е. поглощение могло бы сказаться только на очень низких галактических широтах; фактически в среднем в галактической плоскости, видимо,  $n_e \ll 1$  в связи с малой степенью ионизации в НИ-областях межзвездной среды).

Рассмотрим, наконец, возможную реабсорбцию магнитотормозного излучения самими релятивистскими частицами <sup>177, 179</sup>. Если бы энергетическое распределение излучающих электронов было равновесным (больцмановским) с некоторой температурой  $T$ , то при достаточной оптической толщине излучающей

\* Вопрос о концентрации газа и электронов в межпланетном пространстве неясен, особенно в отношении вклада, вносимого солнечными корпускулярными потоками. В периоды, когда мощность потоков минимальна, концентрация  $n_e < 10^2$ . Вместе с тем даже при  $n_e \simeq 5$  поглощение в пределах солнечной системы еще может играть роль.

области в результате реабсорбции наблюдалось бы обычное тепловое излучение, соответствующее этой температуре. Однако из-за неравновесного (степенного) характера спектра релятивистских электронов частотная зависимость излучения будет отличаться от излучения абсолютно черного тела (4.51) даже при большой оптической толще по отношению к самопоглощению (реабсорбции).

Для вычисления коэффициента поглощения, обусловленного реабсорбцией, можно воспользоваться соотношениями Эйнштейна между вероятностями излучения и поглощения квантов радиодиапазона. Изменение числа квантов в потоке излучения с интенсивностью  $I_\nu$ , связанное с переходами электронов из состояния 1 с энергией  $E - h\nu$  в состояние 2 с энергией  $E$  и обратно, равно  $B_{21}N_e(E)I_\nu - B_{12}N_e(E - h\nu)I_\nu$ , где  $B_{12}$  и  $B_{21}$  — эйнштейновские коэффициенты поглощения и вынужденного излучения, а  $N_e(E)dE$  — число электронов в единице объема с энергиями в интервале  $E, E + dE$ . Поэтому, с учетом всех возможных переходов, коэффициент поглощения  $\mu_r$  равен

$$\mu_r = -\frac{1}{I_\nu} \frac{dI_\nu}{dx} = \int \{B_{12}N_e(E - h\nu) - B_{21}N_e(E)\} h\nu dE. \quad (4.56)$$

Воспользуемся теперь соотношениями Эйнштейна  $B_{12} = B_{21} = A_{21} \frac{c^2}{2h\nu^3}$ , где вероятность спонтанного излучения  $A_{21}$  равна числу квантов, излучаемых электроном в единице телесного угла за единицу времени, и, следовательно, равна  $A_{21} = p(\nu)/4\pi h\nu$  [см. (4.24)]; здесь мы считаем, что излучение происходит в вакууме. В результате, если учесть, что с заметной интенсивностью идут лишь переходы с  $h\nu \ll E$  и поэтому можно положить  $N_e(E - h\nu) = N_e(E) = -h\nu \frac{\partial N_e}{\partial E}$ , получим следующее выражение для коэффициента поглощения за счет реабсорбции:

$$\mu_r = -\frac{c^2}{8\pi\nu^2} \int \frac{\partial N_e}{\partial E} p(\nu, E) dE. \quad (4.57)$$

Из этого выражения с помощью соотношений (4.24) и (4.27) в случае степенного спектра вида  $N_e(E) = K_e E^{-\gamma}$  [см. (4.29)] получим

$$\mu_r = f(\gamma) \frac{e^3}{6\pi m} \left[ \frac{3e}{2\pi m^3 c^5} \right]^{\gamma/2} K_e H_\perp^{\gamma/2+1} \nu^{-(\gamma/2+2)}. \quad (4.58)$$

Здесь коэффициент  $f(\gamma)$  определяется выражением

$$f(\gamma) = \frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{\gamma}{\gamma+2} \Gamma\left(\frac{3\gamma+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma+22}{12}\right). \quad (4.59)$$

В интервале значений  $\gamma = 1 \div 5$  коэффициент  $f(\gamma)$  изменяется от  $f(1) = 0,96$  до  $f(5) = 1,77$ . Подставляя в (4.58) численные значения постоянных, получим

$$\mu_r = f(\gamma) \cdot 0,65 \cdot 10^{-2} [3,5 \cdot 10^9]^\gamma K_e H_\perp^{\gamma/2+1} \nu^{-(\gamma/2+2)}. \quad (4.60)$$

Если глубина излучающей области  $l \gg 1/\mu_r$ , т. е. оптическая толща по отношению к самопоглощению больше единицы, то излучать будет лишь слой глубины  $\sim 1/\mu_r$  и поэтому спектральная зависимость наблюдаемого излучения будет иметь вид

$$I_\nu \propto \nu^{-(\gamma-1)/2} \nu^{\gamma/2+2} = \nu^{5/2}. \quad (4.61)$$

в отличие от частотной зависимости равновесного излучения (4.51).

Как будет показано в § 6, реабсорбция магнитотормозного излучения релятивистскими электронами в Галактике совершенно несущественна. Однако для некоторых туманностей — источников сильного магнитотормозного излучения, в которых велика концентрация релятивистских электронов, реабсорбция магнитотормозного излучения уже может играть заметную роль в низкочастотной части радиодиапазона.

## § 5. Некоторые радиоастрономические данные

Быстрое развитие радиоастрономии, особенно в последние годы, привело к накоплению большого материала, который не может быть сколько-нибудь подробно охвачен в этой книге. Поэтому, отсылая за подробностями к соответствующим источникам, мы остановимся здесь только на некоторых моментах, особенно существенных для дальнейшего. Нас будут интересовать в первую очередь радиоастрономические данные, относящиеся к пространственному распределению, интенсивности и спектру нетеплового излучения Галактики, галактических туманностей и внегалактических объектов (галактик, скоплений галактик, межгалактической среды).

### Нетепловое радиоизлучение Галактики

Как известно, основная часть вещества в Галактике в виде звезд, облаков межзвездного газа и пыли сосредоточена в относительно очень тонком диске с радиусом 12—15 *kpc* и толщиной  $\sim 300$  *pc*. В пределах этого диска вещество распределено отнюдь не равномерно. Концентрация звезд сильно возрастает вблизи

центра Галактики, где расположено так называемое галактическое ядро — очень плотная область с размерами всего в несколько парсек. Кроме того, в остальной части галактического диска горячие (молодые) звезды и облака межзвездного газа сосредоточены в основном в спиральных ветвях или, как говорят, рукавах Галактики.

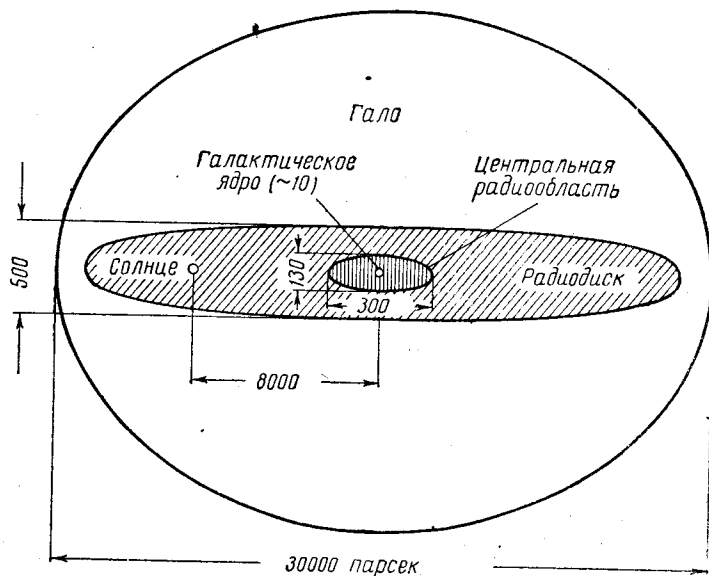


Рис. 9. Строение Галактики по радиоастрономическим наблюдениям в диапазоне метровых волн. Рисунок схематический, размеры указаны в парсеках

Уже первые исследования нетеплового радиоизлучения Галактики показали, что хотя его интенсивность и убывает с удалением от галактической плоскости, все же это убывание слишком мало, чтобы источники излучения можно было считать сосредоточенными только в пределах тонкого галактического диска. Это обстоятельство явилось новым независимым аргументом<sup>145</sup> в пользу существования галактической «короны» или «гало», которое первоначально было постулировано как резервуар космических лучей и необходимость которого вытекало также из соображений динамического характера<sup>183</sup> (см. также<sup>182</sup>). Впоследствии гало было обнаружено<sup>184</sup> также

у спиральной галактики М 31 в созвездии Андромеды, близкой по строению к нашей Галактике, а также у ряда других галактик.

Использование антенн с высокой степенью направленности позволило существенно уточнить и детализировать сведения об общем нетепловом галактическом радиоизлучении. Здесь, в частности, следует указать измерения<sup>185, 186</sup> на волнах 22 см и 3,5 м с угловым разрешением около 1°. В соответствии с результатами этих и последующих измерений в настоящее время можно выделить три основные пространственные области излучения, показанные схематически на рис. 9.

1. Галактическая корона или гало — охватывающая Галактику квазисферическая область со средним радиусом порядка  $10 \div 15 \text{ кпс} = (3 \div 5) 10^{22} \text{ см}$ . Большинство последних оценок

<sup>152, 187</sup> приводит к значению среднего радиуса гало  $R = 10 \text{ кпс}$  откуда объем гало  $V = 10^{68} \text{ см}^3$ . В пределах достигнутой точности измерений (и, главное, надежности выделения метагалактической составляющей) гало можно также считать эллипсоидом вращения с отношением осей, равным 1,5 (см.<sup>188</sup>). Из гало исходит большая часть (80—90%) всего космического радиоизлучения. Особенностью радиоизлучения гало является слабая зависимость его интенсивности от направления, а также от расстояния до галактического центра.

Определению спектрального индекса  $\alpha$  общего нетеплового радиоизлучения Галактики посвящено большое число работ, однако в их результатах, к сожалению, имеются значительные расхождения.

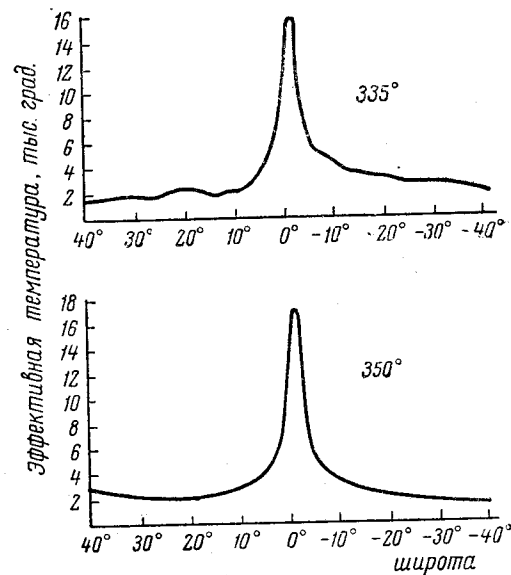


Рис. 10. Зависимость эффективной температуры нетеплового космического радиоизлучения на волне  $\lambda = 3,5 \text{ м}$  от галактической широты (для двух галактических долгот 335° и 350°)

Так, в <sup>5,150</sup> принято значение  $\alpha = 0,82$  ( $\gamma = 2\alpha + 1 = 2,64$ ); в более поздних работах <sup>152, 189</sup> используется значение  $\alpha = 0,7 \pm 0,1$ . Согласно <sup>190</sup>,  $\alpha = 0,5 \pm 0,1$ , а в работе <sup>191</sup> для области длин волн  $1,7 \leq \lambda \leq 7,9$  м получено значение  $\alpha = 0,37 \pm 0,04$ .

В работе <sup>196</sup> в результате сопоставления имеющихся данных для диапазона частот 19,7—1390 МГц получено среднее значение спектрального индекса  $\alpha = 0,6 \pm 0,1$ . При этом учитывались только измерения в направлениях, отстоящих не менее чем на  $4 \div 5^\circ$  от галактической плоскости (в направлениях, более близких к галактической плоскости, существенную роль могут играть поглощение и тепловое излучение, обусловленные облаками ионизованного водорода).

Недавние тщательные измерения интенсивности радиоизлучения гало на нескольких частотах в диапазоне  $\nu = 26 \div 404$  МГц показали <sup>192</sup>, что спектральный индекс  $\alpha$  не остается постоянным, а плавно изменяется от  $\alpha = 0,35$  на нижнем конце этого диапазона до  $\alpha = 0,8$  в области высоких частот. Обнаруженное в этой работе непостоянство спектрального индекса, возможно, и объясняет указанное выше расхождение в значениях, полученных в разных работах. Возможные причины изменения спектрального индекса мы обсудим в § 6 и 17.

2. «Радиодиск» Галактики — область вблизи галактической плоскости, в которой интенсивность радиоизлучения существенно выше (приблизительно в  $6 \div 10$  раз), чем в гало, и довольно резко падает с удалением от галактической плоскости. Толщина радиодиска составляет около  $500$  пс  $= 1,5 \cdot 10^{22}$  см, в то время как толщина плоской подсистемы облаков межзвездного газа и молодых звезд в оптической спирали (эту область можно назвать оптическим диском)  $\leq 300$  пс. Характер перехода от радиодиска к гало ясен из рис. 10, на котором эффективная температура радиоизлучения  $T_{\text{эфф}}$  на волне  $3,5$  м представлена в зависимости от галактической широты для двух галактических долгот <sup>186</sup>. В пределах галактической плоскости изменение интенсивности с галактической долготой происходит немонотонно — вблизи направлений, касательных к спиральным рукавам, наблюдается более быстрое возрастание интенсивности <sup>152, 189</sup> (рис. 11). Это служит некоторым указанием на наличие в радиодиске спиральной структуры, причем «радиоспираль» как бы охватывает оптическую спираль в два-три раза меньшей толщины. Вопрос о спиральной структуре радиодиска остается еще, однако, в общем недостаточно ясным <sup>193-195</sup>.

Измерения в линии нейтрального водорода ( $\lambda = 21$  см) привели к существенному прогрессу в выяснении расположения

рукавов оптической спирали Галактики <sup>189, 197-200a</sup>. Общая картина здесь ясна из рис. 12, на котором крестом обозначен галактический центр, кружком с точкой — солнечная система, а светлые полосы отвечают обнаруженным скоплениям нейтрального водорода (следует иметь в виду, что условия наблюдения

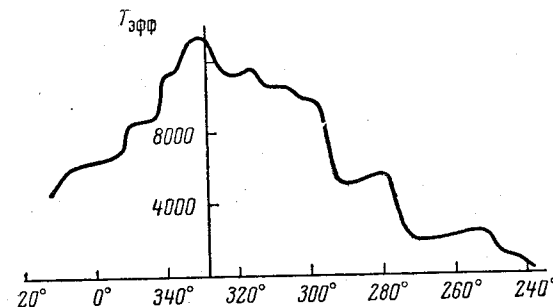


Рис. 11. Изменение  $T_{\text{эфф}}$  в диске в зависимости от галактической долготы

не позволяли исследовать область, лежащую на линии и вблизи линии Солнце — центр Галактики). Из рис. 12 и более полного анализа данных вытекает, что рукава спирали формируются лишь на расстоянии порядка  $3$  кпс от центра Галактики (солнечная система удалена от центра Галактики на  $8200$  пс). Кроме того, отдельных рукавов имеется довольно много, они неоднородны в отношении плотности газа и толщины вдоль своей оси и во многих местах разорваны (см., в частности, <sup>197</sup>).

На волне  $3,5$  м полное излучение «диска» примерно в  $10$  раз слабее полного излучения гало, хотя интенсивность излучения в диске почти на порядок выше. Это объясняется малым объемом диска по сравнению с объемом гало. Любопытно, что, несмотря на сильное различие в интенсивностях, спектр радиоизлучения диска, по крайней мере в направлении галактического антицентра, мало или совсем не отличается от спектра гало (см. <sup>192, 192a</sup>). По последним измерениям <sup>192</sup> спектральный индекс радиодиска  $\alpha$  в области частот  $100 \div 300$  МГц плавно изменяется от  $\alpha = 0,8$  для более высоких частот к  $\alpha = 0,35$  для более низких.

3. «Центральная радиообласть» Галактики — область, окружающая галактический центр (ядро). Размеры находящегося здесь источника нетеплового радиоизлучения, интенсивность которого возрастает к центру, составляют примерно  $300$  пс

(большая ось) и 130 пс (малая ось)<sup>185, 201</sup>. Из радионаблюдений в линии нейтрального водорода ( $\lambda = 21$  см) в последние годы выяснилось<sup>189, 197, 202, 202a</sup> много интересного также и о распределении (в центральной области) нейтрального водорода. Водород концентрируется в слое с толщиной  $\sim 100$  пс и его средняя концентрация  $n \sim 1-2$  см<sup>-3</sup>. Вся эта масса нейтрального водорода и, очевидно, заключенные в этой области звезды (их концентрация в 500—1000 раз выше, чем в окрестности Солнца) быстро вращается (скорость составляет около 200 км/сек на расстоянии  $\sim 100$  пс от центра).

В центральной части рассматриваемой области Галактики обнаружено (по тепловому радиоизлучению ионизованного водорода)<sup>202, 202a, 203</sup> галактическое ядро с диаметром  $\sim 8$  пс. Аналогичное ядро, представляющее собой плотное звездное облако с массой  $\sim 1,3 \cdot 10^7 M_{\odot}$  ( $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$  г — масса Солнца) и приблизительно тем же размером, имеется и в туманности М 31 (Андромеда)<sup>204</sup>. Ядро туманности М 31 вращается как целое с огромной скоростью, совершая полный оборот за  $0,5 \cdot 10^6$  лет. Ядра галактик содержат ионизованный водород и должны быть источниками теплового радиоизлучения (это излучение обнаружено пока только для ядра Галактики). В центре ядра Галактики, которое, разумеется, не имеет резких границ, концентрация достигает значения  $n \sim (3-10) \cdot 10^2$  см<sup>-3</sup>.

#### Магнитные поля в Галактике

Высокая интенсивность и изотропия космических лучей даже очень больших энергий могут быть объяснены только в предположении, что космические лучи в течение длительного времени удерживаются в пределах Галактики. В связи с этим было высказано предположение<sup>182, 205</sup>, что существует крупномасштабное галактическое магнитное поле, которое и является таким удерживающим фактором. После обнаружения в 1949 г. поляризации света удаленных звезд, которая объясняется неизотропным поглощением света на ориентированных магнитным полем частицах межзвездной пыли, относительно существования галактических магнитных полей практически уже не оставалось сомнений\*. Дополнительным аргументом в пользу существования таких полей является специфическая форма некоторых галактических туманностей<sup>207</sup>, а также общие соображения динамики ионизованного газа<sup>208</sup>. Мы не говорим уже о самом нетепловом радиоизлучении Галактики, которое

\* Обзор работ по поляризации света звезд содержится в<sup>206</sup>.

находит естественное объяснение только в рамках магнитотормозной гипотезы.

Оценки напряженности галактического магнитного поля, основанные на анализе поляризации света звезд, на соображениях о балансе энергии магнитного поля и энергии движения газовых масс в Галактике, а также на условиях гравитационной устойчивости спиральных рукавов, приводят к близким значениям  $H \simeq 1 \gamma = 10^{-5}$  э (см., например,<sup>209</sup> § 22). В самих спиральных рукавах Галактики магнитное поле, по-видимому, сильнее, чем вне рукавов<sup>210</sup>. Измерения зеемановского расщепления линии поглощения  $\lambda = 21$  см в спектре мощных источников радиоизлучения (линия поглощения образуется в результате прохождения слоя межзвездной среды), согласно<sup>211</sup>, давали в качестве верхней границы напряженности магнитного поля значение  $(0,5 - 1) \gamma$ . Однако по последним данным<sup>211a</sup> в спирали (в облаке нейтрального водорода) таким методом обнаружено поле  $H \sim 3 \cdot 10^{-5}$  э = 3γ. Заметим для сравнения, что напряженность магнитного поля в солнечной системе, непосредственно измеренная за пределами геомагнитного поля на спутнике с очень вытянутой орбитой, в период соответствующих наблюдений составляла<sup>212</sup> в среднем около 20 γ (см. также<sup>181</sup>).

Обычно считается, что магнитное поле в рукавах в значительной мере упорядочено. Этот вывод делается на основании сведений о поляризации света звезд, направление которой остается более или менее постоянным на больших участках неба. К такому же выводу о существовании упорядоченного поля вдоль рукава приводит анализ формы ряда галактических туманностей (см.<sup>198, 207</sup>). Однако все эти данные относятся только к некоторому среднему полю, причем усреднение обычно происходит по довольно большой области. С фактом существования такого упорядоченного среднего поля, по-видимому, вполне совместимо присутствие в спирали также хаотических, неупорядоченных полей или, во всяком случае, заметных локальных отклонений направления поля от среднего. В частности, в работах<sup>213, 214</sup> приводятся некоторые аргументы в пользу того, что магнитное поле в рукавах не является однородным, а имеет скорее винтовой характер.

Определенные сведения о характере магнитного поля в спирали могут дать радиоастрономические наблюдения. Это относится, во-первых, к измерениям интенсивности в зависимости от направления. В самом деле, как ясно из формулы (4.28), при изотропном распределении излучающих электронов интенсивность радиоизлучения  $I$ , пропорциональна зна-

чению  $H_{\perp}^{\gamma+1} = (H \sin \theta)^{\gamma+1}$  вдоль луча зрения. Поэтому, например, при наблюдении вдоль однородного поля интенсивность равна нулю. К сожалению, для спиральных рукавов этот эффект сглаживается даже при вполне упорядоченном поле в связи с искривлением рукава. Тем не менее тщательные измерения на разных частотах и с высокой угловой разрешающей силой могут выявить характер отклонений магнитного поля в рукавах от строгой упорядоченности, а также дадут возможность определить удельный вес нетеплового излучения в области оптической спирали и вклад радиоизлучения рукавов в полное излучение радиодиска. Хотя имеющиеся данные еще не допускают однозначной интерпретации, все же вывод о заметной неупорядоченности поля в рукавах представляется наиболее естественным<sup>193, 194, 194a, 408</sup>. Представляется также вероятным, что средняя по углам интенсивность излучения из рукавов несколько выше средней интенсивности в радиодиске. Это может быть связано с увеличением напряженности поля и, возможно, концентрации космических лучей в рукавах.

С проблемой радиоизлучения рукавов связан также вопрос о природе одной характерной особенности на радионебе, которую иногда называют «радиопоясом». В статье<sup>215</sup> существование радиопояса связывалось с упорядоченным полем в рукаве, в котором находится Солнце. Эта гипотеза, однако, не выдержала критики<sup>6, 152, 216-218</sup>. Радиопояс, по-видимому, не имеет никакого отношения к упорядоченности поля в рукаве, а связан либо со структурными образованиями в гало<sup>152</sup> (именно такая возможность более вероятна в свете последних данных<sup>223a</sup>), либо с локальной неоднородностью в галактической спирали или с существованием оболочки сверхновой, вспыхнувшей недалеко от солнечной системы<sup>216, 223</sup>.

Очень важные данные о магнитном поле в гало и в рукавах могут также дать измерения поляризации радиоизлучения. Известные до последнего времени измерения такого рода относились к общему галактическому радиоизлучению и результаты их были в значительной мере противоречивыми. Согласно<sup>163</sup>, поляризация общего галактического радиоизлучения на волне  $\lambda = 1,45 \text{ м}$  ( $\nu = 203 \text{ Мгц}$ ) достигает 5% (в направлениях с галактической широтой больше  $5^\circ$ ). В то же время в работе<sup>219</sup> и более поздней работе<sup>220</sup> соответственно на волнах  $\lambda = 1,87 \text{ м}$  ( $\nu = 159,5 \text{ Мгц}$ ) и  $\nu = 1,5 \text{ м}$  ( $\nu = 215 \text{ Мгц}$ ) не было обнаружено поляризации, превышающей возможную ошибку измерений порядка 1%. Поляризация не была также обнаружена в работе<sup>218</sup>. Хотя все указанные измерения относились к различ-

ным участкам неба и поэтому сделать окончательный вывод еще нельзя, все же следует иметь в виду следующие два обстоятельства, которые делают вполне возможным отрицательный результат, т. е. отсутствие заметной поляризации в диапазоне метровых волн.

Во-первых, поляризация общего галактического радиоизлучения может быть крайне малой или практически вовсе отсутствовать из-за нерегулярности поля в гало (в отличие от рукавов здесь нет оснований ожидать существования магнитного поля, сколько-нибудь упорядоченного во всем объеме).

Во-вторых, в рассматриваемом диапазоне частот существенную роль может играть фарадеевская деполаризация излучения из-за конечной глубины излучающей области. Так, при концентрации электронов  $n_e \sim 10^{-2}$  в поле  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$  излучение окажется полностью деполаризованным при глубине излучающей области  $\sim 100 \text{ пс} = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}$  [см. (4.41)]. Однако при  $n_e \sim 10^3$  поляризация радиоизлучения гало для волн длиной  $1 \div 2 \text{ м}$  все же может достигать нескольких процентов<sup>221</sup>. Поэтому, разумеется, вопрос о поляризации общего галактического радиоизлучения можно решить только на основании надежных и достаточно полных экспериментальных данных.

Сказанное хорошо иллюстрируется на примере измерений поляризации в галактической плоскости (т. е. в области радиодиска). Как из измерений<sup>163</sup>, так и из теоретических соображений (учет фарадеевского вращения плоскости поляризации) можно было ожидать, что в направлении галактической плоскости поляризация радиоизлучения отсутствует или во всяком случае меньше поляризации в области средних и больших галактических широт. Этот вывод противоречит, однако, результатам измерений<sup>164</sup> поляризации различных участков неба на волне  $\lambda = 73 \text{ см}$  ( $\nu = 408 \text{ Мгц}$ ) с угловым разрешением  $2^\circ$  и шириной полосы пропускания  $1,9 \text{ Мгц}$  (см. также<sup>164a, 408</sup>). Полученные данные свидетельствуют о довольно значительной поляризации излучения, которая достигает в одном из направлений в галактической плоскости значения  $P = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2) \approx 5 \div 10\%$ .

Более полные данные позволяют детализировать картину распределения межзвездных магнитных полей по направлениям; сейчас же можно сделать только грубую оценку степени однородности магнитного поля в рукавах. При этом вначале не будем учитывать вращения плоскости поляризации в межзвездной среде. Тогда для степени поляризации  $P = 10\%$  и спектрального индекса  $\alpha \approx 0,8$ , который соответствует рассматриваемому диапазону частот  $\nu \approx 400 \text{ Мгц}$ , из формул



(4.31) и (4.38) следует, что отношение квадратов регулярного  $H$  и хаотического  $H_c$  полей в галактической плоскости равно  $\beta^2 = 0,1$ ; отсюда регулярное поле  $H \leq 0,3 H_c$ . Если же поле упорядочено только в рукавах и они дают около половины полной интенсивности излучения радиодиска, то степень поляризации излучения рукавов должна составить около 20%. При этом  $\beta^2 = 0,2$  и в рукавах  $H \leq 0,5 H_c$ . Лишь в том случае, если интенсивность рукавов составляет только около  $1/8$  полной интенсивности радиодиска, поляризацию излучения рукавов можно было бы считать полной [ $I_0 = 73\%$  при  $\alpha = 0,8$ , см. (4.31)] и, следовательно, поле полностью регулярным. При этом наблюдаемое уменьшение степени поляризации до 10% объяснялось бы существенным ( $\geq 80\%$ ) вкладом неполяризованного излучения остальной части радиодиска. Однако такая возможность представляется маловероятной, поскольку на долю рукавов приходится не менее  $1/5$  расстояния по лучу зрения в галактической плоскости, а напряженность поля в рукавах обычно считается в два-три раза большей, чем вне рукавов [при этом отношение интенсивностей излучения рукавов и остальной части диска составит  $I_{\text{рук}}/I_{\text{диск}} \geq (1/4)(2 \div 3)^{1,8} \geq 1$ , см. формулу (4.33)].

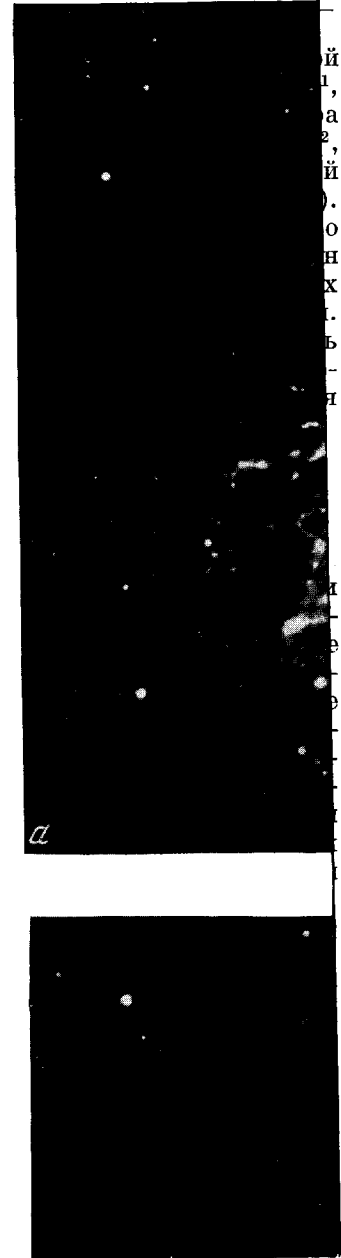
Следует, кроме того, иметь в виду, что наблюдаемая поляризация порядка 10% соответствует малым участкам в картинной плоскости, где поле может оказаться более однородным, чем в среднем по рукаву.

В приведенных оценках, как было указано, не учтена возможность фарадеевской деполаризации излучения. Последняя могла бы привести к тому, что так сказать локальная степень поляризации радиоизлучения в рукавах была бы больше наблюдаемой, а поле соответственно более однородным, чем это следует из приведенных оценок. В связи с этим нужно заметить, что наблюдения свидетельствуют об отсутствии сколь угодно существенного фарадеевского вращения плоскости поляризации. Достаточно сказать, что сильная зависимость фарадеевского вращения от частоты и соответственно малая ширина области перехода от полностью поляризованного к полностью деполаризованному излучению делают маловероятной возможность того, что частота  $\nu = 408 \text{ Мгц}$  как раз попадает в эту область. Во всяком случае, это может быть легко проверено измерением поляризации на частоте, в полтора-два раза отличающейся от рассматриваемой.

При толщине радиорукава  $\sim 500 \text{ пс}$ , напряженности поля  $H = 3 \cdot 10^{-6}$  и  $\cos \theta \simeq 1$  отсутствие фарадеевской деполаризации означает, что концентрация электронов в рукавах не

мых направлениях в среднем  $\cos \theta \ll 1$ .

7 В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский



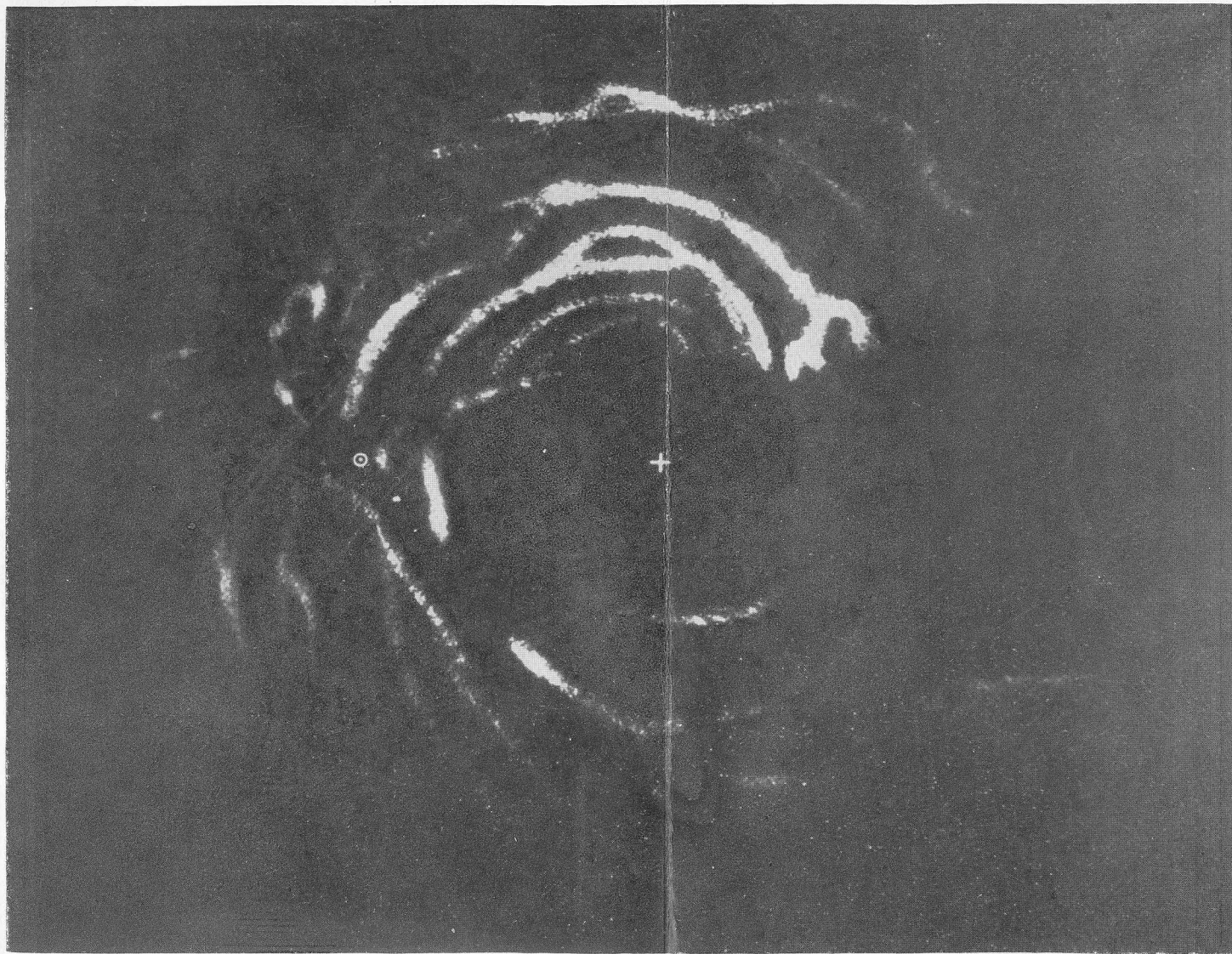


Рис. 12. Строение рукавов Галактики по данным о концентрации нейтрального водорода (измерения интенсивности линии с  $\lambda = 21 \text{ см}$ )

Крестик — центр Галактики; кружок с точкой — положение солнечной системы; белые полосы — скопления нейтрального водорода (нужно иметь в виду, что область на линии центр — Солнце и вблизи нее не могла быть исследована)

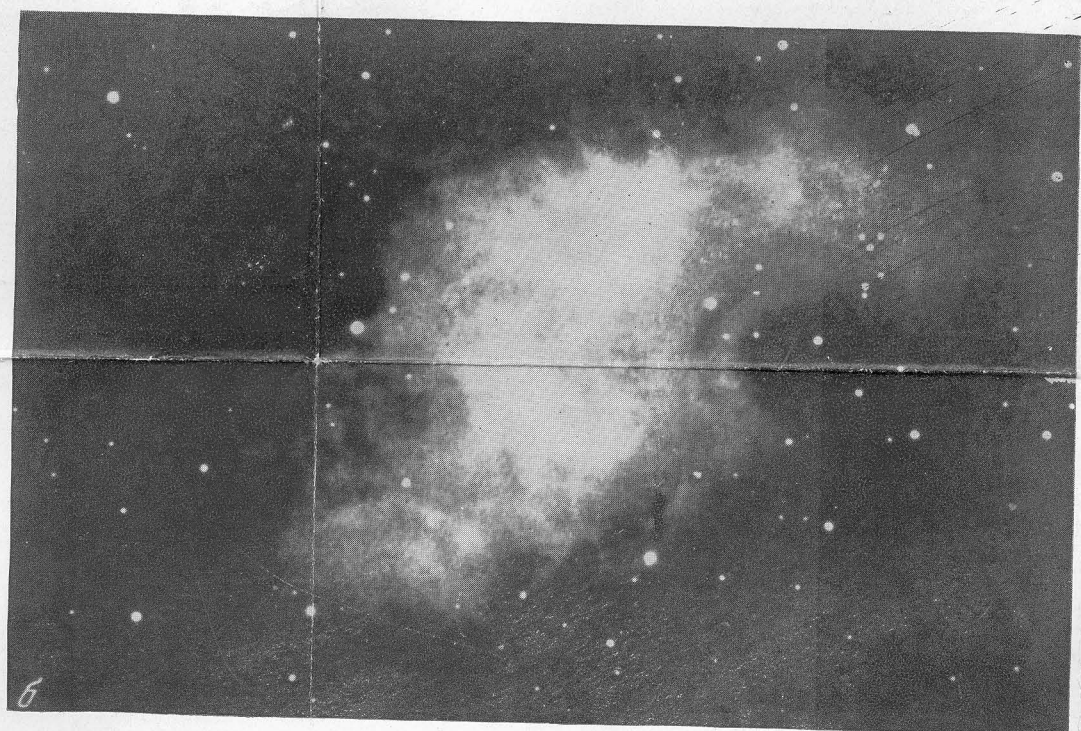
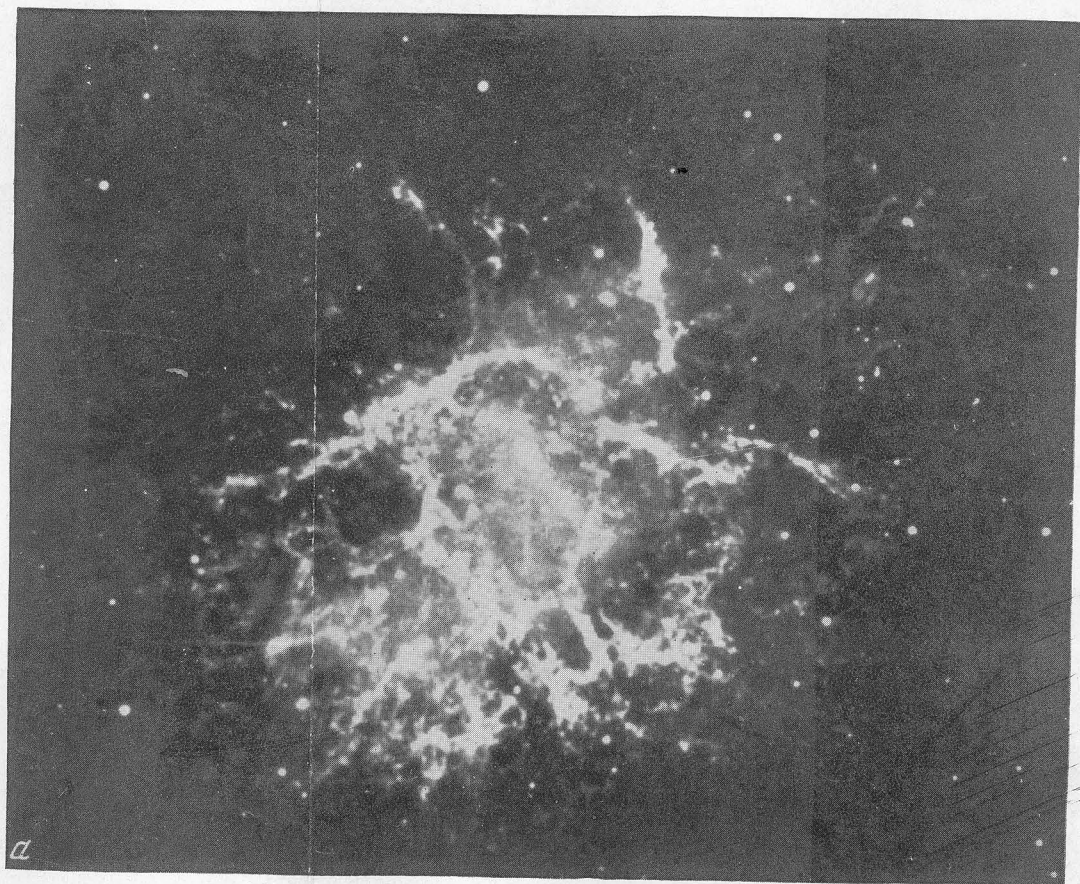
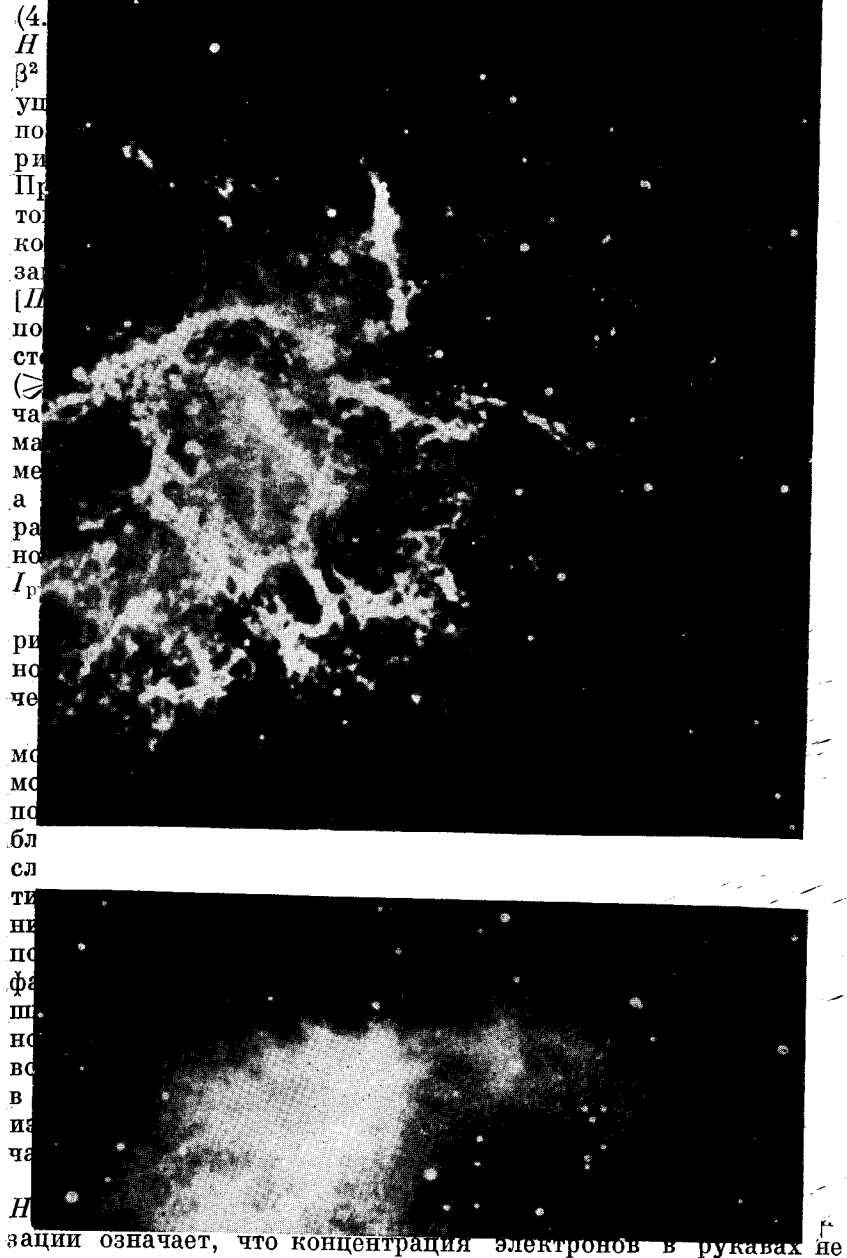


Рис. 13. Крабовидная туманность (радиоисточник Телец-А):  
а — снимок в одной из сильных спектральных линий; б — снимок в сплошном  
(непрерывном) спектре



превосходит значения  $n_e \simeq 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  (пользуясь формулой (4.41) при  $H = 3 \cdot 10^{-6}$ ,  $\nu = 408 \text{ МГц}$ ,  $\cos \theta = 1$  и  $L = 1,5 \cdot 10^{21}$ , видим, что угол  $\varphi = 2\pi$  при  $n_e \simeq 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ ). В силу характера этой оценки\* еще можно принять, что в рукавах  $n_e \sim 10^{-2}$ , но никак нельзя считать степень ионизации в рукавах близкой к единице (концентрация газа в рукавах  $n \sim 1$ ; см. <sup>209</sup>, § 22). Поскольку высокая степень ионизации наблюдается только в HII-областях, а в большей части диска водород не ионизован (области HI), значения  $n \sim 1$  и  $n_e \sim 10^{-2}$  в качестве средних для всего рукава представляются, по-видимому, совместимыми.

В свете изложенного не кажется невероятной и модель гало, в которой в среднем  $n_e \sim 10^{-3}$ , что дало бы возможность наблюдать небольшую поляризацию радиоизлучения гало в метровом диапазоне <sup>221</sup>.

*Галактические дискретные источники —  
оболочки сверхновых звезд*

Еще до того, как радиоастрономические наблюдения стали эффективным средством изучения распределения релятивистских частиц в пространстве, высказывалось предположение о том, что вспышки сверхновых звезд являются мощным механизмом генерации космических лучей <sup>222</sup>. Это предположение основывалось, по-существу, только на энергетических соображениях, поскольку было известно, что сверхновые представляют собой наиболее значительный по энерговыделению процесс в пределах Галактики и в энергетическом отношении могут обеспечить наблюдаемую интенсивность космических лучей. Каких-либо других аргументов в пользу этой точки зрения в то время не было.

Разумеется, огромное выделение энергии в виде света, хотя и привлекало внимание к сверхновым как возможным источникам космических лучей, само по себе еще не гарантировало одновременного появления значительного количества релятивистских частиц. Решающий шаг в этом направлении был сделан в результате отождествления ряда дискретных источников космического радиоизлучения с газовыми туманностями, возникшими на месте вспышек сверхновых, и выяснения магнетотормозной природы нетеплового космического радиоизлучения. После этого уже не оставалось сомнений в том,

\* В частности, не исключена возможность того, что в рассматриваемых направлениях в среднем  $\cos \theta \ll 1$ .



что оболочки сверхновых являются мощными источниками релятивистских частиц.

В настоящее время практически все известные галактические сверхновые отождествлены с дискретными источниками нетеплового радиоизлучения. Есть основания считать, что и, наоборот, почти все галактические дискретные источники нетеплового излучения\* возникли в результате вспышек сверхновых<sup>150</sup>. Тот факт, что в действительности дискретных радиоисточников известно, значительно больше (несколько тысяч), чем идентифицированных остатков сверхновых, объясняется многими причинами. Прежде всего, подавляющая часть дискретных радиоисточников связана с внегалактическими объектами — о них речь пойдет дальше. Кроме того, регистрация вспышек сверхновых в Галактике возможна лишь в ограниченной окрестности солнечной системы, где не сказывается межзвездное поглощение света; к тому же такая регистрация ведется более или менее систематически лишь в течение весьма ограниченного промежутка времени. Так, даже отождествление ряда довольно ярких и сравнительно молодых дискретных радиоисточников с галактическими сверхновыми<sup>150</sup>, например Крабовидной туманности — с оболочкой сверхновой 1054 г., потребовало использования средневековых хроник и летописей.

По своим оптическим характеристикам, а также общему энерговыделению и распределению в пространстве сверхновые делятся на два типа. Сверхновые первого типа принадлежат к сферической подсистеме звездного населения Галактики, концентрирующегося к галактическому центру. Вспыхивающая звезда обладает сравнительно малой массой, а вспышка происходит на заключительной стадии медленной эволюции звезды; в основном — это старые звезды. Массы выброшенных газовых оболочек составляют приблизительно  $\geq 0,1 M_{\odot}$ , а скорости их разлета  $1000 \div 3000$  км/сек, что соответствует выделению при вспышке энергии  $10^{48} \div 10^{49}$  эрг.

Сверхновые второго типа концентрируются к галактической плоскости и принадлежат тем самым к плоской подсистеме звездного населения Галактики. Это — массивные молодые звезды, эволюция которых происходит быстро. Массы выброшенных оболочек составляют  $\lesssim 10 M_{\odot}$ , а скорости разлета

\* В литературе<sup>346, 409</sup> имеются указания на существование галактических радиоисточников особого типа, быть может представляющих собой звезды (радиозвезды). Однако, по последним сведениям, эти источники являются далекими радиогалактиками.

5–10 тыс. км/сек. Выделяющаяся при вспышке энергия достигает значения  $\sim 10^{52}$  эрг<sup>245</sup>.

В табл. 7 приведены некоторые из галактических дискретных радиоисточников, отождествленных с газовыми туманностями — оболочками сверхновых. Первые десять из них относятся к остаткам сверхновых второго типа. Наиболее мощный из этих источников — Кассиопея-А; по имеющимся данным, эта вспышка произошла только около 250 лет назад<sup>224</sup>. Скорость разлета оболочки этой сверхновой превосходит 7000 км/сек.

Волокнистая туманность в Лебеде представляет собой оболочку сверхновой, вспыхнувшей примерно  $10^5$  лет назад. Довольно старыми являются также некоторые другие протяженные оболочки: IC 443, Корма-А, Парус-Х, волокнистая туманность в Возничем и другие (см. <sup>225, 226</sup>).

Последние три радиоисточника из приведенных в табл. 7, отождествленные с оболочками сверхновых 1054 г. (Телец-А — Крабовидная туманность, см. рис. 13), 1572 г. (сверхновая Тихо Браге) и 1604 г. (сверхновая Кеплера), обычно относятся к сверхновым первого типа.

В нашей Галактике сверхновые второго типа вспыхивают в среднем один раз в 50–100 лет, а сверхновые первого типа может быть несколько реже — раз в 100–200 лет. Правда, эти цифры являются лишь ориентировочными; не исключена и меньшая частота вспышек. Поскольку частота вспышек сверхновых определяет энергетику космических лучей, весьма желательно уточнение этих цифр. Из частоты вспышек и времени жизни оболочек следует, что в принципе может быть обнаружено много остатков сверхновых — порядка тысячи (см. <sup>151</sup>, стр. 468). Однако большинство этих протяженных радиоисточников почти сливается с фоном, а в оптической части спектра они являются весьма слабыми объектами. Поэтому, по крайней мере сейчас, приведенная оценка частоты вспышек не противоречит числу обнаруженных оболочек сверхновых<sup>224</sup> (см. также <sup>194a</sup>).

Большой интерес представляет вопрос о характере и величине магнитного поля в туманностях — оболочках сверхновых. Непосредственных данных в этом отношении пока нет и оценки напряженности поля производятся косвенным путем, при некоторых простых предположениях (см. § 6). Лишь в случае Крабовидной туманности, для которой обнаружена поляризация магнитотормозного излучения как в оптическом, так и в сантиметровом диапазонах<sup>152, 165–168</sup>, можно сделать некоторые выводы о структуре, а также получить независимую оценку напряженности магнитного поля<sup>159</sup>. Эта оценка основывает-

ся на известной величине ускорения  $1,1 \cdot 10^{-3}$  см/сек<sup>2</sup> при расширении туманности вдоль большой оси и измеренной степени поляризации полного излучения туманности, которая на волне  $\lambda = 3$  см равна  $\Pi = 7\%$ . Приведем здесь эту оценку.

Если ускоренное расширение туманности по одной из осей обусловлено анизотропным магнитным давлением, то избыточное магнитное давление  $\Delta p = \overline{H^2}/8\pi$  можно выразить с помощью формулы (4.40) через наблюдаемую степень поляризации и средний квадрат напряженности магнитного поля в источнике. При  $\Pi = 0,07$  и  $\alpha = 0,35$  ( $\gamma = 1,7$ ) это дает  $\overline{H^2} = 0,073H^2$  и, следовательно,  $\overline{H^2} = 3,4 \cdot 10^2 \Delta p$ . Оценивая значение  $\Delta p \simeq NmLa$  по наблюдаемому ускорению  $a = 0,0011$  см/сек<sup>2</sup> размеру (большая полуось  $L \simeq 2,8 \cdot 10^{18}$  см) и плотности туманности (масса атома  $m \simeq 1,7 \cdot 10^{-24}g$ , концентрация  $N \sim 0,1 \div 1$  см<sup>-3</sup>), получим  $H = \sqrt{\overline{H^2}} = (0,4 \div 1,3) \cdot 10^{-3}$  э. К близким значениям приводят также и другие оценки<sup>165</sup>.

Важной характеристикой нетеплового излучения сверхновых служит спектральное распределение интенсивности. Для ряда источников спектр излучения измерен достаточно надежно и в широком интервале частот характеризуется постоянным спектральным индексом  $\alpha$ . Так, для источника Кассиопея-А в интервале частот  $3 \cdot 10^7 \leq \nu \leq 10^9$  спектральный индекс с большой точностью равен  $\alpha = 0,8$ . Интенсивность излучения Кассиопея-А на различных частотах часто используется как эталон при определении интенсивности других источников. Довольно хорошо изучен также спектр Крабовидной туманности, хотя здесь и имеется некоторая неопределенность при экстраполяции спектра от радиочастот к оптическим частотам. Так, для радиодиапазона частотная зависимость интенсивности, по-видимому, лучше всего описывается спектральным индексом  $\alpha = 0,25$ , хотя данным не противоречит и значение  $\alpha = 0,35$ , приводящее к согласию с интенсивностью, наблюдаемой в оптическом диапазоне<sup>227</sup>.

Более или менее надежны также данные о спектрах некоторых других источников, как, например, источников Корма-А, W 44, IC 443 и сверхновых 1604 г. и 1572 г. В то же время для ряда источников имеются большие расхождения в приведенных в литературе значениях спектрального индекса. В табл. 7 использованы значения, приведенные в<sup>228</sup>. В частности, для Волокнистой туманности в Лебеде принято значение  $\alpha = 0,5$ , в то время как в<sup>229</sup> спектральный индекс этого источника считается равным  $\alpha = 0,1 \pm 0,1$ . Заметим, что в<sup>229</sup> спектры ряда

источников считаются значительно более пологими, чем это обычно принимается, причем встречаются даже отрицательные значения  $\alpha$ , т. е. спектры, для которых интенсивность растет с частотой. В этой работе на основании изучения имеющихся данных делается вывод, что спектральный индекс убывает с увеличением возраста оболочек сверхновых (см. также<sup>251</sup>).

Однако точность измерения спектральных индексов и определения возраста оболочек пока еще не столь велика, чтобы можно было считать этот вывод убедительным.

В среднем для галактических источников  $\alpha = 0,6$ , причем имеется большой разброс в значениях от  $\alpha = 0,2$  до  $\alpha = 1,2$ , хотя в большинстве источников  $0,4 \leq \alpha \leq 0,8$  (см.<sup>152</sup>, стр. 291).

#### Внегалактические источники. Радиогалактики

Подобно нашей Галактике, источниками нетеплового радиоизлучения являются и многие другие «нормальные» галактики, в основном неправильные и спиральные.

В табл. 8 приведен ряд внегалактических источников рассматриваемого типа («нормальных» галактик). В отношении мощности радиоизлучения «нормальные» галактики близки к нашей Галактике или слабее ее. Одним из типичных и наиболее изученных объектов этого типа является галактика M 31 (Большая туманность в созвездии Андромеды), близкая по строению к нашей Галактике. Радиоизмерения с большим угловым разрешением<sup>184</sup> обнаружили существование гало в галактике M 31, что явилось независимым аргументом в пользу существования гало и в нашей Галактике. Спектральный индекс радиоизлучения M 31 равен  $\alpha = 0,5 \pm 0,1$  в метровом диапазоне<sup>230</sup> и увеличивается до  $\alpha = 1,1$  в области  $\nu = 1400$  Мгц<sup>231</sup>.

Для внегалактических источников в среднем спектральный индекс равен  $\bar{\alpha} = 0,9$  (см.<sup>152</sup>, стр. 291), причем встречаются значения от  $\alpha = 0,4$  до  $\alpha = 1,9$ . Кроме таких источников, которые удалось отождествить с оптическими объектами, существует еще ряд неидентифицированных радиоисточников (в основном внегалактических объектов), для которых спектральный индекс в среднем равен  $\bar{\alpha} = 1,2$ , причем встречаются значения до  $\alpha \simeq 2$ .

Помимо «нормальных» галактик, к внегалактическим радиоисточникам относятся также встречающиеся значительно реже «аномальные» объекты, которые, кроме большой мощности радиоизлучения, характеризуются некоторыми особенностями



строения. Это — так называемые «радиогалактики». Если вспышки сверхновых — самое грандиозное явление взрывного типа, наблюдающееся в галактиках (выделение энергии до  $10^{52}$  эрг), то «вспышки» галактик (возникновение радиогалактик), при которых энерговыведение достигает  $10^{61}$  эрг, не имеют себе равных по масштабам во всей известной части Вселенной, если не говорить о наблюдаемом расширении Метагалактики.

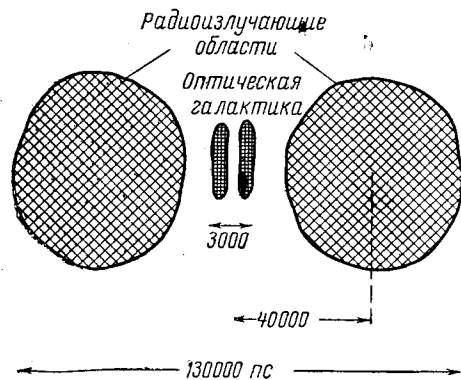


Рис. 14. Источник Лебедь-А (схема)

деленная темной пылевой полосой посередине (см. схематический рис. 14; масштаб не выдержан). Спектр этой радиогалактики имеет характерный излом на частоте  $\nu = 1500$  Мгц, вблизи которой спектральный индекс изменяется от значения  $\alpha = 0,75$  для меньших частот к значению  $\alpha = 1,25$  на больших частотах <sup>232-234</sup>. За исключением сравнительно близко расположенной сверхновой Кассиопея-А, этот весьма удаленный радиоисточник не имеет себе равного по яркости на всем радионебе.

Некоторые данные о радиогалактиках приведены в табл. 9. Двойным источником, напоминающим радиогалактику Лебедь-А, является также, например, радиогалактика Центавр-А <sup>235</sup>; однако ее размеры почти на порядок больше и имеется отличие в строении ее центральной (оптической) части по сравнению с радиогалактикой Лебедь-А.

Радиогалактика Дева-А (эта галактика является эллиптической) служит единственным известным представителем другого типа радиогалактик — этот объект имеет яркий односторонний выброс, оптическое излучение которого поляризовано и, безусловно, имеет магнитотормозную природу (рис. 15).

Одним из наиболее характерных примеров, и, кстати, первым из обнаруженных (1945 г.) дискретных радиоисточников служит радиогалактика Лебедь-А. Этот источник расположен на расстоянии 220 Мпс и состоит из двух частей (облаков), между которыми расположена видимая в оптическом спектре галактика, состоящая также из двух близких частей или раз-



Рис. 15. Галактика NGC 4486 (радиоисточник Дева-А)

Метод оценки энергии релятивистских частиц и напряженности магнитного поля в источниках космического радиоизлучения будет рассмотрен в § 6. В заключение этого параграфа отметим, что предположение <sup>236</sup> о существовании заметного радиоизлучения, исходящего из межгалактического пространства, не подтверждается <sup>152, 237, 238</sup>. Последний результат находится в соответствии с тем, что в <sup>236</sup> было использовано, по всей вероятности, недопустимо большое значение для энергии космических лучей в межгалактическом пространстве (о радиоизлучении межгалактического пространства подробнее см. в § 13).

### § 6. Космические лучи во Вселенной

Результатами радиоастрономических наблюдений мы будем пользоваться в первую очередь для определения концентрации, спектра и энергии релятивистских частиц в Галактике, а также в галактических и внегалактических дискретных источниках. Данные радиоастрономии, относящиеся к интенсивности нетеплового космического радиоизлучения, позволяют непосредственно судить только о пространственном распределении, спектре и энергии релятивистских электронов. Поэтому во всех выводах, относящихся к космическим лучам, состоящим в основном из атомных ядер, имеется некоторый элемент неопределенности, характер которой будет ясен из дальнейшего. Тем не менее современное состояние вопроса о космических лучах во Вселенной не идет ни в какое сравнение с ситуацией, существовавшей до установления связи между радиоизлучением и релятивистскими электронами во Вселенной, когда более или менее равноправными были совершенно различные предположения об источниках космических лучей.

#### Электронная компонента космических лучей в Галактике

Как следует из (4.33), спектральная интенсивность излучения электронов на частоте  $\nu$  в магнитном поле  $H$ , которое мы в дальнейшем будем считать изотропным (в среднем по лучу зрения), определяется выражением

$$I_\nu = 1,35 \cdot 10^{-22} a(\gamma) L K_e H^{\frac{\gamma+1}{2}} \left( \frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\nu} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}, \quad (6.1)$$

где  $L$  — протяженность излучающей области по лучу зрения, а  $K_e$  — коэффициент в степенном спектре электронов (4.29), отнесенном к единице объема.

Радиоастрономические методы позволяют непосредственно измерить частотную зависимость интенсивности излучения и тем самым определить показатель степени  $\gamma = 2\alpha + 1$  и коэффициент  $K_e$  в спектре электронов.

Воспользовавшись формулой (6.1), выпишем выражение для коэффициента  $K_e$  через интенсивность  $I_\nu$  или эффективную температуру излучения  $T_{\text{эфф}} = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu$  на некоторой частоте  $\nu$ :

$$K_e = \frac{7,4 \cdot 10^{21} \cdot I_\nu}{a(\gamma) L H} \left( \frac{\nu}{6,26 \cdot 10^{18} H} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} = \frac{8,9 \cdot 10^{22} H T_{\text{эфф}}}{a(\gamma) L} \left( \frac{\nu}{6,26 \cdot 10^{18} H} \right)^{\frac{\gamma+3}{2}}. \quad (6.2)$$

Как мы уже видели в § 5, в области частот  $\nu \gtrsim 300 \text{ Мгц}$  спектральный индекс нетеплового галактического радиоизлучения равен  $\alpha = 0,8$  и, следовательно, излучающие электроны имеют энергетический спектр с показателем  $\gamma = 2,6$ . Если, как об этом свидетельствуют данные работы <sup>192</sup> (см. § 5), спектральный индекс  $\alpha$  изменяет свое значение в области частот  $\nu \lesssim 300 \text{ Мгц}$ , приведенное значение показателя спектра электронов  $\gamma = 2,6$  относится только к области энергий [см. (4.36)]

$$E \gtrsim 2,5 \cdot 10^2 \left( \frac{\nu_1}{\nu_1(\gamma) H} \right)^{1/2} \text{ эв}, \quad (6.3)$$

т. е.  $E \gtrsim 10^2 \text{ эв} = 1 \text{ Бэв}$  при  $H \simeq 10^{-5} \text{ э}$ .

Для определения коэффициента  $K_e$  в спектре электронов воспользуемся данными работ <sup>145, 239</sup>, согласно которым в направлении галактического полюса, где можно пренебречь вкладом теплового излучения облаков ионизованного газа, эффективная температура излучения на волне  $\lambda = 75 \text{ см}$  ( $\nu = 400 \text{ Мгц}$ ) равна  $T_{\text{эфф}} = 25^\circ \text{К}$ . Полагая в выражении (6.2)  $L \simeq 10 \text{ кпс} = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}$  и  $H \simeq 10^{-5} \text{ э}$ , получим  $K_e = 2,6 \cdot 10^{-17}$ . Таким образом, спектр электронов в Галактике, усредненный по лучу зрения, имеет вид

\* Напомним, что всюду, если это не оговорено, используется абсолютная гауссова система единиц [например, в (6.2) частота  $\nu$  измеряется в герцах, поле  $H$  — в эрстедах, путь  $L$  — в сантиметрах и  $T_{\text{эфф}}$  — в градусах].

$$N_e(E) dE = \begin{cases} 2,6 \cdot 10^{-17} E^{-2,6} dE & (E \text{ в эрг}), \\ 7,8 \cdot 10^{-13} E^{-2,6} dE & (E \text{ в Бэв}). \end{cases} \quad (6.4)$$

Отсюда легко определить концентрацию электронов с энергией, большей некоторой заданной энергии:

$$N_e(\geq E) = \int_E^{\infty} K_e E^{-\gamma} dE = \frac{K_e}{\gamma-1} E^{-(\gamma-1)}. \quad (6.5)$$

Из (6.4) и (6.5) следует, в частности,  $N_e(E \geq 2,5 \text{ Бэв}) \simeq 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}$  и  $N_e(E \geq 1 \text{ Бэв}) \simeq 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}$ .

Принятое выше значение  $H = 10^{-5}$  э, по-видимому, несколько завышено, если иметь в виду среднее значение напряженности поля в гало. Если учесть, что согласно (6.2) и (6.5)  $N_e(\geq E) \propto H^{-(\gamma+1)/2}$ , то для значения  $\bar{H}_{\text{гало}} = 3 \cdot 10^{-6}$  э концентрация электронов в гало должна быть в  $(10^{-5}/3 \cdot 10^{-6})^{1,8} = 8,7$  раза больше, а именно:

$$\begin{aligned} N_e(E \geq 2,5 \text{ Бэв}) &\simeq 9,7 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}, \\ N_e(E \geq 1 \text{ Бэв}) &\simeq 4,4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}. \end{aligned} \quad (6.6)$$

В то же время у Земли (см. <sup>54</sup> и § 2) концентрация релятивистских электронов  $N_e(E > 7 \cdot 10^8 \text{ эв}) \leq 1,3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ , причем измерения производились в период повышенной солнечной активности и можно думать, что вдали от Солнца значение  $N_e$  несколько выше. Таким образом, в пределах доступной точности радиоастрономические данные и измерения у Земли приводят к одному и тому же выводу: концентрация электронов с энергией  $E > 1 \text{ Бэв}$  в космических лучах составляет по порядку величины сотую часть от концентрации всех космических лучей [см. § 1 и 2 и, в частности, значения (1.5)].

В области энергий  $E < 1 \text{ Бэв}$  спектр галактических релятивистских электронов, по-видимому, становится более пологим или вообще обрывается (см. ниже); поэтому плотность энергии релятивистских электронов можно считать равной  $w_e = N_e \cdot \bar{E} \sim 10^{-12} \text{ см}^{-3} \cdot 3 \cdot 10^9 \text{ эв} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ эв/см}^3$ , что составляет величину порядка одного процента от плотности энергии всех космических лучей  $w \simeq 0,3 \div 1 \text{ эв/см}^3$ . Принимая объем гало равным  $V \simeq (1 \div 5) \cdot 10^{68} \text{ см}^3$ , для полной энергии всех космических лучей и электронов в Галактике получаем соответственно значения  $W \sim 10^{56} \text{ эрг}$  и  $W_e \sim 10^{54} \text{ эрг}$ . Эти значения могут оказаться завышенными в несколько раз, если с удалением от плоскости Галактики плотность энергии космических лучей  $w$

уменьшается и, например, в среднем для гало  $w \sim 0,1 \text{ эв/см}^3$ . При использовании диффузионной картины (см. § 10) более вероятно предположение, что плотность энергии космических лучей сравнительно мало изменяется во всей занятой ими области с радиусом  $R \leq 10 \div 15 \text{ кпс}$ , т. е.  $w \sim 0,3 \div 1,0 \text{ эв/см}^3$ .

Обнаруженное изменение спектрального индекса излучения при  $\nu < 300 \text{ Мгц}$  не позволяет непосредственно распространить спектр (6.4) на область энергий  $E < 10^9 \text{ эв}$ . Более того, здесь вообще нет оснований считать энергетический спектр электронов степенным, так как спектральный индекс<sup>192</sup>  $\alpha \simeq 0,35$  относится лишь к малому интервалу частот  $\nu = 20 \div 100 \text{ Мгц}$ . В самом деле, в силу (4.37) спектр можно считать степенным с показателем  $\gamma = 1,7$  лишь в том случае, если спектральный индекс  $\alpha$  остается постоянным и равным 0,35 по меньшей мере при изменении частоты на два порядка (см. табл. 6 при  $\gamma = 1,7$ ). Правда, можно было бы думать, что спектр электронов (6.4) имеет место во всем интервале энергий, а наблюдаемое изменение спектра радиоизлучения в интервале  $20 \div 100 \text{ Мгц}$  обусловлено влиянием среды: отличим показателя преломления от единицы, поглощением в межзвездной плазме или реабсорбцией в газе самих релятивистских электронов. Приведем поэтому оценки возможной роли этих эффектов.

Как следует из (4.45), отличие показателя преломления от единицы могло бы быть существенным в рассматриваемой области частот  $\nu \simeq 10^8 \text{ гц}$  лишь при концентрации электронов:

$$n_e \geq \frac{\nu H_{\perp}}{15} \simeq 7, \quad (6.7)$$

где  $H_{\perp}$  принято равным  $10^{-6}$  э. Даже при этом, по-видимому, минимальном допустимом значении поля концентрация электронов среды оказывается заведомо слишком большой, если учесть, что речь идет о средней концентрации электронов в гало.

Поглощение в межзвездном газе может сильно изменить спектральный ход интенсивности излучения при условии, что оптическая толща излучающей области  $\tau$  сравнима с единицей. При этом [см. (4.49)]

$$\tau = \int \mu dr = \frac{10^{-2} \left[ 17,7 + \ln \left( \frac{T^{3/2}}{\nu} \right) \right]}{T^{3/2} \nu^2} \int n_e^2 dr, \quad (6.8)$$

где при переходе к последнему выражению температура считается постоянной вдоль луча зрения (или же выносится некоторое среднее значение соответствующего множителя); величина

$\int n_e^2 dr$  называется мерой эмиссии и обычно измеряется в единицах  $см^{-6} \cdot пс$ .

Для частоты  $\nu = 3 \cdot 10^7$  ( $\lambda = 10$  м) при  $T \simeq 10^4$  К получаем  $\tau \simeq 5 \cdot 10^{-4} \int n_e^2 dr$ , если  $\int n_e^2 dr$  измеряется в  $см^{-6} \cdot пс$ . Для типичной области НII (области ионизованного водорода) мера эмиссии равна  $3400$   $см^{-6} \cdot пс$  (см. <sup>153</sup>) и в рассматриваемом примере  $\tau \simeq 1,7$ ; это отвечает уменьшению интенсивности в  $e^\tau \simeq 5,5$  раза. Для гало при  $n_e = 10^{-2}$  и  $R = 15$  кпс мера эмиссии равна  $1,5$   $см^{-6} \cdot пс$  и поглощением излучения с  $\lambda = 10$  м можно пренебречь. Из этих оценок следует, что на волнах  $\lambda \sim 10$  м поглощением можно пренебречь лишь для достаточно высоких галактических широт (широты  $b \gtrsim 4-5^\circ$ ) и при условии, что на луче зрения нет областей НII.

Наконец, реабсорбция в релятивистском газе электронов была бы существенной лишь при условии [см. (4.60) при  $H_\perp \sim 3 \cdot 10^{-6}$  и  $\gamma = 2,6$ ], что коэффициент  $K_e$  в спектре электронов удовлетворяет условию  $K_e \gtrsim 2 \cdot 10^{-8}$ . Такая концентрация релятивистских электронов в гало совершенно исключена [см. (6.4)].

Таким образом, можно сделать вывод, что наблюдаемое изменение спектра радиоизлучения в области частот  $\nu \leq 10^8$  гц не может быть объяснено только влиянием среды на радиоизлучение или реабсорбцией и, по-видимому, отражает реальное изменение в энергетическом спектре релятивистских электронов в Галактике. Возможные причины такого изменения будут рассмотрены в § 7 и 17.

#### О радиоизлучении галактического диска и гало

Рассмотрим теперь более подробно вопрос о связи между радиоизлучением гало и диска Галактики. Этот вопрос является одним из наиболее важных в теории происхождения космических лучей, так как он тесно связан с вопросом о характере движения релятивистских частиц в Галактике и о пространственных областях накопления таких частиц. Здесь имеются две существенно различные точки зрения.

Одна из них заключается в том, что гало и спиральные рукава, дающие основной вклад в радиоизлучение диска, рассматриваются как обособленные, пространственно изолированные области Галактики, свободный обмен релятивистскими частицами между которыми запрещен в силу характера магнитного поля рукавов. В этом случае частицы, ответственные за радиоизлучение гало и диска, различаются не только по

своему пространственному распределению, но и в значительной мере по своему происхождению со всеми вытекающими отсюда следствиями.

Согласно второй точке зрения, космические лучи, в том числе и релятивистские электроны, более или менее свободно проникают из диска в гало и обратно, так что в конечном счете одни

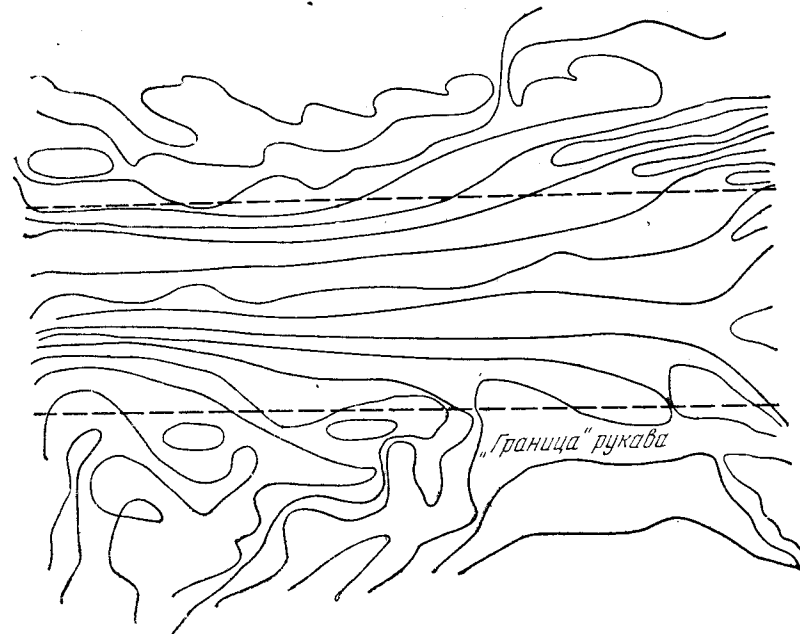


Рис. 16. Конфигурация поля в рукаве (схематическое изображение одной из возможностей)

и те же частицы ответственные за радиоизлучение и диска, и гало в соответствии с тем, в какой из указанных пространственных областей они в данный момент находятся. Ниже будет приведен ряд аргументов в пользу второй точки зрения, принятой в настоящей книге.

Космические лучи у Земли в высокой степени изотропны (см. § 3), причем эта изотропия, по крайней мере в отношении частиц высокой энергии, не может считаться локальной, относящейся только к окосолнечной области. Уже отсюда можно заключить, что космические лучи довольно свободно входят в рукава с обоих концов, а весьма вероятно и через стенки. Такое предположение особенно естественно, если учесть, что рукавов имеется много, они относительно коротки и как бы

«погружены» в огромный резервуар космических лучей — гало. Кроме того, более внимательный анализ движения космических лучей в межзвездных магнитных полях (см. § 10) дает основание считать, что такое движение, если речь идет о длительных промежутках времени, происходит значительно свободнее, чем это вытекает из простых следствий теории движения заряда в заданном магнитном поле.

Далее, нужно принять во внимание отмеченное утолщение радиодиска по сравнению с оптическим диском. Здесь возможны две причины. Во-первых, можно предположить, что концентрация радиоизлучающих электронов в оптических рукавах выше, чем в гало, и электроны из рукавов диффундируют в гало. Другими словами, расширение радиодиска можно приписать плавному изменению концентрации электронов<sup>225</sup>. Но в таком случае электроны должны иметь возможность выходить через стенки рукавов в гало. Упорядоченность и даже квазиоднородность поля в рукавах, по крайней мере в принципе, совместима с такой картиной. Действительно, упорядоченность поля вполне может сопровождаться большим рассеянием (выходом) магнитного потока из рукава (см. схематический рис. 16; соответствующую ситуацию еще легче представить себе в реальном трехмерном случае). Приведенные в § 5 указания на значительную нерегулярность поля рукавов вместе с особенностями диффузии космических лучей в галактических магнитных полях (см. § 10) делают указанную возможность еще более вероятной.

Во-вторых, причиной утолщения радиодиска может служить постепенное ослабление магнитного поля при переходе от спирали к гало. Часто, например, для каждой из этих областей принимаются соответственно значения  $H = (7 \div 10) \cdot 10^{-6}$  э и  $H = (3 \div 5) \cdot 10^{-6}$  э. Тогда, даже при постоянной концентрации релятивистских электронов, интенсивность будет убывать пропорционально  $H^{(\gamma+1)/2}$  \*. При уменьшении  $H$  в два раза и

\* Здесь распределение электронов считается изотропным как в диске, так и в гало. Если допустить, что при переходе электронов из диска в гало сохраняется адиабатический инвариант  $\sin^2 \theta / H = \text{const}$ , то изменение напряженности поля в два раза приведет к уменьшению интенсивности излучения, пропорциональному

$$H_{\perp}^{(\gamma+1)/2} = H^2 \frac{\gamma+1}{2} (\sin \theta)^{\frac{\gamma+1}{2}} \propto H^{\frac{3}{4}(\gamma+1)},$$

т. е. приблизительно в 6,5 раза. В силу ограничений, накладываемых теоремой Лиувилля (см. § 12), вопросы о сохранении адиабатического инварианта и об изменении концентрации электронов связаны между собой. Здесь мы, однако, можем не обсуждать этой проблемы, так как хотим подчеркнуть, лишь существование связи между диском и гало.

$\gamma = 2,6$  интенсивность излучения уменьшится в 3,5 раза. В действительности же интенсивность при переходе от диска к гало падает в 6—10 раз (см. § 5). Но, с другой стороны, в диске имеются области с более сильным полем (см., например, 194a). Поэтому нет оснований полагать, что концентрация релятивистских электронов в диске и гало существенно различаются между собой. Главное же, в плане рассматриваемого вопроса, утолщение радиодиска по сравнению с оптическим едва ли можно объяснить при отсутствии тесной связи между космическими лучами в оптической спирали и в гало, поскольку в случае изолированности оптической спирали естественно было бы ожидать резкого различия концентрации релятивистских электронов в гало и в диске, а также совпадения толщин оптического и радиодисков. Таким образом, из радионаблюдений можно сделать заключение либо о «прозрачности стенок» оптической спирали для космических лучей, либо, во всяком случае, о большой свободе обмена космическими лучами между гало и спиралью. Это значит, что рукава только в количественном отношении отличаются от других областей в гало и если, например, области гало с квазиоднородным полем характеризуются некоторым размером  $l \sim 10$  пс (см. § 10), то рукава представляют собой вытянутые области с толщиной  $d \approx 250$  пс и длиной  $L \approx 1 \div 10$  кпс. В такой модели, при изотропии космических лучей в гало, следует ожидать также изотропного распределения космических лучей по направлениям и в спирали.

Заметим, что в работе<sup>241</sup> также предлагается модель, согласно которой магнитное поле в диске и в особенности в гало является в значительной мере хаотическим и, например, в гало состоит как бы из отдельных петель (колец) силовых линий. Укажем, наконец, что в пользу существенной неупорядоченности магнитного поля в Галактике свидетельствуют веские соображения динамического характера<sup>242</sup>.

Как уже отмечалось, спектр нетеплового радиоизлучения Галактики в пределах достигнутой точности одинаков в гало, радиодиске и центральной радиообласти. Это обстоятельство также представляется наиболее естественным в условиях быстрого обмена космическими лучами между различными пространственными областями Галактики.

Объем радиодиска составляет около 5%, а объем центральной радиообласти около  $3 \cdot 10^{-4}$  % от объема гало. Можно считать, что в условиях свободного обмена частицами в первом приближении примерно такова же или несколько выше доля полной энергии космических лучей и релятивистских электро-

нов в Галактике, приходящаяся на эти области (полная энергия космических лучей в Галактике равна  $W \simeq 3 \cdot 10^{56}$  эрг; см. табл. 8). Здесь, однако, могут потребоваться известные, впрочем вполне естественные, уточнения. Так, в центральной области Галактики вспыхивает особенно много сверхновых первого типа, поэтому можно думать, что такие сверхновые поставляют космические лучи преимущественно в центральную область. Это может послужить причиной некоторого повышения концентрации космических лучей в центральной области по сравнению со средним значением для всей Галактики. Аналогичную роль в спиральных рукавах Галактики могут играть сверхновые второго типа.

*Космические лучи и магнитные поля  
в дискретных источниках*

Угловые размеры галактических и внегалактических туманностей — дискретных источников нетеплового радиоизлучения, как правило, малы и измеряемой величиной обычно служит не интенсивность, а спектральная плотность потока излучения  $F_\nu$ . Эта величина определяется как поток энергии излучения в единичном интервале частот, падающий по нормали на единичную площадку:

$$F_\nu = \int I_\nu d\Omega, \quad (6.9)$$

где интегрирование ведется по всему телесному углу, занятому источником. Если линейный размер источника  $L$  мал по сравнению с расстоянием до него  $R$ , а абсолютную величину напряженности магнитного поля и концентрацию релятивистских электронов можно приближенно считать постоянными по объему источника, то из (6.9) и (6.1) имеем

$$F_\nu = 1,35 \cdot 10^{-22} a(\gamma) \frac{K_V H^{\frac{\gamma+1}{2}}}{R^2} \left( \frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\nu} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}}, \quad (6.10)$$

где  $K_V = K_e V$  — коэффициент в энергетическом спектре электронов, отнесенном к полному объему источника  $V = \pi L^3/6$ . Здесь по-прежнему предполагается, что энергетический спектр электронов имеет вид

$$N(E) dE = K_V E^{-\gamma} dE \quad (6.11)$$

в интервале энергий

$$2,5 \cdot 10^2 \left( \frac{\nu_1}{Hy_1(\gamma)} \right)^{1/2} \leq E_{(эв)} \leq 2,5 \cdot 10^2 \left( \frac{\nu_2}{Hy_2(\gamma)} \right)^{1/2} \quad (6.12)$$

[ср. (4.37)], где  $\nu_1$  и  $\nu_2$  — крайние частоты наблюдаемого радиодиапазона, в котором спектральный индекс  $\alpha = (\gamma-1)/2$  имеет постоянное значение.

Выражая  $K_V$  через наблюдаемую на некоторой частоте  $\nu$  спектральную плотность потока излучения  $F_\nu$ , получим

$$K_V = \frac{7,4 \cdot 10^{21} R^2}{a(\gamma) H} F_\nu \left( \frac{\nu}{6,26 \cdot 10^{18} H} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (6.13)$$

Отсюда можно определить полное число релятивистских электронов в указанном интервале энергий:

$$N_e = \int_{E_1}^{E_2} K_V E^{-\gamma} dE = \frac{7,4 \cdot 10^{21}}{(\gamma-1) a(\gamma)} \frac{R^2 F_\nu}{H} \left[ \frac{y_1(\gamma) \nu}{\nu_1} \right]^{\frac{\gamma-1}{2}} \left\{ 1 - \left( \frac{y_2(\gamma) \nu_1}{y_1(\gamma) \nu_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \right\}. \quad (6.14)$$

Эта формула является, конечно, приближенной, так как при переходе от  $E_1, E_2$  к  $\nu_1, \nu_2$  использованы неравенства (6.12), определяющие каждый из пределов лишь с точностью до 10%. Поскольку обычно  $\nu_1 \ll \nu_2$  и  $y_2(\gamma) < y_1(\gamma)$ , то при  $\gamma > 1$  число электронов определяется практически только нижней границей частотного интервала и равно

$$N_e (> E_1) = \frac{7,4 \cdot 10^{21}}{(\gamma-1) a(\gamma)} \frac{R^2 F_\nu}{H} \left[ \frac{y_1(\gamma) \nu}{\nu_1} \right]^{\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (6.15)$$

Значения множителей  $a(\gamma)$  и  $y_1(\gamma)$  приведены в табл. 6 на стр. 77.

Аналогичным образом можно представить полную энергию электронов в источнике, ответственных за излучение в наблюдаемом интервале частот  $\nu_1 \leq \nu \leq \nu_2$ :

$$W_e = \int_{E_1}^{E_2} K_V E^{-\gamma+1} dE = A(\gamma, \nu) \frac{R^2 F_\nu}{H^{1/2}}, \quad (6.16)$$



где

$$A(\gamma, \nu) = \begin{cases} \frac{2,96 \cdot 10^{12}}{(\gamma-2) a(\gamma)} \nu^{1/2} \left[ \frac{y_1(\gamma) \nu}{v_1} \right]^{\frac{\gamma-2}{2}} \left\{ 1 - \left[ \frac{y_2(\gamma) v_1}{y_1(\gamma) v_2} \right]^{\frac{\gamma-2}{2}} \right\} \\ \quad \text{(при } \gamma > 2), \\ 1,44 \cdot 10^{13} \nu^{1/2} \ln \left[ \frac{y_1(\gamma) v_2}{y_2(\gamma) v_1} \right] \\ \quad \text{(при } \gamma = 2), \\ \frac{2,96 \cdot 10^{12}}{(2-\gamma) a(\gamma)} \nu^{1/2} \left[ \frac{y_2(\gamma) \nu}{v_2} \right]^{\frac{\gamma-2}{2}} \left\{ 1 - \left[ \frac{y_2(\gamma) v_1}{y_1(\gamma) v_2} \right]^{\frac{2-\gamma}{2}} \right\} \\ \quad \text{(при } \gamma < 2). \end{cases} \quad (6.17)$$

Выражение (6.16) позволяет по известным расстоянию до источника  $R$  и потоку излучения  $F_\nu$  на некоторой частоте  $\nu$  определить полную энергию релятивистских электронов в источнике, если известна напряженность магнитного поля  $H$ . К сожалению, пока нет надежных независимых методов оценки напряженности магнитного поля в источниках и поэтому при вычислении  $W_e$  приходится делать некоторые дополнительные предположения.

В качестве основного такого предположения обычно принимается, что энергия магнитного поля в источнике и энергия релятивистских частиц (космических лучей) имеют один и тот же порядок величины или, в первом приближении, просто равны друг другу. Фактически это предположение соответствует минимальной полной энергии системы поля и частиц при заданной мощности магнитотормозного излучения\*. Кроме того, магнитное поле с плотностью энергии, существенно меньшей плотности энергии релятивистских частиц, не смогло бы удерживать релятивистские частицы в ограниченном объеме источника, и в результате их утечки система сама собой пришла бы к состоянию, близкому к состоянию энергетического квазиравновесия между магнитным полем и релятивистскими частицами. Таким образом, представляется довольно разумным считать, что в источниках по порядку величины

$$W_H = W_{\text{кл}}, \quad (6.18)$$

\* Полная энергия частиц и магнитного поля в источнике как функция напряженности поля при заданной мощности излучения в силу (6.16) равна  $W = W_H + W_{\text{кл}} = C_1 H^2 + C_2 H^{-3/2}$ , где  $C_1$  и  $C_2$  — не зависящие от  $H$  коэффициенты. Определяя минимум этого выражения по  $H$ , найдем, что полная энергия минимальна при условии  $W_H = \frac{3}{4} W_{\text{кл}}$ .

где  $W_H = (H^2/8\pi) V$  — полная энергия магнитного поля, а  $W_{\text{кл}}$  — полная энергия релятивистских частиц (космических лучей и электронов) в радиоизлучающей туманности.

Данные радионаблюдений позволяют судить только о количестве и энергии электронов в источнике, поэтому для определения полной энергии всех релятивистских частиц нужно далее установить связь между этой величиной и энергией релятивистских электронов  $W_e$ . Каких-либо надежных методов оценки доли релятивистских электронов в полной энергии релятивистских частиц в настоящее время не существует, и поэтому в качестве второго существенного предположения обычно принимается, что энергия всех космических лучей в источнике просто пропорциональна энергии релятивистских электронов:

$$W_{\text{кл}} = \kappa W_e, \quad (6.19)$$

где коэффициент пропорциональности  $\kappa$  по порядку величины равен  $\kappa = 100$ . Выбор этого значения в известной мере произволен, но основанием для него может служить соотношение между космическими лучами и электронами в целом в Галактике, а также некоторые соображения, связанные с процессом ускорения частиц до релятивистских энергий<sup>4,5</sup>. Кроме того, в работе<sup>399</sup> значение  $\kappa \sim 100$  получено из условия равенства давления магнитного поля и космических лучей в оболочке Кассиопей-А и давления газа в газовых сгустках, наблюдаемых в этой туманности.

В этих предположениях по наблюдаемому потоку радиоизлучения можно непосредственно определить как напряженность магнитного поля, так и полную энергию космических лучей и электронов в источнике, если известны спектр, угловые размеры и удаленность источника. В самом деле, из (6.16), (6.18) и (6.19) вытекает

$$W_H \equiv \frac{H^2}{8\pi} \cdot V = \kappa A(\gamma, \nu) \frac{R^2 F_\nu}{H^{3/2}},$$

откуда

$$H = \left[ 48 \kappa A(\gamma, \nu) \frac{F_\nu}{R \Phi^3} \right]^{2/5}, \quad (6.20)$$

где  $A(\gamma, \nu)$  определено выражениями (6.17), а  $V = \pi L^3/6$  — объем и  $\Phi = L/R$  — угловой размер источника. При этом полная энергия космических лучей в источнике равна

$$W_{\text{кл}} = \kappa W_e = W_H = 0,19 [\kappa A(\gamma, \nu) F_\nu R^2]^{1/5} (R \Phi)^{3/5}. \quad (6.21)$$

В связи с быстрым расширением некоторых радиоизлучающих туманностей (в частности, оболочек сверхновых) поток их магнитотормозного излучения может довольно быстро изменяться со временем<sup>243</sup>. При отсутствии «подкачки» релятивистских электронов зависимость потока излучения от радиуса расширяющейся туманности можно оценить следующим образом. Расширение туманности сопровождается как уменьшением энергии релятивистских частиц, так и уменьшением напряженности магнитного поля. При этом энергия релятивистских частиц изменяется адиабатически, по закону  $E \propto V^{-1/3} \propto L^{-1}$ , где  $V$  — объем туманности,  $L$  — ее линейный размер (см. § 9). Соответствующая зависимость коэффициента  $K_V$  в энергетическом спектре (6.11) от размера туманности имеет вид  $K_V \propto L^{-\gamma+1}$ . Чтобы в этом убедиться, достаточно в выражение (6.11) подставить  $E = E_0 L_0 / L$ , где  $E_0$  и  $L_0$  — некоторые начальные значения  $E$  и  $L$ . Далее, из сохранения полного магнитного потока в туманности имеем  $H \propto L^{-2}$  (полный магнитный поток сохраняется с высокой степенью точности, так как проводимость среды очень велика<sup>209</sup>). Поэтому, согласно (6.10), зависимость потока магнитотормозного излучения от линейного размера расширяющейся туманности имеет вид

$$F_\nu \propto L^{-2\gamma}. \quad (6.22)$$

Например, для радиоисточника Кассиопея-А — оболочки сверхновой второго типа, скорость расширения которой составляет  $v \simeq 7000$  км/сек, а диаметр равен  $L \simeq 1,2 \cdot 10^{19}$  см, скорость убывания потока должна быть равна

$$\frac{1}{F_\nu} \frac{\partial F_\nu}{\partial t} = -2\gamma \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial t} = -2\gamma \frac{2v}{L} \simeq 6 \cdot 10^{-10} \text{ сек}^{-1}, \quad (6.23)$$

т. е. примерно 1,8% в год<sup>243</sup>. Этот эффект недавно установлен<sup>244</sup> по данным ряда наблюдений с 1949 по 1960 г., причем поток радиоизлучения Кассиопеи-А на частоте  $\nu = 81,5$  Мгц уменьшается на  $1,06 \pm 0,14\%$  в год. Некоторое расхождение между этим значением и проведенной выше оценкой не должно вызывать удивления. Достаточно сказать, что в (6.23) мы полагали  $\partial L / \partial t = 2v$ , как это должно быть при изотропном расширении оболочки. Однако в случае Кассиопеи-А расширение не изотропно. Кроме того, в принципе могут быть существенны и другие факторы («подкачка» электронов, нарушение соотношения  $H \propto L^{-2}$  в связи с наличием хаотических скоростей и др.).

Значения  $W_{\text{пл}}$  и  $H$  для отдельных источников

В табл. 7—9 приведены значения напряженности магнитного поля и энергии релятивистских частиц для ряда источников, вычисленные с помощью соотношений (6.20) и (6.24)\*. Эти вычисления основываются на известных данных об угловом размере, спектральной плотности потока излучения, спектральном индексе и расстоянии для каждого из приведенных источников. Первые две из этих величин довольно надежно определяются из радионаблюдений, и ошибками в измерении этих величин можно пренебречь, особенно, если учесть, что в силу ряда упрощающих предположений (изотропия, постоянство спектрального индекса, ход спектра вне наблюдаемого интервала и др.) сами выражения (6.20) и (6.21) являются приближенными.

Не очень существенна также возможная ошибка в определении спектрального индекса, так как выражения (6.20) и (6.21) довольно слабо зависят от его значения [см. (6.17)]. В тех случаях, когда спектральный индекс источника неизвестен (это относится к источникам НВ 3 и S 147 в табл. 7), при расчетах произвольно принято  $\alpha = 0,5$  и соответствующие результаты следует рассматривать лишь как ориентировочные.

Более существен некоторый произвол в определении границ  $\nu_1$  и  $\nu_2$  интервала частотного спектра, для которых в расчетах принято  $\nu_1 = 10^7$  гц и  $\nu_2 = 10^{10}$  гц, что соответствует диапазону, в котором в настоящее время ведется подавляющая часть радиоастрономических наблюдений. В случае Крабовидной туманности, спектр излучения которой продолжается, по видимому, с постоянным спектральным индексом<sup>227</sup>  $\alpha = 0,35$  до частот  $\nu \simeq 10^{15}$  гц, в табл. 7 приведены также результаты для  $\nu_2 = 10^{15}$  (см. строку 11 для  $\alpha = 0,35$ ). В этом случае напряженность магнитного поля и энергия частиц получаются в 1,5—2 раза большими, чем при  $\nu_2 = 10^{10}$  и том же  $\alpha$ . При расчетах всюду принято, что энергия релятивистских электронов составляет 1% от полной энергии всех космических лучей, т. е. в формуле (6.19) взят коэффициент  $\kappa = 100$ . Подобное предположение, как ясно из сказанного ранее, не является обязательным, но в большинстве случаев, вероятно, приближенно справедливо. Возможным исключением являются сверхновые первого типа и, в особенности, Крабовидная туманность (в этом последнем случае желательно понизить поле  $H$

\* В основу таблиц, с некоторыми изменениями, положены данные и результаты, собранные в работе<sup>228</sup>. Ряд новых сведений о структуре внегалактических источников см. в<sup>410</sup>.

Таблица 7

## Оболочки сверхновых

№ п/п	Радиокоточник	Угловой размер $\varphi$ , мин.	Расстояние $R$ , пс	Спектральный индекс $\alpha$	Плотность порога излучения $F_{\nu}$ при $\nu = 10^8$ гц, $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$	Излучаемая мощность $P_{\nu}$ в диапазоне $10^7 - 10^8$ гц, $\text{эрг/сек}$	Напряженность поля $H$ , $\text{э}$	Полная энергия релятивистских частиц $W_{\text{кл}}$ , $\text{эрг}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Кассиопея-А . . . . .	4	3400 (1000)	0,8	1,9·10 <sup>-22</sup>	2,5·10 <sup>35</sup>	1,3·10 <sup>-3</sup>	6,6·10 <sup>49</sup>
2	Парус-Х . . . . .	120	(1000)	0,7	1,2·10 <sup>-23</sup>	1,6·10 <sup>33</sup>	4,5·10 <sup>-5</sup>	5,1·10 <sup>49</sup>
3	W44, 3С 392, 2С 1607 . . . . .	22	(1000)	0,5	7,1·10 <sup>-24</sup>	1,6·10 <sup>33</sup>	1,7·10 <sup>-4</sup>	4,8·10 <sup>48</sup>
4	Корма-А, 08 S 4A . . . . .	50	(1000)	0,7	5,6·10 <sup>-24</sup>	7,8·10 <sup>32</sup>	7,5·10 <sup>-5</sup>	1,1·10 <sup>49</sup>
5	НВ 21, 3С 420, 2С 1725 . . . . .	80	(1000)	0,9	5,1·10 <sup>-24</sup>	4,8·10 <sup>32</sup>	5,3·10 <sup>-5</sup>	2,1·10 <sup>49</sup>
6	Волокнистая туманность в Лебедь . . . . .	170	770	0,5	4,2·10 <sup>-24</sup>	5,8·10 <sup>32</sup>	2,8·10 <sup>-5</sup>	2,6·10 <sup>49</sup>
7	IC 443, 3С 157, 2С 537 . . . . .	50	2000	0,5	4,0·10 <sup>-24</sup>	3,7·10 <sup>32</sup>	6,0·10 <sup>-5</sup>	5,3·10 <sup>49</sup>
8	НВ 9, 2С 437, 05 N 4A . . . . .	80	(1000)	0,8	1,4·10 <sup>-24</sup>	1,6·10 <sup>32</sup>	3,6·10 <sup>-5</sup>	1,0·10 <sup>49</sup>
9	НВ 3 . . . . .	120	(1000)	0,5	1,0·10 <sup>-24</sup>	2,4·10 <sup>32</sup>	2,3·10 <sup>-5</sup>	1,4·10 <sup>49</sup>
10	S147 . . . . .	180	(1000)	0,5	4,6·10 <sup>-25</sup>	1,1·10 <sup>32</sup>	1,3·10 <sup>-5</sup>	1,5·10 <sup>49</sup>
11	Телец-А (Крабовидная туманность, сверхновая 1054 г.) . . . . .	5	1100	0,35 0,25	1,7·10 <sup>-23</sup>	1,3·10 <sup>37</sup> 1,0·10 <sup>34</sup>	1,4·10 <sup>-3</sup> 1,0·10 <sup>-3</sup>	5,3·10 <sup>48</sup> 2,7·10 <sup>48</sup>
12	Сверхновая Кельера (сверхновая 1604 г.) . . . . .	2	1000	0,6	8·10 <sup>-25</sup>	1,4·10 <sup>32</sup>	6,9·10 <sup>-4</sup>	5,7·10 <sup>46</sup>
13	Сверхновая Тихо Браге (сверхновая 1572 г.) . . . . .	5,4	360	0,6	2,4·10 <sup>-24</sup>	5,5·10 <sup>31</sup>	5,4·10 <sup>-4</sup>	3,2·10 <sup>46</sup>

Примечание. Для радиокоточника Телец-А (Крабовидная туманность) значения  $P$ ,  $H$  и  $W_{\text{кл}}$ , соответствующие спектральному индексу  $\alpha = 0,35$ , вычислены при  $\nu_2 = 10^{15}$  гц. Для некоторых из рассматриваемых источников названия (индексы) указаны по различным каталогам (см. 180).

Таблица 8

## Внегалактические источники — нормальные галактики

№ п/п	Галактики	Угловой размер $\varphi$ , мин.	Расстояние $R$ , Мпс	Спектральный индекс $\alpha$	$F_{\nu} \nu = 10^8$ , $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$	$P$ , $\text{эрг/сек}$	$H$ , $\text{э}$	$W_{\text{кл}}$ , $\text{эрг}$
1	Галактика	—	—	0,8	—	4,4·10 <sup>38</sup>	6,0·10 <sup>-6</sup>	3,0·10 <sup>56</sup>
2	NGC 1068, M77	2,5	40	0,6	2,4·10 <sup>-25</sup>	4,3·10 <sup>39</sup>	2,9·10 <sup>-5</sup>	1,9·10 <sup>56</sup>
3	NGC 5236, M 83	23	4,0	0,9	4,0·10 <sup>-25</sup>	6,1·10 <sup>38</sup>	6,8·10 <sup>-6</sup>	5,4·10 <sup>56</sup>
4	NGC 3034, M 82	36	2,3	0,2	1,5·10 <sup>-25</sup>	4,7·10 <sup>38</sup>	5,7·10 <sup>-6</sup>	2,7·10 <sup>56</sup>
5	NGC 4631	19	5,3	0,7	1,0·10 <sup>-25</sup>	3,9·10 <sup>38</sup>	4,7·10 <sup>-6</sup>	3,4·10 <sup>56</sup>
6	NGC 224, M 31	200	0,73	0,5	2,7·10 <sup>-24</sup>	3,3·10 <sup>38</sup>	2,9·10 <sup>-6</sup>	4,0·10 <sup>56</sup>
7	NGC 5194/95, M 51	16	4,2	1,0	2,2·10 <sup>-25</sup>	3,2·10 <sup>38</sup>	8,2·10 <sup>-6</sup>	3,1·10 <sup>56</sup>
8	NGC 4490	10	5,3	1,0	1,0·10 <sup>-25</sup>	2,3·10 <sup>38</sup>	9,2·10 <sup>-6</sup>	1,9·10 <sup>56</sup>
9	NGC 5457, M 101	36	4,2	1,3	1,7·10 <sup>-25</sup>	2,1·10 <sup>38</sup>	4,9·10 <sup>-6</sup>	1,2·10 <sup>57</sup>
10	NGC 253	35	2,4	0,7	2,5·10 <sup>-25</sup>	2,0·10 <sup>38</sup>	4,5·10 <sup>-6</sup>	1,8·10 <sup>56</sup>
11	IC 342	30	2,2	1,1	4,7·10 <sup>-25</sup>	1,7·10 <sup>38</sup>	8,0·10 <sup>-6</sup>	2,8·10 <sup>56</sup>
12	NGC 4258	25	3,3	0,8	1,1·10 <sup>-25</sup>	1,4·10 <sup>38</sup>	4,5·10 <sup>-6</sup>	1,7·10 <sup>56</sup>
13	NGC 2403	30	2,3	1,0	1,1·10 <sup>-25</sup>	4,8·10 <sup>37</sup>	4,7·10 <sup>-6</sup>	1,1·10 <sup>56</sup>
14	NGC 55	60	2,4	0,7	4,1·10 <sup>-26</sup>	3,3·10 <sup>37</sup>	1,7·10 <sup>-6</sup>	1,3·10 <sup>56</sup>
15	IC 1613	80	0,69	0,6	1,6·10 <sup>-25</sup>	1,4·10 <sup>37</sup>	2,8·10 <sup>-6</sup>	2,0·10 <sup>55</sup>
16	NGC 598, M 33	105	0,69	1,0	2,3·10 <sup>-25</sup>	9,1·10 <sup>36</sup>	2,8·10 <sup>-6</sup>	4,4·10 <sup>55</sup>

Примечание. Угловые размеры источников взяты как среднее арифметическое из радиоразмеров по большой и малой осям, приведенных в работе<sup>247</sup>; расстояния и потоки взяты из работы<sup>228</sup>. Заметим, что галактики NGC 1068 и NGC 5457 часто относят к радиогалактикам.

Таблица 9

## Радиогалактики

№ п/п	Радиоисточник	Угловой размер $\varphi$	Расстояние $R$ , Мпс	Спектральный индекс $\alpha$	$F_{\nu} = 10^8$ $\text{см}^2/\text{м}^2 \cdot \text{с}^4$	$P$ , эрг/сек	$H$ , $\theta$	$W_{\text{кл}}$ , эрг
1	Лебедь-А, 3С 405 (двойной)	$2 \times 38''$	220	0,75	$1,3 \cdot 10^{-22}$	$7 \cdot 10^{44}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{60}$
2	3С 295, НВН 18, 14N5A	$4,5''$	2000	0,6	$1,8 \cdot 10^{-24}$	$1,3 \cdot 10^{45}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{60}$
3	Геркулес-А (двойной)	$2 \times 47''$	300	0,93	$6 \cdot 10^{-24}$	$5 \cdot 10^{43}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{60}$
4	Персей-А, NGC 1275: протяженный источник	$26'$	70	0,7	$6 \cdot 10^{-25}$	$4 \cdot 10^{41}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{59}$
	центральный источник	$1'$	70	0,7	$6 \cdot 10^{-25}$	$4 \cdot 10^{41}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{58}$
5	Гидра-А, 3С 338,	$42''$	200	0,9	$5 \cdot 10^{-24}$	$2 \cdot 10^{43}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$3,5 \cdot 10^{59}$
6	NGC 6166	$1,5'$	130	1,2	$1 \cdot 10^{-24}$	$1,2 \cdot 10^{42}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{59}$
7	Центавр-А, NGC 5128: протяженный источник (двойной)	$2 \times 180'$	3,8	0,77	$7,6 \cdot 10^{-23}$	$1,3 \cdot 10^{41}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{59}$
	центральный источник	$4,5'$	3,8	0,77	$1,8 \cdot 10^{-23}$	$3 \cdot 10^{40}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{56}$
8	Печь-А, NGC 1316: несимметричный двойной источник	$30'$	15,8	0,77	$5,6 \cdot 10^{-24}$	$1,7 \cdot 10^{41}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{58}$
		$25'$	15,8	0,77	$2,8 \cdot 10^{-24}$	$8 \cdot 10^{40}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{58}$
9	Дева-А, NGC 4486, М 87: протяженный источник	$10'$	11	0,8	$6 \cdot 10^{-24}$	$8 \cdot 10^{40}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{58}$
	«выбросы» в центральной части	$2 \times 23''$	11	0,8	$9 \cdot 10^{-24}$	$1,2 \cdot 10^{41}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{56}$

Примечание. В случае двойных симметричных источников указан угловой размер одного из них, а знак  $2 \times$  в столбце 3 означает, что источник двойной. Значения  $\varphi$ ,  $R$ ,  $\alpha$  и  $F_{\nu}$  взяты из работ<sup>180, 228</sup>. При этом расстояние  $R$  в ряде случаев определялось с использованием значения постоянной Хаббла  $h = 75 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$ . В настоящее время чаще принимается  $h = 100 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$ , и именно это значение использовано в § 13. Последние известные нам данные о расстояниях имеются в статье<sup>346</sup>, где приняты следующие значения  $R$ : Лебедь-А — 170 Мпс, 3С 295 — 1380 Мпс, Геркулес-А — 460 Мпс, Персей-А — 53 Мпс и Дева-А — 12 Мпс.

до значения  $\sim 10^{-4}$ , чтобы избежать предположения о существовании подкачки энергии в электронную компоненту; полю  $H \sim 10^{-4}$  отвечает значение  $\kappa < 1$ ).

Если коэффициент  $\kappa$  фиксирован, то наибольшая ошибка вносится неопределенностью в значениях расстояний до источников. Из приведенных в табл. 7 источников — сверхновых второго типа, расстояния фактически известны только для Кассиопеи-А, Волокнистой туманности в Лебедь и IC 443. Для остальных семи источников сколько-нибудь надежные измерения расстояний нам неизвестны. Поэтому для этих источников в табл. 7 расстояние условно принято равным 1000 пс, что по порядку величины не может сильно отличаться от истинного. Так как энергия релятивистских частиц  $W_{\text{кл}}$  пропорциональна  $R^{17/7}$  [см. (6.21)], то приведенные в табл. 7 значения  $W_{\text{кл}}$  могут быть легко пересчитаны по мере уточнения расстояний: ошибка вдвое в расстоянии до источника приводит к ошибке в оценке его энергии в 5,4 раза. Заметим, что предложенная в<sup>245</sup> шкала расстояний до радиоизлучающих остатков сверхновых второго типа дает для всех этих неизвестных расстояний близкие значения от 1000 до 2000 пс. Эта шкала расстояний основана на предположении, что для всех вспышек сверхновых второго типа начальные условия и дальнейшая история одинаковы, а наблюдаемые различия обусловлены просто различным возрастом соответствующих расширяющихся оболочек. При этом спектральные индексы излучения всех таких оболочек полагаются в первом приближении постоянными и одинаковыми ( $\alpha = 0,5$ ). Последнее предположение представляется наиболее слабым местом в рассуждениях и должно быть как-то обобщено с целью учесть наблюдаемые различия в спектральных индексах и их возможную зависимость от времени (см. в этой связи работу<sup>245а</sup>).

С перечисленными выше оговорками значения, приведенные в последнем столбце табл. 7—9, дают представление о полной энергии всех релятивистских частиц в оболочках сверхновых, в нормальных и радиогалактиках\*. В силу принятых предположений таково же и значение полной энергии магнитного поля.

\* Значения полной энергии  $W_{\text{кл}}$ , приведенные в табл. 7—9, как правило, отличаются от соответствующих значений, полученных ранее в работе<sup>246</sup> и приведенных в<sup>6</sup>. Это объясняется более строгим учетом в (6.21) границ энергетического спектра, а также использованием более новых исходных данных.

В табл. 7—9 приведены также значения мощности источников радиоизлучения в диапазоне частот  $\nu = 10^7 \div 10^{10}$  *гц*, которая определяется (при  $F_\nu = \text{const } \nu^{-\alpha}$ ) выражением

$$P = 4\pi R^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu = 4\pi R^2 F_\nu \frac{\nu^\alpha \nu_2^{1-\alpha}}{1-\alpha} \left[ 1 - \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{1-\alpha} \right]. \quad (6.24)$$

Приведенные значения интегральной мощности  $P$  характеризуют скорость потерь энергии источников на излучение в радиодиапазоне. Так, например, для радиогалактики Лебедь-А скорость потери энергии радиоизлучающими электронами составляет  $P \simeq 7 \cdot 10^{44}$  *эрг/сек* (см. табл. 9), тогда как полная энергия этих электронов, видимо, равна  $W_e = 3 \cdot 10^{58}$  *эрг* (т. е. равна 1% от энергии всех космических лучей  $W_{\text{кл}}$ ). Поэтому при отсутствии «подкачки» электронов длительность радиоизлучающей фазы по порядку величины не может превышать  $T \sim W_e/P \simeq 10^6$  лет. Вывод о малом возрасте ( $\sim 10^6$  лет) радиогалактики Лебедь-А следует также из анализа формы (излома) спектра радиоизлучения этого источника <sup>233</sup>.

В отношении нашей Галактики приведенные в табл. 8 значения  $H$ ,  $W_{\text{кл}}$  и  $P$  получены из формул (6.20), (6.21) и (6.24), если в последних  $R^2 F_\nu$  заменить на  $VI_\nu/L$ . При этом объем Галактики  $V$  принят равным  $3 \cdot 10^{68}$  *см*<sup>3</sup>, в качестве  $I_\nu$  выбрана интенсивность радиоизлучения в направлении галактического полюса ( $T_{\text{эфф}} = 25^\circ \text{K}$  при  $\nu = 400$  *Мгц*) и  $L \simeq 10$  *кпс* — протяженность гало в этом направлении. Другие оценки энергии для Галактики приведены в § 11.

## ДВИЖЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Основные характеристики первичных космических лучей, такие, как концентрация, энергетический спектр и химический состав; зависят в первую очередь от свойств источников космических лучей. Поэтому при обсуждении вопроса о происхождении космических лучей их источникам обычно уделяется особенно большое внимание. Вместе с тем в формировании наблюдаемых характеристик космических лучей не менее важную и в значительной мере не зависящую от источников роль играет среда, в которой космические лучи движутся по пути от источников. Так, например, интенсивность космических лучей наряду с мощностью источников определяется также временем жизни (накоплением) космических лучей в Галактике. Кроме того, при движении в межзвездной среде существенные изменения претерпевает химический состав космических лучей и, по крайней мере в области очень высоких и нерелятивистских энергий, их энергетический спектр.

Вопрос об изменении свойств космических лучей в межзвездной среде на пути от источников особенно важен в связи с тем, что о самих источниках известно пока еще очень мало. Поэтому при обсуждении вопроса о происхождении космических лучей во многих случаях мы вынуждены основываться не на каких-либо конкретных сведениях об их источниках, а, наоборот, делать выводы о свойствах источников, исходя из данных о космических лучах у Земли и о характере их движения и взаимодействия в межзвездном газе.

В настоящей главе будут рассмотрены основные процессы, сопровождающие движение космических лучей в межзвездном пространстве. К таким процессам относятся ядерные и электромагнитные взаимодействия космических лучей с частицами среды, возможные механизмы ускорения заряженных частиц в движущейся намагниченной плазме, заполняющей межзвезд-

ное пространство, а также влияние межзвездных магнитных полей на характер самого движения космических лучей в Галактике. Эти же процессы в той или иной мере происходят при движении космических лучей в метагалактическом пространстве, а также и в самих источниках космических лучей.

Таким образом, с точки зрения области применимости результатов излагаемый в этой главе материал имеет достаточно общее значение. Кроме того, поскольку речь идет главным образом о явлениях, хорошо изученных в лабораторных условиях, а соответствующие результаты не связаны с какими-либо конкретными представлениями об источниках космических лучей, они должны учитываться в любых теоретических построениях, относящихся к области астрофизики космических лучей.

### § 7. Потери энергии и фрагментация ядерной компоненты

В этом параграфе мы рассмотрим взаимодействие протонов и более тяжелых ядер, входящих в состав космических лучей, с веществом, заполняющим Галактику и Метагалактику. Это взаимодействие приводит к потере энергии, фрагментации и поглощению ядерной компоненты, что сказывается на концентрации, энергетическом спектре и химическом составе космических лучей, наблюдаемых у Земли. Однако, прежде чем перейти к изложению этого круга вопросов, мы остановимся кратко на имеющихся данных о распределении вещества во Вселенной.

#### *Распределение вещества в Галактике и Метагалактике*

В пределах Галактики основная масса вещества заключена в звездах, причем масса всех звезд равна примерно  $10^{11} M_{\odot} = 2 \cdot 10^{44} \text{ г}$  (масса Солнца  $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33} \text{ г}$ ). Следующей в порядке убывания массы составляющей служит межзвездный газ. По порядку величины полная масса межзвездного газа в Галактике оценивается в  $10^9 M_{\odot}$  (более точное значение см. ниже). Основной составляющей межзвездного газа является водород, затем следует гелий; вкладом более тяжелых элементов в полную массу межзвездного газа в пределах существующей точности можно пренебречь. В соответствии с космической распространенностью элементов водород по числу атомов составляет около 90% межзвездного газа, остальные 10% приходятся на долю гелия (согласно <sup>46</sup>, процентное содержание водорода и гелия во

Вселенной равно 93 и 7%, тогда как в <sup>47</sup> приняты соответственно значения 87 и 13%). Более 90% межзвездного водорода находится в нейтральном состоянии, однако степень ионизации межзвездного водорода, как и его пространственное распределение, весьма неоднородны (водород ионизирован в так называемых облаках III, окружающих горячие звезды; число этих облаков равно примерно 5% от числа всех облаков газа, находящихся в оптическом диске Галактики, имеющем толщину около 300 пс).

В дальнейшем важнейшей характеристикой межзвездного вещества будет служить средняя концентрация газа  $n$  в занимаемой космическими лучами области пространства. При этом, конечно, определяющую роль играет выбор области усреднения концентрации. Как уже указывалось, космические лучи в Галактике занимают квазисферический объем  $V = (1 \div 5) 10^{68} \text{ см}^3$ . По ряду соображений (см. § 6 и 10) можно думать, что космические лучи довольно свободно обмениваются между различными частями этого объема и, в частности, выходят из спирали в гало и наоборот. Кроме того, имеются основания предполагать, о чем еще пойдет речь ниже, что космические лучи проникают и в плотные облака межзвездного газа. Поэтому простейшее и в то же время вполне естественное предположение о средней концентрации  $n$  состоит в том, что значение  $n$  определяется просто отношением всей массы газа в Галактике (включая гало) к объему системы  $V = (1 \div 5) \cdot 10^{68} \text{ см}^3$ . Масса нейтрального водорода в Галактике без учета гало, т. е. только вблизи галактической плоскости, равна  $2,8 \cdot 10^{42} \text{ г}$  (см., например, <sup>185</sup>)\*. Для смеси из 93% водорода и 7% гелия отсюда получаем минимальное значение для средней плотности

$$\rho = \frac{3,6 \cdot 10^{42}}{(1 \div 5) \cdot 10^{68}} = (0,7 \div 3,6) \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3,$$

и для средней концентрации  $n = (0,4 \div 1,8) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ . Используя нами ранее наиболее вероятному значению  $V = 10^{68} \text{ см}^3$  отвечает, очевидно, большая концентрация  $n = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ .

Вопрос о средней концентрации газа в гало  $\bar{n}_{\text{гало}}$  остается пока спорным. Согласно <sup>242</sup>,  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ , но этот результат получен теоретическим путем и из тех же соображений, по-видимому, нельзя еще отвергнуть и значение  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ ;

\* Точность определения полной массы газа, по всей вероятности, вполне позволяет с таким же успехом использовать значение массы, равное  $3 \cdot 10^{42} \text{ г}$ . Однако, чтобы не вносить лишней неопределенности, мы здесь и в ряде других случаев используем имеющиеся в литературе значения без их округления, даже если последнее вполне оправдано.



В работе <sup>257</sup> принимается, что на расстоянии  $R \approx 15$  кпс от галактического центра  $n \approx 3,6 \cdot 10^{-4}$ , что еще не противоречит значению  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 10^{-2}$ . Анализ, основанный на применении теоремы вириала к гало <sup>252</sup>, хотя и не однозначен, но также совместим с моделью гало с  $\bar{n}_{\text{гало}} \approx 10^{-2}$ . Наблюдения <sup>253</sup> свидетельствуют о том, что облака сравнительно плотного межзвездного газа поднимаются до расстояний  $z \approx 1$  кпс от галактической плоскости. Для того чтобы облако могло достичь такой высоты, проекция его скорости, перпендикулярная к плоскости Галактики, при  $z = 0$  должна быть порядка 50 км/сек. К сожалению, оценки плотности газа в облаках весьма неопределенны, но, вероятно,  $1 < n_{\text{обл}} < 10$ . Если облака занимают объем  $\sim 5\%$  в слое толщиной 2 кпс и радиусом 10 кпс ( $V \sim 10^{67}$ ) и  $n_{\text{обл}} \sim 1$ , то средняя концентрация в этом слое порядка  $5 \cdot 10^{-2}$ , а во всем гало ( $V \sim 10^{68}$ ) при пренебрежении газом вне облаков  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 5 \cdot 10^{-4}$ . Рассмотрение влияния, которое оказывал бы газ в гало на форму спектральных линий, приводит к заключению <sup>253</sup>, что для гало нельзя принять значений  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 0,1$  и  $T \sim 10^4$ . В этой связи авторы работы <sup>253</sup> склоняются в пользу модели гало с  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 5 \cdot 10^{-4}$  и  $T \sim 10^6$ . Однако модель гало с  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 10^{-2}$ , видимо, не противоречит данным работы <sup>253</sup>.

Что касается радиоастрономических данных, то в отношении концентрации газа в гало они пока еще не внесли ясности. В <sup>254</sup> была сделана попытка объяснить имеющийся, по некоторым данным <sup>255</sup>, «излом» в спектре галактического радиоизлучения на частоте  $\nu_k \approx 10^7$  влиянием ионизационных потерь. При этом, однако, получается слишком большое значение плотности  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 0,1$  (см. также <sup>256</sup>). Вместе с тем ясно, что дальнейшее уточнение длинноволновой части спектра космического радиоизлучения может оказаться очень существенным для оценки концентрации газа в гало <sup>178</sup>.

Таким образом, вопрос о значении  $\bar{n}_{\text{гало}}$  остается неясным, но, видимо, против оценки  $\bar{n}_{\text{гало}} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$  веских аргументов нет, в то время как в пользу таких значений свидетельствует ряд соображений. Кроме того, очевидно, что особенно существенное для нас значение  $n$  для всей области, занятой и пронизываемой космическими лучами, заведомо больше, чем  $\bar{n}_{\text{гало}}$ , и при  $\bar{n}_{\text{гало}} \lesssim 10^{-2}$  не может сильно отличаться от приведенной выше оценки нижней границы  $n$ , учитывающей только межзвездный газ вблизи плоскости Галактики.

К оценке средней концентрации  $n$  имеет отношение и вопрос о происхождении релятивистских электронов, излучающих радиоволны в гало. Если эти электроны являются в основном вторичными, т. е. образуются в конечном счете в результате ядерных соударений, то  $n \approx (1 \div 3) \cdot 10^{-2}$  (см. ниже, а также <sup>258</sup>). При  $n \sim 10^{-3}$  вторичные электроны практически не играли бы никакой роли. Правда, вопрос об удельном весе вторичных электронов еще не выяснен, но предположение о доминирующей роли именно таких электронов вполне допустимо (см. § 11 и 17).

Сопоставляя все приведенные аргументы, можно сказать, что в настоящее время наиболее обоснованы значения:

$$n \approx 10^{-2} \text{ см}^{-3}, \quad \rho \approx 2 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3. \quad (7.1)$$

В отношении концентрации газа в межгалактическом пространстве ситуация еще значительно более неопределенна, чем в случае галактического гало. Для средней концентрации газа в Метагалактике обычно принимается значение  $\bar{n}_{\text{Мг}} = 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует средней плотности  $\rho_{\text{Мг}} \approx 10^{-29} \text{ г/см}^3$ ; однако эти числа имеют лишь ориентировочное значение (см. также § 12 и 13).

#### *Поглощение космических лучей звездами и межзвездной пылью*

Несмотря на то, что основная масса вещества в Галактике сосредоточена в звездах, их роль в поглощении космических лучей пренебрежимо мала. Это объясняется тем, что ядерная длина пробега намного меньше радиуса звезды и поэтому в поглощении участвует лишь тонкий поверхностный слой. Поскольку вычисляемый эффект мал, для грубой оценки можно считать, что в Галактике имеется  $\sim 10^{11}$  звезд с радиусом  $r_{\text{зв}} \sim 10^{11} \text{ см}$  и концентрацией  $n_{\text{зв}} \sim 10^{11}/10^{68} = 10^{-57} \text{ см}^{-3}$ . Среднее время жизни релятивистской частицы до попадания на звезду составляет  $T = (\pi r_{\text{зв}}^2 n_{\text{зв}} c)^{-1} \approx 10^{24} \text{ сек} = 3 \cdot 10^{16} \text{ лет}$ . Это время на много порядков превышает возраст Галактики ( $\sim 10^{10}$  лет), и поэтому ролью звезд в поглощении космических лучей можно полностью пренебречь.

Значительно более часты столкновения космических лучей с межзвездной пылью, полная масса которой в Галактике составляет, видимо, не более 0,01 от полной массы межзвездного газа. Средний радиус пылинок  $r_{\text{п}}$  равен приблизительно

$4 \cdot 10^{-5}$  см, а масса пылинки  $\frac{4}{3} \pi r_{\Pi}^3 \rho_{\Pi} \approx 3 \cdot 10^{-13}$  г, причем плотность вещества пылинок, представляющих собой кристаллики льда, аммиака или метана, принята равной  $\rho_{\Pi} \approx 1$  г/см<sup>3</sup>. Поэтому в межзвездном пространстве содержится по порядку величины не более  $N_{\Pi} \approx 10^7 \cdot 2 \cdot 10^{33} / 3 \cdot 10^{-13} \approx 10^{53}$  пылинок со средним сечением  $\pi r_{\Pi}^2 \approx 5 \cdot 10^{-9}$  см<sup>2</sup>. Отсюда среднее время между столкновениями с межзвездной пылью составляет для космических лучей  $T \approx (\pi r_{\Pi}^2 c \frac{N_{\Pi}}{V})^{-1} \approx 10^{13}$  сек  $\approx 3 \cdot 10^5$  лет (здесь  $V \approx 10^{68}$  см<sup>3</sup> — занятый космическими лучами объем в Галактике). Таким образом, столкновения космических лучей с межзвездной пылью происходят относительно очень часто. Однако толща вещества пылинок, проходимая релятивистской частицей, при каждом таком столкновении составляет в среднем всего лишь  $\frac{4}{3} r_{\Pi} \approx 5 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>2</sup>. Так как пробег ядерного взаимодействия протонов космического излучения в веществе по порядку величины составляет около 100 г/см<sup>2</sup>, то нужно в среднем около  $10^6$  столкновений с пылинками, чтобы такой протон испытал одно ядерное взаимодействие.

Таким образом, время жизни космических лучей по отношению к ядерным взаимодействиям с межзвездной пылью составляет приблизительно не менее  $3 \cdot 10^{11}$  лет, т. е. больше возраста Галактики. Вместе с тем, значительно более часто происходят ядерные столкновения с межзвездным газом (см. ниже), по сравнению с которыми ядерные взаимодействия в межзвездной пыли оказываются уже несущественными (потери, связанные со столкновениями с пылинками, составляют не более 1% от потерь, обусловленных ядерными столкновениями в межзвездном газе, как и должно быть, если учесть, что масса межзвездной пыли составляет  $\leq 1\%$  от массы межзвездного газа).

#### Ионизационные потери

При движении частицы (ядра) с массой  $M$  и зарядом  $Z$  в атомарном водороде потери на возбуждение и ионизацию атомов среды равны

$$\begin{aligned} - \left( \frac{dE}{dt} \right)_i &= \frac{4\pi e^4 Z^2 n}{mv} \left\{ \ln \left[ \frac{2mv^2}{I} \left( \frac{E}{Mc^2} \right)^2 \right] - \frac{v^2}{c^2} \right\} = \\ &= 7,62 \cdot 10^{-9} Z^2 n \frac{c}{v} \left\{ 22,2 + 4 \ln \frac{E}{Mc^2} + 2 \ln \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v^2}{c^2} \right\} \text{ эв/сек.} \end{aligned} \quad (7.2)$$

Здесь принято\*, что полная энергия частицы  $E \ll (M/m) \cdot Mc^2$ ,  $v$  — скорость частицы,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $I \approx 15$  эв — эффективная (средняя) энергия возбуждения (ионизации) и  $n$  — концентрация атомов (и одновременно атомарных электронов) водорода. В случае среды из других легких атомов в неплохом приближении также можно использовать формулу (7.2), понимая под  $n$  концентрацию всех атомарных электронов.

В нерелятивистском случае (при  $E_K = E - Mc^2 \approx Mv^2/2 \ll Mc^2$ )

$$- \left( \frac{dE}{dt} \right)_i = 7,62 \cdot 10^{-9} Z^2 n \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_K}} \left\{ 11,8 + \ln \frac{E_K}{Mc^2} \right\} \text{ эв/сек.} \quad (7.3)$$

В ультрарелятивистском случае при  $E \gg Mc^2$ , но все же при условии  $E \ll (M/m)Mc^2$

$$- \left( \frac{dE}{dt} \right)_i = 7,62 \cdot 10^{-9} Z^2 n \left\{ 20,2 + 4 \ln \frac{E}{Mc^2} \right\} \text{ эв/сек.} \quad (7.4)$$

Для протонов этой формулой можно практически пользоваться в области  $10^{12}$  эв  $> E > 2 \div 3 \cdot 10^9$  эв. Если  $E \gg (M/m)Mc^2$ , то частица может передать электрону любую энергию вплоть до своей собственной энергии  $E$ . При этом

$$\begin{aligned} - \left( \frac{dE}{dt} \right)_i &= \frac{2\pi e^4 Z^2 n}{mc} \left\{ \ln \frac{2mc^2}{I^2} \frac{E^3}{(Mc^2)^2} - 2 \right\} = \\ &= 7,62 \cdot 10^{-9} Z^2 n \left\{ 3 \ln \frac{E}{Mc^2} + \ln \frac{M}{m} + 19,5 \right\} \text{ эв/сек.} \end{aligned} \quad (7.5)$$

Заметим, что в этой формуле не учтен так называемый эффект плотности, что допустимо при энергиях  $E/Mc^2 < 3 \cdot 10^{11}/\sqrt{n}$  (см. § 8; для протонов при концентрации атомарного водорода  $n \approx 1$  эффект плотности не нужно учитывать вплоть до энергий  $E \approx 10^{20}$  эв).

В полностью ионизованной среде с электронной концентрацией  $n$ , в нерелятивистском случае

$$\begin{aligned} - \left( \frac{dE}{dt} \right)_i &= \frac{2\pi e^4 Z^2 n}{mv} \ln \frac{m^2 v^4}{\pi e^2 n \hbar^2} = \\ &= 7,62 \cdot 10^{-9} Z^2 n \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_K}} \left\{ \ln \frac{E_K}{Mc^2} - \frac{1}{2} \ln n + 38,7 \right\} \text{ эв/сек.} \end{aligned} \quad (7.6)$$

\* При условии  $E \ll (M/m)Mc^2$  максимальная энергия, передаваемая рассматриваемой частицей электрону, равна  $W_{\max} = 2mv^2 (E/Mc^2)^2$ ; это обстоятельство и использовано в (7.2).

Эта формула получается из (7.2) при  $E_K = \frac{Mv^2}{2} \ll Mc^2$  и  $I = \hbar\omega_0 = \hbar \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}} = 3,7 \cdot 10^{-11} \sqrt{n}$  эв. К такому же результату приводит и более последовательный расчет<sup>259</sup>. При ультра-релятивистской энергии  $E \gg Mc^2$  потери в полностью ионизированном газе равны

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = \frac{2\pi e^4 Z^2 n}{mc} \ln \frac{m^2 c^2 W}{4\pi e^2 n \hbar^2} = 7,62 \cdot 10^{-9} Z^2 n \left\{ \ln \frac{W}{mc^2} - \ln n + 74,1 \right\} \text{ эв/сек}, \quad (7.7)$$

где  $W$  — максимальная энергия, передаваемая частицей электрону ( $W = E$  при  $E \gg (M/m) Mc^2$  и  $W = 2mc^2 (E/Mc^2)^2$  при  $Mc^2 \ll E \ll (M/m) Mc^2$ )\*. Отметим, что для получения потерь в эв/см значения (7.4), (7.5) и (7.7) для релятивистских частиц нужно разделить на  $c = 3 \cdot 10^{10}$ ; переход к потерям в водороде в эв/г·см<sup>-2</sup> достигается умножением потерь в эв/см на  $6 \cdot 10^{23}/n = 1/1,67 \cdot 10^{-24} n$ .

#### Торможение медленных ионов

С точки зрения проблемы инжекции и исследования начальной стадии ускорения космических лучей существенное значение имеет характер потерь энергии для ионов, обладающих сравнительно малыми скоростями. Приведенные выше выражения для ионизационных потерь (7.2), (7.3) и (7.4) справедливы лишь для частиц, скорости которых велики по сравнению с характерной скоростью электронов среды. В случае атомарного водорода такой характерной скоростью служит орбитальная скорость электронов  $v_0 = e^2/\hbar = 2,19 \cdot 10^8$  см/сек. В полностью ионизированном газе роль характерной скорости играет средняя тепловая скорость электронов  $v_T = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 6,8 \cdot 10^5 T_e^{1/2}$  см/сек.

Если скорость иона меньше скорости электронов среды (но энергия, разумеется, больше средней тепловой энергии электронов или атомов среды), то зависимость потерь энергии от скорости иона имеет качественно иной характер, чем при

\* Согласно более точным расчетам<sup>259</sup>, при  $W = 2mc^2 (E/Mc^2)^2$  нужно заменить слагаемое 74,1 в формуле (7.7) на 73,1. При  $W = E$  отличие точной формулы от формулы (7.7) лежит за пределом точности выписанных значащих цифр (точная формула для этого случая получается из (8.2) путем замены  $E$  на  $2E$ ).

высоких скоростях: именно, при  $v < v_0$  потери растут с увеличением скорости пропорционально ее квадрату. В этой области энергий ( $v < v_0$ ) потери энергии ионом с зарядом  $Z$  в газе из атомов с концентрацией  $n$  и атомным номером  $Z_c$ , где  $\frac{1}{4}Z \ll Z_c \ll 4Z$ , определяются выражением<sup>260, 261</sup>

$$-\frac{dE}{dt} = 2,34 \cdot 10^{-23} n (Z + Z_c) v^2 \text{ эв/сек}. \quad (7.8)$$

В полностью ионизированном газе соответствующее выражение имеет вид<sup>262</sup>

$$-\frac{dE}{dt} = 1,8 \cdot 10^{-12} \frac{Z^2 n}{AT_e^{3/2}} E_K \text{ эв/сек}. \quad (7.9)$$

В промежуточной области скоростей, когда скорость иона сравнивается со скоростью электронов среды  $v_0$ , потери достигают максимума и далее спадают обратно пропорционально скорости [см. (7.2)]. Общий характер зависимости потерь от скорости показан на рис. 18 (см. стр. 169). В области скоростей  $v \sim v_0$  точные выражения для ионизационных потерь отсутствуют. Величину максимальных потерь можно приближенно оценить, определяя максимум выражения (7.3) как функции скорости. Это дает

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{i, \max} \simeq 2,9 \cdot 10^{-6} n Z^2 \text{ эв/сек} \quad (7.10)$$

при скорости иона  $v = 1,4v_0 = 3,2 \cdot 10^8$  см/сек. Учитывая приближенный характер формулы (7.10), следует считать хорошим ее согласие с экспериментом<sup>263</sup>, согласно которому максимальные потери протонов в водороде составляют  $6,5 \cdot 10^{-15} n$  эв/см при скорости протонов  $v = 3,4 \cdot 10^8$  см/сек ( $E_K \simeq 60$  кэв).

В ионизированном водороде потери максимальны при скорости ионов близкой к средней тепловой скорости электронов среды  $v_T$ . Для грубой оценки максимальных потерь можно принять, что их величина в  $v_0/v_T$  раз больше максимальных потерь в нейтральном водорододе (7.10).

При использовании формулы (7.10) для оценки максимальных потерь многозарядных ионов следует иметь в виду, что эта формула всегда дает завышенное значение потерь, если под  $Z$  понимать атомный номер тормозящегося иона. Дело в том, что при скорости иона  $v \sim v_0$  существенную роль играет процесс перезарядки (захват и потеря электронов движущимся ионом, см. ниже), в результате которого входящий в выражения для потерь эффективный заряд иона  $Z$  оказывается существенно

меньшим его атомного номера, обозначаемого ниже как  $Z_0$ . Поэтому зависимость максимальных потерь от атомного номера  $Z_0$  оказывается более слабой, чем зависимость (7.10) от эффективного заряда  $Z$ . Согласно имеющимся данным<sup>261</sup>, максимальные потери приблизительно пропорциональны первой степени  $Z_0$ .

При условии, что столкновения рассматриваемого иона с частицами среды происходят достаточно часто, средний заряд иона  $Z_e$ , определяющий величину потерь, имеет некоторое равновесное значение, зависящее от скорости. Это значение определяется относительной эффективностью процессов потери и захвата электронов и, согласно<sup>264</sup>, в интервале скоростей  $1 < v/v_0 < Z_0^{1/2}$  (здесь  $v_0 = e^2/\hbar = 2,19 \cdot 10^{-8}$  см/сек) следующим образом зависит от скорости иона:

$$Z = Z_0^{1/2} \frac{v}{v_0}. \quad (7.11)$$

При скоростях, больших  $Zv_0$ , и достаточно частых столкновениях ионизацию можно считать практически полной.

Соотношение (7.11) является отражением следующей картины ионизации многоэлектронного атома при небольших скоростях. Потеря очередного, наименее связанного электрона происходит тогда, когда скорость иона сравнивается с орбитальной скоростью такого электрона и энергии, передаваемой при столкновениях, достаточно для его отрыва. Если потенциал ионизации соответствующей оболочки равен  $I$ , то потеря электронов с этой оболочки начинается при кинетической энергии иона  $E_K \simeq (M/m)I$ , где  $M$  — масса тормозящегося иона. Эффективное сечение ионизации достаточно хорошо определяется соотношением (см. <sup>262</sup>, стр. 15)

$$\sigma_i = k \frac{\pi e^4}{I} \frac{M}{mE_K} \ln \frac{mE_K}{MI}, \quad (7.12)$$

где  $k$  — постоянный для каждого элемента коэффициент порядка единицы. При  $E_K \simeq 3(M/m)I$  сечение ионизации максимально и равно

$$\sigma_{i, \max} = \frac{k \pi e^4}{3 I^2}. \quad (7.13)$$

Приведенное сечение ионизации для движущегося иона относится к столкновению с одним электроном покоящейся среды. Примерно то же значение имеет сечение ионизации при столкновениях с ядрами межзвездного водорода; поэтому при рассмотрении ионизации частиц, движущихся в межзвездном

водороде, концентрация частиц среды должна быть взятой равной  $2n$  ( $n$  — концентрация межзвездного водорода).

Характерное сечение потери первого электрона ( $I \sim I_H = 13,5 \text{ эв}$ ), согласно (7.13), совпадает по порядку величины с газокинетическим сечением, т. е. равно нескольким единицам на  $10^{-16} \text{ см}^2$ . В то же время эффективное сечение потери последнего электрона на  $K$ -оболочке атома сильно зависит от атомного номера  $Z_0$  (потенциал ионизации  $K$ -оболочки  $I = I_H Z_0^2 = 13,5 Z_0^2 \text{ эв}$ ) и, например, для железа в максимуме не превышает значения  $\sim 10^{-21} \text{ см}^2$ .

*Магнитотормозные потери для протонов и ядер*

Ядро с энергией  $E$ , порядковым номером  $Z$  и массой  $M$  в ультррелятивистском случае ( $E \gg Mc^2$ ) испытывает магнитотормозные потери:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_m &= \frac{2}{3} c \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \left(\frac{Z^2 m}{M}\right)^2 H_{\perp}^2 \left(\frac{E}{Mc^2}\right)^2 = \\ &= 0,98 \cdot 10^{-3} H_{\perp}^2 \left(\frac{Z^2 m}{M}\right)^2 \left(\frac{E}{Mc^2}\right)^2 \text{ эв/сек}. \end{aligned} \quad (7.14)$$

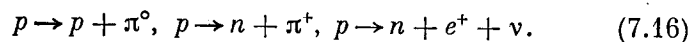
По сравнению с магнитотормозными потерями для электронов [см. (8.12)] потери (7.14) меньше в  $\xi = (Zm/M)^4$  раз (при тех же  $E$  и  $H_{\perp}$ ). Для протонов  $\xi \simeq 10^{-13}$ , а для ядер  $\xi \simeq 10^{-14}$ , так как в большинстве случаев приблизительно  $Z/M = Z/AM_p \simeq 1/2 M_p$  ( $A$  — атомный вес или, точнее, массовое число). Характерное время для магнитотормозных потерь, в течение которого энергия убывает в два раза, для ядер равно

$$T_m = \frac{3M^3 c^5}{2e^4 Z^4 H_{\perp}^2} \frac{Mc^2}{E} \simeq \frac{3,2 \cdot 10^{18} A^3}{H_{\perp}^2 Z^4} \frac{Mc^2}{E} \text{ сек}. \quad (7.15)$$

Максимальная энергия, наблюдавшаяся в космических лучах,  $E \simeq 5 \cdot 10^{19} \text{ эв}$ . Даже если такие частицы являются протонами, то для них в поле  $H_{\perp} \simeq 10^{-6}$  время  $T_m \simeq 2 \cdot 10^{12}$  лет (для более тяжелых ядер при тех же значениях  $E$  и  $H_{\perp}$  время  $T_m$  примерно в 10 раз больше). Фактически же среднее поле  $H_{\perp}$  на траектории частиц со столь высокой энергией, вероятно, близко к межгалактическому полю, т. е. не превосходит значения  $H \simeq 10^{-7}$ . Поэтому ясно, что магнитотормозные потери протонов и ядер за время порядка «космологического времени»  $T \simeq 10^{10}$  лет

(или ядерного времени жизни  $T_H$  в Галактике) могут считаться малыми для всех наблюдавшихся частиц. Учет этих потерь может оказаться необходимым только, например, для протонов с энергией  $E \approx 10^{22}$  эв в поле  $H_{\perp} \approx 10^{-6}$  или для протонов с несколько меньшей энергией в радиогалактиках с относительно сильным магнитным полем.

При ускоренном движении, в частности при движении в магнитном поле, происходит излучение не только электромагнитных волн (фотонов), но также гравитационных волн (гравитонов) и других частиц ( $\pi$ -мезонов, электронов и др.). Хорошо известно (см., например <sup>154</sup>, § 102), что в нерелятивистской области гравитационное излучение несравненно слабее электромагнитного излучения (речь идет об электронах, протонах и ядрах). В работе <sup>265</sup> показано, что в ультрарелятивистском случае гравитационное излучение также ничтожно мало по сравнению с электромагнитным. Если иметь в виду, для определенности, ультрарелятивистские протоны, то при движении в магнитном поле они должны терять энергию (помимо потерь на излучение фотонов) в первую очередь в результате процессов <sup>266</sup>



При достаточно высоких энергиях эти магнитотормозные потери могут представлять интерес. Однако энергии, при которых в космических условиях существенны потери на процессы (7.16), значительно (на много порядков <sup>266</sup>) выше максимальной энергии  $E \sim 10^{20}$  эв, наблюдавшейся в космических лучах.

#### Фотоядерные реакции

Для первичных ядер с энергиями около  $10^{16}$  эв/нуклон может оказаться существенным фоторасщепление на тепловых фотонах, излучаемых Солнцем и звездами. Для Солнца этот эффект рассмотрен в <sup>267</sup>, <sup>268</sup> и приводит к возможности образования коррелированных широких атмосферных ливней, вызванных попаданием продуктов расщепления исходного ядра (в основном фотонуклона и остаточного ядра) в атмосферу. По оценкам, приведенным в <sup>268</sup>, частота таких коррелированных ливней, если космические лучи в области высоких энергий в значительной части состоят из тяжелых ядер, составляет  $10^{-4} - 10^{-3} \text{ км}^{-2} \cdot \text{час}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ . Среднее расхождение стволов в наблюдаемом на Земле ливне, обусловленное поперечным импульсом, приобретаемым при ядерном фотоэффекте, будет

около  $1 \text{ км}^*$ . Изучение коррелированных ливней могло бы дать сведения о химическом составе космических лучей в области очень больших энергий, однако экспериментальные возможности в этом отношении пока еще не ясны.

Ядерный фотоэффект на галактических и метagalacticких фотонах рассматривался в работе <sup>269</sup>. Как показано в <sup>269</sup>, обусловленное этим эффектом расщепление сложных ядер может привести к «выеданию» спектра ядер в области энергий вблизи  $10^{16}$  эв/нуклон, соответствующей резонансу в ядерном фотоэффекте. Если плотность излучения в Метagalacticке, как это принято в <sup>269</sup>, составляет  $\sim 0,1 \text{ эв/см}^3$  при средней энергии фотонов  $\sim 1 \text{ эв}$ , то время жизни ядер по отношению к фоторасщеплению оказывается равным  $T_{я, \phi} \approx 10^9$  лет. Поэтому за время порядка  $10^{10}$  лет тяжелые ядра с энергиями  $E \approx 10^{17} - 10^{18}$  эв были бы в значительной части разрушены. Иными словами, приход тяжелых ядер с энергиями  $E \approx 10^{17} - 10^{18}$  эв в Галактику из межгалактического пространства в этих условиях, по-видимому, не мог бы иметь места. Однако, как мы увидим в § 8, плотность излучения в Метagalacticке в настоящее время значительно меньше  $0,1 \text{ эв/см}^3$  и, видимо,  $w_{\phi, \text{МГ}} \approx 10^{-3} \text{ эв/см}^3$ . Правда, эффективное среднее значение  $w_{\phi, \text{МГ}}$  в расширяющейся космологической модели на порядок больше, но все равно и при  $w_{\phi, \text{МГ}} \approx 10^{-2} \text{ эв/см}^3$  эффект расщепления тяжелых ядер уже, видимо, мало существен.

#### Ядерные взаимодействия

Основную роль в поглощении протонов и более тяжелых ядер космических лучей играют их ядерные взаимодействия с межзвездным водородом и гелием. Средний свободный пробег  $\Lambda_1$  (в г/см<sup>2</sup>) по отношению к неупругим ядерным взаимодействиям в межзвездном газе определяется как

$$\Lambda_1 = \rho / n \sigma_i = M / \sigma_i, \quad (7.17)$$

где  $\sigma_i$  — эффективное сечение неупругого взаимодействия ядра

\* Как нам сообщил Г. Т. Зацепин, оценка среднего расстояния между стволами существенно изменится, если учесть влияние межпланетного магнитного поля и различие отношений  $A/Z$ , а следовательно, и радиусов кривизны  $r_H = E/300ZH$  у продуктов расщепления исходного ядра, например остаточного ядра с  $A = 2$  и фотопротона с  $A = Z = 1$ . В этом случае среднее расхождение осколков на расстоянии 1 а. е. =  $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}$  в поле  $H \approx 10^{-5}$  э составит около 400 км. Это обстоятельство существенно осложняет возможность детектирования коррелированных широких атмосферных ливней.

сорта  $i$  с ядром межзвездного водорода (гелия), а  $n$  и  $\rho$  — средние концентрации атомов и плотность среды на пути частицы и  $M = \frac{\rho}{n}$  — средняя масса ядер газа в среде.

Значения неупругих сечений  $\sigma_i$  и пробегов взаимодействия  $\Lambda_i$  в водороде и межзвездном газе приведены для различных ядер в табл. 10. В соответствии с космической распространенностью элементов принято, что в межзвездном газе, помимо водорода, содержится 10% гелия (10% по числу атомов).

Таблица 10  
Сечения и пробеги в водороде и межзвездном газе

Группа ядер	$\bar{A}$	$\sigma \cdot 10^{28} \text{ см}^2$		$\Lambda, \text{ г/см}^2$		Поглощение в межзвездном газе	
		водород	межзвездный газ	водород	межзвездный газ	$\lambda, \text{ г/см}^2$	$T_{я}, \text{ лет}$
$p$	1	2,3	3	74	72	72	$3,6 \cdot 10^9$
$\alpha$	4	9,3	11	18	20	34	$1,7 \cdot 10^9$
$L$	10	23	25	7,3	8,7	10	$5,0 \cdot 10^8$
$M$	14	29	31	5,8	6,9	7,8	$3,9 \cdot 10^8$
$H$	31	48	52	3,5	4,2	6,1	$3,0 \cdot 10^8$
$H_2$	24	41	44	4,1	4,9	7,1	$3,5 \cdot 10^8$
$H_3$	36	54	58	3,1	3,8	5,5	$2,7 \cdot 10^8$
$H_1 \equiv VH$	51	69	73	2,4	3,0	4,4	$2,2 \cdot 10^8$
Fe	56	73	78	2,3	2,8	2,8	$1,4 \cdot 10^8$

Сечение неупругого  $p$ - $p$  взаимодействия взято из работы <sup>270</sup>. Для определения сечений неупругого взаимодействия ядер с  $Z > 2$  с водородом использована формула <sup>271</sup>

$$\sigma = \pi r^2, \quad r = 1,26 \cdot 10^{-13} A^{1/2} \text{ см}, \quad (7.18)$$

достаточно хорошо описывающая результаты, полученные как на ускорителях, так и в естественном потоке космических лучей. Для  $\alpha$ -частиц эта формула дает, по-видимому, несколько завышенное значение. Поэтому в табл. 10 сечение неупругого взаимодействия протонов с  $\alpha$ -частицами взято из работы <sup>272</sup>. Сечения взаимодействия различных ядер с гелием вычислены по формуле <sup>273</sup>

$$\sigma = \pi(R_1 + R_2 - 1,7 \cdot 10^{-13})^2 \text{ см}^2, \quad (7.19)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — «радиусы» сталкивающихся ядер, определяемые как  $R = 1,45 \cdot 10^{-13} A^{1/2} \text{ см}$ ,  $A$  — атомный вес ядра.

В табл. 10, помимо рассматривавшихся ранее групп ядер, приведены также подгруппы группы  $H$ , охватывающей большой интервал атомных номеров. Этими подгруппами служат:  $H_1 (Z \geq 20)$ ,  $H_2 (Z = 16 \div 19)$  и  $H_3 (Z = 10 \div 15)$ . Для единства обозначений подгруппа  $VH$  обозначена здесь как  $H_1$ . Средние атомные веса  $\bar{A}$  для этих подгрупп, в согласии с относительной распространенностью элементов в рассматриваемых подгруппах (см. табл. 2), приняты равными 51, 36 и 24 соответственно.

В седьмом столбце табл. 10 приведены значения пробегов поглощения  $\lambda_i$  в межзвездной среде. Для групп ядер пробеги поглощения, очевидно, превышают пробеги неупругого взаимодействия. Это различие связано с тем, что при неупругом соударении ядра данной группы  $i$  существует конечная вероятность  $P_{ii}$  образования нового ядра той же группы. В этом случае пробег поглощения  $\lambda_i$  связан с пробегом взаимодействия  $\Lambda_i$  соотношением

$$\lambda_i = \frac{\Lambda_i}{1 - P_{ii}}. \quad (7.20)$$

Значения «вероятностей фрагментации»  $P_{ik}$  мы обсудим ниже. Наконец, в последнем столбце табл. 10 указаны значения ядерного времени жизни в Галактике

$$T_{я,i} = \frac{\lambda_i}{\rho c} \quad (7.21)$$

для релятивистских космических лучей, относящихся к соответствующим группам. Эти значения вычислены для средней концентрации газа в Галактике, равной  $n = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$  [см. (7.1)] и соответственно средней плотности межзвездного газа (с учетом 10% гелия)  $\rho = 2,2 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3$ . При этом предполагается, как уже указывалось в начале этого параграфа, что космические лучи свободно проникают в облака межзвездного газа и вообще средняя концентрация газа  $n$  является одновременно концентрацией, определяющей ядерное время жизни. Мыслимо, однако, и другое положение, при котором космические лучи могли бы находиться в основном в областях с концентрацией газа меньше средней. Но это означало бы, что космические лучи не «перемешиваются» в Галактике и, например, движутся лишь вдоль силовых линий, на которые они попали при инъекции из источников. Как мы увидим в § 10, такое предположение не только не имеет оснований, но, по-видимому, представляется неприемлемым по ряду соображений. Здесь же обратим внимание на роль усреднения по времени, поскольку за период порядка  $\sim 10^9$



лет движение облаков и дифференциальное галактическое вращение приводят к сильным изменениям конфигурации поля. В самом деле, поле заметно изменяет свою конфигурацию, вероятно, уже за один оборот Галактики, происходящий в области солнечной системы примерно за  $2 \cdot 10^8$  лет. Более того, как отмечается в <sup>274</sup>, в пределах Галактики имеет место непрерывное перемешивание газа, связанное с истечением газа из области ядра вдоль галактической плоскости и его обратным притоком в область ядра из гало. Такое перемешивание газа, несомненно, должно приводить и к перемешиванию космических лучей. В результате нужно думать, что учет отклонений концентрации  $n$ , определяющей ядерное время жизни, от среднего по всему объему значения  $n$  не должен заметно сказываться на всех наших оценках.

#### Вероятности фрагментации

Движение космических лучей в межзвездном пространстве сопровождается изменением их химического состава в результате расщеплений (фрагментации) тяжелых ядер при ядерных взаимодействиях с межзвездным газом. Для количественной оценки этого эффекта должны быть известны так называемые вероятности фрагментации  $P_{ik}$  (или  $p_{ik}$ ), определяемые как число ядер сорта  $k$ , образующихся в среднем при каждом ядерном взаимодействии (или поглощении) ядра сорта  $i$  в межзвездной среде. Так как главной составляющей межзвездного газа служит водород, то нас в дальнейшем будут интересовать в первую очередь вероятности фрагментации различных ядер при взаимодействиях с ядрами водорода в области энергий порядка нескольких *Бэв/нуклон*, соответствующих основной части наблюдаемых космических лучей.

Вероятности фрагментации определяются экспериментально из анализа взаимодействий космических лучей или протонов, получаемых на ускорителях, в ядерных фотоэмульсиях. В первом случае трудность заключается в отборе интересующих нас взаимодействий с водородом среди всех взаимодействий космических лучей с различными ядрами, входящими в состав фотоэмульсий. Во втором случае, при использовании протонов, получаемых на ускорителях, вызывает затруднения идентификация медленных фрагментов, возникающих при расщеплениях ядер протонами.

Вследствие экспериментальных трудностей, а также недостаточной статистической точности измерений имеющиеся данные о вероятностях фрагментации еще недостаточно надежны

и, главное, недостаточно подробны. Так, известные в настоящее время данные о вероятностях фрагментации группы  $H$  основываются на анализе всего лишь около 100 расщеплений  $H$ -ядер, изученных в работах <sup>30, 33, 41, 275, 276</sup>. Такой сравнительно небольшой статистический материал не позволяет сколь-нибудь надежно осуществить дальнейшую детализацию вероятностей фрагментации для подгрупп группы  $H$ , хотя это и было бы очень важно для более точного определения пройденной космическими лучами толщи вещества и химического состава космических лучей в источниках.

Следует иметь в виду, что непосредственное применение к космическим лучам вероятностей фрагментации, определяемых из анализа ядерных взаимодействий в фотоэмульсиях, может привести к некоторой систематической ошибке. Дело в том, что время жизни космических лучей достаточно велико и поэтому в их составе должны наблюдаться практически только стабильные изотопы, либо непосредственно ускоренные в источниках космических лучей, либо образовавшиеся при фрагментации и последующем радиоактивном распаде. С другой стороны, при определении вероятностей фрагментации в фотоэмульсиях к фрагментам данной зарядовой группы относятся как стабильные, так и нестабильные изотопы с соответствующими этой группе атомными номерами. В результате последующего радиоактивного распада принадлежность фрагмента к той или иной зарядовой группе может измениться. Поэтому при интерпретации наблюдаемого химического состава космических лучей нужно пользоваться не непосредственно наблюдаемыми вероятностями фрагментации, а вероятностями фрагментации по отношению к конечным стабильным продуктам расщеплений. Это различие невелико для зарядовых групп, объединяющих несколько элементов, однако оно очень существенно при определении состава внутри групп, например, относительной распространенности ядер  $Li$ ,  $Be$  и  $B$  в группе  $L$ -ядер <sup>277</sup>.

Значения вероятностей фрагментации  $P_{ik}$ , отнесенных к про-  
бегу неупругого взаимодействия ядра сорта  $i$  в водороде, приведены в табл. 11. Эти значения, за исключением  $P_{\alpha\alpha}$ , основываются на результатах работ <sup>30, 33, 41, 275, 276</sup>, в которых проведен анализ взаимодействий космических лучей с отдельными нуклонами в фотоэмульсии (см. сводку данных в статье <sup>41</sup>). Считается, что взаимодействие происходит с отдельным нуклоном, если наблюдается не более одного следа медленной тяжелой частицы (т. е. число «серых» и «черных» следов  $N_h \leq 1$ ). При таком отборе часть рассматриваемых расщеплений происходит при периферических взаимодействиях космических лучей

## 140 III. ДВИЖЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Однако можно думать, что полученные значения достаточно близки к истинным вероятностям фрагментации в водороде. Об этом свидетельствуют имеющиеся данные о расщеплении некоторых элементов в пучке искусственно ускоренных протонов (см., например, <sup>278</sup> и ниже).

Таблица 11

Вероятности фрагментации  $P_{ik}$  при неупругом взаимодействии

$i \backslash k$	H	M	L	$\alpha$
H	$0,31 \pm 0,07$	$0,36 \pm 0,07$	$0,12 \pm 0,04$	$1,35 \pm 0,18$
M		$0,11 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,04$	$1,22 \pm 0,11$
L			$0,15 \pm 0,05$	$1,09 \pm 0,17$
$\alpha$				$0,41 \pm 0,03$

Приведенное в табл. 11 значение  $P_{\alpha\alpha} = 0,41$  определено в соответствии с результатами работы <sup>272</sup>, в которой изучались взаимодействия протонов с энергией 970 Мэв с гелием. При вычислении  $P_{\alpha\alpha}$  принято, что к группе  $\alpha$ , помимо  $\alpha$ -частиц, относятся также ядра изотопа гелия  $He^3$ .

С помощью значений  $P_{ii}$  из табл. 11 по формулам (7.20) и (7.21) определены пробеги поглощения  $\lambda_i$  и ядерные времена жизни космических лучей в Галактике  $T_{я, i}$ , приведенные в двух последних столбцах табл. 10. При этом произвольно принято, что вероятности  $P_{ii}$  для групп  $H_1$ ,  $H_2$  и  $H_3$  совпадают с вероятностью  $P_{HH} = 0,31$ .

Для дальнейшего особенно существенны вероятности образования ядер группы L из более тяжелых, т. е. коэффициенты  $P_{HL}$  и  $P_{ML}$ . Имеющиеся данные о расщеплении ядер углерода протонами с энергией  $E = 1,6$  Бэв, полученными от ускорителя <sup>278</sup>, находятся в хорошем согласии со значением  $P_{ML} = 0,28$  из табл. 11.

Согласно <sup>278</sup>, при полном сечении поглощения, равном  $227 \pm 12$  мб, сечение непосредственного образования L-ядер из углерода равно 63 мб, откуда  $P'_{CL} = 0,28$ . Кроме того, следует учесть сечение образования радиоактивных ядер  $C^{10}$  и  $C^{11}$ , из которых в результате  $\beta$ -распада образуется бор. Это сечение, согласно <sup>278</sup>, равно 31 мб. Поэтому полное сечение образования L-ядер при расщеплении углерода протоном и последующем радиоактивном распаде фрагментов равно 94 мб, а соот-

ветствующая вероятность  $p_{CL} = 0,41$ . Образованием Li при  $\beta$ -распаде  $He^6$  можно пренебречь, поскольку эффективное сечение возникновения изотопа  $He^6$  при расщеплении углерода протонами составляет всего лишь около 0,5 мб <sup>279</sup>.

Как видно, учет радиоактивного распада нестабильных фрагментов приводит к значительному изменению вероятности фрагментации  $P_{CL}$ . Однако в среднем для группы M-ядер, т. е. в отношении вероятности  $P_{ML}$ , это изменение, по-видимому, должно быть менее существенным. Кроме того, следует иметь в виду, что значения  $P_{ML}$ , приведенные в табл. 11, отнесены к пробегу взаимодействия. Пересчет к пробегу поглощения  $\lambda_i$  производится по формулам

$$P_{ik} = \frac{P_{ik}}{1 - P_{ii}}, \quad (7.22)$$

где  $P_{ik}$  — число ядер сорта  $k$ , образующихся при поглощении ядра группы  $i$ .

Так как надежность имеющихся данных о вероятностях фрагментации невелика, в дальнейшем будет использовано несколько вариантов возможных наборов значений вероятностей фрагментации  $P_{ik}$  и пробегов поглощения для групп ядер  $\lambda_i$ . Эти варианты указаны в табл. 12.

Таблица 12

	$P_{HM}$	$P_{HL}$	$P_{Ha}$	$P_{ML}$	$P_{Ma}$	$P_{La}$	$\lambda_H$	$\lambda_M$	$\lambda_L$	$\lambda_\alpha$
a	0,52	0,17	2,0	0,31	1,4	1,3	6,1	7,8	10	34
b	0,38	0,10	1,5	0,26	1,2	1,0	5,5	7,6	9,7	32
в	0,69	0,26	2,5	0,37	1,5	1,6	6,8	7,9	11	36
г	0,7	0,1	3,0	0,4	1,5	1,5	7	8	11	36

Наборы значений  $P_{ik}$  и  $\lambda_i$ , соответствующие вариантам a, б и в, определены по формулам (7.22) и (7.20) с использованием значений  $P_{ik}$  из табл. 11 и пробегов взаимодействия в межзвездном газе  $\lambda_i$  из табл. 10. При этом вариант a отвечает средним значениям  $P_{ik}$ , приведенным в табл. 11, а варианты б и в определены соответственно по минимальным и максимальным значениям  $P_{ik}$ , допускаемым указанными в табл. 11 пределами статистических ошибок.

Заметим, что вероятность  $P_{HL}$ , по данным измерений, в фотоэмульсиях оказывается сравнительно небольшой\*. Это, по видимому, означает, что  $L$ -ядра образуются главным образом из близких по атомным номерам более тяжелых ядер в результате потери ими нескольких нуклонов или  $\alpha$ -частиц, а непосредственное образование ядер группы  $L$  из очень тяжелых ядер практически не играет роли. Вместе с тем, в среднем на пути от источника, из-за более быстрого выбывания тяжелых ядер, состав космических лучей должен отличаться от наблюдаемого у Земли в сторону увеличения доли тяжелых ядер, в том числе и в пределах группы  $H$ -ядер. В этих условиях вероятность  $P_{HL}$ , определенная для группы  $H$  с относительным составом элементов, наблюдаемым у Земли, может заметно отличаться от эффективного значения  $P_{HL}$  на всем пути от источника. На основании сказанного выше можно думать, что эффективное значение  $P_{HL}$  в среднем на пути от источника будет несколько меньше, а вероятности образования элементов соседних в порядке убывания атомных номеров групп, а также протонов и  $\alpha$ -частиц — несколько больше принятых в табл. 11. С целью учесть этот эффект в табл. 12 приведен также вариант  $g$ , в котором, в соответствии со сказанным, значение  $P_{HL}$  несколько уменьшено, тогда как остальные вероятности увеличены. Впрочем эти изменения по существу не выходят за пределы погрешностей имеющихся данных, как это видно из сравнения варианта  $g$  с остальными из приведенных в табл. 12.

Более строгий анализ вопроса о составе космических лучей требует дальнейшей детализации сведений о вероятностях фрагментации, в особенности для ядер группы  $H$ . В самом деле, группа  $H$  охватывает большое количество элементов, от  $Ne$  и по крайней мере до  $Fe$ , сильно различающихся по атомным весам, пробегам взаимодействия и ядерной структуре. Как мы увидим ниже, средняя толщина вещества, проходимогo космическими лучами до попадания на Землю, существенно превышает пробег поглощения наиболее тяжелых ядер этой группы. Поэтому состав группы  $H$  по пути от источника претерпевает заметные изменения. Это значит, что такие средние характеристики для всей группы в целом, как пробег поглощения  $\lambda_H$  и вероятности фрагментации  $P_{Hi}$ , также изменяются с расстоянием от источника и зависят от пройденной толщи вещества.

Чтобы учесть этот эффект, нужно ввести вместо группы  $H$  несколько подгрупп ядер с близкими атомными номерами,

\* Укажем для сравнения, что в более ранних работах (см., например,<sup>4,8</sup>) принимались значения  $P_{HL}$ , равные 0,23—0,48.

например подгрупп  $H_1$ ,  $H_2$  и  $H_3$  (см. табл. 10). Однако практически полное отсутствие данных о вероятностях фрагментации для таких подгрупп не позволяет в настоящее время провести это обобщение сколько-нибудь надежно. Попытки оценить вероятности фрагментации для подгрупп группы  $H$ , исходя из теоретических соображений и имеющихся разрозненных экспериментальных данных, предпринимались в работах<sup>41,277</sup>. Принятые в этих работах значения вероятностей фрагментации приведены в табл. 13, однако эти значения имеют лишь ориентировочный характер.

Таблица 13

$i \backslash k$	$H_1$	$H_2$	$H_3$	$M$	$L$	Ссылка на литературу
$H_1$	0,40 0,44	0,16	0,55	0,05	0,0	" "
$H_2$			0,14	0,09	0,12	
			0,28	0,32	0,48	

*Вторичные электроны, возникающие при ядерных взаимодействиях*

При ядерных взаимодействиях космических лучей в межзвездном газе, помимо тяжелых фрагментов, дающих вклад в ядерную компоненту космических лучей, образуются также нейтральные и заряженные  $\pi$ -мезоны. Нейтральные  $\pi^0$ -мезоны распадаются с образованием  $\gamma$ -квантов, интенсивность которых была оценена в § 2. Заряженные  $\pi^\pm$ -мезоны в результате  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распада дают вклад в электронную компоненту космических лучей. При достаточно большой плотности межзвездного газа этот процесс может быть основным с точки зрения возникновения релятивистских электронов (и позитронов) в Галактике<sup>280,281</sup>. Рассмотрим теперь этот процесс более подробно.

Анализ генерации  $\pi$ -мезонов космическими лучами в атмосфере приводит к следующему выражению для спектральной интенсивности электронов, возникающих в результате  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распада  $\pi$ -мезонов, образованных потоком космических лучей на всем его пути в атмосфере<sup>63</sup>:

$$I_{e, \text{атм}}(E) dE = 0,020 E^{-2,64} dE \text{ электрон/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек} \quad (7.23)$$

(энергия электронов  $E$  выражена в  $Bэв$ ). Спектр (7.23) относится к области энергий  $E \gtrsim 1 Bэв$ .

Пробег космических лучей, на котором их энергия уменьшается в  $e = 2,72$  раза, составляет  $\lambda_E = 180 \text{ г/см}^2$  (см. стр. 35), а средняя плотность межзвездного газа  $\rho = 2 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3$ . Поэтому после умножения (7.23) на  $4\pi r/\lambda_E$  находим, что отнесенная к единице объема средняя мощность генерации релятивистских электронов в Галактике равна\*

$$q_e(E) dE = 2,8 \cdot 10^{-29} E^{-2,64} dE \text{ электрон/см}^3 \cdot \text{сек.} \quad (7.24)$$

Отсюда, в частности, можно определить полное число электронов с энергией  $E \gtrsim 1 Bэв$ , возникающих каждую секунду в единице объема в Галактике:

$$q_e(E \gtrsim 1 Bэв) = 1,7 \cdot 10^{-29} \text{ электрон/см}^3 \cdot \text{сек.} \quad (7.25)$$

Если время жизни рассматриваемых электронов в Галактике составляет  $T_e \simeq 3 \div 10 \cdot 10^8$  лет (см. § 10), то их концентрация в силу (7.25) должна быть равной

$$N_e(E \gtrsim 1 Bэв) = 0,2 \div 0,5 \cdot 10^{-12} \text{ электрон/см}^3. \quad (7.26)$$

Эта концентрация уже может оказаться достаточной для объяснения наблюдаемого нетеплового радиоизлучения Галактики [см. (6.6), а также § 11 и § 17].

Спектральную интенсивность электронов  $I_e(E)$ , образующихся при ядерных взаимодействиях космических лучей с межзвездным газом, можно определить также и другим методом, именно, основываясь на имеющихся данных о генерации вторичных частиц при  $p$ - $p$  соударениях большой энергии.

Пусть доля первичной энергии, передаваемая электронам при  $p$ - $p$  взаимодействии и последующем  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распаде, составляет

$$\kappa_e(E) = \kappa E^\alpha, \quad (7.27)$$

а среднее число заряженных  $\pi$ -мезонов (и соответственно электронов), возникающих при каждом соударении, равно

$$n_\pi(E) = \nu E^\delta. \quad (7.28)$$

\* Здесь, конечно, сделано дополнительное предположение о возможности перенести данные (7.23) для воздуха на межзвездную среду. Поскольку речь идет о рождении  $\pi$ -мезонов на всем пути частицы, сделанное предположение естественно. Кроме того, поток космических лучей считается везде в Галактике таким же, как у Земли.

Тогда энергии  $E$  первичного протона отвечает энергия вторичного электрона

$$E_e = \frac{\kappa_e(E)}{n_\pi(E)} E = \frac{\kappa}{\nu} E^{1+\alpha-\delta}. \quad (7.29)$$

Первичному спектру космических лучей  $I(E) dE = KE^{-\gamma} dE$  соответствует при этом следующая интенсивность электронов, образовавшихся на пробеге неупругого взаимодействия  $\lambda$ :

$$I_e(E_e) dE_e = K_e E_e^{-\gamma_e} dE_e = n_\pi(E) I(E) dE, \quad (7.30)$$

где

$$K_e = \frac{\nu}{1+\alpha-\delta} \left( \frac{\kappa}{\nu} \right)^{\frac{\gamma-1-\delta}{1+\alpha-\delta}} K, \quad \gamma_e = \frac{\gamma+\alpha-\delta}{1+\alpha-\delta}. \quad (7.31)$$

Из анализа имеющихся экспериментальных данных (см., например, <sup>282, 287</sup>) следует, что средняя степень неупругости столкновений при высокой энергии практически не зависит от энергии (т. е. можно положить  $\alpha = 0$ ), а множественность заряженных  $\pi$ -мезонов в области  $E \gtrsim 10 Bэв$  может быть представлена в виде

$$n_\pi(E) = 2 E^\delta, \quad \delta = 0,15 \div 0,25. \quad (7.32)$$

Принимая, что электронам передается приблизительно 5% энергии первичного нуклона (см. ниже), т. е.  $\kappa = 0,05$ , и полагая показатель  $\gamma$  и коэффициент  $K$  в первичном спектре равными  $\gamma = 2,5$  и  $K = 1$ , получим

$$I_e(E) dE = (7 \cdot 10^{-3} \cdot E^{-2,59} \div 6 \cdot 10^{-3} E^{-2,67}) dE \text{ электрон/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек.} \quad (7.33)$$

Таким образом, в этих предположениях спектр вторичных электронов оказывается довольно близким к спектру (7.23), полученному из анализа экспериментальных данных о генерации  $\pi$ -мезонов в атмосфере [для перехода от (7.33) к (7.23), т. е. от  $I_e(E)$  к  $I_e, \text{ атм.}$  нужно умножить  $I_e(E)$  на отношение  $\frac{\lambda_E}{\lambda} = \frac{180}{72} = 2,5$ , поскольку спектр (7.33) есть спектр электронов, образующихся на длине пробега для взаимодействия  $\lambda$ ].

Степенной спектр  $\pi$ -мезонов (и соответственно электронов распада) с показателем степени  $\gtrsim 2,5$  [ср. (7.23) и (7.33)] имеет место только в области энергий  $E_\pi > 1,4 Bэв$  (см. <sup>283</sup>, а также <sup>284</sup>). При меньших энергиях, в интервале  $E_\pi \simeq 250 \div 1400 Mэв$ , спектр  $\pi$ -мезонов имеет вид <sup>283, 285, 286</sup>  $N_\pi(E) dE \sim E^{-(1,4+1,5)} dE$ . Это изменение спектра может оказаться весьма существенным для интерпретации наблюдаемого частотного спектра нетеплового радиоизлучения Галактики в области малых частот

(см. § 5 и 6), если радиоизлучающие электроны в Галактике действительно имеют вторичное происхождение.

Оценим энергию электронов, отвечающую «излому» в спектре  $\pi$ -мезонов при  $E_\pi \simeq 1,4$  Бэв. Кинетическая энергия  $\mu$ -мезона, образующегося при  $\pi \rightarrow \mu$  распаде, в системе покоя распадающегося  $\pi$ -мезона равна  $E_{\mu,\pi}^* = 4,18$  Мэв (см., например,<sup>68</sup>, стр. 225—229). Так как эта энергия много меньше энергии покоя  $\mu$ -мезона  $m_\mu c^2 = 105$  Мэв, то  $\mu$ -мезон распадается фактически с той же скоростью, что и исходный  $\pi$ -мезон, поэтому средняя энергия образующегося  $\mu$ -мезона в лабораторной системе равна

$$E_\mu = \frac{E_\pi}{m_\pi c^2} E_{\mu,\pi}^* \simeq \frac{E_\pi}{m_\pi c^2} m_\mu c^2 = \frac{1}{1,32} E_\pi, \quad (7.34)$$

где  $E_\pi$  и  $m_\pi$  — полная энергия и масса покоя исходного  $\pi$ -мезона.

Далее, средняя энергия электронов, образующихся при  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$  распаде, равна  $E_e^* = 34$  Мэв. Поэтому в лабораторной системе средняя энергия электронов распада связана с энергией исходного  $\pi$ -мезона соотношением

$$E_e = \frac{E_\mu}{m_\mu c^2} E_e^* \simeq 34 \frac{E_\mu}{m_\mu c^2} \text{ Мэв} = 0,24 E_\pi. \quad (7.35)$$

Так как «излом» в спектре  $\pi$ -мезонов отвечает энергия  $E_\pi \simeq 1,4$  Бэв или  $E_\pi/m_\pi c^2 \simeq 10$ , то соответствующее изменение в спектре электронов должно иметь место в области энергий  $E_e \simeq 0,34$  Бэв\*. При этом даже очень резкий излом в спектре  $\pi$ -мезонов отразится в электронном спектре в виде плавного перехода, поскольку в лабораторной системе имеет место значительный разброс энергий вокруг среднего значения (7.35). В самом деле, при распаде  $\mu$ -мезона максимальная энергия электронов распада  $E_{e,\text{max}}^* = 53$  Мэв. Так как в системе, связанной с  $\mu$ -мезоном, распределение электронов распада в среднем изотропно, то в лабораторной системе разброс энергий электронов, возникающих при распаде  $\mu$ -мезона с энергией  $E_\mu \simeq 1$  Бэв, составит

$$E_e = \frac{E_\mu}{m_\mu c^2} E_{e,\text{max}}^* \pm \frac{p_\mu c}{m_\mu c^2} c p_{e,\text{max}}^* \simeq 4 \div 700 \text{ Мэв}. \quad (7.36)$$

\* Заметим здесь, что при коэффициенте неупругости (доле энергии, передаваемой всем  $\pi$ -мезоном), равном 0,3, и  $N_{\pi^\pm}/N_{\pi^0} = 2$  доля первичной энергии нуклона, передаваемая при столкновении электронам, составляет  $\kappa = 0,24 \cdot 0,3 \cdot 2/3 = 0,05$ , т. е. 5% [ср. (7.27)].

При энергиях электронов  $E \lesssim 300$  Мэв их спектр должен был бы стремиться к степенному с показателем  $\gamma_e = 1,4 \div 1,5$ , отвечающему спектру  $\pi$ -мезонов в соответствующем интервале энергий.

Однако указанная размазка электронов по энергиям, а также то обстоятельство, что при энергиях  $E_\pi < 200$  Мэв спектр  $\pi$ -мезонов должен сильно изменять свою форму\* [в частности, спектр проходит через максимум и вблизи порога обращается в нуль (см. рис. 20)], вообще не позволяют аппроксимировать спектр вторичных электронов при  $E_e < 1$  Бэв степенной функцией. Приведенные качественные рассуждения позволяют лишь сделать вывод, что спектр вторичных электронов при  $E_e < 1$  Бэв должен быть более пологим, чем в области более высоких энергий (подробнее см. § 17).

Как уже указывалось в § 6, именно такое поведение спектра электронов в Галактике вытекает из данных о спектре нетеплового галактического радиоизлучения. Это можно рассматривать как довод в пользу вторичной природы радиоизлучающих электронов в Галактике. Вместе с тем следует подчеркнуть необходимость уточнения данных о спектре  $\pi$ -мезонов и электронов распада, генерируемых при ядерных взаимодействиях космических лучей, особенно в области небольших энергий.

## § 8. Потери энергии для электронов

При движении в межзвездной среде энергия электронов уменьшается за счет ионизационных, радиационных (тормозных), «комптоновских» и магнитотормозных потерь. При этом в интересующих нас случаях потери для электронов и позитронов одинаковы (поэтому ниже, как обычно, под электронами будем понимать и электроны и позитроны).

### Ионизационные и радиационные потери

Ионизационные потери нерелятивистских электронов не представляют здесь интереса, и мы ограничимся замечанием, что в этом случае можно в первом приближении использовать формулы (7.2)—(7.3) или (7.6) с  $Z = 1$  и  $M = m$ . В ультрарелятивистском случае (при энергии электронов  $E \gg mc^2$ )

\* Минимальная кинетическая энергия  $\pi^\pm$ -мезонов, рождаемых на неподвижных нуклонах, равна 11 Мэв.

ионизационные потери в атомарном водороде таковы:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_i &= \frac{2\pi e^4 n}{mc} \left\{ \ln \frac{E^3}{mc^2 I^2} - 2 \right\} = 1,53 \cdot 10^5 \left\{ 3 \ln \frac{E}{mc^2} + 18,8 \right\} \frac{эв \cdot см^2}{\epsilon} = \\ &= 2,54 \cdot 10^{-19} n \left\{ 3 \ln \frac{E}{mc^2} + 18,8 \right\} эв/см = \\ &= 7,62 \cdot 10^{-9} n \left\{ 3 \ln \frac{E}{mc^2} + 18,8 \right\} эв/сек. \end{aligned} \quad (8.1)$$

Здесь  $n$  — концентрация атомов H и эффективная энергия ионизации  $I$  положена равной 15 эв. Формула (8.1) отличается от (7.5) с  $M = m$  только отсутствием множителя 2 под знаком логарифма (это отличие связано с тем, что максимальную энергию, передаваемую электроном электрону, нужно положить равной  $E/2$ ).

Поскольку энергия  $I$  в формуле (8.1) теоретически не определена, можно сказать, что эта формула верна лишь с точностью до некоторого множителя под знаком логарифма [при сделанном выборе  $I = 15$  эв неточность формулы (8.1), видимо, не превосходит нескольких процентов и убывает с ростом  $E/mc^2$ ]. Кроме того, формула (8.1) относится лишь к случаю, когда можно пренебречь эффектом плотности. Это допустимо, пока  $v/c < 1/\sqrt{\epsilon(0)}$ , где  $v$  — скорость частицы и  $\epsilon(0)$  — диэлектрическая постоянная среды при частоте  $\omega = 0$ . В атомарном водороде  $\epsilon(0) = 1 + 4\pi n$ ,  $\alpha = (9/2) (\hbar^2/me^2)^3 \sim 10^{-24}$ , и эффектом плотности можно пренебречь при значениях  $E/mc^2$  меньших  $1/\sqrt{4\pi n} \sim 3 \cdot 10^{11}/\sqrt{n}$ . Даже при  $n \sim 100$  это означает, что формулой (8.1) можно пользоваться для энергии электронов  $E < 10^{16}$  эв.

Ионизационные потери на неводородных атомах в первом приближении определяются той же формулой (8.1), где под  $n$  нужно понимать концентрацию всех атомарных электронов. Для смеси, содержащей 90% H и 10% He, ионизационные потери примерно на 10% больше, чем в чистом водороде (при одинаковой полной концентрации атомов). Вклад элементов тяжелее He не превышает 1%. Поэтому, учитывая неточность определения концентрации газа в космосе, при вычислении ионизационных потерь можно заменять межзвездную среду водородом.

В полностью ионизированном газе ионизационные потери равны ( $n$  — концентрация электронов)\*

\* Напомним, что под ионизационными понимаются все потери энергии, идущие не только на возбуждение и ионизацию атомов, но и на излучение Вавилова — Черенкова и образование  $\delta$ -электронов. В полностью

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_i &= \frac{2\pi e^4 n}{mc} \left\{ \ln \frac{m^2 c^2 E}{4\pi e^2 n \hbar^2} - \frac{3}{4} \right\} = \\ &= 7,62 \cdot 10^{-9} n \left\{ \ln \frac{E}{mc^2} - \ln n + 73,4 \right\} эв/сек. \end{aligned} \quad (8.2)$$

При  $n = 0,1$  и  $E = 5 \cdot 10^8$  потери (8.2) вдвое больше потерь (8.1).

Радиационные (или тормозные) потери обусловлены образованием тормозных  $\gamma$ -квантов при соударениях электронов с ядрами и электронами среды. При отсутствии экранирования (в частности, в полностью ионизированной межзвездной плазме<sup>71</sup>) для радиационных потерь имеем<sup>67</sup>

$$\begin{aligned} -\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_r &= \frac{4e^6 n Z (Z+1)}{m^2 c^4 \hbar} \left[ \ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{1}{3} \right] = \\ &= 2,74 \cdot 10^{-3} \left\{ \ln \frac{E}{mc^2} + 0,36 \right\} z^{-1} \cdot см^2 = \\ &= 1,37 \cdot 10^{-16} n \left\{ \ln \frac{E}{mc^2} + 0,36 \right\} сек^{-1}, \end{aligned} \quad (8.3)$$

где  $n$  — концентрация атомов с порядковым номером  $Z$  и при переходе к численным значениям положено  $Z = 1$  (водород). В неионизированном газе при  $E \gtrsim 10^9$  эв в хорошем приближении можно пользоваться формулой, отвечающей полной экранировке<sup>67</sup>:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_r &= \frac{4e^6 n Z (Z+1)}{m^2 c^4 \hbar} \left[ \ln (191Z^{-1/2}) + \frac{1}{18} \right] = \\ &= 7,26 \cdot 10^{-16} n сек^{-1}. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Потери (8.3) и (8.4) сравниваются при  $E/mc^2 \simeq 10^4$ , а при  $E/mc^2 \simeq 10^3$  (т. е. при  $E \simeq 5 \cdot 10^8$  эв) потери (8.3) примерно в 1,5 раза меньше потерь (8.4). Для легких элементов приведенное в (8.4) значение логарифма неточно и его нужно увеличить на 10% (см.<sup>67</sup>). В результате для неионизированного водорода

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_r = 1,6 \cdot 10^{-2} z^{-1} \cdot см^2 = 8,0 \cdot 10^{-16} \cdot n \cdot сек^{-1}. \quad (8.5)$$

ионизированной плазме ионизационные потери складываются из потерь на образование  $\delta$ -электронов («близкие соударения») и потерь, связанных с черенковским излучением плазменных волн («далекие соударения»).

Заметим также, что ранее (см., например, 4,<sup>5</sup>) использовалось выражение, отличающееся от (8.2) небольшим множителем под знаком логарифма. Уточнение этого множителя было произведено в<sup>259</sup>, оно свелось к появлению, например в последнем выражении (8.2), слагаемого 73,4 вместо 74,6 в 4.<sup>5</sup>



«Лавинная» или  $t$ -единица длины, на которой энергия электрона в среднем уменьшается из-за радиационных потерь в  $e = 2,72$  раза, в соответствии с (8,5) равна  $62 \text{ г/см}^2$ . В гелии при той же концентрации  $n$  радиационные потери в 3 раза больше, чем в водороде. Поэтому в смеси из 90% H и 10% He радиационные потери в 1,2 раза больше, чем в водороде. Неточность в определении концентрации  $n$  в космических условиях делает обычно излишним введение соответствующей поправки. Необходимо подчеркнуть, что радиационные потери не являются непрерывными, так как энергия тормозного  $\gamma$ -кванта обычно порядка энергии электрона. Поэтому, грубо говоря, можно считать, что радиационные потери на пути частицы вообще не происходят, но по прохождении слоя в  $62 \text{ г/см}^2$  электрон сразу теряет всю свою энергию (более точно считать, что вся потеря энергии происходит в одном акте, но вероятность прохождения электроном без потерь пути  $L \text{ г/см}^2$  равна  $e^{-L/62}$ ).

#### «Комптоновские» потери энергии

Электроны теряют энергию также при столкновениях с тепловыми фотонами, находящимися в межзвездном и межгалактическом пространстве (главным источником теплового излучения являются звезды). Такой эффект — рассеяние электронов на фотонах — называют иногда «обратным комптон-эффектом», а соответствующие потери — «комптоновскими»<sup>144, 289</sup>.

В системе координат, связанной с электроном, энергия фотона равна  $\epsilon' = \frac{E}{mc^2} \epsilon (1 - \beta \cos \alpha)$ , где  $\beta = v/c$ ;  $v$  — скорость электрона;  $\epsilon$  и  $E$  — энергия фотона и электрона в «неподвижной» («лабораторной») системе отсчета — в данном случае в системе, связанной с Галактикой; угол между направлениями движения электрона и фотона в «неподвижной» системе обозначен через  $\alpha$ . В среднем для изотропного излучения или изотропного распределения электронов по направлениям

$$\bar{\epsilon}' = \frac{E}{mc^2} \bar{\epsilon} \text{ и } \bar{\epsilon}' \ll mc^2, \text{ если}$$

$$\frac{E}{mc^2} \cdot \bar{\epsilon} \ll 1. \quad (8.6)$$

При этом условии сечение для рассеяния неполяризованных

фотонов на электроне можно считать томсоновским:

$$d\sigma_T = \frac{1}{2} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta) d\Omega; \quad (8.7)$$

$$\sigma_T = \int d\sigma = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2,$$

где  $\theta$  — угол рассеяния;  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ .

Практически сечением (8.7) с достаточной точностью можно пользоваться, пока  $\frac{E}{mc^2} \cdot \bar{\epsilon} \ll \frac{1}{4}$ , что при  $\bar{\epsilon} \approx 1 \text{ эв}$  имеет место для электронов с энергией  $E \leq 5 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ . В космических условиях обычно представляют интерес именно такие электроны, но в отдельных случаях (Крабовидная туманность, «выброс» в Деве-А) встречаются и электроны больших энергий. В условиях, обратных (8.6), т. е. при соблюдении неравенства

$$\frac{E}{mc^2} \cdot \bar{\epsilon} \gg 1, \quad (8.8)$$

нужно использовать сечение<sup>67, 69</sup> (сечение для общего случая см. в<sup>69</sup>)

$$\sigma = \frac{3}{8} \sigma_T \frac{mc^2}{\epsilon'} \left( \ln \frac{2\epsilon'}{mc^2} + \frac{1}{2} \right). \quad (8.9)$$

В случае (8.6) и (8.7) средняя энергия и продольный импульс, передаваемые фотоном электрону в системе отсчета, где электрон до рассеяния покоился, равны соответственно  $\bar{E}' = \frac{(\bar{\epsilon}')^2}{mc^2}$  и  $\bar{p}'_v = \int \frac{\bar{\epsilon}'}{c} (1 - \cos \theta) \frac{d\sigma_T}{\sigma_T} = \frac{\bar{\epsilon}'}{c}$ . Поэтому в неподвижной системе средняя энергия, передаваемая релятивистскими электронами

$$\text{тепловому фотону } \Delta \bar{E} = - \frac{(\bar{E}' + v \bar{p}'_v)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \approx - \frac{c \bar{p}'_v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = - \frac{\bar{\epsilon}' E}{mc^2}$$

или окончательно

$$\Delta E \approx - \bar{\epsilon} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (8.10)$$

Отсюда для комптоновских потерь приближенно получается выражение

$$- \left( \frac{dE}{dt} \right)_K \approx c \sigma_T \bar{n}_\Phi \Delta E = c \sigma_T w_\Phi \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 = 2 \cdot 10^{-14} w_\Phi \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \text{ эв/сек}, \quad (8.11)$$

где  $\bar{n}_\phi$  — среднее число фотонов;  $w_\phi = \bar{n}_\phi \bar{\epsilon}$  — некоторая средняя плотность энергии излучения, измеряемая в эв/см<sup>3</sup>.

В случае (8.8) и (8.9) при каждом соударении электрон теряет энергию  $\Delta E \approx E$  (см. 288, 289). Поэтому

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_K &\approx c\sigma\bar{n}_\phi E \approx \frac{3}{8}c\sigma_T w_\phi \left(\frac{mc^2}{\bar{\epsilon}}\right)^2 \ln\left(\frac{2E\bar{\epsilon}}{m^2c^4} + \frac{1}{2}\right) \approx \\ &\approx 10^{-14} \left(\frac{mc^2}{\bar{\epsilon}}\right)^2 w_\phi \ln\left(\frac{2E\bar{\epsilon}}{m^2c^4}\right) \text{ эв/сек.} \end{aligned} \quad (8.11a)$$

При  $\frac{E}{mc^2} \cdot \frac{\bar{\epsilon}}{mc^2} \approx 1$  значения (8.11) и (8.11a) одного порядка, как это и должно быть. Формула (8.11a) при  $\bar{\epsilon} \approx 1$  эв справедлива, если  $E \gg 2,5 \cdot 10^{11}$  эв.

В условиях (8.8) при соударениях электронов с фотонами могут рождаться электронно-позитронные пары. Однако соответствующие потери энергии 288, 289 отличаются от потерь (8.11a) множителем порядка  $2 \cdot 10^{-3} \ln \frac{E\bar{\epsilon}}{m^2c^4}$ , который в большинстве случаев значительно меньше единицы.

#### Магнитотормозные потери

Электрон с энергией  $E \gg mc^2$  при движении в магнитном поле теряет энергию\*:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_m = \frac{2}{3}c \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 H_\perp^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 = 0,98 \cdot 10^{-3} H_\perp^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \text{ эв/сек,} \quad (8.12)$$

где  $H_\perp$  — перпендикулярная скорости электрона компонента магнитного поля (во втором выражении поле  $H_\perp$  измеряется в эрстедах).

Интегрируя уравнение (8.12), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{mc^2}{E} - \frac{mc^2}{E_0} &= \frac{2e^4 H_\perp^2}{3m^3 c^5} t; \\ E &= E_0 \left[ 1 + 1,9 \cdot 10^{-9} \frac{E_0}{mc^2} H_\perp^2 t \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (8.13)$$

Здесь  $E$  — энергия в момент  $t$ ;  $E_0$  — энергия в момент  $t = 0$ .

Характерное «время жизни» электронов относительно магнитотормозных потерь

$$T_m = \frac{3m^3 c^5}{2e^4 H_\perp^2} \frac{mc^2}{E} = \frac{5 \cdot 10^8 mc^2}{H_\perp^2 E} \text{ сек.} \quad (8.14)$$

По истечении времени  $T_m$  энергия электрона убывает в два раза.

\* Это выражение можно, конечно, получить, интегрируя (4.24) по всем частотам. Однако проще получить формулу (8.12) непосредственно (см. 154, § 73).

*Роль потерь различных типов для электронов, движущихся в Галактике и Метагалактике*

Сопоставим потери энергии, которые претерпевают электроны в результате различных процессов.

Комптоновские потери (8.11) и магнитотормозные потери (8.12) одинаковым образом зависят от энергии, и их отношение равно

$$\zeta = \frac{(dE/dt)_K}{(dE/dt)_m} \approx \frac{2 \cdot 10^{-11} w_\phi}{H_\perp^2}, \quad (8.15)$$

где  $H_\perp$  измеряется в эрстедах и плотность энергии излучения  $w_\phi$  в эв/см<sup>3</sup>. При учете магнитотормозных и комптоновских потерь энергия электрона убывает по закону

$$E = \frac{E_0}{1 + (3,8 \cdot 10^{-15} H_\perp^2 + 7,7 \cdot 10^{-26} w_\phi) E_0 t}, \quad (8.16)$$

где  $E_0$  — энергия электрона (в эв) в момент  $t = 0$ ;  $w_\phi$  измеряется в эв/см<sup>3</sup>,  $t$  — в секундах и  $H_\perp$  — в эрстедах.

Согласно 290, в Галактике  $w_\phi \approx 1,2 \cdot 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup> = 0,75 эв/см<sup>3</sup>. По другим данным 202a, в области галактического диска  $w_\phi = 0,15$  эв/см<sup>3</sup> (в диске существенно межзвездное поглощение света) и в гало  $w_\phi = 1$  эв/см<sup>3</sup> (над центром Галактики на расстоянии 5–10 кпс над галактической плоскостью). Ввиду большой важности вопроса о значении  $w_\phi$  приведем здесь соответствующие оценки для гало и метагалактического пространства.

Оптическое излучение нашей Галактики составляет  $L \approx 4 \cdot 10^{43}$  эрг/сек (для Солнца  $L = 3,86 \cdot 10^{33}$  эрг/сек). В случае точечного источника на расстоянии  $r$  от него поток излучения  $S = \frac{L}{4\pi r^2}$  и плотность энергии  $w_\phi = \frac{S}{c} = \frac{L}{4\pi r^2 c}$ . Отсюда при  $r = 3$  кпс  $\approx 10^{22}$  см плотность  $w_\phi \approx 10^{-12} \approx 0,6$  эв/см<sup>3</sup>. Очевидно, среднее значение  $w_\phi$  в сферической области с радиусом

$R_0$  равно  $\frac{3}{4\pi R_0^3} \int_0^{R_0} w_\phi 4\pi r^2 dr = \frac{3L}{4\pi c R_0^2}$  и при  $L = 4 \cdot 10^{43}$ ,  $R_0 = 10$  кпс

имеем  $w_\phi \approx 0,2$  эв/см<sup>3</sup>. Для светящегося диска, а не точки, получается близкое значение. Таким образом, в среднем по гало вполне оправдана оценка

$$w_{\phi, \text{гало}} \geq 0,3 \text{ эв/см}^3; \quad w_{\phi, \text{гало, max}} \approx 1 \text{ эв/см}^3. \quad (8.17)$$

Для Местной группы галактик плотность  $w_\phi$  излучения, исходящего из галактик группы, можно оценить таким образом. Масса всех галактик группы примерно в 7 раз больше массы Галактики, а радиус группы составляет  $2 \cdot 10^{24}$  см (под-

робнее см. § 12). Поэтому в первом приближении можно воспользоваться оценкой  $w_{\phi} = \frac{3L}{4\pi c R_0^2}$ , считая светимость  $L$  в 7 раз

большей, чем для Галактики (фактически светимость  $L$  лишь в 3—4 раза больше, чем для Галактики), а радиус  $R_0$  равным  $2 \cdot 10^{24}$  см. Отсюда  $w_{\phi}$  Местн. группа  $\approx 3 \cdot 10^{-4}$  эв/см<sup>3</sup>. Это значение меньше величины  $w_{\phi, \text{МГ}}$  для Метагалактики, и поэтому в пределах Местной группы для оценок можно использовать значение  $w_{\phi, \text{МГ}}$ .

Для определения  $w_{\phi, \text{МГ}}$  в Метагалактике введем среднее значение  $LN_{\Gamma}$  произведения светимости галактик  $L$  на их концентрацию  $N_{\Gamma}$ . Фотометрический радиус Метагалактики

$$R_{\phi} \approx \int_0^{cT_{\text{МГ}}} \left(1 - \frac{r}{cT_{\text{МГ}}}\right) dr = \frac{cT_{\text{МГ}}}{2} \quad \left(\text{здесь } cT_{\text{МГ}} = \frac{c}{h}; \text{ введение } R_{\phi}\right)$$

связано с красным смещением в спектре галактик, причем в первом приближении при  $r \leq R_{\phi}$  отношение  $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{hr}{c}$ ; см.

§ 13). В центре сферы с радиусом  $R_{\phi}$  интенсивность излучения  $I = \frac{N_{\Gamma} L R_{\phi}}{4\pi}$ , а плотность энергии изотропного излучения

$$w_{\phi} = \frac{4\pi I}{c} = \frac{N_{\Gamma} L R_{\phi}}{c}. \quad (8.18)$$

Значение  $w_{\phi}$  не зависит от шкалы расстояний, поскольку  $N_{\Gamma} \sim l^{-3}$ ;  $L \sim l^{-2}$  и  $R_{\phi} \sim l$  ( $l$  — множитель, определяющий изменение шкалы). Если воспользоваться данными, приведенными в <sup>290</sup> (см. § 131), то  $w_{\phi, \text{МГ}} \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$  эв/см<sup>3</sup> ( $L \approx 5,8 \cdot 10^{41}$  эрг/сек, что отвечает средней абсолютной звездной величине  $M_0 = -15,2$ ;  $N_{\Gamma} = 10^{-73}$  галактика/см<sup>3</sup> и  $R_{\phi} = \frac{cT_{\text{МГ}}}{2} = 2 \cdot 10^{27}$  см). Правильнее всего, однако, не прибегать ни к каким пересчетам, а непосредственно воспользоваться значением интенсивности излучения Метагалактики  $I_{\text{МГ}}$ . К сожалению, прямых измерений этой величины еще нет, но можно выбрать за исходное значение  $I_{\text{МГ}}$ , полученное в результате определения видимой яркости галактик. Согласно <sup>290</sup>,  $I_{\text{МГ}} = 0,5$  галактик 10-й фотографической величины на квадратный градус. Отсюда

$$w_{\phi, \text{МГ}} \approx 10^{-3} \text{ эв/см}^3. \quad (8.19)$$

По-видимому, это значение нельзя считать заниженным, но и увеличить его вряд ли можно больше чем в несколько раз;

в этой связи нужно думать, что указанное в <sup>290</sup> (см. § 133) значение  $w_{\phi, \text{МГ}} = 0,25$  эв/см<sup>3</sup> не отвечает действительности (как сообщил одному из авторов Г. Бонди, которому принадлежит эта оценка <sup>360</sup>, он ставил перед собой задачу лишь указать верхнюю границу  $w_{\phi, \text{МГ}}$ ; отметим, что расчеты <sup>368</sup> приводят к значению  $w_{\phi}$ , превосходящему оценку (8.19) примерно на порядок). Вместе с тем нужно отметить, что оценка (8.19) по самому ее смыслу относится лишь к наблюдаемому с Земли излучению. Если бы в метагалактическом пространстве присутствовало излучение, сосредоточенное в области спектра, еще недоступной наблюдению, то его интенсивность могла бы существенно превосходить приведенное значение (этим замечаниям авторы обязаны Я. Б. Зельдовичу). Надежное определение  $w_{\phi, \text{МГ}}$ , основанное на измерениях за пределами атмосферы, представляет весьма важную и неотложную задачу. Наиболее вероятно, однако, что оценка (8.19) справедлива, и мы будем ее использовать в остальных частях книги без дальнейших оговорок.

Используя значение  $w_{\phi, \text{гало}} = 0,3$ , видим, что комptonовские потери [в гало эквивалентны действию поля  $H_{\perp} = \sqrt{H_{\perp}^2} \approx 2,5 \cdot 10^{-6}$ . В случае Метагалактики комptonовские потери при  $w_{\phi, \text{МГ}} \approx 10^{-3}$  эквивалентны потерям в поле  $H_{\perp} \approx 1,5 \cdot 10^{-7}$  (выбранные здесь значения  $w_{\phi, \text{гало}}$  и  $w_{\phi, \text{МГ}}$  являются, видимо, минимальными; см. выше).

Выше плотность  $w_{\phi}$  и поле  $H_{\perp}$  считались не зависящими от времени. В противном случае в (8.16) нужно заменить  $H_{\perp}^2 t$  и  $w_{\phi} t$  на  $\int_0^t H_{\perp}^2(t) dt$  и  $\int_0^t w_{\phi}(t) dt$ . Это обстоятельство существенно, например, если вычисляются комptonовские потери в расширяющейся космологической модели. Найденное выше значение (8.19) относится к данной эпохе, в прошлом же плотность  $w_{\phi, \text{МГ}}$  была выше. При однородном расширении и неизменной светимости галактик в модели Эйнштейна — де Ситтера (см. § 13):

$$w_{\phi, \text{МГ}}(t) = w_{\phi, \text{МГ}}(T_{\text{МГ}}) \left[ \frac{R(T_{\text{МГ}})}{R(t)} \right]^{3/2} = w_{\phi, \text{МГ}}(T_{\text{МГ}}) \left( \frac{T_{\text{МГ}}}{t} \right); \quad (8.20)$$

$$\int_{T_0}^{T_{\text{МГ}}} w_{\phi, \text{МГ}}(t) dt = w_{\phi, \text{МГ}}(T_{\text{МГ}}) \cdot T_{\text{МГ}} \cdot \ln \frac{T_{\text{МГ}}}{T_0}.$$

Поскольку галактики формировались в основном в течение  $10^8$  лет (речь идет об используемой космологической модели), можно положить  $T_0 \approx 10^8$  и таким образом при расчетах

комптоновских потерь за время эволюции Метагалактики использовать значение  $w_{\phi, \text{MГ}} \simeq 5 \cdot 10^{-3} \text{ эв/см}^3$  (это значит, что в формуле (8.16)  $w_{\phi, \text{MГ}} \cdot t$  нужно заменить на  $5 \cdot 10^{-3} T_{\text{MГ}} \simeq 1,5 \cdot 10^{15}$ ).

Отношение радиационных потерь к ионизационным в атомарном водороде согласно (8.1) и (8.5) равно

$$\eta_a = \frac{(dE/dt)_r}{(dE/dt)_i} = \frac{1,05 \cdot 10^{-7} E}{3 \ln E / mc^2 + 18,8}. \quad (8.21)$$

В случае ионизированного газа, учитывая формулы (8.2) и (8.3),

$$\eta_i = \frac{1,8 \cdot 10^{-8} (\ln E / mc^2 + 0,36) E}{\ln E / mc^2 - \ln n + 73,4}. \quad (8.22)$$

В (8.21) и (8.22) энергия  $E$  измеряется в эв. При  $E = 5 \cdot 10^8 \text{ эв}$   $\eta_a \simeq 3$  и  $\eta_i \simeq 2$  (при  $|\ln n| \lesssim 10$ ). Отсюда ясно, что при  $E \gtrsim 10^9 \text{ эв}$  ионизационные потери малы по сравнению с радиационными, а при  $E \lesssim 10^8 \text{ эв}$  — наоборот. Отношение ионизационных потерь (8.1) к магнитотормозным потерям (8.12) таково:

$$\xi = \frac{(dE/dt)_i}{(dE/dt)_m} = \frac{2,3 \cdot 10^{-5} n (\ln E / mc^2 + 6,3)}{H_{\perp}^2 (E / mc^2)^2}. \quad (8.23)$$

Для полностью ионизированной среды параметр  $\xi$  согласно (8.2) приблизительно в два раза больше значения (8.23). При  $E = 5 \cdot 10^8$  параметр  $\xi \simeq \frac{3 \cdot 10^{-10} n}{H_{\perp}^2}$  и, например,  $\xi = 1$  при  $n = 0,3$  и  $H_{\perp} \simeq 10^{-5}$  или при  $n \simeq 10^{-2}$  и  $H_{\perp} \simeq 2 \cdot 10^{-6}$ .

### § 9. Механизмы ускорения и инжекция космических лучей

После того как в результате экспериментального изучения первичных космических лучей у Земли был в первом приближении выяснен их состав и энергетический спектр, появилась возможность дальнейшей конкретизации проблемы происхождения космических лучей. Здесь мы остановимся на двух вопросах, имеющих большое значение для любой теории происхождения космических лучей.

Первый из них — вопрос о механизмах ускорения — относится к природе тех процессов, в результате которых частицы приобретают наблюдаемые в космических лучах очень большие энергии. Этот вопрос можно было бы в каком-то смысле обойти или, точнее, перенести его в область еще не решенных

космогонических проблем, если допустить, что космические лучи возникли в процессе формирования Галактики или на ранних стадиях эволюции Метагалактики. При этом все свойства космических лучей можно пытаться связывать с некоторыми недостатками известными специфическими условиями, существовавшими на этих стадиях эволюции Вселенной. В этом случае космические лучи, конечно, следует считать «реликтовыми», сохранившимися в Галактике (или Метагалактике) от ранних стадий ее развития.

Не говоря уже о том, что такую точку зрения трудно считать в какой-либо мере конструктивной, следует отметить, что представление о реликтовых космических лучах встречается с очень серьезными трудностями при интерпретации имеющихся данных (см. главу IV). Кроме того, указанная точка зрения едва ли может быть оправдана уже хотя бы потому, что генерация релятивистских частиц наблюдается непосредственно в настоящее время. В частности, можно указать на такие явления, как вспышки сверхновых, радиогалактики и непосредственно наблюдаемые процессы генерации космических лучей на Солнце. Поэтому имеются все основания анализировать механизм генерации космических лучей, основываясь на существующих физических и астрофизических представлениях и в первую очередь в применении к реальным условиям в оболочках сверхновых, в галактиках и т. д.

Второй вопрос связан с проблемой инжекции и состоит в следующем. Какие из частиц в области действия ускоряющего механизма достигают энергий космических лучей? Чем определяются их доля и химический состав по отношению ко всем остальным частицам в источнике?

Оба эти вопроса являются основными для теории происхождения космических лучей в узком смысле слова, понимаемой как теория генерации релятивистских частиц в конкретных астрофизических условиях. Обсуждению этих вопросов мы посвятим настоящий параграф.

#### Основные типы механизмов ускорения

В настоящее время наиболее развито и обосновано представление об электромагнитном характере ускорения частиц, входящих в состав космических лучей. Существует ряд конкретных механизмов этого типа, обеспечивающих ускорение частиц до высоких энергий в реальных астрофизических условиях. Основные из этих механизмов будут рассмотрены несколько позже. Здесь же подчеркнем, что все электромагнитные

механизмы ускорения основаны на действии индукционного электрического поля, возникающего в среде при изменении во времени напряженности магнитного поля. Такое индукционное поле всегда совершает положительную работу над заряженной частицей, если напряженность магнитного поля, в котором она движется, растёт во времени и характерный масштаб поля не мал по сравнению с радиусом кривизны частицы\*.

Это справедливо и для ускорения частиц при их столкновениях с движущимися магнитными «стенками» (см. ниже), если иметь в виду, что прохождение магнитной стенки через некоторую область пространства равносильно возрастанию напряженности магнитного поля в этой области.

Важнейшей отличительной чертой электромагнитных механизмов служит плавный характер ускорения, при котором высокая конечная энергия достигается постепенно — непрерывно или малыми порциями. Это обстоятельство особенно существенно в связи с тем, что позволяет объяснить присутствие в космических лучах ультрарелятивистских тяжелых ядер. Ясно, что сложное ядро может сохраниться в процессе ускорения как целое только в том случае, если оно приобретает энергию достаточно малыми порциями. Это требование, вытекающее из присутствия в космических лучах тяжелых ядер, является, по-видимому, достаточно общим. С этой точки зрения естественно считать, что ускорение имеет макроскопический характер, а не является следствием некоторого элементарного акта или процесса столкновения, как это могло бы осуществляться, например, в ультрарелятивистских ударных волнах.

Ускорение в ударных волнах как раз и является механизмом, который можно считать отличным от электромагнитного\*\*. По сути дела, при ускорении частиц в ударных волнах речь идет о разогревании и макроскопическом ускорении газа в результате прохождения фронта ударной волны.

\* В самом деле, изменение энергии частицы за период ее обращения в медленно меняющемся магнитном поле равно

$$\Delta E = e \int \vec{v} \cdot d\vec{t} = e \int \vec{E} \cdot d\vec{l} \approx e \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = \frac{|e|}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t},$$

где  $\vec{E}$  — напряженность индукционного электрического поля и  $\Phi$  — поток магнитного поля через орбиту частицы, проекция которой на плоскость, перпендикулярную к направлению магнитного поля, в первом приближении считается замкнутой; появление  $|e|$  перед  $\partial \Phi / \partial t$  связано с учетом взаимного направления векторов  $\vec{v}$  и  $\vec{E}$  при движении частицы в переменном магнитном поле.

\*\* Здесь не имеются в виду магнитогидродинамические ударные волны. Для оценки величины ускорения на фронтах таких волн можно приближенно применять адиабатический инвариант (см. ниже)<sup>398</sup>.

Обычные ударные волны, образующиеся при столкновении газовых масс, не могут непосредственно привести к образованию релятивистских частиц. Так, даже при скорости газа  $\sim 10^4$  км/сек энергия частиц составит лишь около  $0,5$  Мэв/нуклон. Однако в специальных случаях, как, например, при наличии кумулятивных эффектов или при распространении очень сильных ударных волн в среде с убывающей плотностью, их роль в принципе могла бы быть более существенной.

Так, в работе<sup>291</sup> рассматривается конкретная модель вспышки сверхновой и предполагается, что возникающая в результате внезапной перестройки звезды ударная волна превращает в космические лучи весь поверхностный слой звезды, начиная с уровня с плотностью около  $1$  г/см<sup>3</sup>. Теория вспышек сверхновых в сколько-нибудь полной форме еще не развита. Однако уже сейчас можно привести ряд соображений, указывающих на то, что образование галактических космических лучей в ударных волнах вряд ли имеет место. Действительно, присутствие в составе космических лучей значительной доли тяжелых ядер, как уже указывалось выше, свидетельствует о постепенном наборе энергии этими частицами. Если бы набор энергии происходил в каком-либо быстром процессе передачи импульса от одной части газовой среды к другой, как это имеет место при распространении ультрарелятивистских ударных волн, то неизбежные в таком процессе столкновения частиц друг с другом, а также с  $\gamma$ -квантами поля излучения (фоторасщепление) при релятивистских энергиях приводили бы к разрушению тяжелых ядер. Кроме того; в работе<sup>291</sup> ее авторам пришлось сделать некоторые радикальные и еще не обоснованные предположения о структуре фронта ударной волны. Наконец, образование релятивистских частиц в такой схеме сопровождается переходом на порядок большей энергии в нерелятивистские частицы, с чем связаны определенные трудности энергетического характера. Все это позволяет считать, что ударные волны, если они играют роль в образовании космических лучей, могут служить лишь в качестве «инжекторов» быстрых частиц, ускоряемых в дальнейшем до наблюдаемых энергий каким-либо другим механизмом. Все известные такие механизмы имеют, по существу, электромагнитный характер.

Рерми  
Регулярное электромагнитное ускорение

Существуют две основные разновидности электромагнитных механизмов ускорения: бетатронное ускорение в растущем во времени однородном магнитном поле<sup>292</sup> и ускорение частиц

при столкновениях с движущимися неоднородностями магнитного поля<sup>293</sup>. Все известные электромагнитные механизмы либо сводятся к одному из этих типов, либо являются их комбинацией.

Бетатронное ускорение проще всего рассмотреть, воспользовавшись адиабатическим инвариантом движения частицы в слабо меняющемся магнитном поле. Как известно, в магнитном поле, медленно меняющемся на пути частицы за период ее ларморовского обращения  $T_H = 2\pi/\omega_H = 2\pi E/eHc$ , имеет место приближенное соотношение (адиабатический инвариант)

$$\frac{p_{\perp}^2}{H} \equiv \frac{p^2 \sin^2 \theta}{H} = \text{const}, \quad \text{см. 184, 183} \quad (9.1)$$

где  $p_{\perp} = p \sin \theta$  — компонента импульса частицы на направление, перпендикулярное к магнитному полю  $H$ ,  $\theta$  — угол между направлением движения частицы и направлением  $H$ . Соотношение (9.1) справедливо с точностью по меньшей мере до членов второго порядка малости<sup>294</sup> по отношению  $T_H/\tau$  и  $r_H \cdot |\nabla H|/H$ , где  $\tau$  и  $|\nabla H|$  — характерные период и градиент магнитного поля, а  $r_H$  — радиус кривизны (ларморовской орбиты) частицы\*.

При бетатронном ускорении продольная (по отношению к магнитному полю) составляющая импульса частицы  $p_{\parallel}$  неизменна, а для поперечной составляющей  $p_{\perp}$  из адиабатического инварианта (9.1) имеем  $p_{\perp}^2 \propto H$ . Выражая  $H$  через радиус ларморовской орбиты частицы  $r_H = cp_{\perp}/ZeH$ , получим  $p_{\perp}^2 \propto 1/r_H^2$ ,  $H \propto 1/r_H^2$ \*\* . Таким образом, увеличение импульса и магнитного поля связано со сжатием ларморовских орбит частиц\*\*\*. Для ионизованного газа это равносильно поперечному сжатию газа. При таком сжатии объем, приходящийся на одну частицу  $V \propto r_H^3$  и, следовательно,  $p^2 \simeq p_{\perp}^2 \propto 1/V$ ,

\* Если поле  $H$  зависит только от времени, причем эта зависимость достаточно плавная, то адиабатический инвариант имеет экспоненциальную точность<sup>295, 296</sup>.

\*\* Заметим, что полученное таким образом соотношение  $H \propto 1/r_H^2$  соответствует обычному условию «вмороженности» магнитного поля для проводящей среды, т. е. условию сохранения магнитного потока через материальный контур.

\*\*\* Аналогичная ситуация имеет место и при прохождении заряженной частицы через фронт магнитогидродинамической ударной волны. В этом случае, однако, адиабатический инвариант оказывается справедливым лишь по порядку величины<sup>298</sup>.

где мы пренебрегли неизменной продольной составляющей импульса (для цилиндра  $V = \pi r_H^2 l$ , где длина  $l$  остается неизменной при рассматриваемом поперечном сжатии). Отсюда кинетическая энергия частиц связана с занимаемым ими объемом соотношением

$$E_K \propto 1/V^{\gamma-1}, \quad \text{адиабатический инвариант} \quad (9.2)$$

где  $\gamma = 2$  для нерелятивистских<sup>297</sup> ( $E_K \propto p^2$ ) и  $\gamma = 3/2$  для ультрарелятивистских ( $E_K \simeq E \propto p$ ) энергий. Соотношение (9.2) вместе с указанными значениями  $\gamma$  отвечает обычному закону адиабатического нагревания газа при его сжатии в случае газа из частиц с двумя степенями свободы. Если сжатие газа в среднем изотропно, т. е.  $V \propto r_H^3$ , то значения  $\gamma$ , как легко убедиться, совпадают с их обычными значениями для одноатомного газа:  $\gamma = 5/3$  в нерелятивистском и  $\gamma = 4/3$  в ультрарелятивистском случаях (нужно учесть, что

$$p_{\perp}^2 \simeq p^2 \propto \frac{1}{r_H^2}, \quad r_H \propto V^{1/3}, \quad E_K \propto V^{1-\gamma}.$$

При возвращении магнитного поля к первоначальному значению частицы замедляются до их начальных скоростей. Процесс полностью обратим и поэтому, если магнитное поле в среде остается в среднем на постоянном уровне, то и энергия частиц в среднем неизменна. Результирующее ускорение, напротив, имеет место, например, если поле неоднородно и частица успевает выйти из области растущего поля до того, как оно начало убывать<sup>292</sup>.

Второй класс электромагнитных механизмов ускорения — ускорение при столкновениях с движущимися неоднородностями магнитного поля — проще всего рассматривать на модели столкновений с движущейся твердой стенкой. Роль такой стенки, очевидно, играет область сильного магнитного поля, отражающая падающие на нее частицы. Из закона сохранения энергии и импульса при каждом таком столкновении легко найти приращение полной энергии  $E$  частицы за одно столкновение (см. <sup>5, 293</sup>)

$$\Delta E = -\frac{2E}{c^2} (uv), \quad (9.3)$$

где скорость стенки  $u$  считается малой по сравнению со скоростью частицы  $v$ .

Заметим, что при столкновении с магнитной неоднородностью ускорение в конечном счете обусловлено индукционным



электрическим полем  $\vec{\mathcal{E}} = -\frac{1}{c}[\mathbf{uH}]$ , возникающим при переносе «замороженного» в среде магнитного поля со скоростью  $\mathbf{u}$ . В самом деле, изменение энергии частицы после отражения

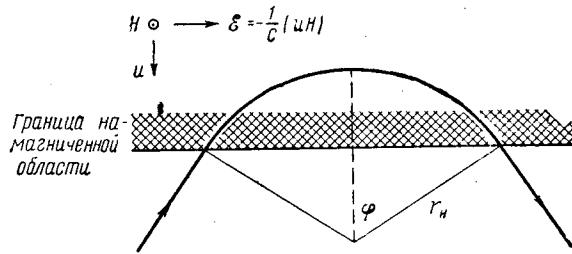


Рис. 17. Соударение частицы с движущейся намагниченной областью (облаком)

от движущейся магнитной «стенки» (рис. 17) как раз равно выражению (9.3)

$$\begin{aligned} \Delta E &= Ze \int \vec{\mathcal{E}} ds = 2Ze \mathcal{E} r_H \sin \varphi = \\ &= 2Ze \frac{uH}{c} \frac{Ev_{\perp}}{ZeHc} \sin \varphi = -\frac{2E}{c^2} (uv). \end{aligned}$$

Здесь учтено, что радиус кривизны  $r_H = Ev_{\perp}/ZeHc$ . Нельзя вместе с тем не подчеркнуть, что результат (9.3) не зависит от самого механизма столкновения частицы со стенкой. Другими словами, если бы это столкновение (и связанная с ним передача энергии и импульса) осуществлялось в силу неэлектромагнитного взаимодействия (например, под действием гравитационных сил), то формула (9.3) осталась бы неизменной. Поэтому, относя рассматриваемый механизм ускорения к числу электромагнитных, мы имеем в виду тот факт, что столкновение космических лучей с движущейся неоднородностью осуществляется под действием электромагнитных сил.

При спиральном движении частицы вдоль сужающейся трубки магнитных силовых линий поперечная составляющая импульса сначала возрастает (как и при бетатронном ускорении, за счет увеличения магнитного поля), но после отражения уменьшается до первоначального значения. Конечное изменение (если трубка движется) получает лишь продольная составляющая импульса, которая как раз и испытывает рассмотренное выше отражение. Подобная ситуация может, например, осуществляться при ускорении частиц в «магнитной ловушке»

с движущимися навстречу друг другу «пробками», т. е. областями сгущения магнитных силовых линий. Такой механизм иногда рассматривается в качестве механизма ускорения частиц, образующих радиационные пояса Земли.

Если частица испытывает только встречные столкновения, т. е. находится между сближающимися магнитными «стенками», то ее энергия, как и при бетатронном ускорении, изменяется по закону адиабатического сжатия (9.2). Однако здесь существенна лишь одна степень свободы частицы и поэтому в (9.2)  $\gamma = 3$  для нерелятивистских <sup>297</sup> и  $\gamma = 2$  для ультрарелятивистских энергий. В самом деле, за время  $\Delta t = 2l/v_{\perp}$ , где  $l$  — расстояние между стенками и  $v_{\perp}$  — нормальная к стенкам составляющая скорости частицы, прирост энергии частицы равен [см. (9.3)]

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{\Delta E_1 + \Delta E_2}{\Delta t} = \frac{2Ev_{\perp}^2}{c^2} \frac{u_1 + u_2}{2l} = -\frac{Ev_{\perp}^2}{c^2} \frac{1}{l} \frac{dl}{dt}. \quad (9.4)$$

Здесь  $u_1$  и  $u_2$  — абсолютные значения скорости каждой из стенок и, очевидно,  $u_1 + u_2 = -\frac{dl}{dt}$ . Если пренебречь неизменной при таком ускорении составляющей скорости, параллельной стенкам, и учесть соотношение  $E^2 v^2/c^2 = c^2 p^2$ , то из (9.4) следует

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{l} \frac{dl}{dt}$$

и поэтому  $p \propto 1/l$ . Поскольку при рассматриваемом одномерном сжатии  $V \propto l$ , последнее соотношение равносильно закону изменения импульса частицы  $p \propto 1/V$ . Отсюда и следует сделанный выше вывод о том, что для этого механизма ускорения также справедлив закон (9.2) адиабатического «нагрева» газа частиц при его сжатии с соответствующими одномерному случаю значениями  $\gamma$ .

Если стенки не являются строго параллельными и в результате рассеяний все составляющие скорости становятся в среднем равноправными, т. е. в ускорении участвуют все степени свободы частицы, то, как и должно быть при обычном адиабатическом сжатии,  $\gamma = 5/3$  в нерелятивистском и  $\gamma = 4/3$  в ультрарелятивистском случаях. Изотропное распределение, по-видимому, наиболее близко к имеющему место в реальных условиях и поэтому при оценках эффективности регулярного ускорения обычно можно пользоваться соотношением (9.2) с значениями  $\gamma = 5/3$  или  $\gamma = 4/3$ .

Хотя рассмотренные механизмы и могут обеспечить достаточно большую скорость набора энергии, определяемую ско-

ростью возрастания магнитного поля или скоростью «стенок», все же максимальная достижимая энергия существенно ограничена. Например, в случае сближающихся магнитных стенок ясно, что частица не может быть зажата в объеме, меньшем ее радиуса кривизны в магнитном поле стенок. В общем случае максимальная достижимая энергия определяется допустимой в реальных условиях степенью сжатия среды. Так, например, для регулярного ускорения частиц от тепловых энергий порядка  $1 \div 10 \text{ эв} \approx 10^4 \div 10^{50} \text{ К}^4$  до релятивистских энергий  $\sim 1 \div 10 \text{ Бэв}$ , даже в наиболее благоприятном случае, когда в (9.3)  $\gamma = 3$ , необходимо сжатие среды в  $10^4 \div 10^5$  раз. Такое сжатие в реальных астрофизических условиях маловероятно. Не исключена, конечно, возможность многократного ускорения рассматриваемого типа. Именно, частица ускоряется в некоторой сжимающейся области, затем попадает в другую сжимающуюся область и т.д. В результате прохождения  $K$ -областей с увеличением энергии в  $x$  раз в каждой из них частица повысит свою энергию в  $x^k$  раз. Однако нужны весьма специальные условия, чтобы осуществлялось подобное каскадное регулярное ускорение. Поэтому регулярное ускорение скорее всего может играть роль лишь на начальной стадии ускорения<sup>298</sup>, а ускорение до наблюдаемых в космических лучах высоких энергий осуществляется другими механизмами.

#### Статистические механизмы ускорения

Регулярное ускорение в зависимости от знака изменения поля во времени или от направления движения магнитных неоднородностей будет приводить или к росту, или к убыванию энергии частиц.

Если оба эти процесса в среднем происходят с более или менее одинаковой частотой, то появление быстрых частиц все же возможно в результате следующих двух эффектов.

Первый из них связан с тем, что частице может «повезти» и она много раз попадет именно в фазу ускорения. Тогда ее энергия будет быстро возрастать (в предельном случае, как при рассмотренном выше «каскадном» регулярном ускорении). Вместе с тем вероятность такого флуктуационного статистического ускорения мала и, следовательно, число ускоряемых частиц невелико.

Флуктуационное ускорение еще будет рассматриваться в § 16. Сейчас же остановимся на втором эффекте, имеющем место, если вероятности увеличения и уменьшения энергии на данную величину не равны друг другу. Тогда при усред-

нении по достаточно большому интервалу времени будет наблюдаться некоторое разностное или, как можно сказать, среднее статистическое ускорение. При бетатронном механизме такое результирующее ускорение будет, например, происходить, если в результате столкновений с неоднородностями магнитного поля энергия частицы перераспределяется между степенями свободы, соответствующими движениям вдоль (импульс  $p_{\parallel}$ ) и поперек (импульс  $p_{\perp}$ ) поля<sup>299-301</sup>. В этом случае после каждого столкновения (при  $t = t_i$ ) составляющие импульса частицы  $p$  в среднем равны  $p_{\perp}^2(t_i) = 2/3 p^2(t_i)$  и  $p_{\parallel}^2(t_i) = 1/3 p^2(t_i)$ . Если следующее столкновение произошло спустя промежуток времени  $\tau$ , то к моменту этого столкновения

$$\begin{aligned} p^2(t_i + \tau) &= \frac{1}{3} p^2(t_i) + \frac{2}{3} p^2(t_i) \frac{H(t_i + \tau)}{H(t_i)} = \\ &= \frac{1}{3} p^2(t_i) \left[ 1 + 2 \frac{H(t_i + \tau)}{H(t_i)} \right], \end{aligned}$$

где учтено, что в соответствии с (9.1) изменяется только  $p_{\perp}$ . Пусть частота столкновений вдвое больше частоты колебаний магнитного поля, т.е.  $H(t_i + \tau) = H + \Delta H$ ,  $H(t_i + 2\tau) = H(t_i) = H$ . Тогда за время полного цикла поля изменение импульса равно

$$\begin{aligned} p^2(t_i + 2\tau) &= \frac{1}{3} p^2(t_i + \tau) \left[ 1 + 2 \frac{H(t_i + 2\tau)}{H(t_i + \tau)} \right] \approx \\ &\approx \frac{1}{9} p^2(t_i) \left[ 9 + 2 \left( \frac{\Delta H}{H} \right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Отсюда

$$\Delta p^2 \approx \frac{2}{9} \left( \frac{\Delta H}{H} \right)^2 p^2. \quad (9.5)$$

В общем случае произвольной статистики столкновений приращение квадрата полного импульса, как и в (9.5), является разностным эффектом второго порядка по амплитуде колебаний поля\*, тогда как изменение за один полуцикл есть эффект порядка  $\Delta H/H$ .

\* Если частота столкновений  $1/\tau$  сильно отличается от частоты флуктуаций поля, то эффективность ускорения заметно уменьшается. В пределе при  $\tau \rightarrow 0$  энергия частицы однозначно связана с напряженностью поля (импульс  $p \propto H^{1/2}$ ), и если последняя в среднем во времени остается неизменной, то результирующее ускорение отсутствует. При  $\tau \rightarrow 0$  мы возвращаемся фактически к адиабатическому закону (9.2), так как при рассматриваемом поперечном сжатии «замороженного» поля  $H \propto V^{-1}$ .

При столкновениях с хаотически движущимися неоднородностями магнитного поля среднее статистическое ускорение обусловлено большей вероятностью встречных столкновений по сравнению с «догоняющими», при которых частица теряет энергию<sup>293</sup>. Эти вероятности для простейшего случая лобовых столкновений равны  $\frac{v+u}{2v}$  и  $\frac{v-u}{2v}$  соответственно. Поэтому среднее изменение энергии частицы за соударение составляет [см. (9.3)]

$$\overline{\Delta E} = \zeta \frac{u^2}{c^2} E, \quad \zeta \sim 1. \quad (9.6)$$

Если все соударения являются лобовыми,  $\zeta = 2$ ; для случая сферических упруго рассеивающих неоднородностей<sup>303</sup>  $\zeta = 4/3$ . Как видно, в этом случае приращение энергии является эффектом второго порядка малости по  $u/c$ , в то время как изменение энергии в результате одного столкновения при регулярном ускорении пропорционально первой степени  $u/c$  [см. (9.3)].

Если эффективная длина свободного пробега частиц относительно их столкновений с облаками равна  $l = v\tau$  ( $\tau$  — время свободного пробега и  $v$  — скорость частиц), то средний темп прироста энергии определяется уравнением

$$\frac{dE}{dt} = \alpha \frac{v}{c} E, \quad \alpha = \frac{u^2}{cl} = \frac{u^2}{cv\tau}. \quad (9.7)$$

Для сферических облаков фигурирующая здесь длина  $l = \frac{4}{3} \frac{r}{\pi r^2 N_{\text{обл}}}$ , где  $r$  — радиус облаков и  $N_{\text{обл}}$  — их концентрация.

Этот механизм полностью эквивалентен нагреванию холодного газа (космические лучи), смешанного с горячим газом («частицами» этого горячего газа служат макроскопические намагниченные газовые облака). Поскольку «температура» намагниченных облаков, т. е. кинетическая энергия их макроскопического движения, с точки зрения масштабов отдельной ускоряемой частицы практически бесконечна, то такой механизм может обеспечить по существу неограниченное ускорение частиц космических лучей. Предел устанавливается временем жизни частицы в ускоряющей области (т. е. в области с рассматриваемыми интенсивными газовыми движениями и сильными магнитными полями). Кроме того, коэффициент  $\alpha$  можно считать постоянным, только если концентрация космических лучей достаточно мала, так что их полная энергия в данном объеме значительно меньше кинетической энергии всех облаков в том же объеме. В противном случае нужно, конечно,

учитывать торможение облаков космическими лучами и соответствующее убывание коэффициента  $\alpha$ .

Таким образом, электромагнитные механизмы могут обеспечить, во-первых, сравнительно быстрое, но ограниченное по величине регулярное ускорение, которое в применении к проблеме ускорения космических лучей во всех известных случаях сводится просто к адиабатическому нагреванию газа при его сжатии. Во-вторых, может иметь место более медленное\* статистическое ускорение, которое, однако, будет действовать в течение всего времени жизни частицы в ускоряющей области\*\*.

### Проблема инжекции

Рассмотрим теперь более подробно начальную стадию ускорения частиц и связанную с ней проблему инжекции. Важность этой проблемы обусловлена тем, что именно начальной стадией ускорения в значительной мере определяется такое характерное свойство космических лучей, как их химический состав.

Как известно (см. § 1), в космических лучах наблюдается значительный избыток тяжелых ядер по сравнению с их естественной распространенностью. Для объяснения этого факта, по-видимому, нельзя избежать предположения о преимущественном ускорении тяжелых элементов в источниках космических лучей (см. § 15). В то же время простое сравнение скорости набора энергии [см., например, (9.7)] и потерь на ионизацию и столкновения в среде может привести к выводу<sup>4,293</sup>, что ускорение тяжелых многозарядных ионов существенно затруднено и поэтому их доля должна быть заметно пониженной. В самом деле, пусть скорость набора энергии определяется выражением (9.7), которое мы запишем в форме

$$\frac{dE}{dt} = \alpha \sqrt{E^2 - (Mc^2)^2}, \quad (9.8)$$

где  $M$  — масса ускоряющейся частицы. Как следует из результатов, приведенных в § 7, потери на ионизацию и столкновения

\* Содержащееся в работе<sup>302</sup> утверждение о существовании статистического электромагнитного механизма, обеспечивающего быстрый (в первом порядке по  $u/c$ ) набор энергии, связано с допущенной в этой работе ошибкой в определении среднего времени ускорения.

\*\* Выше мы не касались вопроса об ускорении частиц высокочастотными электромагнитными волнами. Сюда относится ускорение световым давлением (в вакууме) и более интересное ускорение излучением при учете влияния среды<sup>302а</sup>. Для того чтобы такое ускорение было эффективно, необходимы весьма специфические условия.

в среде могут быть представлены в виде

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = \frac{4\pi e^4 Z^2 n L}{mv} \quad (9.9)$$

Здесь  $L$  — слабо (логарифмически) зависящий от энергии множитель, который мы в дальнейшем будем считать постоянным и равным его среднему значению в интересующем нас интервале энергий. Если определить кинетическую энергию инжекции  $E_{к,и}$  как энергию частицы, начиная с которой прирост энергии превышает потери, то, сравнивая выражения (9.8) и (9.9), для нерелятивистских скоростей ( $E_k \ll Mc^2$ ), найдем

$$E_{к,и} = \frac{2\pi e^4 Z^2 n L}{m\alpha} \simeq 7 \cdot 10^{-9} \frac{Z^2 n}{\alpha} \quad (9.10)$$

Здесь при подстановке числовых значений принято  $L = 20$ . Сильная зависимость выражения (9.10) от заряда частицы как раз и показывает, что для многозарядных ионов порог инжекции лежит существенно выше по энергии, а, следовательно, доля ускоряемых тяжелых ионов при обычных убывающих энергетических распределениях частиц будет существенно меньшей, чем для легких ионов.

Эта трудность в случае достаточно эффективного ускорения устраняется при более детальном анализе влияния потерь на ускорение в нерелятивистской области<sup>304</sup>. Дело в том, что, как уже указывалось в § 7, ионизационные потери достигают максимума при скорости частицы, близкой к скорости  $v_e$  электронов в среде, и быстро убывают в области малых энергий. Поэтому при достаточно эффективном ускорении (т. е. достаточно большом значении  $\alpha$ ) возможна ситуация, когда скорость набора энергии всегда больше скорости потерь. Другими словами, ускорение может быть «безынекционным» для частиц с любыми начальными энергиями. При этом оказывается, что с увеличением массы частицы требования к эффективности ускорения ослабевают: при одном и том же темпе ускорения инекционный порог может быть достаточно высоким для легких ядер и практически отсутствовать для тяжелых. Качественно эта ситуация ясна из рис. 18, где по оси абсцисс отложена энергия частицы, а по оси ординат — абсолютные значения скорости приобретения энергии (кривая 1) и потерь энергии (кривые 2 и 3).

Для простоты здесь принят закон изменения энергии

$$\frac{dE_k}{dt} = \beta E_k \quad (9.11)$$

который может осуществляться, например, при регулярном ускорении [если закон сжатия таков, что  $\frac{dV}{dt} \propto V$ ; см. (9.2)]. Для частиц с массами  $M$  и  $M' > M$  и одинаковой начальной ионизацией\* кривые потерь будут иметь примерно одинаковую величину в максимуме. При этом максимум кривой потерь для более тяжелой частицы будет смещен в  $M'/M$  раз вправо и соответствующая кривая (кривая 3 на рис. 18), в отличие от кривой

потерь для более легкой частицы (кривая 2), может не пересекаться с кривой приобретения энергии. Так как точка пересечения определяет энергию инжекции, то более тяжелые частицы будут ускоряться без инжекции, т. е. независимо от их начальной энергии, тогда как для более легких частиц наличие порога инжекции затрудняет ускорение.

Аналогичные рассуждения можно провести для произвольного механизма ускорения, а также учесть эффект потери электронов частицей по мере увеличения ее скорости (см. § 7).

Такое рассмотрение, в частности, было проведено в работе<sup>304</sup> для статистического ускорения по закону (9.7), (9.8). При этом величина максимальных потерь приближенно оценивалась с помощью выражения (9.9) при  $v \simeq v_e$ , что дает правильный порядок величин (см. § 7). Кроме того, предполагалось, что при  $v < v_e$  ионизационными потерями можно пренебречь

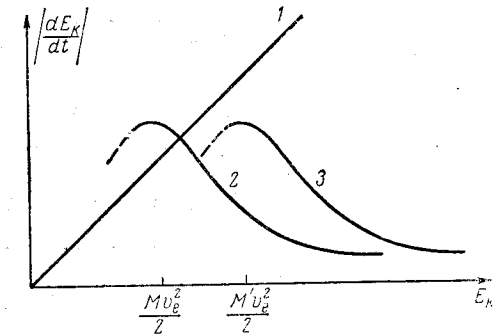


Рис. 18. Безынекционное ускорение тяжелых частиц. Скорость увеличения энергии представлена кривой 1, ионизационные потери — кривыми 2 и 3. Кривая 2 для легкой частицы пересекается с кривой 1 и точка пересечения определяет энергию инжекции. Кривая 3 для тяжелой частицы проходит всюду ниже кривой 1, т. е. потери энергии всюду меньше ее приобретения в процессе ускорения

\* Здесь принято, что температура, а следовательно, и степень ионизации газа в области ускорения не слишком велики ( $T \simeq 10^4 \div 10^5$  К,  $Z \simeq 1 \div 2$ ). Если же ионизация близка к полной, что может иметь место при инжекции сильными ударными волнами или при выбросе газа из внутренних областей звезды, то сильная зависимость потерь (9.10) от  $Z$  делает ускорение тяжелых ядер практически невозможным.

по сравнению со скоростью приобретения энергии, если последняя превышает потери в максимуме. В этих предположениях трудно определить параметр  $\alpha_k(A)$  такой, что при  $\alpha > \alpha_k(A)$  безыжекционное ускорение будет иметь место для всех ядер с массовыми числами, большими или равными  $A$ , тогда как более легкие ядра будут ускоряться, только начиная с некоторой пороговой энергии.

В случае, если в процессе ускорения заряд частицы  $Z$  не изменяется и соответствует ее начальной ионизации, параметр  $\alpha_k(A)$  равен

$$\alpha_k(A) = \frac{4\pi n e^4 L Z^2}{m c v_e^2 M} = \alpha_k(p) \frac{Z^2}{A}. \quad (9.12)$$

Здесь через  $\alpha_k(p)$  обозначено значение параметра  $\alpha_k$  для протонов;  $\alpha_k(p) = \frac{4\pi n e^4 L}{m c v_e^2 M_p}$ , где  $M_p$  — масса протона.

Если же в каждый момент успевают устанавливаться равновесный заряд  $Z \approx Z_0^{1/3} \frac{v}{v_0}$  [см. (7.11)], то

$$\alpha_k(A) = \alpha_k(p) \cdot \left(\frac{v_e}{v_0}\right)^2 \frac{Z_0^{1/3}}{A}. \quad (9.13)$$

Выражение (9.13) дает верхнюю оценку критического параметра  $\alpha_k$  при условии, что средняя скорость электронов среды  $v_e > v_0 Z_0^{-1/3} Z$  [см. (7.11)]. В области  $v_e < v_0 Z_0^{-1/3} Z$ , т. е. в среде с не очень высокой температурой  $T \lesssim 10^6 Z_0^{-2/3} Z^2$ , следует по-прежнему пользоваться выражением (9.12) с  $Z$ , равным начальному заряду иона.

При плотности среды  $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$  и температуре  $10^5 \text{ К}$  значения  $\alpha_k$ , вычисленные по формулам (9.12) и (9.13), для железа соответственно равны  $0,6 \cdot 10^{-9}$  и  $1,2 \cdot 10^{-9}$ , тогда как для водорода в тех же условиях  $\alpha_k(p) = 8,1 \cdot 10^{-9}$ . Как показано в <sup>5</sup>, <sup>306</sup>, <sup>307</sup>, такие значения параметра  $\alpha$  могут достигаться в оболочках сверхновых.

Конечно, нет оснований предполагать, что значения  $\alpha$  случайно попадают как раз в требуемые пределы. Однако, если в начальный момент, например сразу после вспышки сверхновой,  $\alpha$  было достаточно велико, то безыжекционное ускорение всех ядер оболочки (т. е. просто разогрев газа) приведет к быстрой диссипации турбулентного движения и соответственному уменьшению  $\alpha$  до тех пор, пока ускорение станет возможным только для сравнительно небольшого числа тяжелых элементов.

Как ясно из предыдущего, безыжекционное ускорение соот-

ветствует очень быстрому росту энергии, при котором для частиц данного сорта ионизационные потери вообще не существенны. Все такие частицы начинают ускоряться практически одновременно в момент «включения» ускоряющего механизма. При менее интенсивном ускорении, когда существует порог инжекции, непосредственно ускоряться будут только частицы с энергиями, превышающими этот порог, т. е. частицы, относящиеся к «хвосту» энергетического (в простейшем случае — теплового) распределения частиц. В результате вблизи порога спектр обедняется быстрыми частицами. Однако столкновения между частицами, стремящиеся восстановить равновесное распределение, приведут к появлению в пространстве энергий некоторого потока частиц из допороговой области в область действия ускоряющего механизма. При достаточно медленном ускорении, когда подавляющая часть частиц обладает энергиями ниже порога, этот поток можно считать стационарным (точнее, квазистационарным). В этом случае, естественно, нужно говорить не просто о доле ускоряемых частиц, а об их потоке, т. е. о числе частиц, ускоряемых в единицу времени.

Попытка оценить рассматриваемый поток частиц в «сверхтепловую» область энергий при статистическом ускорении (9.7) — (9.8) была предпринята в работах <sup>303</sup>, <sup>308</sup>. В этих работах, однако, рассматривался лишь один сорт частиц, тогда как в проблеме инжекции ионов определяющую роль играют электронно-ионные соударения. Более строгое рассмотрение задачи для статистического механизма ускорения (9.7), (9.8) с учетом потерь при электронно-ионных столкновениях проведено в работе <sup>309</sup>. Это рассмотрение справедливо при достаточно малых значениях параметра ускорения  $\alpha$ , определенного выражением (9.7), и соответственно при достаточно высокой энергии инжекции (9.10), когда пригодно квазистационарное приближение. Опираясь на результаты работы <sup>309</sup>, можно показать, что при условии\*

$$1 \ll \frac{E_{k,i} m}{kT} \ll \frac{M_i}{m} \quad (9.14)$$

поток ускоряемых ионов с массой  $M_i$ , концентрация которых есть  $N_i$ , равен

$$-\frac{dN_i}{dt} = N_i \sqrt{\frac{8M_i}{\pi kT}} \frac{c \alpha E_{k,i}}{kT} \exp \left\{ -4 \frac{E_{k,i} m}{kT M_i} \right\}, \quad (9.15)$$

\* Эти условия связаны, в частности, с возможностью использовать рассматриваемое квазистационарное приближение.

где  $m$  — масса электрона,  $T$  — температура среды. После подстановки числовых значений постоянных с помощью (9.10) отсюда находим

$$-\frac{1}{N_i} \frac{dN_i}{dt} = 9 \cdot 10^3 \frac{N}{T^{3/2}} Z^2 A^{1/2} \exp \left\{ -3,7 \cdot 10^{-6} \frac{N}{T \alpha A} \right\}. \quad (9.16)$$

Здесь  $N$  — концентрация электронов в среде. Левая часть выражения (9.16) определяет относительное число ионов сорта  $i$ , ускоряющихся за единицу времени. Ввиду сильной зависимости показателя экспоненты от массы иона (массового числа  $A$ ) при одной и той же степени ионизации (заряде иона  $Z$ ) доля ускоряемых частиц среди тяжелых ионов будет существенно больше, чем среди легких. Таким образом, и в этом случае возможно преимущественное ускорение тяжелых ядер. Однако достаточно большим поток ядер будет лишь при низком пороге инжекции, вблизи левого из пределов в (9.14). Оценим этот поток, полагая показатель экспоненты в (9.15)–(9.16) равным его значению  $-16$ , еще, по-видимому, допускаемому условиями (9.14). В этом случае  $\alpha = 2,3 \cdot 10^{-7} \frac{N Z^2}{T A}$  и при значениях  $N = 10 \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^4 \text{ К}$ ,  $Z = 1$  и  $A = 16$  получаем  $\alpha = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ сек}^{-1}$  и  $\frac{1}{N_i} \frac{dN_i}{dt} \simeq 10^{-8} \text{ сек}^{-1}$ . При таком темпе ускоре-

ния за промежутки времени  $\sim 10^8 \text{ сек} \simeq 3$  года в источнике ускорятся практически все ядра с  $A = 16$ , а за время порядка  $1/\alpha \simeq 7 \cdot 10^{10} \text{ сек} \simeq 2000$  лет при неизменном темпе ускорения они приобретут релятивистскую энергию. Заметим, что уже при  $A = 12$  относительное число ускоряемых частиц будет при том же  $Z$  примерно в  $2 \cdot 10^2$  раз меньше. Значения параметра  $\alpha \simeq u^2/cl \gtrsim 10^{-11}$  вполне могут осуществляться, например, на ранних стадиях вспышек сверхновых, когда можно допустить скорости хаотических движений  $u \gtrsim 3 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$  и характерные размеры неоднородностей магнитного поля  $l \lesssim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}$ .

Рассмотренная здесь преимущественная инжекция тяжелых ядер непосредственно относится лишь к случаю, когда заряд частиц остается неизменным при ускорении и одинаковым для различных ионов. Как мы видели в § 7, это, вообще говоря, не имеет места. Вместе с тем, в случае безыжекционного ускорения утверждение о преимущественном ускорении тяжелых элементов справедливо и при учете отрыва электронов в процессе ускорения. Можно думать, что аналогичная ситуация сохраняется и для потока частиц через порог инжекции (по крайней мере при достаточно эффективном ускорении, когда заметная

доля ионов не успевает полностью ионизоваться). При этом, разумеется, зависимость потоков (9.15) и (9.16) от  $Z$  и  $A$  будет существенно иной.

Преимущественное ускорение тяжелых ядер важно не только для интерпретации данных о химическом составе космических лучей (§ 15), но и позволяет надеяться объяснить в рамках галактической теории происхождения космических лучей появление частиц с самыми высокими наблюдаемыми энергиями. В самом деле, если в источниках ускоряются преимущественно ядра, то они и будут частицами с самой большой энергией, что представляется весьма благоприятным. Максимальная наблюдаемая энергия первичной частицы  $E \simeq 3 \cdot 10^{19} \text{ эв}$  отвечает в случае ядер железа энергии  $\mathcal{E} \simeq 5 \cdot 10^{17} \text{ эв/нуклон}$  и, главное, соответствующий радиус кривизны  $r_H = \frac{E \sin \theta}{300ZH} \simeq \frac{\mathcal{E} \sin \theta}{150 H} \simeq 0,3 \text{ пс}$ , если поле  $H \simeq 10^{-3} \text{ э}$  и  $\sin \theta \simeq 1/3$  ( $\theta$  — угол между скоростью частицы  $v$  и полем  $H$ ). В то же время получение очень больших энергий при статистическом ускорении лимитируется в основном выходом частиц из системы. Радиус источника Кассиопея  $A$  составляет сейчас  $R \sim 2 \text{ пс}$ , а максимальная возможная напряженность поля  $H_{\max} > 10^{-3} \text{ э}$ . Таким образом, даже при  $\mathcal{E} \simeq 5 \cdot 10^{17} \text{ эв/нуклон}$  в оболочках еще может быть выполнено необходимое для ускорения условие  $r_H \ll R$  и обычно более жесткое условие  $r_H \ll l \lesssim R$ , где  $l$  — характерный размер неоднородностей магнитного поля.

## § 10. Характер движения космических лучей в Галактике

Высокая степень изотропии космических лучей послужила одним из первых указаний на то, что космические лучи попадают на Землю не непосредственно от источников, а после сложного движения и рассеяния в межзвездных магнитных полях. Это движение можно рассматривать как некоторую «диффузию» космических лучей в межзвездном пространстве, в процессе которой частицы «забывают» о своем первоначальном направлении движения. Однако выяснение истинного характера такой диффузии представляет довольно сложную проблему. Прежде чем перейти к ее рассмотрению, остановимся сначала на простейших случаях.



*Движение отдельной частицы  
в заданном магнитном поле*

В заданном внешнем магнитном поле, характерный масштаб и характерное время изменения которого достаточно велики по сравнению с радиусом кривизны траектории частицы\* и периодом ее обращения в этом поле, движение частицы происходит в соответствии с адиабатическим инвариантом (9.1). При этом в неоднородном поле центр ларморовской окружности частицы движется практически вдоль одной и той же силовой линии, испытывая лишь незначительное смещение (дрейф) в направлении, перпендикулярном к направлению магнитного поля и его градиента. Такой дрейф, в зависимости от характера неоднородности магнитного поля, может иметь различную природу<sup>310</sup>, но его скорость  $v_d$  по порядку величины всегда может быть оценена из условия

$$v_d \simeq \frac{r_H}{l} v. \quad (10.1)$$

Здесь  $v$  — скорость частицы\*\*,  $l$  — характерный масштаб неоднородности магнитного поля и  $r_H$  — радиус кривизны (радиус ларморовской орбиты), в ультрарелятивистском случае равный

$$r_H = \frac{E \sin \theta}{300ZH} \quad (10.2)$$

здесь энергия  $E$  измеряется в электронвольтах, поле  $H$  — в эрстедах и  $r_H$  — в сантиметрах).

Из соотношения (10.1) следует, что за время прохождения пути порядка размеров неоднородности поля, т. е. за время  $t \sim l/v$  частица смещается с первоначальной силовой линии на расстояние порядка радиуса ее ларморовской окружности. Для основной части космических лучей с энергиями  $E \simeq \simeq 10^9 \div 10^{10}$  эв скорость  $v \simeq c$ , и поэтому в межзвездном магнитном поле с напряженностью  $H \simeq 10^{-5} \div 10^{-6}$  э радиус кривизны  $r_H \simeq 10^{12} \div 10^{13}$  см. В то же время характерный

\* Напомним, что радиусом кривизны  $r_H$  мы называем не радиус кривизны пространственной траектории  $r_H^*$  (см. § 4), а радиус окружности (ларморовской орбиты), отвечающей проекции пространственной траектории на плоскость, перпендикулярную к полю  $H$ .

\*\* Если градиент поля перпендикулярен к самому полю, то под  $v$  следует понимать  $v_{\perp}$ , т. е. скорость, перпендикулярную к полю. Если же рассматривается «центробежный» дрейф, связанный с искривлением силовых линий, то  $v$  в (10.1) есть скорость частицы вдоль линий поля. При центробежном дрейфе роль  $l$  играет радиус кривизны силовых линий.

масштаб неоднородностей межзвездного магнитного поля, по различным оценкам (см., например, <sup>5</sup>, <sup>311</sup> и § 16), лежит в пределах  $3 \div 100$  пс =  $10^{19} \div 3 \cdot 10^{20}$  см. Поэтому скорость дрейфа частиц относительно мала ( $v_d \simeq 10^3 \div 10^4$  см/сек) и, например, для протона суммарное расстояние, пройденное в результате дрейфа за ядерное время жизни  $T_p \simeq 10^{17}$  сек, составляет всего лишь  $10^{20} - 10^{21}$  см (заметим, что пройденный за это время полный путь равен  $3 \cdot 10^{27}$  см =  $10^9$  пс).

Рассмотрим теперь эффекты, связанные с изменением магнитного поля во времени. Появляющееся при изменении магнитного поля индукционное электрическое поле  $\vec{\mathcal{E}}$  вызывает дрейф частиц со скоростью

$$v_d = c \frac{[\vec{\mathcal{E}}\mathbf{H}]}{H^2}. \quad (10.3)$$

Вместе с тем в условиях высокой проводимости межзвездного газа всякое изменение магнитного поля во времени (в данной точке пространства) связано просто с перемещением и деформацией среды и соответствующей деформацией «вмороженных» в среду силовых линий магнитного поля. При этом из условия «вмороженности»  $\vec{\mathcal{E}} = -\frac{1}{c}[\mathbf{u}\mathbf{H}]$ , где  $\mathbf{u}$  — скорость среды, сразу следует, что скорость дрейфа (10.3) как раз равна скорости параллельного перемещения связанных со средой магнитных силовых линий. Следовательно, при таком дрейфе частица все время остается на одной и той же силовой линии.

Итак, в условиях слабого дрейфа можно в первом приближении считать, что частицы движутся вдоль силовых линий. Такое движение, при котором дрейфом можно фактически пренебречь, мы будем называть «адиабатическим».

*Диффузия в заданном магнитном поле  
(модель намагниченных облаков)*

Описанное выше адиабатическое движение частиц по силовым линиям имеет место, как уже указывалось, только в случае, если радиус кривизны частицы значительно меньше размера неоднородностей магнитного поля, т. е.  $r_H \ll l$ . Если это условие на траектории частицы выполняется не везде, то движение может иметь характер обычной диффузии. Такими областями, в которых нарушается условие адиабатичности, могут служить области резкого изменения поля (например, ударные волны в проводящей среде, если ширина их фронта достаточно мала), а также те области пространства, в которых напря-

женность магнитного поля обращается в нуль и, следовательно,  $r_H = \infty$ .

Простейшим примером диффузии в заданном магнитном поле служит движение частиц в магнитном поле, состоящем из отдельных «облаков» или «петель», между которыми поле очень слабо или вообще отсутствует (по последней причине адиабатическое приближение при движении между облаками непригодно). Такими облаками могли бы быть, в частности, намагниченные облака \* ионизованного газа, движущегося в немагнитном нейтральном газе. Если  $l_0$  — средний размер облаков, поле в которых равно  $H_0$ , а  $l$  — расстояние, проходимое частицей до столкновения с облаком, причем поле  $H$  между облаками пренебрежимо мало ( $l \ll r_H = E/300H$ ), то такие облака служат обычными рассеивающими центрами.

Нетрудно определить коэффициент диффузии для частиц, движущихся среди таких облаков<sup>312</sup>. При условии  $r_{H_0} = E/300H_0 \leq l_0$  частица с энергией  $E$  при каждом столкновении с облаком испытывает рассеяние на большой угол. Поэтому эффективной длиной свободного пробега служит расстояние  $l \simeq 1/l_0^2 N_{\text{обл}}$ , проходимое частицей до столкновений с облаком ( $N_{\text{обл}}$  — число облаков, отнесенное к единице объема), а коэффициент диффузии равен

$$D_0 = \frac{1}{3} lv \simeq \frac{c}{3l_0^2 N_{\text{обл}}}, \quad (10.4)$$

где скорость  $v$  для космических лучей положена равной  $c$  (считается, что между облаками частица движется практически по прямой линии).

Если же выполняется противоположное условие  $r_{H_0} \gg l_0$ , то при каждом прохождении облака частица испытывает лишь небольшое отклонение на угол  $\varphi \sim l_0/r_{H_0}$ . Среднее квадратичное отклонение после  $k$  столкновений рассматриваемого типа составит  $\bar{\varphi}^2 \sim k (l_0/r_{H_0})^2$ . Поэтому, принимая в качестве длины рассеяния  $l_1$  расстояние, на котором  $\bar{\varphi}^2 \sim 1$ , получим  $l_1 \simeq kl \simeq (r_{H_0}/l_0)^2 l$ , и соответствующий коэффициент диффузии будет равен

$$D(E) \simeq \frac{1}{3} lv \left( \frac{r_{H_0}}{l_0} \right)^2 = D_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^2. \quad (10.5)$$

Здесь  $E_0 = 300H_0 l_0$  — критическое значение энергии частицы, при котором ее радиус кривизны по порядку величины сравни-

\* Термин «намагниченное облако» указывает на то, что в облаке имеется «замороженное» магнитное поле.

вается с размером рассеивающего магнитного облака, а  $D_0$  определено выражением (10. 4).

Рассмотренные случаи адиабатического движения и свободной диффузии являются, по существу, двумя предельными случаями для возможных типов движения заряженных частиц в заданных магнитных полях. Перейдем теперь к рассмотрению реальной ситуации для космических лучей в Галактике.

#### *Характер движения космических лучей в Галактике.*

##### *Диффузионное приближение*

Малая скорость дрейфа, при выборе обычно используемых для Галактики масштабов неоднородности магнитного поля, позволяет в принципе предполагать, что космические лучи движутся практически только вдоль силовых линий некоторого квазистационарного межзвездного магнитного поля. При этом частицы должны были бы оставаться все время на тех силовых линиях, на которые они попали уже при инжекции в самом источнике. Такое предположение часто делается в литературе, однако оно приводит к некоторым трудностям и, по нашему мнению, неадекватно реальным условиям движения космических лучей в магнитном поле Галактики.

Прежде всего в такой модели пришлось бы считать, что у Земли наблюдаются космические лучи только от источников, расположенных на некоторой галактической силовой линии, проходящей через солнечную систему. При этом такие свойства, как интенсивность, спектр и химический состав, вообще говоря, должны были бы сильно отличаться от соответствующих свойств в близких областях Галактики, на других силовых линиях. В то же время данные радиоастрономии (см. § 5) свидетельствуют о достаточно плавном изменении интенсивности и спектра релятивистских частиц в Галактике.

Далее, для объяснения высокой изотропии космических лучей в такой «адиабатической» модели нужны некоторые дополнительные предположения. Можно, например, допустить, что источники распределены равномерно по длине силовой линии, по крайней мере той, которая пронизывает солнечную систему. Однако, учитывая, что число одновременно действующих источников космических лучей в Галактике невелико (см. § 11), такая возможность сама по себе маловероятна. Можно было бы допустить, с другой стороны, что солнечная система находится внутри «магнитной ловушки», образованной межзвездными силовыми линиями и заполненной

космическими лучами от близлежащего источника, причем космические лучи в результате многих отражений уже успели приобрести изотропное распределение по направлениям<sup>313</sup>. Однако обеспечить длительное удержание частиц в такой ловушке и, в особенности, их изотропию весьма трудно, о чем еще пойдет речь ниже\*. Наконец, для объяснения изотропии при адиабатическом движении вдоль силовых линий иногда допускается (см., например,<sup>314</sup>), что, двигаясь вдоль силовых линий, частицы время от времени испытывают отражения от участков более сильного поля. В результате, при предположении о случайном характере отражений, движение вдоль силовых линий можно рассматривать как одномерную диффузию. При соответствующем выборе параметров такая диффузия будет весьма медленной, а ожидаемая степень анизотропии — достаточно малой. Вместе с тем в такой модели, если не делать дополнительных гипотез, отражения будут испытывать только частицы, движущиеся под достаточно большим углом к полю, и поэтому коэффициент диффузии будет существенно зависеть от начального значения этого угла. В самом деле, при постоянной энергии частицы из адиабатического инварианта (9.1) вытекает следующее условие отражения: на данной силовой линии в точке с напряженностью поля  $H_1$  испытывают отражения ( $\sin \theta_1 = 1$ ) те частицы, для которых в некоторой другой (начальной) точке той же силовой линии с напряженностью поля  $H_0$  угол между скоростью и направлением магнитного поля был равен  $\theta_0$ , причем

$$\sin^2 \theta_0 = \frac{H_0}{H_1}. \quad (10.6)$$

Частицы с большими начальными значениями  $\theta_0$  отразятся раньше, тогда как частицы с малыми углами  $\theta_0$  пройдут область сильного поля без отражения. В результате такого различия в характере движения частиц их распределение по углам в случае источников, неравномерно распределенных в пространстве и во времени, не будет изотропным. Чтобы сохранить изотропию в подобной модели, нужно допустить некоторый механизм «размешивания» частиц по углам. Это, вме-

сте с необходимым при рассматриваемой одномерной диффузии допущением о частичном «просачивании» частиц через участки сильного поля, уже эквивалентно предположению о неадиабатичности движения или невозможности рассматривать движение в заданном поле\*. Поэтому такая модель должна рассматриваться с общих позиций предположения о неадиабатичности движения, причем необходим специальный анализ совместимости этого предположения с требованием строгого совместимости вдоль силовых линий.

Таким образом, в рамках представлений об адиабатическом движении частиц по силовым линиям межзвездного магнитного поля возникают некоторые трудности, которые уже сами по себе требовали бы большой осторожности при использовании этих представлений. С другой стороны, — и это следует рассматривать как главное возражение против неограниченного использования адиабатического приближения в межзвездной плазме — нет никаких оснований рассматривать движение космических лучей в межзвездном пространстве в рамках теории движения отдельной частицы в заданном магнитном поле.

На этом вопросе мы остановимся подробнее несколько ниже. Сейчас же подчеркнем то обстоятельство, конечно, совершенно очевидное, что для выяснения важнейшего вопроса о характере движения космических лучей в Галактике необходимо в первую очередь иметь достаточно полные сведения о конфигурации и напряженности самих магнитных полей. Фактически же мы знаем о них еще очень мало. Именно поэтому и приходится подробно обсуждать различные возможности и приводить аргументы теоретического характера вместо прямых ссылок на результаты наблюдений.

Имеющиеся сведения о полях в Галактике частично уже упоминались. Так, некоторые данные о поле в диске и спирали уже обсуждались в § 5. Там же были приведены соображения, сви-

\* В районе сужения силовых трубок образуются магнитные «пробки», которые могут оказаться практически непроницаемыми. Поэтому одномерная диффузия вдоль силовых трубок возможна только при отсутствии «пробок», их появлении лишь на ограниченное время или в случае полупрозрачности «пробок» в силу неприменимости адиабатического приближения. В условиях, имеющих место в Галактике (движение рукавов и газовых облаков, дифференциальное, т. е. «твердотельное», вращение системы), вряд ли можно себе представить картину, в которой на силовых трубках нет сужений и «пробок». В результате необходим учет изменения конфигурации поля во времени или отказ от адиабатического приближения.

\* Сказанное, конечно, не означает отрицания возможности<sup>223, 313</sup> существования отдельных областей с повышенной концентрацией космических лучей. Достаточно сказать, что в оболочках сверхновых звезд (в том числе в весьма старых оболочках) существование повышенной концентрации космических лучей несомненно. В тексте речь идет о распределении космических лучей в Галактике в целом или в больших ее областях.

детельствующие в пользу предположения о довольно свободном обмене космическими лучами между спиралью и гало\*. О структуре поля вне диска и, в частности, в гало нет никаких прямых данных. Вместе с тем ряд соображений позволяет считать поле в гало в основном хаотическим. Так, радиоизлучение гало довольно равномерно распределено по направлениям, как этого и следует ожидать для хаотического поля в результате усреднения. Далее, гало вращается значительно медленнее, чем спираль (иначе гало не было бы квазисферическим). В случае же существования в гало упорядоченного поля, как-то связанного с упорядоченным полем в спирали, следовало бы ожидать совместного вращения гало и спирали. Хаотический характер поля принимается также в наиболее обоснованной динамической теории гало<sup>242</sup> (см. также<sup>202а, 241</sup>).

Для хаотического поля естественно использовать, как это делается в<sup>4,5,6</sup> и ряде других статей, диффузионное приближение. Это значит, что движение космических лучей уподобляется диффузии молекул в газе, скорость которых  $v$  равна скорости движения вдоль силовых линий ( $v \sim c$ , ниже мы обычно полагаем  $v = 10^{10}$  см/сек), а эффективная длина свободного пробега  $l$  определяется структурой магнитного поля (в простейшем случае  $l$  есть размер квазигомогенных участков поля).

Другими словами, движение и диффузия считаются такими же, как для обсуждавшейся выше модели «намагниченных облаков» (10.4), но с некоторыми эффективными значениями  $l$  и  $v$  в выражении для коэффициента диффузии  $D = \frac{1}{3}lv$  или просто с каким-то эффективным значением  $D$ .

Возможное возражение против такой диффузионной модели (в применении к полю, не имеющему облачной структуры) состоит как раз в том, что из-за малости отношения  $r_H/l$  для космических лучей в Галактике должно быть с большой точностью справедливо рассмотренное выше адиабатическое приближение, т. е. частицы должны быть как бы приклеены к силовым линиям и не смогут диффундировать во всех направлениях. Заметим в связи с этим, что, даже в рамках представлений об адиабатическом движении, в данную достаточно большую область пространства частицы в случае хаотического поля будут попадать по разным силовым линиям. Поэтому

\* Заметим, что при длине спирали даже в 100 кпс =  $3 \cdot 10^{23}$  см и существовании упорядоченного поля релятивистская частица, двигаясь вдоль силовых линий со скоростью  $v \approx 10^{10}$ , прошла бы всю спираль всего за  $3 \cdot 10^{13}$  сек =  $10^6$  лет.

при усреднении по такой области концентрация и другие свойства космических лучей и в этом случае будут определяться некоторой эффективной «диффузией», отражающей степень запутанности магнитных силовых линий хаотического поля. Поясним это на таком примере. Допустим, что движение происходит только вдоль силовых трубок, но сами эти трубки хаотическим образом запутаны, например состоят из прямолинейных участков со средней длиной  $l$ , причем любой угол между направлениями соседних участков равновероятен. Тогда при анализе вопроса об усредненном по достаточно большим областям пространственном распределении частиц (космических лучей) диффузионное приближение полностью применимо. Так, например, им можно пользоваться для вычисления среднего смещения за время  $t$  в любом заданном направлении (это смещение равно  $L = \sqrt{\frac{2}{3}lv t}$ , где  $v$  — скорость движения частицы вдоль трубки). Вместе с тем диффузионное приближение в этом примере совершенно неприменимо для нахождения концентрации, химического состава и степени анизотропии частиц в пределах каждой силовой трубки (рассеяние в трубках считается отсутствующим). Таким образом ясно, что для вычисления усредненного пространственного распределения частиц требования к модели мягче, чем условия применимости диффузионного приближения ко всем возможным задачам\*. Например, для применения диффузион-

\* Сказанное не нужно понимать в том смысле, что «запутанность» силовых линий гарантирует применимость диффузионного приближения для вычисления пространственного распределения частиц. То, что это не так, ясно уже из модели, рассмотренной в<sup>314</sup>. Именно, предположим, что движение происходит только вдоль хаотически запутанных силовых трубок, но имеется также рассеяние частиц в самих трубках. По последней причине будем считать, что движение вдоль трубки носит характер одномерной диффузии с коэффициентом диффузии  $D'$ . Тогда за время  $t$  частица сместится вдоль трубки в среднем на расстояние  $L' = \sqrt{2D't}$ , т. е. будет двигаться со средней эффективной скоростью

$$v' = L'/t = \sqrt{2D'/t}.$$

Общее же смещение частицы в пространстве (в результате диффузии вдоль трубки и изменения направления трубки) равно<sup>314</sup>

$$L = \sqrt{(D't)^2 l^2 / \pi^{1/2}} \approx \sqrt{2/3} \cdot lv' t \approx t^{3/2}$$

вместо имеющего место при обычной диффузии закона  $L \propto t^{1/2}$ . Из этого примера (как, впрочем, и из общих соображений) ясно, что запутанность силовых трубок еще не гарантирует справедливости диффузионного за-

ного приближения при расчетах концентрации, химического состава и анизотропии в данной точке (точнее, в области с размерами порядка радиуса кривизны частицы) уже существенно необходим выход за рамки адиабатического приближения. Это различие особенно существенно для проблемы происхождения космических лучей в связи с тем, что такие измеренные у Земли свойства, как энергетический спектр, химический состав и т. д., относятся в указанном смысле к отдельной точке и поэтому различие диффузионного и адиабатического приближений носит принципиальный характер.

Можно, однако, привести следующие соображения в пользу применимости именно диффузионного приближения для вычисления всех величин в данной точке.

Прежде всего, известную роль в отношении перехода частиц с одной силовой линии на другую может играть дрейф, обусловленный неоднородностью магнитного поля. Хотя смещение из-за дрейфа, как мы уже видели, и невелико, но оно может привести к значительно большему эффекту перемешивания космических лучей в хаотическом магнитном поле\*. В самом деле, в сильно запутанном поле даже небольшое перемещение частицы на близкую силовую линию может радикально изменить ее дальнейшую судьбу по сравнению с частицей, не испытавшей смещения, если силовые линии достаточно быстро удаляются друг от друга. Эффективность этого процесса существенно возрастает при наличии интенсивных движений межзвездного газа, когда каждая силовая линия, перемещаясь вместе с газом, попеременно проходит вблизи различных участков с другим межзвездным магнитным полем. Эти процессы совместно с дрейфом могут, если речь идет о достаточно длительном периоде, обеспечить практически полное перемешивание космических лучей в Галактике с некоторой характерной «длиной свободного пробега», существенно зависящей от структуры галактического магнитного поля\*\*.

Далее, диффузии космических лучей будет способствовать нарушение при определенных условиях адиабатического ин-

кона  $L = v^2$ . Мы считаем, однако, что конкретные обстоятельства и аргументы дают основания использовать в условиях Галактики именно диффузионную модель, а не, скажем, модель<sup>314</sup>.

\* В оценке роли дрейфа с точки зрения его эффективности как перемешивающего механизма мы несколько расходимся с выводами работы<sup>315</sup>. Несомненно, в этом вопросе нельзя ограничиваться приведенными простыми соображениями и необходимо более детальное исследование.

\*\* В плотных облаках поле может существенно отличаться от поля в окружающем пространстве (см., например,<sup>210</sup>). Связанное с этим существование резких градиентов поля увеличивает роль дрейфа.

варианта (9.1). Одной из причин этого могут быть резкие градиенты магнитного поля на фронтах магнитогиродинамических ударных волн в межзвездном газе. Если ширина таких фронтов порядка радиуса кривизны протонов межзвездного газа, т. е. много меньше радиуса кривизны космических лучей, то адиабатическое приближение непригодно и говорить о движении частицы вдоль определенной силовой линии уже нельзя. Заметим в связи с этим, что даже в случае достаточно плавных ударных волн, когда для движения частицы справедлив адиабатический инвариант, имеет место значительное перемещение частицы поперек силовых линий. В самом деле, рассмотрим случай, когда волна распространяется поперек магнитного поля с характерной магнитогиродинамической скоростью  $u \simeq H/\sqrt{4\pi\rho}$  и приводит к возрастанию напряженности магнитного поля от значения  $H$  перед ее фронтом до значения  $H_1$  позади него. Тогда, например, для частицы, движущейся по окружности ( $\sin\theta = 1$ ), в силу (9.1) имеем  $\Delta E = E_1 - E = E(\sqrt{H_1/H} - 1)$ , где  $E$  — начальная энергия частицы перед фронтом ударной волны. С другой стороны, это увеличение энергии обусловлено действием электрического поля в волне  $\mathcal{E} = \frac{1}{c} uH \simeq \frac{H^2}{c\sqrt{4\pi\rho}}$  (поле  $\mathcal{E}$  направлено вдоль фронта под прямым углом к магнитному полю). Если  $l$  — смещение частицы вдоль фронта\*, то изменение ее энергии есть  $\Delta E = e\mathcal{E}l$ . Приравнивая эти два выражения для  $\Delta E$ , находим величину смещения частицы вдоль фронта:

$$l \simeq \frac{c\sqrt{4\pi\rho}}{eH^2} E \left( \sqrt{\frac{H_1}{H}} - 1 \right). \quad (10.7)$$

Полагая  $\rho \simeq 10^{-25}$  г/см<sup>3</sup> ( $n \simeq 0,1$ ),  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ ,  $E \simeq 10^{-2}$  эрг =  $10^{10}$  эв и принимая, что поле в волне возрастает в четыре раза, получим  $l \simeq 10^{17}$  см.

Таким образом, магнитогиродинамические волны (особенно, если они достаточно часто следуют друг за другом) могут обеспечить весьма эффективный перенос быстрых частиц с одних силовых линий на другие.

Помимо ударных волн с резким фронтом, адиабатический инвариант нарушается также в областях с нулевым полем (т. е. в нулевых точках поля). В таких областях радиус кривизны частицы бесконечен и ее движение определяется только

\* Различие напряженностей магнитного поля с обеих сторон фронта, т. е. наличие градиента поля, приводит к дрейфу частиц вдоль фронта. В том же направлении действует электрическое поле.

направлением прихода в эту область. Аналогичную роль могут играть области, где степень ионизации газа мала и условие «вмороженности» магнитных силовых линий не выполняется. В этом случае частица хотя и движется вдоль силовой линии, но сама силовая линия не связана с межзвездным газом и при движении последнего проходит через различные его участки. При наличии такой «нейтральной прослойки» и движении газа непрерывное продолжение силовой линии теряет смысл: частицы, попадающие в такую «прослойку» по одной и той же силовой линии, но в разные моменты времени или под разными углами к полю, будут после прохождения нейтральной области попадать на разные «замороженные» в следующей ионизованной области силовые линии. Хотя условие вмороженности из-за высокой проводимости межзвездного газа выполняется, как правило, с большой точностью, тем не менее присутствие таких нейтральных областей не исключено и их исследование представляет большой интерес.

Адиабатический инвариант, вообще говоря, изменяется также при ядерных соударениях космических лучей, а для электронов — при тормозном излучении. При магнитотормозном излучении релятивистских электронов сила трения направлена по импульсу и, следовательно, угол  $\theta$  практически не изменяется, — изменяется только импульс частицы. При ядерных соударениях частиц с высокой энергией изменение угла  $\theta$  также мало, поскольку все образующиеся частицы движутся практически с тем же углом  $\theta$ , что и у исходной частицы. Однако для частиц с энергией  $\mathcal{E} \simeq 10^9 \div 10^{10}$  эв/нуклон, которые порождают основное число радиоизлучающих электронов с энергией  $E \sim 10^8 \div 10^9$  эв, по-видимому, можно считать, что вторичные электроны более или менее равномерно распределены по углам  $\theta$  вне зависимости от углового распределения первичных протонов и ядер.

Возвращаясь к вопросу о выборе между адиабатической и диффузионной моделями, остановимся теперь на следующем, на наш взгляд, очень важном обстоятельстве, о котором уже кратко упоминалось. Адиабатическое приближение основано на теории движения частиц в заданном внешнем магнитном поле, не зависящем от пространственного распределения и плотности энергии самих этих частиц. Такой подход справедлив в случае, когда плотность энергии частиц мала по сравнению с плотностью энергии магнитного поля. В действительности же в Галактике плотности энергии, а также давления космических лучей и магнитного поля по порядку величины одинаковы ( $w_{кл} \sim 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $w_H = H^2/8\pi \sim 4 \cdot 10^{-13}$  эрг/см<sup>3</sup> при

$H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ ). Плотность кинетической энергии неупорядоченного движения газа и даже кинетической энергии газа, связанной с галактическим вращением, меньше или порядка  $w_{кл}^*$ . В подобных условиях магнитное поле никак нельзя считать неизменным, заданным внешними источниками. Напротив, давление космических лучей и движение газовых масс приводят одновременно и к изменению конфигурации силовых линий и к перемещению космических лучей в новые области. Нечто аналогичное уже давно известно для Солнца или, точнее, его внешних оболочек<sup>317,318</sup>. Таким образом, в условиях, когда плотность магнитной энергии сравнима с плотностью энергии космических лучей, нельзя не учитывать обратное влияние космических лучей на магнитное поле. Весьма вероятно, что конфигурация поля в значительной мере обусловлена самими космическими лучами.

Таким образом, давление космических лучей и движение газа в Галактике (учитывать нужно и хаотическое движение облаков и движения, связанные с дифференциальным вращением) должны приводить к изменению конфигурации магнитных полей, появлению «перетяжек» и разрывов силовых линий и т. п. Другими словами, должно иметь место эффективное «перемешивание» космических лучей, если речь идет о достаточно длительном периоде времени. Поскольку солнечная система делает один оборот вокруг галактического центра за  $2 \cdot 10^8$  лет, а облако газа со скоростью  $\sim 10^8$  см/сек за то же время прошло бы расстояние  $\sim 6 \cdot 10^{21}$  см  $\simeq 2000$  пс, можно думать, что характерное время перемешивания не больше  $10^8$  лет, а скорее даже  $\sim 10^7$  лет. Это время еще довольно мало по сравнению с интересующим нас характерным временем жизни космических лучей в Галактике  $T \sim 3 \div 10 \cdot 10^8$  лет. Итак, если речь идет о временах, существенно больших  $\sim 10^7$  лет, трудно сомневаться в наличии эффективного перемешивания космических лучей.

Заметим, что многочисленные исследования в области физики плазмы, связанные с проблемой управляемых термоядерных реакций, также свидетельствуют о том, как трудно

\* Характерная скорость хаотического движения газа  $u \sim 10^6$  см/сек, что при массе всего газа  $\sim 3 \cdot 10^{42}$  г приводит к энергии  $W_K \sim 10^{54}$ ; скорость упорядоченного движения (галактического вращения вокруг центра Галактики) в районе Солнца  $\sim 2 \cdot 10^7$  см/сек, что даже для массы газа  $3 \cdot 10^{42}$  г отвечает энергии  $W_K \sim 5 \cdot 10^{56}$ . В то же время полная энергия космических лучей  $W_{кл} \sim w_{кл} V \sim 10^{56} \div 10^{57}$  эрг; такой же по порядку величины является и полная энергия поля  $W_H \sim \frac{H^2}{8\pi} V$ .

удержать частицы в ограниченной области, в первую очередь в связи с возникновением различного вида неустойчивостей (речь не идет о случаях, когда магнитное давление превышает давление частиц на несколько порядков)\*.

Конвективный механизм перемешивания аналогичен турбулентной диффузии. Можно думать, что в сочетании с дрейфовыми эффектами этот механизм обеспечивает проникновение космических лучей во все районы Галактики и позволяет рассматривать и описывать процесс этого проникновения в рамках теории диффузии. В силу всего сказанного мы приходим к выводу о том, что диффузионное приближение вполне может оказаться хорошо пригодным как в гало, так и во всей Галактике в целом (конечно, в предположении о хаотичности или слабой упорядоченности поля в гало). К тому же не следует забывать, что вводимый параметр  $l$  или, лучше, коэффициент диффузии  $D$  имеет смысл некоторой эффективной величины и является в известных пределах свободным параметром (он должен определяться из сравнения расчетов с данными наблюдений).

Для «открытых» рукавов (т. е. в случае правильности сделанного выше предположения о свободном обмене космическими лучами между рукавами и гало) их роль в общем балансе космических лучей в Галактике должна быть мала. Отдельные области внутри рукава (в частности, район солнечной системы) в такой картине мало чем отличаются от любых других областей с квазиоднородным полем. Разумеется, в пределах таких областей с размерами порядка длины свободного пробега не приходится говорить о диффузии и движении космических лучей упорядочено (возможное рассеяние на фронтах ударных волн сейчас игнорируем). Вместе с тем, конечно, распределение космических лучей по направлениям и в однородном поле может быть полностью изотропным (последнее и имеет место вблизи Земли). По крайней мере для частиц с высокой энергией этот факт нельзя связать с влиянием меж-

\* Как показано в работе <sup>319</sup>, неоднородная плазма с магнитным полем неустойчива даже при сколь угодно слабой неоднородности. Этот результат, по-видимому, сохраняется и для релятивистской «плазмы» космических лучей; при этом характерный масштаб появляющихся возмущений будет порядка радиуса кривизны частиц. Пока еще неясно, какова будет амплитуда колебаний, установившихся в результате рассматриваемой неустойчивости. Тем не менее такие мелкомасштабные колебания и волны облегчают диффузию частиц поперек поля и тем самым ухудшают условия применимости адиабатического приближения. Этот механизм за достаточно длительное время может обеспечить практически полное перемешивание космических лучей в Галактике.

планетных полей\* и он служит еще одним аргументом в пользу принятой модели. Именно, как уже упоминалось, если бы космические лучи в рукавах были заметным образом изолированы от космических лучей в гало, а поле в рукавах было квазиоднородным, то следовало бы ожидать заметной анизотропии космических лучей по направлениям. Последнее, например, могло бы быть связано с тем, что частицы, движущиеся под малыми углами к полю, быстрее выходили бы из системы и, таким образом, в рукаве оставались преимущественно частицы, вращающиеся по кругу или по винтовой линии с наибольшим шагом.

В пользу возможности применять диффузионное приближение для описания движения космических лучей свидетельствуют, по-видимому, и имеющиеся данные о солнечных космических лучах. Так, космические лучи, ускоренные во время солнечных вспышек, приходят к Земле с разных направлений. При этом процесс неплохо описывается уравнением диффузии <sup>2, 400</sup>.

Вся совокупность приведенных аргументов еще не доказывает, что в теории происхождения космических лучей можно для количественных целей ограничиться диффузионным приближением. Однако предположение о возможности пользоваться диффузионным приближением (с заранее не фиксированным коэффициентом диффузии  $D$ ) представляется нам вполне естественным и вероятным. Во всяком случае сейчас нельзя предложить ничего лучшего, а какой-либо дальнейший шаг вперед или учет более тонких эффектов\*\* вряд ли возможен, если не пройти этап, связанный с применением диффузионного приближения, сравнения соответствующих выводов с наблюдениями и т. п.

Поэтому ниже мы будем использовать именно диффузионную картину (впрочем в § 15 расчеты для сравнения будут приведены и для модели с регулярным полем). Количественные

\* Радиус солнечной системы  $\sim 10^{15}$  см, и нет никаких оснований предполагать существование за этими пределами магнитных полей солнечного происхождения с напряженностью, большей  $10^{-6}$ — $10^{-5}$  э. В то же время высокой степени изотропии обладают космические лучи с энергией, большей, скажем,  $3 \cdot 10^{13}$  эв, для которых радиус кривизны в поле  $10^{-5}$  э больше  $10^{15}$  см.

\*\* К числу таких эффектов можно в первую очередь отнести влияние рукавов спирали на степень анизотропии  $\delta$ , вычисляемую в диффузионном приближении в § 16. Наличие упорядоченного поля в рукаве, в котором находится Солнце, могло бы сказаться на величине  $\delta$  и направлении максимальной интенсивности. В результате соответствующие параметры, определяемые по земным наблюдениям, не будут характерны для среднего распределения космических лучей в Галактике.



вычисления будут проведены в главе V. В следующем же разделе, а также во всей главе IV диффузионные представления используются только для оценок.

### Выход космических лучей из Галактики

В рамках диффузионных представлений галактические космические лучи, образующиеся преимущественно вблизи галактической плоскости и галактического центра, диффундируют к границам гало. Если пренебречь отражением на границах, то полный поток на расстоянии  $R$  от центра по порядку величины равен  $S_0 = D \cdot dN/dr \cdot 4\pi R^2 \sim 4v l R N$  (поскольку  $D \approx lv/3$  и  $dN/dr \sim N/R$ , где  $N$  — концентрация космических лучей). Полагая  $R \sim 5 \cdot 10^{22}$  см, скорость движения вдоль поля  $v \sim 10^{10}$  см/сек,  $l \sim 3 \cdot 10^{19} \div 3 \cdot 10^{20}$  см и  $N \sim 10^{-10}$  см $^{-3}$ , получаем  $S_0 \approx 10^{43} \div 10^{44}$  частица·сек $^{-1}$ .

В пользу значения  $l \sim 10$  пс =  $3 \cdot 10^{19}$  см ( $D \sim 10^{29}$  см $^2$ /сек) свидетельствуют некоторые расчеты, использующие радиоастрономические данные и сведения о химическом составе космических лучей (см. главу V).

Вытекающие из наблюдений данные об облаках газа и расстоянии между ними в Галактике свидетельствуют о том, что размер областей с квазиоднородным полем, скорее, порядка 100 пс. Однако эффективная длина пробега  $l$  может быть меньше и поэтому правильнее выбрать значение  $l \sim 10$  пс. Таким образом, несмотря на грубость оценки, имеются основания полагать, что поток  $S_0 > 10^{42}$  и, вероятно,  $S_0 \sim 10^{43}$ . В то же время полное число космических лучей в Галактике  $NV \sim 10^{58} \div 10^{59}$ , что отвечает необходимости инжектировать для пополнения ядерных потерь  $\frac{NV}{T_p} \sim \frac{10^{58} \div 10^{59}}{10^{17}} \sim 10^{41} \div 10^{42}$  частица/сек.

Это значит, что при неучете отражения от галактических границ, по-видимому, справедливо неравенство  $T_p > T_b$ , где  $T_b \sim \frac{NV}{S_0} \sim 10^{15} \div 10^{16}$  сек  $\sim 10^8$  лет — характерное время для выхода частиц из Галактики. Поэтому из энергетических соображений был бы более благоприятен случай, когда выход космических лучей в межгалактическое пространство ограничен. Такое ограничение, связанное с наличием сильного отражения космических лучей на «границах» Галактики, имело бы место в случае «замкнутой модели», в которой Галактика представляет собой «клубок» силовых линий, а не систему с «открытым» магнитным полем.

«Закрытая модель» вызывает возражения и, по-видимому, не соответствует действительности. Тем не менее полезно оста-

новиться на вопросе о выходе космических лучей и в такой модели.

По некоторым оценкам (см. § 13), поле в межгалактическом пространстве  $H \sim 3 \div 10 \cdot 10^{-8}$ ; поле в гало  $H \sim 3 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$ . Поэтому в закрытой модели из гало выходит лишь  $\sim 1\%$  силовых линий, что отвечает (в первом приближении) выходу  $\sim 1\%$  космических лучей, достигающих границы. В результате\* из гало выходит  $\sim 10^{-2} S_0 \sim 10^{41} \div 10^{42}$  частица/сек, что вполне совместимо с оценкой полного времени жизни  $T \approx T_p$ . Заметим, что в поле  $H \sim 10^{-5}$  э радиус кривизны  $r_H \sim 20$  пс  $\sim l$  при энергии  $\mathcal{E} \sim 10^{17}$  эв/нуклон и, следовательно, по крайней мере без учета дрейфа очень тяжелые ядра даже при  $E \sim 10^{19}$  эв будут в закрытой модели выходить из гало медленнее, чем гибнуть за счет соударений. Независимо от этого момента, пока  $r_H \lesssim l$ , скорость диффузии мало изменяется (т. е.  $D = \frac{1}{3}lv$  слабо зависит от энергии).

Таким образом, если частицы с энергией  $E \lesssim 10^{19}$  являются тяжелыми ядрами, предположение об их галактическом происхождении не встречается с серьезными трудностями, по крайней мере в вопросе о «прозрачности» Галактики для частиц с достаточно высокой энергией.

Этот вывод, по-видимому, сохраняется и при учете выхода из системы под влиянием дрейфа в неоднородном магнитном поле<sup>254, 320</sup>. Скорость дрейфа определяется выражением (10.1). Выход частиц из-за дрейфа можно оценить как

$$S_d \sim v_d N' 4\pi R^2 \xi \sim \frac{10^8 \mathcal{E} R^2 N' \xi \sin^2 \theta}{HL} \quad (10.8)$$

Здесь  $N'$  — концентрация рассматриваемых частиц и  $\mathcal{E}$  — их энергия на нуклон в эв; множитель  $\xi \leq 1$  учитывает тот факт, что дрейф происходит перпендикулярно к полю и его градиенту и, следовательно, может и не выводить частицы из системы. За счет ядерных соударений в системе исчезает  $S_n = \frac{4\pi R^3 N'}{3 T_p}$  частица/сек и, следовательно,

$$\beta = \frac{S_d}{S_n} \sim 3 \cdot 10^8 \frac{\mathcal{E} T_p \xi \sin^2 \theta}{HRL} \quad (10.9)$$

Максимально возможное значение  $\beta$  достигается практически при  $\xi \sim 1$ ,  $\sin^2 \theta \sim 1$ ,  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$  и  $L \sim l \sim 10^{20}$ , причем  $\beta_{\max} \sim 10^{-29} \mathcal{E} T_p$ ; для тяжелых ядер  $\beta_{\max} \sim 1$  при  $\mathcal{E} \sim 10^{13} \div$

\* Строго говоря, должно быть учтено также изменение самого потока  $S_0$  в связи с изменением граничных условий для рассматриваемой диффузии. Однако такое уточнение едва ли оправдано в связи с приближенным характером рассматриваемых оценок.

$\div 10^{14}$  эв/нуклон. Фактически, однако, по всей вероятности  $\xi \ll 1$  (в аксиальном поле, например в поле диполя,  $\xi = 0$ ; значение  $\xi$  может быть чрезвычайно малым и в более сложных полях, как об этом свидетельствует пример стелларатора). Не менее существенно, что характерный размер поля  $L$  в (10.8) и (10.9) относится к полю гало в целом и таким образом скорее  $L \lesssim R \sim 5 \cdot 10^{22}$ . Полагая  $L \sim 10^{22}$ ,  $\xi \sim 3 \cdot 10^{-2}$  и  $\sin \theta \sim 1/3$ , получаем  $\beta \sim 10^{-33} \mathcal{E} T_{\text{я}}$ ; следовательно, для тяжелых ядер  $\beta = 1$  при  $\mathcal{E} \sim 10^{17} \div 10^{18}$  эв/нуклон, а для протонов  $\beta = 1$  при  $E \sim 10^{16}$  эв. Поэтому выход за счет дрейфа для частиц с энергией  $E \lesssim 10^{19}$  эв может быть существен (при принятых значениях  $L$  и  $\xi$ ) для протонов с  $E \gtrsim 10^{16}$  эв, но не для тяжелых ядер.

Выше мы остановились на «закрытой модели» Галактики, в которой отражение космических лучей от галактических границ происходит с коэффициентом, близким к единице. В другом мыслимом случае — для «открытой модели» поле плавно спадает к его метагалактическому значению, а космические лучи свободно диффундируют в метагалактическое пространство. При этом, как следует из приведенных оценок,  $T_{\text{в}} < T_{\text{р}}$  или даже  $T_{\text{в}} \ll T_{\text{р}} \sim 3 \cdot 10^9$  лет. В последнем случае время жизни космических лучей  $T \sim T_{\text{в}} \ll 3 \cdot 10^9$  лет и, видимо,  $T \sim 3 \cdot 10^8$  лет. В таком варианте, по сравнению с закрытой моделью, должно инжентироваться на порядок больше космических лучей. С энергетической точки зрения это еще вполне допустимо (см. § 11).

Третья возможная модель — нестабильное гало с отражающими стенками. В отличие от «замкнутой модели», в этом случае гало неустойчиво<sup>242</sup> и при накоплении достаточного количества космических лучей эти последние вырываются из системы в том или ином направлении, увлекая с собой и газ и магнитное поле. Такая модель, с точки зрения баланса количества и энергии космических лучей, близка к «открытой модели»\*.

Можно думать, что дальнейшие радиоастрономические исследования с приборами высокой угловой разрешающей силы приведут к известному прогрессу и в вопросе о характере перехода (границ) между галактиками и метагалактическим пространством. Весьма существенно, что коэффициент отражения от галактических границ сильно влияет на химический состав космических лучей. Более того, в рамках диффузионного при-

\* В самое последнее время выдвинута гипотеза<sup>411</sup> о том, что гало образуется в результате взрывов галактического ядра. Работа<sup>411</sup> еще будет упомянута в § 11, но более подробно мы смогли остановиться на ней лишь в статье<sup>407</sup>.

ближения наблюдаемый химический состав космических лучей вообще несовместим с «закрытой моделью» (см.<sup>6</sup> и § 15).

Нужно также заметить, что «закрытая модель» по самому ее смыслу требует для своей реализации дополнительных ограничений. В условиях относительно весьма быстрого вращения Галактики и ее движения относительно других галактик Местной группы обеспечить на длительное время существование отражающих «границ» вокруг всего гало вообще вряд ли возможно. Поэтому ниже мы будем пользоваться «открытой моделью» галактического магнитного поля.

В случае открытой модели выход частиц из системы за счет дрейфа вряд ли можно рассматривать отдельно от процесса диффузии. Коэффициент диффузии  $D = \frac{lv}{3}$  постоянен до тех пор, пока радиус кривизны  $r_{\text{H}} \ll l$ , а практически и при  $r_{\text{H}} < l$ . При  $l \sim 10$  пс и  $H \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$  радиус  $r_{\text{H}} \sim l$  для частиц с энергией  $\mathcal{E} \sim 10^{16} \div 10^{17}$  эв/нуклон. Поэтому для энергии  $\mathcal{E} < 10^{16}$  скорость выхода частиц из Галактики определяется сделанными выше оценками. При  $\mathcal{E} \gtrsim 10^{16}$  коэффициент диффузии возрастает с ростом энергии, а скорость выхода повышается. Поэтому спектр космических лучей галактического происхождения в открытой модели должен изменить свою форму (стать более крутым) при некоторой энергии  $\mathcal{E}_{\text{кр}} = \frac{E_{\text{кр}}}{A} \lesssim 10^{17}$  эв/нуклон. Попытка количественно рассмотреть вопрос о выходе космических лучей из Галактики будет предпринята в § 16.

## ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Проблема происхождения космических лучей является комплексной и с ней, как видно из предыдущих глав, связан ряд вопросов самого различного характера. Тем не менее в теории происхождения космических лучей можно, хотя и несколько условно, выделить два главных направления.

Первое из этих направлений имеет своей целью указать источники космических лучей, в особенности первичных космических лучей у Земли. При этом процесс ускорения и, вообще, явления в самих источниках не рассматриваются. Поступать таким образом в той или иной мере удается в результате привлечения различных данных астрофизики и радиоастрономии, например, сведений о радиоизлучении оболочек сверхновых звезд. Зная мощность источников космических лучей, можно, независимо от процессов в этих источниках, анализировать различные модели или, как принято говорить, теории происхождения космических лучей.

Другими словами, оказывается возможным в известной мере разделить проблему на две: на «внешнюю» (космические лучи вне источников) и «внутреннюю» (космические лучи в источниках). Как терминологически, так до некоторой степени и по существу это разделение аналогично делению на внешнюю и внутреннюю баллистику. Такой подход уже полностью себя оправдал — он позволил продвинуться далеко вперед при решении «внешней» задачи без сколько-нибудь полного решения «внутренней» задачи, т. е. без создания теории источников. Но это, конечно, ни в какой мере не снимает самого вопроса о построении теории источников и в первую очередь необходимости анализа механизмов и особенностей ускорения космических лучей в источниках. «Теория источников» и должна составить основное содержание второго из упомянутых выше направлений в области изучения происхождения космических лучей.

Теория источников тесно связана с физическими исследованиями механизмов ускорения в плазме, с физикой солнечной и звездных атмосфер, теорией взрыва звезд и т. д. Механизмы ускорения уже рассматривались в § 9; ряд вопросов, которые можно отнести к «теории источников», был затронут и в других местах книги, а также освещен ниже. Однако на современной стадии еще нет возможности в сколько-нибудь законченном виде изложить теорию источников космических лучей. Поэтому мы и не посвящаем этой проблеме отдельного раздела. Что же касается первого направления — теории происхождения космических лучей без анализа процессов в источниках, то именно этому кругу вопросов посвящена настоящая глава.

Довольно многочисленные теории (модели) происхождения космических лучей правильнее всего классифицировать в зависимости от того, где локализируются основные источники первичных космических лучей, достигающих Земли. При таком подходе можно различать теории четырех типов.

1. В теориях солнечного происхождения космических лучей основным их источником является Солнце, а накопление космических лучей происходит в некоторой околосолнечной области.

2. Согласно галактической теории, приходящие к Земле космические лучи ускоряются в пределах нашей Галактики (см. § 11). К числу галактических теорий будем относить также «расширенную» галактическую теорию, в которой космические лучи локализируются в пределах Местной группы галактик (см. § 12). Эта группа невелика, и наша Галактика является одним из двух основных ее членов. Поэтому, а также по ряду других причин, относить такую модель к числу метagalактических нецелесообразно.

3. Метagalактическая теория связывает происхождение космических лучей с Метagalактикой или такими образованиями метagalактического масштаба, как Местная сверхгалактика (см. § 13).

4. В «иерархической» и аналогичных ей теориях происхождения космических лучей в качестве источников привлекаются одновременно и Солнце, и галактические объекты (звезды и оболочки сверхновых звезд), и некоторые галактики (в особенности радиогалактики). При этом роль тех или иных источников изменяется в зависимости от рассматриваемых интервала энергий и пространственной «области захвата» космических лучей.

В настоящее время не подлежит сомнению тот факт, что ускорение космических лучей является универсальным явлением и в движущейся плазме с той или иной эффективностью имеет место при наблюдении лишь сравнительно не очень жестких

условий. Установлено образование космических лучей на Солнце в результате вспышек сверхновых звезд и в радиогалактиках (в этом последнем случае, правда, еще не исключено, что ускорение также происходит в результате вспышек сверхновых; однако более вероятно, что это не так). Очень трудно сомневаться в том, что космические лучи образуются также в атмосферах ряда звезд и при вспышках новых звезд.

В этой связи естественно считать, что какой-то вклад в космические лучи у Земли вносят различные источники. Это, однако, не значит, что мы должны остановиться на моделях (теориях) четвертого типа, так как нужно учитывать лишь те источники, вклад которых достаточно велик и его можно заметить на опыте. С учетом этого обстоятельства можно утверждать, что модель солнечного происхождения космических лучей (в области энергий  $\gtrsim 10^9 - 10^{10}$  эв) явно неприемлема. Далее оказывается, что галактическая теория имеет ряд привлекательных черт и во всяком случае не противоречит имеющимся данным. Основным источником космических лучей являются при этом вспышки сверхновых звезд. Вместе с тем вопрос о метагалактических космических лучах и их вкладе в поток космических лучей у Земли остается недостаточно ясным, хотя, по всей вероятности, этот вклад незначителен.

Таково в общих чертах современное состояние вопроса, но сколько-нибудь полная и ясная характеристика ситуации требует, естественно, обсуждения ряда моментов. Так, в § 11 будет освещен вопрос об источниках космических лучей в Галактике и изложены основы теории галактического происхождения космических лучей, которая подробнее рассматривается в главе V. В § 12 обсуждается «расширенная» галактическая теория; следующий затем § 13 посвящен космическим лучам метагалактического происхождения.

### § 11. Источники космических лучей в Галактике и галактическая теория происхождения космических лучей

Вопрос об источниках космических лучей теснейшим образом связан с другим — с вопросом о той области пространства, которая заполняется космическими лучами от рассматриваемых источников. Поэтому оказывается целесообразным начать не с изложения данных о свойствах тех или иных источников, а с обсуждения моделей распределения космических лучей в Галактике и вопроса об энергетическом балансе. Тем самым станут ясны и требования, предъявляемые к источникам.

#### *Распределение космических лучей в Галактике (выбор модели)*

Считая, что достигающие Земли космические лучи образуются в Галактике, мы ограничиваем круг возможных моделей, но еще далеки от выбора более или менее определенной теории происхождения космических лучей. В самом деле, можно указать на две очень сильно отличающиеся друг от друга галактические модели (не говоря уже о различных моделях промежуточного типа).

1. Модель, в которой космические лучи более или менее равномерно заполняют весь объем Галактики, включая гало. Кроме того, считается, что происходит практически полное перемешивание космических лучей в этом объеме. Другими словами, в такой модели как бы имеется единый резервуар, в котором космические лучи полностью перемешиваются.

2. Модель с различными «областями захвата». Это значит, что космические лучи в спирали или ее отдельных областях в значительной мере изолированы от космических лучей в гало. Принимая такую точку зрения, мы можем непосредственно связывать данные о космических лучах у Земли только с характеристиками космических лучей в рукаве спирали, в котором находится Солнце. Источники космических лучей в спирали и гало в такой модели могут быть различными.

По существу мы уже подробно обсуждали вопрос о выборе между этими двумя моделями, особенно в § 10. При этом были приведены аргументы, свидетельствующие против модели № 2 с изолированными «областями захвата». Как данные радиоастрономического характера, так и динамические соображения указывают на то, что космические лучи в течение времени  $\sim 10^8 - 10^9$  лет не могут оставаться в спирали или ее частях (напомним, например, о том, что спираль состоит из отдельных «кусков» и все время изменяется в процессе галактического вращения). Таким образом, мы считаем галактическую модель «одного резервуара» (модель № 1) значительно более близкой к действительности, если только нет поступления большого количества космических лучей в Галактику извне. При анализе более тонких вопросов (например, вычисления химического состава космических лучей и их анизотропии) модель № 1 в свою очередь нуждается в существенном уточнении. Так, нужно указать условия на галактических «границах», задаться определенным распределением источников, выбрать коэффициент диффузии и т. д. Учитывая, что всякая такая детализация связана с теми или иными дополнительными предположениями или оценками,

имеющими ограниченную точность, целесообразно не уточнять модель с самого начала. Последнее возможно, так как существуют очень важные условия, для обсуждения которых достаточно знать лишь самые общие характеристики модели. Одним из таких условий является выполнение энергетического баланса.

Для ответа на очень важный вопрос об энергетических требованиях к источникам в первом приближении нужно знать лишь объем резервуара  $V$ , среднюю плотность энергии космических лучей в этом объеме  $w_{\text{кл}} \equiv w$  и среднее время жизни космических лучей  $T$  (ниже индекс «кл» у  $w_{\text{кл}}$  будет обычно опускаться).

В качестве объема  $V$  в рамках чисто галактической модели естественно выбрать объем гало  $V \sim \frac{4\pi}{3} R^3$  (средний радиус  $R \sim 10 \div 15$  кпс; см. § 5):

$$V \sim 1 \div 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3. \quad (11.1)$$

Средняя плотность энергии космических лучей в гало заключена, по-видимому, между  $0,3$  и  $1$  эв/см<sup>3</sup>, и мы будем принимать

$$w_{\text{Г}} \sim 0,5 \text{ эв/см}^3 = 8 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3 \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3. \quad (11.2)$$

Отсюда полную энергию космических лучей в Галактике разумно считать заключенной в пределах

$$W = w_{\text{Г}} V \sim 1 \div 5 \cdot 10^{56} \text{ эрг}. \quad (11.3)$$

Произведенная в § 6 из несколько иных соображений оценка энергии  $W$  привела к значению  $W \simeq 3 \cdot 10^{56}$  эрг (см. табл. 8).

Использование модели № 1 связано, конечно, с предположением, что космические лучи в основном выходят из Галактики или погибают в ее пределах. В «расширенной» галактической модели, не говоря уже о метагалактических теориях происхождения космических лучей, напротив, космические лучи в достаточной мере свободно входят в Галактику. В настоящем § 11 такая возможность не обсуждается (см. § 12 и 13).

*Энергетический баланс и требования, предъявляемые к источникам*

Возраст Галактики  $T_{\text{Г}}$  составляет около  $10^{10}$  лет, и за последние  $5 \div 8 \cdot 10^9$  лет она в целом сравнительно мало изменилась. Это обстоятельство позволяет, в рамках принимаемой галактической модели, считать распределение и энергию космических лучей в Галактике квазистационарными. В самом деле, даже

наибольшее ядерное время жизни — время жизни для протонов, составляет в Галактике  $T_p \simeq 4 \cdot 10^9$  лет (см. табл. 10). Фактически же характерное время жизни космических лучей в Галактике  $T$  будет, вероятно, существенно меньше  $T_p$  в связи с выходом частиц из системы ( $1/T = 1/T_{\text{в}} + 1/T_{\text{я}}$ , где  $T_{\text{в}}$  — характерное время для выхода космических лучей и  $T_{\text{я}}$  — ядерное время жизни). Оценки  $T_{\text{в}}$  уже производились в § 10, и о них еще пойдет речь в § 15. Здесь же заметим, что согласно этим оценкам  $T_{\text{в}} \sim 3 \cdot 10^8$  лет и таким образом для протонов  $T \sim T_{\text{в}} \sim 3 \cdot 10^8$  лет. Это время на полтора порядка меньше возраста Галактики, что и позволяет в такой модели считать состояние космических лучей квазистационарным.

Потери энергии космических лучей на ядерные соударения определяются временем жизни для протонов  $T_p$ , поскольку более тяжелые ядра передают при соударениях свою энергию легким ядрам и, в конечном счете, тем же протонам. Оцененное в § 7 время  $T_p \simeq 4 \cdot 10^9$  лет есть время для взаимодействия, а эффективное время для потери энергии еще раза в два больше. Учет такого различия в данном случае был бы, однако, превышением точности оценки, и таким образом можно считать, что ядерные потери космических лучей в Галактике [см. (11.3)]

$$U_{\text{я}} \sim \frac{W}{T_{\text{я}}} \sim 3 \cdot 10^{38} \div 3 \cdot 10^{39} \text{ эрг/сек}; \quad (11.4)$$

полные же потери энергии, определяемые выходом, составляют

$$U \sim \frac{W}{T} \sim 3 \cdot 10^{39} \div 3 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек} \quad (11.5)$$

(при  $T \sim 3 \cdot 10^8$  лет  $\simeq 10^{16}$  сек).

Более детальные расчеты (см. § 15) приводят для  $U$  к значениям, близким к  $3 \cdot 10^{40}$  эрг/сек, и именно такую величину  $U$  мы примем в дальнейшем (если значение  $U$  меньше, то это только облегчает требования, предъявляемые к источникам). При квазистационарном режиме мощность источников, поставляющих космические лучи в Галактику, должна, очевидно, равняться  $U$ , т. е.

$$P_{\text{ист}} \sim 3 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек}. \quad (11.6)$$

Обеспечить такую мощность источников нелегко, и поэтому соображения, связанные с учетом энергетического баланса, очень важны. В качестве примера остановимся на часто обсуждавшемся в литературе предположении о том, что источниками космических лучей являются невзрывающиеся звезды. На первый взгляд такая гипотеза кажется привлекательной,

поскольку установлена генерация космических лучей на Солнце, а многие звезды, несомненно, активнее Солнца и, вероятно, испускают больше космических лучей.

Из наблюдений известно, что Солнце в среднем генерирует космические лучи ( $\mathcal{E}_k \gtrsim 10^9$  эв/нуклон) с мощностью  $U_\odot \sim 10^{23}$  эрг/сек. Чтобы учесть возможную более эффективную генерацию в недавнем прошлом, примем даже, что

$$U_\odot \sim 10^{24} \text{ эрг/сек.} \quad (11.7)$$

Всего в Галактике имеется порядка  $10^{11}$  звезд и если бы все они излучали космические лучи так же, как и Солнце, полная мощность звездного космического излучения составила бы  $10^{35}$  эрг/сек. Но это еще на пять-шесть порядков меньше, чем нужно.

*Различные невзрывающиеся звезды  
как источники космических лучей* 11.109

Отмеченное расхождение в несколько порядков трудно преодолеть. Конечно, на многих звездах космические лучи могут генерироваться значительно эффективнее, чем это происходит на Солнце. Но таких звезд с особыми свойствами гораздо меньше, чем всех звезд. Например, даже относительно весьма распространенных магнитных звезд в Галактике имеется около  $10^9$ , т. е. их число составляет примерно 1% от общего числа звезд<sup>321</sup>. Поле на таких звездах сильнее солнечного по порядку величины в  $10^3$  раз. Поэтому магнитная энергия больше солнечной примерно в  $10^6$  раз и можно думать, что активность звезды как источника космических лучей превосходит солнечную тоже не более чем в  $10^6$  раз. Но для  $10^9$  звезд это отвечает мощности  $10^{38} \div 10^{39}$  эрг/сек. Конечно, эта оценка не может претендовать на доказательную силу, но мы не видим никаких оснований ожидать большего энерговыделения, в то время как значительно меньшая эффективность ускорения для магнитных звезд вполне возможна.

Особенно эффективной генерации космических лучей можно ожидать для нестационарных звезд и в первую очередь звезд типа Т Тельца и UV Кита. Дело в том, что у этих звезд, по-видимому, появляется неравновесное излучение. Это излучение, быть может, связано с магнитогормозным излучением релятивистских электронов<sup>322</sup>, и его наличие во всяком случае свидетельствует о бурных процессах в атмосфере звезды. Звезды типа Т Тельца, по данным<sup>322</sup>, являются источниками релятивистских электронов со средней мощностью  $10^{33} \div 10^{34}$  эрг/сек. В Галактике число таких звезд, находящихся в активном со-

стоянии, согласно<sup>323</sup>, равно  $5 \cdot 10^4$ . Отсюда приходим к энерговыделению  $10^{38} \div 10^{39}$  эрг/сек. Чтобы показать, насколько велика такая мощность, напомним, что полная мощность светового излучения Солнца составляет  $3,86 \cdot 10^{33}$  эрг/сек. Тепловое излучение звезд типа Т Тельца в среднем меньше солнечного, и таким образом генерация космических лучей (с переходом в них  $10^{33} \div 10^{34}$  эрг/сек) будет по мощности превосходить все тепловое излучение этих звезд. Далее, если даже мощность источников быстрых электронов действительно такова, то еще неясно, какая энергия будет переходить в интересующие нас нуклоны с  $\mathcal{E}_k > 10^9$  эв/нуклон. Естественно считать, что эта энергия должна составлять лишь небольшую часть общего энерговыделения. Но тогда либо мощность испускания нуклонов с энергией  $\mathcal{E}_k \gtrsim 10^9$  эв/нуклон значительно меньше, чем  $10^{33} \div 10^{34}$  эрг/сек, либо общее энерговыделение в космические лучи еще существенно выше приведенного и без того крайне высокого значения  $10^{33} \div 10^{34}$  эрг/сек. Это значение вызывает поэтому большие сомнения, особенно если учесть, что упомянутая оценка<sup>322</sup> мощности звезд типа Т Тельца как источников космических лучей основана на косвенных соображениях. Другими словами, чрезвычайно высокая эффективность ускорения частиц на звездах типа Т Тельца и UV Кита остается пока гипотетической и не может поэтому использоваться в качестве сколь-нибудь убедительного аргумента в пользу образования на звездах значительного количества космических лучей.

Таким образом, мы приходим к заключению, что различные нестационарные звезды, по всей вероятности, никак не должны отдавать в космические лучи (с  $\mathcal{E}_k \gtrsim 10^9$  эв/нуклон) более чем  $10^{38} \div 10^{39}$  эрг/сек. Скорее же соответствующее энерговыделение еще меньше, т. е. на несколько порядков меньше необходимой мощности  $U \sim 3 \cdot 10^{40}$  эрг/сек. Нужно отметить, что и в  $10^9$  для энерговыделения невзрывающихся звезд в области галактической спирали принимается значение  $10^{35}$  эрг/сек. Но такой вклад может быть существен только в случае известной изолированности спирали, которая представляется нам не имеющей места в действительности (см. выше).

Отметим также, что космические лучи, образующиеся на Солнце, имеют энергетический спектр<sup>2,324</sup>  $N(\mathcal{E}_k) = K \mathcal{E}_k^{-\gamma}$  с  $\gamma \simeq 5$ ; такой спектр космических лучей, образующихся на Солнце, даже независимо от соображений энергетического характера, свидетельствует не в пользу предположения об ускорении галактических космических лучей с  $\gamma \simeq 2,5$  в основном на невзрывающихся звездах. Кроме того, солнечные космические лучи явно имеют другой химический состав, чем галактические

космические лучи в их источниках (как будет показано в §15, в источниках галактических космических лучей генерируются преимущественно ядра; в составе же солнечных космических лучей имеется не меньше чем  $\sim 90\%$  протонов).

Резюмируя, можно сказать, что связывать генерацию основной части космических лучей с невзрывающимися звездами можно в настоящее время, только вступив на путь совершенно произвольных и далеко идущих гипотез. Но для этого имеется тем меньше оснований, что надежно установлено существование в Галактике других и при этом более мощных источников космических лучей.

*Сверхновые звезды — основные источники космических лучей в Галактике*

В § 5 и 6 уже были приведены данные, с полной достоверностью свидетельствующие о присутствии космических лучей в оболочках сверхновых звезд. Тем самым устанавливается, независимо от каких-либо предположений, что в результате взрыва сверхновых образуются космические лучи. Но это лишь одна сторона дела. Не менее важно то обстоятельство, что генерация космических лучей при вспышках сверхновых является весьма мощным процессом.

Так, приведенные в § 6 расчеты показывают, что в оболочках сверхновых первого типа присутствуют космические лучи с энергией  $W_{\text{сн}}$ , достигающей  $10^{49}$  эрг (согласно табл. 7, в Крабовидной туманности  $W_{\text{сн}} \sim 5 \cdot 10^{48}$  эрг). В оболочках сверхновых второго типа энергия космических лучей достигает  $10^{50}$  эрг (например, для Кассиопей-А  $W_{\text{сн}} \sim 7 \cdot 10^{49}$  эрг; см. табл. 7). Правда, вычисление энергии космических лучей в оболочках связано с известными предположениями; важнейшим из них является использование коэффициента 100 при переходе от более или менее непосредственно измеряемой энергии релятивистских электронов к энергии всех космических лучей. Однако как это предположение, так и допущение о приблизительном равенстве энергии космических лучей и энергии магнитного поля в оболочке представляются достаточно обоснованными, особенно для сверхновых второго типа и если речь идет об оценках по порядку величины. Заметим также, что для выяснения возможной роли сверхновых как источников космических лучей в Галактике важна не столько энергия космических лучей в оболочках на какой-то стадии их эволюции, сколько полная энергия космических лучей, образовавшихся в результате взрыва и всех последующих процессов ускорения и торможения. Поскольку выход частиц из оболочек, вероят-

но, довольно значителен, эта полная энергия может существенно превосходить энергию космических лучей, сохраняющихся в оболочке. С этой точки зрения нужно иметь в виду, что полное энерговыделение ряда сверхновых превосходило  $10^{50}$  эрг и достигало даже  $10^{52}$  эрг<sup>245</sup>. Учитывая общую тенденцию к равномерному распределению энергии между космическими лучами, магнитным полем и кинетической энергией, а также представления о магнитотормозной природе оптического излучения при самих вспышках некоторых сверхновых звезд (видимо, в основном сверхновых первого типа)<sup>322</sup>, отсюда можно сделать некоторые выводы. Именно, в качестве верхней границы для энергии, переходящей в космические лучи при взрыве, приходим к указанной величине в  $10^{52}$  эрг. Такая энергия отвечает массе  $M = W/c^2 \sim 10^{31}$  г  $\sim 0,01 M_{\odot}$ ; если учесть, что масса сверхновых второго типа может достигать десятков масс Солнца ( $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$  г), то энерговыделение, соответствующее массе  $10^{31}$  г, еще допустимо (при термоядерных реакциях энерговыделение составляет величину порядка  $10^{-3}$  от массы покоя ядер; энергия, освобождающаяся при нейтронном коллапсе звезды с массой  $\sim M_{\odot}$ , также достигает  $10^{52}$  эрг\*).

Вывод, который мы делаем из сказанного, таков. Для энергии, переходящей в космические лучи при вспышках сверхновых звезд, в среднем разумно принять значение

$$W_{\text{сн}} \sim 10^{49} - 10^{50} \text{ эрг.} \quad (11.8)$$

Для сверхновых первого типа эта оценка, быть может, несколько завышена, но таких сверхновых вспышки в Галактике меньше, чем сверхновых второго типа (см. ниже). Поэтому с точки зрения составления энергетического баланса значение (11.8) не представляется слишком большим. Максимальная же величина для среднего энерговыделения на сверхновую второго типа, вероятно, даже близка к  $10^{51}$  эрг.

Для суждения об эффективности вспышек сверхновых как источников космических лучей нужно знать еще одну величину — среднюю частоту вспышек сверхновых в Галактике  $\nu_{\text{сн}} = 1/T_{\text{сн}}$  ( $T_{\text{сн}}$  — среднее время между вспышками сверхновых). Время  $T_{\text{сн}}$  различно для галактик разного типа и в среднем по многим галактикам составляет 300—400 лет<sup>323</sup>.

\* Под нейтронным коллапсом, быть может имеющим место при вспышках некоторых сверхновых, понимается образование нейтронного ядра звезды<sup>325</sup>. Энергия  $W_{\text{н}}$ , выделяющаяся при коллапсе, порядка  $\kappa M^2/R$ , где  $\kappa$  — гравитационная постоянная,  $M$  — масса звезды и  $R$  — радиус нейтронного ядра. Поскольку  $R \sim 10^6$  см (см. <sup>325</sup>),  $W_{\text{н}} \sim 10^{52}$  эрг при  $M \sim 0,2 M_{\odot}$ .



Эта цифра скорее относится к более ярким сверхновым первого типа. Главное же, отклонения времени  $T_{\text{сн}}$  от среднего значения так велики, что нас должно здесь интересовать значение  $T_{\text{сн}}$ , определенное для нашей Галактики. Согласно<sup>150</sup> это время составляет  $30 \div 60$  лет, а в<sup>224, 245</sup> принимается, что для сверхновых второго типа в Галактике  $T_{\text{сн}} = 50$  лет.

Итак, для более мощных и чаще вспыхивающих сверхновых второго типа в Галактике можно положить

$$T_{\text{сн}} \sim 50^{\text{лет}}, \quad v_{\text{сн}} = \frac{1}{T_{\text{сн}}} \sim 7 \cdot 10^{-10} \text{ сек}^{-1}. \quad (11.9)$$

Комбинируя значения (11.8) и (11.9), для средней мощности сверхновых как источников космических лучей в Галактике получаем

$$U_{\text{сн}} \sim \frac{W_{\text{сн}}}{T_{\text{сн}}} \sim 10^{40} \div 10^{41} \text{ эрг/сек}. \quad (11.10)$$

Близость этого значения к необходимой из энергетических соображений мощности источников  $U \sim 3 \cdot 10^{40}$  [см. (11.6)] буквально бросается в глаза. Конечно, приведенные оценки не могут претендовать на точность, превосходящую один-два порядка. Так, например, вряд ли можно было бы отвергнуть оценку  $U_{\text{сн}} \sim 10^{39}$  эрг/сек, но такое значение является скорее минимальным, еще совместимым с имеющимися данными. Таким образом, нельзя утверждать, что сверхновые действительно дают как раз столько космических лучей, сколько нужно для соблюдения баланса. Но, с другой стороны, можно со всей определенностью прийти к выводу о том, что, отождествляя основные источники космических лучей в Галактике со сверхновыми звездами, мы можем удовлетворить весьма нелегким требованиям энергетического характера\*.

Кстати, как уже упоминалось в § 5, на возможную эффективность вспышек сверхновых с точки зрения генерации космических лучей указывалось<sup>222, 327</sup> еще до обнаружения мощного радиоизлучения оболочек сверхновых. Единственным аргументом при этом было огромное энерговыделение при вспышках. Но, разумеется, выделение энергии в виде света или даже в виде кинетической энергии оболочки еще ни в какой мере не гарантирует ее перехода в энергию космических лучей.

\* Здесь нужно только заметить, что необходимость выбора значения (11.5) строго не доказана; если  $U > 10^{41}$  эрг/сек, как это было бы в случае быстрого выхода космических лучей из Галактики ( $T < 10^8$  лет), то обеспечить сохранение баланса с учетом одних лишь сверхновых вряд ли было бы возможно. Однако, если только галактическая модель вообще справедлива, то оценка (11.5) не представляется заниженной.

Поэтому гипотеза о генерации космических лучей при вспышках сверхновых привлекла серьезное внимание только в свете радиоастрономических данных<sup>4, 143, 150, 328</sup>.

Предположение о доминирующей роли сверхновых как источников космических лучей в Галактике становится еще более вероятным и привлекательным, если сравнить его с альтернативной «иерархической» гипотезой<sup>9, 329, 330</sup>.

Напомним, что согласно «иерархической» теории происхождения космических лучей частицы с энергией  $E \lesssim 10^{12}$  эв образуются на невзрывающихся звездах, в области  $10^{12} \lesssim E \lesssim 10^{15}$  эв основными источниками являются сверхновые звезды, а космические лучи с  $E > 10^{15}$  эв приходят из Метагалактики.

Поскольку спектр космических лучей падает, причем довольно быстро, основной вклад в полную энергию космических лучей вносят частицы с относительно малой энергией. Отсюда ясно, что в «иерархической» теории практически всю энергию должны поставлять невзрывающиеся звезды. Но в свете изложенного ранее это означает, что такая теория связана с совершенно произвольным предположением об очень высокой эффективности многих невзрывающихся звезд (как указывалось, эти звезды должны генерировать космические лучи с полной энергией на несколько порядков большей, чем это следует из имеющихся данных и оценок). Другая возможность, столь же необоснованная, связана с предположением об отсутствии перемешивания космических лучей между рукавами спирали и гало.

Против «иерархической» схемы свидетельствуют и другие соображения.

Химический состав, а также условия инжекции и ускорения космических лучей в оболочках сверхновых и для невзрывающихся звезд, по всей вероятности, сильно различаются. По этой причине в рамках иерархической схемы следовало бы ожидать существенного изменения и энергетического спектра и химического состава космических лучей при некоторой энергии  $E \sim 10^{12}$  эв. Насколько известно, подобные изменения отсутствуют (см. главу I). Правда, в отношении химического состава данных еще недостаточно, а плавность энергетического спектра еще не доказывает, что имеются источники лишь преимущественно одного типа. Но для отказа от представлений о доминирующей роли сверхновых звезд в пользу иерархической схемы нужны, очевидно, какие-то веские аргументы, а не только принципиальная возможность предлагаемой схемы. Например, если бы при  $E \sim 10^{12}$  эв спектр по энергиям или зарядам заметно изменялся, то это по крайней мере было бы более естествен-

ным в случае источников двух типов. Поскольку же не был указан ни один факт, явно свидетельствующий о множественности источников, мы не видим никаких убедительных доводов в пользу такого предположения. Другими словами, еще нет оснований считать хотя бы вероятным, что невзрывающиеся звезды вносят заметный вклад в поток космических лучей в Галактике в целом или хотя бы в поток космических лучей у Земли. Более того, такое предположение представляется связанным с определенными трудностями, в первую очередь энергетического характера. Против же предположения о доминирующей роли сверхновых звезд подобных возражений нет.

Несмотря на сказанное, известная осторожность в выводах, а также дальнейший анализ вопроса об источниках космических лучей, конечно, необходимы. Ряд замечаний на этот счет еще будет сделан ниже.

Сейчас же подчеркнем, что никакие звезды, кроме сверхновых, по-видимому, не могут ускорять космические лучи до энергий, больших  $10^{12} \div 10^{13}$  эв. Дело в том, что частица может ускориться до большой энергии, только если она достаточно долго удерживается вблизи звезды, а ускоряющий механизм достаточно эффективен. На Солнце, как известно, образуются космические лучи с энергией, достигающей  $10^{10}$  эв, в то время как типичное значение для напряженности магнитного поля в солнечной атмосфере составляет  $H_{\odot} \sim 1$  э (в пятнах встречаются и значительно большие поля, но нужно учитывать быстрое уменьшение поля пятна с удалением от фотосферы). В поле  $H \sim 1$  э протон с энергией  $E \sim 10^{10}$  эв вращается по орбите с радиусом  $r_H \leq E/300H \sim 3 \cdot 10^7$  см, в то время как радиус фотосферы  $R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$  см. Таким образом, для Солнца характерный параметр  $\xi = r_H/R_{\odot}$  не превосходит  $10^{-3}$ . Можно думать, что и для других звезд  $\xi \lesssim 10^{-3}$ , откуда максимальная энергия космических лучей  $E_{\max} \sim 300Hr_H \sim 0,3HR_{\text{фт}}$ , где  $H$  — характерное значение поля и  $R_{\text{фт}}$  — радиус фотосферы звезды. Даже для магнитных звезд значение  $HR_{\text{фт}}$ , а значит и  $E_{\max}$ , вряд ли превосходит соответствующие значения для Солнца больше чем на три порядка. Отсюда мы и приходим к оценке  $E_{\max} \sim 10^{13}$  эв. Разумеется, такая оценка содержит элемент произвола, но нам неизвестны никакие убедительные контраргументы, позволяющие существенно повысить значение  $E_{\max} \sim 10^{13}$  эв для невзрывающихся звезд. Видимо в связи с этим и в «иерархической» схеме частицы с энергией  $E \gtrsim 10^{12}$  эв не считаются образующимися на невзрывающихся звездах.

Рассмотрим теперь с этой точки зрения возможность ускорения частиц в оболочках сверхновых. Этот вопрос в значитель-

ной мере остается еще неясным, но некоторые выводы можно сделать, сравнивая радиусы оболочек с радиусом кривизны частиц. Согласно табл. 7 радиусы оболочек  $R_0$  источников Телец-А (Крабовидная туманность) и Кассиопея-А составляют сейчас около  $1 \div 2$  пс  $\sim 3 \div 6 \cdot 10^{18}$  см, а напряженность поля в оболочках  $H_0 \sim 10^{-3}$  э. Отсюда имеем

$$\xi = \frac{r_H}{R_0} \sim \frac{E}{300H_0ZR_0} \sim 10^{-18} \frac{E}{Z} \sim 10^{-18} \mathcal{E}, \quad (11.11)$$

где  $eZ$  — заряд ядра и  $E = A\mathcal{E}$  — его полная энергия ( $\mathcal{E}$  — энергия на нуклон).

Если принять, что максимальная энергия  $E_{\max}$  достигается при значении  $\xi \sim 10^{-1}$ , приходим к оценке

$$E_{\max} \sim 10^{17} \text{ эв/нуклон}, E_{\max} \sim 10^{19} \text{ эв}. \quad (11.12)$$

Правда, в случае звезд мы использовали значение  $\xi \sim 10^{-3}$ , но конфигурация полей в звездных атмосферах и в оболочках существенно отличается одна от другой. Поскольку поле в оболочке квазизамкнуто, допущение, что  $\xi \sim 10^{-1}$ , в принципе еще возможно. С другой стороны, если в процессе расширения оболочки  $H_0R_0^2 = \text{const}$ , то согласно (11.11) на более ранних стадиях  $\xi < 10^{-18} \mathcal{E}$ . Как по этой причине, так и в связи с весьма гипотетической возможностью принять значение  $\xi \sim 10^{-1}$ , оценка (11.12) является, видимо, верхним пределом.

Из (11.12) следует, что в результате вспышек сверхновых могут образовываться космические лучи с  $E \lesssim 10^{17}$  эв, а если речь идет о тяжелых ядрах, то и с  $E \lesssim 10^{19}$  эв. Поскольку самая высокая энергия, зафиксированная в космическом излучении,  $E_{\max} \sim 10^{19}$  эв (зарегистрировано лишь несколько частиц с энергией больше  $10^{19}$ ), с некоторой натяжкой можно допустить, что сверхновые поставляют космические лучи во всем интервале энергий. Эта возможность была бы опровергнута, если бы было установлено, что в области энергий  $E \gtrsim 10^{18} \div 10^{19}$  эв космические лучи состоят не только из тяжелых ядер, но содержат также протоны. Более того, такие протоны не только не могли бы удерживаться в оболочках сверхновых, но сразу выходили бы и из Галактики (при  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ ,  $Z = 1$  и  $E = 10^{19}$  радиус кривизны  $r_H = E/300H \sim 10^{22}$  см, что лишь в несколько раз меньше радиуса гало  $\sim 3 \div 5 \cdot 10^{22}$ ; кроме того, поле в Галактике неоднородно, причем радиус  $r_H$  больше масштаба неоднородности; учет этого обстоятельства существенно уменьшает время пребывания частицы в Галактике). К этому вопросу мы еще вернемся в дальнейшем (см. § 16).

## Возможная роль новых звезд

Помимо сверхновых, к числу взрывающихся звезд относятся также новые звезды. При взрыве новых образуется расширяющаяся оболочка и вообще картина во многом близка к имеющей место для сверхновых. Поэтому естественно предположение о том, что и в результате вспышек новых генерируются космические лучи <sup>4</sup>, <sup>143</sup>, <sup>150</sup>, <sup>322</sup>.

Правда, радиоизлучение оболочек новых еще не обнаружено, но оно в большинстве случаев и должно быть столь слабым, что здесь еще нет противоречия. Действительно, при вспышках новых излучается в видимой части спектра  $\sim 10^{45}$  эрг (например, в <sup>331</sup> приводится для излучаемой энергии среднее значение  $6 \cdot 10^{44}$  эрг). В то же время при вспышках сверхновых первого типа в среднем излучается  $10^{49}$  эрг (см. <sup>331</sup>). Другие сопоставления также приводят к выводу, что по своей мощности новые на 3—5 порядков уступают сверхновым. Если это относится и к мощности генерации космических лучей, то радиоизлучение от оболочек новых должно быть на много порядков слабее радиоизлучения оболочек сверхновых (помимо меньшей концентрации радиоизлучающих электронов здесь сказывается также уменьшение напряженности магнитного поля)\*.

Предполагая, что в результате вспышки новой генерируются космические лучи, полная энергия которых на 4 порядка меньше, чем для сверхновых, приходим к заключению [см. (11.8)], что

$$W_{\text{нов}} \sim 10^{45} \div 10^{46} \text{ эрг.} \quad (11.13)$$

Частота вспышек новых в Галактике, по разным данным, колеблется от  $\nu_{\text{нов}} \sim 200$  (см. <sup>150</sup>) до  $\nu_{\text{нов}} \sim 50$  вспышек в год (согласно <sup>331</sup>). Принимая  $\nu_{\text{нов}} = \frac{1}{T_{\text{нов}}} \simeq 100 \text{ год}^{-1} \simeq 3 \cdot 10^{-8} \text{ сек}^{-1}$ ,

для мощности генерации космических лучей в Галактике за счет вспышек новых получаем

$$U_{\text{нов}} \sim \frac{W_{\text{нов}}}{T_{\text{нов}}} \sim 3 \cdot 10^{39} \div 3 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек.} \quad (11.14)$$

Это значение, по сути дела, совпадает с мощностью  $U_{\text{сн}}$  для сверхновых [см. (11.10)]. Таким образом, если опираться только на энергетические соображения, то новые как источники космических лучей вполне могут конкурировать со сверхновыми. Нельзя, однако, не принимать во внимание, что оценка (11.14)

\* Сказанное не означает, что радиоизлучение новых не может быть обнаружено, особенно если речь пойдет о новых, сравнительно близко расположенных по отношению к солнечной системе.

гораздо менее обоснована по сравнению с оценкой (11.10) для сверхновых. Поэтому отнюдь не исключено, что мощность космических лучей от новых  $U_{\text{нов}} < 3 \cdot 10^{39}$  эрг/сек и, следовательно, эти космические лучи играют сравнительно малую роль в общем балансе. Далее, при вспышках новых частицы, несомненно, не могут приобретать столь же высокой энергии, как в случае сверхновых. Другими словами, новые могли бы вносить вклад только в космическое излучение с не очень высокой энергией, например в области  $E \lesssim 10^{12} \div 10^{14}$  эв (согласно формуле (11.11) при  $\xi \sim 0,1$ ,  $H_0 \sim 3 \cdot 10^{-5}$  и  $R_0 \sim 3 \cdot 10^{15}$  максимальная энергия для ядра железа равна  $10^{14}$  эв).

В предельном случае, когда общий энергетический вклад новых являлся бы основным (т. е. при  $U_{\text{нов}} \gg U_{\text{сн}}$ ), они играли бы такую же роль, какая отводится обычным звездам в «иерархической» теории (см. выше)\*. Но для такого крайнего предположения мы не видим никаких оснований. Все, что можно сейчас заключить, сводится к следующему: предположение о генерации космических лучей в результате вспышек новых весьма вероятно и при этом не исключено, что вклад таких космических лучей в общем балансе в Галактике существен (в области энергий  $E \lesssim 10^{12} \div 10^{14}$  эв). Но вполне возможно также, что этот вклад мал и им можно пренебречь.

Остается еще только заметить, что допущение о заметной роли космических лучей от новых звезд почти ничего не меняет в теории происхождения космических лучей, отводящей доминирующее место сверхновым как источникам космических лучей. Достаточно сказать, что разные сверхновые отнюдь не одинаковы и их энерговыделение и другие параметры довольно сильно колеблются даже в пределах одного типа. Правда, между новыми и сверхновыми, видимо, нет непрерывного перехода, но все же эти объекты во многом родственны между собой. С этой точки зрения привлечение, помимо сверхновых, также и новых звезд означает лишь увеличение дисперсии параметров, которые характеризуют разные индивидуальные источники космических лучей, относящиеся к числу вспыхивающих звезд.

В силу изложенного мы ниже не всегда будем наряду со сверхновыми упоминать также и о новых звездах, считая это само собой подразумевающимся.

\* Впрочем, новые звезды имеют в этом отношении большие преимущества по сравнению с обычными звездами. Не говоря уже о главной — энергетической стороне дела (см. выше), близость между новыми и сверхновыми позволяет предполагать, что и химический состав и энергетический спектр генерируемых космических лучей в обоих этих случаях весьма близки друг к другу.

*Ускорение космических лучей  
в межзвездном пространстве*

В межзвездном пространстве имеется движущийся газ, в который «вморожены» магнитные поля. В таких условиях должно иметь место статистическое ускорение достаточно быстрых частиц, а в некоторых условиях может осуществляться и их систематическое ускорение (см. § 9). В свое время вопрос о межзвездном ускорении космических лучей привлекал большое внимание (см., например, <sup>293, 332</sup>). Предположение об эффективности межзвездного ускорения встречается, однако, с большими трудностями <sup>4, 5, 71, 348</sup> и в последние годы почти не обсуждается. Тем не менее остановиться на этом моменте необходимо.

При регулярном (систематическом) ускорении (ускорении первого порядка) частица с полной энергией  $E$  при каждом «соударении» с движущимся газовым облаком получает энергию порядка  $\frac{u}{c}E$  (здесь  $u$  — скорость газа; см. § 9). Число «соударений» в единицу времени для релятивистской частицы порядка  $c/L$ , где  $L(t)$  — характерное расстояние между идущими навстречу друг другу газовыми массами, а скорость поступательного движения частицы положена равной  $c$  (фактически эта скорость  $v \ll c$ , поскольку  $v$  есть скорость движения вдоль силовых линий; обычно мы полагаем  $v \sim 10^{10}$ , но при оценках замена  $v$  на  $c$  несущественна). Таким образом, при систематическом ускорении  $\frac{dE}{dt} \sim \frac{u}{c} \cdot \frac{c}{L(t)} E$  и при  $L = L_0 - ut$  энергия изменяется по закону  $E \sim \frac{EL_0}{L_0 - ut} = \frac{E_0 L_0}{L(t)}$ , где  $E_0$  и  $L_0$  — начальные значения  $E$  и  $L$ . Этот результат находится, конечно, в полном соответствии с выводом, полученным в § 9: сближение газовых облаков приводит к сжатию и соответствующему увеличению давления, в том числе давления космических лучей. Отсюда и из ряда других соображений ясно, что в астрофизических условиях при систематическом ускорении энергия  $E$  вряд ли может увеличиться больше чем на один-два порядка. Исключение составил бы, конечно, такой случай, когда частица, закончив ускорение в одной сжимающейся области, переходит в другую, тоже сжимающуюся область, и т. д. Но нет никаких оснований считать, что в Галактике осуществляется такая ситуация, да еще с многократным повторением счастливого попадания частицы все время именно в сжимающиеся области. Если же сжатие сменяется разрежением или встречные соударения — соударениями «вдогонку», то ускорение носит статистический

характер и представляет собой ускорение второго порядка по  $u/c$ . В этом случае [см. (9.7)]

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E, \quad \alpha = \frac{u^2 v}{c^2 l} \sim 10^{-11} \frac{u^2}{l}, \quad E_{\max} \sim E_0 e^{\alpha t_{\max}}, \quad (11.15)$$

где  $t_{\max}$  — максимальное время ускорения, а  $E_0$  — энергия в начале процесса.

В области диска скорость облаков  $u \sim 10^6$  см/сек, но иногда  $u \sim 3 \cdot 10^6$ ; для длины свободного пробега (размеров области между ускоряющими облаками или фронтами), по астрофизическим данным, получаются значения в десятки или даже сотню парсек. Но не все фронты (неоднородности) могут наблюдаться, а из диффузионных расчетов для величины, близкой по смыслу к  $l$ , получается значение  $\sim 10$  пс. При  $u \sim 3 \cdot 10^6$  и  $l \sim 10$  пс  $\approx 3 \cdot 10^{19}$  имеем  $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-18}$ . Но даже при  $\alpha \sim 10^{-17}$  за время существования Галактики  $T_G \sim 3 \cdot 10^{17}$  сек максимальная энергия  $E_{\max} \sim 10 E_0$ , т. е. статистическое ускорение явно неэффективно. То обстоятельство, что статистическое ускорение могло бы привести к наблюдаемому спектру космических лучей лишь при резком увеличении  $\alpha$ , ясно и из других соображений. В самом деле, статистическое ускорение приводит к генерации частиц со степенным спектром  $N(E)dE = KE^{-\gamma}dE$ , например, при следующих предположениях (см. § 16): допускается, что частицы начинают ускоряться с равной вероятностью в любой момент времени, а вероятность найти частицу с «возрастом» в интервале  $t, t + dt$  равна  $dW = \frac{1}{T} e^{-t/T} dt$ . Тогда, согласно (11.15),  $dt = \frac{dE}{\alpha E}$ ,  $t = \frac{\ln(E/E_0)}{\alpha}$  и

$$dW \propto N(E) dE \propto E^{-\left(1 + \frac{1}{\alpha T}\right)} dE, \quad \gamma = 1 + \frac{1}{\alpha T}. \quad (11.16)$$

Принятое выражение для вероятности  $dW$  справедливо, например, в условиях, когда ускорение прекращается в результате ядерных соударений (по крайней мере при «катастрофических» ядерных соударениях). Однако, если в (11.16)  $T = T_n$ , то значения  $\gamma$  оказываются разными для разных ядер, что полностью противоречит наблюдениям (не нужно забывать, что время  $T_n$  для протонов и ядер железа отличается одно от другого примерно в 25 раз, а значения  $\gamma$  одинаковы с достигнутой точностью, скажем, в 10%). Таким образом, нужно считать, что время  $T$  в (11.16) определяется выходом частиц из ускоряющей области (например, из диска), причем  $T$  существенно меньше ядерного времени для самых тяжелых ядер. Поскольку для Галактики в целом

$T_{Fe} \approx 1,4 \cdot 10^7$  лет, а для области диска это время еще заметно уменьшается, вряд ли можно положить время  $T$  большим  $10^7$  лет. Но из опыта  $\gamma \sim 2 \div 3$  и таким образом  $\alpha T \sim 1$ , поэтому при  $T \sim 10^7$  лет  $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-15}$ . Это значение  $\alpha$  на три порядка больше получающегося при  $u \sim 3 \cdot 10^6$  и  $l \sim 10$  пс. Поскольку даже эти значения параметров, вероятно, сильно завышены, представляется ясным, что увеличение  $\alpha$  еще в 1000 раз было бы абсолютно необоснованным и совершенно произвольным.

Заметим, что межзвездное ускорение при учете выхода частиц из ускоряющей области было рассмотрено в работе <sup>333</sup>. При этом, с одной стороны, было в некотором приближении обосновано использование вероятности  $dW = \frac{e^{-l/T}}{T} dt$ , где  $T$  — параметр, играющий роль времени выхода из системы (такое обоснование необходимо, поскольку при диффузии выражение для  $dW$  зависит от граничных условий и других факторов). Однако, с другой стороны, в <sup>333</sup> для  $T$  было принято значение даже несколько большее, чем упомянутое выше значение  $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-15}$ . Как сказано, это представляется нам недопустимым.

Уместно указать, что предположение об ускорении космических лучей в межзвездном пространстве сталкивается и с другими трудностями. Именно, помимо предположения о том, что величина  $\alpha$  велика, в случае межзвездного ускорения необходимо быстро пополнять кинетическую энергию облаков межзвездного газа.

Действительно, если космические лучи в Галактике получают энергию от облаков, то последние должны отдавать  $3 \cdot 10^{39} \div 3 \cdot 10^{40}$  эрг/сек [см. (11.5)]. В то же время полная кинетическая энергия хаотического движения облаков не превосходит  $10^{54} \div 10^{55}$  эрг (масса всего газа в диске  $M \sim 3 \cdot 10^{42}$  г, а скорость облаков меньше  $3 \cdot 10^6$  и в среднем равна только 7 км/сек; отсюда  $\frac{Mu^2}{2} < 10^{55}$  эрг). Если бы движение облаков не поддерживалось, то, отдавая  $10^{40}$  эрг/сек, они затормозились бы за время порядка  $3 \cdot 10^{14} \approx 10^7$  лет. Поскольку же облака не затормозились, они должны, при сделанном предположении, получать  $\sim 10^{40}$  эрг/сек от каких-то источников. Речь здесь, очевидно, может идти о внутренней энергии звезд, потенциальной (гравитационной) энергии в Галактике или о кинетической энергии общего галактического вращения. С чисто энергетической точки зрения всех этих источников было бы достаточно; но все же обеспечить необходимую мощность «подкачки» хаотического движения облаков нелегко. Достаточно сказать, что время  $10^7$  лет (см. выше) еще в 1000 раз меньше возраста Галактики и более чем на порядок

меньше времени одного оборота солнечной системы вокруг галактического центра. Главное же, насколько нам известно, нет никаких указаний на существование столь мощной передачи энергии облакам. Поэтому гипотеза об ускорении космических лучей облаками требует дополнительных, далеко идущих предположений, даже если игнорировать отмеченную выше большую трудность, связанную с малой скоростью передачи энергии от облаков к космическим лучам.

При межзвездном ускорении возникает, кроме того, проблема инжекции, весьма острая при малых значениях  $\alpha$  (например, при  $\alpha \sim 5 \cdot 10^{-17}$  и концентрации газа  $n \sim 0,1$  энергия инжекции  $E_{инж}$  для ядер Fe составляет  $E_{инж} \sim 3 \cdot 10^{11}$  эв; см. <sup>293</sup> и § 9). Остановившись на этом вопросе мы не будем, поскольку картина в целом и так представляется ясной: межзвездное ускорение неэффективно и, вообще говоря, не может конкурировать с ускорением в оболочках сверхновых.

По сути дела этот вывод ясен из весьма общих соображений — из самого характера ускорения частиц в движущемся газе. Такое ускорение тем эффективнее, чем больше скорость газа и чем меньше масштаб  $l$  (напомним, что  $\alpha = \frac{u^2 v}{c^2 l}$ ). В меж-

звездном пространстве масштаб  $l$  явно превышает масштабы в оболочках сверхновых, а скорость  $u$  в сотни раз меньше скоростей этих оболочек. В § 13 мы увидим, что неэффективно ускорение и в межгалактическом пространстве.

Вообще можно сказать, что статистическое ускорение, хотя и было выдвинуто в применении к межзвездному пространству <sup>293</sup>, оказывается эффективным только в областях с бурным и относительно мелкомасштабным движением <sup>306</sup>. В этом плане, если говорить о Галактике, привлекает к себе внимание область вблизи галактического центра. К сожалению, конфигурация поля и распределение скоростей в этой области еще неизвестны. Сколько-нибудь длительное (в масштабе времени  $T_T \sim 10^{10}$  лет) сжатие и здесь, конечно, невозможно (например, при  $L \sim 100$  пс и скорости  $u \sim 3 \cdot 10^6$  см/сек время сжатия  $L/u \sim 3 \cdot 10^6$  лет). Кроме того, данные наблюдений свидетельствуют скорее о том, что в галактической плоскости имеет место вытекание газа из центральной области. Втекание же и, возможно, сжатие газа должно тогда происходить в направлении оси галактического вращения (газ должен не только вытекать, но и втекать в центральную область, так как иначе она опустела бы). При сжатии газа лишь в одном направлении (или, во всяком случае, не со всех сторон) условия для систематического ускорения частиц ухудшаются. Если положить в центральной области

$u \sim 10^7$  (см. <sup>225</sup>) и  $l \sim 0,3$  пс, то при статистическом ускорении  $\alpha \sim 10^{-15}$  и  $\alpha T \sim 1$  только при  $T \sim 3 \cdot 10^7$  лет. Удержать же частицы в области с радиусом  $R \sim 100$  пс в течение  $3 \cdot 10^7$  лет очень трудно (например, диффузионный путь  $L \sim \sqrt{lvT} \sim 1000$  пс при тех же значениях  $l \sim 0,3$  пс и  $T \sim 3 \cdot 10^7$  лет). Наконец, запас кинетической энергии газа в центральной области сравнительно невелик (при  $\rho \sim 10^{-24} \div 10^{-23}$  г/см<sup>3</sup>,  $u \sim 10^7$  и  $V \sim 10^{61} \div 10^{62}$  см<sup>3</sup> энергия

$$W \sim \frac{\rho u^2 V}{2} \sim 10^{61} \div 10^{63} \text{ эрг.}$$

Все это заставляет считать, что межзвездное ускорение в центральной области не может играть никакой роли, если речь идет об основной части космических лучей в Галактике. Но центральная область могла бы в принципе быть существенна с точки зрения получения частиц с самой высокой энергией. В этой области с радиусом  $\sim 100$  пс поле  $H \sim 10^{-4}$  (см. <sup>225</sup>), что отвечает значению параметра  $\xi \sim 10^{-19}$  э[см. (11.14)]; отсюда при  $\xi \sim 0,1$  для  $\mathcal{E}_{\max}$  получаем значение  $\sim 10^{18}$  эв/нуклон, что на порядок больше оценки (11.12) для сверхновых. В центральной области вспыхивает одна сверхновая первого типа за  $10^4$  лет <sup>225</sup>. Если при этом образуются частицы с  $\mathcal{E}_{\max} \sim 10^{16} \div 10^{17}$  эв/нуклон, то увеличение их энергии на один-два порядка еще возможно за счет систематического и статистического ускорения в центральной области. При этом, впрочем, возникает еще одна трудность. Как из энергетических соображений, так и из сопоставления частоты вспышек сверхновых в Галактике и в ее центральной области ясно, что из этой области может поступать только около  $10^{-3}$  или максимум  $10^{-2}$  всех галактических космических лучей. Но это значит, что и частиц с самой высокой энергией, если бы даже они ускорялись в центральной области, было бы очень мало. Подробную аргументацию можно развить, но мы не будем на этом останавливаться, поскольку речь здесь идет о чисто гипотетических построениях\*.

Резюмируя, можно констатировать, что имеются все основания считать межзвездное ускорение космических лучей в Галактике неэффективным\*\*. Вероятно такое ускорение (как,

\* В работе <sup>411</sup>, появившейся в самое последнее время, высказывается предположение о том, что ядро Галактики в прошлом взрывалось (такая возможность выше не учитывалась). Здесь мы можем лишь отметить, что попытка объяснить таким образом образование основной части космических лучей встречается с серьезными возражениями (подробнее см. <sup>407</sup>).

\*\* Учет сильного затухания магнитогиродинамических волн в межзвездной среде <sup>334-336</sup> еще больше укрепляет уверенность в том, что эффективное статистическое ускорение частиц, приводящее к увеличению энергии космических лучей на много порядков, может происходить только в областях типа оболочек сверхновых звезд или звездных атмосфер.

впрочем, и торможение) не играет заметной роли ни при каких энергиях. Однако в принципе допустимо предположение, что в области галактического центра межзвездное ускорение увеличивает на порядок энергию сравнительно немногочисленных частиц, образующихся в этой области.

#### О роли космических лучей, образующихся на ранней стадии эволюции Галактики

По современным представлениям <sup>337, 338</sup>, на ранних стадиях эволюции Галактики (в течение  $0,5 \div 1 \cdot 10^9$  лет) происходили бурное образование и эволюция звезд, а частота вспышек сверхновых была на один-два порядка больше, чем сейчас. В этой связи естественно считать, что на ранних стадиях эволюции Галактики образовывалось особенно много космических лучей <sup>337, 339</sup>. Но могут ли эти «реликтовые» космические лучи присутствовать в Галактике и в настоящее время? На первый взгляд кажется, что это вполне возможно, поскольку ядерное время жизни для протонов  $T_p \cong 4 \cdot 10^9$  лет, а возраст Галактики  $T_G \sim 10^{10}$  лет. Фактически, однако, предположение о существовании «реликтовых» космических лучей встречает самые серьезные затруднения (здесь речь не идет о «расширенной» галактической модели, в которой космические лучи заполняют объем всей Местной группы галактик; см. § 12).

Во-первых, в галактической модели наиболее вероятно, что космические лучи выходят из Галактики с характерным временем  $T_v \sim 3 \cdot 10^8$  лет (см. выше). На ранних стадиях эволюции это время, вероятно, было еще меньше (гало могло отсутствовать, давление космических лучей было больше и т. п.). Концентрация космических лучей реликтового происхождения в первом приближении убывает в Галактике по закону  $N = N_0 e^{-t/T_v}$  и, следовательно, при  $t \sim T_G \sim 10^{10}$  лет и  $T_v \sim 3 \cdot 10^8$  лет  $N \sim 10^{-14} N_0$ , т. е. ни о каком сохранении «реликтовых» частиц не может быть и речи.

Во-вторых, даже при полном отсутствии выхода космических лучей из Галактики в составе «реликтовой» компоненты не могли бы сохраниться тяжелые ядра <sup>5, 340</sup>. Так, для ядер железа при  $n = 10^{-2}$  см<sup>-3</sup>, время жизни  $T_{Fe} = 1,4 \cdot 10^8$  лет (см. табл. 10). Отсюда  $N_{Fe} = N_{Fe,0} e^{-T/T_{Fe}} \sim 10^{-30} N_{Fe,0}$  (!). Даже при  $n = 10^{-3}$ , когда  $T_{Fe} \cong 1,4 \cdot 10^9$  лет, поток ядер Fe за  $10^{10}$  лет уменьшился бы примерно в 1000 раз. Таким образом, образовавшимися на ранней стадии можно было бы считать только протоны. В то же время нет никаких оснований сомневаться в общем происхождении протонов и ядер и скорее всего протоны в значитель-

ной части являются вторичными (см. § 15). Следует также иметь в виду, что в прошлом плотность газа в Галактике была, вероятно, выше, чем теперь. Поэтому даже при современной концентрации  $10^{-3}$  для средней концентрации за период  $T_{\Gamma} \sim 10^{10}$  лет следовало бы принять большее значение <sup>341</sup>.

Итак, в рамках галактической теории происхождения космических лучей мы не видим реальной возможности \* связывать наблюдаемые космические лучи с образовавшимися на ранней стадии эволюции Галактики. Другое дело, если считать, что космические лучи в основном приходят в Галактику из области Местной группы или из Метагалактики. Тогда космические лучи, ускоренные на каких-то эффективных с этой точки зрения стадиях эволюции галактик (в частности, на ранних стадиях их эволюции), могли бы выходить в межгалактическое пространство, а потом поступать в Галактику. На таких теориях мы остановимся в § 12 и 13. Здесь же достаточно заметить, что модели, рассматриваемые в § 12 и 13, радикально отличаются от обсуждавшегося выше варианта галактической теории, в котором учитываются «реликтовые» космические лучи. Поэтому ссылку на другие модели не нужно воспринимать как аргумент в пользу возможной справедливости галактической модели, учитывающей «реликтовые» космические лучи.

*О космических лучах  
солнечного происхождения*

Еще лет десять назад весьма широко обсуждалась теория солнечного происхождения космических лучей (см. в особенности <sup>342, 343</sup>). В настоящее время в достаточной мере выяснено, что в отношении основной части космических лучей гипотеза об их солнечном происхождении несправедлива. Тем не менее теории солнечного происхождения заслуживают известного внимания, поскольку деятельность Солнца, несомненно, существенно влияет на космические лучи малой энергии (см. § 3).

\* Поток ядер железа мог бы оставаться в Галактике практически неизменным в течение  $10^{10}$  лет при  $n \lesssim 3 \cdot 10^{-4}$  и  $T_{\text{в}} \gtrsim 3 \cdot 10^9$  лет. Такие значения отвечают предположению о замкнутости поля в гало и его хорошей изолированности как от межгалактического пространства, так и от области диска. Если первое предположение весьма сомнительно и считается сейчас мало вероятным, то второе представляется нам еще менее правдоподобным (см. § 10). Не следует также забывать, что солнечная система расположена в диске и, следовательно, при изолированности космических лучей в гало от лучей в диске предположение о существовании «реликтовых» частиц в гало все равно нельзя было бы привлекать для интерпретации данных о космических лучах у Земли.

Это влияние в основном носит характер искажений (модуляции) потока галактических космических лучей при их движении в солнечной системе. Но, помимо этого, Солнце является источником космических лучей <sup>2</sup> с энергией, иногда доходящей до  $10^{10}$  и даже  $10^{11}$  эв.

Средний поток космических лучей, приходящих непосредственно от Солнца, в релятивистской области энергий ( $E_{\text{к}} \gtrsim \gtrsim 10^9$  эв) по порядку величины не превосходит 0,1% от общего потока космических лучей. Отсюда ясно, что солнечные космические лучи могут играть существенную роль в общем потоке космического излучения у Земли, только если они накапливаются в солнечной системе. Анализ вопроса о возможности такого накопления и является основным моментом в теории солнечного происхождения космических лучей.

Если средний поток космических лучей, идущих непосредственно от Солнца, на земной орбите равен  $F_{\odot} = I_{\odot} \Delta \Omega$  ( $I_{\odot}$  — интенсивность и  $\Delta \Omega$  — телесный угол, под которым видно Солнце с Земли), то полное число частиц, излучаемых Солнцем в единицу времени, равно  $S_{\odot} = 4\pi R_{\odot\delta}^2 \cdot I_{\odot} \Delta \Omega$  ( $R_{\odot\delta} \simeq 1,5 \cdot 10^{13}$  — расстояние от Солнца до Земли). Пусть солнечные частицы заполняют некоторый объем с радиусом  $R$ , причем их концентрация равна  $N = \frac{4\pi}{v} I$  (предполагается, что частицы распределены однородно и изотропно,  $v$  — их скорость,  $I$  — интенсивность). Тогда, если время жизни солнечных частиц в рассматриваемой области равно  $T$ , из соображений о сохранении числа частиц получаем

$$\frac{4\pi}{v} \cdot I \cdot \frac{4\pi}{3} R^3 = I_{\odot} \Delta \Omega T \cdot 4\pi R_{\odot\delta}^2,$$

$$R \sim \left( \frac{v I_{\odot} \Delta \Omega}{4I} T R_{\odot\delta}^2 \right)^{1/3}.$$

Допустим, что интенсивность лучей солнечного происхождения  $I$  одного порядка с наблюдаемой полной интенсивностью у Земли. Тогда  $I \sim 10^3 I_{\odot} \Delta \Omega$  и при  $v \sim 10^{10}$  получаем

$$R \sim 10^{11} T^{1/3} \text{ см}, \quad T \sim 5 \cdot 10^6 \left( \frac{R}{R_{\odot\delta}} \right)^3 \text{ сек.} \quad (11.17)$$

Радиус «области захвата»  $R$  никак не может быть меньше нескольких радиусов земной орбиты, иначе поток космических лучей не был бы изотропен. Кроме того, данные о солнечных корпускулярных потоках и строении солнечной системы также



не дают возможности считать, что  $R < 5R_{\odot}$ . Отсюда и из (11.17) получаем оценку  $T > 6 \cdot 10^8 \text{ сек} \sim 20 \text{ лет}$ . Но частица со скоростью  $v \sim 10^{10}$  проходит расстояние  $R \sim 5R_{\odot} \sim 10^{14}$  всего за время порядка  $10^4 \text{ сек}$ . Сопоставление этого времени с временем  $T > 6 \cdot 10^8$  показывает, сколь совершенной должна быть изоляция частиц внутри «области захвата».

Впрочем значение  $R \sim 10^{14}$  еще очень занижено. Предположение о существовании практически идеального отражателя космических лучей на таком небольшом расстоянии от Солнца явно противоречит данным о солнечных космических лучах, возникающих при некоторых солнечных вспышках (наличие отражателя приводило бы к определенным эффектам на Земле<sup>2</sup>). Кроме того, принятое значение  $R \sim 5R_{\odot}$  отвечает всего лишь орбите Юпитера. Радиус же орбиты Плутона, который можно считать радиусом солнечной системы, равен примерно  $40R_{\odot}$ . При таком значении  $R$  время  $T \sim 10^4$  лет [см. (11.17)]. Еще большие значения  $R$  и  $T$  получаются при попытке объяснить факт наличия быстрых ядер Li, Be, B, которых в солнечной атмосфере заведомо очень мало. Поэтому в составе космических лучей солнечного происхождения ядра группы L могут появиться только в результате расщепления более тяжелых ядер, для чего эти последние должны пройти слой вещества толщиной в несколько  $g/cm^2$ . Не говоря уже о том, что Солнце испускает мало ядер с  $Z \geq 6$ , для прохождения таким ядром слоя в  $5 g/cm^2$  нужно время  $T = x/\rho v \sim 10^5$  лет при  $x \sim 5 g/cm^2$ ,  $\rho \sim 10^{-22} g/cm^3$  и  $v \sim c$ . Отсюда согласно (11.17)  $R \sim 2 \cdot 10^{15}$ .

В теориях солнечного происхождения обычно принимались еще значительно большие значения  $R \sim 3 \cdot 10^{16} \approx 0,01 \text{ пс}$  и  $T \sim 10^{16} \text{ сек} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ лет}$ . Между тем диффузионный выход частиц при любых разумных значениях коэффициента диффузии происходит несравненно быстрее (см., например, соответствующую оценку в<sup>4</sup>). Образование же вокруг солнечной системы совершенной магнитной ловушки для релятивистских частиц представляется крайне невероятным (сколь трудно создать эффективную ловушку, сейчас хорошо известно в результате исследований в области термоядерного синтеза<sup>344, 345</sup>). Мы уже не говорим о том, что для предположения о существовании ловушки нет никаких оснований независимого характера.

Впрочем, даже если сделать произвольное допущение о наличии идеальной ловушки, теория солнечного происхождения космических лучей столкнулась бы с серьезнейшими трудностями. Они связаны с вопросом о химическом составе и энергетическом спектре космических лучей: испускаемые Солнцем косми-

ческие лучи, как уже указывалось, имеют совсем другой состав и спектр, чем наблюдаемые космические лучи у Земли. Допущение о преобразовании состава и спектра в области захвата в лучшем случае связано с очень далеко идущими дополнительными предположениями. Далее, и в случае существования очень эффективной магнитной ловушки для частиц с относительно малыми энергиями эта ловушка перестала бы работать при возрастании энергии. Полагая, что ловушка еще хорошо работает при  $\xi = \frac{r_H}{R} \sim 10^{-3}$  ( $r_H = \frac{E}{300H}$  — радиус кривизны протона и  $R$  — радиус ловушки), находим максимальную энергию захвата  $E_{\text{max}} \sim 0,3 HR \lesssim 10^{11} \text{ эв}$  при  $R \lesssim 3 \cdot 10^{16}$  и  $H \lesssim 10^{-5}$ . Вместе с тем при энергиях  $E \lesssim 10^{14} \div 10^{15}$  не замечено никаких особенностей в спектре космических лучей, указывающих на изменение характера их источников. Наконец, теория солнечного происхождения космических лучей была бы явно искусственной в свете радиоастрономических данных о существовании космических лучей во всей Галактике.

Итак, о солнечном происхождении основной части космических лучей у Земли говорить не приходится. Положение может измениться в отношении частиц малой энергии ( $E_H \lesssim 10^9 \text{ эв}$  и особенно  $E_H < 10^8 \text{ эв}$ ), как об этом уже была речь в § 3. Впрочем и в этой области ситуация пока еще отнюдь не ясна и нет каких-либо убедительных данных, свидетельствующих о большой эффективности захвата таких частиц.

#### Происхождение электронной компоненты космических лучей

В рамках галактической теории происхождения космических лучей ответственные за радиоизлучение релятивистские электроны, образующие электронную компоненту космических лучей, должны поступать в межзвездное пространство из первичных источников космических лучей (в первую очередь из оболочек сверхновых звезд) или образовываться непосредственно в межзвездной среде. В последнем случае (при вторичном происхождении) электроны рождаются в результате  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распада заряженных  $\pi$ -мезонов, возникающих при ядерных соударениях космических лучей с ядрами межзвездного газа\*. Примем, что в

\* Электроны, образующиеся при  $\beta$ -распаде нейтронов и нестабильных ядер, имеют скорость, примерно равную скорости этих нейтронов и ядер. Поэтому, для основной части космических лучей, энергия образующихся при ядерных взаимодействиях  $\beta$ -электронов  $E \ll 10^8 \text{ эв}$ , т. е. лежит вне интересующего нас в случае общего галактического радиоизлучения интервала энергий  $E > 10^8 \text{ эв}$ .

электроны (и позитроны) переходит 10% энергии первичного нуклона (в § 7 было для одного соударения принято значение 5%; учитывая характер оценок, мы принимаем здесь значение 10%, хотя соответствующее различие лежит за пределами точности последующих расчетов). Тогда во всей Галактике в электроны переходит [см. (11.4)]

$$U_e \sim 0,1 U_{\pi} \sim 3 \cdot 10^{37} \div 3 \cdot 10^{38} \text{ эрг/сек.} \quad (11.18)$$

В то же время из радиоастрономических данных следует, что электроны теряют в Галактике на радиоизлучение  $10^{38} \div 10^{39}$  эрг/сек (см. 5); по другой, более прямой оценке  $^{339}$  электроны теряют  $\sim 3 \cdot 10^{38}$  эрг/сек. Проведенный в § 6 расчет привел к значению излучаемой мощности, равному  $4,4 \cdot 10^{38}$  эрг/сек. Таким образом, радиоизлучающие электроны действительно могут быть вторичными, но, по-видимому, только при принятом значении средней концентрации газа на пути космических лучей  $n \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$  или даже  $n > 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ . При  $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  вторичных электронов было бы минимум в 5–10 раз меньше, чем нужно для объяснения общего галактического радиоизлучения. Напротив, если из независимых соображений было бы окончательно доказано, что для занимаемой космическими лучами области  $n \sim 10^{-2}$ , то это обстоятельство явилось бы сильным аргументом в пользу вторичного происхождения электронов. Правда, такой аргумент не мог бы еще быть решающим в силу неточности оценки мощности  $U_e$ : как ясно из (11.18), даже при  $n = 10^{-2}$  значение  $U_e$  еще может оказаться в несколько раз меньше излучаемой мощности, равной примерно  $3 \cdot 10^{38}$  эрг/сек.

Энергия радиоизлучения электронов, если иметь в виду только соображения баланса, вполне может пополниться также за счет первичных источников. Так, согласно (11.10) одни сверхновые могут обеспечивать появление релятивистских электронов со средней мощностью  $10^{38} - 10^{39}$  эрг/сек (это значение получается делением мощности (11.10) на 100 в соответствии с тем, как это принималось при определении полной энергии космических лучей в оболочках на основании данных о количестве релятивистских электронов в этих оболочках). Возникает, таким образом, важная задача выбора между двумя имеющимися возможностями, поскольку довольно маловероятно, что первичные и вторичные частицы играют примерно одинаковую роль (в принципе, конечно, не исключена и такая возможность).

Ответ на вопрос о происхождении электронов, если не говорить об уточнении использованных выше значений мощности и концентрации газа  $n$ , можно искать в трех направлениях.

Во-первых, вторичная электронная компонента должна примерно в равном количестве состоять из электронов и позитро-

нов (позитронов было бы даже несколько больше, чем электронов, в связи с положительностью заряда генерирующих частиц — протонов и ядер). В то же время из оболочек сверхновых могли бы выходить только электроны — так будет, если они непосредственно ускоряются в оболочках, а не образуются в результате ядерных соударений. Отсюда следует, что обнаружение в составе первичной электронной компоненты космических лучей у Земли одних электронов (т. е. отсутствие позитронов) вполне определенно свидетельствовало бы против предположения о вторичном их происхождении. Определение количества позитронов в составе электронной компоненты космических лучей у Земли является одной из актуальнейших задач. Использование искусственных спутников Земли и космических ракет открывает, очевидно, новые возможности для постановки обсуждаемых измерений потока электронов и позитронов у Земли и в солнечной системе <sup>40</sup>.

Во вторых, решение вопроса о происхождении галактических радиоизлучающих электронов можно искать на пути изучения условий выхода электронов из источников и характера их движения в межзвездных магнитных полях. Как известно, по крайней мере в поле, достаточно медленно изменяющемся во времени и в пространстве, движение частиц происходит с сохранением адиабатического инварианта  $\frac{p_{\perp}^2}{H} = \frac{p^2 \sin^2 \theta}{H} = \text{const}$  (см. § 10), где  $p_{\perp}$  — перпендикулярная к  $H$  слагающая импульса частицы  $p$  и  $\theta$  — угол между  $p$  и  $H$ .

Если изменением поля во времени можно пренебречь, то  $p = \text{const}$  и сохраняется величина

$$\frac{\sin^2 \theta}{H} = \text{const.} \quad (11.19)$$

Систематическое изменение энергии частиц при их блуждании в Галактике, согласно приведенным выше оценкам, весьма мало. То же можно, по-видимому, сказать об изменении энергии при выходе из оболочек сверхновых по крайней мере в период, предшествующий их сильному расширению и размыванию. Принимая поэтому закон сохранения (11.19), видим, что при переходе из области с сильным полем в область со слабым полем угол  $\theta$  уменьшается. Именно такова ситуация при выходе частиц из оболочек, где  $H \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$  э, в межзвездное пространство с  $H \sim 3 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$  э. Поэтому, если даже в оболочках  $\sin \theta \sim 1$ , то для вышедших частиц  $\sin \theta \sim 0,1$ . Радиоизлучающая способность в свою очередь зависит от  $\sin \theta$  и конкретно  $I_{\nu} = \text{const} \cdot H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} = \text{const} \cdot H^{\frac{\gamma+1}{2}} (\sin \theta)^{\frac{\gamma+1}{2}}$

(см. (2.1) и <sup>4</sup>). При  $\gamma = 2,4$  и сохранении инварианта (11.19) это означает, что интенсивность излучения пропорциональна

$$(\sin \theta)^{\frac{3(\gamma+1)}{2}} = (\sin \theta)^{5,1} \text{ или при заданном поле } H \text{ пропорциональ-}$$

$$\text{на } (\sin \theta)^{\frac{\gamma+1}{2}} = (\sin \theta)^{1,7}.$$

Отсюда следует <sup>347</sup>, что при сохранении адиабатического инварианта в межзвездном пространстве и первичной природе электронов их число должно быть на один-два порядка больше принятого в § 6. Такое сильное увеличение концентрации релятивистских электронов еще не обязательно связано с большими дополнительными энергетическими затратами: хотя электронов и больше, но излучают они прежнюю мощность. Другими словами, время жизни электронов, связанное с магнитотормозными потерями, в рассматриваемом случае увеличивается как раз пропорционально увеличению концентрации излучающих частиц. Что же касается времени жизни для тормозных (радиационных) потерь, то при средней плотности газа  $\rho \sim 2 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3$  время  $T_r \sim \frac{60}{2 \cdot 10^{-26} c} \sim 3 \cdot 10^9$  лет

(см. § 8). Поэтому, если полная энергия электронов составляет 10% от полной энергии космических лучей  $W \sim 10^{56} \text{ эрг}$  [см. (11.3)],

то радиационные потери составят  $U_r \sim \frac{0,1 \cdot 10^{56}}{10^{17}} \simeq 10^{38} \text{ эрг/сек.}$

Это значение порядка мощности, излучаемой в виде радиоволн.

Комптоновские потери превосходят магнитотормозные потери в гало при  $H_{\perp} \leq 2 \div 5 \cdot 10^{-6}$ . В действительности, вероятно,  $H_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-6}$  и комптоновские потери уже существенны, но порядка величины их учет не меняет. Таким образом, можно сказать, что полная энергия электронов, если исходить только из энергетических соображений, еще вполне может быть доведена до 10% энергии всех космических лучей. Соответствующий поток электронов, строго говоря, не противоречит также данным о релятивистских электронах у Земли. Как указывалось в § 2, этот последний поток может достигать 3% от полного потока космических лучей у Земли. Но поток сравнительно мягких космических лучей у Земли (особенно не во время минимума солнечной активности) может быть сильно ослаблен в пределах солнечной системы.

Итак, рассматриваемое увеличение (примерно на один порядок) концентрации релятивистских электронов в Галактике еще совместимо с обсуждаемой моделью и предположением о генерации электронов в основном в источниках. Другое дело, что при точном сохранении адиабатического условия (11.19)

поток электронов, видимо, нужно увеличить больше чем на порядок. Увеличение потока электронов на два порядка уже явно противоречит всем данным и должно быть признано недопустимым. Сделанные замечания показывают, насколько важен вопрос о сохранении адиабатического условия (11.19) с точки зрения анализа движения и радиоизлучения релятивистских электронов. Если бы это условие сохранялось, то требования к источникам электронов явно повысились бы, а возможно и стали несовместимыми с обсуждаемой галактической моделью. Тем самым (в рамках этой модели) нужно было бы остановиться только на предположении о вторичном происхождении электронов. К сожалению, довольно трудно с достаточной определенностью выяснить ограничения, накладываемые адиабатическим условием (11.19) на движение частиц в Галактике. В § 10 мы обсуждали этот вопрос и пришли к заключению, что, по всей вероятности, в Галактике происходит достаточно эффективное перемешивание по углу  $\theta$  и, таким образом, соотношение (11.19) можно игнорировать. В оболочках сверхновых адиабатическое приближение также, вероятно, будет нарушаться. В таких условиях электроны останутся изотропными и при расширении оболочки, при котором поле в ней достигает межзвездного значения  $H \sim 10^{-5}$ . Электроны, выходящие на этой стадии в межзвездное пространство (а их может быть больше всего), сохраняют свое изотропное распределение.

Третья возможность выяснения происхождения галактических электронов связана с использованием радиоастрономических данных <sup>5, 151, 254, 311</sup>. Вторичные электроны образуются и в диске и в гало и поэтому их энергетический спектр, а значит и радиоспектр, должны быть примерно одинаковыми в гало и в диске. Первичные же электроны попадают в гало только из спирали и центральных областей Галактики и по дороге теряют энергию. В результате в последнем случае можно было бы ожидать известного изменения спектра радиоизлучения при переходе от центра к периферии Галактики. Речь идет при этом лишь о количественном эффекте, поскольку и вторичные электроны все же образуются в значительной, если не в большей своей части в диске и центральной области, где плотность газа значительно выше средней плотности для всей системы. Насколько известно, изменений спектра при переходе от диска к гало нет, но и точность измерений и характер расчетов здесь еще не позволяют сделать определенных выводов.

То же можно сказать в отношении попытки заключить о вторичном происхождении межзвездных электронов на основании вытекающей из некоторых данных близости спектров общего

галактического излучения и излучения большинства дискретных источников<sup>339</sup>. Если электроны в оболочках сверхновых и в межзвездном пространстве образовались на первых этапах взрыва, но одни «запутались» в оболочке, а другие тогда же вышли из нее, то близости спектров и следует ожидать. Напротив, если электроны выходят из оболочки только после ее разрывания, а их спектр имеет вид  $N_{e0} = K_0 E^{-\gamma_0}$ , то после достаточно длительного блуждания в межзвездном пространстве они будут иметь спектр  $N_e(E) = KE^{-\gamma}$ , где  $\gamma = \gamma_0 + 1$  (именно такая возможность и принимается в<sup>339</sup>, где она считается вытекающей из предположения об образовании радиоизлучающих электронов в дискретных источниках). В общем случае, когда выход частиц из оболочек происходит все время, будут, естественно, получаться промежуточные результаты. Нужно учесть также, что напряженность поля в оболочках и в межзвездном пространстве различна, вследствие чего за излучение на данной частоте будут в обоих случаях ответственные электроны разных энергий. Из сказанного ясно, что вопрос о спектре радиоизлучения является весьма деликатным и только количественные расчеты могут открыть путь для использования вида спектра для суждения о природе электронов. Подобная попытка сделана в § 17, где проведены вычисления спектра общего галактического радиоизлучения, обусловленного вторичными электронами.

Данные § 17 свидетельствуют в пользу того, что учет реальной формы спектра вторичных электронов может объяснить даже довольно сильную зависимость спектрального индекса  $\alpha$  от  $\nu$  (см. § 5). Если уточнение наблюдений и расчетов позволит связать зависимость  $\alpha$  от  $\nu$  со спектром вторичных электронов, то это послужит веским, если не решающим доводом в пользу предположения о вторичной природе электронной компоненты космических лучей в Галактике.

В заключение заметим, что в статье<sup>349</sup> обсуждается предположение о «реликтовом» происхождении по крайней мере части радиоизлучающих электронов в гало (это значит, что электроны были ускорены или образовались на ранней стадии эволюции Галактики). Указанные в<sup>349</sup> основания для такой гипотезы (характер спектра галактического радиоизлучения) сами по себе не представляются нам достаточными для того, чтобы сделать сколько-нибудь вероятным заключение о существовании реликтовой электронной компоненты. С другой стороны ясно, что присутствие реликтовой компоненты могло бы сильно сказаться на спектре радиоизлучения гало. Остановимся поэтому на условиях, в которых могла бы сохраниться реликтовая компонента в гало.

Время жизни электронов относительно тормозных потерь  $T_r \approx 3 \cdot 10^7/n$  лет (см. § 8). При  $n \sim 10^{-2}$  отсюда  $T_r \approx 3 \cdot 10^9$  лет и за время  $T_r \sim 10^{10}$  лет поток электронов из-за радиационных потерь уменьшится лишь на порядок. При учете только комптоновских и магнитотормозных потерь энергия электрона убывает по закону (8.16). В гало  $w_\phi > 0,3$  эв/см<sup>3</sup>, а на ранних стадиях эволюции Галактики, вероятно, было еще больше. При  $w_\phi = 0,3$  комптоновские потери равны магнитотормозным при  $H_\perp \sim \sqrt{H_\perp^2} \sim 2,5 \cdot 10^{-6}$  э. При таком значении  $H_\perp$  радиоволны с длиной  $\lambda = 1$  м излучаются в основном электронами с энергией  $E \sim 3 \cdot 10^9$  эв и во всяком случае большей  $10^9$  эв [см. (4.25) и (6.3)]. Но согласно (8.16) в обсуждаемых условиях ( $H_\perp \sim 2,5 \cdot 10^{-6}$ ,  $w_\phi \sim 0,3$ ) при  $t \sim T_r \sim 3 \cdot 10^{17}$  сек энергия реликтовых электронов  $E \approx 10^8$  эв при  $E_0 \gg 10^8$  эв. При полном пренебрежении магнитотормозными потерями, но при  $w_\phi \approx 0,3$  имеем  $E = \frac{E_0}{1 + 2,3 \cdot 10^{-26} E_0 t}$  и при  $t \sim 3 \cdot 10^{17}$  энергия  $E \lesssim \frac{1}{2,3 \cdot 10^{-26} t} \approx 1,4 \cdot 10^8$  при любых  $E_0$ .

Пренебрежение магнитотормозными потерями в (8.16) возможно в данном случае лишь при  $H_\perp \lesssim 1,5 \cdot 10^{-6}$ , когда излучение электрона с энергией  $E \approx 1,4 \cdot 10^8$  эв максимально на частоте  $\nu_{\max} = 4,6 \cdot 10^{-6} \cdot H_\perp E^2 \lesssim 1,4 \cdot 10^5$  гц ( $\lambda \gtrsim 2$  км). Даже при снижении плотности  $w_\phi$  в три раза (т. е. при  $w_\phi = 0,1$ ), для чего мы не видим никаких оснований (см. § 8), при  $\sqrt{H_\perp^2} \sim 10^{-6}$  и  $t = 3 \cdot 10^{17}$  энергия  $E = \frac{E_0}{1 + 3,5 \cdot 10^{-9} E_0 t} \lesssim 3 \cdot 10^8$ ,  $\nu_{\max} \approx 4,6 \cdot 10^{-12} E^2 \lesssim 3,8 \cdot 10^5$  ( $\lambda \gtrsim 1$  км). В тех же условиях при  $t = 10^{17}$  длина волны  $\lambda = \frac{c}{\nu_{\max}} \sim 100$  м. На-

конец, если воспользоваться формулой (6.12) для электронов со степенным спектром, то эффективная частота  $\nu \lesssim 3 \cdot 10^{-5} H E^2$ ; при  $H = 10^{-6}$  и  $E = 2 \cdot 10^8$  эв эта частота  $\nu \lesssim 10^6$  и  $\lambda \gtrsim 300$  м.

В силу изложенного не видно возможности даже с большими натяжками считать, что электроны, образовавшиеся на ранних стадиях эволюции Галактики ( $t \sim 10^9$  лет,  $T_r \sim 10^{10}$  лет), могут сейчас быть ответственными за радиоизлучение в метровом диапазоне волн. К этому нужно добавить, что выше не учитывался выход электронов из гало. Между тем скорее всего  $T_v \ll T_r$  (см. § 10) и тогда о реликтовых космических лучах вообще не приходится думать (заметим, что в статьях<sup>314, 349</sup> сделано заключение о медленности выхода космических лучей из Галактики, но мы считаем такое заключение весьма малове-

роятным; см. § 10). О реликтовых космических лучах и, в частности, электронах в «расширенной» галактической модели речь еще пойдет в § 12.

#### Общие замечания о галактической теории

Галактическая модель (теория) происхождения космических лучей, обсуждавшаяся выше, является в настоящее время наиболее разработанной. Основным моментом в этой модели служит предположение, что космические лучи в Галактике образовались в ее пределах и могут лишь покидать эту систему. Противоположной является метагалактическая модель, в которой космические лучи поступают в Галактику из метагалактического пространства, а образуются преимущественно либо в этом пространстве, либо в других галактиках (в основном в радиогалактиках). Промежуточной является «расширенная» галактическая модель, подробно рассматриваемая в § 12. Эта модель весьма близка к галактической модели, в которой радиус гало увеличен на порядок. С другой стороны, «расширенная» модель существенно отличается от собственно галактической в том отношении, что в «расширенной» галактической теории космические лучи приходят в Галактику из всего объема Местной группы галактик и могли образовываться во всех 15—20 галактиках, образующих эту группу.

Таковы три основные возможности, причем речь идет о подавляющей части космических лучей. Что же касается частиц с самой высокой энергией  $\mathcal{E} \gtrsim 10^{17}$  эв/нуклон, то их целесообразно рассматривать отдельно и считать модель галактической и в том случае, когда такие частицы приходят от Метагалактики или Местной группы галактик.

Приведенные выше данные и оценки свидетельствуют в пользу того, что галактическая теория по крайней мере вполне возможна и не сталкивается ни с какими глубокими затруднениями. Сверхновые и новые звезды могут поставлять нужное количество космических лучей, удовлетворяя соответствующим очень высоким требованиям, предъявляемым к источникам космических лучей в рамках галактической теории. В этой теории могут быть объяснены и все известные особенности космического излучения (это будет показано в главе V).

Тем не менее галактическую теорию еще нельзя считать доказанной. Дело в том, что при современном состоянии астрофизики количественная проверка теории сильно затруднена. Что же касается возможности выбрать те или иные параметры для обеспечения согласия теории с опытом (например, в вопросе

о химическом составе космических лучей), то это еще не доказывает необходимости именно такого выбора параметров (речь идет, скажем, о коэффициенте диффузии). Да и вообще нельзя забывать, что между опровержением и доказательством любой теории имеется глубокая разница. Достаточно одного твердо установленного факта, явно противоречащего теории, чтобы ее опровергнуть. В то же время даже полное согласие теории с опытом в отношении ряда эффектов еще не доказывает справедливости теории, а лишь указывает на ее непротиворечивость или вероятность. Сказанное относится даже к фундаментальным теоретическим построениям и особенно ясно на примере общей теории относительности<sup>350</sup>. В этой связи не должен вызывать удивления такой вывод: лучшим доказательством галактической или метагалактической теории происхождения космических лучей. Для этого достаточно доказать, что космические лучи в основном вытекают из Галактики и не возвращаются в нее вновь, причем это происходило и в прошлом.

Метагалактическая теория была бы практически опровергнута и в результате доказательства малости потока космических лучей в Метагалактике (по сравнению с потоком космических лучей в Галактике). «Расширенную» галактическую теорию можно опровергнуть, показав, что в пределах Местной группы галактик концентрация космических лучей значительно меньше, чем в Галактике. Другая возможность — установить отсутствие замкнутого магнитного поля («ловушки»), препятствующего выходу лучей из пределов Местной группы (см. § 12). К сожалению, имеющиеся данные еще не позволяют с полной уверенностью сделать подобных утверждений. Это в значительной мере связано с тем, что внегалактическая астрономия, и в частности космология, находится в ряде отношений еще на ранней стадии своего развития и во всяком случае не дает ответа на некоторые самые фундаментальные вопросы (например, еще неизвестна плотность газа в межгалактическом пространстве).

Галактическая, «расширенная» галактическая и метагалактическая теории происхождения космических лучей в нашей Галактике будут в известной мере сопоставлены в конце § 12 и в § 13. Однако уже сейчас мы хотели бы подчеркнуть, что считаем значительно более вероятной галактическую теорию. Ее развитием авторы занимались ранее<sup>4-7</sup> и продолжали эту работу в настоящей монографии. В частности, в главе V в рамках галактической теории приведены различные количественные расчеты. Результаты этих расчетов, как и анализ «расширенной» галакти-

ческой и метагалактической теорий, несомненно свидетельствуют в пользу галактической теории происхождения космических лучей у Земли и вообще в Галактике.

### § 12. «Расширенная» галактическая теория происхождения космических лучей

«Расширенной» галактической теорией (моделью) происхождения космических лучей мы называем модель, в которой космические лучи локализируются в пределах Местной группы галактик (речь идет, конечно, только о космических лучах, которые могут наблюдаться в Галактике и, в частности, у Земли). «Расширенная» модель предложена совсем недавно<sup>351</sup> и во многих отношениях еще недостаточно разработана. Тем не менее она несомненно заслуживает внимания и подробного обсуждения.

#### Местная группа галактик

Одним из основных выводов внегалактической астрономии является заключение о том, что галактики весьма часто образуют кратные системы, группы и скопления. Так, наша Галактика имеет две галактики-спутника. Эти спутники — Большое и Малое Магеллановы Облака, находятся на расстоянии всего в  $53 \text{ кпс} \approx 1,5 \cdot 10^{23} \text{ см}$  от центра Галактики (напомним, что радиус диска и гало  $\sim 5 \cdot 10^{22} \text{ см}$ ). Массы Большого и Малого Магеллановых Облаков равны соответственно  $2,5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$  и  $1 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ , в то время как для Галактики  $M \approx 1 \cdot 10^{11} M_{\odot}$  ( $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$ ). Ближайшей к нам большой галактикой является галактика М 31 (Большая туманность в созвездии Андромеды). Эта галактика весьма родственна нашей, а ее масса примерно в четыре раза больше ( $M = 4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ ); галактика М 31 находится на расстоянии  $R = 0,6 \text{ Мпс} \approx 1,8 \cdot 10^{24} \text{ см}$  от центра Галактики (расстояния и массы приводим согласно<sup>352</sup>). Наша Галактика с Магеллановыми Облаками и галактика М 31 с тремя ее спутниками (галактики М 32, М 33 и NGC 205) образуют, так сказать, костяк небольшого скопления галактик — Местной группы. Всего в эту группу входит 15—20 галактик\*,

\* Такая неопределенность связана, во-первых, с тем, что некоторые галактики относятся к Местной группе лишь предположительно<sup>290</sup>. Во-вторых, для кратных галактик имеется некоторый произвол при подсчете числа независимых компонент. Заметим также, что спутниками галактики М 31 обычно называют только очень близкие к ней галактики М 32 и NGC 205; однако и галактика М 33 расположена близко к М 31, так что ее можно считать спутником галактики М 31.

но в большинстве они являются карликовыми. Например, масса галактики NGC 6822, находящейся на расстоянии  $\approx 0,3 \text{ Мпс}$ , составляет только  $4 \cdot 10^8 M_{\odot}$ . Общая масса Галактики, туманности М 31 и их пяти спутников равна примерно  $6,2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ , а масса всех остальных галактик группы, видимо,  $M \approx 1 \div 3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ . Таким образом, масса галактик всей группы  $M \approx 6,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ .

Относительная скорость центров Галактики и туманности М 31 составляет  $u \sim 100 \text{ км/сек}$  (точное определение этой скорости затруднительно в связи с необходимостью учесть галактическое вращение<sup>352</sup>). Относительные скорости других членов Местной группы  $u \sim 200 \text{ км/сек}$ . Кинетическая энергия галактик группы  $W_k \sim 1 \div 5 \cdot 10^{58} \text{ эрг}$ . Радиус группы  $R \sim 0,7 \text{ Мпс} \approx 2 \cdot 10^{24} \text{ см}$ . Вопрос о плотности межгалактического газа в пределах группы остается, видимо, совершенно открытым. В работе<sup>357</sup> было сделано заключение, что Местная группа может быть стабильна (полная энергия, равная сумме гравитационной и кинетической энергий, — отрицательна), только если между галактиками много газа. Конкретно, в<sup>357</sup> принималось значение  $\rho \approx 1,6 \cdot 10^{-28} \text{ г/см}^3$  или концентрация  $n \approx 10^{-4} \text{ см}^{-3}$  (температура газа  $T \approx 5 \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{К}$ , газ практически полностью ионизован). Однако в работе<sup>352</sup> (см. также<sup>354</sup>) показано, что определение полной энергии галактик группы весьма неточно и стабильность вполне может оказаться обеспеченной без всякого газа. В общем вопрос о стабильности и плотности газа в группе остается открытым и такая неопределенность достаточно ярко характеризует современное состояние внегалактической астрономии.

#### «Расширенная» галактическая модель

Предложенная в работе<sup>351</sup> «расширенная» модель (в<sup>351</sup> она называется «открытой» моделью галактического магнитного поля) основана на ряде предположений, которые указываются ниже.

Магнитное поле считается замкнутым в пределах Местной группы, из Галактики же силовые линии поля выходят свободно. В соответствии с этим поле считается крупномасштабным. Так, эффективная длина свободного пробега космических лучей в поле (т. е. характерный масштаб неоднородностей) считается равной  $l \sim L/10$ , где  $L$  — размер рассматриваемой области: рукавов, диска, гало и всей группы. При этом принимается

$$L_{\text{рукав}} \sim 10^{21} \text{ см}, L_{\text{диск}} \sim 10^{22} \text{ см}, L_{\text{гало}} \sim 10^{23} \text{ см}, L_{\text{гр}} \sim 2 \cdot 10^{24} \text{ см}, \quad (12.1)$$

Используя для описания движения космических лучей диффузионную картину, можно оценить время  $T$ , необходимое для прохождения пути  $L$ . Именно

$$T \sim \frac{L^2}{lv} \sim \frac{10L}{v} \sim 10^{-9} L, \quad l \sim \frac{L}{10}, \quad v \sim 10^{10} \text{ см/сек.} \quad (12.2)$$

Отсюда имеем:

$$T_{\text{рукав}} \sim 10^{12} \text{ сек}, \quad T_{\text{диск}} \sim 10^{13} \text{ сек}, \quad T_{\text{гало}} \sim 10^{14} \text{ сек}, \\ T_{\text{гр}} \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ сек} \approx 6 \cdot 10^7 \text{ лет.} \quad (12.3)$$

Далее предполагается, что выход частиц за пределы Местной группы не играет роли; это возможно только в случае существования весьма совершенной магнитной ловушки.

Отметим, что в работе <sup>351</sup> принимаются следующие значения для напряженности поля:

$$H_{\text{рукав}} \sim 5 \cdot 10^{-6}, \quad H_{\text{диск}} \sim 2,5 \cdot 10^{-6}, \quad H_{\text{гало}} \sim 10^{-6}, \quad H_{\text{гр}} \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ э.} \quad (12.4)$$

Весь объем группы  $V \sim \frac{4\pi}{3} R^3 \sim 3 \cdot 10^{73} \text{ см}^3$  ( $R \sim 2 \cdot 10^{24} \text{ см}$ )\*, а средняя плотность газа в этом объеме принимается равной

$$\rho \sim 5 \cdot 10^{-28} \text{ г/см}^3, \quad n \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}. \quad (12.5)$$

Таким образом, полная масса газа в группе считается равной  $M \sim 7 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ , т. е. на порядок больше массы всех галактик группы. Значение (12.5) в три раза больше использованного в работе <sup>257</sup> (см. выше), а также в 50 раз выше наибольшей вероятной плотности газа  $\rho \sim 10^{-29} \text{ г/см}^3$  в метagalактическом пространстве (см. § 13).

В связи с неэффективностью междугалактического ускорения и установленной эффективностью ускорения в оболочках сверхновых звезд в <sup>351</sup> принимается, что космические лучи генерируются лишь в галактиках группы. Выходя из галактики, частицы заполняют объем группы  $V$ , причем

$$w_{\text{гр}} \sim 5 \cdot 10^{-14} \text{ эрг/см}^3, \quad W = Vw_{\text{гр}} \sim 10^{60} \text{ эрг.} \quad (12.6)$$

Здесь  $w_{\text{гр}}$  — принятая в <sup>351</sup> плотность энергии космических лучей в пределах группы. С точки зрения получения оценки (12.6), а также при вычислении магнитотормозных потерь и радиоизлучения очень важен вопрос о сохранении адиабатического инварианта (11.19). В <sup>351</sup> считается, что это сохранение

\* В <sup>351</sup> использован объем  $V \sim 4 \cdot 10^{72} \text{ см}^3$ .

имеет место, т. е.  $\frac{\sin^2 \theta}{H} = \text{const}$ . Если космические лучи падают в пространство между галактиками только из этих галактик, где они распределены изотропно, то плотность  $w_{\text{гр}}$  существенно меньше плотности космических лучей в рукаве спирали  $w_{\text{Г}} \sim 1 \text{ эв/см}^3$  (считаем, что значение  $w_{\text{Г}}$  близко к плотности космических лучей у Земли).

В самом деле, в постоянном магнитном поле, согласно теореме Лиувилля, интенсивность космических лучей  $I$  одинакова вдоль траекторий частиц. Если теперь в области 1 с полем  $H_1$  интенсивность  $I(\theta) = I_0$  одинакова при всех  $\theta$  (изотропное излучение), то при переходе в область 2 с полем  $H_2$  интенсивность  $I(\theta) = I_0$  для всех углов  $\theta$ , которые может иметь частица в области 2 по законам движения. При сохранении адиабатического инварианта для поля  $H_2 < H_1$  имеем  $\frac{\sin^2 \theta_{\text{max}}}{H_2} = \frac{1}{H_1}$  (это значит, что в области 2 для углов  $0 \leq \theta \leq \theta_{\text{max}}$  интенсивность  $I(\theta) = I_0$ , а при  $\theta > \theta_{\text{max}}$  уже  $I = 0$ ). Отсюда для плотностей энергии в областях 1 и 2:

$$\left. \begin{aligned} \frac{w_2}{w_1} &= \frac{\int_0^{\theta_{\text{max}}} \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta} = 1 - \cos \theta_{\text{max}}, \quad \theta_{\text{max}} = \arcsin \sqrt{\frac{H_2}{H_1}}, \\ \frac{w_2}{w_1} &\approx \frac{\theta_{\text{max}}^2}{2} = \frac{H_2}{2H_1} \quad \text{при} \quad \frac{H_2}{H_1} \ll 1. \end{aligned} \right\} \quad (12.7)$$

Используя значения  $H_{\text{гр}} \sim 5 \cdot 10^{-7}$  и  $H_{\text{рукав}} \sim 5 \cdot 10^{-6}$  [см. (12.4)], как раз и получаем:

$$\frac{w_{\text{гр}}}{w_{\text{рукав}}} \sim \frac{1}{20} \quad \text{и} \quad w_{\text{гр}} \sim \frac{10^{-12}}{20} = 5 \cdot 10^{-14} \text{ эрг/см}^3.$$

Ядерные потери энергии при плотности газа (12.5) примерно в 30 раз меньше, чем при использованном в рамках галактической модели значении  $n \sim 10^{-2}$ . Отсюда ясно, что даже для ядер Fe в «расширенной» модели ядерное время  $T_{\text{Fe}} \sim 30 \cdot 1,4 \cdot 10^9 \approx 4 \cdot 10^9$  лет. В таких условиях тяжелые ядра могли сохраниться даже за время эволюции системы  $T_{\text{Г}} \sim 10^{10}$  лет. Для протонов же ядерные потери за время  $10^{10}$  лет составляют лишь  $\frac{T_{\text{Г}}}{T_{\text{р}}} \sim \frac{10^{10}}{30 \cdot 4 \cdot 10^9} \sim 10\%$  от первоначальной энергии. Отсюда и из (12.6) явствует, что для заполнения всего объема  $V$  космическими луча-



ми нужно за все время  $T_{\Gamma}$  инжектировать энергию  $\sim 10^{60}$  эрг (предполагается, что выход частиц из группы отсутствует). За время  $10^{10}$  лет при движении в среде с плотностью  $5 \cdot 10^{-28}$  г/см<sup>3</sup> релятивистская частица проходит слой вещества в 5 г/см<sup>2</sup>. Поэтому в «расширенной» модели вполне можно надеяться получить правильный химический состав космических лучей.

#### Общие требования к «расширенной» модели

При обсуждении любой модели, и в частности «расширенной» галактической модели, важно выяснить, в каких пределах можно варьировать те или иные параметры. К обсуждению этого вопроса мы и перейдем.

Для того чтобы могли в нужном количестве образовываться ядра группы  $L$ , более тяжелые ядра должны пройти путь в  $5 \div 10$  г/см<sup>2</sup> (см. § 15). Отсюда  $\rho = \frac{5 \div 10}{cT}$  г/см<sup>3</sup>, где  $T$  — время движения со скоростью  $c$  (релятивистские частицы). Максимальное значение  $T \simeq T_{\Gamma} \simeq T_{M_{\Gamma}} \simeq 3 \cdot 10^{17}$  сек, откуда  $\rho_{\min} \simeq 5 \div 10 \cdot 10^{-28}$  г/см<sup>3</sup>. Это значение нужно увеличить по крайней мере раза в два, если считать, что значительная часть космических лучей образовалась не на самых ранних стадиях эволюции группы. Итак, принятое значение (12.5) никак нельзя уменьшить, а скорее  $\rho \simeq 1 \div 2 \cdot 10^{-27}$  г/см<sup>3</sup>. Отсюда следует, что и оценка  $M \sim 7 \cdot 10^{12} M_{\odot} \simeq 1,5 \cdot 10^{46}$  г для массы газа в группе не является завышенной (даже если допустить уменьшение объема  $V \sim 3 \cdot 10^{73}$  в 2—3 раза). Сказанное в не меньшей степени относится к оценке гравитационной энергии  $\Omega$  газа в группе. Для шара с постоянной плотностью гравитационная энергия равна

$$-\Omega_{\text{газ}} = \frac{3\kappa M^2}{5R} \sim 4 \cdot 10^{60} \text{ эрг.} \quad (12.8)$$

Здесь  $\kappa = 6,67 \cdot 10^{-8}$  гравитационная постоянная, масса газа  $M = 1,5 \cdot 10^{46}$  и радиус  $R = 2 \cdot 10^{24}$ . По предположению система (галактики и газ) устойчива и находится в квазиравновесном состоянии. В этом случае можно использовать теорему вириала (см., например, <sup>355</sup>):

$$\begin{aligned} 2W_{\kappa} + 3P + W_H + \Omega &= 0, \\ W_{\kappa} &= \int \frac{\rho u^2}{2} dV, \quad P = \int p dV, \quad W_H = \int \frac{H^2}{8\pi} dV, \\ \Omega &= \int \rho \phi dV, \end{aligned} \quad (12.9)$$

где  $p$  — полное давление,  $\Omega$  — гравитационная энергия,  $\phi$  — гравитационный потенциал,  $u$  — макроскопическая скорость вещества и предполагается, что давление на границах системы равно нулю; давление  $p$  складывается из давления газа  $p_{\text{газ}} = nkT$  и давления космических лучей  $p_{\text{кл}}$ . По оценкам <sup>352, 354</sup>, для галактик Местной группы  $W_{\kappa, \Gamma} \sim |\Omega_{\Gamma}| \sim 10^{58} \div 10^{59}$  и таким образом  $|\Omega| \simeq |\Omega_{\text{газ}}| \sim 4 \cdot 10^{60}$  эрг. Это значение и нужно использовать для оценки верхних пределов для  $u$ ,  $H$ ,  $p_{\text{кл}}$  и  $p_{\text{газ}}$  в пределах группы. Оценка возможна в связи с тем, что в (12.9) лишь величина  $\Omega$  отрицательна и таким образом максимальное значение  $W_{\kappa} = -\Omega/2$ , максимальное значение  $W_H = -\Omega$  и т. д.

Полагая  $|\Omega| = 4 \cdot 10^{60}$ , таким путем находим:

$$\left. \begin{aligned} u_{\text{max}} &\sim 200 \text{ км/сек}, \quad H_{\text{max}} \sim 2 \cdot 10^{-6}, \\ p_{\text{кл, max}} &\sim 3 \cdot 10^{-14} \text{ эрг/см}^3, \quad p_{\text{газ, max}} = nkT_{\text{max}} \sim \\ &\sim 3 \cdot 10^{-14} \text{ эрг/см}^3, \quad T_{\text{max}} \sim 10^6 \text{ }^\circ\text{K} \quad (n \sim 3 \cdot 10^{-4}). \end{aligned} \right\} \quad (12.10)$$

В (12.9) давление считается изотропным и в этом случае плотность энергии космических лучей  $w = 3 p_{\text{кл}}$ , т. е.  $w_{\text{max}} \simeq 10^{-13}$  эрг/см<sup>3</sup>. В «расширенной» модели при сохранении адиабатического инварианта давление космических лучей резко анизотропно и направлено в основном вдоль силовых линий. При этом  $w \simeq p_{\text{кл}}$ , но неясна возможность использовать оценку (12.10). Так или иначе, учитывая возможный вклад газового давления и кинетической энергии, мы видим, что принятое в <sup>351</sup> и выше значение плотности энергии космических лучей  $w_{\text{гр}} \sim 5 \cdot 10^{-14}$  эрг/сек [см. (12.6)] является максимальным возможным. Отсюда следует, что сохранение инварианта  $\sin^2\theta/H = \text{const}$  является необходимым условием для самосогласованности модели. Кроме того, магнитное поле  $H_{\text{гр}}$ , как ясно из (12.7), нельзя положить большим примерно  $5 \cdot 10^{-7}$  э, что отвечает плотности магнитной энергии  $H^2/8\pi \sim 10^{-14}$  эрг/сек. Отсюда следует, что при принятом наиболее благоприятном значении  $w_{\text{гр}} = 5 \cdot 10^{-14}$  должно быть  $w_{\text{гр}} \gg H^2/8\pi$ , т. е. магнитная энергия мала по сравнению с энергией космических лучей (здесь, правда, речь идет о сравнительно небольшом факторе порядка 5; уменьшение энергии  $w_{\text{гр}}$  влечет за собой увеличение этого фактора).

Энергия космических лучей в пределах группы  $W \sim 10^{60}$  эрг [см. (12.6)] при отсутствии выхода частиц должна накапливаться за  $10^{10}$  лет, что соответствует средней мощности источников  $U \sim 3 \cdot 10^{42}$  эрг/сек. Как мы видели, сверхновые в Галактике могут обеспечить инжекцию космических лучей с мощностью

$U_{\text{сн, Г}} \sim 10^{40} \div 10^{41}$  эрг/сек [см. (11.10)]. Для всех галактик группы, считая мощность пропорциональной массе, это значение нужно умножить примерно на 7. Тогда  $U_{\text{сн, гр}} \lesssim 7 \cdot 10^{41}$ , что в  $4 \div 5$  раз меньше, чем нужно (значения  $w = 5 \cdot 10^{-14}$ ,  $V = 3 \cdot 10^{73}$  и  $T_{\text{Г}} = 3 \cdot 10^{17}$  дают значение  $U = 5 \cdot 10^{42}$  и таким образом расхождение можно считать достигающим 7 при максимальной мощности  $U_{\text{сн, Г}} = 10^{41}$ ). Конечно, такое расхождение еще не является серьезным возражением и, учитывая возможную роль ранних стадий эволюции системы, можно рассчитывать на соблюдение энергетического баланса. Вместе с тем, несомненно, нельзя отказаться от предположения об очень хорошей отражательной способности границ области, т. е. квазисферического объема с радиусом  $R \sim 2 \cdot 10^{24}$  см. Если воспользоваться оценкой (12.3), т. е. выбрать время  $T_{\text{гр}} \sim 6 \cdot 10^7$  лет, то за время  $T_{\text{Г}} \sim 10^{10}$  лет частица может пересечь район группы почти 200 раз. Это значит, что выход частиц будет мало существен лишь для коэффициента пропускания «границы», равном по порядку величины 1% или даже меньшей величине. Существование такой совершенной магнитной ловушки, несомненно, требует ряда условий и ни в какой мере не является легко осуществимым.

К сожалению, работа, в которой развивается конкретная модель поля в Местной группе (на нее имеется ссылка в <sup>351</sup>) еще не опубликована. В рамках же изложенного выше можно увеличить время  $T_{\text{гр}}$  и все времена (12.3) по крайней мере на порядок, а вероятно и раз в 30. Действительно, в «расширенной» галактической модели космические лучи должны успевать заполнить весь объем группы и приходиться обратно в Галактику. Для этого необходимо условие  $T_{\text{гр}} \ll T_{\text{Г}}$ , т. е.  $T_{\text{гр, max}} \sim 1 \div 3 \cdot 10^9$  лет. Тогда  $T_{\text{гало}} \sim 10^8$  лет [см. (12.3)], в то время как в галактической модели, использованной в § 11,  $T_{\text{гало}} \sim 3 \cdot 10^8$  лет.

Очевидно, что, увеличивая время  $T_{\text{гр}}$  до значения  $T_{\text{Г}} \sim T_{\text{Мг}}$ , мы по существу приходим к галактической модели (без границ гало) и, быть может, должны лишь учитывать поток космических лучей от галактики М 31. Последнее, впрочем, нужно иметь в виду и в рамках любой галактической теории, особенно для частиц с самой высокой энергией.

Возвращаясь к «расширенной» модели, видим, что при  $T_{\text{гр}} \sim 10^9$  лет коэффициент прозрачности «границ» группы не должен превосходить  $\sim 10\%$ .

### Выводы

Решить вопрос о допустимости «расширенной» галактической модели можно было бы без всякого труда, если бы имелись сведения хотя бы о плотности газа в пределах Местной группы или об эффективной длине свободного пробега в гало и т. п. К сожалению, здесь нет никаких вполне надежных данных и поэтому опровергнуть «расширенную» модель в настоящее время представляется невозможным. Вместе с тем, как ясно из изложенного выше, эта модель может отвечать действительности только при ряде условий и далеко идущих предположений.

1. Плотность газа в пределах группы должна быть близка к  $10^{-27}$  г/см<sup>3</sup>. Это значение очень велико, никаких доказательств существования такой массы газа еще нет и даже для устойчивости галактик группы присутствие газа еще нельзя считать необходимым\*.

2. Движение космических лучей за весь период  $T \sim T_{\text{Г}} \sim T_{\text{Мг}} \sim 10^{10}$  лет должно происходить с сохранением адиабатического инварианта  $\sin^2\theta/H = \text{const}$ . Между тем за такое время Галактика совершает десятки оборотов вокруг своего центра, происходит существенное перемещение галактик группы и т. п. Далее, при сохранении адиабатического инварианта давление космических лучей резко анизотропно. Магнитное же давление в модели существенно меньше давления космических лучей. В таких условиях сами космические лучи должны, казалось бы, так изменить конфигурацию и напряженность поля, что давление станет изотропным, т. е. при рассмотрении достаточно длительных интервалов времени адиабатический инвариант постоянным считать нельзя. Сомнительна также возможность длительного сохранения условия  $W_{\text{гр}} \gg H^2/8\pi$  и, вообще говоря, поле при этом условии будет расти (см. § 13). Последнее же в «расширенной» модели недопустимо (см. выше).

3. Требования к источникам космических лучей в «расширенной» модели жестче, чем в галактической. Обеспечить соблюдение энергетического баланса нелегко и как из этих, так и из других соображений Местную группу нужно считать заключенной в весьма совершенную магнитную ловушку. Осуществление такой ловушки требует дополнительных условий и, видимо, совсем не просто.

\* В модели <sup>351</sup> в Местной группе должно происходить довольно сильное вращение плоскости поляризации радиоизлучения дискретных источников <sup>352</sup>. В действительности же такое вращение, видимо, не имеет места 170в, 346, 408.

4. Магнитное поле в гало в <sup>351</sup> считается крупномасштабным, так что эффективная длина свободного пробега для диффузии  $l_{\text{гало}} \sim L_{\text{гало}}/10 \sim 10^{22} \text{ см} = 3000 \text{ пс}$ . Насколько нам известно, нет никаких указаний на такой характер поля. Впрочем этот момент наименее существен из числа перечисленных, тем более, что значение  $l_{\text{гало}}$ , видимо, можно существенно уменьшить, не отказываясь от «расширенной» модели.

Для проверки модели можно указать ряд путей (определение количества позитронов в первичных космических лучах, измерение анизотропии, учет комптоновских потерь и их влияния на спектр радиоизлучения и т. п.). Мы думаем, однако, что судьба «расширенной» модели должна решаться в первую очередь не путем анализа тонких эффектов. При существенной неопределенности ряда параметров и неизбежной грубости некоторых из необходимых расчетов отвергнуть на таком пути даже довольно далекую от действительности модель весьма трудно. Поэтому центр тяжести исследования должен, вероятно, лежать в направлении выяснения самого фундамента, на котором строится модель. В обсуждаемом случае таким фундаментом являются отмеченные выше предположения. Особенно важен при этом вопрос о плотности газа: достаточно доказать, что  $\rho \ll 10^{-27} \text{ г/см}^3$ , чтобы отвергнуть модель\*.

Как уже было сказано, сейчас вопрос о возможности использования «расширенной» галактической модели, строго говоря, остается открытым. Но если вообще можно в таких случаях говорить о вероятности, то нам «расширенная» модель представляется маловероятной: слишком много далеко идущих условий должно быть выполнено, чтобы эта модель могла быть непротиворечивой и находящейся в согласии с надежно установленными фактами. Маловероятность «расширенной» модели становится еще яснее, если учесть, что галактическая теория происхождения космических лучей не сталкивается ни с какими аналогичными затруднениями.

\* Возможное возражение против «расширенной» модели связано также с тем фактом, что к числу «нормальных» галактик относятся как галактики Местной группы, так и многие другие галактики. В рамках представлений об образовании и удержании космических лучей в галактиках такая ситуация не может вызывать удивления. Если же характеристики космических лучей в данной галактике определяются скоплением, то положение должно быть, видимо, другим. Именно, следовало бы ожидать, что радиоастрономические характеристики галактик сильно зависят от типа (величины, размеров) скопления, в которое они входят. Галактики же, не входящие в скопления, вели бы себя в этом случае иначе, чем галактики из скоплений, и т. п. Какие-либо указания на такое поведение нам не известны и, скорее, картина носит протиположный характер.

### § 13. Космические лучи метагалактического происхождения

Вопрос о метагалактических космических лучах, т. е. о космических лучах, находящихся или образовавшихся за пределами Галактики, несколько условно можно разделить на три части. Это, во-первых, различные проблемы, связанные с космическими лучами в галактиках различных типов, и особенно в радиогалактиках. Во-вторых, интерес представляют космические лучи, находящиеся в метагалактическом пространстве. В-третьих, нужно выяснить, какова роль метагалактических космических лучей в Галактике и, в частности, в солнечной системе. Очевидно, именно эта последняя сторона проблемы существенна с точки зрения теории происхождения космических лучей, наблюдаемых у Земли.

Относительно космических лучей в различных галактиках мы имеем довольно много сведений, поскольку соответствующая информация получается радиоастрономическими методами. Некоторые данные такого типа уже были приведены в главе II. Кроме того, ниже будет кратко обсуждаться вопрос о природе радиогалактик. Нужно также иметь в виду, что ряд выводов, относящихся к нашей Галактике, естественным образом может быть перенесен на многие другие «нормальные» галактики. Однако вопрос о космических лучах в других галактиках мы в деталях обсуждать не будем, поскольку на данной стадии он имеет в значительной мере описательный характер и тесно связан со всей внегалактической астрономией (последний обзор, посвященный радиогалактикам, см. в <sup>180</sup>).

Что же касается особенно интересующих нас сведений о космических лучах в метагалактическом (межгалактическом) пространстве и об их проникновении в Галактику, то здесь, к сожалению, еще нет прямых данных, если не считать некоторых оценок верхней границы концентрации космических лучей и т. п. Такое положение тесно связано с тем, что в настоящее время еще нельзя указать целого ряда важнейших параметров (например, неизвестна плотность газа в метагалактическом пространстве). Кроме того, возможные предположения и оценки, касающиеся метагалактических космических лучей, тесно связаны с выбором определенных космологических предположений. В этом же последнем вопросе, если говорить о надежном установленном положении, сейчас можно констатировать большую неопределенность. В результате сказанного не приходится удивляться тому факту, что вопрос о метагалактических космических лучах в межгалактическом пространстве и в Галактике

остается, строго говоря, неясным (по существу, в этом отношении приходится ограничиваться только косвенными данными и качественными соображениями). С другой стороны, роль метагалактических космических лучей могла бы в принципе оказаться весьма важной как для теории происхождения космических лучей, так и для всей внегалактической астрономии, а быть может и космологии. В этой связи проблема метагалактических космических лучей является не только наименее полно изученной, но наиболее острой из всех проблем астрофизики космических лучей. Потому мы постараемся ниже достаточно подробно изложить все известные нам сведения и оценки, относящиеся к метагалактическим космическим лучам.

*Некоторые сведения из области  
внегалактической астрономии*

Наблюдаемая в самые сильные оптические и радиотелескопы область Вселенной, которая, собственно, и называется Метагалактикой, имеет радиус меньший  $10^{10}$  световых лет. Вся эта область находится в настоящее время (здесь и ниже имеется в виду время по земным часам) в состоянии расширения. При этом в первом приближении скорость «разбегания» галактик  $u$  равна

$$u = hr, \quad (13.1)$$

где  $r$  — расстояние (от нашей Галактики) и постоянная Хаббла  $h$  по современным данным равна \* примерно  $100 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс} \approx 3,2 \cdot 10^{-18} \text{ сек}^{-1}$ . Характерное время эволюции Метагалактики

$$T_{Mg} = \frac{1}{h} \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ сек} \approx 10^{10} \text{ лет}, \quad (13.2)$$

Соотношение (13.1) справедливо лишь до тех пор, пока  $u \ll c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ . В этом случае связанное с разбеганием галактик доплеровское смещение длины волны  $\lambda_0$  в красную сторону равно

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{u}{c} \ll 1.$$

\* В эволюционной космологии постоянная (или, лучше, параметр) Хаббла зависит от времени. Приводимое в тексте значение относится к нашей эпохе. Подчеркнем также, что за последние годы принимаемое в литературе значение  $h$  сильно уменьшилось. При использовании различных метагалактических параметров нужно учитывать, при каком значении  $h$  они получены.

Соблюдение условия  $z \ll 1$  необходимо, вообще говоря, также и для того, чтобы можно было пользоваться евклидовой геометрией. Ниже, впрочем, мы будем использовать терминологию, отвечающую евклидовому пространству вплоть до  $z \leq 0,5$  (значение  $z \approx 0,5$  соответствует предельному расстоянию, которое можно исследовать существующими оптическими телескопами). Поступать таким образом тем больше оснований, что в вопросе о членах, нелинейных относительно  $z$  (т. е. вне области, где  $z \ll 1$ ), еще нет ясности. Имеющиеся же предварительные данные свидетельствуют о том, что кривизна Вселенной относительно невелика и, возможно, равна нулю (последнее как раз и отвечает евклидовой геометрии, но, конечно, с учетом расширения системы) \*. В области с  $z \leq 0,5$  имеется примерно  $3 \cdot 10^9$  галактик<sup>361</sup>, что при  $h = 100 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$  отвечает концентрации галактик:

$$N_{\Gamma} = \frac{3 \cdot 10^9}{\frac{4\pi}{3} R_{1/2}^3} \approx 5 \cdot 10^{-75} \text{ см}^{-3}, \quad R_{1/2} = \frac{0,5c}{h} \approx 5 \cdot 10^{27} \text{ см}. \quad (13.3)$$

Значение (13.3), вероятно, близко к нижней границе  $N_{\Gamma}$ , поскольку принятое количество галактик может быть заниженным в результате недооценки числа карликовых систем. Как уже указывалось в § 12, масса Галактики равна примерно  $10^{11} M_{\odot} = 2 \cdot 10^{44} \text{ г}$ . Масса галактики M 31 в 4 раза больше, но встречаются карликовые галактики с массой всего в  $4 \cdot 10^8 M_{\odot}$ . Привести современное среднее значение для массы галактик затруднительно, но по порядку величины  $\bar{M} \sim 3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$  (согласно<sup>290</sup>,  $\bar{M} = 5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ ). При  $N_{\Gamma} = 5 \cdot 10^{-75}$  и  $\bar{M} = 10^{44} \text{ г}$  средняя плотность вещества в Метагалактике  $\rho = 5 \cdot 10^{-31} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . Эта величина, конечно, является нижней границей, так как при ее получении учитывается лишь вещество, сосредоточенное в галактиках. Более или менее непосредственных данных о плотности газа в междугалактическом пространстве не имеется, как это уже упоминалось. Однако наиболее разумным

\* Нестационарную однородную и изотропную космологическую модель с нулевой кривизной (и при отсутствии  $\Lambda$ -члена) часто называют моделью Эйнштейна — де Ситтера. Напомним также, что  $\Lambda$ -членом называют член  $\Lambda g_{ik}$  в уравнении гравитационного поля (см. <sup>154</sup>)

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R + \Lambda g_{ik} = \frac{8\pi k}{c^4} T_{ik}.$$

часто считается значение

$$\rho \simeq 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad n \simeq 10^{-5} \text{ см}^{-3} \quad (13.4)$$

(переход к концентрации  $n$  осуществлен в обычном предположении о том, что газ состоит в основном из водорода).

Основания для оценки (13.4) таковы. В релятивистской космологии большое значение играет некоторая критическая плотность  $\rho_{\text{кр}} = \frac{3h^2}{8\pi\kappa}$ , где  $\kappa = 6,67 \cdot 10^{-8}$  — гравитационная постоянная. В однородной космологической модели, при отсутствии  $\Lambda$ -члена<sup>154, 356-360</sup>, значение  $\rho = \rho_{\text{кр}}$  как раз отвечает евклидовой метрике, т. е. модели Эйнштейна — де Ситтера (при  $\rho > \rho_{\text{кр}}$  пространство имеет положительную, а при  $\rho < \rho_{\text{кр}}$  — отрицательную кривизну). Имеющиеся предварительные данные свидетельствуют в пользу того, что  $\rho \sim \rho_{\text{кр}} \simeq 2 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  (при  $h = 100 \text{ км/сек} \cdot \text{Mpc}$ ). Таким образом, значение (13.4) соответствует плотности, близкой к  $\rho_{\text{кр}}$ . В качестве ориентировочного приводится<sup>358</sup> и более определенное значение  $\rho = (1 \div 3) \rho_{\text{кр}}$ . Не говоря уже о неточности данных наблюдений, эта оценка  $\rho$  зависит от выбора модели (в данном случае рассматривались модели без  $\Lambda$ -члена).

Заметим, что в стационарной космологии (см. <sup>360, 362, 363</sup> и ниже) плотность газа  $\rho = \rho_{\text{кр}}$  и не зависит от времени. Плотность  $\rho$  в расширяющемся евклидовом пространстве меняется по закону

$$\rho(t) = \rho(T_{\text{MГ}}) \left[ \frac{R(T_{\text{MГ}})}{R(t)} \right]^3, \quad (13.5)$$

где  $\rho(T_{\text{MГ}})$  — современное значение плотности,  $R$  — характерный масштаб (расстояние между удаленными галактиками) и масштаб для времени  $t$  выбран так, что сейчас  $t = T_{\text{MГ}}$  (см. ниже). Закон (13.5) отвечает просто сохранению полной массы газа в системе отсчета, связанной с самим этим расширяющимся газом.

Оценка плотности энергии излучения в Метагалактике была приведена в § 8 [показатель степени  $3/2$  в (13.6) получен ниже; см. (13.11)]

$$w_{\Phi}(t) = w_{\Phi}(T_{\text{MГ}}) \left[ \frac{R(T_{\text{MГ}})}{R(t)} \right]^{3/2}, \quad w_{\Phi}(T_{\text{MГ}}) \sim 10^{-3} \text{ эв/см}^3. \quad (13.6)$$

Этот расчет исходит из предположения о непрерывном излучении света, причем светимость источников не меняется во вре-

мени. Что же касается излучения, имевшегося в момент  $t_1$ , то плотность его энергии меняется по закону  $w_{\Phi}(t_2) = w_{\Phi}(t_1) \times \left[ \frac{R(t_1)}{R(t_2)} \right]^4$ . Так же — по закону  $[R_1/R_2]^4$  — изменяется плотность энергии любого ультрарелятивистского газа, в частности космических лучей и нейтрино<sup>358</sup>. Появление лишней степени ( $R_1/R_2$ ), по сравнению со случаем нерелятивистского газа (в последнем случае плотность энергии  $^{3/2} nkT$  пропорциональна плотности массы  $\rho(t_2) = \rho(t_1) \times \left[ \frac{R_1(t_1)}{R_2(t_2)} \right]^3$ ), связано с изменением энергии релятивистской частицы в результате эффекта Доплера. То же самое (появление степени  $[R_1/R_2]^4$  в выражении для плотности энергии) имеет место для космологических моделей, в которых давление определяется релятивистскими частицами, т. е.  $p = w/3$  ( $w$  — плотность энергии). В отличие от нерелятивистского газа, когда давление  $p$  мало по сравнению с полной плотностью энергии  $w = \rho c^2$ , расширение релятивистского газа связано с такой большой работой сил давления, что появляется лишняя степень  $R_1/R_2$  (см. <sup>154</sup>).

В случае космических лучей (при постоянстве числа частиц) закон

$$w(t) = w(T_{\text{MГ}}) \left[ \frac{R(T_{\text{MГ}})}{R(t)} \right]^4, \quad (13.7)$$

в силу сказанного, также может показаться всегда применимым. В действительности же это не обязательно так. Конечно, если ультрарелятивистские космические лучи движутся в Метагалактике прямолинейно, подобно фотонам или нейтрино, то зависимость (13.7) справедлива. Но, вероятно, ближе к реальности представление о том, что космические лучи диффундируют в межгалактических магнитных полях. При этом изменение плотности их энергии  $w$  не является универсальным, а зависит от конкретных условий. Однако для изотропно и однородно расширяющейся среды энергия частицы  $E \propto V^{-1/3}$ , где  $V$  — объем (см. § 10). Поскольку концентрация частиц  $N \propto V^{-1}$ , плотность энергии  $w = NE$  и  $V \propto R^3$ , мы тем самым опять приходим к формуле (13.7).

Галактики имеют тенденцию входить в кратные системы и скопления. Об одном таком скоплении — Местной группе — речь шла в § 12. Другие скопления обычно существенно больше Местной группы (она состоит примерно из 15 галактик) и в среднем в скоплении имеется около 200 галактик; средний диаметр скопления  $\sim 10^{25} \text{ см}$ . Встречаются также гигантские скопле-

ния (скопление в Деве состоит из 2500 галактик, а скопление в Коме из 1000 галактик). Вероятно, существуют еще бóльшие объединения галактик — сверхскопления или сверхгалактики. Так, Местная группа, а вместе с ней и наша Галактика, по ряду данных (см. <sup>361</sup>) входит в Местную сверхгалактику. Ядром последней является уже упомянутое гигантское скопление в Деве, находящееся от нас на расстоянии в  $12-15 \text{ Mpc} \approx 5 \cdot 10^{25} \text{ см}$  ( $1 \text{ Mpc} = 3 \cdot 10^{24} \text{ см}$ ). Местная сверхгалактика имеет форму диска или сильно сплющенного эллипсоида с диаметром около  $30 \text{ Mpc}$  и толщиной около  $6 \text{ Mpc}$ . Объем системы  $V \sim 10^{77} \text{ см}^3$ . Масса всех галактик сверхгалактики  $M \sim 10^{14} M_{\odot}$ , но для стабильности системы, согласно <sup>361</sup>, нужно, чтобы масса  $M$  была порядка  $10^{15} M_{\odot}$ . Если эта оценка верна и система стабильна, то должен существовать \* межгалактический газ с плотностью  $\rho \sim \frac{M}{V} \sim \frac{2 \cdot 10^{48}}{10^{77}} = 2 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . Это значение отвечает оценке (13.4) и поэтому вполне правдоподобно.

Относительные скорости галактик (без учета скорости общего расширения) порядка  $100-500 \text{ км/сек}$ . Межгалактический газ, вероятно, имеет скорости такого же порядка. Если  $\rho = 2 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  и  $u = 300 \text{ км/сек}$ , то

$$\frac{\rho u^2}{2} \sim 10^{-14} \text{ эрг/см}^3, \quad H_{\text{равн}} = \sqrt{4\pi\rho u^2} \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ э}, \quad (13.8)$$

$$\rho \sim 2 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3, \quad u \sim 3 \cdot 10^7 \text{ см/сек}.$$

Здесь напряженность поля  $H_{\text{равн}}$  оценена из условия  $\frac{H_{\text{равн}}^2}{8\pi} = \frac{\rho u^2}{2}$ . Значения (13.8), видимо, являются максимальными, представляющимися разумными в настоящее время \*\*. При ско-

\* Логически мыслима и другая возможность — существование каких-то конденсированных невидимых масс (например, нейтронных звезд). Однако такая гипотеза, конечно, значительно менее вероятна, чем предположение о наличии газа.

\*\* Как уже упоминалось в § 4, некоторую информацию о концентрации газа и напряженности магнитного поля в метagalактическом пространстве, быть может, удастся получить, используя данные о поляризации радиоизлучения внегалактических дискретных источников (в последнее время обнаружена поляризация ряда таких источников, включая Лебедь-А и Центавр-А, см. <sup>170a-170r</sup>). В самом деле, как следует из (4.41), поворот плоскости поляризации излучения при его распространении в плазме равен

$$\varphi = \frac{2,36 \cdot 10^4}{v^2} \int n_e H \cos \theta dl,$$

рости газа  $u \sim 10^7$ , очевидно,  $\frac{\rho u^2}{2} \sim 10^{-15}$  и  $H_{\text{равн}} \sim 10^{-7}$ ; кроме того, даже квазиравновесное значение поля  $H$  может быть несколько меньше  $H_{\text{равн}}$ , если оно связано с турбулентными движениями малых масштабов (см. <sup>369</sup>, § 55).

В Местной сверхгалактике имеется около  $10^4$  галактик, что отвечает их концентрации  $N_{\text{сверхг}} \sim 10^{-73} \text{ см}^{-3}$ . Это значение в 20 раз выше средней концентрации (13.3), но насколько точна эта оценка  $N_{\text{сверхг}}$ , судить трудно.

### Радиогалактики

Очень важен вопрос о количестве радиогалактик или, в силу условности этого понятия, о количестве галактик с различной радиосветимостью. Соответствующие данные собраны в обзоре <sup>153, 180</sup>. Здесь же приведем лишь некоторые из них.

Концентрация радиогалактик  $N_{\text{рг}}$  в зависимости от их абсолютной радиозвездной величины \*  $M_r$  быстро падает с увеличением абсолютного значения  $M_r$  (приближенно  $\lg N_{\text{рг}} = 7 + aM_r$ , причем  $a \approx 0,5$  при больших отрицательных значениях  $M_r$  и  $N_{\text{рг}}$  измеряется в  $\text{Mpc}^{-3}$ ). Самым ярким радиогалактикам Лебедь-А и ЗС 295 отвечает значение  $M_r \approx -35$ , а радиогалактиками условно иногда считают объекты с  $M_r < -22$ , в то время как для «нормальных» галактик обычно  $M_r \sim -18$  или  $-19$ . В результате основной вклад в интегральную радиосветимость неба вносят «нормальные» галактики и радиогалактики низкой светимости. Концентрация наиболее мощных радиогалактик типа Лебедь-А и ЗС 295 ( $M_r \approx -35$ ) на интервал в одну звездную величину очень мала — не превышает  $10^{-10} \text{ Mpc}^{-3} \approx 4 \cdot 10^{-84} \text{ см}^{-3}$ ; это значит, что среднее расстояние между такими объектами

где интегрирование ведется вдоль луча зрения от Земли до источника. В метagalактической среде, по-видимому,  $n_e \approx n$ , и, таким образом, из поляризационных радиоизмерений можно будет оценить величину или верхнюю границу среднего значения произведения  $nH \cos \alpha$  вдоль луча зрения, а также получить и другие сведения (см. <sup>170d</sup>).

\* Радиозвездная величина галактики  $m_r$  определяется соотношением  $m_r = -53,4 - 2,5 \lg F_r$ , где  $F_r$  — поток излучения на частоте  $160 \text{ МГц}$ , выраженный в  $\text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$ . При таком определении значение  $m_r$  для «нормальных» галактик близко к их фотографической величине  $m_p$ . Далее, абсолютная радиозвездная величина определяется как  $M_r = m_r + 5 - \lg r$ , где  $r$  — расстояние до галактики в парсеках. Имея в виду читателей, далеких от астрономии, напомним также, что увеличение звездной величины на единицу соответствует уменьшению потока в 2,512 раза ( $\lg 2,512 = 0,4$ ). Таким образом,  $\lg \frac{F(m_1)}{F(m_2)} = 0,4(m_2 - m_1)$ , где  $F(m_i)$  — поток излучения от объекта со звездной величиной  $m_i$ .

немногим более 1000  $Mpc$  (в этом смысле Лебедь-А, находящийся на расстоянии 220  $Mpc$ , должен считаться случайно оказавшимся очень близко к нам). Сравнивая приведенную плотность сверхмощных радиогалактик с плотностью галактик (13.3), видим, что одна сверхмощная радиогалактика приходится, грубо говоря, на  $10^9$  галактик. Концентрация галактик с  $M_r = -22$  (на интервал в одну звездную величину) равна  $10^{-4} Mpc \simeq 4 \cdot 10^{-78}$ , т. е. одна такая галактика приходится примерно на 1000 галактик. Однако радиогалактики с  $M_r = -22$  излучают в радиодиапазоне лишь на порядок больше нормальных галактик. Концентрация радиогалактик с  $M_r = -24$  примерно на порядок меньше, чем для  $M_r = -22$ . В то же время для таких галактик ( $M_r = -24$ ) отношение радиосветимости и светимости «нормальных» галактик около 100. Именно к числу таких или еще на порядок более мощных радиогалактик «средней» радиосветимости относятся расположенные близко к нам радиогалактики\*: M 87  $\equiv$  NGC 4486  $\equiv$  Дева-А ( $m_r - m_p = -6$ ), NGC 5128  $\equiv$  Центавр-А ( $m_r - m_p = -3,9$ ) и NGC 1316  $\equiv$  Печь-А ( $m_r - m_p = -4,6$ ). Радиогалактики Дева-А, Центавр-А и, возможно, Печь-А лежат в пределах Местной сверхгалактики. Кроме того, в этой сверхгалактике расположены более слабые радиогалактики NGC 4261, M 84 и NGC 1068. Радиоизлучение этих галактик составляет соответственно 20, 4 и 0,02% от радиоизлучения Девы-А (см. <sup>361</sup>). Как указывалось выше, в Местной сверхгалактике имеется всего  $\sim 10^4$  галактик и таким образом одна радиогалактика приходится примерно на 2000 галактик. Такое заключение согласуется со сделанным выше, на основании зависимости  $N_{rg}(M_r)$ .

Отметим, что делались попытки обнаружить какое-либо повышение интенсивности радиоизлучения, связанное с Местной сверхгалактикой как с некоторым структурным образованием. Наблюдения <sup>237, 375a</sup> свидетельствуют, однако, об отсутствии такого радиоизлучения (это значит, что обнаружено радиоизлучение лишь от тех или иных галактик, входящих в сверхгалактику, но не от сверхгалактики в целом).

\* Разность радио и фотографической звездных величин  $m_r - m_p$  называется радиоиндексом и непосредственно характеризует отношение радио и светового потоков  $A \cdot \frac{F_{\text{радио}}}{F_{\text{свет}}} = 10^{-0,4(m_r - m_p)}$ , причем постоянная выбрана так, что  $A \cdot \frac{F_{\text{радио}}}{F_{\text{свет}}} = 1$  для нормальной Sb-галактики (т. е. в этом случае  $m_r = m_p$ ). Приблизительно  $A \simeq 10^5$ .

### Космологические модели

Данных наблюдений еще совершенно недостаточно для того, чтобы на их основании сделать далеко идущие космологические выводы. Поэтому в настоящее время в космологии рассматриваются различные модели и делаются попытки сравнивать получающиеся на таком пути выводы с наблюдениями. Имеющиеся модели и космологические теории можно классифицировать различным образом, но здесь мы остановимся лишь на трех космологических моделях, отличающихся уже в качественном отношении. Именно, рассмотрим:

- 1) модель с «особенностью» при  $t = 0$ ;
- 2) осциллирующую модель;
- 3) стационарную модель.

Первые две из этих моделей можно назвать эволюционными (именно такой термин часто применяется в литературе в отношении моделей с «особенностью»). Прежде чем сделать несколько замечаний об этих моделях, подчеркнем, что в настоящее время анализ космологических вопросов должен, на наш взгляд, производиться только на основе общей теории относительности. Эта теория полностью выдержала проверку <sup>350</sup> в области слабых полей и, несомненно, должна быть наилучшим известным приближением к действительности в области сильных гравитационных полей, с которыми приходится иметь дело в космологии\*. Другое дело, что при переходе к сильным полям, и особенно к космологическим проблемам, могут понадобиться какие-то обобщения или дополнения обычной схемы общей теории относительности. Известным примером такого дополнения является введение в уравнения для метрического тензора  $g_{ik}$  дополнительного члена  $\Lambda g_{ik}$ , называемого космологическим или  $\Lambda$ -членом (см. выше). Но как это, так и некоторые другие мыслимые (хотя и значительно менее естественные) обобщения, базирующиеся на общей теории относительности, по крайней мере позволяют использовать и учесть положительные стороны аппарата этой теории. Более того, наиболее естественным в настоящее время представляется

\* Гравитационное поле является слабым, пока  $|\varphi|/c^2 \ll 1$ , где  $\varphi$  — ньютоновский потенциал. В случае гравитирующей сферы с радиусом  $r$  и плотностью массы  $\rho$ , очевидно

$$|\varphi|/c^2 \sim \frac{\kappa \left(\frac{4\pi}{3} \rho r^3\right)^2}{rc^2} \sim \frac{4\kappa \rho r^2}{c^2}.$$

При  $\rho \sim 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ,  $|\varphi|/c^2 \ll 1$ , пока  $r \ll 10^{28} \text{ см}$  ( $t \simeq r/c \ll 10^{10}$  лет). Поскольку космологические расстояния, вообще говоря, не удовлетворяют этому неравенству, поля являются в этом случае сильными.



применение в космологии уравнений гравитационного поля в эйнштейновской форме без  $\Lambda$ -члена, не говоря уже о каких-то других изменениях. Открывающиеся при этом возможности еще далеко не исчерпаны, так как до сих пор ограничивались преимущественно анализом изотропных и однородных моделей. В последнее же время окончательно выяснилось (см. <sup>154</sup>, § 108), что отказ от изотропности и однородности приводит, вообще говоря, к устранению особых точек в решениях. Тем самым совершенно ясна необходимость исследования более общих моделей, чем это делалось ранее. Тем не менее однородные и изотропные модели сохраняют, по-видимому, свое большое значение в широкой области — при не слишком больших значениях плотности вещества. Другими словами, возможно, что детальный учет неоднородности и неизотропности Метагалактики нужен в основном только в условиях сильного сжатия.

Возвращаясь к космологическим моделям, уточним их характерные черты. Свойства моделей 1 и 2 при не слишком малых значениях  $t$  можно надеяться приближенно описывать известными решениями для изотропных и однородных космологических моделей с особенностью при  $t = 0$ . Как известно, эти модели могут обладать нулевой, постоянной положительной или постоянной отрицательной кривизной. Однако в области  $z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \ll 1$ , а практически и при  $z \lesssim 0,2 \div 0,5$  кривизну можно считать нулевой (плоская или эвклидова метрика) для всех этих трех случаев. Однородная изотропная модель с нулевой кривизной, при отсутствии  $\Lambda$ -члена (модель Эйнштейна — де Ситтера) имеет метрику <sup>154</sup>

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - R^2(\tau)(dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (13.9)$$

В области не слишком больших плотностей вещество в Метагалактике можно считать нерелятивистским, а давление малым (вклад фотонов и космических лучей в плотность полной энергии на этой стадии пренебрежимо мал; что же касается роли нейтрино, то ее также считаем малой). В подобных условиях масштаб в (13.9) изменяется по закону

$$R(\tau) = \text{const} \cdot \tau^{1/2}, \quad (13.10)$$

где  $\tau$  — собственное время в каждой точке пространства. При  $\tau = 0$  метрика имеет особую точку, но это для нас совершенно не существенно, поскольку модель будет использоваться лишь при достаточно больших  $\tau$ .

Согласно (13.10)  $\frac{dR/d\tau}{R} = h(\tau) = \frac{1}{2\tau}$ , где  $h(\tau)$  — постоянная (или правильнее — параметр) Хаббла в момент  $\tau$ . Если не

обращать внимания на несправедливость закона (13.10) в некоторой небольшой области достаточно малых значений  $\tau$ , то время  $\tau = 2/3h(\tau)$  непосредственно выражается через постоянную Хаббла. В настоящее время  $h(\tau_{M\Gamma}) \equiv h = u/r$ , поскольку  $\frac{dR/d\tau}{R} = u/r$ , т.е. равнонаблюдаемому отношению скорости галактики к расстоянию до нее (используется условие  $u/c \ll 1$ ). Очевидно,  $h(\tau_{M\Gamma}) = \frac{2}{3\tau_{M\Gamma}} = h = \frac{1}{T_{M\Gamma}}$ , т.е. «возраст» модели  $\tau_{M\Gamma} = \frac{2}{3} T_{M\Gamma} \approx 6 \cdot 10^9$  лет. Вместо времени  $\tau$  ниже удобнее использовать время  $t = 3\tau/2$  и именно это время  $t$  условно считать «возрастом» Метагалактики (условность этого выбора не больше, чем при использовании времени  $\tau$ , поскольку обе величины одного порядка, а на большее не может претендовать сама модель).

Используя связь (13.10) с заменой  $\tau$  на  $(2/3)t$ , можем записать соотношения (13.5), (13.6) и (13.7) в виде:

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \rho(T_{M\Gamma}) \left(\frac{T_{M\Gamma}}{t}\right)^2, \quad w(t) = w(T_{M\Gamma}) \left(\frac{T_{M\Gamma}}{t}\right)^{3/2}; \\ w_\Phi(t) &= w_\Phi(T_{M\Gamma}) \left(\frac{T_{M\Gamma}}{t}\right), \quad R(t) = R(T_{M\Gamma}) \left(\frac{t}{T_{M\Gamma}}\right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (13.11)$$

Здесь учтено, что  $w_\Phi \propto N_\Gamma R_\Phi \propto R^{-3} R_\Phi$  [см. (8.18)] и  $R_\Phi(t) \sim \frac{c}{2h(t)} \propto t \propto [R(t)]^{3/2}$ . Отсюда  $w_\Phi \propto R^{-1/2} \propto t^{-1}$ .

Среднее расстояние между галактиками  $r_{\Gamma\Gamma} \sim N_\Gamma^{-1/3} \sim 5 \cdot 10^{24}$  см [см. (13.3)]. Характерный размер галактик  $r_\Gamma \sim 5 \cdot 10^{22}$  см, а на стадии формирования этот размер был, вероятно, больше. Отсюда следует, что образование галактик в качестве независимых единиц могло произойти при сжатии в  $\sim 30 \div 100$  раз. Другая оценка длительности галактической фазы может быть сделана, если исходить из современной плотности межгалактического газа  $\rho_{M\Gamma} \sim 10^{-29}$  г·см<sup>-3</sup> [см. (13.4)]. Плотность вещества в Галактике  $\rho_\Gamma \sim \frac{10^{11} M_\odot}{(4\pi/3)R_\Gamma^3} \sim 3 \cdot 10^{-25}$  г·см<sup>-3</sup> ( $M_\Gamma \sim 10^{11} M_\odot \sim 10^{44}$  г — масса Галактики,  $R_\Gamma \sim 15$  кпс — ее радиус). Очевидно,  $\rho_{M\Gamma} \sim \rho_\Gamma$  при изменении радиуса (масштаба  $R$ ) в  $\sim 30$  раз, т.е. времени  $t$  в  $\sim 150$  раз [при использовании закона (3.11)]. Итак, можно думать, что началу галактической фазы отвечает время  $t = T_0 \sim 10^{-2} T_{M\Gamma} \sim 10^8$  лет и сжатие всего в  $\sim 30$  раз. На таком интервале (т.е. при  $T_0 \leq t \leq T_{M\Gamma}$ ) использование простого закона расширения (13.10) — (13.11)

и предположений об изотропности и однородности представляется правдоподобным. Можно, кроме того, предполагать, что модели 1 (с «особенностью») и 2 (осциллирующая модель) при  $T_0 < t < T_{\text{Mg}}$  по крайней мере в первом приближении эквивалентны. При  $t < T_0$  в модели 1, если и не имеется какой-либо особенности, то во всяком случае плотность достигает очень больших значений, а области  $t < 0$  не отвечает какое-либо реальное состояние системы (точнее, в модели с особенностью вообще нельзя рассматривать значения  $t < 0$ ). Именно таковы модели однородной и изотропной Вселенной, если принимать их без ограничений. В осциллирующей модели (модели 2), напротив, сжатие в некоторый момент  $T_{\text{min}}$  достигает максимума, а при  $t < T_{\text{min}}$  плотность уже уменьшается.

Осциллирующие космологические модели детально не исследованы, ибо это исследование связано с учетом неоднородности и анизотропности системы. Если же говорить только о качественной стороне дела, то такие модели кажутся сейчас весьма привлекательными. Для наших целей, однако, все возможное различие между моделями 1 и 2 связано с вопросом о «реликтовых» космических лучах, образовавшихся при  $t < T_0 \sim 10^8$  лет. В осциллирующей модели, в случае не слишком большой максимальной плотности  $\rho_{\text{max}}$  в момент наибольшего сжатия, космические лучи могли бы остаться от предыдущей фазы (области  $t < T_{\text{min}}$ ). В модели же с «особенностью» реликтовые космические лучи должны образоваться в интервале  $0 < t \leq T_0$ . Поскольку проследить эволюцию Вселенной при  $t \leq T_0$  мы все равно не можем, обе модели 1 и 2 будут ниже в известной мере объединены. Именно, будет введен один новый параметр — плотность энергии реликтовых метагалактических космических лучей  $w_{\text{Mg},p}$  в момент  $T_0$ .

Стационарная модель 3 резко отличается от других. В этой модели пространство считается евклидовым и равномерно расширяющимся, так что  $\frac{dR}{dx} = h = \text{const}$ . Плотность же вещества  $\rho$  считается постоянной и равной  $\rho_{\text{кр}} = \frac{3h^2}{8\pi k} \sim 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ .

Для поддержания постоянной плотности при наличии расширения в стационарной космологии<sup>360, 362, 363</sup> вводится предположение о непрерывном рождении нового вещества, причем вещество должно появляться в количестве  $\frac{3\rho_{\text{кр}}}{T_{\text{Mg}}} = 3\rho_{\text{кр}}h \sim 10^{-46} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ .

Это значение так мало по земным масштабам, что возможность появления нового вещества (скажем, нейтронов или водорода) в подобных количествах, конечно, не противоречит каким-либо

известным данным. Тем не менее отказ от законов сохранения в их обычной форме является очень далеко идущей гипотезой. Совершенно неясно также, в каком виде может или должно появляться новое вещество. Далее, рождение нового вещества хотя и может, по-видимому, быть сформулировано в рамках общей теории относительности путем введения нового поля<sup>363</sup>, но получающиеся уравнения содержат произвольный параметр и допускают решения с любым значением плотности  $\rho$  (см. <sup>364</sup>; в статьях же <sup>362, 363</sup> утверждается, что в стационарной космологии обязательно  $\rho = \rho_{\text{кр}}$ )\*.

В таких условиях, казалось бы, развивать стационарную космологическую модель следовало бы лишь при наличии каких-либо убедительных фактов, свидетельствующих в ее пользу и вместе с тем противоречащих выводам для других моделей. Но таких фактов не было и нет. С другой стороны, широко обсуждавшиеся до последнего времени космологические модели с особенностями также далеко не всем кажутся естественными, а переход от физики к космологии, конечно, может оказаться связанным с введением совершенно новых представлений. В результате отношение к стационарной космологии, если не говорить об ее сравнении с наблюдениями, в известной мере становится делом вкуса. Решающим же может быть только сравнение с астрономическими данными. К сожалению, в этом отношении еще нет полной ясности. Однако радиоастрономические наблюдения<sup>365</sup> свидетельствуют против стационарной модели (речь идет о подсчете концентрации радиогалактик в зависимости от их расстояния; в эволюционной космологии число удаленных источников должно быть больше, чем в стационарной). Быть может ценой дополнительных предположений<sup>366</sup> это заключение и можно изменить, но по идее измерения<sup>365</sup> очень убедительны<sup>367, 412</sup> и их подтверждение и продолжение могут окончательно решить вопрос\*\*. Оптические данные<sup>274, 368</sup> также

\* Нужно также указать, что в стационарной космологии фактически вводится выделенная система отсчета — система, в которой покоится (или имеет симметричную функцию распределения) рождающееся вещество. Тем самым ковариантность теории нарушается. В <sup>363</sup> это обстоятельство отмечается и обсуждается, причем приводятся некоторые соображения в пользу допустимости отказа от ковариантности в стационарной космологической модели. Несомненно, однако, что отказ от общей ковариантности делает в значительной мере иллюзорным утверждение о возможности релятивистской формулировки закона рождения вещества (см. также критические замечания, сделанные в <sup>353</sup>).

\*\* Согласно <sup>316</sup>, обработка измерений<sup>365</sup> встречает возражения, и утверждение о наличии противоречий между выводами стационарной космологии и радиоастрономическими данными нужно еще считать преждевременным. Нам, однако, представляется, что сделанный в работе <sup>412</sup> вывод в пользу эволюционных моделей весьма убедителен.

скорее свидетельствуют не в пользу стационарной космологии. Наконец, первые же опыты в области  $\gamma$ -астрономии<sup>65</sup> привели к заключению, если и не закрывающему стационарную модель, то все же весьма неблагоприятному для нее (в стационарной модели должны, видимо, в равном количестве рождаться частицы и античастицы; но в этом случае, если речь идет о протонах и антипротонах, нужно ожидать появления аннигиляционных  $\gamma$ -лучей, которые не наблюдаются \*).

Насколько нам известно, единственным моментом, в какой-то мере благоприятным для стационарной модели, является обнаружение продолжающейся быстрой эволюции галактик. Дело в том, что в рамках эволюционной космологии (в случае осциллирующей модели это справедливо, если существует ясно выраженная протогалактическая фаза) галактики образовались в основном  $10^{10}$  лет назад и, как было принято считать, находятся сейчас в состоянии медленного «старения». В действительности же галактики и в настоящее время могут бурно эволюционировать, как это ясно на примере радиогалактик; кроме того, обнаружены галактики, быть может являющиеся молодыми<sup>274, 362, 370</sup>. В стационарной модели галактики и должны все время появляться в результате конденсации межгалактического газа. Вообще, по самому смыслу стационарной модели, в ней галактики должны наблюдаться на всех фазах их эволюции. Приведенный аргумент, однако, еще ни в малейшей степени не может рассматриваться в качестве решающего или даже серьезного возражения против эволюционной космологии. В рамках последней предположение о невозможности быстрой эволюции на современной стадии расширения ниоткуда не следует и является лишь простейшей гипотезой. Хорошо известно, что звезды и сейчас непрерывно образуются в рукавах галактической спирали. Но нет, видимо, сомнений и в том, что процесс звездообразования значительно быстрее происходил на ранней стадии, в период формирования самих галактик. Точно так же в рамках эволюционной космологии нужно ожидать образования и изменения галактик в основном в период времени  $t \lesssim T_0$  (см. выше), но нет оснований исключать возможность образования или быстрой эволюции относительно небольшого числа галактик и в настоящее время. Имеющиеся данные о радиогалактиках и некоторых других галактиках, находящихся в неквазистационарном состоянии, во всяком случае не противоречат такой точке зрения, а следовательно, и в этом вопросе

\* Отсюда следует, что образующиеся частицы нужно считать нейтронами или протонами и электронами, т. е. отказаться от сохранения числа нуклонов (барнионов).

не приходится говорить о подтверждении стационарной модели.

Резюмируя, нужно констатировать большую неопределенность, еще существующую в отношении возможности дать уверенные ответы даже на самые основные космологические вопросы. Предварительно же можно высказаться в пользу эволюционных моделей, причем особенно привлекательной нам представляется, если речь идет о качественной стороне дела, осциллирующая космологическая модель. На некотором ограниченном участке (при  $T_0 \lesssim t \lesssim T_{Mg}$ ,  $T_0 \sim 10^8$  лет,  $T_{Mg} \sim 10^{10}$  лет) эту модель, как и модели с особенностями, вероятно, можно приближенно описать, используя соотношения (13.11) для модели Эйнштейна — де Ситтера. Что же касается стационарной модели, то она связана с постулированием новой, далеко идущей физической гипотезы (несохранение количества вещества в известных его формах) и не подкреплена астрофизическими данными. Поэтому в настоящее время нам представляется вполне возможным и наиболее естественным не уделять этой модели большого внимания.

#### О метагалактических космических лучах

Какова плотность энергии метагалактических космических лучей в настоящее время? Таков основной вопрос, от ответа на который зависит роль метагалактической компоненты космических лучей в Галактике. Если эта плотность  $w_{Mg}(T_{Mg})$  намного меньше плотности космических лучей в Галактике  $w_{\Gamma} \sim 0,3 \div 1 \text{ эв/см}^3 \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ , то космические лучи у Земли должны иметь галактическое происхождение.

Строго говоря, такое утверждение нуждается в оговорках. Во-первых, для оценки концентрации метагалактических космических лучей в Галактике существенна только их концентрация в области вокруг Галактики с размерами меньше  $10^8 \text{ пс} = 3 \cdot 10^{26} \text{ см}$  (см. ниже). Во-вторых, в квазистационарных условиях концентрация и плотность энергии космических лучей вне Галактики могли бы быть значительно меньше, чем в Галактике, в случае сохранения адиабатического инварианта и резко анизотропной функции распределения метагалактических космических лучей (см. § 12). Эта последняя возможность представляется, однако, совершенно нереальной, если только плотность  $w_{Mg}$  вообще сколько-нибудь значительна (аргументы здесь подобны приведенным в § 12: анизотропное давление космических лучей, возникающее при их анизотропном распределении, нельзя уравновесить на длительное время, что приведет к перемешиванию и изотропии).

Для рассмотрения вопроса о метагалактических космических лучах целесообразно раньше всего выяснить различные возможности и варианты, касающиеся их источников.

1. В эволюционной космологии можно различать источники двух типов: а) «реликтовые» источники, действие которых привело к появлению космических лучей с плотностью  $w_{MГ,р}$  ( $T_0$ ) к некоторому моменту  $T_0 \ll T_{MГ}$  (см. выше); б) космические лучи, попавшие в междугалактическое пространство из галактик или скоплений галактик в период  $T_0 < t \ll T_{MГ}$ .

Кроме того, нужно выяснить, как изменяются космические лучи (спектр, состав) в метагалактическом пространстве.

Другая сторона дела — пространственное распределение источников. Здесь нужно указать на три возможности: а) метагалактические космические лучи распределены примерно равномерно во всей Метагалактике (по крайней мере при  $z = u/c \ll 1$ ); б) в Местной сверхгалактике концентрация космических лучей существенно выше, чем в среднем вне ее<sup>361</sup>; в) концентрация космических лучей высока ( $w_{MГ} \sim 10^{-13}$ ) в пределах Местной группы галактик (см. § 12).

2. В стационарной космологии по самому ее смыслу не приходится говорить о «реликтовых» космических лучах и нужно найти стационарное значение плотности  $w_{MГ}$ . Насколько нам известно, еще не было попытки вычислить значение  $w_{MГ}$  на основе стационарной модели. Впрочем подобный расчет в настоящее время с достаточной точностью, вероятно, невозможен. Утверждения же, имеющиеся в работе<sup>371</sup>, можно понимать так: в стационарной модели допустимо, а по мнению авторов статьи<sup>371</sup> даже естественно, значение

$$w_{MГ} \simeq w_{Г} \simeq 10^{-12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (13.12)$$

Если принято это соотношение, то космические лучи в Галактике нужно считать имеющими в основном метагалактическое происхождение. Это в<sup>371</sup> и предполагается, откуда, собственно, и выбирается значение (13.12).

В § 11 и 12 мы уже обсуждали различные аспекты проблемы происхождения космических лучей. При этом подчеркивалось, что самым надежным способом обоснования теории галактического происхождения большей части космических лучей является доказательство того, что они не имеют метагалактического происхождения. Эта последняя задача, как ясно из изложенного вообще говоря, сводится к доказательству неравенства

$$w_{MГ} \ll w_{Г} \simeq 10^{-12} \text{ эрг/см}^3. \quad (13.13)$$

Ценные сведения о метагалактических космических лучах (интенсивность  $I_{MГ}$ ) можно будет получить в результате измерения

потока  $\gamma$ -лучей у Земли. Этот вопрос был рассмотрен в § 2, где показано следующее. Интенсивность всех метагалактических  $\gamma$ -лучей, образующихся от распада  $\pi^0$ -мезонов, равна

$$I_{\gamma} = 2\sigma n I_{MГ} R_{\phi} \simeq 4 \cdot 10^{-4} \frac{I_{MГ}}{I_{Г}} \text{ см}^2 \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}, \quad (13.14)$$

где при переходе к численному значению положено: «фотометрический радиус»  $R_{\phi} \simeq \frac{1}{2} c T_{MГ} \simeq 5 \cdot 10^{27} \text{ см}$ , сечение для образования  $\pi^0$ -мезонов  $\sigma = 2 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ , концентрация междугалактического газа  $n = 10^{-5}$  и интенсивность изотропных метагалактических космических лучей  $I_{Г} = 0,2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$  [как указано в § 3, для галактических космических лучей  $I_{\gamma} \simeq 8 \cdot 10^{-27} n R$ , что и приводит к оценке (13.14)]. Из (13.14) ясно, что измерение интенсивности  $\gamma$ -лучей позволяет определить произведение  $n I_{MГ}$ . При этом в первую очередь речь может идти об интегральном эффекте. Например, в единственной пока экспериментальной работе на эту тему<sup>65</sup> измерялась интенсивность  $I_{\gamma}$  для  $\gamma$ -лучей с энергией  $E_{\gamma} \gtrsim 50 \text{ Мэв}$ . В дальнейшем же можно ставить вопрос и о нахождении спектра  $\gamma$ -лучей и тем самым спектра космических лучей, генерирующих эти  $\gamma$ -лучи. Согласно<sup>65</sup>,  $I_{\gamma} = (3,7 \div 14) \cdot 10^{-4}$ , но и это значение является предварительным и имеет, видимо, характер верхнего предела для интенсивности  $\gamma$ -лучей внеземного происхождения. Кроме того, еще не выяснен вопрос о распределении  $\gamma$ -лучей по направлениям (галактические  $\gamma$ -лучи должны концентрироваться в направлениях, близких к галактической плоскости). Учитывая сказанное, сейчас еще нельзя из измерений потока  $\gamma$ -фотонов исключить возможность существования высокой (близкой к галактической) концентрации космических лучей в метагалактическом пространстве. Но, по-видимому, уже можно утверждать, что космических лучей в Метагалактике не больше, чем в Галактике. В дальнейшем же, после получения надежного метагалактического значения или верхней границы для  $I_{\gamma}$ , можно будет оценить максимальную возможную интенсивность метагалактических космических лучей  $I_{MГ}$ , но только задавая значениями  $n$  и  $R$  ( $R$  — эффективный радиус области, занятой космическими лучами; в (13.8) положено  $R = R_{\phi}$ )\*.

\* Выбор  $R = R_{\phi}$  подразумевает, что вся Метагалактика заполнена космическими лучами со средней интенсивностью  $I_{MГ}$ . Если же, скажем, в Местной сверхгалактике с радиусом  $R_{Mс} \sim 5 \cdot 10^{25} \text{ см}$  интенсивность  $I = I_{Mс}$ , а вне этой сверхгалактики везде  $I = I_{MГ}$ , то в (13.14) нужно заменить  $I_{MГ} R_{\phi}$  на  $I_{Mс} R_{Mс} + I_{MГ} (R_{\phi} - R_{Mс})$ . Поскольку  $R_{Mс} \sim 10^{-2} R_{\phi}$ , вклад от Сверхгалактики может быть существен лишь при  $I_{Mс} > (10 \div 30) I_{MГ}$ .

Нужно, однако, сделать следующую оговорку. Интенсивность метагалактических  $\gamma$ -лучей можно отождествить с  $\gamma$ -излучением, идущим из межгалактического пространства, только при пренебрежении интенсивностью  $\gamma$ -лучей, образующихся в галактиках.

Если интенсивность космических лучей в данной галактике равна  $I_{\Gamma}$ , а полная масса межзвездного газа в Галактике равна  $M$  (отсюда полное число ядер газа  $N_{\text{полное}} \sim 5 \cdot 10^{23} M$ ), то Галактика излучает  $L_{\gamma} = \sigma \cdot 4\pi N_{\text{полное}} I_{\Gamma} \sim 0,1 I_{\Gamma} M$  фотон/сек (напомним, что  $\sigma \sim 2 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ ). Для Галактики  $L_{\gamma} \sim 10^{41}$  фотон/сек (масса газа в диске  $M \sim 3 \cdot 10^{42} \text{ г}$ ,  $I_{\Gamma} \sim 0,2$ ). Аналогично тому, как это было сделано в § 8 в отношении теплового излучения, для интенсивности  $\gamma$ -лучей от всех галактик имеем  $I_{\Gamma, \gamma} = \frac{N_{\Gamma} L_{\gamma} R_{\phi}}{4\pi}$ , где  $N_{\Gamma}$  — концентрация галактик и  $R_{\phi} \approx 5 \cdot 10^{27}$ . Принимая значения  $N_{\Gamma} = 5 \cdot 10^{-75}$  [см. 13.3] и  $L_{\gamma} \sim 10^{41}$ , получаем интенсивность  $I_{\Gamma, \gamma} \sim 10^{-7}$  фотон/см<sup>2</sup> · стер · сек. Поскольку это значение почти на четыре порядка меньше интенсивности (13.14), можно думать, что роль  $\gamma$ -лучей, образующихся в галактиках, относительно невелика (при  $I_{M\Gamma} \sim I_{\Gamma}$ ). Этот вывод, впрочем, сохраняется только в условиях, когда роль радиогалактик (с точки зрения их вклада в полный поток излучения от всех галактик) относительно невелика или, по крайней мере, заметно не превосходит потока  $\gamma$ -излучения от всех других галактик. Учитывая приводимые ниже оценки, нужно полагать, что так оно и есть, т. е. вклад радиогалактик не меняет заключения о малости интенсивности  $I_{\Gamma, \gamma}$ .

Другим источником информации о метагалактических космических лучах (точнее, об их электронной компоненте) является метагалактическое радиоизлучение. Его интенсивность  $I_{\nu}$  и эффективная температура  $T_{\text{эфф}}$  равны [см. (6.1) и (6.2)]:

$$I_{\nu} = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эфф}} = 1,35 \cdot 10^{-22} a(\gamma) L K_e H^{\frac{\gamma+1}{2}} \times \\ \times \left( \frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\nu} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \text{ эрг / см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}, \\ K_e H^{\frac{\gamma+1}{2}} = \frac{8,9 \cdot 10^{22} T_{\text{эфф}}}{a(\gamma) L} \left( \frac{\nu}{6,26 \cdot 10^{18}} \right)^{\frac{\gamma+3}{2}}. \quad (13.15)$$

Здесь магнитное поле считается изотропным (на пути  $L$  вдоль луча зрения), а электроны имеющими спектр  $N_e(E) = K_e E^{-\gamma}$ . Значения  $a(\gamma)$ , например, таковы:  $a(2) = 0,103$ ;  $a(2,5) = 0,085$  и  $a(3) = 0,074$ . Температура  $T_{\text{эфф}}$  в (13.9) измеряется

в градусах, частота  $\nu$  — в герцах, путь  $L$  — в сантиметрах, поле  $H$  — в эрстедах.

К сожалению, мы располагаем лишь весьма приближенными оценками верхней границы  $T_{\text{эфф}, M\Gamma}$  — эффективной температуры метагалактического радиоизлучения. Так, согласно<sup>191</sup>, на волне  $\lambda = 3,7 \text{ м}$  ( $\nu \approx 80 \text{ Мгц}$ )  $T_{\text{эфф}, M\Gamma} < 240^\circ$ , если  $\gamma = 2,6$  (в<sup>202а</sup> указано значение  $T_{\text{эфф}, M\Gamma} \approx 250^\circ$  на волне  $\lambda = 3,5 \text{ м}$ ). Согласно<sup>239</sup>, на волне  $\lambda = 75 \text{ см}$  ( $\nu = 400 \text{ Мгц}$ ), когда использование значения  $\gamma = 2,6$  значительно более оправдано, в направлении на галактический полюс  $T_{\text{эфф}} \approx 25^\circ$ . Отсюда ясно, что в данном случае заведомо  $T_{\text{эфф}, M\Gamma} < 25^\circ$ . Положим в (13.15)  $a(\gamma) = 0,085$ ,  $L = R_{\phi} = 5 \cdot 10^{27}$  и  $\gamma = 2,6$ . Тогда значения  $T_{\text{эфф}, M\Gamma}$  ( $\nu = 80 \text{ Мгц}$ )  $< 240^\circ$  и  $T_{\text{эфф}, M\Gamma}$  ( $\nu = 400 \text{ Мгц}$ )  $< 10^\circ$  дают примерно одинаковый результат\*

$$[K_{e, M\Gamma} H_{M\Gamma}^{1,8} < (1,5 \div 5) \cdot 10^{-32}. \quad (13.16)$$

Для Галактики, полагая  $\nu = 400 \text{ Мгц}$ ,  $T_{\text{эфф}} = 25^\circ$ ,  $H = 10^{-5}$  и  $L = 3 \cdot 10^{22}$ , получаем значение  $K_e \approx 2,5 \cdot 10^{-17}$  и спектр  $N_e(E) dE = 2,5 \cdot 10^{-17} E^{-2,6} [E — в эргах; см. (6.4)]$ . Отсюда  $N_e(E > 1 \text{ Бэв}) \approx 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}$ . Для поля  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$  значения  $K_e$  и  $N_e$  увеличиваются примерно на порядок, так как  $\left( \frac{10^{-5}}{3 \cdot 10^{-6}} \right)^{1,8} = 8,7$ . Значение  $K_{e, M\Gamma}$  в Метагалактике, как можно думать, во всяком случае меньше галактического значения  $K_{e, \Gamma} \sim 10^{-16}$ . Отсюда и из (13.16) при  $K_{e, M\Gamma} = K_{e, \Gamma} \sim 10^{-16}$  можно получить некоторую оценку для возможной напряженности метагалактического поля

$$H_{M\Gamma} < \left( \frac{3 \cdot 10^{-32}}{K_{e, \Gamma}} \right)^{0,555} \sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ э}. \quad (13.17)$$

Другими словами, предположение о присутствии в метагалактическом пространстве электронов со спектром с показателем  $\gamma = 2,6$  и с галактической концентрацией совместимо лишь со значением поля  $H_{M\Gamma} \lesssim 3 \cdot 10^{-9}$ . Между тем «равновесное» поле в Метагалактике достигает значения  $5 \cdot 10^{-7}$  [см. (13.8)] и во всяком случае довольно трудно ожидать присутствия поля более слабого, чем  $3 \cdot 10^{-8}$  (при поле  $H \sim 10^{-8}$  магнитная энергия была бы минимум на один-два порядка меньше плотности кинетиче-

\* Значение  $T_{\text{эфф}, M\Gamma}$  определяется не только интересующим нас радиоизлучением метагалактического пространства, но и суммарным излучением галактик. При  $\nu = 400 \text{ Мгц}$  этой последней составляющей вероятно отвечает<sup>413</sup> температура  $T_{\text{эфф}} \approx 3 \div 5^\circ$ .

ской энергии  $\frac{\rho u^2}{2}$  при  $\rho \sim 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  и  $u \sim 1 \div 3 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ )\*.

Вместе с тем нужно подчеркнуть, что даже в случае примерного равенства концентраций ядерной компоненты космических лучей в Галактике и Метагалактике концентрации электронной компоненты в обоих случаях могли бы быть совершенно разными. Так, если электронная компонента является вторичной (образуется в результате ядерных соударений), то при прочих равных условиях (при одинаковом спектре и «времени накопления») концентрация электронов пропорциональна плотности газа. Полагая для Метагалактики и Галактики соответственно  $\rho_{\text{МГ}} \sim 10^{-29}$  и  $\rho_{\text{Г}} \sim 10^{-26} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , отсюда при  $w_{\text{МГ}} = w_{\text{Г}}$  получаем значение  $K_{e \text{ МГ}} \sim 10^{-19}$  и вместо (13.17) оценку

$$H < 10^{-7} \text{ э.} \quad (13.18)$$

Это значение, вероятно, еще можно согласовать с оценкой «равновесного» поля из условия  $\frac{\rho u^2}{2} \sim \frac{H^2_{\text{равн}}}{8\pi}$ . Но и в случае (13.18) поле  $H_{\text{МГ}}$  мало по сравнению с «равновесным» полем, определяемым из значения плотности и энергии космических лучей  $w_{\text{МГ}} \sim w_{\text{Г}} \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ :

$$H_{\text{равн, кл.}} \sim \sqrt{8\pi w_{\text{МГ}}} \sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ э.} \quad (13.19)$$

Еще более важно то обстоятельство, что время «накопления» электронов в Метагалактике больше, чем в Галактике. Кроме того, плотность газа в прошлом была выше, чем теперь. Поэтому, как показано ниже, нет особых оснований считать процент электронов в метагалактических космических лучах существенно более низким, чем в галактических космических лучах. Это значит, что основной является оценка (13.17), а не (13.18).

Итак, если предположить, что в Метагалактике концентрация космических лучей и плотность их энергии такие же, как в Галактике, то межгалактическое магнитное поле нужно считать относительно очень слабым. Именно, даже в предположении о том, что концентрация электронов в Метагалактике на два-три порядка меньше, чем в Галактике, метагалактическое поле должно быть минимум на два порядка слабее поля (13.19). Это значит, что плотность энергии космических лучей в Метагалактике должна быть (при  $w_{\text{МГ}} \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ ) минимум на

\* Вопрос о том, насколько широко можно в космических условиях для оценки равновесного значения поля использовать равенство  $\rho u^2/2 \sim H^2/8\pi$ , остается недостаточно ясным. Во всяком случае такая оценка представляется сейчас наиболее естественной.

четыре порядка больше плотности магнитной энергии и минимум на два порядка больше плотности кинетической энергии  $\frac{\rho u^2}{2} \sim 10^{-14} \text{ эрг/см}^3$  [см. (13.8)]. Ниже мы еще вернемся к этому очень важному обстоятельству.

### *Диффузия, потери энергии и ускорение космических лучей в межгалактической среде*

Чтобы выяснить, как движутся космические лучи в межгалактическом пространстве, нужно иметь представление о конфигурации магнитных полей. Прямых данных на этот счет нет, но наиболее естественно считать, что в среднем по большой области (с размером  $R \gg 10^{25} \text{ см}$ , т. е. размером, много большим среднего расстояния между галактиками) поле является хаотическим. Предположение о существовании квазирегулярного поля вряд ли допустимо, например, учитывая вращение галактик (характерное время  $T_{\text{вращ}} \sim 10^8 \text{ лет} \ll T_{\text{МГ}}$ ), а также существование скоростей относительного движения  $u \sim 3 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$  (за время  $T_{\text{МГ}} \sim 10^{10} \text{ лет}$  галактика, двигаясь с такой скоростью, пройдет путь  $\sim 10^{25} \text{ см}$ ). Характерная длина  $l$ , на которой изменяется поле, вероятно, не больше среднего расстояния между галактиками, равного  $\sim 10^{25} \text{ см}$  или, в пределах Местной сверхгалактики, равного  $\sim 3 \cdot 10^{24} \text{ см}$ . Нижней границей масштаба неоднородности поля является длина свободного пробега частиц в газе  $\frac{1}{\sigma n}$ . В ионизированном газе  $\sigma \simeq \left(\frac{e^2}{kT}\right)^2 \ln \frac{kT}{e^2 n_e^{1/3}} \simeq 3 \cdot 10^{-6} T^{-2} \ln \left(600 \frac{T}{n_e^{1/3}}\right)$  (см., например, <sup>175</sup>). Отсюда, при  $n_e \sim 10^{-5}$  и температуре  $T \sim 10^6$ , длина свободного пробега  $\sim 10^{21} \text{ см}^*$ . Такое же значение получается для нейтрального водорода при  $\sigma \sim 10^{-16}$  и  $n \sim 10^{-5}$ . Ниже будем считать (особенно имея в виду область Местной сверхгалактики) масштаб  $l \sim 10^{24} \div 10^{25} \text{ см}$ .

\* Полагая  $T \sim 10^6$ , мы выбираем наибольшее значение, встречающееся при оценке температуры газа в гало или в пределах Местной группы <sup>351</sup> (при уменьшении  $T$  длина пробега в ионизированном газе убывает). В стационарной космологии в межгалактическом пространстве принимаются значения  $n \sim 10^{-5}$  и  $T \sim 10^9$  градусов <sup>371</sup>. В этом случае поле, видимо, не может изменяться на расстояниях, меньших  $\sim 10^{26} \text{ см}$ , если не говорить о локальных полях, связанных с отдельными галактиками или их скоплениями. Нам представляется весьма трудным принять такую картину, в которой длина свободного пробега и масштаб поля существенно больше среднего расстояния между галактиками.

Движение в пределах квазиоднородного поля можно считать происходящим по винтовой линии, если радиус кривизны  $r_H = \frac{E \sin \theta}{300H} \ll l$ . Даже в поле  $H \sim 10^{-8}$  при  $Z = 1$ ,  $\sin \theta \sim 1/3$  и  $E \sim 10^{18}$  эв радиус  $r_H \sim 10^5$   $E \sim 10^{23} \ll l$  и упомянутое условие выполнено.

Учитывая наличие «перемешивания», мы, как и в случае гало, будем использовать диффузионное приближение для описания движения космических лучей в межгалактической среде в течение достаточно длительного времени (см. § 10; в данном случае речь может идти о времени  $T \gtrsim 10^9$  лет). Тогда максимальный путь, пройденный космическими лучами в некотором направлении, порядка диффузионного пути, прошедшего за время  $T_{Mg}$ ,

$$R_{\max} \sim \sqrt{2DT_{Mg}} = \sqrt{\frac{2}{3} lv T_{Mg}} \sim 5 \cdot 10^{13} \sqrt{l} \text{ см} \sim 5 \div 15 \cdot 10^{25} \text{ см} \approx 2 \div 5 \cdot 10^7 \text{ пс}, \quad (13.20)$$

где скорость движения вдоль поля  $v \sim 10^{10}$  см/сек.

Отсюда следует, что за характерное время эволюции Метагалактики  $T_{Mg} \sim 10^{10}$  лет космические лучи могут достигнуть Галактики лишь из области с радиусом  $R_{\max}$ . К такому же результату приводит учет «разбегания» галактик<sup>372, 6</sup>. Этот вывод связан с тем, что при удалении источника частиц со скоростью, большей скорости диффузии, поток частиц резко уменьшается. Для оценки пренебрегаем изменением эффективной длины свободного пробега со временем, т. е. положим  $R \approx \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2}{3} lvt}$ , откуда «скорость» диффузии  $\left(\frac{dR}{dt}\right)_D \approx \frac{lv}{3R}$ . В то же время расстояние до галактик из-за «разбегания» изменяется по закону  $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{Mg} = hR$ , где  $h$  — постоянная Хевбла. Из условия  $\left(\frac{dR}{dt}\right)_D \sim \left(\frac{dR}{dt}\right)_{Mg}$  при  $h = \frac{1}{T_{Mg}}$  приходим к оценке мак-

симального радиуса  $R_{\max} \sim \sqrt{\frac{lv}{3} T_{Mg}}$ ; эта оценка совпадает с (13.20), так как небольшое различие в численном множителе лежит за пределами точности расчета.

Итак, космические лучи могут достичь Галактики, по-видимому, только с расстояний, меньших примерно  $2 \div 5 \cdot 10^7$  пс, что на два порядка меньше радиуса наблюдаемой в сильнейший телескоп части Метагалактики.

Остановимся теперь на оценке потерь энергии, которые претерпевают космические лучи при их движении в метагалактической среде.

В отношении протонной и ядерной компонент потери отличаются от имеющих место в Галактике только в связи с другим значением плотности газа. В Галактике мы полагаем, что в среднем  $n \sim 10^{-2}$  см<sup>-3</sup>. Поэтому в Метагалактике при  $n \sim 10^{-5}$  см<sup>-3</sup> получаем (см. табл. 10)

$$T_p \approx 3,6 \cdot 10^{12} \text{ лет}, \quad T_{Fe} \approx 1,4 \cdot 10^{11} \gg T_{Mg} \sim 10^{10} \text{ лет}. \quad (13.21)$$

Поскольку  $T_p \gg T_{Fe} \gg T_{Mg}$ , в рамках эволюционной космологии использовать значения (13.21) можно лишь при вычислении числа различных вторичных частиц (ядер, электронов,  $\gamma$ -лучей), образующихся в настоящее время в результате ядерных соударений. Если же мы хотим оценить изменение концентрации или энергии космических лучей за время  $t \sim T_{Mg}$ , то нужно учитывать изменение расстояний и плотности газа во времени. Изменение концентрации космических лучей в расширяющемся мире определяется уравнением

$$\frac{dN}{d\tau} = -3h(\tau)N - \frac{N}{T_n(\tau)}. \quad (13.22)$$

Здесь  $h(\tau) = \frac{dR/d\tau}{R}$  — постоянная Хевбла и  $\tau$  — собственное время. В модели Эйнштейна — де Ситтера  $h(\tau) = 2/3\tau = 1/t$  и согласно (13.22)

$$N(t) = N(T_{Mg}) \left(\frac{T_{Mg}}{t}\right)^2 \exp\left\{\frac{2T_{Mg}}{3T_{n,Mg}} \left(\frac{T_{Mg}}{t} - 1\right)\right\}, \quad (13.23)$$

поскольку  $T_n(\tau) = \frac{1}{\sigma cn(\tau)} = T_{n,Mg} \left(\frac{t}{T_{Mg}}\right)^2$ , где  $T_{n,Mg} = \frac{1}{\sigma cn(T_{Mg})}$  — ядерное время жизни для современной концентрации газа  $n(T_{Mg})$ .

Что же касается энергии частицы, то она изменяется в согласии с уравнением

$$\frac{dE}{d\tau} = -h(\tau)E + \alpha E, \quad (13.24)$$

где первый член в правой части учитывает изменение энергии из-за расширения, а второй член появляется при наличии статистического ускорения [потери энергии в (13.24) не учитываются]. При  $h(\tau) = 2/3\tau$  и  $\alpha = 0$

$$E(t) = E(T_{Mg}) \left(\frac{2T_{Mg}}{3t}\right)^{2/3} \equiv E(T_{Mg}) \left(\frac{T_{Mg}}{t}\right)^{2/3}. \quad (13.25)$$



Плотность энергии космических лучей пропорциональна  $N \cdot E$  и, следовательно,

$$w(t) = w(T_{M\Gamma}) \left( \frac{T_{M\Gamma}}{t} \right)^{8/3} e^{\frac{2T_{M\Gamma}}{3T_{Я, M\Gamma}} \left( \frac{T_{M\Gamma}}{t} - 1 \right)}. \quad (13.26)$$

Здесь, разумеется, как и в (13.22) и (13.23), используется представление о катастрофических соударениях, при которых частица практические полностью теряет свою энергию. Это предположение вполне оправдано при выборе в качестве ядерного времени жизни  $T_{Я}$  соответствующей эффективной величины. Из (13.26) ясно, что космические лучи могут «дожить» до настоящего времени, не испытав больших ядерных потерь, только если время их образования  $t = T_0 \ll T_{M\Gamma}$  удовлетворяет условию

$$\frac{T_{M\Gamma}^2}{T_{Я, M\Gamma} \cdot T_0} \lesssim 1. \quad (13.27)$$

Отсюда, полагая  $T_{Я, M\Gamma} \sim 3 \cdot 10^{12}$  лет [см. (3.21)] и  $T_{M\Gamma} \sim 10^{10}$  лет, получаем  $T_0 \gtrsim 3 \cdot 10^7$  лет, но для ядер железа (и вообще  $VH$ -ядер) уже

$$T_0 \gtrsim T_{M\Gamma} \left( \frac{T_{M\Gamma}}{T_{Fe, M\Gamma}} \right)^2 \sim 5 \cdot 10^8 \text{ лет}. \quad (13.28)$$

Даже для  $M$ -ядер  $T_{Я, M\Gamma} \sim 4 \cdot 10^{11}$  лет (см. табл. 10, причем нужно положить  $n \sim 10^{-5}$ ) и  $T_0 \gtrsim 2 \cdot 10^8$  лет.

Таким образом, с точки зрения определения энергии ядерной компоненты космических лучей поведение Метагалактики при  $t < T_0 \sim 10^8$  лет интереса не представляет. Эта оценка времени  $T_0$  примерно совпадает с приведенной выше из других соображений. Учитывая отсутствие сведений о поведении Метагалактики в период  $t < T_0$ , в эволюционной космологии (в предположении, что время, отвечающее максимальному сжатию  $T_{\min}$  меньше  $\sim 10^8$  лет)\* можно в первом приближении поступать следующим образом.

В период  $T_0 < t \leq T_{M\Gamma}$  ядерными потерями можно пренебрегать, а при  $t = T_0$  задаться некоторым потоком и плотностью энергии «реликтовых» космических лучей. Плотность энергии этих реликтовых космических лучей при  $t > T_0$  изменяется по закону (см. вы е)

$$w_p(t) = w_p(T_0) \left( \frac{T_0}{t} \right)^{8/3}. \quad (13.26a)$$

\* Время  $T_{\min}$  в осциллирующей модели можно пытаться оценить из рассмотрения процессов реабсорбции нейтрино 373.

В случае электронов (и позитронов) их энергия при отсутствии ускорения изменяется так [см. (8.11), (8.12) и (13.24)]:

$$\frac{dE}{d\tau} = -h(\tau) E - \{0,98 \cdot 10^{-3} H_{\perp}^2(\tau) \frac{E}{mc^2} + 2 \cdot 10^{-14} w_{\Phi}(\tau)\} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (13.29)$$

где  $E$  измеряется в электронвольтах и время в секундах.

В (13.29) пренебрежено радиационными (тормозными) потерями, поскольку при  $n \sim 10^{-5}$  им отвечает характерное время  $T_r \gg T_{M\Gamma}$  (при учете сжатия, на интервале  $T_0 < t < T_{M\Gamma}$ , радиационными потерями в первом приближении также можно пренебречь). Если опустить также первый член в (13.29), то энергия электронов меняется по закону

$$E(t) = \frac{E_0}{1 + \left\{ 3,8 \cdot 10^{-15} \int_{T_0}^t H_{\perp}^2 dt + 7,7 \cdot 10^{-26} \int_{T_0}^t w_{\Phi} dt \right\} E_0} \quad (13.30)$$

( $E$  — в электронвольтах,  $w_{\Phi}$  — в эв/см<sup>3</sup>,  $H_{\perp}$  — в эрстедах,  $t$  — в секундах). Плотность энергии излучения всех галактик в метагалактическом пространстве изменяется по закону (13.14):  $w_{\Phi}(t) = w_{\Phi}(T_{M\Gamma})(T_{M\Gamma}/t)$ . В отношении зависимости  $H_{\perp}(t)$  ясности нет. Наиболее естественно считать, что плотность энергии  $H^2/8\pi$  меняется так же, как плотность энергии газа  $\rho u^2/2$ . Плотность газа  $\rho(t) = \rho(T_{M\Gamma})(T_{M\Gamma}/t)^2$ ; в отношении скорости  $u$  сделаем два разных предположения:  $u = \text{const}$  или  $u \sim t^{1/3}$  (при турбулентном режиме  $u \sim l^{1/3}$ , а для рассматриваемой расширяющейся модели  $l \sim t^{2/3}$ , где  $l$  — характерный масштаб пульсаций). В результате  $H^2(t) = H^2(T_{M\Gamma})(T_{M\Gamma}/t)^{\delta}$ , где  $\delta = 2$  или  $\delta = 14/9$ . Другая возможность связана с предположением о постоянстве магнитного потока  $H^2 = \text{const}$ , откуда  $\delta = 8/3$ . По всей вероятности, можно также считать, что  $H_{\perp}^2 \propto H^2$ .

Итак,

$$w_{\Phi}(t) = w_{\Phi}(T_{M\Gamma}) \left( \frac{T_{M\Gamma}}{t} \right), \quad H_{\perp}^2(t) = H_{\perp}^2(T_{M\Gamma}) \left( \frac{T_{M\Gamma}}{t} \right)^{\delta} \quad (13.31)$$

$$\delta = 14/9 \div 8/3.$$

Оценим наконец, возможную роль статистического ускорения в междугалактической среде и в скоплениях галактик. В первом случае коэффициент  $\alpha$  в уравнении (13.24) (при

$l \sim 10^{24}$ ,  $u \sim 3 \cdot 10^7$ ,  $v \sim 10^{10}$ ) будет порядка

$$\alpha = \frac{u^2 v}{c^2 l} \sim 10^{-20} \text{ сек}^{-1}. \quad (13.32)$$

Между тем даже в настоящее время первый член в уравнении (13.24) порядка  $-\frac{2E}{3\tau} = -\frac{E}{T_{\text{МГ}}} \sim -3 \cdot 10^{-18} E$ , т. е. замедление за счет расширения системы значительно эффективнее статистического ускорения.

В случае скоплений членом  $-h(\tau)E$  нужно пренебречь (в случае устойчивых скоплений это явно законно; кроме того, при учете члена  $-h(\tau)E$  ускорение становится только меньше или даже заменяется замедлением). Далее, для Местной группы галактик, включающей нашу Галактику, получаем  $\alpha \lesssim 10^{-20} \div 10^{-21}$  (при  $u \sim 1 \div 3 \cdot 10^7$  и  $l \sim 10^{24}$ ). Для скопления галактик в Коме в <sup>374</sup> приняты значения  $u \sim 2 \cdot 10^8$ ,  $l \sim 3 \cdot 10^{22}$  и, следовательно,  $\alpha \sim 4 \cdot 10^{-17}$ . Это значит, что за время  $T_{\text{МГ}}$  энергия частиц возрастает в  $e^{\alpha T_{\text{МГ}}} \sim 10^5$  раз. Фактически, однако, принятое значение  $l$  кажется заниженным и, скорее, нужно положить по крайней мере  $l \sim 10^{23}$ ,  $v \sim 10^{10}$  и  $\alpha \sim 4 \cdot 10^{-18}$ ,  $e^{\alpha T_{\text{МГ}}} \sim 1$ . Главное же, скопление в Коме находится на расстоянии около  $7 \cdot 10^7 \text{ пс} \gtrsim R_{\text{max}} \sim 2 \div 5 \cdot 10^7 \text{ пс}$  и является исключительным по своим характеристикам (во всяком случае, на более близком расстоянии нет скоплений, сравнимых в смысле возможной эффективности ускорения <sup>290, 374</sup>). Можно, таким образом, заключить, что и скопления галактик, расположенные на расстоянии  $R \lesssim R_{\text{max}}$ , вероятно, не могут сколько-нибудь заметно ускорить космические лучи.

#### Оценки плотности энергии космических лучей в Метагалактике

В метагалактическое пространство космические лучи могут попасть двумя путями:

1) в результате ускорения в период формирования галактик, т. е. при  $t < T_0 \sim 1 \div 3 \cdot 10^8$  лет [такие космические лучи называем реликтовыми, плотность их энергии была обозначена через  $w_p(t)$  и изменяется по закону (13.26a)];

2) в результате выхода космических лучей из галактик (плотность энергии  $w_{\text{МГ},r}(t)$ , полная плотность энергии космических лучей  $w_{\text{МГ}} = w_{\text{МГ},r} + w_p$ ).

Оценить плотность  $w_p(T_0)$  сколько-нибудь надежным образом сейчас вряд ли возможно, и мы в этой связи сделаем

лишь одно замечание. Плотность кинетической энергии хаотического движения в межгалактическом пространстве была при  $t = T_{\text{МГ}}$  оценена как  $\frac{\rho u^2}{2} \sim 10^{-14} \text{ эрг/см}^3$  [см. (13.8)]. Согласно приведенной в предыдущем разделе оценке,  $\frac{\rho u^2}{2}$  меняется по закону  $\left(\frac{\rho u^2}{2}\right)_{T_{\text{МГ}}} \cdot \left(\frac{T_{\text{МГ}}}{t}\right)^5$  с  $\delta = \frac{14}{9} \div 2$ , в то время как  $w_p(t) = w_p(T_{\text{МГ}}) \left(\frac{T_{\text{МГ}}}{t}\right)^{5/3}$ . Отсюда следует, что в прошлом отношение  $\frac{\rho u^2}{2w_p}$  было меньше, чем сейчас. С другой стороны, довольно трудно себе представить, что  $w_p(T_0) > \left(\frac{\rho u^2}{2}\right)_{T_0}$ . Действительно, если космические лучи в период формирования галактик ускоряются статистическим механизмом, то плотность их энергии по всей вероятности не может превзойти  $\frac{\rho u^2}{2}$ . Другого же пути для ускорения частиц, кроме статистического, не видно. В результате таких рассуждений приходим к оценке

$$w_p^*(T_{\text{МГ}}) < \left(\frac{\rho u^2}{2}\right)_{T_{\text{МГ}}} \sim 10^{-14} \text{ эрг/см}^3. \quad (13.33)$$

К сожалению, эта оценка все же недостаточно убедительна.

Некоторые важные сведения о реликтовых метагалактических космических лучах можно получить при рассмотрении вопроса об их химическом составе. Дело в том, что характерное время  $T_0$ , отвечающее окончанию ускорения реликтовых (догалактических) лучей, вряд ли можно выбрать большим  $10^8$  лет (это ясно также из приводимой ниже оценки для  $L$ -ядер). Но согласно формуле (13.26) при  $t = T_0 = 10^8$  лет,  $T_{\text{МГ}} = 10^{10}$  лет и  $T_{\text{н,МГ}} = T_{\text{Fe,МГ}} = 1,4 \cdot 10^{11}$  лет поток ядер железа в реликтовых космических лучах уменьшился бы, даже без учета фактора  $\left(\frac{T_{\text{МГ}}}{T_0}\right)^{5/3}$ , обусловленного расширением, в  $\exp\left\{\frac{2 T_{\text{МГ}}^2}{3 T_{\text{н,МГ}} \cdot T_0}\right\} \sim 100$  раз. Далее, для образования наблюдаемого у Земли количества  $L$ -ядер космические лучи должны пройти слой в  $\sim 7 \text{ г/см}^2$  межзвездной среды (см. § 15). Это значит, что исходные космические лучи должны были зародиться во время  $t = T_L$ , определяемое из соотношения

$$\int_{T_L}^{T_{\text{МГ}}} \rho(T_{\text{МГ}}) c \left(\frac{T_{\text{МГ}}}{t}\right)^2 dt \simeq \rho(T_{\text{МГ}}) c \frac{T_{\text{МГ}}^2}{T_L} \simeq 7 \text{ г/см}^2;$$

отсюда  $T_L \simeq 10^8$  лет при  $\rho(T_{\text{МГ}}) = 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>. Тот факт, что время  $T_L$  совпадает с использованным выше значением  $T_0 \sim 10^8$  лет, показывает, что нет оснований как-то изменять это последнее время. Таким образом, мы приходим к выводу, что реликтовые космические лучи, чтобы иметь наблюдаемый сейчас у Земли состав, должны были при  $t = T_0$  содержать очень много  $VH$ -ядер. Точнее, это заключение верно, если современная плотность межгалактического газа  $\rho(T_{\text{МГ}}) \sim 10^{-29}$  г·см<sup>-3</sup>. Если же плотность  $\rho(T_{\text{МГ}}) \ll 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>, то химический состав реликтовых лучей можно было бы считать практически неизменным при  $t > T_0 \sim 10^8$  лет. Поведение же Метагалактики при  $t < T_0$  настолько неясно, что об этой стадии вряд ли можно сделать убедительные утверждения. Наиболее вероятно, однако, что  $\rho(T_{\text{МГ}}) \sim 10^{-29}$  г·см<sup>-3</sup> и сделанный вывод справедлив. Вместе с тем, по современным представлениям<sup>375</sup>, синтез элементов происходит в звездах и поэтому на стадии формирования галактик нужно ожидать особенно малого процентного содержания тяжелых элементов. Отсюда следует, что реликтовые лучи, если их поток велик, вряд ли могли бы содержать много тяжелых ядер.

Ситуацию в отношении реликтовых космических лучей можно резюмировать следующим образом. Существование реликтовых лучей возможно, но очень трудно ожидать, что плотность их энергии велика, т. е. порядка  $w_{\Gamma} \simeq 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>. Так, более естественна оценка (13.33), удовлетворяющая условию

$$w_p \ll w_{\Gamma} \simeq 10^{-12} \text{ эрг/см}^3. \quad (13.34)$$

Кроме того, очень трудно ожидать, что химический состав реликтовых лучей будет близок к составу космических лучей у Земли. Конкретно можно думать, что реликтовые лучи будут бедны тяжелыми ядрами и, например, содержать в основном протоны и  $\alpha$ -частицы. Но отсюда также, и притом независимым образом, следует, что  $w_p \ll w_{\Gamma}$ . В самом деле, если бы реликтовых лучей было много ( $w_p \sim w_{\Gamma}$ ), то они проникали бы в Галактику и достигающие Земли космические лучи имели бы в основном метагалактическое (и при этом реликтовое) происхождение. Это предположение как раз и противоречит данным о химическом составе космических лучей у Земли.

Итак, плотность энергии реликтовых метагалактических космических лучей, по-видимому, должна удовлетворять неравенству (13.34). При этом, конечно, мы базируемся на эволюционной космологической модели (только в этом случае вообще может идти речь о реликтовых метагалактических лу-

чах), а также считаем справедливым соотношения типа (13.26) и оценку плотности газа  $\rho(T_{\text{МГ}}) \sim 10^{-29}$  г/см<sup>-3</sup>.

Перейдем к определению плотности энергии метагалактических космических лучей  $w_{\text{МГ,Г}}$ , которые постушили из галактик. При этом будем интересоваться только той областью Метагалактики с радиусом  $R \lesssim R_{\text{max}} \sim 10^{26}$  см и объемом  $V_{\text{max}} \sim 3 \cdot 10^{78}$  см<sup>3</sup>, из которой космические лучи могут достичь Галактики. Если в этой области концентрация галактик равна среднему для Метагалактики значению  $\sim 5 \cdot 10^{-75}$  см<sup>-3</sup> [см. (13.3)], то общее число галактик в области будет порядка  $10^4$ . Такая оценка существенно не изменяется и при учете того обстоятельства, что область с  $R \sim R_{\text{max}}$  включает в себя Местную сверхгалактику с объемом  $V \sim 10^{77}$ , средней концентрацией галактик  $\sim 10^{-73}$  и полным числом галактик  $\sim 10^4$  (существование Местной сверхгалактики, как ясно из этих цифр, может изменить общее число галактик в области с  $R \sim R_{\text{max}}$  лишь на множитель порядка единицы, т. е., скажем, в два раза). В этой связи существование Местной сверхгалактики может оказаться важным при оценке плотности  $w_{\text{МГ,Г}}$  только в том случае, если эта сверхгалактика достаточно медленно обменивается космическими лучами с окружающим пространством в силу наличия некоторого квазипорядоченного магнитного поля сверхгалактики. В соответствии с этим будем рассматривать два варианта.

Первый вариант отвечает случаю, когда космические лучи не локализованы в сверхгалактике и более или менее равномерно заполняют всю Метагалактику или, во всяком случае, область с  $R \sim R_{\text{max}} \sim 10^{26}$  см<sup>3</sup>. В этой области, как сказано, имеется  $\sim 10^4$  галактик. Число радиогалактик с радиозвездной величиной  $M_r = -22$  должно быть в 1000 раз меньше, т. е. порядка 10. Более мощные радиогалактики должны уже учитываться в индивидуальном порядке и известно, что их имеется (при  $R \lesssim R_{\text{max}}$ ), видимо, только три (Дева-А, Центавр-А и Печь-А). Будем считать, что энергия космических лучей в галактике пропорциональна мощности ее радиоизлучения (т. е. радиосветимости)\*. При таком допущении можно видеть, что

\* Мощность радиоизлучения  $P \propto W_e \cdot H^{3/2}$ , где  $W_e$  — полная энергия электронов и  $H$  — напряженность поля в источнике [см. (6.16) и (6.24)]. Поэтому при заданном поле и полной энергии космических лучей  $W_{\text{КЛ}} = \kappa W_e \sim 10^3 W_e$  [см. (6.19)] мощность  $P$  пропорциональна  $W_{\text{КЛ}}$ . Если же считать, что энергия  $W_{\text{КЛ}}$  равна энергии магнитного поля в источнике  $W_H = \frac{H^2}{8\pi} V$ , то  $W_{\text{КЛ}} \sim P^{2/3}$ . Таким образом, считая энергию космических лучей в источнике  $W_{\text{КЛ}}$  пропорциональной мощности радио-

вклад всех радиогалактик как источников космических лучей меньше или не превосходит вклада нормальных галактик. Действительно, нормальная галактика излучает в радиодиапазоне в среднем  $\sim (1 \div 3) \cdot 10^{38}$  эрг/сек, а полная энергия космических лучей в таких галактиках  $\sim (1 \div 3) \cdot 10^{56}$  эрг (см. табл. 8). Слабые радиогалактики с  $M_r = -22$  излучают на порядок больше, но их самих на три порядка меньше, чем нормальных галактик. Три мощные галактики Дева-А, Центавр-А и Печь-А все вместе излучают  $\sim 5 \cdot 10^{41}$  эрг/сек и содержат космические лучи с энергией  $\sim 3 \cdot 10^{59}$  эрг (см. табл. 9). Таким образом,  $10^4$  нормальных галактик излучают несколько больше трех упомянутых довольно мощных радиогалактик.

Наша Галактика является нормальной, излучает в радиодиапазоне  $\sim 3 \cdot 10^{38}$  эрг/сек и из нее в межгалактическое пространство выходят космические лучи с мощностью  $U \sim 10^{40} \div 10^{41}$  эрг/сек. За время  $T_{Mg} \sim 3 \cdot 10^{17}$  сек это отвечает энергии  $\sim 3 \cdot 10^{57} \div 3 \cdot 10^{58}$  эрг.\* Если умножить эту энергию на концентрацию галактик  $5 \cdot 10^{-75}$  см<sup>-3</sup>, получаем плотность энергии космических лучей

$$w_{Mg,r} (T_{Mg}) \sim 10^{-16} \div 10^{-17} \text{ эрг/сек} \simeq (10^{-4} \div 10^{-5}) w_{\Gamma}. \quad (13.35)$$

Даже предполагая, что все радиогалактики в области  $R \leq R_{max}$  дают столько же космических лучей, сколько нормальные галактики, мы, разумеется, не изменим оценку (13.35).

Ввиду важности вопроса, оценим роль радиогалактик еще одним способом. Будем считать, что во всех радиогалактиках в интересующей нас области образовались космические лучи

излучения  $P$ , мы, скорее всего, завышаем значение  $W_{кл}$ , что только усиливает приводимое в тексте заключение о малой роли слабых радиогалактик.

\* Более точный расчет нужно проводить по формуле

$$W = \int_{T_0}^{T_{Mg}} U(t) \left( \frac{t}{T_{Mg}} \right)^{3/5} dt = \frac{3T_{Mg}U}{5} \quad (\text{при } U = \text{const и } T_0 \ll T_{Mg}),$$

где фактор  $(t/T_{Mg})^{3/5}$  учитывает уменьшение энергии космических лучей, связанное с расширением Метагалактики. Введение поправочного множителя  $3/5$  было бы, однако, превышением точности самой оценки. Учтем теперь, что в прошлом радиогалактики, по-видимому, вспыхивали значительно чаще, чем сейчас<sup>412</sup>. Для оценки допустим, что все галактики прошли через радиоизлучающую фазу в период  $t \leq T_0 \leq 10^9$  лет, причем в каждой галактике образовались космические лучи с энергией  $2 \cdot 10^{60}$  эрг. С учетом уменьшения энергии в 10 раз и при плотности галактик (13.3) отсюда приходим к значению  $w_{Mg} \sim 10^{-15}$  эрг·см<sup>-3</sup>.

с энергией  $10^{60}$  эрг. Допустим далее, что все космические лучи из радиогалактики выходят в межгалактическое пространство в среднем за время  $T_{rg} \sim 3 \cdot 10^6$  лет  $\simeq 10^{14}$  сек (достаточно сказать, что диаметр гало Галактики и многих других галактик по порядку величины равен  $10^5$  световых лет). Оценки длительности радиоизлучающей фазы из других соображений также обычно приводят к значениям, не меньшим  $1 \div 3 \cdot 10^6$  лет. Отсюда получаем мощность инжекции космических лучей  $\sim 10^{46}$  эрг/сек. Примем, наконец, что такая мощность инжекции обеспечивается радиогалактиками в течение всего времени  $T_{Mg} \sim 3 \cdot 10^{17}$  сек. Отсюда полная энергия космических лучей порядка  $3 \cdot 10^{63}$  эрг в области с объемом  $3 \cdot 10^{78}$  см<sup>3</sup>, что отвечает плотности  $w_{Mg,r} \sim 10^{-15}$  эрг/см<sup>3</sup>  $\sim 10^{-3}$  ит. Такое значение по самому характеру оценки можно считать максимальным, если только не изменить существенно полную энергию космических лучей в радиогалактиках или считать космические лучи сконцентрированными в меньшем объеме.

В работе<sup>361</sup> как раз и сделано последнее допущение, а именно уже упоминавшееся предположение о том, что космические лучи удерживаются в пределах Местной сверхгалактики. Это приводит к увеличению средней плотности галактик в 20—30 раз, и, следовательно, к увеличению значений (13.35) тоже в 20—30 раз. В результате  $w_{Mg,r} \leq 3 \cdot 10^{-3}$  ит. Если же увеличить в 30 раз приведенную максимальную оценку вклада радиогалактик, то

$$w_{Mg,r} \leq 3 \cdot 10^{-2} w_{\Gamma} \sim 3 \cdot 10^{-14} \text{ эрг/сек}. \quad (13.36)$$

В<sup>361</sup> получается еще на порядок большее значение плотности  $w_{Mg,r}$  за счет использования метагалактического времени  $T_{Mg} \sim 3 \cdot 10^{10}$  лет и времени жизни радиогалактик  $T_{rg} \sim 10^6$  лет (вместо  $T_{Mg} \sim 10^{10}$  лет и  $T_{rg} \sim 3 \cdot 10^6$  лет)\*. Такая замена не представляется нам оправданной (в случае же оценки времени  $T_{Mg}$  она, видимо, просто исключена), если только мощность радиогалактик в прошлом не была большей, чем сейчас. С другой стороны, присутствие трех весьма мощных радиогалактик в Местной сверхгалактике, вероятно, отвечает некоторой флуктуации и поэтому в среднем за время порядка  $T_{Mg} \sim 10^{10}$  лет можно было бы ожидать меньшей концентрации мощных радиогалактик.

\* Кроме того, в<sup>361</sup> та же энергия космических лучей в радиогалактиках  $\sim 10^{60}$  эрг получена, исходя из несколько других соображений чем приведенные выше.

Резюмируя, можно сделать вывод, что за счет выхода из нормальных галактик плотность энергии космических лучей в Метагалактике должна быть значительно (минимум на три порядка) меньше, чем в Галактике. Если космические лучи не локализируются (удерживаются) в пределах Местной сверхгалактики, то и радиогалактики не могут создать плотности космических лучей, сравнимой с галактикой. И только при отсутствии выхода космических лучей из сверхгалактики и при максимальной мощности радиогалактик можно прийти к значению  $w_{M,г} \sim 10^{-13}$  эрг/сек  $\sim 0,1 w_{г}$ . В этом последнем случае уже, конечно, «запас» невелик и соблюдение неравенства  $w_{M,г} \ll w_{г}$  не может считаться заведомо обеспеченным. Но, повторяем, нарушение этого неравенства отвечает предположениям, которые не могут считаться не только обоснованными, но хотя бы вероятными. Достаточно сказать, что даже само выделение Местной сверхгалактики как некоторой реальной группировки галактик находится под сомнением. Что же касается существования каких-то ограничений для выхода космических лучей из сверхгалактики, то здесь уж совсем не известно ничего конкретного. На основании же имеющихся данных и соображений об удержании космических лучей в галактиках и вообще в космических условиях, ожидать существования какой-то хорошей магнитной «ловушки» вокруг сверхгалактики нет оснований. При отсутствии ловушки космические лучи будут довольно быстро покидать сверхгалактику, поскольку она сильно уплощена (отношение осей  $\sim 1/5$ ); это облегчает выход частиц, если он происходит диффузионным образом\*. Кроме того, оценивая объем сверхгалактики и область, занятую космическими лучами, значением  $V \sim 10^{77}$  см<sup>3</sup>, мы считали малую ось системы равной  $\sim 6$  Мпс. Это значит, что «ловушка» должна иметь такой же размер. Если же «ловушка» является квазисферической, а это несравненно более естественно (если уж вообще вводить ловушку), то занятый космическими лучами объем нужно увеличить, а плотность  $w_{M,г}$  — уменьшить раз в пять. Наконец, считать плотность космических лучей существенно спадающей к периферии системы тоже нельзя, ибо в квазистационарных условиях (как это и имеет место при отсутствии выхода частиц из системы) возможность такого спадания, вообще говоря, нереальна в связи с требованиями, накладываемыми на движение частиц теоремой Лиувилля. В дополнение к сказанному заметим, что в радиогалактиках обычно предпола-

\* Путь, равный полутолщине сверхгалактического диска  $L \sim 3$  Мпс  $\sim 10^{25}$  см, космические лучи в результате диффузии проходят за время  $T \sim L^2/2D \sim 10^{40}/l \sim 3 \cdot 10^7 \div 3 \cdot 10^8$  лет при  $l \sim 10^{24} \div 10^{25}$  см [см. (13.20)].

гается, и это разумно, выполненным равенство  $H^2/8\pi \sim w_{г}$ , где  $H$  — магнитное поле и  $w_{г}$  — плотность энергии космических лучей. Естественно считать, что такое же условие будет иметь место и в метагалактическом пространстве, заполненном космическими лучами, выброшенными из радиогалактик (при выбросе космические лучи и межзвездный газ несут с собой и магнитные поля, как это, несомненно, вытекает из радиоастрономических данных, а в случае Девы-А и из оптических наблюдений светящегося «выброса»). Но даже при  $w_{M,г} \sim 10^{-2} w_{г} \sim 10^{-14}$  эрг/см<sup>3</sup> поле  $H \sim \sqrt{8\pi w_{M,г}} \sim 5 \cdot 10^{-7}$  э, что уже вряд ли допустимо для всей Метагалактики [см. (13.18)]. Для сверхгалактики такое поле уже допустимо, но если оно еще сильнее, то нарушается уже условие  $\rho u^2/2 \geq H^2/8\pi$  [см. (13.8)].

Итак, даже максимальное значение  $w_{M,г}$  скорее всего на полтора-два порядка меньше, чем  $w_{г}$ . В сочетании со сказанным ранее в отношении реликтовых космических лучей мы приходим к выводу, что в эволюционной космологии, по всей вероятности, плотность энергии метагалактических космических лучей

$$w_{M,г} = w_{M,г} + w_p \ll w_{г} \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3. \quad (13.37)$$

В стационарной космологии принимается<sup>258, 371</sup>, что  $w_{M,г} \sim w_{г}$ . Правда, этот вывод, быть может, не является обязательным следствием стационарной модели, но он наименее благоприятен с точки зрения галактической теории происхождения космических лучей. Поэтому в рамках стационарной космологии следовало бы в первую очередь обсуждать именно вариант с  $w_{M,г} \sim w_{г}$ . Как уже упоминалось, астрофизические данные свидетельствуют скорее против стационарной модели и в то же время нет никаких аргументов, сколько-нибудь определенно поддерживающих эту модель. Поэтому мы не будем здесь подробно обсуждать вопрос о космических лучах в стационарной космологии и критиковать работы<sup>258, 371</sup> (см. <sup>6, 376, 377</sup>). Отметим лишь основное возражение, сделанное в<sup>376</sup>.

Полагая  $w_{M,г} \sim w_{г} \sim 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>, необходимо считать, что  $H^2/8\pi \ll w_{M,г}$  — иначе приходим к прямому противоречию с радиоастрономическими данными (см. выше). Конкретно, в<sup>258</sup> для метагалактического магнитного поля принимается неравенство  $H_{M,г} < 10^{-7}$  [это находится в согласии с оценкой (13.18)]. В то же время  $\sqrt{8\pi w_{г}} \sim 5 \cdot 10^{-6} \gg H_{M,г}$ . Между тем в<sup>376</sup> показывается, что последнее неравенство при правдоподобных предположениях не может достаточно долго сохраняться в связи с нарастанием магнитного поля в турбулентной проводящей среде. Хотя это рассмотрение проведено в применении к условиям,

принятым в <sup>371</sup>, оно имеет и более общее значение. Именно, в соответствии с уже не раз отмечавшимися нами соображениями, расчеты <sup>376</sup> показывают, насколько трудно обеспечить сохранение неравенства  $w \gg H^2/8\pi$ . Таким образом, можно сказать, что и в рамках стационарной космологии использование значения  $w_{Mg} \sim w_r$  встречается по крайней мере с большими трудностями, если вообще допустимо.

В заключение нужно сделать еще одно замечание, касающееся мягких космических лучей. В условиях Галактики мы обычно интересуемся лишь частицами с энергией  $E \gtrsim 1 \text{ Бэв}$ . Уже для таких частиц  $w_r \sim 1 \text{ эв/см}^3$ . Учет более мягких частиц в отношении космических лучей у Земли не внесет больших изменений (см. § 1). В условиях метагалактического пространства ионизационные потери на три порядка меньше, чем в Галактике. Поэтому, а также по другим причинам, вклад мягких частиц мог бы оказаться значительно большим, чем в Галактике. В этом случае, если речь идет о различных энергетических оценках, то под плотностью  $w_{Mg}$  нужно понимать полную плотность энергии космических лучей. Для сравнения же с Галактикой, особенно с точки зрения теорий метагалактического происхождения космических лучей, важно значение  $w_{Mg} (E \gtrsim 1 \text{ Бэв})$ . Поскольку эта величина меньше полной плотности энергии  $w_{Mg}$ , неравенство  $w_{Mg} (E \gtrsim 1 \text{ Бэв}) \ll w_r (E \gtrsim 1 \text{ Бэв})$  может быть выполнено даже при условии  $w_{Mg} \sim w_r (E \gtrsim 1 \text{ Бэв})$ . Эти рассуждения еще больше укрепляют нас в уверенности, что интересующее нас в первую очередь неравенство

$$w_{Mg} (E \gtrsim 1 \text{ Бэв}) \ll w_r (E \gtrsim 1 \text{ Бэв}) \sim 10^{-12} \text{ эрг/сек} \quad (13.38)$$

действительно справедливо.

#### Электронная компонента

В галактиках (как нормальных, так и радиогалактиках) плотность энергии электронной компоненты  $w_{e,r}$  по порядку величины, как принято считать, составляет  $1/100$  от плотности энергии всех космических лучей. Поэтому в космических лучах, выброшенных в междугалактическое пространство из галактик, можно ожидать такого же соотношения. Правда, электроны могут терять больше энергии, чем протоны и ядра, в связи с магнитотормозными и комптоновскими потерями. Но потери обеих этих типов резко падают после выхода частиц из Галактики. В этой связи вряд ли можно без далеко идущих специальных предположений считать, что  $w_{e,Mg,r} \ll 10^{-2} w_{Mg,r}$  (здесь  $w_{e,Mg,r}$  — плотность энергии электронов, выброшенных из галактик;

$w_{Mg,r}$  — плотность энергии всех выброшенных космических лучей).

Если  $w_{e,Mg,r} \sim 10^{-2} w_{Mg,r}$  и  $w_{Mg,r} \sim w_r \simeq 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ , то поле в Метагалактике должно быть меньше  $3 \cdot 10^{-9} \text{ э}$  [см. (13.17)]. Но это крайне невероятно, и мы тем самым получаем еще один веский аргумент в пользу неравенства  $w_{Mg,r} \ll w_r$ .

Оценим теперь нижний предел плотности  $w_{e,Mg}$ , который получается в предположении о вторичной природе всей электронной компоненты в междугалактическом пространстве. Будем считать, что количество электронов (и позитронов), образующихся в междугалактическом пространстве в результате  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$  распада, отличается от соответствующего количества для Галактики только в силу различия плотностей газа (это значит, что состав и спектр космических лучей в обоих случаях считаются одинаковыми). Тогда согласно (7.24) в Метагалактике образуется

$$q_e(E, t) dE = 2,8 \cdot 10^{-29} E^{-2,64} \frac{\rho(t) w_{Mg}(t)}{2 \cdot 10^{-26} w_r} \text{ электрон/см}^3 \cdot \text{сек}, \quad (13.39)$$

где  $\rho(t)$  — плотность газа в момент  $t$ ; энергия  $E$  измеряется в Бэв.

Уменьшение энергии для электронов, связанное с магнитотормозными и комптоновскими потерями, определяется выражением (13.30). Принимая также зависимость (3.31) с  $\delta = 2$ , имеем

$$E(T_{Mg}) = \frac{E_0}{1 + \left[ 3,8 \cdot 10^{-15} H_\perp^2(T_{Mg}) \left( \frac{T_{Mg}}{T_0} \right) + 7,7 \cdot 10^{-26} w_\phi(T_{Mg}) \ln \frac{T_{Mg}}{T_0} \right] T_{Mg} \cdot E_0} \quad (13.40)$$

Здесь  $E_0$  есть выраженная в эв энергия в момент  $t = T_0$  («особой точке» космологической модели отвечает время  $t = 0$ ), положено  $T_{Mg} \gg T_0$ , время измеряется в сек и  $w_\phi$  измеряется в эв/см<sup>3</sup>. Как указывалось в § 8,  $w_\phi(T_{Mg}) \sim 10^{-3} \text{ эв/см}^3$ . Тогда при  $H_\perp(T_{Mg}) \leq 3 \cdot 10^{-8}$  и  $T_0 \geq T_{Mg}/100 \sim 10^8$  лет в (13.40) основными являются комптоновские потери; при  $T_0 \sim \frac{1}{30} T_{Mg} \simeq 3 \cdot 10^8$  лет, например,  $E(T_{Mg}) \sim E_0/3$  для энергии  $E_0 \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ . В то же время из-за расширения системы энергия релятивистских частиц уменьшается в  $(T_{Mg}/T_0)^{3/2}$  раз, т. е. в данном случае примерно в 10 раз. При  $E_0 > 10^{11} \text{ эв}$  определяющими становятся уже комптоновские потери, а не расширение. Заметим, что в поле  $H_\perp \sim 5 \cdot 10^{-8}$  радиоизлучение в метровом диапазоне

определяется именно электронами с  $E \gtrsim 10^{10}$  эв. Поэтому реликтовая электронная компонента космических лучей для радиоастрономии интереса не представляет\*.

Вид функции  $w_{M\Gamma}(t)$ , входящей в выражение (13.39), зависит от происхождения метагалактических космических лучей. Для реликтовых космических лучей нужно положить  $w_{M\Gamma}(t) = w_{M\Gamma}(T_{M\Gamma})(T_{M\Gamma}/t)^{1/2}$ . Поступая таким образом, в силу (13.39) имеем

$$w_{e, M\Gamma}(E > E_0, T_{M\Gamma}) = \int_{T_0}^{T_{M\Gamma}} dt \int_{E_0}^{\infty} \left(\frac{T_{M\Gamma}}{t}\right)^{1/2} E q_e(E, t) \left(\frac{t}{T_{M\Gamma}}\right)^2 dE =$$

$$= 1,75 \cdot 10^{-32} \cdot 1,6 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{w_{M\Gamma}(T_{M\Gamma})}{w_{\Gamma} E_0^{0,64}} \cdot T_{M\Gamma} \left[ \left(\frac{T_{M\Gamma}}{T_0}\right)^{1,24} - 1 \right] \simeq$$

$$\simeq 10^{-5} \left[ \left(\frac{T_{M\Gamma}}{T_0}\right)^{1,24} - 1 \right] w_{M\Gamma}(T_{M\Gamma}) \text{ эрг/см}^3. \quad (13.41)$$

Здесь при использовании выражения (13.39), было положено  $\rho(t) = 10^{-29} (T_{M\Gamma}/t)^2 \text{ г/см}^3$ , умножение  $q_e$  на множитель  $(t/T_{M\Gamma})^2$  учитывает изменение объема, а интегрирование от энергии  $E_0 (T_{M\Gamma}/t)^{1/2}$  учитывает изменение энергии при расширении (множитель  $1,6 \cdot 10^{-3}$  отвечает переходу к эрг от Бэв). При переходе к последнему выражению (13.41) положено  $T_{M\Gamma} = 3 \cdot 10^{17} \text{ сек} \gg T_0$ ,  $E_0 = 1 \text{ Бэв}$  и  $w_{\Gamma} = 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ . При  $T_0 = T_{M\Gamma}/100 \sim 10^8$  лет  $w_{e, M\Gamma}/w_{M\Gamma} \simeq 3 \cdot 10^{-3}$ . Учет магнитотормозных и комптоновских потерь в данном случае не меняет оценку  $w_{e, M\Gamma}$ .

Если космические лучи поступают в метагалактическое пространство из каких-то источников (радиогалактик), то скорее  $w_{M\Gamma}(t) = w_{M\Gamma}(T_{M\Gamma})(T_{M\Gamma}/t)$ . В этом случае, при тех же значениях, как и выше,  $w_{e, M\Gamma}/w_{M\Gamma} \simeq 10^{-5}$ . Поскольку из источников должно поступать также некоторое количество вторичных электронов, образовавшихся в областях с большей плотностью, последняя приведенная оценка отвечает, видимо, нижней границе.

Для сравнения полученных результатов с галактическими воспользуемся тем же выражением (13.39) при  $\rho(t) = \rho_{\Gamma} =$

\* Полагая в (13.40)  $T_0 = 10^8$  лет,  $H_{\perp} = 5 \cdot 10^{-8}$  и  $w_{\phi}(T_{M\Gamma}) = 10^{-3}$ , имеем  $E \lesssim 2 \cdot 10^9$  эв при любых  $E_0$ . Если учесть к тому же уменьшение энергии за счет расширения, то станет ясно, что реликтовые электроны не могут играть роли в качестве источников метагалактического радиоизлучения.

$= 2 \cdot 10^{-26}$  и  $w_{M\Gamma}(t) = w_{\Gamma}$ , т. е. применим исходную формулу (7.25). Тогда  $w_{e, \Gamma} = \left( \int_{E_0}^{\infty} E q_e(E) dE \right) \cdot T \simeq 10^{-15} \text{ эрг/см}^3 \simeq 10^{-3} w_{\Gamma}$ , где  $T$  — время накопления электронов в Галактике и при переходе к численным значениям положено  $T = 3 \cdot 10^8$  лет,  $E_0 = 1 \text{ Бэв}$  и  $w_{\Gamma} = 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$  (подробнее о вторичных электронах в Галактике см. § 7 и 17).

Из этих оценок, а также учитывая сказанное ранее, можно сделать такой вывод: в условиях Метагалактики нет оснований ожидать существенного относительного ослабления электронной компоненты по сравнению со случаем Галактики. На первый взгляд такое ослабление могло бы иметь место в связи с уменьшением плотности ( $\rho_{M\Gamma} \sim 10^{-3} \rho_{\Gamma} \sim 10^{-29} \text{ г/см}^3$ ). Но, с другой стороны, в Галактике «время накопления» электронов  $T_e \sim 3 \div 10 \cdot 10^8$  лет, а в Метагалактике оно больше (выше это время  $T_{M\Gamma} - T_0$  положено равным  $9 \cdot 10^9$  лет). Кроме того, плотность газа  $\rho$  и плотность энергии космических лучей  $w_{M\Gamma}$  в Метагалактике раньше были выше и, например,

$$\rho\left(T_0 = \frac{1}{10} T_{M\Gamma}\right) = \rho(T_{M\Gamma}) \left(\frac{T_{M\Gamma}}{T_0}\right)^2 = 10^2 \rho(T_{M\Gamma}).$$

Итак, в метагалактических космических лучах нельзя ожидать сильно пониженного (по сравнению с Галактикой) содержания электронов. Этот момент очень существен при оценках плотности энергии  $w_{M\Gamma}$  из радиоастрономических данных. Так, мы видели выше, что при  $w_{e, M\Gamma}/w_{e, \Gamma} = 1$  для поля в Метагалактике получается очень жесткое неравенство  $H < 3 \cdot 10^{-9}$  э, [см. (13.17)]. Между тем, вероятно,  $H \gtrsim 5 \cdot 10^{-8}$ , откуда  $w_{e, M\Gamma}/w_{e, \Gamma} < 10^{-2}$  (полагаем  $K_e H^{1,8} < 3 \cdot 10^{-32}$ ; откуда  $K_e < 5 \cdot 10^{-19}$ , в то время как в Галактике  $K_e \sim 10^{-16}$ ). В сочетании с оценкой  $w_{e, M\Gamma}/w_{M\Gamma} \sim w_{e, \Gamma}/w_{\Gamma}$  это приводит к неравенству  $w_{M\Gamma}/w_{\Gamma} < 10^{-2}$  или, точнее, неравенству  $w_{M\Gamma} \ll w_{\Gamma}$ .

Заметим, что в свете сказанного отмеченные ранее трудности, возникающие в стационарной космологии, еще больше увеличиваются. Дело в том, что в статье<sup>376</sup>, при критике работы<sup>371</sup>, концентрация электронов в стационарной модели считалась в  $10^3$  раза меньшей, чем в Галактике (принималось, что  $w_{M\Gamma} \sim w_{\Gamma}$  и  $w_{e, M\Gamma} = \frac{\rho_{M\Gamma}}{\rho_{\Gamma}} w_{e, \Gamma} \sim 10^{-3} w_{e, \Gamma}$ ). Между тем в Галактике время жизни (время накопления) электронов составляет  $\sim 3 \cdot 10^8$  лет, а в стационарной модели это время порядка  $10^{10}$  или по крайней мере  $T_{M\Gamma}/3 \sim 3 \cdot 10^9$  лет. Поэтому



в стационарной космологии при  $w_{M\Gamma} \simeq w_{\Gamma}$  будет  $w_{e, M\Gamma} > > 10^{-3} w_{e, \Gamma}$  и метагалактическое магнитное поле должно быть еще существенно меньше  $10^{-7}$  э, в то время как  $\sqrt{8\pi w_{\Gamma}} \sim 5 \cdot 10^{-6}$  э.

Еще раз подчеркнем, что радиоизлучение межгалактического пространства пока не обнаружено (это относится, в частности, к радиоизлучению Местной сверхгалактики; см. <sup>237, 238, 375a</sup> и § 5) и возможно, что оно значительно слабее принятой верхней границы (например, при  $\nu = 400$  Мгц выше использовалось значение температуры метагалактического радиоизлучения  $T < 10^{\circ}$ ). Если бы удалось измерить эффективную температуру радиоизлучения метагалактического пространства, то тем самым была бы получена очень ценная информация.

### О природе радиогалактик

При обсуждении проблемы происхождения космических лучей в настоящей книге имеются в виду главным образом космические лучи в Галактике. Такое ограничение (или, лучше сказать, разграничение) представляется оправданным. В первую очередь здесь существен тот факт, что в случае Галактики можно привлечь и использовать информацию о первичных космических лучах у Земли. Если же речь идет о других галактиках, то о космических лучах имеются лишь радиоастрономические данные (исключением является Дева-А с ее оптическим магнитотормозным излучением «выброса»), а также некоторые косвенные сведения.

Но, разумеется, в широком плане вопрос о происхождении космических лучей относится ко всем галактикам и особенно острым может считаться для радиогалактик. Действительно, для «нормальных» галактик можно надеяться на то, что космические лучи образуются и ведут себя примерно так же, как в Галактике. Радиогалактики же, несомненно, нуждаются в специальном исследовании. Некоторые данные о радиогалактиках уже были нами приведены ранее, а подробное обсуждение их свойств содержится в обзоре <sup>180</sup>. Сейчас же мы хотим лишь кратко остановиться на одном вопросе, а именно на вопросе о природе радиогалактик, т. е. механизме и причинах их «вспышки». При этом с самого начала нужно отметить, что природа радиогалактик не может еще считаться выясненной и речь идет пока только о ряде гипотез.

Некоторые мощные радиогалактики являются двойными источниками (см., например, рис. 14, схематически отражающий конфигурацию Лебедя-А). Это обстоятельство послужило базой для гипотезы о том, что наиболее мощные радиогалактики

образовались в результате столкновений галактик (об этой гипотезе подробнее см. в <sup>150</sup>). Однако такие столкновения не могут происходить достаточно часто, а оптические наблюдения не подкрепляют предположения о столкновении галактик даже в случае Лебедя-А. Что же касается раздвоения источников радиоизлучения, то оно вовсе не обязательно свидетельствует о наличии также и двух близких галактик.

На основании этих и некоторых других аргументов предположение о связи между радиогалактиками и столкновениями галактик сейчас оставлено <sup>180, 248, 378-381</sup>, а появление (вспышка) радиогалактики считается процессом типа взрыва, подобно тому, как это имеет место в случае сверхновых звезд. Общая картина взрыва, видимо, такова. По какой-то причине в галактике начинает происходить бурное образование космических лучей. Через некоторое время эти лучи уже не могут быть удержаны галактическими магнитными полями и вырываются наружу, увлекая за собой галактический газ с вмороженным в него магнитным полем (впрочем, если выброшенный газ состоит в основном из быстрых частиц, в частности самих космических лучей, то он тоже может нести с собой магнитные поля). Вполне естественно предполагать, что во многих случаях космические лучи будут выбрасываться в обоих направлениях вдоль оси вращения галактики или, точнее, перпендикулярно к плоскости ее диска. Так и образуется двойной источник.

Главный вопрос состоит в том, какова причина «взрыва». Считать, что речь идет об образовании новых галактик из межгалактической среды, видимо, нет оснований. Скорее «взрыв» связан с появлением какой-то неустойчивости в уже существовавшей галактике, переходом ее через критическое состояние и т. п. Например, процесс звездообразования сильно зависит от плотности газа, и, вероятно, от его начальной температуры, напряженности магнитного поля и т. п. Допустим поэтому, что в какой-то период в галактике началось энергичное звездообразование. Тогда, согласно <sup>248, 381</sup>, должно резко возрасти число вспышек сверхновых звезд, что и приводит к быстрому накоплению космических лучей. В <sup>382</sup> эта точка зрения была дополнена предположением в возможности цепной реакции вспышек сверхновых в плотном ядре галактики (см., также <sup>411</sup>). Эта последняя гипотеза не была, однако, подкреплена расчетом и представляется нам маловероятной. Другая возможность, отмеченная в <sup>383</sup>, состоит в ускорении космических лучей в самом процессе звездообразования. Оценки показывают, что гравитационной энергии, выделяющейся при сжатии облака в звезды, достаточно для ускорения космических лучей даже в Лебедя-А. Темп ста-

тистического и систематического ускорения при образовании звезд также может быть достаточно высоким. Однако и здесь остается без ответа основной вопрос о том, почему же началось бурное звездообразование.

Существуют и другие гипотезы о природе радиогалактик. Так, в<sup>378</sup> предполагается, что галактики могут делиться, причем этот процесс сопровождается образованием космических лучей. Гипотеза о делении и разлете галактик связана, видимо, с выходом за пределы существующих физических представлений. По последней причине, как и в случае стационарной космологии, представления о делении галактик должны привлекаться лишь в крайнем случае или под давлением соответствующих убедительных наблюдений (таковых, насколько нам известно, еще нет). Упомянем также о магнитной гипотезе, связывающей «вспышки» радиогалактик с механизмом типа солнечных вспышек (но с увеличением энергии вспышки в  $10^{16}$  раз!)<sup>384</sup>. Это значит, что в течение длительного времени в галактике происходит процесс накопления магнитной энергии, которая затем очень быстро «выделяется». Последнее кажется возможным, если существует тонкая «перегородка» между областями с противоположно направленными магнитными полями. Такая точка зрения с самого начала представляется весьма искусственной. Кроме того, она встречает серьезные конкретные возражения<sup>180</sup>. Упомянем, наконец, о предположении, связывающем образование радиогалактик с падением межзвездного газа на ядро галактики<sup>180</sup>.

Уже сам по себе факт появления многих гипотез свидетельствует о том, что природа вспышек радиогалактик остается невыясненной. Это не должно вызывать удивления, если учесть новизну самой проблемы и отсутствие достаточного наблюдательного материала, касающегося деталей спектра и пространственной структуры радиогалактик. Трудно сомневаться в том, что в этой области в ближайшие годы будет осуществлено продвижение далеко вперед. Именно, учитывая это обстоятельство и большую неопределенность в вопросе о природе радиогалактик, имеющую место в данный момент, мы считали нецелесообразным в настоящей книге детально останавливаться на разборе различных гипотез и сведений, касающихся радиогалактик.

#### Общее обсуждение и выводы

В результате всей совокупности приведенных соображений и оценок, изложенных также в<sup>406</sup>, представляется возможным сделать такой вывод: плотность энергии космических лучей в меж-

галактическом пространстве  $w_{M\Gamma}$  значительно меньше плотности энергии космических лучей в Галактике  $w_{\Gamma} \approx 10^{-12}$  эрг/сек.

Этот вывод основан как на энергетических соображениях, так и на радиоастрономических данных в сочетании с предположением о существовании не слишком слабых магнитных полей. Именно, можно полагать, что метагалактическое поле не слабее  $5 \cdot 10^{-8} - 10^{-7}$  э, поскольку плотность кинетической энергии газа  $\rho u^2/2 \sim 10^{-15} \div 10^{-14}$  эрг/см<sup>3</sup>. Но при поле  $H \sim 5 \cdot 10^{-8}$  уже, как нужно думать,  $w_{M\Gamma} \leq 10^{-2} w_{\Gamma}$ , иначе метагалактическое радиоизлучение было бы сильнее, чем это отвечает вытекающей из наблюдений верхней границе. Независимым аргументом является следующий: если  $w_{M\Gamma} \sim w_{\Gamma}$ , то можно было бы ожидать появления поля  $H \sim \sqrt{8\pi w_{\Gamma}} \sim 5 \cdot 10^{-6}$ , что явно противоречит радиоастрономическим данным.

Наиболее вероятно, что в метагалактическом пространстве

$$\frac{\rho u^2}{2} \sim \frac{H^2}{8\pi} \sim w_{M\Gamma} \sim (10^{-4} \div 10^{-3}) \cdot w_{\Gamma} \sim 10^{-15} \div 10^{-16} \text{ эрг/см}^3, \quad (13.42)$$

$$H \sim \sqrt{8\pi w_{M\Gamma}} \sim 3 \cdot 10^{-8} \div 10^{-7} \text{ э.}$$

Такая оценка согласуется сейчас со всем, что известно или может быть предположено в отношении метагалактического пространства. Конечно, изменения на порядок в ту или иную сторону не могут еще быть запрещены. С учетом этого замечания значения (13.42) согласуются со всеми оценками, сделанными выше, а главное позволяют опираться на неравенство  $w_{M\Gamma} \ll w_{\Gamma}$  [см. (13.13)]. Но вместе с тем (подчеркнем это лишней раз) при современном состоянии космологии, внегалактической астрономии и магнитной гидродинамики в справедливости условия (13.13) еще нет полной и безоговорочной уверенности. Так, если метагалактическое магнитное поле может быть несравненно слабее поля  $\sqrt{8\pi w_{M\Gamma}}$ , если оно может быть существенно слабее, чем поле  $\sqrt{4\pi \rho u^2}$  (или, если  $\rho_{M\Gamma} \ll 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>), то радиоастрономические данные уже не приводят к неравенству (13.13). Тогда, при далеко идущих дополнительных предположениях о мощности радиогалактик и об удержании космических лучей в пределах Местной сверхгалактики, вблизи нашей Галактики могло бы соблюдаться условие  $w_{M\Gamma} \sim w_{\Gamma}$ . Именно потому, что для этого нужно слишком много необоснованных предположений, мы и считаем возможным принять неравенство (13.13). Оговорки же сделаны для того, чтобы подчеркнуть необходимость проявлять осторожность и продолжать исследования.

Особенно перспективным при этом представляется изучение  $\gamma$ -лучей и радиоволн метагалактического происхождения.

Поток  $\gamma$ -лучей, отвечающих плотности  $\rho \approx 10^{-29}$  и энергии  $w_{M\Gamma} \approx w_{\Gamma}$ , уже был указан [см. (13.14)]. В условиях (13.42) эффективная температура метагалактического радиоизлучения, например на волне 75 см, должна лежать в пределах от 0,1 до 5° (использована формула (13.15), т. е. суммарное излучение галактик не учитывается; меньшее значение отвечает полю  $H = 5 \cdot 10^{-8}$  и плотности энергии электронов  $w_{e, M\Gamma} = 10^{-4} w_{e, \Gamma}$  или, точнее, коэффициенту  $K_{e, M\Gamma} = 10^{-20}$ ; во втором случае  $H = 10^{-7}$  и  $K_{e, M\Gamma} = 10^{-19}$ ). На фоне галактического радиоизлучения с  $T_{\text{эфф}} \sim 25^\circ$  (на волне 75 см) выделить метагалактическую компоненту с температурой  $\lesssim 1^\circ$ , вероятно, невозможно, но в отношении температуры  $\sim 5^\circ$  это уже не безнадежно. Главное же, всякое уточнение верхней границы интенсивности метагалактического радиоизлучения тоже было бы очень полезно.

Если  $w_{M\Gamma} \ll w_{\Gamma}$ , то космические лучи в Галактике не могут в основной своей части иметь метагалактическое происхождение (допущение, что в Метагалактике поток космических лучей резко анизотропен, представляется нам совершенно невероятным; в случае же изотропии плотность энергии метагалактических космических лучей в Галактике должна равняться плотности их энергии вне Галактики). Тем самым речь может идти лишь о галактической теории происхождения космических лучей в Галактике.

Таково основное заключение, но нужно сделать еще несколько дополнительных замечаний.

В метагалактической теории происхождения космических лучей нужно считать, что не только в нашей Галактике, но и во всех других нормальных галактиках космические лучи в основном приходят из метагалактического пространства. Но в этом случае следовало бы ожидать, что радиоспектры всех нормальных галактик будут одинаковыми. Данные табл. 8 свидетельствуют скорее против этого предположения\*. Далее, и в рамках метагалактической теории происхождения космических лучей в Галактике никак нельзя считать метагалактическими космические лучи в радиогалакти-

\* Не нужно, впрочем, думать, что общность происхождения обязательно должна приводить к одинаковым спектрам электронов и магнитотормозного радиоизлучения в разных галактиках. Из расчетов, приведенных в § 17, ясно, что спектр радиоизлучения зависит от многих факторов (напряженности магнитного поля, коэффициента диффузии и др.), которые могут заметно изменяться от галактики к галактике. Поэтому мы отнюдь не склонны переоценивать значение приведенного аргумента, который часто фигурирует в литературе (по последней причине этот аргумент, собственно, и приведен).

ках. Но радиогалактики имеют самую различную мощность, а их спектральный индекс  $\alpha$  (интенсивность  $I_\alpha \sim \nu^{-\alpha}$ ) обычно близок к спектральному индексу для нормальных галактик. Таким образом, в некоторых случаях (радиогалактики) космические лучи имеют заведомо внутреннее (галактическое) происхождение. Оценки показывают, что то же самое вполне возможно для Галактики (см. § 11) и, очевидно, других нормальных галактик. При таких обстоятельствах метагалактическая теория происхождения космических лучей в Галактике кажется крайне искусственной, даже если отвлечься от всех других моментов.

То обстоятельство, что близость спектральных индексов различных галактик, даже когда она имеет место, не может служить аргументом в пользу общности происхождения космических лучей в этих галактиках, ясно следует из факта близости индексов для совершенно разных объектов: нормальных галактик, радиогалактик и, наконец, галактических источников — оболочек сверхновых (так, в основной части спектра для Лебедя-А  $\alpha \approx 0,75$ , для Девы-А  $\alpha \approx 0,8$ , для Галактики  $\alpha \approx 0,8$  и для Кассиопеи-А  $\alpha \approx 0,8$ ). Такая близость индексов, несомненно, отражает не общность происхождения или общность условий, а, вероятнее всего, приближенное соблюдение равенства энергий  $\rho u^2/2 \sim H^2/8\pi \sim w$  (см. § 16).

Следующее наше замечание касается реликтовых космических лучей.

В мире звезд самым мощным эффектом является взрыв — образование оболочек сверхновых звезд (энерговыведение до  $10^{51}$  эрг, мощность до  $10^{44}$  эрг/сек в предположении о длительности процесса в  $10^7$  сек). Взрыв галактик, приводящий к их превращению в радиогалактики, представляет собой самое мощное явление в мире галактик (энерговыведение до  $10^{61}$  эрг, мощность до  $10^{47}$  эрг/сек в предположении о длительности процесса в  $10^{14}$  сек =  $3 \cdot 10^6$  лет). В обоих этих случаях образуется очень много космических лучей — их энергия и мощность, видимо, одного порядка с полными энергией и мощностью взрыва.

Отсюда, хотя бы просто по аналогии, возникает мысль о возможности эффективной генерации космических лучей и при «взрыве» всей Метагалактики, т. е. на сравнительно ранних фазах ее расширения. Именно такие космические лучи мы рассматривали раньше, назвав их реликтовыми. Важно подчеркнуть, что мы отнюдь не считаем существование реликтовых лучей невероятным, но только привели аргументы в пользу того, что плотность их энергии  $w_p$  ( $T_{M\Gamma}$ ) сейчас меньше  $\sim 10^{-14}$  эрг/см<sup>3</sup>  $\sim 10^{-2} w_{\Gamma}$  [см. (13.33)]. Даже если  $w_p$  ( $T_{M\Gamma}$ )  $\sim 10^{-15}$ , энергия этих космических лучей в объеме с радиусом

$R \sim 5 \cdot 10^{27}$  см равна  $W \sim 10^{69}$  эрг. Между тем кинетическая энергия хаотического движения (т. е. без учета скорости общего расширения Метагалактики) находящихся в том же объеме  $\sim 10^9$  галактик с массой  $\sim 5 \cdot 10^{43}$  г и скоростью  $\sim 3 \cdot 10^7$  см/сек составляет  $W_k \sim 2 \cdot 10^{67}$  эрг. Таким образом, уже плотность  $w_p \sim 10^{-15}$  эрг/см<sup>3</sup>, хотя она на три порядка меньше галактической плотности  $w_G$ , еще отнюдь не мала по метагалактическим масштабам. Тем самым наблюдение неравенства  $w_{Mg} \ll w_G$  [см. (13.13)] не должно рассматриваться как какое-то указание на неэффективность ускорения космических лучей на ранних стадиях эволюции Метагалактики.

Отказ от метагалактической теории происхождения космических лучей не нужно связывать, как уже не раз подчеркивалось, с вопросом о природе частиц самой высокой энергии  $\mathcal{E} \gtrsim 10^{17}$  эв/нуклон ( $E = A\mathcal{E} \gtrsim 10^{19}$  эв для самых тяжелых ядер), которые действительно весьма трудно ускорить в Галактике. В отношении таких частиц нужно заметить следующее. Во-первых, неизвестно, существуют ли такие частицы (их существование было бы доказано, если бы наблюдаемые частицы с  $E \gtrsim 10^{18}$  заведомо были бы протонами). Во-вторых, очень трудно себе представить, чтобы метагалактические частицы с  $\mathcal{E} > 10^{17}$  эв/нуклон, образующиеся лишь в исключительных источниках (радиогалактиках), присутствовали как раз в таком же количестве, которое отвечает экстраполяции спектра галактических космических лучей (другими словами, появление заметной метагалактической компоненты должно, вероятно, обязательно сопровождаться более или менее четко выраженным «изломом» или изменением спектра; существует ли такой «излом» в действительности, еще неясно). В-третьих, даже при учете метагалактической компоненты и самых мощных известных источников вполне возможен практический обрыв спектра космических лучей при  $E \sim 10^{20} \div 10^{23}$  эв. Действительно, даже в поле  $H \sim 10^{-3}$ , которое еще может встретиться в радиогалактиках, для протонов с энергией  $10^{22}$  эв радиус кривизны  $r_H \sim 3 \cdot 10^{22}$  и такие частицы не будут сколько-нибудь длительное время удерживаться в галактике (поэтому они не могут также ускоряться до существенно больших энергий).

Наконец, последнее замечание относится к освещению проблемы метагалактических космических лучей в предыдущих статьях авторов<sup>4-6</sup> и в настоящей монографии. Современный этап в развитии астрофизики космических лучей начался в 1950—1953 гг., когда была установлена связь между космическими лучами и космическим радиоизлучением. При этом сразу же оказалось возможным предложить галактическую теорию

происхождения космических лучей с указанием вероятных источников (сверхновых и новых звезд), соблюдением энергетических требований и т. д.<sup>4,150</sup>. Такой успех в известной мере заслонил вопрос о метагалактических космических лучах, что особенно понятно в связи с отсутствием в тот период многих известных сейчас сведений о радиогалактиках.

Возможность объяснить все данные о космических лучах в Галактике на базе галактической теории при отсутствии аргументов в пользу метагалактической теории обусловила отрицательное отношение и лишь беглую критику этой последней и в подробной статье<sup>5</sup>, опубликованной в 1957 г. Но постепенно стало ясно, что метагалактические космические лучи заслуживают большего внимания. С одной стороны, огромное значение приобрела проблема радиогалактик, с которой связаны представления о космических лучах в различных галактиках и вне их. С другой стороны, убедительное опровержение метагалактической теории происхождения космических лучей в Галактике, принятой в некоторых работах (см., например,<sup>361,371</sup>), оказывается далеко не легким делом. Анализ этой проблемы становится поэтому особенно интересным как для теории происхождения космических лучей, так и в более широком плане — для внегалактической астрономии и космологии. Все это и побудило авторов уделить больше внимания метагалактическим космическим лучам в статье<sup>6</sup>, и особенно в<sup>406</sup> и в настоящей книге. При этом мы старались не оставаться на предвзятых позициях и можно надеяться, что сделанный выше вывод, свидетельствующий против метагалактической теории, достаточно объективен. Несмотря на заключение о галактическом происхождении основной части космических лучей в Галактике, проблема метагалактических космических лучей не только не может считаться снятой, но, напротив, приобретает все больший интерес. Пусть плотность энергии метагалактических лучей относительно мала и в Галактике они играют лишь небольшую роль. Но каково их влияние на формирование и эволюцию галактик? Как космические лучи связаны с движениями в межгалактической среде и с метагалактическими магнитными полями? Все эти и некоторые другие вопросы должны и несомненно будут привлекать к себе все более пристальное внимание.

**КОЛИЧЕСТВЕННАЯ  
ГАЛАКТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ  
ПРОИСХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ  
ЛУЧЕЙ**

Как было показано в главе IV, вся совокупность имеющихся в настоящее время данных свидетельствует в пользу галактической модели происхождения космических лучей (речь идет о космических лучах в Галактике). Поэтому имеются все основания для того, чтобы развивать количественную галактическую теорию происхождения космических лучей. Для этой цели нужно рассмотреть вопросы о химическом составе, энергетическом спектре и пространственном распределении космических лучей в Галактике. Именно это и сделано ниже (в § 15 и 16) в отношении протонной и ядерной компонент на основе общих уравнений переноса космических лучей в межзвездной среде (эти уравнения формулируются и обсуждаются в § 14). Кроме того, в § 17 обсуждается вопрос об энергетическом спектре и пространственном распределении вторичной электронной компоненты, а также о частотном спектре общего галактического радиоизлучения, которое генерируется электронами при их движении в межзвездных магнитных полях.

**§ 14. Уравнения,  
описывающие поведение космических  
лучей в межзвездной среде**

При движении космических лучей в межзвездном пространстве их интенсивность, химический состав и, вообще говоря, энергетический спектр изменяются по сравнению с соответствующими характеристиками в источниках. Эти изменения обусловлены рассмотренным в главе III взаимодействием космических лучей с межзвездным газом, полем излучения и межзвездными магнитными полями. Для того чтобы установить связь между наблюдаемыми свойствами космических лучей и их свойствами в источниках, необходим количественный анализ, учитывающий

влияние указанных в главе III процессов. Эта задача, с учетом тех или иных факторов, рассматривалась во многих работах (см., в частности, 5, 6, 162, 280, 333, 385-388). В настоящем параграфе мы остановимся на математической формулировке и обсуждении соответствующих уравнений, которые будут использованы в дальнейшем.

*Общие уравнения переноса  
для космических лучей*

Отнесенную к единичному интервалу энергий  $E$  концентрацию частиц сорта  $i$  в точке  $r$  в момент времени  $t$  будем обозначать, как и выше, через  $N_i(E, r, t)$ . Концентрация  $N_i$  связана с интенсивностью  $I_i$  соответствующих частиц соотношением

$$N_i(E, r, t) = \frac{1}{v} \int I_i(E, r, t, k) d\Omega_k = \frac{4\pi \bar{I}_i}{v}. \quad (14.1)$$

Здесь  $v$  — скорость частиц,  $I_i(E, r, t, k)$  — их интенсивность в направлении  $k$ , а  $d\Omega_k$  — элемент телесного угла в пространстве направлений  $k$ .

Как уже указывалось в § 3, степень анизотропии космических лучей весьма мала и поэтому, за исключением, быть может, самых высоких энергий, с большой точностью можно считать, что интенсивность  $I_i$  не зависит от  $k$  и равна  $\bar{I}_i$ . При этом космические лучи с равным успехом можно характеризовать как концентрацией  $N_i$ , так и интенсивностью  $I_i$ . В настоящей главе мы будем пользоваться в основном концентрацией  $N_i$ . Лишь при анализе вопроса об анизотропии космических лучей (§ 16), когда недостаточно задания только концентрации, будет сделан переход к интенсивности  $I_i$ .

Общее уравнение для концентрации  $N_i(E, r, t)$ , учитывающее пространственную диффузию, энергетические потери, ускорение и трансформацию химического состава в межзвездной среде, может быть записано в форме

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \text{div}(D_i \nabla N_i) + \frac{\partial}{\partial E}(b_i N_i) - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2}(d_i N_i) = Q_i(E, r, t) - p_i N_i + \sum_k \int P_i^k(E', E) N_k(E', r, t) dE'. \quad (14.2)$$

Уравнение (14.2) будем называть общим уравнением переноса частиц сорта  $i$ ; оно имеет смысл уравнения непрерывности в фазовом пространстве с учетом столкновений.

Остановимся подробнее на смысле отдельных членов, входящих в уравнение (14.2).

Второй член в левой части уравнения (14.2) описывает пространственную диффузию частиц с коэффициентом диффузии  $D_i = D_i(E, r, t)$ , который в общем случае зависит как от сорта частиц, так и от всех остальных переменных\*. Вопрос о возможности использовать диффузионное приближение для движения космических лучей в Галактике уже подробно обсуждался в § 10. Здесь мы отметим только, что уравнение (14.2) при  $D_i = 0$  пригодно и для описания регулярного движения частиц вдоль силовых линий магнитного поля (см. ниже).

Для основной части космических лучей с энергиями  $E \leq 10^{15}$  эв зависимость коэффициента диффузии от энергии, по-видимому, несущественна. Поэтому ниже, за исключением § 16, в котором рассматривается энергетический спектр в области высоких энергий, мы будем пренебрегать этой зависимостью. Кроме того, в рассматриваемых ниже конкретных задачах не будет учитываться возможное различие значений коэффициента диффузии в разных частях Галактики, т. е. зависимость коэффициента диффузии от координат (в настоящее время нет данных, которые позволили бы сколько-нибудь обоснованно учесть такую зависимость).

Зависимость коэффициента диффузии, как и других коэффициентов в уравнении (14.2), от времени может быть обусловлена изменением структуры и масштабов неоднородностей магнитного поля, а также изменением концентрации и состава межзвездного газа в процессе эволюции Галактики. Однако в связи с тем, что время жизни космических лучей в Галактике существенно меньше ее возраста (см. § 11 и ниже), эту зависимость можно в дальнейшем не учитывать.

Наконец, коэффициент диффузии частиц в межзвездном пространстве, вообще говоря, зависит от сорта частиц  $i$ . Это связано с тем, что движение частицы в межзвездных магнитных полях существенно зависит от радиуса кривизны частицы (10.2), который при данной энергии в свою очередь зависит от заряда частицы  $eZ$ . В случае тяжелых ядер в качестве независимой переменной в уравнениях (14.2) удобно использовать не энергию ядра  $E$ , а энергию  $\mathcal{E}$ , приходящуюся на один нуклон ядра. При этом для всех ядер с  $Z \geq 2$  радиус кривизны (10.2), а

\* В (14.2) предполагается, что отсутствует систематическое движение среды, например ее расширение или сжатие. Если же такое движение существует, то в левой части уравнения (14.2) нужно добавить член  $\text{div}(N_i u)$ , где  $u$  — скорость систематического (крупномасштабного) движения.

следовательно, и коэффициент диффузии при фиксированной энергии на нуклон будет одинаков, поскольку для ядер с  $Z > 1$  отношение  $A/Z$  всегда близко к 2.

Для однозарядных частиц (протонов и электронов) коэффициент диффузии при той же энергии в принципе может быть другим, чем для ядер с  $Z > 1$ . Однако это различие может иметь место только в той области энергий, где коэффициент диффузии вообще зависит от энергии (т. е. от радиуса кривизны частицы в межзвездном магнитном поле). Как уже указывалось, в области энергий  $E \leq 10^{15}$  эв нет оснований учитывать зависимость коэффициента  $D$  от  $E$ , а следовательно и от сорта частиц  $i$ .

Рассмотрим теперь третий и четвертый члены в левой части уравнения (14.2). Эти члены учитывают непрерывное изменение энергии частиц в результате действия механизмов ускорения и процессов, приводящих к потерям энергии при столкновениях. При этом предполагается, что изменение энергии происходит малыми порциями (непрерывно), т. е. в каждом акте приращение энергии мало по сравнению с начальной энергией частицы. Этим условиям с достаточной точностью удовлетворяют рассмотренные в § 9 статистические механизмы ускорения, а также ионизационные и магнитотормозные потери (§ 7 и 8)

Третий член в левой части уравнения (14.2) описывает систематическое изменение энергии, обусловленное указанными причинами. При этом коэффициент  $b_i = b_i(E)$  равен среднему приращению энергии частицы в единицу времени

$$\frac{dE}{dt} = b_i(E) \quad (14.3)$$

и для различных процессов был определен в § 7, 8, 9.

Последний — четвертый член в левой части уравнения (14.2) учитывает флуктуации при рассматриваемом непрерывном изменении энергии. Вопрос о флуктуациях при потерях на столкновения и ионизацию подробно освещен в литературе (см., например,<sup>68</sup>), и мы здесь на нем останавливаться не будем. Отметим лишь, что флуктуации при ионизационных и магнитотормозных потерях малы и их можно не учитывать.

О роли флуктуаций при статистическом ускорении частиц мы уже упоминали в § 9. Влияние соответствующего члена на энергетический спектр космических лучей будет рассмотрено в § 16. Коэффициент  $d_i = d_i(E)$  в уравнении (14.2) в общем случае равен среднему квадрату приращения энергии за единицу времени:

$$d_i(E) = \frac{d}{dt} \overline{(\Delta E)^2}. \quad (14.4)$$

В правой части уравнения (14.2) член  $Q_i(E, r, t)$  равен интенсивности источников космических лучей. Именно  $Q_i(E, r, t)dE dr dt$  есть число частиц сорта  $i$ , поставляемых источниками за время  $dt$  в элементе объема  $dr = dx dy dz$  в интервале энергий  $(E, E + dE)$ .

Второй и третий члены в правой части уравнения (14.2) учитывают «катастрофические» потери энергии, а также появление новых частиц при взаимодействии рассматриваемой частицы в межзвездной среде. «Катастрофическими» мы называем потери, при которых частица исчезает как таковая или же теряемая ею энергия настолько велика, что частица выбывает из рассматриваемого интервала энергий. Примерами таких процессов могут служить расщепления тяжелых ядер при столкновениях с межзвездным протоном и радиационные потери электронов с испусканием тормозных квантов большой энергии. При этом  $p_i$  есть отнесенная к единице времени вероятность такого процесса для частиц сорта  $i$ , а  $p_i N_i$  — число частиц, выбывающих за единицу времени. Если  $T_i$  есть среднее время жизни по отношению к соответствующему «катастрофическому» соударению, а  $\sigma_i$  — эффективное сечение рассматриваемого процесса, то, очевидно,

$$p_i = \frac{1}{T_i} = nv\sigma_i, \quad (14.5)$$

где  $n$  — концентрация частиц среды.

Последний член в правой части уравнения (14.2) описывает приток частиц в результате катастрофических соударений. Именно,  $P_i^k(E', E)$  есть отнесенная к единице времени и единичному интервалу энергий  $E$  вероятность появления частицы сорта  $i$  с энергией  $E$  при катастрофическом соударении частицы сорта  $k$ , имевшей энергию  $E'$ .

В случае радиационных или комптоновских потерь электронов величина  $P_e^e(E', E)$  будет равна вероятности процесса, при котором электрон с энергией  $E'$  за одну секунду передает фотону энергию  $E' - E$ . Соответствующие процессы достаточно полно изучены и для вероятностей  $P_e^e(E', E)$  имеются аналитические выражения (см., например, <sup>67-70</sup>). Нам, однако, они здесь не понадобятся, так как для оценок влияния этих потерь на спектр и интенсивность электронов достаточно воспользоваться «средними» потерями или характерным временем жизни по отношению к рассматриваемым процессам, как это сделано в § 8. При этом, конечно, следует иметь в виду, что, в отличие от случая непрерывных потерь, флуктуации при катастрофических поте-

рях отнюдь не малы и, вообще говоря, должны учитываться при более строгом решении задачи.

В случае ядер последний член в правой части уравнения (14.2) описывает процесс фрагментации — образования ядер-осколков сорта  $i$  при расщеплении ядра сорта  $k$  в межзвездной среде. При этом  $P_i^k(E', E)$  есть вероятность фрагментации, отнесенная к единице времени и единичному интервалу энергий, с учетом различия энергий исходного и образующихся ядер.

Конкретные формы уравнения (14.2) и возможные упрощения при решении различных частных задач будут рассмотрены ниже. Здесь же отметим, что коэффициенты  $b_i$ ,  $d_i$ ,  $p_i$  и  $P_i^k$  в общем случае, как и коэффициент диффузии  $D_i$ , являются функциями координат и времени, если концентрация межзвездного газа, его химический состав и характер макроскопических движений неоднородны в объеме Галактики и изменяются в процессе ее эволюции. Однако, учитывая замечания, сделанные выше при обсуждении аналогичной зависимости для коэффициента диффузии, мы будем обычно пренебрегать зависимостью и других коэффициентов от  $r$  и  $t$ .

Уравнение (14.2) применимо, конечно, для описания поведения космических лучей не только в Галактике, но и в оболочках сверхновых звезд, радиогалактиках, межгалактическом пространстве и т. д.

#### Уравнения переноса (фрагментации) для ядер

При анализе вопроса о химическом составе и фрагментации тяжелых ядер можно воспользоваться тем обстоятельством, что энергия образующихся осколков мала (в системе покоя расщепляющегося ядра). Поэтому в «лабораторной», связанной с Галактикой, системе координат осколки (фрагменты) движутся фактически с той же скоростью, что и исходное релятивистское ядро. Иными словами, энергия на нуклон  $\mathcal{E}$  одинакова у исходного ядра и образовавшихся ядер-фрагментов. Это заведомо справедливо для тяжелых осколков и может не выполняться только для возникающих при расщеплениях отдельных протонов и нейтронов\*, если при их образовании заметная доля энергии передается  $\pi$ -мезонам и ядру, с которым происходит столкновение. Вследствие этого может появиться некото-

\* Нейтроны ввиду их быстрого распада следует относить к протонной компоненте космических лучей.



рая «размазка» энергетического спектра протонов, но для обсуждаемого вопроса о химическом составе это обстоятельство практически не существенно.

Учитывая сохранение в процессе фрагментации энергии на нуклон, удобно выбрать именно эту переменную  $\mathcal{E} = E/A$  в качестве независимой в уравнении (14.2) вместо полной энергии ядра  $E$ . Тогда, в силу сказанного выше,

$$P_k^i(\mathcal{E}', \mathcal{E}) = p_k^i \delta(\mathcal{E}' - \mathcal{E}), \quad (14.6)$$

где

$$p_k^i = p_i p_{ik} = \frac{1}{T_i} p_{ik} \quad (14.7)$$

и  $p_{ik}$  — рассматривавшиеся в § 7 вероятности фрагментации при поглощении ядра сорта  $i$ , а  $T_i$  — время жизни по отношению к поглощению. При этом уравнения (14.2) принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} - \operatorname{div}(D_i \nabla N_i) + \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}}(b_i N_i) - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \mathcal{E}^2}(d_i N_i) = \\ = Q_i(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t) - p_i N_i + \sum_{k < i} p_k^i N_k. \end{aligned} \quad (14.8)$$

Здесь учтено, что ядра данного сорта  $i$  могут образовываться только \* из более тяжелых ядер сорта  $k$ . Кроме того, ядра (или группы ядер) нумеруются в порядке убывания атомных номеров ( $k < i$ ). Таким образом, индекс  $i = 1$  отвечает самым тяжелым из рассматриваемых ядер (т. е. группе ядер с наибольшими атомными номерами).

При некоторых предположениях о коэффициентах  $D_i$ ,  $b_i$ ,  $d_i$ ,  $p_i$  и  $p_k^i$  можно записать общее решение системы уравнений (14.8). Именно, предположим, что:

1) коэффициенты  $D_i$ ,  $b_i$  и  $d_i$  не зависят от сорта рассматриваемых ядер, а  $p_i$  и  $p_k^i$  — от координат и времени;

2) в левой части (14.8) отсутствуют члены, содержащие производные по энергии, либо

2') коэффициенты  $p_i$  и  $p_k^i$  от энергии не зависят;

кроме того, будем считать, что

\* Напомним, что в (14.8) вероятности  $p_k^i$  определены как вероятности появления различных осколков при поглощении ядра  $k$  и поэтому  $p_k^k = 0$ .

3) энергетические спектры и распределение источников космических лучей в пространстве и во времени одинаковы для всех сортов ядер, т. е.

$$Q_i(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t) = q_i \chi(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t). \quad (14.9)$$

Прежде чем перейти к формулировке общего решения, обсудим указанные предположения в применении к ядерной компоненте космических лучей в Галактике.

Что касается зависимости коэффициентов от координат и времени, то, как уже указывалось выше, в настоящее время нет оснований учитывать такую зависимость. Далее, зависимость  $D_i$ ,  $b_i$  и  $d_i$  от сорта частиц  $i$  может быть связана с тем, что характер движения частиц в межзвездном магнитном поле определяется радиусом кривизны частицы, т. е. при заданной энергии на нуклон  $\mathcal{E}$  зависит от отношения  $A/Z$ . Кроме того, энергетические потери частицы зависят от ее заряда  $Z$ .

Для всех ядер с  $Z > 1$  отношение  $A/Z \simeq 2$  и поэтому, как уже указывалось, их коэффициенты диффузии и параметры  $b_i$  и  $d_i$ , определяющие ускорение в межзвездных магнитных полях, должны быть одинаковыми (при одной и той же энергии на нуклон). Отличие может иметь место только для протонов очень больших энергий, если характер их движения в Галактике начинает зависеть от радиуса кривизны. Далее, если не говорить о ядерных столкновениях, которые мы рассматриваем отдельно, энергетические потери ядерной компоненты в Галактике малы и их можно не учитывать (§ 7). Исключение могут составить только нерелятивистские ядра, для которых начинают играть роль ионизационные потери. Однако наиболее полные из имеющихся данных о составе и вероятностях фрагментации относятся к области энергий порядка нескольких  $Bэв/нуклон$ . Для частиц с такими энергиями ионизационные потери за время жизни в Галактике уже незначительны (см. § 7) и именно такие частицы будут рассматриваться ниже.

Таким образом, условие (1) выполняется для широкого класса рассматриваемых задач.

Если незначительны не только ионизационные потери, но и ускорение частиц в межзвездном пространстве (имеются основания считать, что это именно так; см. § 11), то члены, содержащие производные по энергии в уравнении (14.8), могут быть опущены и выполняется условие (2). В этом случае энергия  $\mathcal{E}$ , от которой, вообще говоря, зависит коэффициент диффузии  $D_i$ , времена жизни  $T_i$  и вероятности фрагментации  $p_{ik}$ , входит в уравнение (14.8) только как параметр. Иными словами, транс-

формация химического состава космических лучей в этом случае может рассматриваться независимо для каждого участка энергетического спектра, если последний отнесен к энергии на нуклон  $\mathcal{E}$ .

Наконец, имеющиеся данные свидетельствуют о том, что в области энергий  $\mathcal{E}_k \gtrsim 1$  Бэв/нуклон вероятности фрагментации  $p_{ik}$  и времена жизни по отношению к поглощению  $T_i$  слабо или, практически, вообще не зависят от энергии и, таким образом, для основной части космических лучей можно считать выполненным также и условие (2'). Зависимость  $p_{ik}(\mathcal{E})$  становится существенной при  $\mathcal{E}_k = \mathcal{E} - Mc^2 < 1$  Бэв/нуклон и должна учитываться при анализе состава в этой области энергий.

Что касается предположения (3), то оно заведомо выполняется в простейшем случае, когда все источники поставляют космические лучи с одним и тем же спектром и составом. Однако это требование можно смягчить, если допустить, что источников много и условие (14.9) выполняется только в среднем по достаточно малым пространственным и временным интервалам.

Резюмируя сделанные замечания, можно сказать, что для основной части космических лучей с энергиями  $1$  Бэв/нуклон  $\lesssim \mathcal{E}_k \lesssim 10^{15}$  эв/нуклон одновременно выполняются условия (1), (2) и (2'). В области энергий  $\mathcal{E} > 10^{15} \div 10^{16}$  эв может нарушаться условие (1) (для протонов), а при энергиях  $\mathcal{E}_k < 1$  Бэв/нуклон могут нарушаться условия (1), (2) или (2').

При указанных предположениях общее решение системы уравнений (14.8) может быть представлено в виде

$$N_i(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t) = \int_0^{\infty} N_i^{(p)}(\tau) G(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t, \tau) d\tau. \quad (14.10)$$

Здесь  $G(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t, \tau)$  — одинаковая для всех сортов частиц функция распространения, удовлетворяющая уравнению

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} + L[G] = 0, \quad (14.11)$$

необходимым граничным условиям задачи по переменным  $\mathbf{r}$  и  $t$  и условию [см. (14.9)]

$$G(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t, 0) = \chi(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t). \quad (14.12)$$

В уравнении (14.11)  $L[G]$  есть линейный дифференциальный оператор, соответствующий левой части уравнения (14.8) в применении к функции  $G$  вместо функций  $N_i$ .

Функции  $N_i^{(p)}(t)$ , входящие в интеграл (14.10), удовлетворяют уравнениям

$$\frac{dN_i^{(p)}}{dt} + p_i N_i^{(p)} = \sum_{k < 1} p_{ik}^k N_k^{(p)} \quad (14.13)$$

и условиям [см. (14.9)]

$$N_i^{(p)}(0) = q_i. \quad (14.14)$$

В справедливости решения (14.10) можно убедиться непосредственной подстановкой выражения (14.10) в (14.8) с учетом уравнений (14.11)–(14.14).

Остановимся теперь на определении функций  $N_i^{(p)}(t)$ , входящих в выражения (14.10).

#### Регулярное движение

Уравнения (14.13) и (14.14), которым удовлетворяют функции  $N_i^{(p)}(t)$ , являются частным случаем уравнений (14.8) при  $D_i = b_i = d_i = 0$  и  $Q_i = Q_i(t) = q_i \delta(t)$ , где  $\delta(t)$  — дельта-функция. Этот случай соответствует модели движения космических лучей в Галактике, которую мы называем регулярной и в которой все частицы затрачивают на движение от источника к точке наблюдения одно и то же время. Такая ситуация реализовалась бы, в частности, если бы все частицы приходили в данную точку (в заданном направлении) по одной и той же траектории, например вдоль магнитных силовых линий. Регулярная модель, описываемая уравнениями (14.13) и (14.14), очевидно, отвечает рассмотренному в § 10 адиабатическому движению частиц вдоль силовых линий межзвездного магнитного поля.

Если обозначить через  $x$  (в г/см<sup>2</sup>) толщину пройденного частицами вещества и учесть, что  $x = \rho ct$  и длина пробега поглощения  $\lambda_i = \rho c T_i = \rho c / p_i$  ( $\rho$  — плотность среды,  $c$  — скорость движения частиц, равная скорости света), то уравнения (14.13) можно записать в другой, эквивалентной форме

$$\frac{dN_i^{(p)}}{dx} + \frac{N_i^{(p)}}{\lambda_i} = \sum_{k < 1} p_{ki} \frac{N_k^{(p)}}{\lambda_k}. \quad (14.15)$$

Решение уравнений (14.13) и (14.15) легко находится сначала для  $i = 1$ , а далее методом индукции для любого  $i$ . Оно имеет вид

$$N_i^{(p)} = \sum_{k=1}^i a_{ik} e^{-p_k t} = \sum_{k=1}^i a_{ik} e^{-x/\lambda_k}. \quad (14.16)$$

Входящие в (14.16) коэффициенты  $a_{ik}$  являются функциями величин  $p_i$ ,  $p_i^k$  и  $q_i$  и определяются рекуррентными соотношениями:

$$a_{ik} = \frac{1}{p_i - p_k} \sum_{l=k}^{i-1} p_i^l a_{lk}, \quad a_{ii} = q_i - \sum_{k=1}^{i-1} a_{ik}. \quad (14.17)$$

В силу линейной зависимости коэффициентов  $a_{ik}$  от  $q_i$  эти коэффициенты можно также представить в виде

$$a_{ik} = \sum_{l=1}^{l=k} a_{ikl} q_l, \quad (14.18)$$

где не зависящие от  $q_l$  коэффициенты  $a_{ikl}$  удовлетворяют соотношениям, аналогичным (14.17):

$$a_{ikl} = \frac{1}{p_i - p_k} \sum_{j=k}^{i-1} p_i^j a_{jkl}, \quad a_{iil} = - \sum_{k=l}^{i-1} a_{ikl}, \quad a_{iii} = 1. \quad (14.19)$$

Воспользовавшись рекуррентными соотношениями (14.19), коэффициенты  $a_{ikl}$  можно записать в явном виде <sup>315</sup>

$$a_{ikl} = \sum \frac{p_i^\alpha p_\alpha^\beta \dots p_\xi^\omega p_\omega^l (p_k - p)}{(p_i - p)(p_\alpha - p) \dots (p_\xi - p)(p_\omega - p)(p_l - p)} \Big|_{p=p_k}, \quad (14.20)$$

$$a_{iii} = 1.$$

Здесь суммирование производится по всем возможным последовательностям из одного, двух и т. д. до  $i - l$  чисел  $\alpha, \beta, \dots, \xi, \omega, l$  ( $l$  — фиксировано), удовлетворяющих условиям

$$i > \alpha > \beta > \dots > \xi > \omega > l. \quad (14.21)$$

Если одно из этих чисел равно  $k$ , то множитель  $p_k - p$  в числителе соответствующего члена суммы (14.20) должен быть сокращен с аналогичным множителем в знаменателе до подстановки  $p = p_k$ . Члены суммы (14.20), для которых ни одно из чисел (14.21) не равно  $k$ , исчезают после подстановки  $p = p_k$ . Всюду предполагается, что при  $i \neq k$  имеет место  $p_i \neq p_k$ .

Приведем здесь выражение для некоторых используемых

в дальнейшем коэффициентов  $a_{ikl}$ , выраженных через введенные в § 7 вероятности фрагментации  $p_{ik} = p_k^i / p_i = T_i p_k^i$  и пробеги поглощения  $\lambda_i$ :

$$\left. \begin{aligned} a_{221} &= -a_{211} = \gamma_{21} p_{12} & a_{332} &= -a_{322} = \gamma_{32} p_{23} \\ a_{331} &= \gamma_{31} (p_{13} + \gamma_{32} p_{12} p_{23}) \\ a_{311} &= -\gamma_{31} (p_{13} + \gamma_{12} p_{12} p_{23}) \\ a_{443} &= -a_{433} = \gamma_{43} \gamma_{34} \\ a_{442} &= \gamma_{42} (p_{24} + \gamma_{43} p_{23} p_{34}) \\ a_{441} &= \gamma_{41} (p_{14} + \gamma_{42} p_{12} p_{24} + \gamma_{43} p_{13} p_{34} + \gamma_{42} \gamma_{43} p_{12} p_{23} p_{34}) \\ a_{422} &= -\gamma_{42} (p_{24} + \gamma_{23} p_{23} p_{34}) \\ a_{411} &= -\gamma_{41} (p_{14} + \gamma_{12} p_{12} p_{24} + \gamma_{13} p_{13} p_{34} + \gamma_{12} \gamma_{13} p_{12} p_{23} p_{34}). \end{aligned} \right\} \quad (14.22)$$

В этих выражениях для сокращения записи обозначено

$$\gamma_{ik} = \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \lambda_k}. \quad (14.23)$$

*Общее решение уравнений фрагментации для ядер*

Воспользовавшись выражениями (14.16) для функций  $N^{(p)}$ , общее решение (14.10) уравнений фрагментации (14.8) можно представить в виде

$$N_i(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^i a_{ik} F_k(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t), \quad (14.24)$$

где

$$F_k(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t) = \int_0^\infty G(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t, \tau) e^{-\tau k} d\tau. \quad (14.25)$$

Как видно из сравнения решений (14.16) и (14.24), (14.25), функция распространения  $G$  характеризует распределение частиц по времени их движения в межзвездной среде до прихода в рассматриваемую точку. Иначе говоря,  $G(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t, \tau)$  пропорциональна вероятности того, что время, прошедшее с момента ускорения наблюдаемой в момент  $t$  в точке  $\mathbf{r}$  частицы, равно  $\tau$  (следовательно, пройденная частицей толща вещества равна  $x = \tau c$ ). В силу сделанных выше предположений характер движения и распределение источников одинаковы для всех сортов ядер, а поэтому одинаковы и их функции распростране-

ния. Это и дает возможность представить общее решение в форме (14.24)<sup>6, 305, 315</sup>.

Для определения функций  $F_k(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t)$  нет необходимости пользоваться соотношением (14.25) и решением соответствующей задачи для функции распространения  $G$ . В самом деле, если известна одна из функций  $F_k$ , например  $F_1$ , то, как это видно из (14.25), любая другая из этих функций может быть получена просто заменой  $p_1$  на соответствующее  $p_k$ . Поэтому в каждой конкретной задаче достаточно определить какую-либо одну из функций  $F_i$ . Проще всего это сделать, решая (14.8) для группы наиболее тяжелых ядер ( $i = 1$ ), так как в этом случае последний член в правой части уравнения (14.8) исчезает (при  $i = 1$  коэффициент  $a_{11} = q_1$  и в (14.8)  $N_1 = q_1 F_1$ ).

Конкретные выражения для функций  $F_i$ , соответствующие различным моделям распространения космических лучей в Галактике, будут рассмотрены в § 15 вместе с общим анализом проблемы химического состава космических лучей. Здесь же мы приведем только выражения, позволяющие определить состав космических лучей в источниках ( $q_i$ ) при известном составе у Земли ( $N_i$ ) и заданной модели распространения космических лучей, т. е. при заданных функциях  $F_i$ .

Воспользовавшись определением (14.18) коэффициентов  $a_{ik}$ , функции  $N_i = N_i(\mathcal{E}, \mathbf{r}, t)$  [см. (14.24)] можно представить в виде

$$N_i = \sum_{k=1}^i \sum_{l=1}^k a_{ikl} F_k q_l = \sum_{l=1}^i q_l \sum_{k=l}^i a_{ikl} F_k. \quad (14.26)$$

Решая систему линейных уравнений (14.26) относительно  $q_l$  и воспользовавшись свойствами коэффициентов  $a_{ikl}$ , можно получить следующее общее выражение:

$$q_i = \sum_{k=1}^i \frac{a_{ikk}}{F_k} \sum_{l=1}^{l=k} a_{kkll} N_l. \quad (14.27)$$

В частности, для  $i = 1, 2, 3$  имеем:

$$q_1 = \frac{N_1}{F_1},$$

$$q_2 = [N_2 + a_{221} N_1] \frac{1}{F_2} + a_{211} N_1 \frac{1}{F_1}, \quad (14.28)$$

$$q_3 = [N_3 + a_{332} N_2 + a_{331} N_1] \frac{1}{F_3} + a_{322} [N_2 + a_{221} N_1] \times \\ \times \frac{1}{F_2} + a_{311} N_1 \frac{1}{F_1}.$$

*Общее решение уравнения переноса  
для частиц одного сорта*

Рассмотрим теперь решение уравнения (14.8) для частиц одного сорта, когда последний член в его правой части может быть опущен. В такой форме уравнение (14.8) может быть использовано для определения концентрации и спектра электронов или для отыскания функций  $F_i$  в задаче о составе. Будем считать, что коэффициенты уравнения не зависят от пространственных координат и времени, а член, описывающий флуктуационное изменение энергии, может быть опущен. Как уже отмечалось выше, флуктуации в потерях энергии для ядер действительно малы и их можно не учитывать.

Что касается электронов, то для них флуктуациями при радиационных и комптоновских потерях, вообще говоря, пренебрегать нельзя. Более того, строго говоря, эти потери следует учитывать в интегральной форме<sup>387</sup> (см. последний член уравнения (14.2) и замечание, относящееся к нему). Однако в пределах точности данных, с которыми приходится в настоящее время сравнивать результаты расчетов, точные радиационные или комптоновские потери, видимо, вполне можно заменить их средним значением или соответствующим эффективным временем жизни. Роль флуктуаций при статистическом ускорении будет рассмотрена отдельно в § 16.

В указанных предположениях уравнение (14.8) принимает вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D \Delta N + \frac{\partial}{\partial E} (bN) + \frac{N}{T} = Q(E, \mathbf{r}, t). \quad (14.29)$$

Здесь коэффициенты  $D = D(E)$  и  $b = b(E)$  считаются в общем случае зависящими от энергии.

Определим функцию источника уравнения (14.29), т. е. функцию  $G(E, \mathbf{r}, t; E_0, \mathbf{r}_0, t_0)$ , удовлетворяющую уравнению

$$\frac{\partial G}{\partial t} - D \Delta G + \frac{\partial}{\partial E} (bG) + \frac{G}{T} = \delta(E - E_0) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \delta(t - t_0). \quad (14.30)$$

Решение уравнения (14.20) легко найти<sup>162</sup>, если перейти к новым переменным  $t' = t - \tau$  и  $\lambda$ , где

$$\tau \equiv \tau(E, E_0) = \int_{E_0}^E \frac{dE}{b(E)} \quad (14.31)$$

и

$$\lambda \equiv \lambda(E, E_0) = \int_{E_0}^E \frac{D(E)}{b(E)} dE. \quad (14.32)$$

При этом уравнение (14.30) сводится к уравнению типа теплопроводности. Для неограниченного пространства решение имеет вид

$$G(E, \mathbf{r}, t; E_0, \mathbf{r}_0, t_0) = \frac{1}{|b(E)|(4\pi\lambda)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{\tau}{T} - \frac{(r-r_0)^2}{4\lambda} \right\} \delta(t-t_0-\tau), \quad (14.33)$$

где  $\tau$  и  $\lambda$  определяются выражениями (14.31) и (14.32). Присутствие в решении (14.33)  $\delta$ -функции отражает регулярный характер изменения энергии частиц  $dE/dt = b(E)$ , в силу которого энергия в каждый момент времени однозначно связана с начальной энергией  $E_0$  при  $t = t_0$ .

С помощью функции источника (функции Грина)  $G$  [см. (14.33)] можно получить общее решение уравнения (14.29) при произвольном распределении источников

$$N(E, \mathbf{r}, t) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{r}_0 \int_0^{\infty} dE_0 \int_{-\infty}^t dt_0 Q(E_0, \mathbf{r}_0, t_0) G(E, \mathbf{r}, t; E_0, \mathbf{r}_0, t_0), \quad (14.34)$$

где  $d\mathbf{r}_0 = dx_0 dy_0 dz_0$  — элемент объема в пространстве координат.

В дальнейшем нас в основном будут интересовать стационарные задачи, в которых интенсивность источников не зависит от времени. Функция Грина для стационарного процесса в силу (14.33) и (14.34) равна

$$G(E, \mathbf{r}; E_0, \mathbf{r}_0) = \int_{-\infty}^t dt_0 G(E, \mathbf{r}, t; E_0, \mathbf{r}_0, t_0) = \begin{cases} \frac{1}{(4\pi\lambda)^{3/2} |b(E)|} \exp \left\{ -\frac{\tau}{T} - \frac{(r-r_0)^2}{4\lambda} \right\}, & \text{если } \tau > 0, \\ 0, & \text{если } \tau < 0. \end{cases} \quad (14.35)$$

В случае нестационарного, но однородного в пространстве процесса, когда интенсивность источников не зависит от координат, функцией Грина служит

$$G(E, t; E_0, t_0) = \frac{1}{|b(E)|} e^{-\tau/T} \delta(t-t_0-\tau). \quad (14.36)$$

Выражения (14.35) и (14.36) будут использованы в § 16 и 17 при обсуждении вопроса о распределении электронов и спектре космических лучей в Галактике

### § 15. Химический состав космических лучей и его трансформация в межзвездной среде

Одной из основных задач теории происхождения космических лучей является интерпретация данных об их химическом составе у Земли. Этот состав, очевидно, зависит от следующих трех факторов: исходного состава элементов в источнике, условий ускорения различных элементов в источнике до релятивистских энергий (вместе эти два фактора определяют состав космических лучей в источнике) и, наконец, трансформации ядер при столкновениях в межзвездном газе по пути от источника к Земле. Данные, которыми мы в настоящее время располагаем, недостаточны для однозначной оценки относительной роли этих факторов в формировании наблюдаемого состава. Тем не менее, основываясь на развитых выше представлениях, полезно провести более подробный анализ этой проблемы.

#### Модели распространения космических лучей в Галактике

Начнем с вопроса о трансформации химического состава космических лучей в межзвездной среде. Для этого, разумеется, нужно задаться определенной моделью распространения космических лучей в Галактике. Ниже, в соответствии с аргументацией, приведенной в § 10, основное внимание будет уделено диффузионному приближению. В таком приближении источники предполагаются сосредоточенными в некоторой области (например, в галактическом диске или в центре Галактики), а движение космических лучей считается случайным процессом с некоторым изотропным коэффициентом диффузии  $D$ . Зависимостью коэффициента диффузии от координат и возможным измерением энергии ядер в процессе диффузии мы будем в дальнейших расчетах пренебрегать (см. § 14).

Наряду с диффузионными моделями ниже для сравнения будут рассмотрены также и другие модели, в частности регулярная модель, описываемая уравнениями (14.13) и (14.15).

В регулярной модели, соответствующей адиабатическому движению вдоль силовых линий магнитного поля, все частицы, приходящие в данную точку в заданном направлении, движутся по одной и той же траектории. В этом случае, строго говоря, следует рассматривать уже не полную концентрацию частиц  $N_i(\mathbf{r})$  в данной точке, а их интенсивность в данной точке в за-

данном направлении. Однако для сохранения единства обозначений и сравнения с диффузионной моделью мы и в случае регулярной модели будем использовать концентрацию частиц. При этом, имея в виду сделанное замечание, под концентрацией  $N_i^{(p)}(x)$  в случае регулярной модели понимается отнесенное к единице телесного угла число частиц с заданным направлением скорости, находящихся в единице объема. В этом случае  $x(\text{г/см}^2)$  — одинаковое для всех таких частиц расстояние, пройденное в межзвездном газе по пути от источника. Если в источнике концентрация таких частиц была  $N_i^{(p)}(0) = q_i$ , то на расстоянии  $x$  по траектории их концентрация определяется уравнениями (14.15):

Уравнения регулярной модели (14.13) описывают также изменение со временем первоначального состава космических лучей, равномерно и изотропно заполняющих замкнутую область, и могут быть использованы при обсуждении вопроса о составе «реликтовых» космических лучей в Галактике<sup>337</sup>.

В отличие от диффузионной регулярная модель не отвечает обсуждавшейся в § 10 картине движения космических лучей в Галактике. Однако эта модель часто используется в литературе и поэтому целесообразно для сравнения рассмотреть и такую возможность.

Приведем теперь выражения для функций  $F_i$ , входящих в общее решение (14.24) уравнений фрагментации. Как уже указывалось ранее, время жизни космических лучей в Галактике существенно меньше ее возраста и поэтому мы можем ограничиться рассмотрением стационарной задачи. Кроме того, для ядерной компоненты космических лучей ускорение и потери энергии в межзвездном пространстве малы; поэтому в уравнениях (14.8) можно опустить члены, содержащие производные по энергии. При этом энергия  $\mathcal{E}$  входит в уравнение (14.8) и соответствующие решения только как параметр, и мы ее не выписываем. Таким образом, функции  $F_i(r)$  должны удовлетворять уравнениям (см. (14.25), (14.11) и (14.8));  $\Delta$  — оператор Лапласа)

$$D\Delta F_i - \frac{F_i}{T_i} = -Q_i(r). \quad (15.1)$$

Кроме того, конечно, нужно использовать соответствующие граничные условия для функций  $F_i$ .

Выпишем решения уравнений (15.1) для точечного источника, расположенного в центре сферической области радиуса  $R$ . Такими решениями, удовлетворяющими общему граничному

уравнению на поверхности сферы

$$-\frac{dF_i}{dr} = \frac{\beta}{R} F_i \quad (\text{при } r = R), \quad (15.2)$$

являются функции

$$F_i(r) = \frac{1}{4\pi D r} \frac{(\kappa_i - 1 + \beta) e^{\kappa_i(1-r/R)} + (\kappa_i + 1 - \beta) e^{-\kappa_i(1-r/R)}}{(\kappa_i - 1 + \beta) e^{\kappa_i} + (\kappa_i + 1 - \beta) e^{-\kappa_i}}. \quad (15.3)$$

Здесь

$$\kappa_i = \frac{R}{\sqrt{DT_i}}, \quad (15.4)$$

$\beta$  есть безразмерный параметр, характеризующий условия выхода частиц из рассматриваемого объема. В случае слабой утечки частиц ( $\beta \ll 1$ ) параметр  $\beta$  может быть выражен через среднее время выхода частиц  $T_B$  из Галактики, именно:

$$\beta = \frac{R^2}{3DT_B}. \quad (15.5)$$

Это выражение получается, если использовать граничное условие (15.2) и учесть, что поток частиц через единицу граничной поверхности  $-D \frac{dN_i}{dr} \Big|_{r=R}$  может быть представлен как  $(4/3)\pi R^3 N_i / 4\pi R^2 T_B = RN_i / 3T_B$ .

Случай  $\beta = 0$  соответствует полному отражению частиц на границе, поскольку из граничного уравнения (15.2) в этом случае следует, что поток частиц  $-D \frac{dN_i}{dr}$  через поверхность объема равен нулю.

При  $\beta = \infty$  выражение (15.3) служит решением для поглощающей границы. В самом деле, при  $\beta = \infty$  условие (15.2) может быть удовлетворено только в том случае, если на границе объема концентрация  $N_i$  все время поддерживается равной нулю. Для космических лучей в Галактике такая ситуация будет приближенно осуществляться, если космические лучи свободно выходят из Галактики в межгалактическое пространство, где их концентрация ничтожно мала, а коэффициент диффузии велик по сравнению с его значением для Галактики. Именно такая возможность обсуждалась в § 10 и 11; она представляется наиболее вероятной. В этом случае решение (15.3) принимает

ВИД

$$I) \quad F_i(r) = \frac{1}{4\pi Dr} \cdot \frac{e^{x_i(1-r/R)} - e^{-x_i(1-r/R)}}{e^{x_i} - e^{-x_i}}. \quad (15.6)$$

Если граница расположена достаточно далеко, а именно, выполняются условия  $R \gg r$  и  $R \gg \sqrt{DT_i}$ , то решение (15.3) и (15.6) сводится к решению для точечного источника в неограниченном пространстве:

$$II) \quad F_i(r) = \frac{1}{4\pi Dr} e^{-r/\sqrt{DT_i}}. \quad (15.7)$$

В противоположном случае, когда  $R \ll \sqrt{DT_i}$  (точнее  $R^2/DT_i \ll r/R$ ) и утечка частиц мала ( $\beta \ll 1$ ), из (15.3) получаем

$$III) \quad F_i = \left[ \frac{4}{3} \pi R^3 \left( \frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_B} \right) \right]^{-1} = \frac{T_i'}{4/3 \pi R^3}, \quad (15.8)$$

где  $T_i' = (1/T_i + 1/T_B)^{-1}$  — полное время жизни ядер сорта  $i$  в Галактике (в § 11 и других время  $T_i'$  обозначалось просто через  $T$ , поскольку предполагалось, что  $T_i' \simeq T_B \ll T_i$ ).

В случае регулярной модели [см. (14.16) и (14.24)] функции  $F_i$ , очевидно, равны

$$IV) \quad F_i = e^{-x/\lambda_i}. \quad (15.9)$$

Приведем также решение для случая, когда в рассматриваемом сферическом объеме источники отсутствуют, а на его границе поддерживается постоянная концентрация  $N_i(R) = q_i$ . Эта модель соответствует предположению, согласно которому все космические лучи поступают в Галактику из межгалактического пространства (см. § 13). Решая уравнение (15.1), легко убедиться, что соответствующие функции  $F_i$  в (14.24) равны

$$V) \quad F_i = \frac{R}{r} \frac{e^{r/\sqrt{DT_i}} - e^{-r/\sqrt{DT_i}}}{e^{R/\sqrt{DT_i}} - e^{-R/\sqrt{DT_i}}}. \quad (15.10)$$

Ниже будут рассмотрены также модели, соответствующие сильному отражению на границах Галактики. Одна из таких моделей — диффузионная, с точечным источником в центре Галактики, — описывается уравнением (15.3) при  $\beta \ll |\kappa_i - 1|$ . В этом случае

$$VI) \quad F_i(r) = \frac{1}{4\pi Dr} \frac{(\kappa_i - 1) e^{x_i(1-r/R)} + (\kappa_i + 1) e^{-x_i(1-r/R)}}{(\kappa_i - 1) e^{x_i} + (\kappa_i + 1) e^{-x_i}}. \quad (15.11)$$

Вторая из рассматриваемых моделей с сильным отражением соответствует так называемому равновесному составу: предполагается, что стационарные источники равномерно заполняют весь объем или время жизни частиц настолько велико, что их концентрация успевает выравняться во всем объеме. Соответствующие функции  $F_i$  могут быть получены из (15.8) при  $T_B \rightarrow \infty$  или из (15.11) при  $\kappa_i^2 \ll r/R < 1$ . Если при этом в качестве  $q_i$  [в коэффициентах  $a_{ik}$  из (14.24)] выбрать интенсивность источников, отнесенную к единице объема, то получим

$$VII) \quad F_i = T_i. \quad (15.12)$$

Основные характеристики используемых в дальнейшем моделей распространения космических лучей в Галактике приведены в табл. 14.

В качестве характерного параметра модели (аргумента функций  $F_i$ ) в дальнейшем будет принята средняя толщина вещества  $x$  (в  $z/cm^2$ ), пройденная космическими лучами до попадания на Землю. Для регулярной модели (15.9) средняя толщина, очевидно, совпадает с истинной, т. е. равна

$$x = \rho ct = \rho L, \quad (15.13)$$

где  $L$  — полное расстояние, пройденное частицей в межзвездном газе, плотность которого равна  $\rho$ .

В случае медленного выхода из Галактики [модель III, определяемая формулами (15.8)]

$$x = \rho c T_B \quad (15.14)$$

есть средняя толщина вещества, проходимая космическими лучами в Галактике до выхода за ее пределы. Наконец, в диффузионных моделях I, II, V и VI в качестве средней пройденной толщи вещества мы примем величину

$$x = \rho c t_D = \frac{\rho c r^2}{2D}, \quad (15.15)$$

где  $t_D = r^2/2D$  — характерное время движения частицы от источника до точки, удаленной от него на расстояние  $r$  (при диффузионном распространении средний квадрат смещения в данном направлении за время  $t$  равен  $r^2 = 2Dt$ ). Ниже, при вычислении  $x$ , в качестве  $r$  выбрано расстояние от Солнца до галактического центра  $r = 2,5 \cdot 10^{22}$  см.

Выбор в качестве аргумента функций  $F_i$  величин, имеющих одинаковый физический смысл толщи пройденного вещества, облегчит в дальнейшем сравнение различных моделей.



Таблица 14

## Модели распространения космических лучей в Галактике

Модель	Приближение	Источник	Граничное условие	Формула
I	Диффузионное	Точечный источник в центре	Свободный выход ( $N_i=0$ при $r=R$ )	(15.6)
II	»	То же	Диффузия в неограниченном пространстве	(15.7)
III	»	То же	Слабый выход ( $\beta \ll 1$ , $R \ll \sqrt{DT_i}$ )	(15.8)
	Однородность в пространстве	Источники равномерно заполняют космическими лучами всю область	Слабый выход	(15.8)
IV	Регулярное движение	Точечный источник на расстоянии $x$ ( $g/cm^2$ )	Движение по силовой линии без отражения	(15.9)
	Однородность в пространстве	Космические лучи образовались в момент $t = x/rc = 0$	Отсутствие утечки	(15.9)
V	Диффузионное	Источники расположены вне Галактики	Концентрация $N_i$ на границе (при $r=R$ ) задана	(15.10)
VI	»	Точечный источник в центре	Полное отражение на границе	(15.11)
VII	Однородность в пространстве	Стационарные источники равномерно заполняют рассматриваемый объем	Отсутствие утечки	(15.12)

## Состав космических лучей в источниках

Для определения химического состава космических лучей в источниках следует воспользоваться уравнениями (14.27) или (14.28). В этих уравнениях коэффициенты  $a_{ikl}$  и концентрации  $N_i$  предполагаются известными, так как они выражаются через непосредственно измеряемые величины: пробеги поглощения, вероятности фрагментации и химический состав космических лучей у Земли. Далее, при выборе определенной модели распространения космических лучей в Галактике известен и вид функций  $F(x_i)$ . Однако этих условий еще недостаточно для определения величин  $q_i$ , характеризующих состав космических лучей в источниках. Дело в том, что остается еще неизвестным значение аргумента функций  $F_i(x)$ , т. е. пройденная толщина вещества  $x$ . Последняя зависит от плотности межзвездной среды, а также от значения коэффициента диффузии  $D$  или возраста наблюдаемых космических лучей, т. е. от величин, значения которых в лучшем случае могут быть оценены только по порядку величины.

В связи с этим весьма существенным оказывается то обстоятельство, что значение параметра  $x$  может быть определено уже в самой задаче о химическом составе космических лучей. В самом деле, для этого достаточно знать хотя бы одно из значений  $q_i$  в уравнениях (14.27) или (14.28). Тогда соответствующее из уравнений (14.27) или (14.28) становится просто уравнением\* для определения  $x$ .

Возможность сделать заключение о значениях некоторых из величин  $q_i$  в источниках космических лучей связана с тем, что естественная распространенность ряда элементов во Вселенной (и, по-видимому, также и в источниках космических лучей) ничтожно мала по сравнению с их распространенностью в космических лучах. В особенности это относится к ядрам группы  $L$  (Li, Be, B; см. § 1), которые присутствуют в космических лучах в количестве, сравнимом, например, с распространенностью ядер C, N, O; в то же время в атмосферах звезд и в среднем во Вселенной концентрация  $L$ -ядер по сравнению с ядрами C, N и O пренебрежимо мала\*\*. Это позволяет считать, что ядра

\* Получающееся таким образом трансцендентное уравнение определяет  $x$ , вообще говоря, неоднозначно. Единственное значение  $x$  определяется следующими дополнительными условиями: все значения  $q_i$ , соответствующие данному  $x$ , неотрицательны и, кроме того, для найденных таким образом  $q_i$  концентрации  $N_i(x') \geq 0$  при всех  $x' \leq x$ .

\*\* Малая распространенность  $L$ -ядер связана с их быстрым «выгоранием» в ядерных реакциях. В рамках существующих представлений об

группы  $L$  непосредственно в источниках космических лучей не образуются, а являются целиком продуктами расщепления более тяжелых  $M$ - и  $H$ -ядер\*. В силу сказанного в дальнейшем, как это обычно и принимается во всех расчетах химического состава, будет положено

$$q_L = 0. \quad (15.16)$$

Заметим здесь же, что изучение химического состава космических лучей позволяет, в принципе, получить гораздо большую информацию, чем просто определение состава источников и пройденной толщи вещества. В самом деле, и мы это еще увидим ниже, не все возможные модели распространения космических лучей [т. е. функции  $F_i(x)$ ] приводят к физически допустимым решениям системы уравнений (14.27) или (14.28)<sup>5,6,315,388</sup>. Именно, мы должны потребовать для всех  $i$  выполнения дополнительных условий

$$q_i \geq 0. \quad (15.17)$$

В дальнейшем уточнение данных о химическом составе и вероятностях фрагментации позволит еще более сузить класс допустимых моделей распространения. Дело в том, что условие отсутствия в источниках космических лучей нескольких сортов ядер (например, ядер  $Li$ ,  $Be$  и  $B$ , рассматриваемых порознь), т. е. равенство нулю нескольких из  $q_i$  в (14.27) и (14.28), накладывает весьма жесткие ограничения на возможный вид функций  $F_i(x)$ , делающих уравнения (14.27) или (14.28) совместными.

В настоящее время, однако, данные о составе у Земли и вероятностях фрагментации еще не настолько точны, чтобы можно было сделать выбор модели, основываясь на этом условии. В то же время условие (15.17) может быть использовано уже сейчас и позволяет отвергнуть, например, модель VI, соответствующую сильному отражению космических лучей на границах Галактики. Неприемлемой оказывается также равновесная модель VII [см. (15.12)], так как она вообще не содержит сво-

образования элементов (см., например,<sup>375</sup>) предположение о большом количестве  $L$ -ядер в источниках представляется неприемлемым.

\* Заметим, что предположение об образовании всех или части  $L$ -ядер за счет столкновений уже в самом источнике в качественном отношении не изменит дальнейших выводов, так как это предположение эквивалентно просто добавлению некоторой толщи вещества, пройденной космическими лучами в самом источнике. Существенно лишь то, что  $L$ -ядра возникают только в результате расщеплений более тяжелых ядер.

бодного параметра и система уравнений (15.27) при  $q_L = 0$  могла бы оказаться совместной лишь случайно.

Расчеты производились для всех моделей I—VII [см. (15.6) — (15.12)] с помощью уравнений (14.28) и аналогичного уравнения [см. (14.27)] для  $q_4 = q_\alpha$ . Ядра подразделялись на группы  $H$ ,  $M$ ,  $L$  и  $\alpha$ , которым соответственно отвечают индексы  $i = 1, 2, 3$  и  $4$ . Результаты расчетов приведены в табл. 15. В расчетах использованы четыре набора вероятностей фрагментации и пробегов поглощения (обозначенные соответственно как  $a$ ,  $b$ ,  $v$  и  $g$ ) из табл. 12 и данные о составе космических лучей у Земли из табл. 1.

После того как для каждого случая было найдено значение параметра  $x$ , интенсивность  $VH$ -ядер в источнике определялась из соотношения

$$q_{VH} = N_{VH} / F_{VH}(x), \quad (15.18)$$

где  $F_{VH}(x)$  — функция, получаемая из  $F_i(x)$  заменой  $\lambda_i$  на пробег поглощения  $\lambda_{VH}$  группы  $VH$ -ядер; последний принят равным  $\lambda_{VH} = 4,4 \text{ г/см}^2$  (см. табл. 10). Возможность использования соотношения (15.18) связана, очевидно, с тем, что изменение интенсивности ядер группы  $VH$ , включающей все ядра с  $Z \geq 20$ , обусловлено только их поглощением в межзвездной среде (так же, как и группы  $H$  в целом).

В табл. 15 интенсивности (концентрации) различных групп ядер в источнике приведены в относительных единицах. За единицу принята интенсивность  $H$ -ядер.

Интенсивность источников  $q_p$  в отношении протонов оценивалась по полному наблюдаемому у Земли потоку нуклонов, входящих в состав всех ядер космических лучей, с учетом поглощения на пути от источника и доли нуклонов, входящих в состав ядер с  $Z \geq 2$  в источнике. Пробег поглощения для нуклонов (см. табл. 10) принят равным  $\lambda_{\text{нукл}} = \lambda_p = 72 \text{ г/см}^2$ . Таким образом,

$$\frac{N_{\text{нукл}}}{N_H} = \frac{q_{\text{нукл}} F_{\text{нукл}}(x)}{q_H F_H(x)}, \quad (15.19)$$

$$q_p = q_{\text{нукл}} - \sum_{i=H, M, L, \alpha} \bar{A}_i q_i.$$

Здесь  $F_{\text{нукл}}(x)$  — функции  $F_i(x)$  при  $\lambda = \lambda_{\text{нукл}}$ ,  $q_{\text{нукл}}$  — интенсивность источников в отношении всех нуклонов, а  $\bar{A}_i$  — средние атомные веса для групп из табл. 10. В соответствии с данными, приведенными в табл. 1, в расчетах принято  $N_{\text{нукл}}/N_H = 1810/1,9 \approx 950$ .

Таблица 15

Химический состав космических лучей в источниках

Модель распространения	Вариант	Толща вещества $x$ , г/см <sup>2</sup>	Отношение интенсивностей (концентраций)				
			VH/H	M/H	L/H	$\alpha$ /H	p/H
I	a	14,4	0,41	2,0	0	14,6	220
	b	17	0,37	1,8	0	11,3	151
	e	10	0,40	2,3	0	20,6	318
	g	13	0,44	2,2	0	17,2	269
II	a	9,1	0,38	2,0	0	10,8	167
	b	13,4	0,36	1,8	0	8,9	99
	e	5,7	0,38	2,3	0	17,5	254
	g	7,3	0,41	2,2	0	15,1	232
III	a	21	0,37	2,1	0	12	158
	b	54,3	0,34	1,9	0	7,3	63
	e	11,4	0,38	2,6	0	18	274
	g	15,5	0,39	2,3	0	15	243
IV	a	6,6	0,42	1,9	0	7,5	266
	b	7,8	0,40	1,6	0	4,5	185
	e	5,2	0,42	2,2	0	12,5	360
	g	6,4	0,48	2,1	0	17,8	285
V	a	36	0,38	2,0	0	13,5	197
	b	55	0,36	1,8	0	20,2	63
	e	24	0,38	2,3	0	7,6	335
	g	31	0,41	2,2	0	16	256

Значения средней толщ  $x$  пройденного космическими лучами вещества для каждой модели и каждого набора вероятностей фрагментации приведены в третьем столбце табл. 15.

#### Обсуждение и выводы

Прежде чем перейти к обсуждению результатов, приведенных в табл. 15, остановимся на уже упоминавшемся весьма важном обстоятельстве. Для стационарных источников при наличии сильного отражения от границ (т. е. при слабой утечке

частиц из Галактики) наблюдаемый у Земли состав частиц не может быть получен ни при каком составе источников, если только граница не находится настолько далеко, что ее влияние становится несущественным.

Так, для диффузионной модели VI с сильным отражением у границ ( $\beta \ll 1$ ) условие  $q_L \geq 0$  не выполняется ни при каком значении толщ  $x$  пройденного вещества. Расчеты были проведены для двух значений радиуса области, занятой космическими лучами в Галактике:  $R = 12$  кпс и  $R = 16$  кпс (расстояние солнечной системы от центра Галактики всюду принимается равным  $r = 8$  кпс). Полученный в обоих случаях отрицательный результат (отсутствие решения с  $q_L = 0$ ) означает, что в диффузионной модели с сильным отражением должно быть существенно больше ядер группы L ( $N_L > N_H$ ,  $N_L > 0,5 N_M$ ), чем наблюдается у Земли. Можно было бы, конечно, допустить, что граница расположена достаточно далеко ( $R^2 > DT_i$  для всех  $i$ ). В этом случае ядра в основном поглощались бы не доходя до границы и задача была бы аналогичной диффузии в неограниченном пространстве (модель II), для которой указанная трудность с составом не возникает. При достаточно удаленной границе вопрос о характере отражения вообще не существует. Вместе с тем пришлось бы считать, что объем, занимаемый космическими лучами в Галактике, значительно превосходит обычно принимаемое значение  $V \sim 1 \div 5 \cdot 10^{68}$  см<sup>3</sup>. Такое предположение, однако, не только не имеет оснований, но и противоречит радиоастрономическим данным о протяженности галактического гало.

Таким образом, если исключить возможность существенного изменения принятых параметров  $p_{ik}$  и  $\lambda_i$  и если у Земли  $N_L \leq N_H < 0,5 N_M$ , то следует считать, что либо отражение у границ невелико, либо неверна принятая диффузионная модель распространения космических лучей в Галактике\*.

Аналогичная трудность возникает, конечно, и в случае «равновесного» состава (модель VII), который, как мы видели, служит предельным случаем диффузии с отражением при  $R \ll \sqrt{DT_i}$ .

Что касается равновесного состава с учетом медленного выхода (модель III), то и здесь наблюдаемый состав может быть

\* На трудности, возникающие в вопросе о химическом составе космических лучей при учете отражения, впервые было указано в работе <sup>315</sup>. Именно в <sup>315</sup> было отмечено, что при наличии отражения возникает слишком много протонов и  $\alpha$ -частиц. Это осложнение можно обойти, считая, что протоны и  $\alpha$ -частицы в источниках практически не ускоряются. Мы приходим, однако, к еще более радикальному выводу о невозможности согласовать даже данные только о ядрах групп L, M и H.

объяснен лишь при существенной утечке частиц из Галактики. Как следует из табл. 15, в этой модели необходимо принять  $x = \rho c T_v \simeq 11-54 \text{ г/см}^2$ , тогда как пробег протонов по отношению к поглощению составляет  $\lambda_p = \rho c T_p = 72 \text{ г/см}^2$ . Таким образом, и в этой модели выход оказывается более существенным, чем поглощение частиц в Галактике. Заметим, что для использования модели III не требуется строгого выполнения условий применимости диффузионного приближения. Важно лишь, чтобы космические лучи равномерно заполняли Галактику и достаточно быстро (по сравнению с временем выхода) перемешивались в ее объеме. Вместе с тем, в связи с быстрым выходом частиц из Галактики, эти условия нельзя считать выполненными и поэтому модель III пригодна лишь для грубых оценок. Реальная ситуация, по-видимому, лучше описывается диффузионными моделями, учитывающими неоднородность пространственного распределения космических лучей, связанную с их утечкой из Галактики.

Резюмируя результаты, полученные для рассмотренных трех моделей, учитывающих отражение у границ Галактики, мы приходим к выводу, что это отражение не должно играть заметной роли и космические лучи, по-видимому, сравнительно свободно выходят из Галактики через ее границы.

Подчеркнем, что этот вывод основывается на предположениях о стационарности процесса и эффективном перемешивании космических лучей в Галактике. Если отказаться от стационарности процесса генерации космических лучей в Галактике, предположив, например, что космические лучи возникли на ранней стадии эволюции Галактики и удерживаются в ней <sup>382</sup> (выход полностью отсутствует), то трудность с составом не возникает.

Однако в такой модели космические лучи должны за время существования Галактики  $\sim 10^{10}$  лет пройти толщу вещества  $x \simeq 5 \div 8 \text{ г/см}^2$  (см. модель IV в табл. 15), что соответствует средней концентрации газа в Галактике  $n \simeq 2 \div 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ . Как уже отмечалось в § 10, это значение представляется слишком малым.

С другой стороны, можно было бы отказаться от предположения о перемешивании космических лучей в Галактике в пользу строго регулярного движения частиц вдоль силовых линий галактического магнитного поля. Как видно из табл. 15, регулярная модель (модель IV) не приводит к противоречию в вопросе о составе космических лучей в источнике. Если количество силовых линий, уходящих за пределы Галактики, при этом невелико, то в регулярной модели лишь малая доля космиче-

ских лучей будет покидать Галактику, что в известном смысле эквивалентно наличию отражающей границы.

Таким образом, регулярная модель позволяет в принципе согласовать наблюдаемый состав со слабой утечкой частиц из Галактики. Однако в такой модели возникают трудности при объяснении изотропии, поскольку при регулярном движении частицы распространяются от источника вдоль каждой силовой линии только в одном направлении. Если даже допустить, что вдоль данной силовой линии потоки космических лучей в обоих направлениях одинаковы (что требует специальной аргументации), то и в этом случае должна наблюдаться анизотропия в химическом составе космических лучей, так как пройденная толща вещества существенно зависит от угла между скоростью частицы и направлением магнитного поля\*. Другими словами, измерение химического состава в одной и той же точке пространства, но для космических лучей, приходящих по различным направлениям, должно было бы приводить к существенно различным результатам. Главное же, сделанные в § 10 замечания убедительно свидетельствуют в пользу эффективного перемешивания космических лучей, связанного в первую очередь с давлением самих космических лучей, а также с движением газа и вращением Галактики. Регулярная модель, очевидно, несоместима с этими представлениями.

Таким образом, несмотря на то, что еще остается возможность видоизменять модели и варьировать значения параметров (в особенности вероятностей фрагментации), нам представляется наиболее непротиворечивой и естественной диффузионная модель без отражения на границах Галактики. При этом предположение о свободном выходе космических лучей из Галактики может не противоречить даже модели галактического магнитного поля, как «клубка силовых линий», если иметь в виду выход в результате неустойчивости и связанного с ней выброса космических лучей из Галактики (см. <sup>242</sup> и § 10).

В силу сказанного основное внимание в дальнейшем будет уделено диффузионным моделям I и II без отражения на галактических границах. Эти две модели весьма близки по своим характеристикам и при современном состоянии вопроса фактиче-

\* Если источник расположен на расстоянии  $L$  по силовой линии и движение строго адиабатично, то время движения частицы в межзвездной среде равно  $t = \frac{L}{v_{\parallel}} = \frac{L}{v \cos \theta}$ , а пройденная частицей толща вещества есть  $x = \rho v t = \frac{\rho L}{\cos \theta}$ .

ски неразличимы в отношении результатов. Формальное отличие модели I от модели II состоит в том, что в первой из них предполагается свободный выход космических лучей в незаполненное космическими лучами межгалактическое пространство, тогда как во второй выход происходит несколько медленнее — считается, что условия диффузии при переходе через границу Галактики существенно не изменяются.

«Метагалактическая» модель V, соответствующая притоку космических лучей в Галактику извне, как видно из табл. 15, не встречает трудностей в вопросе о составе. Вместе с тем найденная для этой модели эффективная толщина вещества\*  $x \approx 30 \div 50 \text{ г/см}^2$  оказывается слишком большой, если считать, что в межгалактическом пространстве космические лучи не содержат ядер группы L. Это связано с тем, что солнечная система расположена сравнительно близко к границе Галактики и поэтому для образования необходимого количества L-ядер плотность межзвездного газа должна быть в несколько раз больше, чем в том случае, если космические лучи движутся к Земле из центральных областей Галактики. Так как предположение о высокой плотности газа, особенно во внешних частях Галактики, представляется неприемлемым, то в рамках модели V следует считать, что значительное количество ядер группы L содержится уже в составе метагалактических космических лучей. Проблема метагалактических космических лучей в целом уже рассматривалась в § 13 и здесь мы на ней останавливаться не будем.

Следующий важный вывод, который может быть сделан при рассмотрении результатов, приведенных в табл. 15, состоит в том, что космические лучи в источниках должны содержать весьма значительное количество тяжелых ядер. В табл. 16 сопоставлены данные о составе космических лучей в источниках и у Земли с данными работ<sup>46,47</sup> о естественной распространенности элементов во Вселенной (см. табл. 1 и 15).

Как видно из табл. 16, в источниках космических лучей очень тяжелые ядра (подгруппа VH,  $Z \geq 20$ ) составляют около половины всех ядер группы H, тогда как при естественной распространенности их было бы приблизительно на порядок

\* Напомним, что  $x$  определяет среднюю толщину вещества, проходящего частицей, движущейся к Земле из центра Галактики [см. (15.15)]. Поэтому для рассматриваемой модели величина  $x$  не является фактически пройденной толщиной вещества, а лишь характеризует условия движения — коэффициент диффузии и плотность среды.

При расчетах расстояние от центра Галактики до ее границы было принято равным 12 кпс.

меньше. Что касается протонов и  $\alpha$ -частиц, то здесь положение обратное. На одно и то же количество ядер группы H в источниках космических лучей приходится в 12—230 раз меньше  $\alpha$ -частиц и в 9—110 раз меньше протонов, чем при естественной распространенности. Таким образом, космические лучи в источниках характеризуются значительным избытком тяжелых ядер и малым количеством протонов и  $\alpha$ -частиц по сравнению с естественной распространенностью элементов во Вселенной. Это различие оказывается особенно значительным, если рассматривать число очень тяжелых ядер (группы VH,  $Z \geq 20$ ), приходящихся на одно и то же количество  $\alpha$ -частиц и протонов: ядер группы VH в источниках космических лучей оказывается на два-три порядка больше, чем при естественной распространенности.

Таблица 16

Распространенность элементов в космических лучах и в среднем во Вселенной

	Распространенность (по отношению к ядрам группы H)				
	VH/H	M/H	L/H	$\alpha$ /H	p/H
Космические лучи в источниках . . . . .	0,34—0,48	1,6—2,6	0	4,5—21	63—360
Космические лучи у Земли . . . . .	0,28	3,0	1,0	46	680
В среднем { (см. 46)	0,06	2,6	$10^{-5}$	258	3360
во Вселенной { (см. 47)	0,05	10	$10^{-5}$	1040	6830

Вывод о значительном избытке тяжелых ядер в источниках космических лучей, как видно из табл. 15, относится ко всем рассмотренным моделям и всем использованным наборам вероятностей фрагментации. В качественном отношении этот вывод ясен даже без решения задачи о составе космических лучей в источнике, если учесть, что избыток тяжелых ядер имеется уже в космических лучах у Земли и он должен быть еще более значительным в источниках, поскольку тяжелые ядра поглощаются по пути от источника быстрее, чем протоны и  $\alpha$ -частицы.

Вместе с тем количественные результаты, относящиеся к содержанию различных зарядовых групп в источниках, сильно

зависят от выбора модели и значений вероятностей фрагментации. В особенности это относится к протонам и  $\alpha$ -частицам, а также к подгруппе  $VH$ , принятое для которой значение вероятности фрагментации  $P_{VH, VH} = 0,31$  (см. § 7) следует рассматривать только как ориентировочное. В связи с этим пока еще нельзя решительно отвергнуть возможность того, что группа  $H$  состоит в источнике практически целиком из  $VH$ -ядер, а протоны и  $\alpha$ -частицы почти полностью отсутствуют. Этот предельный случай соответствует ускорению в источниках космических лучей только очень тяжелых ядер и будет рассмотрен несколько ниже.

Избыток тяжелых ядер в составе релятивистских частиц в источнике едва ли может быть объяснен просто аномальным содержанием элементов в источнике без привлечения механизма преимущественного ускорения тяжелых элементов. В самом деле, данные наблюдений не свидетельствуют в пользу столь большого содержания очень тяжелых ядер (по отношению к средним ядрам и  $\alpha$ -частицам) в атмосферах звезд и в газовых туманностях. В рамках теории происхождения элементов значительный избыток тяжелых элементов хотя и может быть получен во внутренних частях звезд, но вопрос о его сохранении при выходе газа на поверхность звезды остается открытым. Правда, как раз в отношении сверхновых часто предполагают (см., например, <sup>8,389</sup>), что они аномально богаты тяжелыми элементами, но все же речь не идет о нескольких порядках. Наконец, даже допуская, что источники космических лучей значительно богаче тяжелыми элементами, чем известные астрономические объекты, с обсуждаемой точки зрения нужно было бы еще показать, что состав частиц остается неизменным при инжекции и ускорении от тепловых до релятивистских энергий, что само по себе далеко не очевидно.

С другой стороны, указанная в § 9 возможность преимущественного ускорения тяжелых ядер не требует специфического состава источников и дает естественное объяснение избытка тяжелых ядер в составе ускоренных частиц. При этом, конечно, не предполагается, что в источниках ускоряются исключительно только очень тяжелые ядра. Как уже указывалось в § 9, для тяжелых ядер условия ускорения наиболее благоприятны, однако это не исключает возможности ускорения и некоторой доли более легких элементов.

Вместе с тем довольно близкий к наблюдаемому состав космических лучей у Земли можно получить уже в предположении, что в источниках ускоряются только очень тяжелые ядра. Эта возможность рассматривалась в работах <sup>12, 305, 390</sup>.

В качестве примера в табл. 17 приведены результаты расчета ожидаемого состава космических лучей у Земли в предположении, что в источнике ускоряются только  $VH$ -ядра ( $q_H = q_{VH}$ ,  $q_M = q_L = q_\alpha = q_p = 0$ ). Расчеты проведены для диффузионной модели II без учета влияния границ. Ввиду отсутствия надежных данных о вероятностях фрагментации для группы  $VH$  в водороде доля  $VH$ -ядер у Земли оценена из соотношения

$$\frac{N_{VH}}{N_H} = \frac{F_{VH}}{F_H}. \quad (15.20)$$

При этом предполагается, что в источнике группа  $H$  состоит целиком из  $VH$ -ядер и, следовательно,  $q_H = q_{VH}$ . Ожидаемое число протонов определено с помощью соотношений:

$$N_p = N_{\text{нукл}} - \sum_{i=H, L, M, \alpha} \bar{A}_i N_i, \quad (15.21)$$

$$N_{\text{нукл}} = q_{\text{нукл}} F_{\text{нукл}}, \quad q_{\text{нукл}} = \bar{A}_{VH} q_{VH}.$$

Здесь  $A_i$  — средние атомные веса групп из табл. 10. Для рассматриваемой диффузионной модели II функции  $F_i(x)$  определены как  $F_i(x) = (1/4\pi Dr) \exp\{-\sqrt{2x/\lambda_i}\}$ , причем использованы значения  $\lambda_{VH} = 4,4 \text{ г/см}^2$ ,  $\lambda_{\text{нукл}} \simeq \lambda_p = 72 \text{ г/см}^2$  и для остальных  $\lambda_i$  — значения из табл. 12. Расчеты выполнены при условии, что отношение концентраций ядер групп  $L$  и  $H$  должно совпадать с наблюдаемым у Земли отношением  $N_L/N_H = 1$ .

Приведенные в табл. 17 результаты показывают, что предположение об ускорении в источниках только  $VH$ -ядер хотя и позволяет качественно объяснить основные особенности в относительной распространенности групп ядер в составе космических лучей у Земли, но все же не дает удовлетворительного количественного согласия с имеющимися данными. Прежде всего оказывается слишком малой концентрация ядер группы  $M$ .

Это расхождение можно устранить, если предположить, что космические лучи проходят большую толщину вещества, чем принято в табл. 17. Однако при этом слишком большой по сравнению с наблюдаемой окажется концентрация ядер группы  $L$ . Кроме того, приведенные в табл. 17 значения пройденной толщины вещества  $x$  уже сами по себе, по-видимому, слишком велики. Так, если для коэффициента диффузии принять наиболее обоснованное значение  $D \simeq 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$  (см. ниже и § 16), то толщине вещества  $x \simeq 20-50 \text{ г/см}^2$  должна соответствовать сред-

Таблица 17

Состав первичных космических лучей при ускорении только  $VH$ -ядер

Вариант	Толща вещества $x$ , $г/см^2$	Ожидаемое отношение концентраций				
		$VH/H$	$M/H$	$L/H$	$\alpha/H$	$p/H$
<i>a</i>	35	0,55	1,15	1	22	418
<i>б</i>	55	0,59	1,31	1	33	1100
<i>в</i>	20	0,56	0,95	1	14	165
<i>г</i>	40	0,41	1,37	1	31	338
Наблюдаемый состав		0,28	3	1	46	680

няя концентрация межзвездного газа  $n \simeq 0,1 \div 0,3 \text{ см}^{-3}$ . Это более чем на порядок превышает принятое ранее значение  $n \simeq 10^{-2} \text{ 1/см}^3$ .

Указанные трудности, с которыми встречается предположение об ускорении в источниках только очень тяжелых ядер, еще нельзя считать непреодолимыми, особенно если учесть имеющуюся неопределенность в выборе модели распространения космических лучей в Галактике, значений вероятностей фрагментации, а также величины коэффициента диффузии\*. Более существенны возражения<sup>22, 42, 42a</sup>, связанные с необходимостью объяснить такие более тонкие особенности состава, как, например, наличие провалов в зарядовом спектре, относительную распространенность отдельных элементов и т. д. (см. § 1). Выяснение этих вопросов, как и вообще уточнение данных о составе космических лучей и значениях вероятностей фрагментации, будет иметь решающее значение не только для предположения об ускорении исключительно  $VH$ -ядер, но и для всей проблемы химического состава в целом.

\* Подчеркнем здесь еще раз, что в применении к космическим лучам в Галактике коэффициент диффузии  $D = lv/3$  имеет смысл некоторой эффективной величины, характеризующей перемешивание космических лучей в пространстве (см. § 10). Его значение должно в первую очередь определяться из условия непротиворечивой интерпретации всей совокупности данных о пространственном распределении, химическом составе и анизотропии космических лучей в Галактике, а не просто путем отождествления эффективной длины свободного пробега  $l$  с чисто геометрическим расстоянием между неоднородностями, наблюдаемыми в данный момент в Галактике.

Вместе с тем важно иметь в виду, что предположение об ускорении исключительно только очень тяжелых ядер является идеализацией и нет никаких оснований ограничиваться только этим предельным случаем. В действительности при реализации рассмотренных в § 9 условий преимущественного ускорения тяжелых элементов будет существовать некоторый конечный, хотя и относительно малый поток и других ядер из области тепловых в область релятивистских энергий. Важным здесь остается то, что условия инжекции наиболее благоприятны для тяжелых ядер и поэтому их доля в составе ускоренных частиц значительно возрастает по сравнению с исходным составом элементов в источнике. Такая ситуация вполне отвечает результатам расчета химического состава космических лучей в источниках, приведенным в табл. 15 и 16.

Остановимся теперь на вытекающих из расчета химического состава оценках значения коэффициента диффузии и мощности источников космических лучей в Галактике. При этом, в соответствии со сделанными ранее замечаниями, мы ограничимся рассмотрением диффузионных моделей без отражения на границах Галактики (модели I и II).

Приведенные в табл. 15 значения средней толщи пройденного вещества  $x$  позволяют определить [см. (15.15)] значение коэффициента диффузии, если известна концентрация межзвездного газа  $n$ . Именно,

$$D = \frac{\rho c r^2}{2x} \simeq 2 \cdot 10^{31} \frac{n}{x} \quad (15.22)$$

(расстояние солнечной системы от центра Галактики принято равным  $r = 8 \text{ кпс} \simeq 2,5 \cdot 10^{22} \text{ см}$ ). Как видно из табл. 15, для диффузионных моделей I и II и различных вариантов выбора значений вероятностей фрагментации средняя толщина пройденного вещества составляет приблизительно  $x \simeq 10 \text{ г/см}^2$ . При использованном нами ранее [см. (7.1)] значении средней концентрации газа в Галактике  $n \simeq 10^{-2} \text{ см}^{-3}$  это приводит к значению  $D \simeq 2 \cdot 10^{28} \text{ см}^2/\text{сек}$ . Следует, однако, учесть, что наблюдаемый у Земли состав космических лучей формируется в основном во внутренней части Галактики, где концентрация газа в несколько раз больше, чем средняя концентрация по всему объему Галактики. Поэтому для коэффициента диффузии в Галактике наиболее приемлемым представляется значение

$$D = \frac{lv}{3} \simeq 0,5 \div 1 \cdot 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}. \quad (15.23)$$

Как мы увидим в § 16, это значение находится также в согласии с данными об изотропии космических лучей и имеющимися



сведениями о характерных размерах  $l$  неоднородностей галактического магнитного поля.

Перейдем теперь к оценке мощности источников космических лучей в Галактике. Как уже указывалось ранее (см. § 1), полная интенсивность протонов у Земли в период минимума солнечной активности, когда влиянием высокоширотного обрезаания можно, по-видимому, пренебречь, составляет  $I_p \simeq 0,2$  протон/см<sup>2</sup>·стер·сек. Учитывая, в соответствии с табл. 1, вклад ядер с той же энергией на нуклон, мы получаем для полной интенсивности нуклонов, входящих в состав всех ядер космических лучей у Земли, значение  $I_{\text{нукл}} \simeq 0,4$  нуклон/см<sup>2</sup>·стер·сек. Отсюда полная концентрация релятивистских нуклонов у Земли составляет [см. (1,5)]

$$N_{\text{нукл}} = \frac{4\pi l}{v} I_{\text{нукл}} \simeq 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$$

(здесь принято  $\bar{v} \simeq c$ ). Далее, полагая в (15.6) и (15.7)

$$r_0^2 = 8 \text{ кпс} = 2,5 \cdot 10^{22} \text{ см}, \quad R = 12 \text{ кпс} = 3,7 \cdot 10^{22} \text{ см}, \quad D = 0,2 \div 1 \cdot 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек},$$

$\lambda_{\text{нукл}} \simeq \lambda_p = 72 \text{ г/см}^2$  и  $x \simeq 10 \text{ г/см}^2$  и учитывая, что  $N_{\text{нукл}} = q_{\text{нукл}} F_{\text{нукл}}(x)$ , находим для диффузионных моделей I и II:

$$\text{I) } q_{\text{нукл}} \simeq 0,4 \div 2 \cdot 10^{43} \text{ нуклон/сек}, \quad (15.24)$$

$$\text{II) } q_{\text{нукл}} \simeq 0,2 \div 1 \cdot 10^{43} \text{ нуклон/сек}.$$

При средней энергии  $\bar{\mathcal{E}}_k \simeq 4 \text{ Бэв/нуклон}$  [см. (1.5) — (1.6)] это соответствует энергетической мощности источников:

$$\text{I) } U = \bar{\mathcal{E}}_k q_{\text{нукл}} \simeq 1,6 \div 8 \cdot 10^{52} \text{ эв/сек} = 3 \div 13 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек}, \quad (15.25)$$

$$\text{II) } U \simeq 0,8 \div 4 \cdot 10^{52} \text{ эв/сек} = 1,5 \div 6 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек}.$$

В модели I объем гало  $V \simeq 2 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$  и энергия космических лучей  $W \simeq 3 \cdot 10^{56} \text{ эрг}$ . Отсюда при  $U \simeq 3 \div 13 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек}$  время жизни космических лучей в Галактике  $T_b = W/U \simeq 1 \div 3 \cdot 10^8$  лет.

По сравнению с «закрытой» моделью (см. § 11) открытая модель Галактики, т. е. предположение о свободной утечке космических лучей через галактические границы, соответствует уве-

личению энергетической мощности источников приблизительно на порядок. С точки зрения энергетического баланса это еще вполне совместимо с предположением о генерации основной массы космических лучей в оболочках сверхновых.

Все полученные выше результаты относятся к химическому составу основной массы космических лучей с энергиями в несколько Бэв/нуклон. Имеются некоторые экспериментальные данные (регистрация  $\alpha$ -частиц с энергией  $\sim 10^{14}$  эв, а также отсутствие особенностей в энергетическом спектре), указывающие на то, что состав остается неизменным и при переходе к большим энергиям, по-видимому, вплоть до энергий  $E \sim 10^{15} \div 10^{16}$  эв. Вопрос о химическом составе космических лучей с очень большими энергиями  $E > 10^{16}$  эв пока остается неясным ввиду отсутствия соответствующей экспериментальной информации. К этой области энергий мы еще вернемся в § 16. Здесь же остановимся кратко на вопросе о химическом составе космических лучей в области малых (нерелятивистских) энергий  $\mathcal{E}_k < 1 \text{ Бэв/нуклон}$ .

Как уже отмечалось в § 1, в работах <sup>28,41</sup>, по-видимому, обнаружена тенденция к возрастанию доли ядер группы  $L$  в составе космических лучей с энергиями  $0,2 < \mathcal{E}_k < 0,7 \text{ Бэв/нуклон}$  по сравнению с их долей при энергиях  $\mathcal{E}_k > 1 \text{ Бэв/нуклон}$ . Это возрастание можно связывать либо с появляющейся в нерелятивистской области зависимостью вероятностей фрагментации  $p_{ik}$  от энергии, либо с тем, что нерелятивистские частицы проходят большую толщу вещества. Ионизационные потери, по-видимому, не играют роли, так как возрастание доли  $L$ -ядер (по отношению к  $M$ -ядрам) не сопровождается соответствующим уменьшением количества ядер группы  $H$ .

Имеющиеся данные о зависимости  $p_{ik}(\mathcal{E})$  пока еще недостаточно полны, но все же, по-видимому, можно сделать вывод <sup>14</sup>, что эта зависимость не является причиной указанного возрастания доли  $L$ -ядер при малых энергиях. В таком случае следует считать, что нерелятивистские частицы до попадания на Землю проходят большую толщу вещества, чем релятивистские. Если этот эффект подтвердится при дальнейших измерениях, он будет важным независимым аргументом против регулярной модели. В самом деле, при регулярном (адиабатическом) движении вдоль силовых линий все частицы, приходящие в данном направлении, движутся по одному и тому же пути и, независимо от их скорости, проходят от источника до точки наблюдения одну и ту же толщу вещества (см. примечание к стр. 307).

При диффузионном распространении космических лучей непосредственная зависимость коэффициента диффузии  $D = lv/3$

от скорости частицы  $v$  также не может быть причиной указанного изменения состава в области малых энергий. Дело в том, что наблюдаемый химический состав, как мы уже видели, полностью определяется величиной отношений

$$\frac{x}{\lambda_i} = \frac{r^2}{2DT_i} \approx \frac{r^2}{l \cdot l_{n,i}}, \quad (15.26)$$

где  $l$  — диффузионная длина,  $l_{n,i}$  — средняя длина свободного пробега ядра сорта  $i$  до его поглощения и  $r$  — расстояние от источника. Для ядер сечения поглощения (и соответственно пробеги  $l_n$ ) в рассматриваемом интервале слабо зависят от энергии частицы. Что касается диффузионной длины  $l$ , то она, вообще говоря, зависит от радиуса кривизны частицы в магнитном поле, т. е. от импульса частицы. Однако эта зависимость может играть роль только при очень больших энергиях (см. § 10 и 16), когда радиус кривизны сравнивается с размерами неоднородностей межзвездного магнитного поля.

Таким образом, если считать, что диффузия частиц происходит в заданном стационарном магнитном поле, объяснить обнаруженное изменение состава в области нерелятивистских энергий мы не видим возможности. Иначе обстоит дело, если диффузия (перемешивание) космических лучей в значительной мере обусловлена взаимосвязанными движениями космических лучей и межзвездного газа (см. § 10). Тогда естественно считать, что характер перемешивания существенно зависит от величины отношения  $v/u$ , где  $u$  — характерная скорость движения среды\*. При этом скорость ультрарелятивистских частиц ( $v \simeq c$ ) практически постоянна и характер их диффузии не будет зависеть от энергии, тогда как для нерелятивистских (или слабо-релятивистских) частиц эта зависимость может оказаться существенной, особенно если учесть, что химический состав (доля  $L$ -ядер) сильно зависит от пройденной толщи вещества.

Экспериментальное и теоретическое выяснение этого вопроса может дать ценные сведения о характере диффузии космических лучей в межзвездных магнитных полях.

В заключение этого параграфа сформулируем основные выводы, вытекающие из приведенного выше анализа данных о химическом составе космических лучей.

1. По сравнению с составом элементов в атмосферах звезд, туманностях и в среднем во Вселенной космические лучи, осо-

\* Такая зависимость появится, например, если скорость перемешивания зависит от времени  $t \sim l/v$ , проводимого частицей в хаотически движущихся со средней скоростью  $u$  неоднородностях магнитного поля с масштабом  $l$ .

бенно в их источниках, значительно богаче тяжелыми ядрами. Этот факт, по-видимому, нельзя объяснить без предположения о преимущественном ускорении тяжелых элементов в источниках космических лучей.

2. Наблюдаемый у Земли состав не совместим с «закрытой» моделью Галактики, в которой предполагается, что источники стационарны, а время жизни космических лучей в Галактике определяется главным образом ядерными взаимодействиями в межзвездном газе. В этих условиях состав был бы близок к равновесному и содержал бы слишком много  $L$ -ядер,  $\alpha$ -частиц и протонов.

3. Модели распространения космических лучей, в которых отражение у галактических границ несущественно, приводят к близким результатам относительно состава в источниках. В этом смысле регулярная модель неотличима от диффузионной. Однако ряд качественных соображений о характере движения космических лучей в Галактике (§ 10) вместе с имеющимися радиоастрономическими указаниями (§ 5) свидетельствует в пользу эффективного перемешивания космических лучей в Галактике, т. е. в пользу диффузионной модели. Кроме того, можно указать ряд следствий регулярной модели (анизотропия, различные свойства релятивистских частиц в близких областях пространства и некоторые другие), которые в принципе допускают экспериментальную проверку.

4. Наиболее последовательное описание свойств космических лучей в Галактике в настоящее время дает диффузионная модель без существенного отражения частиц на галактических границах. При этом время жизни космических лучей в Галактике ( $T \sim 3 \cdot 10^8$  лет) оказывается приблизительно на порядок меньше, а необходимая мощность источников ( $U \sim 3 \cdot 10^{40}$  эрг/сек) соответственно на порядок больше, чем в случае «закрытой» модели. Указанная мощность источников может быть обеспечена при генерации космических лучей сверхновыми звездами (см. § 11). Как будет показано в § 16, диффузионная модель без отражения согласуется также с имеющимися данными об изотропии космических лучей.

## § 16. Энергетический спектр и пространственное распределение (анизотропия) космических лучей

Как следует из экспериментальных данных (см. § 3), энергетический спектр космических лучей у Земли в очень широком интервале энергий характеризуется степенной зависимостью

интенсивности от энергии с одинаковым для всех ядер показателем степени  $\gamma \simeq 2,5$ . В отношении спектра вдали от солнечной системы и в источниках космических лучей непосредственных сведений, разумеется, нет. Однако, основываясь на данных радиоастрономии и их интерпретации в рамках магнитотормозной теории космического радиоизлучения, можно заключить, что в целом в Галактике энергетический спектр релятивистских электронов (по крайней мере с энергиями больше нескольких  $B\text{эв}$ ) имеет вид  $N(E) = K_e E^{-\gamma}$  с  $\gamma \simeq 2,5$ .

Более того, радиоастрономические измерения свидетельствуют о том, что и в других галактиках энергетический спектр электронов близок к степенному с показателем степени  $\gamma$ , заключенным в пределах  $1 < \gamma < 4$ . Поэтому можно думать, что процесс формирования энергетического спектра релятивистских частиц в различных участках Вселенной имеет универсальный характер и сравнительно мало зависит от конкретных условий в тех или иных источниках космических лучей.

В этом параграфе мы рассмотрим различные механизмы, приводящие к формированию степенного спектра в процессе ускорения и распространения космических лучей в Галактике. Кроме того, здесь же будут обсуждены возможные причины изменения энергетического спектра космических лучей в области очень больших энергий (в этой области, как это следует из наблюдений, спектр становится более крутым). Поскольку одной из причин такого изменения может оказаться быстрый выход космических лучей с большими энергиями из Галактики, то одновременно будут сделаны оценки ожидаемой степени анизотропии космических лучей в рамках галактической теории их происхождения.

#### Формирование энергетического спектра в процессе ускорения частиц

Возможность объяснить появление в процессе ускорения космических лучей со степенным энергетическим спектром была показана впервые в работе <sup>293</sup>. При этом были сделаны следующие предположения.

1. Ускорение частиц происходит по закону (9.7), который обеспечивает экспоненциальное возрастание энергии частицы со временем,

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E, \quad E = E_0 e^{\alpha t}, \quad (16.1)$$

где  $E_0$  — начальная энергия частицы.

2. Вероятность того, что ускорение частицы продолжается в течение интервала времени  $t$ , а в промежутке  $t, t + dt$  частица выбывает из игры, равна

$$w(t) dt = \frac{1}{T} e^{-t/T} dt. \quad (16.2)$$

Здесь, очевидно,  $T$  есть среднее время жизни частицы в области действия механизма ускорения.

3. Условия инжекции и ускорения частиц поддерживаются постоянными в течение времени, необходимого для приобретения частицей максимальной наблюдаемой энергии. Иными словами, параметры  $\alpha$  и  $T$  постоянны, а инжекция частиц равномерна в течение времени

$$t \gtrsim \frac{1}{\alpha} \ln \frac{E_m}{E_0}, \quad (16.3)$$

где  $E_m$  — максимальная энергия частиц в спектре.

В этих предположениях из соотношений (16.1) и (16.2) для области энергий  $E > E_0$  получается следующее распределение частиц по энергиям (см. также § 11):

$$N(E) dE = K E^{-\gamma} dE, \quad \gamma = 1 + \frac{1}{\alpha T}, \quad (16.4)$$

где  $K$  — нормировочный коэффициент. Спектр (16.4) может быть, конечно, получен и как решение общего уравнения (14.2), если сохранить в последнем только члены, определяющие систематическое ускорение и катастрофические потери со средним временем жизни  $T_i = 1/p_i$  [см. также ниже формулу (16.9) при  $\delta \rightarrow 0$ ].

При определенном выборе параметров  $\alpha$  и  $T$  можно получить требуемое значение показателя  $\gamma$  в степенном спектре частиц (16.4). В работе <sup>293</sup> ускорение считалось происходящим во всем объеме Галактики, а в качестве  $T$  было принято среднее время жизни космических лучей по отношению к ядерным соударениям («закрытая» модель). Однако впоследствии от этих предположений пришлось отказаться.

Прежде всего, после того как было установлено сходство энергетических спектров различных ядер, стало ясно, что показатель степени не может зависеть от ядерного времени жизни  $T_{я, i}$ . В противном случае при  $\gamma = 2,5$  в спектре протонов, в спектре, например,  $H$ -ядер, было бы  $\gamma \simeq 19$  [см. (16.4) и  $T_i$  из табл. 10], что решительно противоречит эксперименту.

Поэтому впоследствии, в работе <sup>333</sup>, было принято, что ускорение, по-прежнему, происходит в межзвездном пространстве

(главным образом в области спирали), но время жизни  $T$  определяется одинаковым для всех частиц средним временем диффузионного выхода из области ускорения. Соответствующее строгое решение задачи можно получить, решая уравнение (14.2) с учетом диффузионного члена, однако ясно, что качественно результат будет тем же, если в (16.4) положить  $1/T = 1/T_v + 1/T_{\pi,i}$  и  $T_v \approx L^2/D$ , где  $L$  — характерный размер области ускорения (толщина рукава). Так как показатель спектра  $\gamma$  не должен зависеть от сорта  $i$  рассматриваемых ядер, то нужно считать  $T \approx T_v \ll T_{\pi,i}$  для всех  $i$ . Соответственно с этим, для того чтобы получить  $\gamma \approx 2,5$ , нужно принять, что эффективность ускорения  $\alpha$  существенно выше, чем это допускалось в первоначальной схеме<sup>293</sup>.

Последнее предположение только усиливает трудности, проанализированные в § 11 и связанные фактически с малой эффективностью межзвездного ускорения. В самом деле, как было показано в § 11, ускорение частицы в межзвездном пространстве за все время существования Галактики едва ли может увеличить энергию частицы более чем на порядок. Это значит, что спектр (16.4) в лучшем случае имел бы место в узком (десятикратном) интервале энергий. В действительности же степенной спектр космических лучей охватывает по крайней мере пять-шесть порядков по энергии.

Таким образом, предложенный в работах<sup>293,333</sup> механизм формирования спектра космических лучей не может иметь место в применении к Галактике в целом (см. также § 14). Что касается возможности применить такой механизм к отдельным источникам космических лучей (например, туманностям — оболочкам сверхновых), то здесь ситуация остается недостаточно ясной. Тем не менее сделанные при выводе спектра (16.4) довольно жесткие предположения (в особенности о стационарности процесса) и сильная зависимость показателя спектра  $\gamma$  от конкретных значений  $\alpha$  и  $T$  заставляют думать, что обсуждаемый механизм формирования спектра, по-видимому, не имеет отношения и к источникам космических лучей. В самом деле, то обстоятельство, что показатель  $\gamma$  имеет значение, близкое к  $\gamma = 2,5$ , в указанной схеме оказывается чисто случайным, особенно если учесть, что параметры  $\alpha$  и  $T$  никак между собой не связаны и для различных космических объектов изменяются в весьма широких пределах.

Помимо рассмотренного, наиболее часто обсуждаемого в литературе механизма формирования энергетического спектра космических лучей, предпринимались также и другие попытки получить степенной спектр исходя из конкретных механизмов

ускорения и специфических условий движения частиц в ускоряющих полях<sup>300,385,387,391,393</sup>. Более естественным, однако, было бы считать, что вид энергетического спектра космических лучей, как и вообще их генерация, является фундаментальным свойством динамики турбулентной намагниченной плазмы в космических условиях. Основанием к этому служит сходство спектров релятивистских частиц в различных областях Вселенной: у Земли, в целом в Галактике, в других галактиках (в том числе и в радиогалактиках), а также во многих галактических источниках нетеплового космического радиоизлучения.

К сожалению, динамика намагниченной плазмы, в особенности в условиях развитой турбулентности, еще очень мало изучена. Тем не менее существует возможность<sup>395,396</sup> получить при некоторых, довольно естественных предположениях степенной спектр космических лучей с показателем  $\gamma \approx 2,5$ , практически не зависящим от характера ускорения и условий движения частиц в космических магнитных полях. Эту возможность мы рассмотрим несколько ниже. Сейчас же остановимся кратко на учете флуктуаций при ускорении космических лучей.

#### Роль флуктуационного ускорения

Как уже отмечалось, быстрые частицы могут появляться даже в том случае, если ускорение в среднем отсутствует [т. е.  $b(E) = \frac{dE}{dt} = 0$  в уравнении (14.2)]. Это, например, будет иметь место, если частицы последовательно проходят участки с нарастающим и убывающим магнитными полями, причем в среднем во всей области магнитное поле не возрастает. В подобных условиях появление быстрых частиц связано с отклонением их поведения от среднего в результате флуктуаций (например, флуктуаций в промежутках времени пребывания частицы в областях с растущим и убывающим магнитным полем). Конечно, если энергия в среднем не возрастает, наряду с ускоряющимися будут присутствовать также и частицы, теряющие энергию. «Процесс ускорения» при этом описывается флуктуационным членом  $-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} [d(E)N]$  в уравнении (14.2) и может привести к изменению формы энергетического спектра космических лучей.

Установим вид коэффициента  $d(E)$  в случае статистического ускорения при столкновениях частиц с движущимися неоднородностями магнитного поля. Для простоты, как и в § 9, ограничимся только лобовыми (встречными и «догоняющими»)

столкновениями с магнитными облаками. Тогда с помощью выражения (9.3) легко определить средний квадрат изменения энергии за одно столкновение

$$(\Delta E)^2 = \frac{4E^2 u^2 v^2}{c^4} (p_+ + p_-) = \frac{4E^2}{c^4} u^2 v^2, \quad (16.5)$$

где  $p_+$  и  $p_-$  — вероятности встречных и догоняющих столкновений ( $p_+ + p_- = 1$ ). Отсюда, при частоте столкновений, равной  $1/\tau = v/l$ , где  $\tau$  — среднее время между столкновениями, а  $l$  — соответствующая длина свободного пробега, получаем

$$d(E) \equiv \frac{d}{dt} \overline{(\Delta E)^2} = \frac{4u^2 v^2 E^2}{\tau c^4}. \quad (16.6)$$

В общем случае

$$d(E) = 2\delta \left(\frac{v}{c}\right)^3 E^2, \quad \text{где } \delta = \xi \frac{u^2}{cl} = \xi \alpha. \quad (16.7)$$

Здесь  $\alpha$  — параметр ускорения из (9.7), а  $\xi$  — численный множитель, равный  $\xi = 2$  для лобовых соударений и  $\xi = 1/4$  для столкновений с упругими сферами [при этом длина пробега  $l$  определена так же, как в (9.7)].

Определим теперь характер изменений в энергетическом спектре (16.4), обусловленных флуктуациями в процессе ускорения. Допустим, как и при получении спектра (16.4), что стационарные источники равномерно заполняют рассматриваемую область пространства и инжектируют частицы с энергиями  $E < E_0$ . Тогда энергетический спектр частиц в области энергий  $E > E_0$  определяется уравнением [см. (14.2)]

$$\frac{\partial}{\partial E} (\alpha EN) - \frac{\partial^2}{\partial E^2} (\delta E^2 N) + \frac{N}{T} = 0. \quad (16.8)$$

Здесь  $T$  — среднее время жизни частиц в рассматриваемой области и в коэффициентах (9.7) и (16.7) положено  $v = c$ , т. е. рассматривается область релятивистских энергий частиц. Как легко убедиться, решение уравнения (16.8) имеет вид

$$N(E) = KE^{-\gamma}, \quad \gamma = \frac{1}{2} \left[ 3 - \frac{\alpha}{\delta} \pm \sqrt{\left(1 - \frac{\alpha}{\delta}\right)^2 + \frac{4}{\delta T}} \right]. \quad (16.9)$$

Появление двух независимых решений (двух значений  $\gamma$ ) связано с присутствием в (16.8) второй производной по энергии. В этом случае стационарный спектр определяется не только концентрацией частиц при некоторой энергии, но также и потоком частиц в пространстве энергий.

При  $\delta T \gg 1$  решение не зависит от  $T$  и соответствующие два корня равны  $\gamma = 2 - \alpha/\delta$  и  $\gamma = 1$ . В обоих случаях

$\gamma < 2$ , что не позволяет объяснить на этом пути значение  $\gamma > 2$  в наблюдаемом спектре. Значение  $\gamma \gtrsim 2$  можно было бы получить, подбирая в (16.9) соответствующее значение  $\alpha T \sim 1$ . Однако в этом случае показатель спектра  $\gamma$  будет существенно зависеть от конкретных значений параметров  $\alpha$ ,  $\delta$  и  $T$  и возникнут те же трудности, что и при выводе спектра (16.4) без учета флуктуаций. Таким образом, учет флуктуаций не приводит к качественно новым результатам в отношении энергетического спектра космических лучей.

Заметим, что, как и должно быть, полагая в (16.9)  $\delta \rightarrow 0$ , при выборе знака плюс мы возвращаемся к спектру (16.4). Проще, однако, получить этот последний результат непосредственно из (16.8) с  $\delta = 0$ .

*Спектр космических лучей  
в условиях равенства энергий  $W_{\text{кл}}$ ,  $W_{\text{H}}$   
и  $W_{\text{турб}}$  в источниках*

Важным результатом наблюдений является вывод о том, что в космических условиях (как в отдельных туманностях — источниках космических лучей, так и в целом в Галактике) имеет место приблизительно равномерное распределение энергии между космическими лучами, магнитным полем и хаотическими (турбулентными) движениями газа.

Равенство магнитной и кинетической энергий при турбулентном движении намагниченной проводящей среды является, по-видимому, общим следствием поведения магнитогидродинамических систем (см., например, <sup>397</sup>). Дело в том, что хаотическое движение проводящей среды приводит к возрастанию сколь угодно слабого начального «вмороженного» магнитного поля и указанное равенство магнитной и кинетической энергий является естественным пределом для такого роста.

Что касается квазистационарного соотношения между энергией космических лучей  $W_{\text{кл}}$  и энергией магнитного поля  $W_{\text{магн}} = \int \frac{H^2}{8\pi} dV$ , то здесь имеются пока лишь отдельные качественные соображения <sup>398,399</sup>. Поскольку генерация и ускорение космических лучей есть, по-видимому, универсальное свойство намагниченной турбулентной плазмы, то вопрос сводится к выяснению предела, до которого может возрастать энергия космических лучей. Если рассматриваемая плазма с магнитным полем занимает ограниченный объем, то таким пределом естественно считать максимальную энергию (или давление) космических лучей, при которых они еще могут удерживаться заморожен-

ным в этой плазме магнитным полем. При ббльшей плотности энергии (и, соответственно, ббльшем давлении) космические лучи «прорывают» удерживающее магнитное поле. Таким образом, будет существовать как бы клапан, выпускающий излишек космических лучей из рассматриваемого ограниченного объема.

Естественно считать, что после достижения указанного предела установится состояние квазистационарного равновесия, поддерживаемого за счет утечки излишка космических лучей. Можно думать, что в этом состоянии энергия примерно равномерно распределена между указанными выше тремя компонентами, т. е.  $W_{\text{кл}} \sim W_{\text{магн}} \sim W_{\text{турб}}$ . В дальнейшем мы остановимся на таком довольно общем случае; сейчас же сделаем более определенное предположение, полагаая

$$W_{\text{кл}} = W_{\text{турб}} = \frac{1}{2} W_{\text{магн}} = \frac{1}{3} W_{\text{полн}}. \quad (16.10)$$

Здесь  $W_{\text{полн}}$  — полная энергия в рассматриваемом объеме, складывающаяся из кинетической энергии турбулентного движения газа  $W_{\text{турб}}$ , энергии магнитного поля  $W_{\text{магн}}$  и энергии космических лучей  $W_{\text{кл}}$ . В качестве объема источника космических лучей, в котором предполагается выполненным равенство (16.10), нужно выбрать оболочку сверхновой звезды или для радиогалактики, быть может, объем ее центральной области. Ниже мы будем говорить просто об объеме туманности.

Примем, что квазистационарное распределение энергии (16.10) достигается быстро по сравнению с характерным временем потери энергии на диссипацию внутри туманности. Будем, кроме того, считать, что инжекция быстрых частиц в туманности прекратилась, а убывание энергии происходит главным образом за счет утечки космических лучей. Последняя может быть обусловлена как диффузией космических лучей через границы туманности, так и выбросом «сгустков» частиц в результате локальных «прорывов» магнитного поля на периферии туманности.

Тогда, для сохранения равновесия (16.10), уменьшение энергии космических лучей в туманности в результате их утечки должно компенсироваться ростом энергии оставшихся релятивистских частиц в результате действия тех или иных механизмов ускорения. Иными словами, для поддержания равновесия (16.10) должна происходить непрерывная перекачка турбулентной и магнитной энергии в энергию космических лучей.

Запишем уравнение баланса энергии для рассматриваемого процесса:

$$dW_{\text{полн}} = d(3N_0 E_k) = \bar{E}_k dN_0. \quad (16.11)$$

Здесь  $N_0$  — число релятивистских частиц в туманности,  $\bar{E}_k$  — их средняя кинетическая энергия и использовано вытекающее из (16.10) равенство  $W_{\text{полн}} = 3N_0 \bar{E}_k$ . В дальнейшем мы будем рассматривать только область ультрарелятивистских энергий, когда  $E_k \approx E$ .

Уравнение (16.11) дает следующую связь между числом релятивистских частиц, оставшихся в туманности, и их средней энергией

$$N_0 = \text{const} (\bar{E})^{-1.5}. \quad (16.12)$$

Отсюда следует, что дифференциальный энергетический спектр частиц, вышедших из туманности, имеет вид

$$N(E) dE = -dN_0 = \text{const} E^{-2.5} dE. \quad (16.13)$$

Здесь мы заменили среднюю энергию частиц в туманности для данного момента времени  $\bar{E}$  на истинную энергию частиц  $E$ . Такая замена, очевидно, справедлива, если все частицы в туманности имеют более или менее одинаковую энергию, что соответствует довольно естественному предположению об инжекции всех ускоряемых частиц в течение небольшого промежутка времени (например, на сравнительно короткой стадии безынжекционного ускорения, см. § 9).

Однако это предположение необязательно. Можно показать (см. <sup>396</sup>), что спектр (16.13) для частиц, вышедших из туманности-источника, будет иметь место практически при любом спектре частиц внутри источника и для всех известных механизмов ускорения. Важно только, чтобы начальный энергетический спектр в источнике достаточно быстро убывал в области больших энергий [быстрее спектра (16.13)], а механизмы ускорения обеспечивали прирост энергии, пропорциональный энергии частицы. Первое из этих условий, очевидно, выполнено, так как начальный спектр вообще не содержит очень быстрых частиц. Второе условие выполняется для всех механизмов ускорения, обсуждавшихся в § 9.

Отметим, что в общем случае, если энергия космических лучей в состоянии рассмотренного квазистационарного равновесия составляет долю  $\delta$  от остальных видов энергии, т. е.

$$W_{\text{кл}} = \delta (W_{\text{полн}} - W_{\text{кл}}), \quad (16.14)$$

то дифференциальный энергетический спектр релятивистских частиц, вышедших из источника, будет иметь вид <sup>395</sup>

$$N(E) dE = \text{const} E^{-(2+\delta)} dE. \quad (16.15)$$

В случае рассмотренного выше [см. (16.10) — (16.13)] равномерного распределения энергии между тремя компонентами, очевидно,  $\delta = 1/2$ .

Таким образом, при достаточно общих предположениях о характере генерации и ускорении частиц в источниках для частиц, выходящих из источника, получается спектр (16.13) в хорошем согласии с наблюдаемым для галактических космических лучей\*.

Заметим, что в рамках рассматриваемой схемы спектр релятивистских частиц в источнике никак не связан с их спектром вне источника и в принципе совершенно произволен. В то же время из радиоастрономических данных следует, что спектр релятивистских электронов в туманностях — оболочках сверхновых обычно оказывается близким к спектру галактических космических лучей.

Нужно, однако, отметить, что спектры радиоизлучающих электронов в галактических туманностях иногда существенно отличаются от спектра галактических космических лучей. Так, например, для Крабовидной туманности дифференциальный энергетический спектр релятивистских электронов характеризуется показателем  $\gamma = 1,7$ , тогда как из достаточно общих соображений, основанных на рассмотрении энергетических потерь, следует, что спектр релятивистских электронов при их общем с космическими лучами происхождении или в случае вторичной природы может быть только мягче спектра космических лучей\*\* (это значит, что  $\gamma$  для электронов больше  $\gamma$  для протонов и ядер). Кроме того, сам вопрос о природе радиоизлучающих электронов в оболочках сверхновых (особенно сверхновых первого типа) еще далеко не ясен (см. § 17). Таким образом, пока нет серьезных оснований требовать, чтобы механизмы фор-

\* Выше предполагалась энергетическая изолированность системы, включающей космические лучи, газ и связанное с ним хаотическое магнитное поле. В случае солнечных космических лучей, возникающих в хромосфере в районе солнечных пятен, такое рассмотрение непригодно. В самом деле, в этом случае поведение быстрых частиц и газа в области хромосферных вспышек определяется сильным магнитным полем пятен, обусловленным внешними причинами. Однако и в этом случае можно применить простые термодинамические соображения, которые приводят к степенному спектру солнечных космических лучей, но с более сильной зависимостью от энергии (в дифференциальном энергетическом спектре показатель  $\gamma \approx 3,5$  в области нерелятивистских энергий и  $\gamma \approx 5$  для ультрарелятивистских частиц; подробнее см. <sup>398</sup>).

\*\* В случае вторичной природы электронов исключение может составлять лишь область малых энергий, соответствующих энергетическому порогу рождения распадающихся  $\pi^+$ -мезонов (см. § 17).

мирования спектра космических лучей обязательно приводили к одинаковому спектру как внутри источников, так и вне их.

Результат (16.15), как мы видели, является весьма общим и в этом его ценность. Однако не нужно забывать, что этот результат получен для некоторых идеализированных условий, которые вовсе не всегда должны выполняться. В частности, формула (16.15) не будет, вообще говоря, справедлива в условиях большой затраты энергии космических лучей на расширение оболочки и т. п.

#### Анизотропия космических лучей

В принятой нами диффузионной модели распространения космических лучей в Галактике имеется постоянный поток космических лучей от центральных областей Галактики к ее периферии. С этим потоком должна быть связана определенная степень анизотропии космических лучей. Оценим величину этой анизотропии, основываясь на полученном в § 15 значении коэффициента диффузии  $D \approx 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$ .

Степень анизотропии космических лучей обычно определяется как

$$\delta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (16.16)$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — максимальное и минимальное значения интенсивности в данной точке как функции направления.

Найдем теперь соответствующее выражение для степени анизотропии в диффузионной модели. Представим интенсивность космических лучей как функцию направления в виде\*

$$I(\theta) = \bar{I} + \delta \bar{I} \cos \theta, \quad \bar{I} = \frac{1}{2} (I_{\max} + I_{\min}), \quad (16.17)$$

где  $\theta = 0$  соответствует направлению, в котором интенсивность максимальна ( $I = I_{\max}$ ), а  $\theta = \pi$  — направление минимальной интенсивности ( $I = I_{\min}$ ). Тогда результирующий поток частиц через площадку, перпендикулярную к направлению  $\theta = 0$ , равен

$$F_D = 2\pi \int_0^\pi I(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{4\pi}{3} \delta \bar{I}. \quad (16.18)$$

\* Выражение (16.17) не является, конечно, наиболее общим из возможных, но практически им вполне можно ограничиться.



С другой стороны, в диффузионной модели поток частиц через единичную площадку определяется как

$$F_D = -D\nabla N = -D \frac{dN}{dr}. \quad (16.19)$$

Здесь, при переходе ко второму равенству, учтено, что рассматривавшиеся нами модели распространения обладают сферической симметрией. При этом вычисляется поток частиц через единичную площадку, перпендикулярную к направлению на источник.

Приравнявая выражения (16.18) и (16.19), находим  $\delta = \frac{3D}{4\pi I} \left| \frac{dN}{dr} \right|$  или, если воспользоваться связью (14.1) между средней интенсивностью  $\bar{I}$  и концентрацией частиц  $N$ , а также положить в (14.1) скорость  $v$  для космических лучей равной скорости света  $c$ ,

$$\delta = \frac{3D}{c} \frac{1}{N} \left| \frac{dN}{dr} \right|. \quad (16.20)$$

Для диффузионной модели без учета границ [модель II; формула (15.7)] и диффузионной модели со свободным выходом из Галактики [модель I; формула (15.6)] из выражения (16.20) следует:

$$\delta_i^{II} = \frac{3D}{cr} \left( 1 + \sqrt{\frac{2x}{\lambda_i}} \right), \quad (16.21)$$

$$\delta_i^I = \delta_i^{II} \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{2x/\lambda_i}}{1 + \sqrt{2x/\lambda_i}} \cdot \frac{1}{\exp \left\{ 2 \left( \frac{R}{r} - 1 \right) \sqrt{\frac{2x}{\lambda_i}} \right\} - 1} \right\}$$

Здесь  $\delta_i$  — ожидаемая степень анизотропии для ядер сорта  $i^*$ . Из выражений (16.21) при  $D = 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$ ,  $r = 8 \text{ кпс}$ ,  $R = 12 \text{ кпс}$ ,  $x = 10 \text{ г/см}^2$  и значениях  $\lambda_i$  из табл. 10 получаем, что степень анизотропии суммарного потока космических лучей (состоящего в основном из протонов,  $\lambda_p = 72 \text{ г/см}^2$ ) равна

$$\delta_p^I \simeq 1,7 \cdot 10^{-3}, \quad \delta_p^{II} \simeq 6,4 \cdot 10^{-4}. \quad (16.22)$$

\* Строго говоря, выражения (16.21) относятся только к группе самых тяжелых ядер, а также к суммарному потоку нуклонов, если в последнем случае под  $\lambda_i$  понимать средний пробег поглощения нуклонной компоненты космических лучей. Для других групп нужно учитывать все члены в выражении (14.24).

Для ядер группы H ( $\lambda_H = 6,1$ )

$$\delta_H^I \simeq 1,5 \cdot 10^{-3}, \quad \delta_H^{II} \simeq 1,2 \cdot 10^{-3}. \quad (16.23)$$

Эти значения не противоречат имеющимся данным (см. § 3). Вместе с тем они близки к экспериментально установленному верхнему пределу возможной степени анизотропии галактических космических лучей (порядка нескольких десятых процента) и поэтому повышение точности эксперимента на порядок дало бы возможность сравнить следствия диффузионной модели с реальной ситуацией в Галактике. В этой связи большой интерес представляют результаты работы<sup>134</sup>, в которой, по-видимому, обнаружен преимущественный поток частиц из центра Галактики, а также работ<sup>135,136</sup>, в которых получены указания на анизотропию в области умеренных энергий (см. § 3).

С точки зрения выбора модели распространения космических лучей в Галактике очень важно было бы также измерение анизотропии для каждой из зарядовых групп космических лучей в отдельности. Это, однако, требует существенного усовершенствования методики измерений, поскольку сами потоки тяжелых ядер невелики. В то же время повышение на порядок точности измерения анизотропии полного потока космических лучей — задача, по-видимому, вполне разрешимая уже сейчас<sup>40</sup>.

Любопытно отметить, что в случае метагалактического происхождения космических лучей степень анизотропии имела бы «обратный знак», т. е. в направлении на центр Галактики интенсивность была бы минимальной [см. модель V; формула (15.10)]. Вместе с тем нужно, конечно, иметь в виду, что локальные условия в солнечной системе и вблизи нее могут вносить существенные искажения в рассматривавшуюся выше «среднюю» степень анизотропии, особенно в области малых и умеренных энергий<sup>2</sup>.

Вообще неточность диффузионного приближения, как уже отмечалось в § 10, в первую очередь могла бы сказаться именно на значении  $\delta$  и направлении (у Земли), в котором интенсивность  $I$  максимальна.

Как следует из выражений (16.21), степень анизотропии в диффузионной модели сильно зависит от значения коэффициента диффузии  $D$ . Выше, в соответствии с данными о химическом составе космических лучей (см. § 15), было принято значение  $D \simeq 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$ . При этом среднюю концентрацию газа нужно считать равной  $n \simeq 0,03 \div 0,05 \text{ см}^{-3}$ . Поскольку эта концентра-

ция относится к «внутренней» части Галактики (с радиусом порядка расстояния Солнца от центра Галактики), в которой в основном формируется наблюдаемый у Земли состав, то она еще не противоречит принятой ранее оценке  $n \approx 10^{-2} \text{ см}^{-3}$  для средней концентрации в Галактике в целом.

При  $D = 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$  среднее время выхода космических лучей из гало с радиусом  $R \approx 12 \text{ кпс} \approx 3,7 \cdot 10^{22} \text{ см}$  равно  $T_{\text{в}} \approx R^2/2D \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ сек} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ лет}$ , что хорошо согласуется с оценкой времени выхода, полученной в § 15.

Существенно увеличить значение коэффициента диффузии едва ли возможно. В самом деле, это, во-первых, заставило бы считать соответственно бóльшей концентрацию межзвездного газа, чтобы сохранилась неизменной средняя толщина пройденного вещества  $x \approx 10 \text{ г/см}^2$ , вытекающая из анализа химического состава космических лучей. Например, при  $D \approx 10^{30} \text{ см}^2/\text{сек}$  уже нужно было бы принять  $n \approx 0,3 \div 0,5 \text{ см}^{-3}$ . Во-вторых, пропорционально коэффициенту диффузии возросла бы и степень анизотропии космических лучей\*. Например, при  $D \approx 10^{30}$  было бы уже  $\delta \gtrsim 1\%$ , что, видимо, противоречит имеющимся данным.

С другой стороны, нельзя, по-видимому, допустить и существенно меньших значений коэффициента диффузии, чем принятое значение  $D \approx 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$ . Действительно, в этом случае пришлось бы считать, что входящая в определение коэффициента диффузии  $D = \frac{1}{3}lv$  транспортная длина пробега  $l$  мала по сравнению с характерным размером неоднородностей магнитного поля в Галактике. Так, уже при  $D \approx 10^{28} \text{ см}^2/\text{сек}$  и  $v \approx 10^{10} \text{ см/сек}$  средняя длина пробега будет равна  $l \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см} \approx 1 \text{ пс}$ , тогда как имеющиеся данные свидетельствуют о том, что размеры неоднородностей в распределении межзвездного газа (и, по-видимому, магнитного поля) составляют по меньшей мере несколько парсек, а обычно даже значительно больше.

Таким образом, порядок величины коэффициента диффузии для основной части космических лучей  $D \sim 10^{29} \text{ см}^2/\text{сек}$  фиксируется довольно строго. Положение может измениться для космических лучей с очень большими энергиями. К рассмотрению этой области энергетического спектра мы теперь и перейдем.

\* Эта же трудность возникает и при предположении, что космические лучи проходят значительную толщину вещества уже в самом источнике, где и формируется практически целиком наблюдаемый состав. При этом толщину вещества, проходимого в межзвездном пространстве, нужно было бы считать малой, а коэффициент диффузии соответственно большим.

*Энергетический спектр, химический состав и анизотропия в области очень больших энергий*

В области очень больших энергий  $E > 10^{15} \div 10^{16} \text{ эв}$  данные о химическом составе космических лучей практически отсутствуют\*, а измерения возможной степени анизотропии допускают значения  $\delta \lesssim 0,1$  при  $E \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ эв}$  и  $\delta \lesssim 0,4$  при  $E \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ эв}$  (см.<sup>94</sup> и §3). Что касается формы энергетического спектра в области больших энергий, то имеются указания на изменение его наклона (показателя  $\gamma$ ) при энергиях  $E \sim 10^{15} \div 10^{16} \text{ эв}$ .

В связи с тем, что в обсуждаемой области — для частиц с очень большими энергиями, картина в экспериментальном отношении еще далеко не ясна, мы ниже обсудим различные возможности и эффекты.

Прежде всего должен существовать верхний предел энергии для космических лучей, поставляемых галактическими источниками. Естественно считать, что такой предел определяется максимальной жесткостью частиц, при которой они еще могут удерживаться и ускоряться в магнитных полях источников. Если тяжелые ядра присутствуют в составе космических лучей вплоть до рассматриваемой предельной жесткости, то частицами с максимальной энергией будут самые тяжелые из ядер, входящих в состав космических лучей в этом интервале жесткостей. В самом деле, если максимальная энергия протонов равна  $E_{p, \text{max}}$ , то при той же предельной жесткости максимальная энергия ядер с зарядом  $Z$  будет равна  $E_{\text{я, max}} = ZE_{p, \text{max}}$ . Это различие в максимальных энергиях ядер с различными порядковыми номерами будет приводить к значительной «размазке» верхней границы энергетического спектра галактических космических лучей<sup>123</sup>. Напомним, что в области очень больших энергий непосредственно определяется (при изучении широких атмосферных ливней) именно спектр по энергиям частиц, а не по жесткостям или энергиям на нуклон.

Существование рассмотренного верхнего предела не вызывает сомнений, вопрос заключается только в том, при каких энергиях он расположен. Если для протонов максимальная

\* Согласно<sup>136, 136в</sup>, в области энергий  $10^{16} \div 10^{18} \text{ эв}$  по крайней мере несколько процентов от полного числа широких атмосферных ливней обусловлено тяжелыми ядрами. В то же время в<sup>93, 94</sup> делается вывод, что частицы с энергией  $E \gtrsim 10^{17} \text{ эв}$  однородны по своему химическому составу и скорее всего являются протонами; однако этот вывод не является в достаточной степени обоснованным (см. <sup>136а</sup>).

энергия составляет  $10^{17} \div 10^{18}$  эв и тяжелые ядра присутствуют в составе космических лучей вплоть до рассматриваемой пороговой жесткости, то еще можно считать, что все космические лучи вплоть до максимальных наблюдаемых энергий  $E \sim 3 \cdot 10^{19}$  эв имеют галактическое происхождение. При этом в области энергий  $\sim 10^{19}$  эв космические лучи должны быть представлены исключительно тяжелыми ядрами.

Напротив, если максимальная энергия галактических космических лучей лежит, как это иногда допускается<sup>92, 94, 123</sup>, в области  $E \sim 10^{16}$  эв, то частицы с самыми большими энергиями независимы от их заряда должны иметь внегалактическое происхождение. При этом в энергетическом спектре переход от галактических к метагалактическим космическим лучам в силу указанной выше размазки по  $Z$  мог бы быть достаточно плавным, без каких-либо резко выраженных изломов (см. также § 13).

Вторым эффектом (помимо существования максимальной жесткости для частиц галактического происхождения) может оказаться появляющаяся зависимость коэффициента диффузии в Галактике от энергии частиц. В самом деле, если эффективный размер неоднородностей магнитного поля, в соответствии с выбором  $D \simeq 10^{29}$  см<sup>2</sup>/сек, составляет  $l \simeq 3 \cdot 10^{19}$  см = 10 пс, то для частиц с энергиями  $E > 300 Z H l \simeq 3 \cdot 10^{16} Z$  эв радиус кривизны в магнитном поле  $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$  будет превышать размер неоднородностей  $l$ . При этом можно ожидать заметных изменений в характере движения частиц в межзвездном пространстве, связанных с увеличением коэффициента диффузии  $D$ .

Увеличение коэффициента диффузии будет сопровождаться изменением энергетического спектра, химического состава и анизотропии космических лучей в этой области энергий.

Допустим, например, что указанное в работах<sup>92, 123, 144</sup> изменение энергетического спектра при  $E \sim 10^{16}$  эв как раз и обусловлено появляющейся при этой энергии зависимостью коэффициента диффузии от энергии частицы (согласно<sup>89a, 144</sup> показатель изменяется от значения  $\gamma \simeq 2,5$  при  $E < 3 \cdot 10^{15}$  до  $\gamma \simeq 3$  при  $E > 10^{16}$ ). Если принять, что при меньших энергиях коэффициент диффузии не зависит от энергии и равен  $D \simeq 10^{29}$  см<sup>2</sup>/сек, и учесть, что в области  $E \sim 10^{18}$  эв возможная степень анизотропии не превышает 10% (т. е.  $\delta \leq 0,1$ ), то в интервале  $E \simeq 10^{16} \div 10^{18}$  эв коэффициент диффузии не должен расти быстрее с энергией, чем  $D(E) \propto E$  (в этом случае при  $E \simeq 10^{18}$  эв будет  $D \simeq 10^{31}$  см<sup>2</sup>/сек и согласно (16.21)  $\delta_p^{\text{II}} \simeq 0,05$  и  $\delta_p^{\text{I}} \simeq 0,12$ ). Такая зависимость от энергии не соответствует рассмотренной в § 10 [см. формулу (10.5)] картине

движения частиц с  $r_H \gg l$ . Следует, однако, иметь в виду, что выражение (10.5) получено при некоторых упрощающих предположениях (именно, допускается наличие изолированных намагниченных облаков с одинаковыми характерными размерами).

Если учесть возможный разброс в размерах неоднородностей магнитного поля (облаков), а также более сложный характер диффузии, связанный с движением газа и давлением самих космических лучей, то полученную выше более медленную зависимость  $D(E)$  пока нет оснований считать неприемлемой. В связи с этим представляют большой интерес оценки значений коэффициента диффузии для солнечных космических лучей в межпланетных магнитных полях. В работах<sup>96, 400</sup> было получено, что для протонов с импульсом  $p \simeq 0,5$  Бэв/с коэффициент диффузии равен  $D \simeq 5,5 \cdot 10^{21}$  см<sup>2</sup>/сек и возрастает в пять раз для протонов с импульсом  $p \simeq 5$  Бэв/с. Естественно считать, что коэффициент диффузии зависит не непосредственно от энергии частицы, а от ее радиуса кривизны  $r_H = cr_{\perp}/eH$ , т. е. от импульса  $p$ . Тогда найденной для солнечных космических лучей зависимости коэффициента диффузии от энергии отвечает закон изменения  $D = lv/3 \propto p^{0,7}$  или  $l \propto p^{0,4+0,5}$ .

Заметим, что для солнечных космических лучей с рассматриваемыми энергиями характерное отношение  $r_H/l$  равно  $r_H/l = 0,1 \div 0,3$ , если напряженность межпланетного поля принять равной  $10^{-5}$  э, а характерный размер неоднородностей (диффузионную длину  $l$ ) определить из экспериментально найденных значений  $D \simeq (5,5 \div 28) \cdot 10^{21}$  см<sup>2</sup>/сек (при этом  $l \simeq (1 \div 3) \cdot 10^{12}$ , что составляет около одной десятой расстояния от Земли до Солнца). Считая выполненным условие подобия по отношению  $r_H/l$ , ту же зависимость  $l \propto p^{0,4+0,5}$  мы получим для галактических космических лучей в интервале  $E \simeq 3 \cdot 10^{15} \div 10^{16}$  эв, если  $H \simeq 3 \cdot 10^{-6}$  и характерный размер неоднородностей  $l \simeq 10$  пс  $\simeq 3 \cdot 10^{19}$  см.

Таким образом, есть некоторые основания считать, что в области энергий  $\sim 10^{16}$  эв коэффициент диффузии зависит от энергии как

$$D(E) \propto l(E) \propto E^{0,4+0,5}. \quad (16.24)$$

Здесь учтено, что для ультрарелятивистских частиц  $v \simeq c$  и  $E \simeq cp$ .

Если допустить указанную зависимость коэффициента диффузии от энергии, то в области  $E > 10^{16}$  эв должен измениться характер энергетического спектра космических лучей в Галактике. Строгий анализ требует решения уравнения переноса

(14.2). Однако качественно результат можно получить, оставая в этом уравнении только члены, описывающие энергетический спектр источников и потери частиц с характерным временем  $T$ , в качестве которого следует выбрать среднее время  $T_D$  диффузионного выхода частиц из Галактики ( $T_D \simeq R^2/2D$ , где  $R$  — радиус занятого космическими лучами объема). Тогда из уравнения (14.2) следует

$$N_i(E) = T_D(E) Q_i(E) \propto \frac{Q_i(E)}{D_i(E)}. \quad (16.25)$$

Из (16.25) сразу видно, что если энергетический спектр источников  $Q(E) \sim E^{-\gamma_0}$  характеризуется постоянным во всем интервале энергий показателем  $\gamma_0 \simeq 2,5$ , то спектр галактических космических лучей будет также степенным с показателем  $\gamma = \gamma_0 \simeq 2,5$  при  $E \ll 10^{16}$  эв (когда  $D(E) = D = \text{const}$ ) и с показателем  $\gamma \simeq \gamma_0 + 0,5 \simeq 3,0$  при  $E > 10^{16}$  эв, когда имеет место зависимость (16.24).

Что касается величины интервала энергий, в котором происходит переход от  $\gamma = 2,5$  к  $\gamma = 3,0$ , то сколько-нибудь надежно оценить этот интервал в настоящее время трудно, так как неизвестно поведение коэффициента диффузии в переходной области. Вместе с тем можно указать следующие факторы, влияющие на ширину области перехода.

Прежде всего изменение коэффициента диффузии должно начинаться для различных частиц при одной и той же жесткости. Поэтому при обычном химическом составе будет иметь место рассматривавшаяся выше «химическая размазка» области перехода в спектре энергий. Так как в космических лучах встречаются ядра с  $Z = 1 \div 30$ , то в спектре энергий (речь идет о полной энергии ядра  $E$ ) при обычном для космических лучей составе соответствующая область перехода будет растянута на 30-кратный интервал энергий.

С другой стороны, с увеличением коэффициента диффузии уменьшается пройденная космическими лучами толщина вещества  $x = \rho cr^2/D$  [см. (15.15)]. Так как химический состав существенно зависит от пройденной им толщи вещества  $x$ , то при изменении коэффициента диффузии в три раза [т. е. увеличении энергии на порядок; (см. 16.24)] состав космических лучей в Галактике уже практически не будет отличаться от их состава в источнике. Такое довольно резкое изменение состава может привести к заметному излому в суммарном энергетическом спектре космических лучей. Например, будет происходить резкий обрыв в спектре протонов и  $\alpha$ -частиц, если они в подавляющей части являются продуктами расщеплений более тяжелых ядер (см. § 15).

Как ясно из предыдущего, такие характеристики космических лучей очень больших энергий, как энергетический спектр, химический состав и степень анизотропии, оказываются тесно связанными друг с другом. Только на пути экспериментального уточнения этих характеристик возможен выбор между указанными выше возможностями и решение важнейшей проблемы о природе космических лучей очень больших энергий, в частности о роли в этой области энергий космических лучей метагалактического происхождения (см. § 13).

### § 17. Электронная компонента космических лучей и спектр космического радиоизлучения

*есть ошибка в тексте. Излуч. (отсутствует численности момента) из-за того был сделан переп. Выб. в возм. объ. спектра нежел. радионизл. вторичными электронами. (см. примеч. в переп. А-5) 1963 Шинд и Вейсбах. ф.ан.*

В § 11 уже обсуждался вопрос о природе радиоизлучающих электронов. При этом подчеркивалось, что одним из путей решения этой важной проблемы является анализ пространственного распределения и частотного спектра общего галактического радиоизлучения. Как в случае образования электронной компоненты в самих источниках космических лучей, так и при ее вторичном происхождении (в результате  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распада в межзвездном пространстве) электроны возникают в значительной своей части в галактическом диске. Затем эти электроны выходят (диффундируют) в гало, одновременно теряя энергию за счет магнитотормозных и комптоновских потерь.

Перед теорией стоит задача нахождения спектра космического радиоизлучения вдоль различных галактических направлений с учетом диффузии и потерь. Если электроны являются первичными, то продвинуться здесь довольно трудно, поскольку количество и спектр электронов, выходящих из источников, неизвестны. Решать же обратную задачу сейчас вряд ли возможно (под обратной задачей понимается определение интенсивности, пространственного распределения и спектра источников, инжектирующих электроны в межзвездное пространство, исходя из наблюдаемого спектра космического радиоизлучения). В то же время в случае вторичного происхождения электронной компоненты можно продвинуться довольно далеко, рассчитывая количество и спектр вторичных электронов (и позитронов), образующихся при ядерных соударениях космических лучей. Именно таким вычислениям и посвящен в значительной мере настоящий § 17. Сейчас ввиду неполноты наблюдательных данных еще трудно сделать из этих расчетов какие-либо окончательные выводы. Однако предварительное сравнение теории с наблюдениями указывает на то, что электрон-

ная компонента космических лучей в Галактике вполне может быть вторичной. В дальнейшем этот вопрос, вероятно, можно будет решить с большой степенью определенности даже на основании одних только радиоастрономических данных.

Ниже, имея в виду общее нетепловое радиоизлучение Галактики, мы ограничимся рассмотрением только стационарных условий. Вместе с тем совершенно аналогичные расчеты, но с учетом нестационарности процесса, могут быть проведены и для таких быстро эволюционирующих объектов, как радиогалактики и дискретные галактические источники нетеплового радиоизлучения. Некоторые аспекты этой интересной проблемы рассматривались в работах <sup>233, 401</sup>.

*Пространственное распределение  
и спектр электронов в Галактике*

Начнем с вопроса о влиянии диффузии и потерь энергии на пространственное распределение и энергетический спектр электронов в Галактике, не конкретизируя пока вид энергетического спектра источников электронов. Для выяснения этого вопроса можно воспользоваться уравнением (14.29) и соответствующей ему в рассматриваемом стационарном случае функцией Грина (14.35).

Будем считать, что источники поставляют электроны в среднем с одинаковым энергетическим спектром  $Q(E)$  и занимают в пространстве область, имеющую форму эллипсоида вращения с полуосями  $a$  и  $b$ . Такой характер пространственного распределения обычно и принимается для всех галактических подсистем (сверхновых звезд и звезд других классов, а также газовой составляющей). В пределах указанной области распределение источников в достаточно общем случае можно задать в виде нормального (гауссового) закона распределения. Выберем в качестве единицы длины длину  $a$  большой полуоси распределения источников, а квадрат отношения полуосей обозначим через  $p = b^2/a^2$ . В этих предположениях входящая в уравнение (14.29) интенсивность источников  $Q(E, \mathbf{r}, t) \equiv Q(E, \mathbf{r})$  может быть представлена в форме

$$Q(E, \mathbf{r}) = Q(E) \frac{1}{\pi^{3/2} p^{1/2}} \exp \left\{ - \frac{(x^2 + y^2) + \frac{z^2}{p}}{a^2} \right\}. \quad (17.1)$$

Здесь  $Q(E) dE$  — число электронов, поставляемых в интервале энергий  $E, E + dE$  всеми источниками в Галактике за единицу времени,  $x, y, z$  — декартовы координаты, и ось  $z$  направлена вдоль малой оси (оси вращательной симметрии) распределения источников. С помощью функции Грина (14.35) легко опреде-

лить обусловленную источниками (17.1) концентрацию электронов  $N_e(E, \mathbf{r})$ , именно

$$N_e(E, \mathbf{r}) = \int_0^\infty dE_0 Q(E_0) f(E_0, E, \mathbf{r}), \quad (17.2)$$

где

$$f(E_0, E, \mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{\exp \left\{ - \frac{\tau}{T} - \frac{x^2 + y^2}{1 + \xi} - \frac{z^2}{p + \xi} \right\}}{\pi^{3/2} b(E) (1 + \xi) \sqrt{p + \xi}}, & \text{если } \tau > 0; \\ 0, & \text{если } \tau < 0. \end{cases} \quad (17.3)$$

Здесь введено обозначение

$$\xi = \frac{4}{a^2} \lambda = \frac{4}{a^2} \int_{E_0}^E \frac{D(E')}{b(E')^2} dE', \quad (17.4)$$

а  $\tau$  и  $\lambda$  определены выражениями (14.31) и (14.32).

В дальнейшем, при вычислении интенсивности магнитотормозного излучения электронов, нам понадобится выражение для суммарного энергетического спектра электронов, расположенных на всем протяжении луча зрения. Этот спектр определяется как

$$N_{e,k}(E) = \int_0^\infty N_e(E, \mathbf{r}) dr, \quad (17.5)$$

где интегрирование ведется по лучу зрения в направлении  $k$ . Для краткости энергетический спектр электронов по лучу зрения (17.5) мы будем в дальнейшем называть просто спектром по лучу зрения.

Будем считать, что наблюдатель расположен в экваториальной плоскости (плоскости  $x, y$ ) распределения источников на расстоянии  $r_c$  (в единицах  $a$ ) от его центра. Тогда в сферической системе координат с центром в точке наблюдения и осью, параллельной малой оси распределения источников (т. е. направленной на галактический полюс), с помощью (17.2), (17.3) и (17.5) получается следующее выражение для спектра электронов по лучу зрения в направлении, характеризуемом полярными углами  $\vartheta$  и  $\varphi$ :

$$N_{e,k}(E) = \int_0^\infty dE_0 Q(E_0) f_k(E_0, E), \quad (17.6)$$

где

$$f_k(E_0, E) = \int_0^\infty f(E_0, E, r) dr =$$

$$= \frac{\exp \left\{ -\frac{\tau}{T} - \frac{a(\xi, \vartheta) - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi (p + \xi)}{a(\xi, \vartheta) (1 + \xi)} r^2 \right\} y_2(\xi, \vartheta, \varphi)}{\pi^{3/2} |b(E)| \sqrt{a(\xi, \vartheta) (1 + \xi)}} \int_{y_1(\xi, \vartheta, \varphi)} e^{-y^2} dy, \quad (17.7)$$

если  $\tau \geq 0$ , и равно 0, если  $\tau < 0$ .

Здесь введены обозначения:

$$a(\xi, \vartheta) = \xi + p \sin^2 \vartheta + \cos^2 \vartheta,$$

$$y_1(\xi, \vartheta, \varphi) = -\frac{r_c \sin \vartheta \cos \varphi (p + \xi)}{\sqrt{a(\xi, \vartheta) (1 + \xi) (p + \xi)}}, \quad (17.8)$$

$$y_2(\xi, \vartheta, \varphi) = \frac{a(\xi, \vartheta) R - r_c \sin \vartheta \cos \varphi (p + \xi)}{\sqrt{a(\xi, \vartheta) (1 + \xi) (p + \xi)}}.$$

Строго говоря, в выражениях (17.7) и (17.8) следует положить  $y_2(\xi, \vartheta, \varphi) = \infty$ , так как при рассматриваемой постановке задачи (диффузия в неограниченном пространстве) электроны имеются на всем протяжении луча зрения от 0 до  $\infty$ . Однако, чтобы учесть ограниченность занимаемого релятивистскими электронами объема (объема Галактики), не решая соответствующей граничной задачи, можно обрезать распределение электронов (17.2), (17.3) на некотором эффективном расстоянии  $R$ , что и сделано в выражении (17.7). При этом  $R$  есть величина порядка радиуса занятой космическими лучами области, т. е. порядка радиуса гало.

Для трех характерных направлений в Галактике из выражений (17.7) и (17.8) следует:

1. В направлении на галактический центр ( $\vartheta = \pi/2$ ,  $\varphi = 0$ )

$$f_{\text{ц}}(E_0, E) = \frac{\exp \left\{ -\frac{\tau}{T} \right\}}{\pi^{3/2} |b(E)| \sqrt{(\xi + p)(\xi + 1)}} \int_{-r_c/\sqrt{1+\xi}}^{R/\sqrt{1+\xi}} e^{-y^2} dy. \quad (17.9)$$

2. В направлении на галактический антицентр ( $\vartheta = \pi/2$ ,  $\varphi = \pi$ )

$$f_{\text{ац}}(E_0, E) = \frac{\exp \left\{ -\frac{\tau}{T} \right\}}{\pi^{3/2} |b(E)| \sqrt{(\xi + p)(\xi + 1)}} \int_{r_c/\sqrt{1+\xi}}^{R/\sqrt{1+\xi}} e^{-y^2} dy. \quad (17.10)$$

3. В направлении на полюс Галактики ( $\vartheta = 0$  или  $\vartheta = \pi$ )

$$f_{\text{п}}(E_0, E) = \frac{\exp \left\{ -\frac{\tau}{T} - \frac{r_c^2}{1 + \xi} \right\}}{2\pi |b(E)| (1 + \xi)} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{R/\sqrt{p+\xi}} e^{-y^2} dy. \quad (17.11)$$

В выражениях (17.9) и (17.10)  $R$  есть расстояние от центра Галактики до ее границы в направлении галактической плоскости. В выражении (17.11) под  $R$  следует понимать расстояние от точки наблюдения до границы Галактики в направлении на галактический полюс. Кроме того, напомним, что выражения (17.9) — (17.11) относятся лишь в области значений  $\tau > 0$ . При  $\tau < 0$  все эти функции следует считать равными нулю [ср. (17.7)].

Исследованием выражений (17.6) — (17.11) мы займемся несколько ниже. Здесь же отметим, что в случае, когда характерные размеры области распределения источников можно считать достаточно большими ( $R \rightarrow \infty$ ,  $r_c \rightarrow 0$  и  $\xi \rightarrow 0$ ), задача сводится к определению стационарного спектра в пространственно однородном случае и может быть решена с помощью проинтегрированной по всем  $t_0$  в пределах от  $-\infty$  до  $t$  функции Грина (14.36) для пространственно однородной задачи. Как легко убедиться, результаты в этом случае будут теми же, что и при использовании выражения (17.3), а именно, спектр электронов будет определяться выражением

$$N_e(E) = \frac{1}{|b(E)|} \int dE_0 e^{-\tau/T} Q_1(E_0). \quad (17.12)$$

Здесь  $Q_1(E_0)$  — отнесенная к единице объема интенсивность источников, и интегрирование ведется по области значений  $E_0$ , удовлетворяющих условиям  $E_0 \geq 0$  и

$$\tau = \int_{E_0}^E \frac{dE'}{b(E')} \geq 0.$$

*Интенсивность общего магнитотормозного излучения Галактики*

Выражения (17.6) и (17.7) позволяют вычислить спектральную интенсивность магнитотормозного излучения Галактики, если известен энергетический спектр  $Q(E)$  источников релятивистских электронов. Для этого воспользуемся общим выраже-

нием (4.20) для интенсивности  $I_k(\nu) = I(\nu, \mathbf{k})$  и сделаем следующие упрощающие предположения. Прежде всего будем считать, что распределение электронов по направлениям в каждой точке пространства изотропно, т. е.  $N(E, \mathbf{r}, \mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi} N(E, \mathbf{r})$ . Это предположение, очевидно, отвечает рассматриваемому нами диффузионному приближению, когда распределение электронов в Галактике полностью характеризуется их концентрацией  $N(E, \mathbf{r})$ . Далее будем считать магнитное поле в достаточной степени хаотическим, так что распределение векторов поля  $\mathbf{H}$  по направлениям в каждой достаточно малой области пространства можно считать в среднем изотропным. Наконец, пренебрежем возможной систематической зависимостью абсолютного значения напряженности магнитного поля от координат. Иными словами, будем считать, что либо  $|\mathbf{H}| \equiv H = \text{const}$ , либо распределение векторов  $\mathbf{H}$  по абсолютным величинам во всех частях рассматриваемого объема (Галактики) примерно одинаково и тогда усреднение по  $H$  может быть выполнено на последней стадии вычислений.

В этих предположениях, усредняя выражение (4.20) по углам  $\theta$ , получаем

$$I_k(\nu) \equiv I(\nu, \mathbf{k}) = \frac{V\sqrt{3}e^3H}{4\pi mc^2} \int_0^\infty dE N_{e,k}(E) \Phi(\zeta). \quad (17.13)$$

Здесь функция  $N_{e,k}(E)$  определена выражениями (17.6) и (17.7); кроме того,

$$\zeta = \frac{4\pi mc}{3eH} \left( \frac{mc^2}{E} \right)^2 \nu = \frac{1}{\gamma_e^2} \frac{\nu}{\nu_0}, \quad \gamma_e = \frac{E}{mc^2}, \quad \nu_0 = \frac{3eH}{4\pi mc} \quad (17.14)$$

и

$$\Phi(\zeta) = \frac{1}{2} \int_0^\pi F(x) \sin^2 \theta d\theta = \zeta^3 \int_\zeta^\infty \frac{F(x) dx}{x^3 \sqrt{x^2 - \zeta^2}}. \quad (17.15)$$

Входящая в подынтегральное выражение (17.15) функция  $F(x)$  представлена на рис. 8 и характеризует спектральное распределение полного излучения отдельного электрона [см. формулу (4.24)]. Функция  $\Phi(\zeta)$ , определенная выражением (17.15), выражает спектральное распределение интенсивности магнитотормозного излучения электронов, обладающих одной и той же энергией и изотропно движущихся в хаотическом магнитном поле. Она изображена на рис. 19.

Таким образом, спектральная интенсивность магнитотормозного излучения релятивистских электронов в Галактике в направлении  $\mathbf{k}$  выражается через энергетический спектр

источников электронов  $Q(E)$  следующим соотношением:

$$I_k(\nu) = \frac{V\sqrt{3}e^3H}{4\pi mc^2} \int_{mc^2}^\infty dE_0 Q(E_0) \int_{mc^2}^\infty f_k(E_0, E) \Phi(\zeta) dE, \quad (17.16)$$

где функции  $f_k(E_0, E)$  и  $\Phi(\zeta)$  определены формулами (17.7) — (17.8) и (17.14) — (17.15), а также учтено, что рассматриваемые

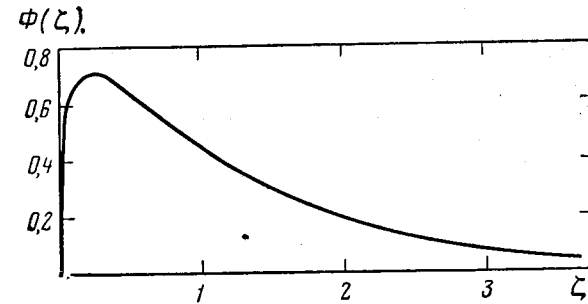


Рис. 19. Спектральное распределение магнитотормозного излучения частиц с заданной энергией и изотропным распределением скоростей [см. формулу (17.15)]

энергетические спектры относятся к полной энергии электрона и поэтому всегда  $E \geq mc^2$ .

Выражение (17.16) можно использовать как в случае, когда излучающие электроны возникают в результате распада мезонов, образующихся при ядерных взаимодействиях космических лучей в межзвездной среде, так и при непосредственной генерации релятивистских электронов в источниках космических лучей, например в оболочках сверхновых. В обоих случаях с достаточной точностью можно принять, что пространственное распределение источников (17.1) совпадает с плоской подсистемой Галактики (большая полуось  $a \approx 10 \text{ кпс}$ , малая полуось  $b \approx 100 \text{ пс}$ ,  $p = b^2/a^2 \approx 10^{-4} \ll 1$ ). В самом деле, в этой области расположены и подавляющее число звезд (в том числе и сверхновых) и основная масса межзвездного газа\*.

\* Если концентрация газа в гало  $n_{\text{гало}} \approx 10^{-2}$ , то количество газа в гало примерно равно количеству газа в диске. Видимо, фактически в среднем для гало  $n_{\text{гало}} \sim 3 \cdot 10^{-3}$  или, во всяком случае,  $n_{\text{гало}} < 10^{-2}$ . В последнем случае в диске действительно содержится основная часть га-



Ниже мы будем рассматривать только первую из указанных возможностей, а именно, генерацию электронов при ядерных взаимодействиях космических лучей и последующем  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распаде (см. также <sup>405, 407</sup>). В отношении непосредственного ускорения электронов в источниках в настоящее время отсутствуют данные, которые могли бы послужить основой для количественных расчетов.

*Спектр и радиоизлучение  
вторичных электронов*

Для определения спектра вторичных электронов мы воспользуемся имеющимися экспериментальными данными о генерации  $\pi$ -мезонов в атмосфере (см. § 7 и рис. 20) и учтем кинематику  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распада.

На рис. 20 в логарифмическом масштабе представлен спектр генерации заряженных  $\pi$ -мезонов в атмосфере, построенный по данным работ <sup>283-286</sup>. Спектр взят в безразмерной форме, так что

$$\gamma_{\pi} = \frac{E_{\pi}}{m_{\pi}c^2} \quad (17.17)$$

есть энергия  $\pi$ -мезона в единицах энергии покоя  $m_{\pi}c^2$  и  $f_{\pi}(\gamma_{\pi})$  — интенсивность  $\pi$ -мезонов, образованных первичными космическими лучами на всем пути в атмосфере, отнесенная к единичному интервалу безразмерной энергии  $\gamma_{\pi}$  [поэтому  $f_{\pi}(\gamma_{\pi})$  имеет размерность *частица/см<sup>2</sup>·стер·сек*]. В соответствии с результатами работ <sup>83, 283, 284</sup> принято, что в области больших энергий ( $E_{\pi} \gtrsim 1,5$  Бэв) спектр генерации  $\pi$ -мезонов является степенным (см. § 7) с показателем  $\gamma = 2,64$  и описывается выражением (2.1). При меньших энергиях определение спектра генерации  $\pi$ -мезонов, основанное на наблюдаемом спектре  $\mu$ -мезонной компоненты и характере ее поглощения в атмосфере <sup>13в, 284</sup>, менее надежно. В частности, полученный этим методом спектр (пунктирная кривая на рис. 20) не учитывает  $\pi$ -мезонов, вылетающих под большими углами к направлению первичной частицы, и поэтому, видимо, занижает интенсивность  $\pi$ -мезонов малых энергий. Для этой области энергий на рис. 20 использованы данные о генерации  $\pi$ -мезонов в звездах, образованных космическими лучами в фотоэмульсиях <sup>283, 286</sup>. Здесь, конечно, следует иметь в виду возможную погрешность, связанную со специфическим ядерным составом фотоэмульсий и тем

за. В дальнейшем вопрос о роли вторичных электронов, образующихся в гало, нужно будет уточнить. Однако сделанное в тексте предположение, вероятно, в достаточной мере оправдано, по крайней мере в качестве первого приближения.

обстоятельством, что экспозиция производилась на определенной высоте в атмосфере (поэтому спектр генерирующих частиц, вообще говоря, отличается от спектра первичных космических лучей).

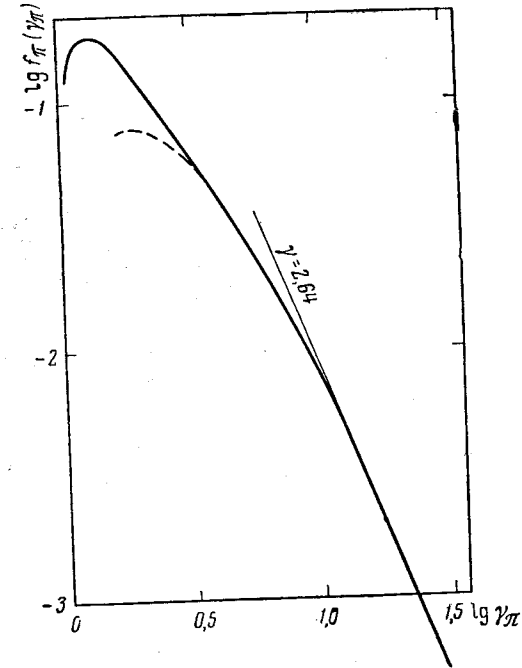


Рис. 20. Спектр генерации заряженных  $\pi$ -мезонов космическими лучами в атмосфере

Параметр  $\gamma_{\pi}$  — энергия  $\pi$ -мезона в единицах  $m_{\pi}c^2$ ;  $f_{\pi}(\gamma_{\pi})$  — интенсивность  $\pi$ -мезонов в единицах *частица/см<sup>2</sup>·стер·сек*· $m_{\pi}c^2$ , отнесенная к единичному интервалу энергий в единицах  $m_{\pi}c^2$ . При больших  $\gamma_{\pi}$  спектр стремится к степенному с показателем  $\gamma \approx 2,64$ . Пунктирная кривая соответствует спектру, полученному в работах <sup>13в, 284</sup>

Кинетическая энергия  $\mu$ -мезона распада в системе покоя распадающегося  $\pi$ -мезона значительно меньше энергии покоя  $m_{\mu}c^2$  (см. § 7); поэтому безразмерные спектры  $\mu$ -мезонов распада и исходных  $\pi$ -мезонов одинаковы:

$$f_{\mu}(\gamma_{\mu}) d\gamma_{\mu} = f_{\pi}(\gamma_{\pi}) d\gamma_{\pi}, \quad \gamma_{\mu} = \frac{E_{\mu}}{m_{\mu}c^2}. \quad (17.18)$$

Здесь  $E_{\mu}$  — полная энергия  $\mu$ -мезона в лабораторной системе координат.

Рассмотрим теперь кинематику  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$  распада. Распределение электронов распада по энергиям в системе покоя распадающегося  $\mu$ -мезона представлено на рис. 21, построенном по данным работ <sup>402, 403</sup> (см. также <sup>68</sup>). Здесь  $W_\mu(\gamma_e^*) d\gamma_e^*$  — вероятность появления электрона распада с энергией в интервале  $\gamma_e^*, \gamma_e^* + d\gamma_e^*$ , где  $\gamma_e^* = E^*/mc^2$  — без-

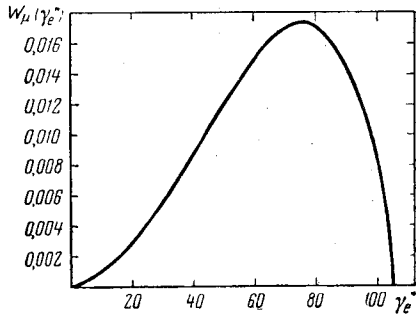


Рис. 21. Энергетический спектр электронов, образующихся при распаде покоящегося  $\mu$ -мезона. Параметр  $\gamma_e^* = E/mc^2$ , где  $E$  и  $m$  — энергия и масса электрона

размерная энергия электрона в единицах его массы покоя, в системе, связанной с распадающимся  $\mu$ -мезоном\*.

Для нахождения спектра электронов распада в лабораторной системе координат воспользуемся релятивистской формулой преобразования энергии, выраженной через безразмерные переменные:

$$\gamma_e = \gamma_\mu \gamma_e^* + \sqrt{\gamma_\mu^2 - 1} \times \sqrt{\gamma_e^{*2} - 1} \cos \theta^*, \quad (17.19)$$

где  $\cos \theta^*$  — угол вылета электрона распада в системе покоя распадающегося  $\mu$ -мезона. Для изотропного распределения электронов распада по углам  $\theta^*$  вероятность появления в лабораторной системе электрона с энергией  $\gamma_e$ , при фиксированных энергии  $\gamma_e^*$  и энергии  $\mu$ -мезона  $\gamma_\mu$ , равна

$$W(\gamma_e, \gamma_e^*, \gamma_\mu) d\gamma_e = \frac{1}{2} \sin \theta^* d\theta = \frac{1}{2} \frac{d\gamma_e}{\sqrt{\gamma_\mu^2 - 1} \sqrt{\gamma_e^{*2} - 1}},$$

\* Теоретически вероятность  $W_\mu(\gamma_e^*)$  выражается формулой <sup>403</sup>

$$W_\mu(\gamma_e^*) = 12 \frac{\gamma_e^* [(\gamma_e^*)^2 - 1]^{1/2}}{(\gamma_{e,m}^*)^4} \left\{ \gamma_{e,m}^* - \gamma_e^* + \frac{2}{9} \rho (4\gamma_e^* - 3\gamma_{e,m}^*) \right\},$$

где  $\gamma_{e,m}^* \approx \frac{1}{2} \frac{m_\mu}{m} \approx 105$  и параметр Мисшеля  $\rho$  в настоящее время (см. <sup>404</sup>)

принимается равным  $\rho = 3/4$  (приведенной на рис. 21 кривой отвечает  $\rho \approx 0,2$ ). Расчеты с использованием теоретического выражения для  $W_\mu(\gamma_e^*)$  приведены в <sup>407</sup>.

если

$$\bar{\gamma}_e \leq \gamma_e \leq \bar{\bar{\gamma}}_e, \quad (17.20)$$

где

$$\bar{\gamma}_e = \gamma_\mu \gamma_e^* - \sqrt{\gamma_\mu^2 - 1} \sqrt{\gamma_e^{*2} - 1}, \quad (17.21)$$

$$\bar{\bar{\gamma}}_e = \gamma_\mu \gamma_e^* + \sqrt{\gamma_\mu^2 - 1} \sqrt{\gamma_e^{*2} - 1},$$

и равна нулю, если  $\gamma_e < \bar{\gamma}_e$  или  $\gamma_e > \bar{\bar{\gamma}}_e$ .

В результате спектр (интенсивность) электронов, образованных потоком первичных космических лучей на пробеге поглощения\* в атмосфере, определяется выражением

$$I_{e,\lambda}(\gamma_e) d\gamma_e = d\gamma_e \int_1^{\gamma_{e,m}^*} W_\mu(\gamma_e^*) d\gamma_e^* \int_1^\infty f_\pi(\gamma_\pi) d\gamma_\pi W(\gamma_e, \gamma_e^*, \gamma_\pi). \quad (17.22)$$

Здесь  $\gamma_{e,m}^* \approx 105$  — максимальная энергия, в спектре электронов распада  $W_\mu(\gamma_e^*)$ , а функции  $f_\pi(\gamma_\pi)$  и  $W_\mu(\gamma_e^*)$  заданы графиками на рис. 20 и 21.

Вычисленный по формуле (17.22) спектр вторичных электронов приведен на рис. 22 (согласно расчетам <sup>407</sup> значения  $I_{e,\lambda}(\gamma_e)$  при  $\gamma_e \geq 2$  примерно в два раза больше, чем на рис. 22). Как видно из этого рисунка, спектр электронов имеет максимум при  $\gamma_e \approx 50$ , т. е. при энергии электронов  $E \approx 25$  Мэв. В области очень больших энергий ( $\gamma_e > 10^3$ ,  $E > 0,5$  Бэв) в выражении (17.22) существенна лишь область больших  $\gamma_\pi$ , как это видно из (17.20) и (17.21). В этой области ( $\gamma_\pi > 10$ ,  $E_\pi \geq 1,5$  Бэв) исходный спектр  $\pi$ -мезонов характеризуется степенной зависимостью от энергии  $f_\pi(\gamma_\pi) \sim \gamma_\pi^{-2,6}$ . Легко убедиться, что аналогичную форму должен иметь и спектр вторичных электронов, именно

$$I_{e,\lambda}(\gamma_e) d\gamma_e \sim \gamma_e^{-2,6} d\gamma_e \quad \text{при} \quad \gamma_e = \frac{E}{mc^2} > 10^3. \quad (17.23)$$

Интенсивность вторичных электронов (17.22), представленная на рис. 22, определена по данным о генерации электронов в атмосфере. Естественно считать, что такова же будет и интенсивность электронов, образующихся при ядерных взаимодействиях космических лучей в межзвездном газе, если речь идет о генерации электронов на пробеге поглощения.

\* Здесь и в дальнейшем под пробегом поглощения космических лучей понимается путь  $\lambda_E$ , на котором энергия частиц уменьшается в  $e \approx 2,72$  раза (см. § 2). Как и в § 2, ниже будет принято  $\lambda_E = 180$  г/см<sup>2</sup>.

При этом предположении легко определить соответствующую рассмотренному процессу генерации вторичных электронов интенсивность источников электронов в Галактике  $Q(E, r)$ .

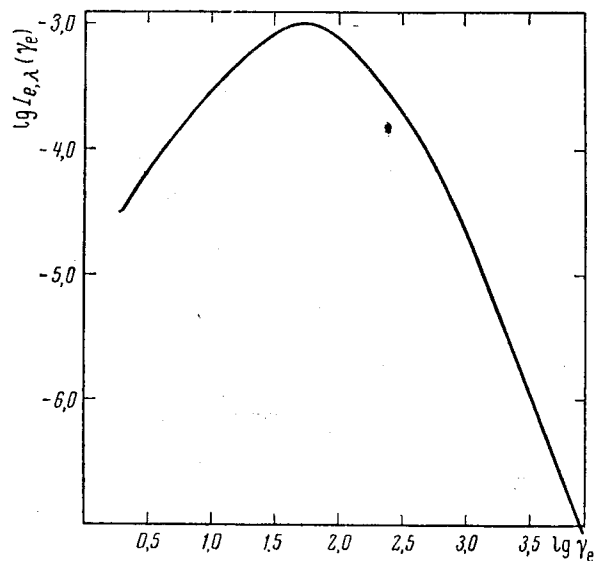


Рис. 22. Энергетический спектр электронов, образующихся при  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распаде мезонов, генерируемых космическими лучами на пробеге поглощения

Параметр  $\gamma_e$  — энергия электрона (в лабораторной системе отсчета) в единицах  $mc^2$ ;  $I_{e,\lambda}(\gamma_e)$  — интенсивность электронов в единицах  $\text{частица}/\text{см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек} \cdot \text{мс}^2$ , отнесенная к единичному интервалу энергии в единицах  $mc^2$ . При больших  $\gamma_e$  спектр приближается к степенному с показателем  $\gamma \approx 2,6$

Будем считать, что космические лучи равномерно заполняют объем Галактики с концентрацией, равной их концентрации у Земли\*. Тогда

$$Q(E, r) = \frac{4\pi}{\lambda} \rho(r) I_{e,\lambda}(E), \quad (17.24)$$

где  $\lambda = \lambda_E = 180 \text{ г}/\text{см}^2$  — пробег поглощения космических лучей в

\* Из дальнейшего ясно, что в первом приближении достаточно считать совпадающей с концентрацией у Земли концентрацию космических лучей только в той части Галактики, где сосредоточена основная масса межзвездного газа, т. е. в плоской подсистеме.

межзвездном газе;  $\rho(r)$  — плотность межзвездного газа как функция координат и

$$I_{e,\lambda}(E) = I_{e,\lambda}(\gamma_e) \frac{d\gamma_e}{dE} = \frac{1}{mc^2} I_{e,\lambda}(\gamma_e)$$

— интенсивность вторичных электронов [см. (17.22) и рис. 22].

Если считать, что основная часть межзвездного газа сосредоточена в пределах плоской подсистемы Галактики, то распределение его плотности можно задать в виде

$$\rho(r) = \frac{M}{\pi^{3/2} p^{1/2}} \exp \left\{ - (x^2 + y^2) - \frac{z^2}{p} \right\}. \quad (17.25)$$

Здесь  $M$  — полная масса межзвездного газа, а остальные величины определены так же, как и в выражении (17.1). Сравнивая выражения (17.24) и (17.25) с принятым ранее распределением источников (17.1), получаем, что интенсивность источников электронов равна

$$Q(E) = \frac{4\pi M}{\lambda} I_{e,\lambda}(E) = \frac{4\pi M}{\lambda mc^2} I_{e,\lambda}(\gamma_e). \quad (17.26)$$

Это выражение позволяет с помощью (17.16) определить спектр магнитотормозного излучения вторичных электронов в Галактике и сравнить его с результатами радиоастрономических наблюдений.

Прежде чем перейти к решению этой задачи, возвратимся к уравнению (17.16) и конкретизируем вид функции  $f_k(E_0, E)$ , определяемой выражением (17.7).

Мы ограничимся вычислением спектра радиоизлучения в направлении галактического полюса, имея в виду, что в этом направлении вклад теплового излучения облаков ионизованного газа и обусловленное ими поглощение общего радиоизлучения Галактики минимальны и поэтому можно осуществить непосредственное сравнение результатов вычислений с данными радиоастрономических измерений.

При вычислении интенсивности радиоизлучения в направлении галактического полюса с помощью соотношения (17.16) следует воспользоваться выражением (17.11) для функции  $f_k(E_0, E)$ . В этом выражении учтены систематическое изменение энергии электронов, диффузия, зависящая, вообще говоря, от энергии частицы, а также катастрофические потери с временем жизни  $T$ . Для интересующих нас энергий электронов нет оснований учитывать зависимость коэффициента диффузии от энергии. Далее, как уже указывалось, межзвездное ускорение частиц, по-видимому, не играет роли и поэтому можно считать, что изменение энергии электронов обусловлено только ее по-

терей в результате процессов, рассмотренных в § 8. Основными из этих потерь являются магнитотормозные и комптоновские, которые мы здесь только и будем учитывать. Комптоновские потери, строго говоря, не являются непрерывными и в точных расчетах их следует рассматривать в общей (интегральной) форме. Однако для наших целей, видимо, достаточно охарактеризовать комптоновские потери либо средним временем  $T$  потери значительной доли энергии электрона, либо приближенным непрерывным выражением (8.11). Мы воспользуемся последним выражением и тогда, с учетом магнитотормозных потерь (8.12), в выражении (17.11) нужно положить  $T = \infty$  (катастрофические потери отсутствуют) и

$$b(E) = \left(\frac{dE}{dt}\right)_m + \left(\frac{dE}{dt}\right)_k = \\ = -(0,98 \cdot 10^{-8} H_{\perp}^2 + 2 \cdot 10^{-14} w_{\Phi}) \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \text{ эв/сек.} \quad (17.27)$$

С помощью выражения (17.4) отсюда получаем

$$\xi = \eta \left( \frac{1}{\gamma_e} - \frac{1}{\gamma_{e,0}} \right), \quad (17.28)$$

где

$$\gamma_e = \frac{E}{mc^2}, \quad \gamma_{e,0} = \frac{E_0}{mc^2}, \quad \eta = \frac{4D}{a^2 \beta} \quad (17.29)$$

и

$$\beta = 1,9 \cdot 10^{-9} H_{\perp}^2 + 3,9 \cdot 10^{-20} w_{\Phi} \quad (17.30) \\ (H_{\perp} - \text{в э, } w_{\Phi} - \text{в эв/см}^3).$$

В этих предположениях функция  $f_{\Pi}(E_0, E)$  принимает вид

$$f_{\Pi}(E_0, E) = \frac{1}{2\pi mc^2 \beta} f(\gamma_{e,0}, \gamma_e, \eta),$$

$$f(\gamma_{e,0}, \gamma_e, \eta) = \frac{\exp\{-r_c^2/(1+\xi)\}}{\gamma_e^2(1+\xi)} \frac{2}{V\pi} \int_0^{R/V\sqrt{1+\xi}} e^{-v^2} dy. \quad (17.31)$$

Функция  $f(\gamma_{e,0}, \gamma_e, \eta)$  выражается через табличный интеграл (интеграл ошибок).

Подставляя выражения (17.26), (17.31) и (17.15) в (17.16), получаем следующее выражение для интенсивности магнитотормозного излучения релятивистских электронов в Галактике в направлении галактического полюса:

$$I_{\Pi}(\nu) = \frac{V \sqrt{3} e^3 H M}{2\pi \lambda \beta mc^2 a^2} I_{\Pi}\left(\eta, \frac{\nu}{\nu_0}\right), \quad (17.32)$$

где

$$I_{\Pi}\left(\eta, \frac{\nu}{\nu_0}\right) = \int_1^{\infty} d\gamma_{e,0} \int_1^{\infty} d\gamma_e I_{e,\lambda}(\gamma_{e,0}) f(\gamma_{e,0}, \gamma_e, \eta) \Phi\left(\frac{\nu}{\gamma_e^2 \nu_0}\right) \quad (17.33)$$

и

$$\nu_0 = \frac{3eH}{4\pi mc} = 4,2 \cdot 10^6 H. \quad (17.34)$$

На рис. 23 представлены графики функции  $I_{\Pi}(\eta, \nu/\nu_0)$  при некоторых фиксированных значениях  $\eta$ . Эти графики получены

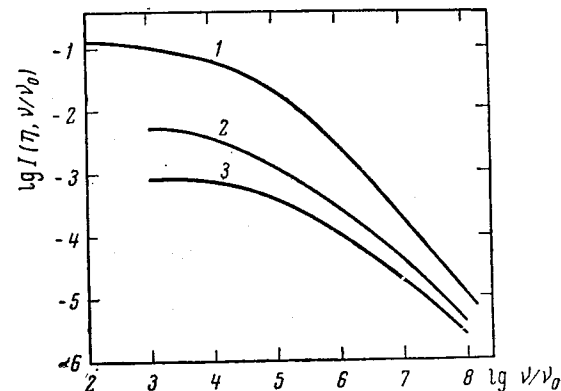


Рис. 23. Частотный спектр магнитотормозного излучения релятивистских электронов в Галактике в направлении галактического полюса, вычисленный с помощью формулы (17.33) при следующих значениях параметров:

1.  $R = \infty$ ,  $\eta = 5 \cdot 10^3$ ; 2.  $R = \infty$ ,  $\eta = 2 \cdot 10^5$ ; 3.  $R = 1$ ,  $\eta = 2 \cdot 10^6$

путем численного интегрирования функций, входящих в выражение (17.33) и заданных формулой (17.31) и графиками на рис. 20 и 22. При вычислениях принято  $p = b^2/a^2 = 10^{-4}$  и отношение  $r_c$  расстояния солнечной системы от центра Галактики ( $\approx 8 \text{ кпс}$ ) к большой полуоси  $a$  распределения источников равным  $r_c = 0,7$ . Для приведенных на рис. 23 кривых 1 и 2 было принято  $R = \infty$ , т. е. рассматривалась диффузия электронов в неограниченном пространстве. Кривая 3 вычислена в предположении, что  $R = 1$ , т. е. расстояние до границы Галактики в направлении галактического полюса равно длине  $a$  большой полуоси распределения источников. Кривая 1 получена при выборе значения параметра  $\eta = 5 \cdot 10^3$  и кривые 2 и 3 — для  $\eta = 2 \cdot 10^5$ .

## Сравнение с радиоастрономическими данными

Выражение (17.32) вместе с приведенными на рис. 23 графиками функции  $I_{\pi}(\eta, \nu/\nu_0)$  позволяет определить ожидаемую в направлении галактического полюса интенсивность магнитотормозного излучения релятивистских электронов в Галактике. В принятой схеме вычислений эта интенсивность, помимо общего множителя в (17.32)

$$\frac{\sqrt{3}c^3HM}{2\pi\lambda^3mc^2a^2} \simeq 1,95 \cdot 10^{-14} \frac{HM}{\lambda a^2 (H_{\perp}^2 + 2,1 \cdot 10^{-11}w_{\Phi})}, \quad (17.35)$$

зависит также от выбора параметров  $r_c$ ,  $R$ ,  $\eta$ ,  $\nu_0$  и, разумеется, от точной формы спектра генерации  $\pi$ -мезонов  $f_{\pi}(\gamma_{\pi})$ . Что касается выбора значения параметра  $r_c$ , то при условии \*  $r_c < 1$  интенсивность  $I(\eta, \nu/\nu_0)$  слабо зависит от  $r_c$ , и ошибка, связанная с возможной неточностью принятого значения  $r_c = 0,7$ , мала.

Напротив, результат существенно зависит от выбора значения параметра  $R$ , как это видно из сравнения кривых 2 и 3 на рис. 23. Зависимость интенсивности от  $R$ , как и должно быть, усиливается с уменьшением частоты. В самом деле, основной вклад в излучение на высоких частотах дают электроны с большими энергиями из близлежащих областей Галактики. Эти электроны по мере диффузии теряют энергию и поэтому удаленные части Галактики ответственны в основном за излучение на малых частотах. Выбор значения параметра  $R$ , т. е. расстояния до границы Галактики, как раз и определяет величину вклада этих удаленных областей. Принятое в расчетах значение  $R = 1$  (в размерных единицах это значит, что  $R = a$ ) следует рассматривать лишь как ориентировочное, поскольку точно неизвестны не только форма галактической «границы», но и условия выхода релятивистских электронов в межгалактическое пространство через эту границу\*\*.

Параметры  $\nu_0$  и  $\eta$  в принципе могут быть определены непосредственно по данным радиоастрономических измерений. Как видно из выражений (17.34) и (17.29), это дает в рамках используемой модели независимый метод определения средней напряженности  $H$  магнитного поля в Галактике и величины

\* Условие  $r_c < 1$  означает, что солнечная система расположена внутри области, занятой источниками, т. е. в рассматриваемом случае — в пределах плоской подсистемы межзвездного газа. Это условие естественно считать выполненным.

\*\* Напомним, что величина  $R$  была введена в решения (17.7) — (17.14) лишь как некоторый эффективный параметр, заменяющий строгий учет граничных условий на поверхности рассматриваемого объема.

коэффициента диффузии  $D$ . Именно, сравнивая наблюдаемый спектр нетеплового радиоизлучения Галактики с теоретическими кривыми, можно выбрать ту из них, которая дает наилучшее согласие с наблюдаемым спектром, и таким образом определить значения параметров  $\nu_0$  и  $D$ . Фактически такая процедура затруднена тем, что имеющиеся данные о спектре нетеплового излучения относятся лишь к довольно узкому интервалу частот и точность их невелика (см. § 5). Тем не менее можно показать, что эти данные вполне совместимы с приведенным выше расчетом, основанным на предположении о вторичной природе радиоизлучающих электронов.

Отметим прежде всего, что полученный выше спектр (см. рис. 23) можно считать степенным только в достаточно малых интервалах частот. Имеющиеся экспериментальные данные относятся в основном к диапазону  $\nu = 3 \cdot 10^7 \div 3 \cdot 10^8$   $\mu\text{ц}$ , т. е. к десятикратному интервалу частот. Как видно из рис. 24, на котором приведены тангенсы угла наклона кривых  $I_{\pi}(\eta, \nu/\nu_0)$  в логарифмическом масштабе, в пределах десятикратного изменения частоты кривые  $I_{\pi}(\eta, \nu/\nu_0)$  могут быть аппроксимированы степенными функциями вида  $I \sim \nu^{-\alpha}$  только приблизительно — с погрешностью в величине показателя степени (спектрального индекса) около  $\pm 0,1$ . Примерно такова же и точность имеющихся экспериментальных данных.

Далее, согласно наблюдениям, в области частот  $\nu \gtrsim 10^8$   $\mu\text{ц}$  спектральный индекс  $\alpha \simeq 0,8$ . Если принять это значение для частоты  $\nu \simeq 10^8$ , то из кривых рис. 24 можно по формуле (17.34) определить соответствующее значение средней напряженности галактического магнитного поля. В частности, для кривой 3 находим, что при  $\alpha = 0,8$  отношение  $\nu/\nu_0 = 10^7$ . Отсюда

$$H = \frac{\nu_0}{4,2 \cdot 10^6} = \frac{\nu}{4,2 \cdot 10^6 (\nu/\nu_0)} \simeq 2,4 \cdot 10^{-6}. \quad (17.36)$$

По порядку величины это значение представляется вполне приемлемым. В то же время кривые 1 и 2 приводят к слишком большой величине  $H \gtrsim 3 \cdot 10^{-5}$  и, видимо, не отвечают реальным условиям в Галактике. Это можно рассматривать как указание на то, что предположение об отсутствии излучающих электронов за пределами галактических границ (при  $r > R$ ) играет существенную роль.

Ограничимся в дальнейшем рассмотрением спектра, представленного кривой 3 на рис. 23. Для этой кривой  $\eta = 2 \cdot 10^5$  и, следовательно, при  $a \simeq 10$   $\text{kpc} \simeq 3 \cdot 10^{22}$   $\text{cm}$  и  $H_{\perp}^2 \simeq \frac{2}{3}H^2 = 3,8 \cdot 10^{-12}$  получаем

$$D = \frac{a^2 \beta \eta}{4} \simeq 3 \cdot 10^{29} \text{ cm}^2/\text{сек}. \quad (17.37)$$

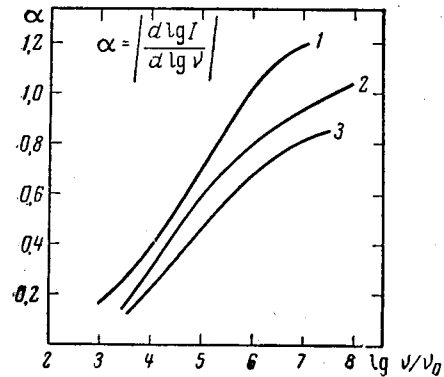


Рис. 24. Спектральный индекс  $\alpha$  как функция частоты для приведенных на рис. 23 спектров магнитотормозного излучения электронов в Галактике

Оценим теперь ожидаемую интенсивность нетеплового излучения. Наблюдаемая на частоте  $\nu = 400 \text{ Мгц}$  в направлении галактического полюса эффективная температура излучения  $T_{\text{эфф}} \approx 25^\circ \text{ К}$  (см. § 6) соответствует интенсивности

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эфф}} \approx 1,2 \cdot 10^{-18} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}. \quad (17.38)$$

В то же время ожидаемое на этой частоте значение интенсивности (17.32) равно [см. (17.35) и рис. 23]

$$I_\nu \approx 1,1 \cdot 10^{-18} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек} \cdot \text{гц} \quad (17.39)$$

и равно вдвое меньшей величине, если учесть комptonовские потери в выражении (17.30) для  $\beta$ . При вычислении  $I_\nu$  в (17.39) пробег поглощения космических лучей в межзвездном газе принят равным  $\lambda = 180 \text{ г/см}^2$ , а полная масса межзвездного газа  $M \approx 3 \cdot 10^{42}$ . Согласно вычисленной интенсивности с наблюдаемой (17.38) оказывается довольно близким. Вместе с тем придавать слишком большое значение этому обстоятельству нельзя ввиду ряда сделанных выше предположений; другими словами, констатированная близость значений  $I_\nu$  указывает только на непротиворечивость сделанных предположений и принципиальную возможность объяснить характер спектра и полную интенсивность нетеплового радиоизлучения Галактики в рамках представления о вторичной природе радиоизлучающих электронов.

Здесь мы не учитывали комptonовских потерь. При используемом значении  $H \approx 2,4 \cdot 10^{-6}$ , как было показано в § 8, комptonовские потери, по-видимому, сравниваются с магнитотормозными и значение  $D$  из (17.37) должно быть удвоено. Вместе с тем, в связи с имеющимся произволом в выборе значения  $\eta$ , оценка (17.37) имеет смысл только по порядку величины и поэтому согласие с ранее определенным значением  $D$  [см. (15.23)] можно считать удовлетворительным.

Сделаем теперь несколько замечаний, относящихся к форме энергетических спектров (17.2), (17.6) релятивистских электронов в Галактике и форме частотного спектра (17.32) магнитотормозного излучения этих электронов (см. рис. 23).

Входящий в выражения (17.3) и (17.7) — (17.11) параметр  $\xi$ , как видно из (17.4) и (17.28), имеет смысл отношения времени\*, за которое энергия электрона уменьшается от начального значения  $E_0$  до значения  $E$ , к характерному времени  $T_D \sim \sim a^2/D$  диффузионного выхода электронов из рассматриваемого объема. Если параметр  $\xi$  мал ( $\xi \ll 1$ ), т. е. в рассматриваемой области энергетического спектра потери играют большую роль, чем выход из Галактики, то из выражений (17.2), (17.3) и (17.6), (17.7) следует

$$N(E) \sim \frac{1}{|b(E)|} \int_E^\infty dE_0 Q(E_0). \quad (17.40)$$

В этом случае мы фактически возвращаемся к пространственно однородной задаче, решение которой определено формулой (17.12) (предполагается, что катастрофические потери несущественны и поэтому  $T \rightarrow \infty$ ). Условие  $\xi \ll 1$  всегда выполнено для электронов с достаточно большими энергиями. Если в области высоких энергий энергетический спектр источников может быть аппроксимирован степенной функцией  $Q(E) \propto E^{-\gamma_0}$ , где  $\gamma_0$  — показатель спектра источников, то, учитывая имеющую место в случае магнитотормозных и комptonовских потерь зависимость  $b(E) \propto E^2$ , находим, что в области высоких энергий энергетический спектр релятивистских электронов в Галактике должен иметь вид:

$$N_e(E) dE \propto E^{-\gamma} dE, \quad \gamma = \gamma_0 + 1. \quad (17.41)$$

Таким образом, в условиях быстрых магнитотормозных или комptonовских потерь энергии показатель спектра релятивистских электронов в Галактике должен быть на единицу больше показателя спектра источников. Соответствующее изменение будет претерпевать и частотный спектр магнитотормозного излучения этих электронов. Как видно из формулы (4.33), увеличение на единицу показателя  $\gamma$  в спектре электронов соответствует увеличению на 0,5 спектрального индекса  $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$  излучения.

\* В рассматриваемом случае магнитотормозных и комptonовских потерь это время равно  $t = \frac{mc^2}{\beta} \left( \frac{1}{E} - \frac{1}{E_0} \right)$ ; см. также § 8, формулу (8.13).

В случае вторичной природы радиоизлучающих электронов спектр их источников в области высоких энергий совпадает со спектром распадающихся  $\pi$ -мезонов и имеет показатель  $\gamma_0 \approx 2,6$  [см. (17.23)]. Поэтому спектральный индекс излучения  $\alpha$  в области высоких частот должен стремиться к значению

$$\alpha_{\max} = \frac{\gamma_0 - 1}{2} + 0,5 \approx 1,3. \quad (17.42)$$

Именно таково асимптотическое поведение в области высоких частот кривых для спектрального индекса  $\alpha$ , показанных на рис. 24.

В области умеренных и малых энергий ( $\xi \gtrsim 1$ ) картина значительно более сложна. Спектр галактических электронов с уменьшением энергии приближается к спектру источников, однако имеется некоторое отличие. Оно связано с присутствием электронов, которые имели вначале большую энергию, но успели потерять ее за время диффузии. При этом в спектре галактических электронов сохраняется максимум, соответствующий максимуму в спектре источников (см. рис. 22). Вместе с тем в спектре магнитотормозного излучения этих электронов соответствующий максимум будет сильно размыт, поскольку в излучение на данной частоте дает вклад широкий интервал энергетического спектра, особенно при малых значениях показателя  $\gamma$  (см. табл. 4). Фактически, как это видно из рис. 23, вместо максимума в спектре излучения в области малых частот имеется широкое плато. Некоторая дополнительная размазка в спектре излучения может быть связана также с флуктуациями концентрации электронов и напряженности магнитного поля в Галактике<sup>405</sup>. Однако, как видно из рис. 23, даже без учета таких флуктуаций максимум в спектре излучения фактически отсутствует.

Как ясно из предыдущего, в спектре магнитотормозного излучения релятивистских электронов в Галактике нет оснований ожидать каких-либо резких изломов (если не говорить о влиянии поглощения излучения в областях ионизированного водорода). Вместе с тем при изменении частоты на порядок спектральный индекс  $\alpha$  может измениться довольно заметно, на величину  $\sim 0,1-0,3$ , как это видно из рис. 24. Так, воспользовавшись кривой 3 рис. 24, видим, что  $\alpha = 0,8$  при  $v/v_0 = 10^7$ , т. е. при  $v \approx 10^8$ , если  $H = 2,4 \cdot 10^{-6}$  [см. (17.36)]. Тогда при  $v = 10^7$  ( $\lambda = 30$  м)  $\alpha = 0,66$ . Из этого и аналогичных примеров следует, что вполне можно ожидать изменения индекса  $\alpha$  на величину, достигающую 0,2 уже в используемом диапазоне частот. Быть может именно такова природа изменения  $\alpha$ , существующего по данным<sup>192</sup>. Однако ввиду предварительного ха-

рактера результатов наблюдений, указывающих на непостоянство  $\alpha$  в диапазоне  $\lambda \approx 1-10$  м, пока еще трудно обсуждать эту возможность в плане количественного сравнения имеющихся данных с расчетами (об этих расчетах подробнее см. в<sup>407</sup>).

Если иметь в виду не только нашу Галактику, но и другие источники радиоизлучения, в которых можно допустить вторичное происхождение радиоизлучающих электронов, то в зависимости от значений параметров  $\eta$  и  $v_0$  (т. е. размеров, коэффициента диффузии и напряженности магнитного поля) могут наблюдаться значения спектрального индекса  $\alpha$  фактически от  $\alpha = 0$  и до  $\alpha = 1,3$  (см. рис. 24).

Подводя итог изложенным результатам количественного анализа гипотезы о вторичной природе радиоизлучающих электронов, мы видим, что эта гипотеза довольно хорошо согласуется с имеющимися, к сожалению еще недостаточно точными, данными и позволяет сделать ряд предсказаний, допускающих экспериментальную проверку. К таким предсказаниям относятся: точная форма спектра нетеплового излучения Галактики, зависимость спектра от направления наблюдения, возможные пределы изменения спектральных индексов для радиоисточников типа нашей Галактики и т. д. В связи с этим большое значение имеет дальнейшее уточнение радиоастрономических данных о спектре нетеплового излучения и, особенно, расширение используемого диапазона частот\*. Именно на этом пути можно в первую очередь ожидать окончательного выяснения вопроса о природе радиоизлучающих электронов.

Важной экспериментальной проблемой является, как уже не раз подчеркивалось, также выяснение состава электронной компоненты космических лучей. В случае обсуждавшегося выше вторичного происхождения электронной компоненты в ее составе должны быть примерно поровну представлены и электроны и позитроны, причем с уменьшением энергии, при приближении к энергетическому порогу образования  $\pi$ -мезонов при нуклон-нуклонных соударениях, позитронов должно быть даже значительно больше, чем электронов. В связи с этим для доказательства вторичной природы радиоизлучающих электронов необходимо также, независимо от радиоастрономических наблюдений, обнаружить позитроны в составе первичной компоненты космических лучей.

\* В работе<sup>394</sup> (появившейся в последнее время) измерения доведены до частот  $\nu = 1,5 \cdot 10^8$  гц. В области таких низких частот при расчетах следует, вообще говоря, учитывать ионизационные потери электронов и поглощение радиоволн в межзвездной среде.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прогресс в области теории происхождения космических лучей был достигнут на пути широкого использования астрофизических (в частности, радиоастрономических) данных в сочетании с изучением первичных космических лучей у Земли и анализом некоторых теоретических вопросов. Дальнейшего продвижения вперед также можно ожидать только в результате комплексного использования различных возможностей и постановки ряда новых экспериментов.

Радиоастрономическими методами нужно уточнить данные о радиоизлучении (интенсивность, спектр, в отдельных случаях поляризация) в гало, диске, спирали и центре Галактики, а также данные об излучении галактических туманностей (в первую очередь, оболочек сверхновых звезд). Как мы видели в § 5, спектральный индекс  $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$  для общего галактического радиоизлучения, по некоторым данным, изменяется от 0,8 на волне длиной  $\lambda = 75$  см до 0,35 на волне длиной  $\lambda = 8$  м. Однако должной ясности в этом очень важном вопросе еще нет. Получение надежных данных о спектре радиоизлучения в широком диапазоне частот и для разных направлений в Галактике является актуальнейшей задачей. Пути и значение теоретического анализа этой проблемы ясны из сказанного в § 17.

Интересны вопросы о возможном радиоизлучении новых и некоторых других нестационарных звезд. Изучение на нескольких частотах различных галактик, в частности родственных нашей Галактике (туманность М 31 в Андромеде и др.), с помощью больших радиотелескопов позволит, вероятно, получить сведения о характере галактических границ, а может быть и о релятивистских электронах и магнитных полях между галактиками. Остается очень актуальным вопрос о плотности газа в гало; эта проблема должна исследоваться разными методами, в частности радиоастрономическими (по линии нейтрального водорода, спектру длинноволнового космического

радиоизлучения, остаточной поляризации галактического магнитотормозного излучения).

Непосредственное отношение к проблеме происхождения космических лучей имеют также астрофизические исследования, касающиеся структуры Галактики и галактических магнитных полей, межзвездной и межгалактической среды, нестационарных звезд (в особенности сверхновых) и т. д.

Особо нужно упомянуть о теоретических задачах, связанных с выяснением особенностей движения космических лучей в магнитных полях (точность диффузионного приближения, роль неустойчивости и магнитогидродинамических волн и т. п.), с механизмом взрыва и разлета оболочек сверхновых звезд и с ускорением космических лучей в этих оболочках.

Целый ряд существенных моментов должен быть, конечно, выяснен путем изучения первичных космических лучей у Земли. Так, уточнение спектра первичных космических лучей по зарядам позволит установить, какие ядра ускоряются в источниках. В области изучения химического состава космических лучей нужно подняться на более высокую ступень, определяя количество индивидуальных ядер и изотопов, в первую очередь таких, как  $\text{He}^3$  и  $\text{H}^2$  (дейтроны).

Помимо непосредственного определения химического состава космических лучей у Земли для выяснения их состава в источниках, необходимо знать вероятность трансформации и фрагментации различных ядер при их движении в межзвездной среде (водород, гелий). Для нахождения этих вероятностей трудно использовать только данные, полученные с фотопластинками, и, видимо, нужно широко привлекать радиохимические и другие методы, связанные с использованием ускорителей или наблюдением образующихся осколков ядер космических лучей, проходящих через слой жидкого водорода, поднятого на лонах.

Другая важнейшая задача — определение химического состава космических лучей при высоких энергиях. Как ли в § 11 и 16, очень тяжелые ядра с энергией  $\leq 10^{11}$  по-видимому, могут иметь галактическое происхождение, время как протоны с такой энергией, по всей вероятности, должны уже приходить из Метагалактики. С этой проблемой тесно связан и вопрос об изменениях энергетического при высоких энергиях и о возможной связи этих изменений с непостоянством химического состава космических лучей, повышением роли космических лучей метагалактического происхождения. Изучение космических лучей высокой и сокой энергии существенно и с точки зрения нахо-

пени анизотропии  $\delta$  (см. § 3 и 16). Определение  $\delta$  вместе с тем возможно и при меньших энергиях, особенно в период солнечного минимума. Нахождение анизотропии и определение параметра  $\delta$  весьма существенно как в качественном, так и в количественном отношении (существование некоторой небольшой анизотропии следует из используемой нами диффузионной модели; в рамках этой модели, зная  $\delta$ , можно оценить коэффициент диффузии  $D$ ; см. § 16).

Крупнейшим достижением в области изучения первичных космических лучей у Земли за последние несколько лет можно считать обнаружение электронов. Однако работа здесь только начата — на очереди определение энергетического спектра электронов, а также измерение отдельно потоков электронов и позитронов. Большое принципиальное значение данных такого типа очевидно из сказанного в § 2, 11 и 17. Вряд ли нуждается в доказательствах также утверждение о ценности, которую представляют даже первые успешные шаги в области  $\gamma$ -астрономии. Определение или оценка верхней границы потока  $\gamma$ -лучей из Метагалактики представляет собой актуальнейшую задачу, решения которой можно ожидать в ближайшее время.

Перспективы в области нейтринной астрономии менее ясны, но и здесь, несомненно, имеется известная надежда на успех.

Изучение космических лучей солнечного происхождения, а также вариаций интенсивности космических лучей становится, как известно, все более эффективным методом исследований межпланетных магнитных полей и процессов на Солнце. Вместе с тем механизм ускорения космических лучей на Солнце представляет интерес и с точки зрения теории происхождения космических лучей (важно, в частности, выяснить спектр космических лучей солнечного происхождения по зарядам для различных солнечных вспышек). С проблемой вариаций тесно связан в § 18 о «высокоширотном обрезании» спектра космических

И. Является ли это обрезание чисто магнитным и происходит ли оно в пределах солнечной системы или как-то отражается на нем? Этот важный вопрос еще окончательно не решен, с помсудно сомневаться в том, что обрезание в основном обусловлено хаотическими полями в межпланетной среде или влиянием упорядоченного магнитного поля солнечной системы. галак в области малых энергий, особенно в период солнечного минимума, могло бы оказаться заметным уже обрезание (тогдашнее) спектра, происходящее в источниках космических лучей в межзвездном пространстве.

Итак, можно указать на целый ряд совершенно конкретных экспериментов и методов наблюдения, использование которых позволит ответить на многие из вопросов, остающихся еще открытыми. Правда, проведение некоторых опытов потребует больших усилий (это относится, например, к изучению частиц самой высокой энергии). С другой стороны, решения отдельных задач можно ожидать в ближайшее время (определение потока  $\gamma$ -лучей из Галактики, уточнение химического состава космических лучей в области небольших энергий и др.). Таким образом, имеются все основания рассчитывать на дальнейшее быстрое продвижение вперед в области астрофизики космических лучей. Трудно сомневаться в том, что этот раздел астрофизики и физики будет с течением времени играть все большую роль в астрономии и физике космоса.

## Литература

1. Н. А. Добротин и Е. Л. Фейнберг. Космические лучи. Изд-во АН СССР. (В печати).
2. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей и исследование космоса. Изд-во АН СССР, 1963.
3. С. Н. Вернов и Г. А. Скуридин. Радиационные пояса Земли. Изд-во АН СССР. (В печати).
4. В. Л. Гинзбург. УФН, 51, 343, 1953; Forsch. d. Phys., 1, 659, 1954; см. также Nuovo Cimento, Suppl., 3, 38, 1956.
5. В. Л. Гинзбург. УФН, 62, 37, 1957; Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, 4, ch. 5. Amsterdam, 1958. Русск. перев.: Физика элементарных частиц и космических лучей. ИЛ, 1960, стр. 329.
6. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский. УФН, 71, 411, 1960; переработанный вариант: Progress Theor. Phys., Suppl., N 20, 1, 1961.
7. В. Л. Гинзбург. УФН, 74, 524, 1961 (популярное изложение).
8. S. Hayakawa, K. Ito, Y. Terashima. Progr. Theoret. Phys., Suppl., 6, 1, 1958.
9. P. Morrison. The origin of cosmic rays. Handbuch d. Phys., 46/1, 1, 1961.
10. Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics. Ed. J. G. Wilson, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1952—1958, vol. I—IV. Русск. перев.: Физика космических лучей, т. I—III. ИЛ, 1954—1958; Физика элементарных частиц и космических лучей. ИЛ, 1960.
11. Cosmic Rays. Handbuch d. Phys., 46, 1961.
12. S. F. Singer. Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, Chap. IV. Amsterdam, 1958. Русск. перев.: Физика элементарных частиц и космических лучей, гл. IV. ИЛ, 1960, стр. 201.
13. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей. Гостехиздат, 1957; Сб. «Космические лучи». Изд-во АН СССР, № 3, 5, 1961.
- 13а. V. Sarabhai. PICCR, A II, 500, 1962.
- 13б. H. V. Neher. PICCR, A II, 492, 1962.
- 13в. H. Komori. J. Phys. Soc. Japan, 17, 620, 1962.
14. P. S. Freier, E. P. Ney and C. J. Waddington. Phys. Rev., 113, 921, 1959.
15. P. S. Freier, E. P. Ney and C. J. Waddington. Phys. Rev., 114, 365, 1959.
16. А. Н. Чарахчьян, Т. Н. Чарахчьян. ЖЭТФ, 35, 1088, 1958; Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 144.
17. R. R. Daniel, P. J. Lavakare and P. K. Aditya. Nuovo Cimento, 17, 837, 1960.
18. A. Engler, M. F. Kaplan and J. Klarman. Phys. Rev., 112, 597, 1958.
19. F. B. McDonald. Nuovo Cimento, Suppl., 8, 500, 1958.
20. P. H. Fowler, P. S. Freier and E. P. Ney. Nuovo Cimento, Suppl., 8, 492, 1958.
21. C. J. Waddington. Progress in Nuclear Physics. Pergamon Press. N. Y., vol. VIII, p. 3—45, 1960.
22. C. J. Waddington. PICCR, A III, 63, 1962.
23. M. V. K. Appa Rao. Phys. Rev., 123, 295, 1961; J. Geophys. Res., 67, 1289, 1962; M. V. K. Appa Rao and M. F. Kaplan. PICCR, A III, 48, 1962.
24. K. Aizu, E. Tamai, M. Koshiba and E. Lohrman. PICCR, A III, 34, 1962; см. также A III, 52, 70, 183, 1962.
- 24а. E. M. Burbidge and G. R. Burbidge. PICCR, A III, 161, 1962.
25. O. A. Schaeffer. Physics Today, 13, N 2, 18, 1960.
26. Л. В. Курносова, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов и М. И. Фрадкин. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 5. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 30.
27. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 8. Изд-во АН СССР, 1961, стр. 87.
28. К. И. Алексеева, Л. Л. Габуния, Г. Б. Жданов, Е. А. Замчалова, М. И. Третьякова, М. Н. Щербакова. PICCR, A III, 30, 1962.
29. J. H. Noon, A. J. Herz and B. J. O'Brien. Nuovo Cimento, 5, 854, 1957.
30. R. Cester, A. Debenedetti, C. M. Garelli, A. Quassiat, L. Tallone and M. Vigone. Nuovo Cimento, 7, 371, 1958.
31. V. Bisi, R. Cester, C. M. Garelli and L. Tallone. Nuovo Cimento, 10, 881, 1958.
32. C. J. Waddington. Nuovo Cimento, Suppl., 8, 513, 518, 1958.
33. M. Koshiba, G. Schultz and M. Schein. Nuovo Cimento, 9, 1, 1958.
34. B. Waldeskog and O. Mathiesen. Arkiv f. Fysik, 17, 427, 1960.
35. R. R. Daniel, N. Durgaprasad. Nuovo Cimento, Suppl., 23, 82, 1962; PICCR, A III, 15, 1962.
36. J. van Heerden and B. Judek. Canad. J. Phys., 38, 964, 1960.
37. C. M. Garelli, B. Quassiat and M. Vigone. Nuovo Cimento, 15, 121, 1960.
38. M. V. K. Appa Rao, S. Biswas, R. R. Daniel, K. A. Nefelakantan and B. Peters. Phys. Rev., 110, 751, 1958.
39. F. W. O'Dell, M. M. Shapiro and B. Stiller. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 118; Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 133; PICCR, A III, 23, 1960.

\* Ссылки на материалы Конференции по космическим лучам в Японии (сентябрь 1961 г.), т. е. на Proc. Intern. Conf. Cosmic Rays and the Earth Storm, J. Phys. Soc. Japan, 17, Suppl., AI, AII, AIII, 1962, даются в виде: PICCR, A I—III, 1962.

40. В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. Геоматетизм и аэрономия, 2, 193, 1962; переработанный и дополненный вариант: Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 18. Изд-во АН СССР, 1963.
41. H. Aizu, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, M. Koshihara, I. Mito, J. Nishimura, K. Yokoi and M. Schein. Phys. Rev., 116, 436, 1959; 121, 1206, 1961; Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 96; Progr. Theoret. Phys., Suppl., N 16, 1960.
42. K. Kristiansson, O. Mathiesen and B. Waldskog. Arkiv f. Fysik, 17, 455, 1960.
- 42a. K. Kristiansson, O. Mathiesen and A. Stenman. Arkiv f. Fysik, 23, 479, 1963.
43. H. Hasegawa. Nuovo Cimento, 23, 292, 1962.
44. P. L. Jain, E. Lohrman and M. W. Teucher. Phys. Rev., 115, 636, 654, 1959.
45. G. Alvia. PICCR, A III, 44, 1962; Nuovo Cimento, Suppl., 19, 18, 1961.
46. H. E. Suess and H. C. Urey. Rev. Mod. Phys., 28, 53, 1956.
47. A. G. W. Cameron. Astrophys. Journ., 129, 676, 1959.
48. G. R. Burbidge; A. G. W. Cameron. Astrophys. Journ., 131, 519, 521, 1960.
49. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов и М. И. Фрадкин. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 2. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 70.
50. C. Q. Orsini. Nuovo Cimento, 16, 1040, 1960.
51. Н. Л. Григоров, Д. А. Журавлев, М. А. Кондратьева, Н. Д. Рапопорт, И. А. Савенко. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 10. Изд-во АН СССР, 1961, стр. 96.
52. М. И. Фрадкин. ЖЭТФ, 29, 147, 1955.
53. C. L. Critchfield, E. P. Ney and S. Oleksa. Phys. Rev., 85, 461, 1952.
54. J. A. Earl. Phys. Rev. Letters, 6, 125, 1961.
55. P. Meyer and R. Vogt. Phys. Rev. Letters, 6, 193, 1961.
56. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков. Астр. ж., 38, 3, 1961.
57. P. Meyer, R. Vogt. J. Geophys. Res., 66, 3950, 1961; PICCR, A III, 5, 1962.
58. P. Meyer and R. Vogt. Phys. Rev. Letters, 8, 387, 1962.
59. P. Morrison. Nuovo Cimento, 7, 858, 1958.
60. M. P. Saveloff. Nuovo Cimento, 13, 12, 1959.
61. S. Hayakawa. Prog. Theor. Phys., 19, 219, 1958.
62. R. Maze and A. Zawadzki. Nuovo Cimento, 17, 625, 1960.
- 62a. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский. О гамма-лучах и магнитогормозном рентгеновском излучении галактического и метagalacticкого происхождения. ЖЭТФ. (В печати).
63. K. Greisen. Ann. Rev. Nucl. Sci., 10, 63, 1960.
64. A. Grassesi and M. Saccarelli. Nuovo Cimento, 17, 691, 1960.
65. W. L. Kraushaar, G. W. Clark. Phys. Rev. Letters, 8, 106, 1962; Sci. American, 206, N 5, 52, 1962; PICCR, A III, 1, 1962.
66. А. Е. Чудаков, В. И. Зацепин, Н. М. Нестерова и В. Л. Дадькин. PICCR, A III, 106, 1962.
67. С. З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах. Гостехиздат, 1948.
68. Б. Росси. Частицы больших энергий. Гостехиздат, 1955.

69. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. ИЛ, 1956.
70. А. И. Ахиезер и В. Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Физматгиз, 1959.
71. В. Л. Гинзбург, Г. Г. Гетманцев и М. И. Фрадкин. Труды Третьего совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1954, стр. 149.
72. А. И. Никишев. ЖЭТФ, 41, 549, 1961.
- 72a. S. Hayakawa. Physics Letters, 1, 234, 1962.
73. М. А. Марков и И. М. Железных. Nuclear Physics, 27, 385, 1961.
74. Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин. ЖЭТФ, 41, 1818, 1961.
75. В. М. Харитонов. Докл. АН СССР, 141, 66, 1961.
76. Б. М. Понтекорво и Я. А. Смородинский. ЖЭТФ, 41, 239, 1961.
77. Я. В. Зельдович и Я. А. Смородинский. ЖЭТФ, 41, 907, 1961.
- 77a. Б. М. Понтекорво и А. Е. Чудаков. ЖЭТФ, 43, 1967, 1962.
78. В. И. Ритус. ЖЭТФ, 41, 1285, 1961.
- 78a. H. Y. Chiu. Ann. of Phys., 15, 1; 16, 321, 1961.
- 78b. Б. М. Понтекорво, УФН, 79, 3, 1963.
79. F. V. McDonald. Phys. Rev., 109, 1367, 1958.
80. W. R. Webber. Nuovo Cimento, Suppl., 8, 532, 1958.
81. A. Engler and U. Haber-Schaim. Phys. Rev., 95, 1700, 1954.
82. M. F. Kaplan and D. M. Ritson. Phys. Rev., 88, 386, 1952.
83. C. J. Waddington and P. H. Fowler. Phil. Mag., 1, 637, 1956.
84. C. E. Fichtel. Nuovo Cimento, 19, 1100, 1961.
85. S. Biswas, P. J. Lavakare, K. A. Neelakantan and P. G. Shukla. Nuovo Cimento, 16, 644, 1960; Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 102.
86. M. F. Kaplan, B. Peters, H. L. Reynolds and D. M. Ritson. Phys. Rev., 85, 295, 1952.
87. R. E. Danielson. Phys. Rev., 113, 1311, 1959.
88. Л. Т. Барадзей, В. И. Рубцов, Ю. А. Смородин, М. В. Соловьев, Б. В. Толкачев. PICCR, A III, 433, 1962.
89. P. H. Barrett, L. M. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg and K. Greisen. Rev. Mod. Phys., 24, 133, 1952.
- 89a. С. И. Никольский. УФН, 78, 365, 1962; Труды 1-го Всесоюзного совещания по космофизическому направлению исследований космических лучей. Якутск, 1962. (В печати).
90. Proceedings of the Fifth Interamerican Symposium on Cosmic Rays. La Paz, Bolivia, 1962.
91. B. Rossi. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. II, p. 18; Sci. American, 201, N 11, 135, 1959; Phys. Rev., 122, 637, 1961.
92. Г. В. Куликов, Г. Б. Христиансен. ЖЭТФ, 35, 635, 1959.
93. J. Linsley, L. Scarsi and B. Rossi. PICCR, A III, 91, 1962.
94. J. Linsley and L. Scarsi. Phys. Rev. Letters, 9, 123, 1962; J. Linsley. Phys. Rev. Letters, 9, 126, 1962.

95. K. A. Neelakantan and P. G. Shukla. PICCR, A III, 20, 1962.
96. А. Н. Чарахчян, В. Ф. Тулинов и Т. Н. Чарахчян. ЖЭТФ, 41, 735, 1961; Геомagnetизм и аэрономия, 1, 150, 1961.
97. J. Winkler. J. Geophys. Res., 65, 1331, 1960.
98. C. E. Fichtel and D. E. Guss. Phys. Rev. Letters, 6, 495, 1961; см. также PICCR, A II, 321, 1962.
99. H. Jagoda, R. Filz and K. Fukui. Phys. Rev. Letters, 6, 626, 1961; PICCR, A II, 320, 1962.
100. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов и М. И. Фрадкин. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 6. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 132.
101. R. Vogt. Phys. Rev., 125, 366, 1962; PICCR, A II, 436, 1962.
102. H. V. Neher. Annual Review of Nuclear Sci., 8, 217, 1958.
103. F. B. McDonald and W. R. Webber. Phys. Rev., 115, 194, 1959; J. Geophys. Res., 65, 767, 1960.
104. F. B. McDonald. Phys. Rev., 116, 462, 1959.
105. F. B. McDonald and W. R. Webber. PICCR, A II, 428, 1962.
106. F. B. McDonald and W. R. Webber. J. Geophys. Res., 67, 2119, 1962.
107. H. V. Neher. Phys. Rev., 103, 228, 1956; 107, 588, 1957.
108. J. R. Winkler and K. A. Anderson. Phys. Rev., 108, 148, 1957.
109. P. N. Fowler, C. J. Waddington, P. S. Freier, J. Nagle and E. P. Ney. Phil. Mag., 2, 157, 1957.
110. P. J. Duke. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 89.
111. E. Tamai. Phys. Rev., 117, 1345, 1960.
112. D. Evans. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 92.
113. S. Hayakawa, M. Koshida and Y. Terashima. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 181.
114. S. F. Singer. Nuovo Cimento, Suppl., 8, 342, 1958.
115. H. Eliot, R. I. Hynds, I. I. Quenby and G. J. Wenk. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. IV, p. 311.
116. E. N. Parker. Ap. J., 128, 664, 1958.
117. Л. И. Дорман. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. IV. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 328.
118. Y. Terashima. Progr. Theoret. Phys., 23, 1138, 1960.
119. M. V. K. Apparao and M. F. Kaplan. Nuovo Cimento, 21, 369, 1961.
120. J. R. Arnold, M. Honda and D. Lal. J. Geophys. Res., 66, 3519, 1961.
121. J. R. Arnold. Ann. Rev. Nuclear sci., 11, 349, 1961.
122. H. Wänke, E. Vilcsek. Zs. Naturf., 14a, 929, 1959.
123. B. Peters. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 157; Nuovo Cimento, 22, 800, 1961.
124. J. Linsley, L. Scarci, P. J. Eccles and B. Rossi. Phys. Rev. Letters, 8, 286, 1962.
125. С. И. Никольский, Ю. Н. Вавилов и В. В. Батов. Докл. АН СССР, 111, 71, 1956.

126. С. И. Никольский и А. А. Поманский. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. II. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 235.
127. О. И. Довженко, Г. Т. Зацепин, Е. А. Мурзина, С. И. Никольский и В. И. Яковлев. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. II. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 144.
128. С. Н. Вернов, Г. Б. Христиансен, В. И. Атрашкевич, В. А. Дмитриев, Ю. Фомин, Б. А. Хренов, Г. В. Куликов, Ю. А. Нечин и В. И. Соловьева. PICCR, A III, 118, 1962; см. также Изв. АН СССР, 24, 651, 1962.
129. G. T. Murthy, B. Peters, P. V. Ramanamurthy and B. V. Shrekanthan. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 150.
130. S. Fukui, H. Hasegawa, T. Matano, I. Miura, M. Oda, K. Suga, G. Tanahashi and Y. Tanaka. Suppl. Progr. Theoret. Phys., 16, 1, 1960.
131. И. Л. Розенталь. PICCR, A III, 105, 1962; Сб. «Некоторые вопросы физики атомного ядра и элементарных частиц». Атомиздат, 1962.
132. Н. Н. Горюнов, Л. Г. Деденко и Г. Т. Зацепин. PICCR, A III, 103, 1962.
133. J. Delvaile, F. Kendzioriski and K. Greisen. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 143.
134. Л. И. Дорман, О. И. Иноземцева. Transaction of the XII Symposium of the General Assembly in Helsinki (July, 1960); Сб. «Космические лучи». Изд-во АН СССР, № 4, 209, 1961.
135. J. Delvaile, F. Kendzioriski, K. Greisen. PICCR, A III, 76, 1962.
136. H. Hasegawa, T. Matano, I. Miura, M. Oda. PICCR, A III, 86, 1962.
- 136а. С. И. Никольский. Труды 1-го Всесоюзного совещания по космофизическому направлению исследований космических лучей. Якутск, 1962. (В печати).
- 136б. А. М. Conforto. PICCR, A III, 144, 1962.
- 136в. H. Hasegawa, T. Matano, I. Miura, M. Oda, G. Tanahashi, Y. Tanaka, S. Higashi, T. Kitamura, Y. Mishima, S. Miyamoto, K. Shibata and Y. Watase. Phys. Rev. Letters, 8, 284, 1962; см. также PICCR, A III, 89, 1962.
137. Дж. А. Позн, Р. Н. Брейсуэлл. Радиоастрономия. ИЛ, 1958.
138. H. Alfven and N. Herlofson. Phys. Rev., 78, 616, 1950.
139. К. О. Киренхейер. Phys. Rev., 79, 738, 1950.
140. В. Л. Гинзбург. Докл. АН СССР, 76, 377, 1951.
141. Г. Г. Гетманцев. Докл. АН СССР, 83, 557, 1952.
142. В. Л. Гинзбург и М. И. Фрадкин. Докл. АН СССР, 92, 531, 1953.
143. В. Л. Гинзбург. Докл. АН СССР, 92, 1133, 1953.
144. С. Н. Вернов, В. И. Соловьева, Б. А. Хренов, Г. Б. Христиансен. Доклад на 1-м Всесоюзном совещании по космофизическому направлению исследований космических лучей. Якутск, 1962. (В печати).
145. И. С. Шкловский. Астр. ж., 29, 418, 1952.

146. A. Unsold. *Zs. Phys.*, **141**, 70, 1955.  
 147. И. М. Гордон. Докл. АН СССР, **94**, 813, 1954; Труды Третьего совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1954, стр. 253, 267; Бюлл. КИСО АН СССР, № 10, 49, 1954.  
 148. И. С. Шкловский. Докл. АН СССР, **90**, 983, 1953.  
 149. В. Л. Гинзбург. Труды Третьего совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1954, стр. 260.  
 150. И. С. Шкловский. Космическое радиоизлучение. М., Гостехиздат, 1956; «Cosmic Radio Waves», Harvard Univ. Press, 1960.  
 151. Труды Пятого совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1956.  
 152. Paris Symposium on Radio Astronomy (Stanford Univ. Press, 1959). Русск. перев.: Радиоастрономия. ИЛ, 1961; в тексте даются ссылки на страницы русского издания.  
 153. J. L. Rawsey, E. R. Hill. *Reports on Progress in Physics*, **24**, 69, 1961.  
 154. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Теория поля. Физматгиз, 1962.  
 155. K. S. Westfold. *Astrophys. Journ.*, **130**, 241, 1959.  
 156. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953.  
 157. Г. В. Розенберг. УФН, **56**, 77, 1955.  
 158. Б. А. Трубников. Докл. АН СССР, **118**, 913, 1958.  
 159. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский. *Астр. ж.*, **38**, 885, 1961.  
 160. Г. М. Гарибян, И. Н. Гольдман. *Изв. АН Арм.ССР*, **7**, 31, 1954.  
 161. А. А. Корчак. *Астр. ж.*, **34**, 365, 1957.  
 162. С. И. Сыроватский. *Астр. ж.*, **36**, 17, 1959.  
 163. В. А. Разин. *Радиотехника и электроника*, **1**, 846, 1956; *Астр. ж.*, **35**, 241, 1958.  
 164. G. Westerhout, Ch. L. Seeger, W. H. Brouw and J. Tinbergen. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, **16**, 187, 213, 1962.  
 164a. R. Wielebinski, J. J. Shakeshaft and I. I. K. Pauliny-Toth. *Observatory*, **82**, 158, 1962.  
 165. С. Б. Пикельнер. *Астр. ж.*, **33**, 785, 1956.  
 166. J. H. Oort, Th. Walraven. *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **12**, 285, 1956.  
 167. C. H. Mayer, T. P. McCullough, R. M. Sloanaker. *Astrophys. J.*, **126**, 468, 1957; *Astron. J.*, **64**, 339, 1959.  
 168. А. Д. Кузьмин, В. А. Удалцов. *Астр. ж.*, **36**, 1114, 1961; см. также *Астр. ж.*, **39**, 849, 1962.  
 169. C. Struve. *Sky and Telescope*, **18**, 364, 1959.  
 170. J. Borat, J. Lequeux, E. Le Roux. *C. r. Acad. sci. Paris*, **251**, 2476, 1961.  
 170a. C. H. Mayer, T. P. McCullough and R. M. Sloanaker. *Astrophys. J.*, **135**, 656, 1962.  
 170b. F. F. Gardner and J. B. Whiteoak. *Phys. Rev. Letters*, **9**, 197, 1962.  
 170в. В. Ф. Коопер and R. M. Price. *Nature*, **195**, 1084; **196**, 761, 1962.  
 170г. R. N. Bracewell, B. F. Cooper and T. E. Cousins. *Nature*, **195**, 1289, 1962.  
 170д. В. Л. Гинзбург и В. В. Писарева. Поляризация радиоизлучения дискретных источников и изучение метагалактического, галактического и окосолнечного пространства. Изв. высших учебных заведений. Радиофизика. (В печати).  
 171. В. Л. Гинзбург. Paris Symposium on Radio Astronomy. Stanford. 1959. Русск. перев.: Радиоастрономия, стр. 105. ИЛ, 1961

172. F. Hoyle. *Радиоастрономия*, стр. 107. ИЛ, 1961.  
 173. Г. Г. Гетманцев, В. А. Разин. Труды Пятого совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1956, стр. 495.  
 174. В. В. Писарева. Изв. высших учебных заведений. Радиофизика, **3**, № 2, 165, 1960.  
 175. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1960.  
 176. В. Н. Цитович. *Вестник МГУ*, **11**, 27, 1951.  
 177. В. А. Разин. *Радиофизика*, **3**, 584, 1960.  
 177a. Е. В. Чаевский и С. Я. Брауде. *Радиофизика*, **5**, 211, 1962.  
 178. Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, В. Л. Гинзбург. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 7. Изд-во АН СССР, 1961, стр. 3; *Planetary and Space Sci.*, **2**, 109, 1962.  
 179. R. Q. Twiss. *Phil. Mag.*, **45**, 249, 1954.  
 180. И. С. Шкловский. *Радиогалактики. УФН*, **77**, 3, 1962; см. также *Астр. ж.*, **39**, 591, 1962.  
 181. P. J. Coleman, L. Davis and C. P. Sonett. *Phys. Rev. Letters*, **5**, 43, 1960.  
 182. R. D. Richtmeier, E. Teller. *Phys. Rev.*, **75**, 1729, 1949.  
 183. С. Б. Пикельнер. Докл. АН СССР, **88**, 229, 1953.  
 184. J. Baldwin. *Observatory*, **75**, 229, 1955.  
 185. G. Westerhout. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, **14**, 215, 1958.  
 186. B. Y. Mills, E. R. Hill and O. B. Slee. *Observatory*, **78**, 116, 1958; *Austral. J. Phys.*, **11**, 530, 1958.  
 187. R. Hanbury Brown and C. Hazard. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **119**, 297, 1959.  
 188. B. Y. Mills. Paris Symposium on Radio Astronomy. Stanford, 1959, p. 431.  
 189. B. Y. Mills. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **71**, 267, 1959; *Observatory*, **81**, 75, 1961.  
 190. R. Adgie and F. S. Smith. *Observatory*, **76**, 181, 1956.  
 191. C. H. Costain. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **120**, 248(1960).  
 192. J. E. Baldwin. *PICCR*, A III, 173, 1962.  
 192a. A. J. Turtle, J. F. Pugh, S. Kenderdine and I. I. K. Pauliny-Toth. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **124**, 296, 1962.  
 193. R. Hanbury Brown and C. Hazard. *Observatory*, **80**, 137, 1960.  
 194. B. Field. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **72**, 303, 1960.  
 194a. R. D. Davies and C. Hazard. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **124**, 147, 1962.  
 195. M. I. Large, D. S. Mathewson, C. G. J. Haslam. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **123**, 113, 1961.  
 196. M. M. Komesaroff. *Austral. J. Phys.*, **14**, 515, 1961.  
 197. C. W. Rougoor and J. H. Oort. *Proc. Nat. Acad. Sci. Amer.*, **46**, 1, 1960.  
 198. С. Б. Пикельнер. *Физика межзвездной среды. Изд-во АН СССР*, 1959.  
 199. G. Elwert. *Erg. exakten Naturwiss.*, **23**, 1, 1959.  
 200. J. H. Oort, F. J. Kerr and G. Westerhout. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **118**, 379, 1958; *Sci. American*, **201**, N 2, 44, 1959; *Astrophysics*, IV, *Stellar Systems*, *Handbuch d. Physik*, **53**, 1959.  
 200a. F. J. Kerr. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **123**, 327, 1962.  
 201. L. Woltjer. *Ap. J.*, **130**, 38, 1959.  
 202. Ю. Н. Парийский. Докл. АН СССР, **129**, 1261, 1959; *Астр. ж.*, **38**, № 2, 242, 1961.

- 202a. С. А. Каплан и С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, 1963.
203. F. D. Drake. *Sky and Telescope*, 18, 428, 1959.
204. M. Walker, A. Lallemand, M. Duchesne. *C. r. Acad. sci. Paris*, 250, 975, 1960.
205. H. Alfvén. *Cosmic Electrodynamics*. Oxford, 1950. Русск. перев.: Х. Альфвен. *Космическая электродинамика*. ИЛ, 1952.
206. С. Б. Пикельнер. УФН, 58, 285, 1956.
207. Г. А. Шайн. *Астр. ж.*, 32, 110, 381, 1955.
208. A. Schlüter, L. Bierman. *Zs. Naturf.*, 5a, 237, 1950.
209. С. Б. Пикельнер. *Основы космической электродинамики*. Физматгиз, 1961.
210. L. Woltjer. *Astrophys. J.*, 133, 352, 1961.
211. R. D. Davis, C. H. Slater, W. L. H. Shuter P. A. T. Wild. *Nature*, 187, 1088, 1960.
- 211a. R. D. Davies, G. L. Verschuur and P. A. T. Wild. *Nature*, 196, 563, 1962.
212. J. P. Herppner, N. F. Ness, T. L. Skillman, C. S. Scearce. *PICCR, A II*, 546, 1962.
213. F. Hoyle, J. G. Ireland. *Monthly Notices Roy. Astron. Sci.*, 122, 35, 1961.
214. J. G. Ireland. *Monthly Notices, Roy. Astron. Sci.*, 122, 461, 1961.
215. H. Tunmer. *Phil. Mag.*, 3, 370, 1958.
216. R. Hanbury Brown, R. D. Davies and C. Hazard. *Observatory*, 80, 191, 1960.
217. H. M. Johnson. *Phil. Mag.*, 4, 877, 1959.
218. I. Pauliny-Toth, J. E. Baldwin, J. R. Shakeshaft. *Monthly Notices Roy. Astron. Sci.*, 122, 279, 1961.
219. J. M. Thompson. *Nature*, 180, 495, 1957.
220. J. L. Rawsey and E. Harting. *Austral. J. Phys.*, 13, 740, 1960.
221. В. А. Разин. *Астр. ж.*, 35, 829, 1958.
222. D. ter Haar. *Rev. Mod. Phys.*, 22, 419, 1950.
223. M. Oda and H. Hasegawa. *PICCR, A III*, 171, 1962.
- 223a. M. I. Large, M. J. S. Quigley and C. G. T. Haslam. *Monthly Notices Roy. Astr. Soc.*, 124, 405, 1962.
224. R. Minkowsky. *Paris Symposium on Radio Astronomy*. Stanford, 1959, p. 315.
225. И. С. Шкловский. *Труды Международной конференции по космическим лучам*, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 209.
226. Ю. Н. Парийский. *Докл. АН СССР*, 137, 49, 307, 1961.
227. В. Н. Мороз. *Астр. ж.*, 37, 265, 1960.
228. А. А. Корчак. *Труды ФИАН*, 17, 149, 1962.
229. D. E. Haggis. *Thesis, California Inst. Techn.*, 1961.
230. J. Baldwin and C. H. Costain. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 121, 413, 1960.
231. C. R. Lynds. *Publ. Nat. Radio Astr. Observ.*, 1, 112, 1961.
232. А. Д. Кузьмин. *Астр. ж.*, 38, 905, 1961.
233. Н. С. Кардашев, А. Д. Кузьмин, С. И. Сыроватский. *Астр. ж.*, 39, 216, 1962.
234. D. C. Heeschen. *Astrophys. J.*, 133, 322, 1961.
235. C. M. Wade. *Austral. J. Phys.*, 12, 471, 1959.
236. И. С. Шкловский. *Астр. ж.*, 31, 533, 1954.
237. E. R. Hill. *Austral. J. Phys.* 11, 580, 1958.
238. M. I. Large, D. S. Mathewson and C. G. T. Haslam. *Nature*, 183, 1250, 1663, 1959.

239. G. Westerhout. *Paris Symposium on Radio Astronomy*, ed. Bracewell. Stanford, 1959, p. 447.
240. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов и Ю. А. Логачев. *Докл. АН СССР*, 125, 304, 1959.
241. F. Hoyle and J. G. Ireland. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 120, 173, 1960.
242. С. Б. Пикельнер, И. С. Шкловский. *Астр. ж.*, 34, 145, 1957; *Rev. Mod. Phys.*, 30, 935, 1958; *Ann. Astrophys.*, 22, 913, 1959.
243. И. С. Шкловский. *Астр. ж.*, 37, 256, 1960.
244. J. A. Högbom and J. R. Shakeshaft. *Nature*, 189, 561, 1961; 190, 705, 1961.
245. И. С. Шкловский. *Астр. ж.*, 37, 369, 1960.
- 245a. K. I. Kellerman, R. I. Long, L. R. Allen and M. Moran. *Nature*, 195, 692, 1962.
246. G. R. Burbidge. *Astrophys. J.*, 129, 849, 1959.
247. R. Hanbury Brown, C. Hazard. *Monthly Notices*, 122, 479, 1961; 123, 279, 1961.
248. И. С. Шкловский. *Астр. ж.*, 37, 945, 1960.
249. J. L. Steinberg, J. Legueux. *Radio Astronomie*. Dunod. Paris, 1960.
250. D. W. Dewhurst. *Paris Symposium on Radio Astronomy*. Stanford Univ. Press, 1959, p. 507.
251. Ю. П. Псковский. *Астр. ж.*, 39, 222, 1962.
252. L. Biermann and L. Davis. *Zs. Astrophys.*, 51, 19, 1960.
253. G. Munch and H. Zirin. *Astrophys. J.*, 133, 11, 1961.
254. В. Л. Гинзбург. *Изв. высших учебных заведений. Радиофизика*, 1, N 5-6, 3, 1958; *Paris Symposium on Radio Astronomy*. Stanford Univ. Press, 1959, p. 589.
255. G. R. Ellis. *J. Geophys. Res.*, 62, 229, 1957.
256. В. А. Разин. *Изв. высших учебных заведений. Радиофизика*, 3, 921, 1960.
257. F. D. Kahn and L. Woltjer. *Astrophys. J.*, 130, 705, 1959.
258. F. Hoyle. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 120, 338, 1960.
259. В. Н. Цытович. *ЖЭТФ*, 42, 803, 1962.
260. О. Б. Фирсов. *ЖЭТФ*, 36, 1517, 1959.
261. Я. А. Теплова, В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Л. Н. Фатеева. *ЖЭТФ*, 42, 44, 1962; 34, 559, 1958.
262. Р. Пост. *Высокотемпературная плазма и управляемые термоядерные реакции*. ИЛ, 1961, стр. 24.
263. P. K. Weyl. *Phys. Rev.*, 91, 289, 1953; см. также *Handbuch d. Phys.*, 34, 193, 1958.
264. Н. Бор. *Прохождение атомных частиц через вещество*. ИЛ, 1950, стр. 82.
265. В. И. Пустовойт и М. Е. Герценштейн. *ЖЭТФ*, 42, 163, 1962.
266. В. Л. Гинзбург и Г. Ф. Жарков. *ЖЭТФ* (в печати).
267. Г. Т. Зацепин. *Докл. АН СССР*, 80, 577, 1951.
268. Н. М. Герасимова, Г. Т. Зацепин. *ЖЭТФ*, 38, 1245, 1960.
269. Н. М. Герасимова, И. Л. Розенталь. *ЖЭТФ*, 1, 488, 1961.
270. R. M. Kalbach, J. J. Lord and C. H. Tsao. *Phys. Rev.*, 113, 330, 1959.
271. A. Ashmore, G. Cocconi, A. N. Diddens, A. Wetherell. *Phys. Rev. Letters*, 5, 576, 1960.
272. L. Riddiford, A. W. Williams. *Proc. Roy. Soc.*, 257A, 316, 1960.



273. B. Peters. Progress in Cosmic Ray Physics. North Holland. Amsterdam, 1952, 1, Ch. IV, 193.
274. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астр. ж., 39, 174, 1962.
275. V. Radjoradhya and C. H. Waddington. Phil. Mag., 3, 19, 1958.
276. E. Lohrman and M. W. Teucher. Phys. Rev., 115, 636, 1959.
277. G. D. Badhwar, R. R. Daniel, B. Vijayalakshmi. Progress Theor. Phys., 28, 607, 1962.
278. А. П. Жданов, П. Н. Федотов. ЖЭТФ, 37, 392, 1959.
279. F. S. Rowland and R. L. Wolfgang. Phys. Rev., 110, 175, 1959.
280. В. Л. Гинзбург. Изв. АН СССР, серия физ., 20, 5, 1956.
281. G. R. Burbidge. Astrophys. J., 124, 416, 1956.
282. G. Cocconi. Proceedings of 1960 Intern. Conference on High Energy Physics of Rochester, p. 779.
283. P. H. Fowler. Phil. Mag., 41, 163, 1950; УФН, 48, 54, 1951.
284. Физика космических лучей. Ред. Дж. Вильсон. Т. III. ИЛ, 1958, стр. 347.
285. E. C. Raу. Handbuch d. Phys., 46/1, 130, 1960.
286. Физика космических лучей. Ред. Дж. Вильсон. Т. I. ИЛ, 1954, стр. 24—25.
287. В. В. Гусева, Н. А. Добротин, Н. Г. Зелевинская, К. А. Котельников, А. М. Лебедев и С. А. Славатинский. PICCR, A III, 375, 1962.
288. E. Feenberg, H. Primakoff. Phys. Rev., 73, 449, 1948.
289. T. M. Donahue. Phys. Rev., 84, 972, 1951.
290. C. W. Allen. Astrophys. Quantities. London, 1955.
291. S. A. Colgate and M. H. Johnson. Phys. Rev. Letters, 5, 235, 1960.
292. W. F. G. Swan. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 183; см. также Phys. Rev., 126, 757, 1962; PICCR, A III, 176, 1962.
293. E. Fermi. Phys. Rev., 75, 1169, 1949; Ар. J., 119, 1, 1954.
294. G. Hellwig. Zs. Naturf., 10a, 508, 1955.
295. F. Hertweck and A. Schluter. Zs. Naturf., 12a, 844, 1957.
296. Н. Г. Денисов. Изв. высших учебных заведений. Радиофизика, 2, 374, 1959.
297. Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. ИЛ, 1957.
298. Л. И. Дорман. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 245.
299. А. А. Логунов, Я. П. Терлецкий. Вестник МГУ, № 3, 63, 1956; Изв. АН СССР, серия физ., 17, 119, 1953; ЖЭТФ, 26, 129, 1954.
300. Х. Альфвен. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 196; Max-Planck-Festschrift, p. 83, 1958.
301. W. V. Thompson. Proc. Roy. Soc., A233, 402, 1955.
302. В. М. Бяков, Р. Г. Авалов. ЖЭТФ, 35, 1181, 1958.
- 302а. В. Н. Цигович. Ускорение излучением и вопросы генерации быстрых частиц в космических условиях. Препринты, 1962; см. также ЖЭТФ, 43, 327, 1962.
303. E. N. Parker. Phys. Rev., 107, 830, 1957.
304. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский. Докл. АН СССР, 122, 792, 1958.
305. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 216.

306. В. Л. Гинзбург. Докл. АН СССР, 92, 727, 1953.
307. В. Л. Гинзбург, С. Б. Пикельнер и И. С. Шкловский. Астр. ж., 32, 503, 1955; 33, 447, 1956.
308. E. N. Parker, D. A. Tidman. Phys. Rev., 111, 1206, 1958.
309. А. В. Гуревич. ЖЭТФ, 38, 1597, 1960.
310. Х. Альфвен. Космическая электродинамика. ИЛ, 1952.
311. Г. Г. Гетманцев. Астр. ж., 36, 422, 1959. Изв. высших учебных заведений. Радиофизика, 2, 3, 1959.
312. А. А. Логунов, Я. П. Терлецкий. ЖЭТФ, 29, 701, 1955.
313. S. Fukui, S. Hayakawa, H. Nishimura, H. Obauchi. PICCR, A III, 169, 1962.
314. Г. Г. Гетманцев. Изв. высших учебных заведений. Радиофизика, 5, 172, 459, 1962; Астр. ж., 39, 607, 1962.
315. Л. Дэвис. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 225.
316. R. Hanbury Brown. Monthly Notices Roy. Astr. Soc., 124, 35, 1962.
317. J. A. Simpson. Astrophys. Journ. Suppl., 4, 378, 1960.
318. T. Gold. Astrophys. Journ. Suppl., 4, 406, 1960.
319. N. A. Krall and M. N. Rosenbluth. Trapping instabilities in a slightly inhomogeneous plasma. Preprint, 1961.
320. В. Л. Гинзбург. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 200.
321. H. Babcock. Phys. Rev., 109, 2210, 1958.
322. И. М. Гордон. Труды Астрон. обсерв. ХГУ, 12, 15, 1957; Астр. ж., 34, 739, 1957; 35, 458, 1958; 37, 246, 1960; ЖЭТФ, 37, 853, 1958.
323. П. Н. Холопов. Астр. ж., 36, 434, 1959.
324. K. A. Anderson, R. Arnoldy, R. Hoffman, L. Peterson, J. R. Winkler. J. Geophys. Res., 64, 1133, 1959.
325. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., Гостехиздат, 1951, § 107.
326. Ю. Н. Псковский. Астр. ж., 38, 656, 1961.
327. W. Baade and F. Zwicky. Proc. Nat. Acad. Sci. Amer., 20, 259, 1934.
328. И. С. Шкловский. Докл. АН СССР, 91, 475, 1953.
329. G. Cocconi. Nuovo Cimento, 3, 1433, 1956.
330. G. Cocconi. Astrophys. J. Suppl., 4, 417, 1960.
331. C. Payne-Gaposchkin. Handbuch d. Phys., 51, 572, 1958.
332. G. R. Burbidge. Phys. Rev., 101, 906, 1956.
333. P. Morrison, S. Olbert and B. Rossi. Phys. Rev., 94, 440, 1954.
334. E. N. Parker. Phys. Rev., 99, 241, 1955.
335. J. H. Piddington. Austral. J. Phys., 10, 515, 1957.
336. Б. Н. Гершман. Астр. ж., 36, 190, 1959.
337. L. Biermann and I. Davis. Zs. Naturf., 13a, 909, 1958; Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), vol. III, p. 228; Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 234.
338. E. Salpeter. Astrophys. J., 129, 608, 1959.
339. И. С. Шкловский. Nuovo Cimento, Suppl., 8, N 2, 421, 1958.
340. В. Л. Гинзбург. Nuovo Cimento, Suppl., 8, N 2, 430, 1958.
341. F. Hoyle. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 120, 436, 1960.
342. H. Alfven. Phys. Rev., 75, 1732, 1949; 77, 375, 1950.
343. A. Unsold. Phys. Rev., 82, 857, 1951.
344. Б. Б. Кадомцев. Ядерный синтез, 1, 286, 1961; А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев. УФН, 73, 701, 1961.

345. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. Физматгиз, 1961.
346. R. R. Davies and G. L. Verschuur. *Nature*, 197, 32, 1963.
347. Г. Г. Гетманцев. *Астр. ж.*, 35, 722, 1958.
348. В. Л. Гинзбург. Докл. АН СССР, 99, 703, 1954.
349. Г. Г. Гетманцев. Изв. высших учебных заведений. Радиофизика, 5, 1051, 1962.
350. В. Л. Гинзбург. Сб. «Эйнштейн и развитие физико-математической мысли». Изд-во АН СССР, 1962, стр. 117.
351. D. Sciamma. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 123, 317, 1962.
352. A. E. Godferson. *Astrophys. J.*, 134, 257, 1961.
353. Я. Б. Зельдович. УФН, 78, 549, 1962.
354. Proceedings of the Conference on Instability of Systems of Galaxies. *Astron. J.*, 66, 533, 1961.
355. S. Chandrasekhar and E. Fermi. *Astrophys. J.*, 118, 116, 1953.
356. А. Эйнштейн. Сущность теории относительности. Приложение I. ИЛ, 1955.
357. Е. М. Лифшиц и И. М. Халатников. Исследования по релятивистской космогонии. *Adv. in Phys. и УФН* (в печати).
358. Я. А. Смородинский. Сб. «Эйнштейн и развитие физико-математической мысли». Изд-во АН СССР, 1962, стр. 94.
359. Г. Мак-Витти. Общая теория относительности и космология. ИЛ, 1961.
360. H. Bondi. *Cosmology*. Cambridge, 1960.
361. G. R. Burbidge. *Progress Theoret. Phys.*, 27, 999, 1962.
362. F. Hoyle. *Proc. Phys. Soc.*, 77, 1, 1961.
363. F. Hoyle. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 120, 256, 1960.
364. R. L. Agasy and W. H. McCrea. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 123, 383, 1962.
365. M. Ryle and R. W. Clark. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 122, 349, 1961.
366. F. Hoyle and J. V. Narlikar. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 123, 133, 1961.
367. W. Davidson. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 123, 424; 124, 79, 1962.
- 367a. W. Davidson. *Nature*, 196, 155, 1962.
368. G. C. McVittie. *Phys. Rev.*, 128, 2871, 1962.
369. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. ГТТИ, 1957.
370. В. А. Амбарцумян. *Astron. J.*, 66, 533, 1961.
371. T. Gold and F. Hoyle. Paris Symposium on Radioastronomy. 1959, стр. 104.
372. G. Sossioni. *Nuovo Cimento, Suppl.*, 8, 472, 1958.
373. S. Weinberg. *Nuovo Cimento*, 25, 15, 1962; *Phys. Rev.*, 128, 1457, 1962.
374. G. R. Burbidge. *Phys. Rev.*, 107, 269, 1959.
375. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler and F. Hoyle. *Rev. Mod. Phys.*, 29, 547, 1957.
- 375a. J. E. Baldwin and J. R. Shakeshaft. Paris Symposium on Radio Astronomy (1958). Русск. перев.: Радиоастрономия. ИЛ, 1961, стр. 342.
376. В. А. Разин. *Астр. ж.*, 39, 29, 1962.
377. С. Б. Пикельнер и И. С. Шкловский. *Астр. ж.*, 38, 196, 1961.
378. В. А. Амбарцумян. Изв. АН Арм.ССР, 11, № 5, 9, 1958.

379. Б. А. Воронцов-Вельяминов. *Астр. ж.*, 35, 208, 1958.
380. G. R. Burbidge. Paris Symposium on Radio Astronomy. Stanford Univ. Press, 1959, p. 541 (англ. изд.); см. также *Nature*, 194, 367, 1962.
381. A. Cameron. *Nature*, 194, 963, 1962; см. также *Nature*, 196, 881, 1962.
382. G. R. Burbidge. *Nature*, 190, 1053, 1961.
383. В. Л. Гинзбург. *Астр. ж.*, 38, 380, 1961.
384. F. Hoyle. *Observatory*, 81, 39, 1961.
385. А. А. Логонов, Я. П. Терлецкий. Изв. АН СССР, серия физ., 17, 119, 1953; ЖЭТФ, 26, 129, 1954; см. также ЖЭТФ, 23, 682, 1952.
386. M. F. Kaplan, J. H. Noon and G. W. Racette. *Phys. Rev.*, 96, 1408, 1954.
387. С. А. Каплан. ЖЭТФ, 29, 406, 1955.
388. D. B. Chang. Three cosmic ray problems. Thesis., 1960.
389. S. Hayakawa, S. Hayashi, K. Ito, J. Jugaku, M. Nishida and N. Ohyama. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference (Moscow, 1960), p. 171.
390. S. F. Singer. *Nuovo Cimento, Suppl.*, 8, 549, 1958.
391. H. Alfvén and E. Astrom. *Nature*, 181, 330, 1958.
392. D. W. Sciamma. *Nature*, 196, 760, 1962.
393. L. Davis. *Phys. Rev.*, 101, 351, 1956; *Nuovo Cimento, Suppl.*, 8, 444, 1958.
394. G. R. A. Ellis, M. D. Waterworth and M. Bessell. *Nature*, 196, 1079, 1962.
395. С. И. Сыроватский. Сб. «Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы». Изд-во АН Латв.ССР. Рига, 1959, стр. 45—48.
396. С. И. Сыроватский. ЖЭТФ, 40, 1788, 1961.
397. С. И. Сыроватский. УФН, 62, 247, 1957.
398. E. N. Parker. *Phys. Rev.*, 109, 1328, 1958.
399. С. Б. Пикельнер. *Астр. ж.*, 38, 21, 1961.
400. А. Н. Чарахчян, Т. Н. Чарахчян. Геомagnetизм и аэронавтика, 2, 233, 1962.
401. Н. С. Кардашев. *Астр. ж.*, 39, 393, 1962.
402. R. V. Leighton, C. D. Anderson, A. J. Seriff. *Phys. Rev.*, 75, 1432, 1949; C. P. Sargent, M. Rinehart, L. M. Lederman, K. C. Rogers. *Phys. Rev.*, 99, 885, 1955.
403. L. Michel. *Nature*, 163, 959, 1949; *Proc. Phys. Soc.*, 63A, 514, 1950.
404. А. И. Аляханов. Ninth Intern. Annual Conference on High Energy Physics. Moscow, 1960.
405. S. Hayakawa, H. Okuda. Electronic Components in Galactic Cosmic Rays. Preprint, 1962.
406. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский. О космических лучах в метagalacticком пространстве. *Астр. ж.* (в печати).
407. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский. Вторичная электронная компонента космических лучей и спектр общего галактического радиоизлучения. *Астр. ж.* (в печати).
408. IAU Symposium N 20. Abstracts, 1963.
409. T. A. Matthews and A. Sandage. *Publ. Astron. Soc. Pacific.*, 74, 406, 1962.
410. A. T. Moffet and P. Maltby. *Astrophys. Journ. Suppl.*, 7, N 67, 1962.
411. G. R. Burbidge and F. Hoyle. The galactic halo — a transient phenomenon. Preprint, 1963.
412. J. H. Oort. Some consideration concerning the study of the universe by means of large radio telescopes. Preprint, 1962.

**Некоторые постоянные  
и единицы измерения**

Заряд электрона  $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$  CGSE.  
 Масса электрона  $m = 9,108 \cdot 10^{-28}$  г.  
 Масса протона  $M_p = 1,672 \cdot 10^{-24}$  г;  $M_p/m = 1836$ .  
 Постоянная Больцмана  $k = 1,380 \cdot 10^{-16}$  эрг/град.  
 Скорость света в вакууме  $c = 2,9979 \cdot 10^{10}$  см/сек.  
 Постоянная Планка  $h = 6,625 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек,  $\hbar = h/2\pi = 1,054 \cdot 10^{-27}$ .  
 Гравитационная постоянная  $\kappa = 6,670 \cdot 10^{-8}$  дин·см<sup>2</sup>·г<sup>-2</sup>.  
 Частота радиолинии атома водорода  $\nu = 1420,4$  Мгц ( $\lambda = c/\nu = 21,1$  см).  
 $e/mc = 1,7589 \cdot 10^7$ .  
 $mc^2 = 5,11 \cdot 10^5$  эв.  
 $M_p c^2 = 9,39 \cdot 10^8$  эв  $\approx 1,5 \cdot 10^{-3}$  эрг.  
 $1$  эв  $= 1,602 \cdot 10^{-12}$  эрг  $= 1,16 \cdot 10^4$  °К.  
 $10^9$  эв  $= 1$  Бэв  $\equiv 1$  Гев.  
 $1$  γ  $= 10^{-5}$  э.

**Астрофизические величины**

Световой год  $= 9,460 \cdot 10^{17}$  см.  
 Парсек (пс)  $= 3,26$  световых года  $= 3,086 \cdot 10^{18}$  см.  
 $1$  пс  $= 1000$  пс,  $1$  Мпс  $= 10^6$  пс  $\approx 3 \cdot 10^{24}$  см.  
 Число секунд в году  $= 3,156 \cdot 10^7$ .  
 Астрономическая единица (среднее расстояние от Земли до Солнца)  
 а. е.  $= 1,496 \cdot 10^{13}$  см.  
 Радиус солнечной системы (радиус орбиты Плутона)  $\approx 40$  а. е.  $\approx 6 \cdot 10^{14}$  см.  
 Полная энергия, излучаемая Солнцем в секунду,  $3,86 \cdot 10^{33}$  эрг/сек.  
 Радиус Солнца (фотосферы)  $6,960 \cdot 10^{10}$  см.  
 Масса Солнца  $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$  г.

**Галактика**

Масса Галактики  $\approx 1 \cdot 10^{11} M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{44}$  г.  
 Масса газа в Галактике  $\approx 3 \cdot 10^{42}$  г.  
 Расстояние от Солнца до галактического центра  $8,2 \pm 0,8$  кпс.  
 Скорость галактического вращения в окрестности Солнца  $220 \pm 20$  км/сек (в литературе приводится также значение  $250 \pm 10$  км/сек).  
 Период обращения вокруг галактического центра (для окрестности Солнца)  $2,2 \cdot 10^8$  лет.  
 Возраст Галактики  $T_G \sim 10^{10}$  лет.  
 Радиус гало  $R = 10 \div 15$  кпс  $\approx 3 \div 5 \cdot 10^{22}$  см.  
 Объем гало  $V \sim \frac{4\pi R^3}{3} \approx (1 \div 5) \cdot 10^{68}$  см<sup>3</sup>.  
 Мощность оптического излучения (светимость)  $L \approx 4 \cdot 10^{43}$  эрг/сек.  
 Плотность энергии теплового излучения  $w_{\text{ф}} \approx 0,3 \div 1$  эв/см<sup>3</sup>.  
 Характерная напряженность магнитного поля  $H \sim 3 \div 10 \cdot 10^{-6}$  э.

**Местная группа галактик**

Состоит из 15—20 галактик, из которых самыми большими являются наша Галактика (масса  $M \approx 1 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ ) и галактика М 31 ( $M \approx 4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ ). Расстояние между центрами этих галактик  $R = 0,6$  Мпс  $\approx$

$\approx 1,8 \cdot 10^{24}$  см, а их относительная скорость  $u \sim 100$  км/сек. Ближайшими к Галактике членами группы являются Большое и Малое Магеллановы Облака (их расстояние от центра Галактики  $R = 53$  кпс, массы  $M = 2,5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$  и  $M = 1 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ ). Общая масса всех галактик группы  $M \approx 6,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ , радиус группы  $R \lesssim 0,7$  Мпс, относительные скорости  $u \lesssim 200$  км/сек.

### Местная сверхгалактика

Большая ось  $\sim 30$  Мпс, малая ось  $\sim 6$  Мпс.  
 Объем  $\sim 10^{77}$  см<sup>3</sup>, масса всех галактик  $\sim 10^{14} M_{\odot}$ .  
 Полное число галактик  $\sim 10^4$ , концентрация галактик  $N_{\Gamma} \sim 10^{-73}$  см<sup>-3</sup>.  
 Относительные скорости галактик (без учета общего расширения)  $\sim 300$  км/сек.

### Метагалактика (все значения относятся к современному состоянию системы)

Плотность газа  $\rho \leq 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>.  
 Концентрация галактик  $N_{\Gamma} \approx 5 \cdot 10^{-75}$  см<sup>-3</sup>.  
 Средняя масса галактик  $\bar{M} \sim 3 \cdot 10^{10} M_{\odot} \sim 5 \cdot 10^{43}$  г.  
 Среднее число галактик в скоплении около 200.  
 Средний диаметр скопления  $\sim 10^{25}$  см.  
 Плотность энергии теплового излучения в метагалактическом пространстве  $w_{\Phi} \approx 10^{-3}$  эв/см<sup>3</sup>.

Характерное время эволюции Метагалактики  $T_{\text{МГ}} \sim 10^{10}$  лет  $\approx 3 \cdot 10^{17}$  сек (время  $T_{\text{МГ}}$  можно определить как величину, обратную постоянной Хаббла  $h = u/R$ , где  $u$  — скорость «разбегания» далекой галактики и  $R$  — расстояние до нее; в последние годы обычно полагают  $T_{\text{МГ}} = 1/h \approx 1 \cdot 10^{10}$  лет,  $h = 100$  км/сек · Мпс, но точность этого значения невелика).

Характерное расстояние  $R = cT_{\text{МГ}} \approx 10^{28}$  см.

Фотометрический радиус Метагалактики  $R_{\Phi} \approx 5 \cdot 10^{27}$  см.

### Космические лучи (ориентировочные значения)

Интенсивность всех космических лучей (у Земли)  $I \approx 0,2$  частица/см<sup>2</sup> · стер · сек  $\approx 0,4$  нуклон/см<sup>2</sup> · стер · сек (это значение близко к максимальному, отвечающему периоду минимума солнечной активности).

Концентрация  $N \approx \frac{4\pi}{c} I \sim 10^{-10}$  частица/см<sup>3</sup>.

Концентрация электронов  $N_e \sim 10^{-2} N$ .

Плотность энергии космических лучей в Галактике  $w_{\Gamma} \sim 0,3 \div 1$  эв/см<sup>3</sup>  $\sim 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>.

Полная энергия космических лучей в Галактике  $W \sim w_{\Gamma} V \sim 1 \div 5 \cdot 10^{56}$  эрг.

Время жизни в Галактике (определяется выходом частиц из системы)  $T \sim 3 \cdot 10^8$  лет  $\approx 10^{16}$  сек.

Ядерное время жизни в Галактике (при средней плотности газа  $\rho = 2 \cdot 10^{-26}$  г/см<sup>3</sup>):

для протонов  $T_p \approx 4 \cdot 10^9$  лет,

для ядер железа  $T_{\text{Fe}} \approx 1,4 \cdot 10^8$  лет.

Мощность (потери энергии в единицу времени и мощность источников) космических лучей в Галактике  $U \sim U_{\text{ист}} \sim \frac{W}{T} \sim 10^{40} \div 10^{41}$  эрг/сек.

Полная мощность галактического радиоизлучения  $P \sim 3 \cdot 10^{38}$  эрг/сек.

Плотность энергии космических лучей в межгалактическом пространстве (вероятное значение)  $w_{\text{МГ}} \sim 10^{-3} \div 10^{-4} w_{\Gamma} \sim 10^{-15} \div 10^{-16}$  эрг/см<sup>3</sup>.

Поле  $H_{\text{МГ}} = \sqrt{8\pi w_{\text{МГ}}} \sim 3 \div 10 \cdot 10^{-8}$  э.

Значения функций  $F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta$   
и  $F_p(x) = x K_{5/3}(x)$

x	F(x)	F <sub>p</sub> (x)	x	F(x)	F <sub>p</sub> (x)
0,001	0,213	0,107	1,0	0,655	0,494
0,005	0,358	0,184	1,2	0,566	0,439
0,01	0,445	0,231	1,4	0,486	0,386
0,025	0,583	0,312	1,6	0,414	0,336
0,050	0,702	0,388	1,8	0,354	0,290
0,075	0,722	0,438	2,0	0,301	0,250
0,10	0,818	0,475	2,5	0,200	0,168
0,15	0,874	0,527	3,0	0,130	0,111
0,20	0,904	0,560	3,5	0,0845	0,0726
0,25	0,917	0,582	4,0	0,0541	0,0470
0,30	0,919	0,596	4,5	0,0339	0,0298
0,40	0,901	0,607	5,0	0,0214	0,0192
0,50	0,872	0,603	6,0	0,0085	0,0077
0,60	0,832	0,590	7,0	0,0033	0,0031
0,70	0,788	0,570	8,0	0,0013	0,0012
0,80	0,742	0,547	9,0	0,00050	0,00047
0,90	0,694	0,521	10,0	0,00019	0,00018

Приближенные выражения:

$x \gg 1$

$$F(x) \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{-x} x^{1/2} \left\{ 1 + \frac{55}{72} x^{-1} - \frac{10151}{10368} x^{-2} - \dots \right\}$$

$$F_p(x) \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{-x} x^{1/2} \left\{ 1 + \frac{7}{72} x^{-1} - \frac{455}{10368} x^{-2} - \dots \right\}$$

$x \ll 1$

$$F(x) = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(\frac{1}{3})} \left(\frac{x}{2}\right)^{1/3} \left\{ 1 - \frac{\Gamma(\frac{1}{3})}{2} \left(\frac{x}{2}\right)^{2/3} + \frac{3}{4} \left(\frac{x}{2}\right)^2 - \dots \right\}$$

$$F_p(x) = \frac{2\pi}{\sqrt{3}\Gamma(\frac{1}{3})} \left(\frac{x}{2}\right)^{1/3} \left\{ 1 - \frac{3\Gamma(\frac{1}{3})}{2\Gamma(\frac{2}{3})} \left(\frac{x}{2}\right)^{2/3} + 3 \left(\frac{x}{2}\right)^2 - \dots \right\}$$

Предметный указатель

- Адиабатический инвариант 110, 160, 219
  - Анизотропия космических лучей 59, 327
  - Антипротоны 31
  - Антиядра 31
  - Внегалактические источники радиоизлучения 101
  - Выход космических лучей из Галактики 188, 213
  - Гало Галактики 88, 108
  - Гамма-лучи 35, 251
  - Деполаризация излучения 80
  - Диск Галактики 88
  - Дискретные источники космического радиоизлучения 97, 101, 112
  - Диффузионное приближение 177, 180, 295
  - Диффузия 175, 255, 282, 313, 333
  - Излучение
    - влияние среды 80, 81, 107
    - деполаризация 80
    - магнитотормозное (синхротронное) 62
    - поглощение 83, 107
    - реабсорбция 85
    - тепловое 84
  - Инжекция 130, 167, 211
  - Интенсивность 18
  - Ионизационные потери 128, 147
  - Источники космических лучей 194, 301
  - Комптоновские потери 150, 153
  - Космические лучи
    - в Галактике 108, 224
    - в Мегалактике 235, 249, 261
  - в оболочках сверхновых звезд 97, 118, 200
  - время жизни 137, 190, 197, 213
  - выход 188, 213
  - давление 184
  - изотропия 59, 327
  - источники 194
  - у Земли 15
  - химический состав 17, 295, 331
  - электронная компонента 32, 217
  - энергетический спектр 41
  - энергия 20, 196, 260
- Космическое радиоизлучение
- дискретные источники 97
  - монохроматическое ( $\lambda = 21$  см) 90
  - общее галактическое 87, 264, 335, 350
  - радиогалактики 101, 241
  - тепловое 84
- Космологические модели 238, 243
- Крабовидная туманность 79, 98, 99, 117, 205, 326
- Красное смещение 36, 236
- Магнитные поля
- в Галактике 92, 110
  - в Мегалактике 240, 253
  - в оболочках сверхновых звезд 99, 115
  - в радиогалактиках 120
- Межгалактическая среда 127, 154, 237
- Межзвездная газовая среда 124
- Межзвездное ускорение 208
- Мера эмиссии 108
- Местная группа галактик 153, 226, 239
- Механизмы ускорения 156, 208

- Нейтрино 41, 42  
 Нестационарные звезды 198  
 Новые звезды 206
- Облака межзвездного газа 87
- Параметры Стокса 69  
 Первичные космические лучи 15  
 Пи-мезоны 35, 143, 342  
 Протоны  
 — интенсивность 18, 22  
 — спектр 44  
 — спектр в области малых энергий 47  
 Позитроны 33  
 Поглощение  
 — гамма-лучей 37  
 — космического радиоизлучения 84, 107  
 Поляризация 70, 78  
 Потери энергии  
 — ионизационные 128, 147  
 — комптоновские 150, 153  
 — магнитотормозные 133, 152, 218, 259  
 — радиационные 149  
 Поток  
 — излучения 112  
 — частиц 18  
 — энергии 21  
 Пылевая компонента межзвездной среды 127
- Радиогалактики 101, 241, 264, 272  
 Радиозвездная величина 241  
 Радиозвезды 62, 98  
 Радиоизлучение 62, 87  
 «Радиопояс» 94  
 Регулярное (систематическое) ускорение 159  
 Реликтовые космические лучи 213, 222, 248
- Сверхгалактика 242  
 Сверхновые звезды 97, 200  
 Солнечные космические лучи 47, 198, 214  
 Спектральная плотность 71  
 Спектральный индекс 77, 90, 117, 277, 351, 356  
 Статистический механизм ускорения 164, 208, 259
- Торможение медленных ионов 130
- Фарадеевское вращение плоскости поляризации 80, 96  
 Флуктуации при ускорении 164, 283, 321  
 Фотометрический радиус Метагалактики 251  
 Фотоядерные реакции 134  
 Фрагментация ядер 138, 285, 290
- Центральная область Галактики 91, 211
- Электроны  
 — в Галактике 104  
 — в космических лучах у Земли 33  
 — в Метагалактике 252  
 — в оболочках сверхновых звезд 115  
 — вторичные 143, 217, 342  
 Электронная компонента 32, 268, 335  
 Энергетический спектр 19, 41, 317, 323, 331  
 Энергия инжекции 168
- Ядерные взаимодействия 135  
 Ядра  
 — вероятности фрагментации 138  
 — группы ядер 25

## Оглавление

Предисловие . . . . .	3
Принятые обозначения . . . . .	5
Введение . . . . .	11
Г л а в а I. <i>Первичные космические лучи у Земли</i> . . . . .	15
§ 1. Состав ядерной компоненты космических лучей . . . . .	17
Интенсивность протонов и ядер . . . . .	18
Протоны . . . . .	22
Ядра гелия . . . . .	24
Группа <i>M</i> -ядер . . . . .	25
Группа <i>L</i> -ядер . . . . .	26
Группы <i>H</i> - и <i>VH</i> -ядер . . . . .	27
Распространенность элементов в космических лучах и во Вселенной . . . . .	28
Содержание отдельных ядер в группах <i>L</i> , <i>M</i> и <i>H</i> . . . . .	29
Антипротоны и антиядра . . . . .	31
§ 2. Электроны, $\gamma$ -лучи и нейтрино . . . . .	32
Интенсивность электронно-позитронной компоненты у Земли $\gamma$ -лучи в первичном излучении . . . . .	32
Поглощение $\gamma$ -лучей . . . . .	35
Образование и поглощение нейтрино . . . . .	38
Поток космических нейтрино . . . . .	41
§ 3. Энергетический спектр и степень анизотропии космических лучей . . . . .	42
Спектр в области энергий $2 \cdot 10^9 \leq \epsilon \leq 10^{15}$ эв/нуклон . . . . .	44
Спектр в области малых энергий. Высокоширотное «обрезание» спектра . . . . .	44
Спектр в области очень больших энергий . . . . .	47
Распределение космических лучей по направлениям (степень анизотропии) . . . . .	54
Г л а в а II. <i>Магнитотормозное (синхротронное) космическое радиоизлучение и космические лучи во Вселенной</i> . . . . .	59
§ 4. Магнитотормозное (синхротронное) излучение . . . . .	62
Излучение отдельного электрона . . . . .	63
Параметры Стокса . . . . .	63
Излучение системы частиц . . . . .	69
Интенсивность и поляризация излучения в случае моноэнергетического и степенного спектра электронов . . . . .	70
Влияние среды . . . . .	73
	80

§ 5. Некоторые радиоастрономические данные . . . . .	87
Нетепловое радиоизлучение Галактики . . . . .	87
Магнитные поля в Галактике . . . . .	92
Галактические дискретные источники — оболочки сверхновых звезд . . . . .	97
Внегалактические источники. Радиогалактики . . . . .	101
§ 6. Космические лучи во Вселенной . . . . .	104
Электронная компонента космических лучей в Галактике . . . . .	104
О радиоизлучении галактических диска и гало . . . . .	108
Космические лучи и магнитные поля в дискретных источниках . . . . .	112
Значения $W_{кл}$ и $H$ для отдельных источников . . . . .	117
Г л а в а III. Движение космических частиц в межзвездной среде . . . . .	
§ 7. Потери энергии и фрагментация ядерной компоненты . . . . .	124
Распределение вещества в Галактике и Метагалактике . . . . .	124
Поглощение космических лучей звездами и межзвездной пылью . . . . .	127
Ионизационные потери . . . . .	128
Торможение медленных ионов . . . . .	130
Магнитотормозные потери для протонов и ядер . . . . .	133
Фотоядерные реакции . . . . .	134
Ядерные взаимодействия . . . . .	135
Вероятности фрагментации . . . . .	138
Вторичные электроны, возникающие при ядерных взаимодействиях . . . . .	143
§ 8. Потери энергии для электронов . . . . .	147
Ионизационные и радиационные потери . . . . .	147
«Комптоновские» потери энергии . . . . .	150
Магнитотормозные потери . . . . .	152
Роль потерь разных типов для электронов, движущихся в Галактике и Метагалактике . . . . .	153
§ 9. Механизмы ускорения и инжекция космических лучей . . . . .	156
Основные типы механизмов ускорения . . . . .	157
Регулярное электромагнитное ускорение . . . . .	159
Статистические механизмы ускорения . . . . .	164
Проблема инжекции . . . . .	167
§ 10. Характер движения космических лучей в Галактике . . . . .	173
Движение отдельной частицы в заданном магнитном поле . . . . .	174
Диффузия в заданном магнитном поле (модель намагниченных облаков) . . . . .	175
Характер движения космических лучей в Галактике. Диффузионное приближение . . . . .	177
Выход космических лучей из Галактики . . . . .	188
Г л а в а IV. Происхождение космических лучей . . . . .	
§ 11. Источники космических лучей в Галактике и галактическая теория происхождения космических лучей . . . . .	194
Распределение космических лучей в Галактике (выбор модели) . . . . .	195
Энергетический баланс и требования, предъявляемые к источникам . . . . .	196
Различные невзрывающиеся звезды как источники космических лучей . . . . .	198
Сверхновые звезды — основные источники космических лучей в Галактике . . . . .	200

Возможная роль новых звезд . . . . .	206
Ускорение космических лучей в межзвездном пространстве . . . . .	208
О роли космических лучей, образующихся на ранней стадии эволюции Галактики . . . . .	213
О космических лучах солнечного происхождения . . . . .	214
Происхождение электронной компоненты космических лучей . . . . .	217
Общие замечания о галактической теории . . . . .	224
§ 12. «Расширенная» галактическая теория происхождения космических лучей . . . . .	226
Местная группа галактик . . . . .	226
«Расширенная» галактическая модель . . . . .	227
Общие требования к «расширенной» модели . . . . .	230
Выводы . . . . .	233
§ 13. Космические лучи метагалактического происхождения . . . . .	235
Некоторые сведения из области внегалактической астрономии . . . . .	236
Радиогалактики . . . . .	241
Космологические модели . . . . .	243
О метагалактических космических лучах . . . . .	249
Диффузия, потери энергии и ускорение космических лучей в межгалактической среде . . . . .	255
Оценки плотности энергии космических лучей в Метагалактике . . . . .	260
Электронная компонента . . . . .	268
О природе радиогалактик . . . . .	272
Общее обсуждение и выводы . . . . .	274
Г л а в а V. Количественная галактическая теория происхождения космических лучей . . . . .	
§ 14. Уравнения, описывающие поведение космических лучей в межзвездной среде . . . . .	280
Общие уравнения переноса для космических лучей . . . . .	281
Уравнения переноса (фрагментации) для ядер . . . . .	285
Регулярное движение . . . . .	289
Общее решение уравнений фрагментации для ядер . . . . .	291
Общее решение уравнения переноса для частиц одного сорта . . . . .	293
§ 15. Химический состав космических лучей и его трансформация в межзвездной среде . . . . .	295
Модели распространения космических лучей в Галактике . . . . .	295
Состав космических лучей в источниках . . . . .	301
Обсуждение и выводы . . . . .	304
§ 16. Энергетический спектр и пространственное распределение (анизотропия) космических лучей . . . . .	317
Формирование энергетического спектра в процессе ускорения частиц . . . . .	318
Роль флуктуационного ускорения . . . . .	321
Спектр космических лучей в условиях равенства энергий $W_{кл}$ , $W_H$ и $W_{турб}$ в источниках . . . . .	323
Анизотропия космических лучей . . . . .	327
Энергетический спектр, химический состав и анизотропия в области очень больших энергий . . . . .	331
§ 17. Электронная компонента космических лучей и спектр космического радиоизлучения . . . . .	335



Пространственное распределение и спектр электронов в Галактике . . . . .	336
Интенсивность общего магнитотормозного излучения Галактики . . . . .	339
Спектр и радиоизлучение вторичных электронов . . . . .	342
Сравнение с радиоастрономическими данными . . . . .	350
<i>Заключение</i> . . . . .	356
<i>Литература</i> . . . . .	360
<i>Приложение 1.</i> Некоторые постоянные и единицы измерения . .	374
<i>Приложение 2.</i> Астрофизические величины . . . . .	375
<i>Приложение 3.</i> Значения функций $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta$ и $F_p(x) = x K_{5/3}(x)$ . . . . .	378
<i>Предметный указатель</i> . . . . .	379

## ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
6	7 св.	$f_{\pi} \gamma_{\pi}$	$f_{\pi} (\gamma_{\pi})$
72	Ф-ла (21)	$e^2$	$e^3$

В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей

Виталий Лазаревич Гинабург,  
Сергей Иванович Сыроватский  
Происхождение космических лучей

Утверждено к печати

Физическим институтом им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР

Редактор издательства Д. А. Тальский. Художник Н. А. Седелников  
Технический редактор П. С. Кашина. Корректор Ю. Н. Тихомирова

РИСО АН СССР № 5—9В. Сдано в набор 3/ХІІ 1962 г. Подписано к печати 29/ІІІ 1963 г.  
Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Печ. л. 24 + 1 вкл. Уч.-изд. л. 21,4+0,2 вкл. Тираж 7000 экз.  
Т-03464. Изд. № 1529. Тип. зак. № 1459

Цена 1 р. 50 к.

Издательство Академии наук СССР, Москва, Б-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства АН СССР, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10