

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ****В. Л. Гинзбург****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	37
1. Первичные космические лучи у Земли	38
а) Состав космических лучей	38
б) Энергетический спектр	41
в) Изотропия. Количество электронов	43
2. Магнитнотормозная природа космического радиоизлучения и распределе- ние космических лучей в Галактике	44
а) Природа нетеплового космического радиоизлучения	44
б) Электронная компонента космических лучей в Галактике	47
в) Космические (релятивистские) электроны в оболочках сверхновых звезд	52
3. Движение космических частиц в межзвездной среде	56
а) Потери энергии в случае протонов и ядер. Образование вторичных электронов и позитронов	56
б) Потери энергии в случае электронов. Изменение энергетического спектра при движении частиц в межзвездной среде	61
в) Диффузия и статистическое ускорение частиц в Галактике	67
4. Сверхновые и новые звезды как источники космических лучей	73
а) Энергетический баланс. Ускорение частиц в оболочках сверхновых звезд	74
б) Состав космических лучей у Земли	77
в) Пространственное распределение и изотропия космических лучей	84
г) Критика альтернативных представлений	87
Заключительные замечания	94
Цитированная литература	96

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о происхождении космических лучей возник, естественно, сразу же после того, как эти лучи были открыты. Однако длительное время в этом отношении были возможны лишь чисто гипотетические построения, поскольку полностью отсутствовали данные о космических лучах даже у границ земной атмосферы, не говоря уже о солнечной системе или межзвездной среде. В последние годы положение радикально изменилось; в 1948—1950 гг. был в первом приближении выяснен состав первичных космических лучей у Земли, затем в 1950—1953 гг. удалось на основе радиоастрономических данных сделать определенные заключения о распределении космических лучей в Галактике и за ее пределами.

Возможность использования радиоастрономических методов связана с тем, что основная часть космического радиоизлучения имеет магнитнотормозную природу, т. е. представляет собой излучение релятивистских электронов, движущихся в межзвездных магнитных полях. Тем самым данные о спектре и интенсивности радиоизлучения позволяют определить энергетический спектр и количество релятивистских электронов, образующих электронную компоненту первичных космических лучей. При этом

оказывается, что космические электроны *) имеются во всей Галактике, заполняя квазисферический объем с радиусом $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ см. Вне этой области, т. е. между галактиками, космических электронов имеется значительно меньше, а может быть, и почти совсем нет. С другой стороны, в пределах самой Галактики район нашей солнечной системы не представляется чем-то выделенным. Отсюда следует, что космические лучи имеют в основном галактическое происхождение, а Солнце и солнечная система могут быть ответственны за появление только некоторой, небольшой части космических лучей с весьма малой энергией, а также за различные вариации интенсивности космических лучей. Что же касается космических лучей метагалактического происхождения, то они если и могут играть какую-либо роль, то только в области очень высоких энергий. Далее, ряд мощных радиотуманностей (дискретных источников космического радиоизлучения) расположен в Галактике, причем излучение этих объектов несомненно имеет магнитнотормозной характер. Отсюда следует, что в радиотуманностях, о которых идет речь, представляющих собой оболочки сверхновых звезд, имеется большое количество космических электронов. Поэтому естественно думать, что источниками космических лучей в Галактике являются сверхновые, а возможно также и новые звезды. Правда, радиоастрономические данные относятся лишь к космическим электронам, а не к космическим протонам и ядрам. Поэтому при переходе к протонной и ядерной компонентам космических лучей приходится делать известные дополнительные предположения. Нам представляется, однако, что элемент неопределенности, который при этом возникает, не может идти ни в какое сравнение с совершенно произвольным отождествлением источников космических лучей с магнитными звездами или каким-то новым классом звезд — красных карликов.

Целью настоящей статьи является изложение теории происхождения космических лучей, опирающейся на радиоастрономические данные и, конечно, на все другие сведения экспериментального характера. Поэтому, и в согласии со сказанным ранее, мы не будем подробно останавливаться на теориях солнечного и метагалактического происхождения космических лучей, а также на возможных механизмах ускорения частиц вблизи звезд.

Вообще, настоящая статья ни в какой мере не претендует на полноту как в отношении освещения истории вопроса, так и с точки зрения изложения экспериментальных данных и ссылок на литературу. Вместе с тем сделана попытка достаточно подробно и детально изложить ту теорию происхождения космических лучей, в разработке которой автор принимает участие и которая наиболее полно была отражена ранее в статьях ¹⁻³. При этом, имея в виду цельность изложения, а также по соображениям удобства, будет частично приведен материал, уже излагавшийся в ^{1**}).

1. ПЕРВИЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ У ЗЕМЛИ

Остановимся кратко на данных о первичных космических лучах у Земли, т. е. космических лучах за границей земной атмосферы.

а) Состав космических лучей

В основном первичные космические лучи состоят из протонов и α -частиц; ядра всех остальных элементов, вместе взятых, присутствуют

*) Термины космические электроны, космические протоны и космические ядра применяются ниже только в отношении частиц, входящих в состав космических лучей.

**) Настоящая статья публикуется также на английском языке в 4 томе выходящей под редакцией Дж. Вильсона серии сборников «Progress in Cosmic Ray Physics».

в количестве порядка 1% от всех падающих частиц. Более полные сведения о составе первичных космических лучей приведены в таблице I.

Таблица I

Относительное содержание ядер в первичных космических лучах
и в среднем в природе

Ядра	В первичных космических лучах			В среднем в природе на 10^5 атомов водорода
	число ядер на 10^5 протонов	процент от числа первичных частиц	процент от числа нуклонов в составе первичных частиц	
Протоны (p)	100 000	91,5	69	100 000
α -частицы ($Z=2$)	10 000 (8000)	7,8	23	7 700
Группа L (Li, Be, B; $Z=3-5$)	$\leq 50+200$	—	—	$3,6 \cdot 10^{-4}$
Группа M (C, N, O, F; $Z=6-9$)	520 (400)	0,4	4,5	80
Группа H ($Z \geq 10$)	160	0,15	3,5	30
Железо (Fe, $Z=26$)	30	—	—	1,5
Все ядра с $Z > 30$	< 1	$< 0,001$	—	10^{-3}

Во втором столбце таблицы использованы данные, имеющиеся в ⁴, в скобках указаны также другие значения для содержания α -частиц и ядер группы M , которые приняты в ⁵. Столбцы 3-й и 4-й таблицы составлены на основе этих данных ⁵. В последнем столбце указано среднее содержание различных элементов в природе согласно ⁶.

Энергетический спектр протонов и ядер таков (см. ниже), что относительное число частиц различных типов, для которых импульс на нуклон p/A больше некоторой величины $(p/A)_0$, не зависит от $(p/A)_0$, где p — импульс частицы и A — ее атомный вес. В таблице I приведены относительные количества частиц с импульсом на нуклон (т. е. скоростью) большим некоторого значения, что отвечает относительному содержанию ядер за пределами действия земного магнитного поля *). Нужно отметить, что относительное содержание протонов и различных ядер в первичной компоненте более или менее детально исследовано только для энергий меньших примерно 10^{10} эв/нуклон. При больших энергиях данные неполны, но имеются основания думать, что до энергий $\sim 10^{13}$ эв/нуклон спектр первичных частиц по зарядам остается неизменным (точнее, до энергии

*) На границе земной атмосферы (на высоте, большей 30 — 40 км) относительное содержание протонов и ядер отличается от указанного в таблице I, так как отношение порядкового номера к атомному весу для протонов равно единице, в то время как для ядер $A/Z \approx 2$; поэтому геомагнитное «обрезание» спектра для протонов и ядер различно (подробнее см., например, ⁵).

$\sim 10^{13}$ эв/нуклон, протоны заведомо остаются наиболее многочисленной группой частиц, так что число всех других ядер не превосходит $\sim 10\%$ от полного числа частиц). Вопрос о составе космических лучей при энергиях $E > 10^{13}$ эв и вплоть до самых высоких наблюдаемых значений $E \sim 10^{18} - 10^{19}$ эв остается открытым, хотя он очень важен с различных точек зрения. Конечно, наиболее существенно при этом выяснить качественную сторону дела, т. е. установить, являются ли частицы с самыми большими энергиями в основном протонами или ядрами.

Другим актуальным и недостаточно выясненным моментом, касающимся состава первичной компоненты, является вопрос о количестве ядер группы L (Li, Be и B). Отношение потока ядер группы L к потоку ядер группы M согласно ^{4,7} равно $N_L/N_M \leq 0,1$. В то же время согласно ⁸ $N_L/N_M \approx 0,4 \div 0,5$, а согласно ⁹ $N_L/N_M < 0,25$ и по данным последних работ ^{11,72} соответственно $N_L/N_M \approx 0,35$ и $N_L/N_M \sim 0,7$. Ниже в основном будет использоваться значение $N_L/N_M \approx 0,1$, поскольку в рамках развиваемых представлений такое значение отношения N_L/N_M труднее объяснить, чем отношение $N_L/N_M > 0,1$. В таблице I принято значение $N_L/N_M \approx 0,1 \div 0,4$.

Таблица II

Относительные концентрации протонов и ядер

p — протоны; α — ядра гелия; L, M, H — ядра группы L, M и H		
$N_p/N_\alpha = 10$	$N_p/N_M = 1,9 \cdot 10^2$	$N_p/N_H = 6,2 \cdot 10^2$
$N_\alpha/N_M = 19$	$N_\alpha/N_H = 62$	
$N_L/N_M \leq 0,1 \div 0,4$	$N_L/N_H \leq 0,3 \div 0,4$	
$N_H/N_M = 0,31$	$N_M/N_H = 3,2$	

Поскольку относительное содержание ядер приведено выше, для частиц со скоростью больше некоторой, в известных пределах произвольной, одинаковой для всех частиц скорости, данные таблицы II могут быть непосредственно использованы для нахождения концентрации частиц. Действительно, если N_j есть концентрация частиц типа j , а I_j — соответствующая интенсивность*), то $N_j = \int I_j/v_j d\Omega$, где v_j — скорость частиц. Отсюда ясно, что при одинаковом распределении частиц по скоростям и по углам $N_j/N_k = I_j/I_k$. Именно поэтому отношение интенсивностей I_L/I_M заменено выше отношением концентраций N_L/N_M . Различные отношения N_j/N_k по данным таблицы I приведены в таблице II.

Заметим, что для изотропного распределения частиц со скоростью v_j

$$\left. \begin{aligned} N_j &= \frac{4\pi}{v_j} I_j, \\ F_j &= \pi I_j = \frac{1}{4} v_j N_j, \end{aligned} \right\} \quad (1,1)$$

где $F_j = \int I_j \cos \theta d\Omega$ — поток частиц сорта j в данном направлении через единичную площадку (θ — угол между нормалью к площадке и направлением, отвечающим телесному углу $d\Omega$; интегрирование ведется по полусфере, т. е. в пределах $0 \leq \theta \leq \pi/2$).

*) Величина $I d\Omega dS$ есть число частиц, проходящих в единицу времени в перпендикулярном направлении через площадку с площадью dS в телесном угле $d\Omega$.

б) Энергетический спектр

Энергетический спектр первичных протонов и ядер в небольшом интервале энергий можно представить в виде*)

$$I_j(E) = \frac{K_j}{E^\gamma}, \quad I_j(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} I_j(E) dE = \frac{K_j}{(\gamma-1) E_0^{\gamma-1}}, \quad (1,2)$$

где K_j и γ — некоторые постоянные, а E и E_0 — полная энергия протона или одного нуклона в ядре (таким образом, полная энергия ядра с атомным весом A равна AE).

Для протонов с кинетической энергией $E_k = E - Mc^2$ в интервале $0,5 \leq E_k \leq 10$ Бэв согласно⁴

$$I_p(E_k > E_{k_0}) = \frac{3800}{(1 + E_{k_0})} \text{ м}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}, \quad (1,3)$$

где E_k измеряется в Бэв. В литературе известны также другие выражения для спектра и, в частности, приводится значение $\gamma = 1,9$.

Для ядер в интервале $0,35 \leq E_k \leq 10 \div 20$ Бэв/нуклон имеем:

$$\left. \begin{aligned} I_j(E_k > E_{k_0}) &= \frac{K_j}{(1 + E_{k_0})^{1,2}} \text{ м}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}, \\ K_\alpha &= 380, \quad K_M = 20, \quad K_H = 6. \end{aligned} \right\} \quad (1,4)$$

Таким образом, для протонов и ядер $\gamma = 1,9 \div 2,2$ (в интервале $0,35 \div 0,5 \leq E_k \leq 10 \div 20$ Бэв/нуклон; различие в показателях γ для протонов и ядер вряд ли можно придавать реальное значение**)). С ростом энергии показатель γ медленно увеличивается и равен $\gamma \approx 2,5$ при $5 \cdot 10^{10} < E < 10^{12}$ эв/нуклон и $\gamma = 2,7 \div 3$ при $10^{13} < E < 10^{18}$ эв (как уже отмечалось, при $E > 10^{13}$ эв состав первичной компоненты неизвестен). Заметим, что в⁵ во всем интервале энергий $E_k > 2$ Бэв используется спектр типа (1,2) с $\gamma = 2,5$. Для дальнейшего изложения достаточно этих сведений, и мы ограничимся еще лишь несколькими значениями.

*) Очевидно, $I(E) dE$ — интенсивность для частиц с энергией между E и $E + dE$, а $I(E > E_0)$ — интенсивность для частиц с полной энергией $E > E_0$. Для протона $E = E_k + Mc^2 = E_k + 0,938$ Бэв, где E_k — кинетическая энергия.

**) Примечание при корректуре. По данным⁷³ $I_\alpha(E_k > E_{k_0}) = \frac{431}{(1 + E_{k_0})^{1,4 \pm 0,2}}$ в то время как в аннотации⁷⁴ приводятся спектры:

$$I_p(E > E_0) = \frac{4000}{E_0^{1,15}}, \quad I_\alpha = \frac{460}{E_0^{1,6}}, \quad I_M = \frac{40}{E_0^{2,0}} \quad \text{и} \quad I_H = \frac{30}{E_0^{2,3}},$$

где E_0 — полная энергия на нуклон (речь идет об области спектра, чувствительной к геомагнитным эффектам). Если бы подобное различие в спектрах протонов и ядер, противоречащее другим данным, действительно имело бы место и при этом относилось бы и к области больших энергий, то оно было бы существенно для детализации теории происхождения космических лучей и, в частности, механизма ускорения и характера ядерных соударений в межзвездной среде. Не располагая на этот счет более подробными сведениями, ограничимся замечанием, что в развиваемой ниже схеме близость спектров протонов и ядер естественна, но ни в коей мере не обязательна. Поэтому учет различия в спектрах потребует внесения только лишь второстепенных изменений в теорию.

При малых энергиях ($E_k < 0,35 \div 0,5$ Бэв/нуклон) спектр первичных частиц изучен совершенно недостаточно из-за так называемого высокоширотного обрезания спектра. Совсем недавно считалось, что такое обрезание имеет место примерно на 58° геомагнитной широты, что отвечает для протонов энергии $E_k \approx 5,6 \cdot 10^8$ (импульс $cp = 1,2 \cdot 10^9$ эв) *). Однако в последнее время выяснилось¹¹, что высокоширотное обрезание различно в разные годы и, видимо, отсутствует в период минимума солнечной активности. Ряд соображений (см., например,¹²), а также экспериментальные данные¹³ свидетельствуют о том, что высокоширотное обрезание обусловлено магнитными полями, действующими в пределах солнечной системы, а не эффектами в самих источниках космических лучей или на пути лучей в межзвездном пространстве. О характере и природе соответствующих магнитных полей делаются различные предположения^{12, 14, 15, 16}. Вопрос этот еще не выяснен. Он, бесспорно, тесно связан

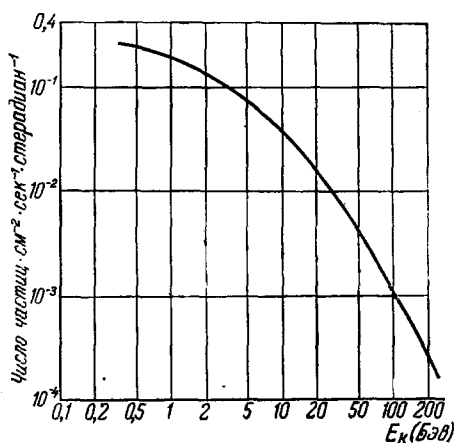


Рис. 1.

с проблемой вариаций интенсивности космических лучей^{2, 14-16}, исследованием космических лучей солнечного происхождения (см.^{5, 16}) и нахождением эффективного геомагнитного экватора для космического излучения¹⁷. Ниже, однако, мы не будем касаться всего этого круга вопросов, представляющих большой интерес для физики Солнца и всей солнечной системы, но имеющих лишь косвенное отношение к проблеме происхождения космических лучей (см. введение и замечания в разделе 4 г).

Вместе с тем, учитывая наличие высокоширотного обрезания и вообще влияние «местных» магнитных полей, пока приходится обсуждать свойства первичной компоненты лишь с импульсом $cp > 1 \div 1,5 \cdot 10^9$ эв.

Если исходить из (1,3), то $I(E_k > 10^9 \text{ эв}) = 0,19 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}$. По данным^{10, 11} для интенсивности всех частиц с учетом альбедо $I(E_k > 10^9 \text{ эв}) \approx 0,3 \text{ частиц/см}^2 \text{ сек стерадиан}$, а без учета альбедо $I \approx 0,5$. В литературе встречаются и другие близкие значения. Интегральный спектр первичных космических лучей в довольно широком интервале энергий представлен на рис. 1 (по оси абсцисс отложена кинетическая энергия протонов в Бэв).

Принимая для I значение $0,3 \div 0,4$ и, поскольку речь идет практически о протонах, считая скорость $v = c = 3 \cdot 10^{10}$, для концентрации частиц с $E_k > 10^9$ эв получаем

$$N(E_k > 10^9 \text{ эв}) \approx \frac{4\pi}{c} I \approx 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}. \quad (1,5)$$

Используя это значение, в области энергий $10^9 < E_k < 2 \div 4 \cdot 10^{10} \text{ эв/нуклон}$ можно приближенно положить

$$N(E) \approx \frac{0,3}{E^2} \text{ эв}^{-1} \text{ см}^{-3}, \quad N(E > E_0) \approx \frac{0,3}{E_0} \text{ см}^{-3}, \quad (1,6)$$

где полная энергия $E = M_p c^2 + E_k$ измеряется в эв.

*) Согласно¹⁰ обрезание имело место на геомагнитной широте $\sim 54^\circ$, что отвечает значению $cp = 1,7 \cdot 10^9$ эв.

Для плотности энергии, заключенной в космическом излучении, получаем *)

$$w_{cr} = \int_{E_0}^{\infty} E_k N(E) dE \sim 1 \text{ эв/см}^3. \quad (1,7)$$

Для сравнения укажем, что плотность энергии светового излучения вблизи плоскости Галактики составляет $0,3 \text{ эв/см}^3$, плотность кинетической энергии турбулентного движения в межзвездной среде $\rho u^2/2 \sim 1 \text{ эв/см}^3$ ($\rho \sim 10^{-24} \text{ г/см}^3$, $u \sim 10^6 \text{ см/сек}$) и плотность магнитной энергии $H^2/8\pi \sim 1 \text{ эв/см}^3$ ($H \sim 3 \cdot 10^6 \div 10^{-5} \text{ эрстед}$).

Таким образом, плотность энергии космических лучей того же порядка, что и плотность других видов энергии в Галактике **).

в) Изотропия. Количество электронов

Среди существенных особенностей первичного космического излучения у Земли нужно отметить его изотропность. В области энергии до 10^{15} эв согласно ¹⁸ степень анизотропии $\delta < 10^{-3}$, причем

$$\delta = \frac{\Delta F}{F}, \quad (1,8)$$

где F — поток космических лучей в каком-либо направлении, например, в направлении на центр Галактики и $\Delta F = F_{\max} - F_{\min}$ — разность между максимальным и минимальным потоками в любых направлениях, например, на галактический центр и на антицентр. Для энергий $E \sim 10^{17} \text{ эв}$ согласно ¹⁸ $\delta < 0,1$ и, по-видимому, даже для $E \lesssim 10^{18}$ асимметрия $\delta < 0,01 \div 0,02$ (см. ¹⁹; на анизотропии солнечного происхождения мы не останавливаемся).

В заключение укажем, что электроны (позитроны) и фотоны в составе первичных космических лучей не обнаружены. При этом согласно ²⁰ при $E > 10^9 \text{ эв}$ в первичном потоке космических лучей электроны составляют не больше $0,6\%$. Это значит, что

$I_e(E > 10^9 \text{ эв}) < (0,3 \div 0,4) 6 \cdot 10^{-3} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}$ и

$$N_e(E > 10^9 \text{ эв}) = \frac{4\pi}{c} I_e < 1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}. \quad (1,9)$$

Как будет ясно из дальнейшего (см. раздел 2б), для электронов с $E > 10^9 \text{ эв}$ значение $N_e \sim 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ в известном смысле является весьма большим. Поэтому очень важно существенно снизить достигнутый предел точности определения потока первичной электронной компоненты. Кроме того, не менее важно попытаться обнаружить более мягкие электроны, которых должно быть значительно больше (укажем, например, что $N_e(E > 3 \cdot 10^8 \text{ эв}) \approx 10 N_e(E > 10^9 \text{ эв})$; см. раздел 2б). В периоды минимума солнечной активности, когда порог высокоширотного обрезания понижается, такие измерения, по-видимому, вполне возможны. К сожалению, глубокий минимум активности Солнца, имевший место в 1954 г., насколько нам известно, для этой цели не был использован.

*) Учитывая, что спектр (1,6) пригоден лишь до значений $E = 1 \div 2 \cdot 10^{10} \text{ эв}$, плотность энергии w_{cr} можно оценить как $\int \frac{0,3 E_k}{E^2} dE$ в пределах $2 \cdot 10^9 \leq E \leq 2 \cdot 10^{10}$, что и приводит к (1,7). Расчеты могут быть проведены точнее, но в этом здесь нет необходимости.

**) В ионизированных областях межзвездной среды, где температура $T \sim 10^4$ градусов и концентрация частиц газа $n \sim 1 \text{ см}^{-3}$, плотность энергии nkT также порядка 1 эв/см^3 .

2. МАГНИТОТОРМОЗНАЯ ПРИРОДА КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ГАЛАКТИКЕ

Совершенно очевидно, что даже весьма полных сведений о первичных космических лучах у Земли еще недостаточно для решения вопроса об их источниках и распределении в пространстве. Поэтому трудно переоценить значение данных об электронной компоненте космических лучей вдали от Земли, которые можно получить на основе исследования космического радиоизлучения.

а) Природа нетеплового космического радиоизлучения

Обладающее непрерывным спектром космическое радиоизлучение состоит из излучения дискретных источников (радиотуманностей) и «общего» космического радиоизлучения, интенсивность которого слабо зависит от галактических координат. Общее излучение в основном имеет галактическое происхождение и в свою очередь складывается из тепловой и нетепловой компонент. Первая из этих компонент представляет собой тепловое радиоизлучение межзвездного газа, которое так же, как этот газ, в основном сконцентрировано в галактической плоскости. При этом, разумеется, эффективная температура *) теплового излучения не может превосходить кинетическую температуру самого газа, которая даже в полностью ионизированных областях не выше $10\,000^\circ$. Если же речь идет о направлениях на галактический антицентр или полюс, то в метровом диапазоне эффективная температура $T_{\text{эфф}}$ теплового излучения еще значительно меньше, поскольку оптическая толщина газа в этих направлениях мала. Для метагалактического излучения $T_{\text{эфф}} < 1000^\circ$. В то же время для общего космического излучения в области галактического центра $T_{\text{эфф}}$ достигает значений: $2,7 \cdot 10^5$ градусов для волны $\lambda = 16,3$ м, примерно 10^6 градусов для $\lambda = 32,8$ м и даже 10^8 градусов для $\lambda = 140$ м; в области галактического полюса на волне 16,3 м $T_{\text{эфф}} \approx 7,5 \cdot 10^4$ (последняя сводка радиоастрономических данных ²¹).

Отсюда ясно, что существует некоторое нетепловое галактическое радиоизлучение, играющее доминирующую роль в диапазоне метровых и более длинных волн. Из анализа соответствующих радиоизотопов можно сделать вывод ^{22, 21}, что источники нетеплового галактического радиоизлучения образуют квазисферическую подсистему с радиусом $R \sim 3 \div 5 \cdot 10^{22}$ см. Примерно такое же пространственное распределение имеет диффузный межзвездный газ с очень малой концентрацией $n \lesssim 0,1$ см⁻³ (см. ²³). Существование в Галактике указанного распределения источников радиоизлучения в настоящее время общепризнано, в особенности после того, как аналогичная «радиокорона» была обнаружена ²⁴ у туманности М31 в Андромеде, которая родственна по своему строению нашей Галактике.

Какова природа нетеплового галактического радиоизлучения? Долгое время делались попытки считать, что это излучение генерируется в оболочках огромного количества гипотетических радиозвезд, которые обладают необычными свойствами и не видны в оптической части спектра ^{22, 25}. Подобное предположение, всегда казавшееся нам невероятным, представляется совсем уже недопустимым после того, как было выяснено, что все изученные с этой точки зрения дискретные источники космического радиоизлучения являются туманностями, а не звездами. Вместе с тем

*) Эффективная температура $T_{\text{эфф}}$ излучения любой природы по определению равна температуре черного тела, интенсивность излучения которого равна интенсивности рассматриваемого излучения в данном, достаточно узком, интервале частот.

все особенности нетеплового космического радиоизлучения находят объяснение на базе «магнитнотормозной гипотезы», согласно которой это излучение представляет собой излучение, испускаемое релятивистскими электронами, движущимися в межзвездных магнитных полях^{26-28, 1-3, 12}.

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

$$\omega_H = \frac{eH}{mc} \frac{mc^2}{E}, \quad (2,1)$$

где E — полная энергия электрона, а e и m — его заряд и масса. В ультрарелятивистском случае, который только и представляет здесь интерес, $E \gg mc^2$ и электрон излучает электромагнитные волны почти исключительно в направлении своей мгновенной скорости в узком конусе с углом

$$\alpha \sim \frac{mc^2}{E} \ll 1.$$

Поэтому, если электрон движется по кругу, наблюдатель, находящийся в плоскости орбиты, регистрирует следующие один за другим через время $\tau = \frac{2\pi}{\omega_H}$ импульсы излучения с продолжительностью

$$\Delta t \sim \frac{ra}{c} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \sim \left(\frac{mc}{eH} \right) \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2, \quad (2,2)$$

где $r = \frac{c}{\omega_H}$ — радиус орбиты, а множитель $\left(\frac{mc^2}{E} \right)^2$ появляется в силу эффекта Доплера. В случае же, когда электрон движется по винтовой линии, причем угол θ между полем и скоростью удовлетворяет условию

$$\theta \gg \alpha \sim \frac{mc^2}{E},$$

имеем

$$\Delta t \sim \left(\frac{mc}{eH_{\perp}} \right) \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2,$$

где H_{\perp} — компонента магнитного поля, перпендикулярная направлению движения, т. е. скорости электрона. В соответствии с этим спектр излучения состоит из обертонов частоты ω_H , а практически является непрерывным, причем максимум в спектре отвечает частоте

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

Детальные расчеты показывают (см., например,²⁹), что энергия, излучаемая электроном в секунду в интервале частот $d\nu = \frac{d\omega}{2\pi}$, равна $P(\nu, E) d\nu$, где

$$\left. \begin{aligned} P(\nu, E) &\equiv P(\nu) = 16 \frac{e^3 H_{\perp}}{mc^2} p \left(\frac{\omega}{\omega_n} \right) = 16 \frac{e^2}{c} \omega_{H\perp} \left(\frac{\omega}{2\omega_{H\perp}} \right)^{1/3} Y(u), \\ \omega_{H\perp} &= \frac{eH_{\perp}}{mc} \frac{mc^2}{E}, \quad \omega_n = \frac{eH_{\perp}}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad u = \left(\frac{\omega}{2\omega_n} \right)^{2/3}, \\ Y(u) &= u^{-1/2} p(2u^{3/2}). \end{aligned} \right\} \quad (2,3)$$

Значение функций $Y(u)$ и $p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$ приведены в таблице III; в предельных случаях:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega}{\omega_m} &\ll 1; \quad Y = 0,256, \\ p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) &= 0,256 \left(\frac{\omega}{2\omega_m}\right)^{1/3}, \\ \frac{\omega}{\omega_m} &\gg 1; \quad Y(u) = \frac{(2\pi)^{1/2}}{16} u^{1/4} \exp\left[-\frac{4}{3} u^{3/2}\right], \\ p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) &= \frac{1}{16} \left(\pi \frac{\omega}{\omega_m}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{2}{3} \frac{\omega}{\omega_m}\right]. \end{aligned} \right\} \quad (2,4)$$

Таблица III

Значения функций $Y(u)$ и $p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$							
u	$\frac{\omega}{\omega_m} = 2u^{2/3}$	$Y(u)$	$p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$	u	$\frac{\omega}{\omega_m} = 2u^{2/3}$	$Y(u)$	$p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$
0,0	0,0000	0,256	0,0000	2,2	6,5263	0,00281	0,00416
0,2	0,1789	0,204	0,0912	2,4	7,4361	0,00154	0,00238
0,4	0,5060	0,1562	0,0986	2,6	8,3847	0,00083	0,00134
0,6	0,9295	0,1150	0,0891	2,8	9,3706	0,00044	0,00074
0,8	1,4311	0,0813	0,0727	3,0	10,3923	0,00023	0,00040
1,0	2,0000	0,0554	0,0554	3,5	13,0958	0,000037	0,000069
1,2	2,6291	0,0364	0,0399	4,0	16,0000	0,0000055	0,000011
1,4	3,3130	0,0232	0,0274				
1,6	4,0477	0,0143	0,0181				
1,8	4,8299	0,00855	0,0115				
2,0	5,6568	0,00497	0,00703				

График функции $p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$ представлен на рис. 2. При $\omega \approx 0,5\omega_m$ функ-

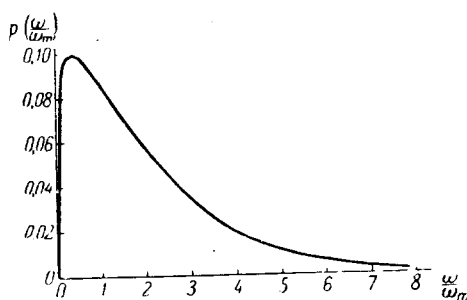


Рис. 2.

ция $p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$ максимальна и равна 0,10. Таким образом, в максимуме

$$\left. \begin{aligned} P(\nu_{\max}) &= 1,6 \frac{e^3 H_{\perp}}{mc^2} = 2,16 \cdot 10^{-22} H_{\perp} \text{ эрг/сек герц}, \\ \nu_{\max} &= 0,5 \frac{\omega_m}{2\pi} = 1,4 \cdot 10^6 H_{\perp} \left(\frac{E_m}{mc^2}\right)^2 \text{ герц}. \end{aligned} \right\} \quad (2,5)$$

Интенсивность *) магнитнотормозного излучения, наблюдаемого на Земле, равна

$$I_\nu = \frac{1}{4\pi} \int P(\nu, E) N_e(E, \mathbf{r}) dE d\mathbf{r}, \quad (2,6)$$

где $N_e(E, \mathbf{r})$ — дифференциальный спектр электронов в точке \mathbf{r} ; интегрирование ведется вдоль луча зрения и предполагается, что в силу хаотического характера ориентации поля \mathbf{H} относительно луча зрения излучение в среднем изотропно (отсюда множитель $\frac{1}{4\pi}$ в (2,6)). Сделанные предположения таковы, что формула (2,6) справедлива лишь с точностью до множителя порядка единицы.

В (2,6) не учтено поглощение излучения в межзвездной среде. Кроме того, излучение считается происходящим в вакууме, что законно, только если $|1 - n(\nu)| \ll \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2$, где $n(\nu)$ — показатель преломления среды (в данном случае межзвездного газа), в которой движется электрон¹. С точки зрения дальнейшего изложения эти ограничения не существенны.

б) Электронная компонента космических лучей в Галактике

Если нас интересует излучение на некоторой частоте ν , то минимальное необходимое число электронов можно определить, полагая, что все электроны обладают энергией E_m , связанной с частотой вторым из соотношений (2,5). В этом случае излучение максимально и

$$I_{\nu_{\max}}^{\max} = \frac{P(\nu_{\max})}{4\pi} N_e R = 1,7 \cdot 10^{-23} H_\perp N_e R \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек герц стерадиан}}, \quad (2,7)$$

где N_e и H_\perp — некоторые средние значения концентрации электронов и поля H_\perp вдоль луча зрения **) и R — размер излучающей области в данном направлении.

В случае теплового излучения с эффективной температурой $T_{\text{эфф}}$:

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эфф}} = \frac{2kT_{\text{эфф}}}{\lambda^2} = \frac{2,76 \cdot 10^{-16} T_{\text{эфф}}}{\lambda^2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек герц стерадиан}}. \quad (2,8)$$

На опыте при $\lambda = 16,3$ м в направлении на галактический полюс $T_{\text{эфф}} = 7,5 \cdot 10^4$ и поэтому из (2,7) и (2,8) следует, что

$$N_e H_\perp R = \frac{2kT_{\text{эфф}}}{\lambda^2 \cdot 1,7 \cdot 10^{-23}} = 4,6 \cdot 10^5. \quad (2,9)$$

С другой стороны, различные данные и соображения не оставляют сомнений в том, что в межзвездной среде имеются магнитные поля с напряженностью $H \sim 3 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$ эрстед (см., например, ³⁰). Принимая для галактической «короны» (см. выше) значения $H_\perp \sim 10^{-5}$ и $R \sim 5 \cdot 10^{22}$, видим, что

$$N_e \sim 10^{-12} \text{ см}^{-3}, \quad (2,10)$$

*) Интенсивность излучения I_ν есть поток излучения, отнесенный к единичным телесному углу и спектральному интервалу через единичную площадку, перпендикулярную направлению наблюдения (направлению распространения излучения).

**) В данном случае $N_e(E) = N_e \delta(E - E_m)$, где E_m связано с ν вторым из соотношений (2,5).

причем энергия электронов $E_m = \sqrt{\frac{\nu_{\max}}{1,4 \cdot 10^8 H_{\perp}}} mc^2 \approx 6 \cdot 10^8$ эв. Этот результат, очевидно, не противоречит имеющимся экспериментальным данным о количестве электронов вблизи Земли (см. (1,9)). Итак, предположение о магнитнотормозной природе нетеплового галактического радиоизлучения находится в согласии с требованиями, которые можно из совсем других соображений предъявить в отношении значений поля H и электронной концентрации N_e .

Использованный монохроматический спектр и формула (2,7), вместе с тем, могут употребляться лишь для ориентировки. Перейдем поэтому к рассмотрению радиоизлучателей электронов, обладающих спектром,

$$N_e(E) = \frac{K}{E^{\gamma}}. \quad (2,11)$$

В этом случае из (2,3) и (2,6) получаем (считаем, что вдоль луча зрения плотность $N_e(E)$ постоянна):

$$\begin{aligned} I_{\nu} &= \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\text{эфф}} = \frac{R}{4\pi} \int_0^{\infty} P(\nu, E) N_e(E) dE = \\ &= \frac{3}{\pi} (2\pi)^{\frac{1-\gamma}{2}} \left(\frac{e^3 H_{\perp}}{mc^3} \right) \left(\frac{2eH_{\perp}}{m^3 c^5} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma) K R_{\nu}^{\frac{1-\gamma}{2}} \approx \\ &\approx 1,3 \cdot 10^{-22} (2,8 \cdot 10^8)^{\frac{\gamma-1}{2}} U(\gamma) K H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} R_{\lambda}^{\frac{\gamma-1}{2}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек герц стерадиан}}, \quad (2,12) \end{aligned}$$

где

$$\left. \begin{aligned} U(\gamma) &= \int_0^{\infty} Y(u) u^{\frac{3\gamma-5}{4}} du, \quad U(1) = 0,37; \quad U\left(\frac{5}{3}\right) = 0,163, \\ U(2) &= 0,125; \quad U(3) = \frac{\pi}{36} = 0,087; \quad U(7) = \frac{7\pi}{144} = 0,153. \end{aligned} \right\} \quad (2,13)$$

Наиболее важной особенностью формулы (2,12), которую здесь нужно подчеркнуть, является независимость спектрального распределения излучения от напряженности магнитного поля H_{\perp} . Действительно, интенсивность пропорциональна $H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}}$, но ее зависимость от частоты ν определяется лишь множителем $\nu^{\frac{1-\gamma}{2}}$. Таким образом, зная из опыта зависимость $I_{\nu}(\nu)$, можно сразу же найти показатель γ в спектре (2,11).

До последнего времени считалось, что в пределах достигнутой точности для нетеплового галактического излучения можно положить $I_{\nu} = \cos \nu^{-1}$, т. е. $T_{\text{эфф}} \sim \nu^{-3}$ (см. (2,8)). Отсюда следует, что

$$\gamma = 3. \quad (2,14)$$

Согласно ²¹ $I_{\nu} = \text{const} \cdot \nu^{-\alpha}$, причем $\alpha = 0,82$ в диапазоне $18,3 \leq \nu \leq 300$ МГц ($1 \leq \lambda \leq 16,3$ м) и $\alpha = 0,86$ в диапазоне $2,1 < \nu < 18,3$ МГц ($16,3 < \lambda < 140$ м). При $\alpha = 0,82$

$$\gamma = 1 + 2\alpha = 2,64. \quad (2,15)$$

Для определения самой величины I_ν используем уже приводившееся выше значение $T_{\text{эфф}} = 7,5 \cdot 10^4$ при $\nu = 18,3 \text{ МГц}$ ($\lambda = 16,3 \text{ м}$). Тогда, учитывая (2,12)–(2,13), имеем при $\gamma = 3$ и $\gamma = 2,64$:

$$\left. \begin{aligned} I_\nu &= 7,8 \cdot 10^{-18} = c^{(a)} \nu^{-1} = 1,4 \cdot 10^{-10} \nu^{-1} = \\ &= 0,95 \cdot 10^{-4} K^{(a)} H_\perp^2 R \nu^{-1}, \\ I_\nu &= 7,8 \cdot 10^{-18} = c^{(\sigma)} \nu^{-0,82} = 7 \cdot 10^{-12} \nu^{-0,82} = \\ &= 4 \cdot 10^{-8} K^{(\sigma)} H_\perp^{1,82} R \nu^{-0,82}. \end{aligned} \right\} \quad (2,16)$$

Отсюда

$$K^{(a)} H_\perp^2 R \approx 1,5 \cdot 10^{-6}, \quad K^{(\sigma)} H_\perp^{1,82} R \approx 2 \cdot 10^{-4} \quad (2,17)$$

и при $H_\perp \sim 10^{-5}$ и $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ получаем $K^{(a)} \sim 3 \cdot 10^{-19}$ и $K^{(\sigma)} \sim 5 \cdot 10^{-18}$. Принятые значения H_\perp и R являются скорее наибольшими возможными. Поэтому, чтобы иметь известный запас, используем в пять раз большие значения $K^{(a)}$ и $K^{(\sigma)}$. Таким образом, спектр электронов имеет вид:

$$\begin{aligned} N_e^{(a)}(E) &\approx \frac{5 \cdot 10^5}{E^3} \text{ эв}^{-1} \text{ см}^{-3}, \quad N_e^{(a)}(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} N_e^{(a)} dE \approx \\ &\approx \frac{2,5 \cdot 10^5}{E_0^2} \text{ см}^{-3}, \end{aligned} \quad (2,18a)$$

$$N_e^{(\sigma)}(E) \approx \frac{5 \cdot 10^3}{E^{2,64}} \text{ эв}^{-1} \text{ см}^{-3}, \quad N_e^{(\sigma)}(E > E_0) \approx \frac{3 \cdot 10^3}{E_0^{1,64}} \text{ см}^{-3}, \quad (2,18b)$$

где энергии E и E_0 измеряются в эв (в (2,16)–(2,17) использовались CGS-единицы).

Согласно (2,18)

$$\left. \begin{aligned} N_e^{(a)}(E > 10^9 \text{ эв}) &\approx 2,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}, \\ N_e^{(\sigma)}(E > 10^9 \text{ эв}) &\approx 5,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}, \end{aligned} \right\} \quad (2,19)$$

что не противоречит данным о космических лучах у Земли (см. (1,9)) особенно, если учесть возможность уменьшить значения (2,19) в несколько раз. Вместе с тем концентрация

$$N_e^{(a)}(E > 10^8 \text{ эв}) \approx N_e^{(\sigma)}(E > 10^8 \text{ эв}) \approx 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3},$$

т. е. лишь в несколько раз меньше концентрации всех первичных космических частиц, достигающих Земли. При $\gamma = 3$ в излучение с частотой ν максимальный вклад вносят электроны с энергией E , отвечающей значению

$$u = \left(\frac{\omega}{2\omega_m} \right)^{2/3} = \left(\frac{e H_\perp}{\pi m c} \left(\frac{E}{m c^2} \right)^2 \right)^{2/3} \approx 0,6,$$

т. е. энергией

$$E = \sqrt{\frac{\nu}{2,6 \cdot 10^6 H_\perp}} m c^2.$$

Излучение частиц с $u > 2$ и $u < 0,1$ уже несущественно. Отсюда следует, что при $H_\perp \sim 10^{-5}$ излучение на волне 16,3 м определяется в основном электронами с энергией $E \approx 4 \cdot 10^8$, а вклад частиц с $E < 2 \cdot 10^8 \text{ эв}$ и $E > 2 \cdot 10^9 \text{ эв}$ уже мало существен. На волне 1,5 м наибольшую роль играют

электроны с энергией $E \approx 1,2 \cdot 10^9$. Таким образом, спектры (2,18) относятся к энергетическому интервалу $10^8 < E < 5 \cdot 10^9$ эв, причем вариант б), для которого $\gamma = 2,64$, по-видимому ближе отвечает радиоастрономическим данным. Далее, радиоизотопы свидетельствуют о том, что космические электроны, в отличие от звездного населения Галактики, не концентрируются в галактической плоскости. Напротив, как это уже упоминалось выше, космические электроны образуют вокруг галактического центра, гигантскую «корону» с радиусом до $5 \cdot 10^{22}$ см. При этом поверхности равной интенсивности нетеплового радиоизлучения на небольших расстояниях от центра близки к эллипсам с отношением осей 1 : 2,5 (естественно, большая ось лежит в галактической плоскости); с удалением от центра, поверхности равной интенсивности приближаются к сферическим. Плотность источников излучения на расстоянии в $6 \cdot 10^{22}$ от центра в 25 раз, а на расстоянии в $\sim 9 \cdot 10^{22}$ уже в 100 раз меньше, чем в центре²¹. Это не значит еще, что во столько же раз падает концентрация космических электронов. Дело в том, что интенсивность излучения, например, при $\gamma = 3$ пропорциональна H_{\perp}^2 и поэтому падение интенсивности частично связано также с уменьшением напряженности магнитного поля. Известную роль может также играть понижение энергии электронов при их удалении от галактической плоскости. Вместе с тем, свести все к ослаблению поля нельзя, так как уменьшение напряженности поля автоматически приводит к падению концентрации космических частиц, которые движутся вокруг силовых линий по винтовой траектории с радиусом

$$r = \frac{E}{300 Z H} \sin \theta, \quad (2,20)$$

где полная энергия E релятивистской частицы с зарядом Z измеряется в эв, радиус r — в сантиметрах и θ есть угол между скоростью (траекторией частицы) и полем (силовой линией). Даже при $H = 3 \cdot 10^{-6}$, $\sin \theta = 1$ и $E = 10^{10}$ радиус $r \sim 10^{13}$, т. е. ничтожно мал по сравнению с размерами, на которых изменяется поле. По последней причине космические электроны (то же относится, конечно, и к другим частицам не слишком высокой энергии) практически не могут выйти за пределы области, занимаемой полем.

Вопрос о характере «границы» между галактической «коронай» и межгалактическим пространством недостаточно ясен и требует специального рассмотрения. Трудно, однако, сомневаться в том, что такая граница в каком-то смысле существует. В самом деле, в межгалактическом пространстве плотность вещества $\rho \approx 10^{-29} \div 10^{-30}$ г/см³, а в галактической «короне» $\rho \approx 10^{-25} \div 10^{-26}$ г/см³, что отвечает концентрации водорода $n = 0,1 \div 0,01$ см⁻³ *).

Напряженность магнитного поля в межгалактическом пространстве можно оценить из равенства

$$\frac{\rho u^2}{2} \sim \frac{H^2}{8\pi},$$

где ρ — плотность среды и u — ее скорость (как известно, такая оценка дает, скорее, верхний предел для H). Полагая $\rho \sim 10^{-29} \div 10^{-30}$ и $u \sim 3 \cdot 10^7$ (относительная скорость галактик), получаем $H \sim (1 \div 3) \cdot 10^{-7}$ эрстед, в то время как в Галактике $H \sim 3 \cdot 10^{-6} \div 3 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, несомненно, что свойства галактической «короны» и межгалактической среды сильно отличаются друг от друга, и вопрос может идти только о том, насколько

*) Согласно^{23, 31} можно считать, что в «короне» вблизи плоскости Галактики $n \sim 0,1$, а на расстоянии $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ уже $n \approx 0,01$. Что же касается работы³², согласно которой в «короне» $n \sim 5 \cdot 10^{-4}$ см⁻³, то она встречает серьезные возражения³¹.

плавен переход между ними. Данные о радиояркости нашей Галактики и галактики М31 создают впечатление, что этот переход является довольно резким, так что в области с радиусом $R > 5 \cdot 10^{22}$ см от центра Галактики имеется уже мало космических частиц. В пользу существования границы галактической «короны» свидетельствуют также хорошо известные соображения о необходимости удерживать космические лучи в Галактике. Наконец, представление о галактиках, как в основном о замкнутых в магнитном отношении системах типа «клубка силовых линий», представляется естественным и по другим причинам.

Имея в виду сказанное, будем считать, что для космических лучей Галактика представляет собой как бы резервуар с радиусом $R = 3 \div 5 \cdot 10^{22}$ см и практически полностью отражающими стенками *).

Объем системы

$$V \sim \frac{4\pi}{3} R^3 \sim 1 \div 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3. \quad (2,21)$$

Полная энергия космических лучей в Галактике равна объему, умноженному на плотность энергии w_{cr} , которая вблизи Земли согласно (1,7) порядка 1 эв/см^3 . Учитывая, что на периферии Галактики плотность w_{cr} , вероятно, несколько уменьшается, для полной энергии примем значение

$$W_{cr} = w_{cr} V \sim 10^{67} \div 10^{68} \text{ эв} \sim 10^{55} \div 10^{56} \text{ эрг}. \quad (2,22)$$

Заметим, что энергия, связанная с космическими электронами, примерно в 100 раз меньше полной энергии космических лучей. В самом деле, согласно (2,18) плотность энергии электронов

$$w_e = \int_{E_0}^{\infty} E N_e(E) dE = \frac{5 \cdot 10^3}{E_0} \div \frac{8 \cdot 10^3}{E_0^{0,64}} \text{ эв/см}^3. \quad (2,23)$$

Отсюда, при $E_0 = 10^8 \text{ эв}$ плотность $w_e = 5 \cdot 10^{-3} \div 1 \cdot 10^{-2} \text{ эв/см}^3$ по сравнению с полной плотностью $w_{cr} \sim 1 \text{ эв/см}^3$ (см. (1,7)); распространять же спектр (2,18) до энергий, меньших $E_0 \sim 10^8 \text{ эв}$, заведомо незаконно в силу необходимости учитывать ионизационные потери (см. раздел 3б).

Картина распределения космических частиц в пространстве, к которой мы приходим на основе радиоастрономических данных, решительно свидетельствует в пользу галактического происхождения космических лучей. Правда, эти данные не относятся к частицам с очень большой энергией, которые могли бы не иметь сильной галактической концентрации. Против такого предположения свидетельствует, однако, уже тот факт, что магнитное поле $\sim 10^{-5}$, вообще говоря, достаточно для удержания в Галактике не только основной массы космических частиц, но и частиц с энергией $\sim 10^{18} \text{ эв}$. Действительно, в последнем случае радиус кривизны $r \leq 3 \cdot 10^{20} \ll (3 \div 5) \times 10^{22} \text{ см}$. Если же частицы с наибольшей встречающейся энергией являются ядрами, что вполне возможно, то радиус r еще на один-два порядка меньше. На других аргументах против метагалактического происхождения даже части космических лучей мы остановимся в разделе 4г. Наличие космических электронов во всей Галактике полностью противоречит также теориям солнечного происхождения космических лучей; эти теории встречаются, кроме того, и с другими серьезными затруднениями (см. раздел 4г).

*) Принимая, что в Галактике $H \sim 10^{-5}$, а вне ее, за относительно резкой границей, $H = 10^{-7}$, можно полагать, что из Галактики выходит $\sim 1/100$ всех силовых линий поля. Отсюда для коэффициента прохождения через границу также получаем значение $\sim 1/100$, если не учитывать дрейфа частиц, обусловленного неоднородностью магнитного поля (см. раздел 3в).

в) Космические (релятивистские) электроны
в оболочках сверхновых звезд

Значение радиоастрономических данных и магнитнотормозной теории происхождения космического радиоизлучения отнюдь не ограничивается сказанным. Источниками космического радиоизлучения, как уже упоминалось, являются, в частности, различные туманности (радиотуманности). Радиоизлучение некоторых из этих туманностей носит тепловой характер, однако излучение наиболее мощных источников, несомненно, имеет магнитнотормозную природу. Действительно, поток излучения $F_\nu = \int I_\nu d\Omega$ от источников Кассиопея А и Тельца А (Крабовидная туманность), например, на волне $\lambda = 3$ м составляет соответственно $F_\nu = 2,2 \cdot 10^{-19}$ эрг/см² сек герц и $F_\nu = 1,8 \cdot 10^{-20}$ эрг/см² сек герц. Это отвечает значениям $T_{эфф} \approx 3 \cdot 10^7$ градусов и $T_{эфф} \approx 3 \cdot 10^6$ градусов, поскольку (см. (2,8))

$$F_\nu = \int I_\nu d\Omega \approx \frac{2kT_{эфф}}{\lambda^3} \Omega, \quad (2,24)$$

где Ω — телесный угол, под которым виден источник (для Кассиопеи А и Тельца А $\Omega \sim 2 \cdot 10^{-6}$, что отвечает угловым размерам $\sim 5'$). В то же время температура газа в туманностях не превосходит нескольких тысяч градусов, не говоря уже о том, что спектр радиоизлучения обоих источников не имеет ничего общего со спектром теплового излучения. Объяснить радиоизлучение Кассиопеи А и Тельца А, являющихся расположенными в Галактике оболочками сверхновых звезд 369 г. и 1054 г., совокупным излучением каких-то гипотетических «радиозвезд» было бы просто нелепо, и единственная возможность состоит в предположении о магнитнотормозной природе радиоизлучения этих источников^{26, 27, 21}. В случае Крабовидной туманности (Тельца А) релятивистские электроны ответственны также за оптическое излучение с непрерывным спектром³³.

Одним из дополнительных аргументов в пользу этого вывода являются данные о поляризации излучения. Дело в том, что излучение релятивистских электронов сильно поляризовано (электрический вектор лежит в плоскости орбиты; для спектра типа (2,18а) степень поляризации равна 76%). Поэтому, если магнитное поле в туманности квазироднородно в достаточно больших областях, нужно ожидать поляризации оптического излучения, на что было впервые указано в^{34, 35} (см. также¹). В дальнейшем такая поляризация и была обнаружена как для Крабовидной туманности, так и для обладающего непрерывным спектром видимого излучения внегалактического источника Дева А (туманность NGC 4486 или по другой терминологии M87). Никакой механизм излучения, кроме магнитнотормозного, не приводит к появлению сильной поляризации и таким образом наблюдение поляризации весьма существенно для подтверждения развиваемой концепции*). Вместе с тем магнитнотормозная природа радиоизлучения мощных дискретных источников совершенно надежно устанавливается и без привлечения поляризационных измерений.

Если считать спектр электронов и абсолютную величину напряженности магнитного поля одинаковыми во всех точках источника, то воспринимаемый на Земле поток излучения от источника равен

$$F_\nu = \int I_\nu d\Omega = \frac{V}{4\pi R^2} \int P(\nu, E) N_e(E) dE, \quad (2,25)$$

*) В случае магнитнотормозного радиоизлучения также можно в принципе ожидать появления поляризации^{1, 34-35}. Однако в этом случае эффект маскируется в силу вращения плоскости поляризации излучения в межзвездной среде^{3, 37} и может наблюдаться не всегда и лишь со специальными установками (предварительные данные³³ свидетельствуют о наличии слабой поляризации общего галактического радиоизлучения на высоких галактических широтах).

где V — объем источника, R — расстояние до него, и для степенного спектра $\int P N_e dE$ определяется выражением (2,12)–(2,13).

В наивыгоднейших условиях (2, 5):

$$F_{\nu_{\max}}^{\max} = P(\nu_{\max}) \frac{N_e V}{4\pi R^2} = 1,7 \cdot 10^{-23} H_{\perp} \frac{N_e V}{R^2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек герц}}, \quad (2,26)$$

где N_e — концентрация электронов, которые, по предположению, обладают энергией

$$E_m = \sqrt{\frac{\nu_{\max}}{1,4 \cdot 10^{16} H_{\perp}}} mc^2. \quad (2,27)$$

Минимальная энергия релятивистских электронов в источнике

$$W_{e, \min} = N_e E_m V = \frac{4\pi^{3/2} m^{5/2} F_{\nu} R^2 \nu^{1/2}}{1,6 e^{7/2} H_{\perp}^{3/2}} = 4,0 \cdot 10^{13} \frac{F_{\nu} R^2 \nu^{1/2}}{H_{\perp}^{3/2}} \text{ эрг}, \quad (2,28)$$

где F_{ν} — поток на частоте ν , и использованы формулы (2,3), (2,5) и (2,26). Зная спектр радиоизлучения источника, можно, очевидно, найти спектр электронов в туманности, а затем и полную энергию электронов в ней (см. (2,25), (2,12) — (2,13)):

$$\left. \begin{aligned} W_e &= V \int_{E_{e0}}^{E_{em}} E N_e(E) dE = \frac{KV}{2-\gamma} \left(\frac{1}{E_{em}^{\gamma-2}} - \frac{1}{E_{e0}^{\gamma-2}} \right), \quad \gamma \neq 2, \\ W_e &= KV \ln \frac{E_{em}}{E_{e0}}, \quad \gamma = 2, \end{aligned} \right\} \quad (2,29)$$

где предполагается, что спектр типа (2,11) простирается от энергии E_{e0} до энергии E_{em} , а вне этого интервала $N_e(E) = 0$ (несущественные для дальнейшего изменения, которые нужно внести в формулы (2,12) — (2,13) в случае степенного спектра, ограниченного энергиями E_{e0} и E_{em} , см. в ³⁶).

Полное число электронов в туманности

$$\left. \begin{aligned} N_t &= V \int_{E_{e0}}^{E_{em}} N_e(E) dE = \frac{KV}{1-\gamma} \left(\frac{1}{E_{em}^{\gamma-1}} - \frac{1}{E_{e0}^{\gamma-1}} \right), \quad \gamma \neq 1, \\ N_t &= KV \ln \left(\frac{E_{em}}{E_{e0}} \right), \quad \gamma = 1. \end{aligned} \right\} \quad (2,30)$$

Некоторые данные ³⁹ для Кассиопеи А и Тельца А приведены в таблице IV, где R — расстояние до туманности и r_0 — ее радиус. Минимальная энергия электронов $W_{e, \min}$ вычислена по формуле (2,28) с использованием значений F_{ν} и H_{\max} , приведенных в таблице IV*). Для Кассиопеи А поле

*) Заметим, что по радиоастрономическим данным расстояние до Кассиопеи А раз в 5 ÷ 6 больше указанного в таблице IV более надежного значения R , полученного оптическим методом. Поскольку энергия электронов в туманности, определяемая по формулам типа (2,28), пропорциональна R^2 , приведенные в таблице IV значения энергии могут в этой связи оказаться заниженными в 20 ÷ 40 раз.

Таблица IV

Параметры радиотуманностей (оболочек сверхновых звезд)

Источник (радио- туман- ность)	R , см	r_0 , см	$F \gamma \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек герц}}$ $\lambda = 3 \text{ м}$	W_e , мин, эрг	W_e эрг	H_{\max}	W_k эрг	W_t эрг
Касси- опея А	$1,2 \cdot 10^{21}$	$1,0 \cdot 10^{18}$	$2,2 \cdot 10^{-19}$	$3,8 \cdot 10^{44}$	$1,3 \cdot 10^{45}$	$5 \cdot 10^{-3}$	—	10^{47}
Телец А (Крабо- видная туман- ность)	$4,4 \cdot 10^{21}$	$3,2 \cdot 10^{18}$	$1,8 \cdot 10^{-20}$	$1,4 \cdot 10^{47}$	$4 \cdot 10^{47}$	10^{-4}	$1,7 \cdot 10^{48}$	10^{47}

H_{\max} определялось из соотношения $\frac{\rho u^3}{2} = \frac{H^2}{8\pi}$, где принималось, что $\rho \sim 10^{-22} \text{ г.см}^{-3}$ и $u \sim 10^8 \text{ см/сек}$. В действительности напряженность поля, по-видимому, меньше и, следовательно, $W_{e, \min} > 3,8 \cdot 10^{44} \text{ эрг}$. Для Крабовидной туманности поле H_{\max} оценивалось, исходя из требования, чтобы электроны с энергией $E \sim 10^{12}$, ответственные за оптическое излучение, не успели за 900 лет потерять значительной доли своей энергии. Полная энергия электронов в туманностях W_e вычислялась на основе сведений о спектре их радиоизлучения. При этом показатель γ в электронном спектре (2,11) сразу же определяется, как это уже подчеркивалось, из данных о зависимости потока F_γ от длины волны, поскольку при $F_\gamma \sim \lambda^\alpha \sim \nu^{-\alpha}$

$$\gamma = 1 + 2\alpha. \quad (2,31)$$

В таблице IV использованы значения $\gamma = 3$ для Кассиопеи А и $\gamma = 1,5$ для Тельца А. Величины W_k и W_t , фигурирующие в последних колонках таблицы IV, представляют собой соответственно полную кинетическую энергию и кинетическую энергию турбулентного движения в туманностях (подробнее см. ³⁹).

Нужно подчеркнуть, что все значения, приведенные в таблице IV, имеют лишь сугубо ориентировочное значение и могут быть существенно изменены. Так, в Кассиопее А для электронов, ответственных за радиоизлучение в метровом и дециметровом диапазоне, правильное, по-видимому, использовать значения соответственно $\gamma = 3,4$ и $\gamma = 2,2$. В случае Тельца А для электронов, дающих оптическое излучение, согласно ²¹ $\gamma = 3$ и согласно ⁴⁰ $\gamma = 3,3$. Еще больше неопределенность в значениях напряженности поля. В частности, для Тельца А имеются основания считать, что ускорение частиц происходит и в настоящее время ⁴⁰ за счет каких-то нестационарных или флуктуационных процессов в оболочке или извержений центральной звезды. Поэтому критерий, использованный выше для оценки поля H_{\max} , совсем не обязателен и в ⁴⁰ используется значение $H \sim 10^{-3}$, а в ^{40a} значение $H \sim 3 \cdot 10^{-4}$. Для полной энергии, которая была сообщена электронам в туманности со времени вспышки сверхновой в 1054 г., в ⁴⁰ приводится значение $1,5 \cdot 10^{48} \text{ эрг}$.

Как уже упоминалось, Кассиопея А и Телец А (Крабовидная туманность) представляют собой расширяющиеся оболочки, образовавшиеся при вспышках сверхновых звезд 369 г. и 1054 г. Оболочки сверхновых 185 г..

1572 г. и 1604 г. также являются источниками мощного нетеплового радиоизлучения, хотя и более слабого, чем в случае Кассиопеи А и Тельца А. Более того, из всех достоверно известных сверхновых только сверхновую 1006 г. пока еще нельзя однозначно отождествить с известными источниками радиоизлучения²¹. Таким образом, радиоастрономия привела к важному открытию, состоящему в том, что при вспышках сверхновых звезд*) в их расширяющихся оболочках образуется большое число релятивистских (космических) электронов. Спектр этих электронов изменяется в довольно широких пределах (от $\gamma = 3,4 \div 3$ до $\gamma = 1,5$). Полная энергия, заключенная в релятивистских электронах, лежит в пределах $10^{45} \div 10^{48}$ эрг. В Крабовидной туманности имеется при этом значительная доля электронов с энергией до 10^{12} эв, ответственных за оптическое излучение (из (2,27) при $v_{\max} \sim 10^{15}$ и $H \sim 5 \cdot 10^{-4}$ получаем $E_m \sim 5 \cdot 10^{11}$). Естественно предполагать, что релятивистские электроны образуются также в результате вспышек новых звезд³⁶. Поскольку энерговыделение в новых в $10^3 \div 10^4$ раза меньше, чем в сверхновых, можно ожидать, что энергия быстрых электронов в новых составляет $10^{42} \div 10^{44}$ эрг. В силу меньшей светимости радиоизлучение новых еще надежно не установлено, хотя в случае Новой Орла 1918 г. на этот счет имеются известные указания.

В нашей Галактике сверхновые звезды вспыхивают в среднем не реже одного раза за $30 \div 60$ лет, хотя и фиксируются примерно в 10 раз реже из-за межзвездного поглощения света²¹. Новые звезды вспыхивают в Галактике в количестве ~ 100 в год. Релятивистские электроны, образующиеся в расширяющихся оболочках всех этих звезд, в значительном количестве должны попадать в межзвездное пространство (электроны диффундируют из оболочек и, главное, сами оболочки размываются и даже для сверхновых не могут удерживать электроны более нескольких тысяч лет после взрыва). То же, конечно, относится и к быстрым протонам и ядрам, которые, по всей вероятности, образуются в оболочках в результате взрыва. Отсюда следует, что в плоскости Галактики и вблизи нее, где в основном расположены новые и сверхновые, должны иметься мощные источники космических лучей. Если говорить пока только об электронах, о которых мы имеем непосредственные данные радиоастрономического характера, то вспышки сверхновых приводят к генерации релятивистских электронов со средней мощностью

$$U_{e, \text{ sn}} = \frac{W_{\text{sn}}}{\tau_{\text{sn}}} \sim \frac{10^{45} \div 10^{48}}{10^9} \sim 10^{36} \div 10^{39} \text{ эрг/сек}, \quad (2,32)$$

где W_{sn} — среднее энерговыделение на сверхновую и $\tau_{\text{sn}} \sim 30$ лет $\approx 10^9$ сек. — среднее время между вспышками.

Для новых, аналогично (при $\tau_n \sim 1/100$ года),

$$U_{e, n} = \frac{W_n}{\tau_n} \sim \frac{10^{43} \div 10^{44}}{3 \cdot 10^5} \sim 3 \cdot 10^{36} \div 3 \cdot 10^{38} \text{ эрг/сек}. \quad (2,33)$$

Как ни грубы эти оценки, они имеют большое значение для теории происхождения космических лучей, так как основаны на наблюдениях и прямо указывают на вероятные источники космических лучей.

*) К числу сверхновых звезд следует, по-видимому, отнести также звезду η -Киля, вспыхнувшую в 1843 г. По последним данным, которые любезно сообщил автору И. С. Шкловский, оптическое излучение с непрерывным спектром, испускаемое этой сверхновой (или, точнее, ее оболочкой), частично поляризовано. Поэтому имеются все основания полагать, что в результате вспышки звезды η -Киля образовались релятивистские частицы. К числу сверхновых, быть может, относится также звезда, вспыхнувшая в 1942 г. в созвездии Кормы. Вопрос о радиоизлучении обоих этих объектов еще не ясен.

3. ДВИЖЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

При обсуждении проблемы происхождения космических лучей необходимо рассмотреть процессы, происходящие при движении космических лучей (т. е. частиц с высокой энергией) в межзвездной среде. Соответствующий анализ будет относиться при этом и к случаю движения частиц в более плотных областях, таких, как, например, оболочки сверхновых звезд.

а) Потери энергии в случае протонов и ядер.
Образование вторичных электронов и позитронов

Быстрые протоны и ядра теряют энергию в результате ядерных соударений и ионизационных потерь.

Эффективное сечение для соударения ядер i и k с атомными весами A_i и A_k можно представить в виде ⁴

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \pi(r_i + r_k - 2\Delta r)^2, \quad r_{i,k} = 1,45 \cdot 10^{-13} A_{i,k}^{1/3} \text{ см}, \\ \Delta r &= 0,85 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \end{aligned} \right\} \quad (3,1)$$

При соударениях протонов с ядрами с $A \geq 8$ можно с достаточной точностью положить

$$\sigma = \pi r^2 = 6,6 \cdot 10^{-26} A^{2/3} \text{ см}^2. \quad (3,2)$$

Для соударений протонов с протонами, согласно (3,1),

$$\sigma_{pp} = 4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (3,3)$$

Однако для случая, когда одно или оба сталкивающихся ядра являются протонами, формула (3,1) не проверена на опыте и поэтому ненадежна. Особенно это относится к соударениям протон — протон, играющим основную роль при движении космических частиц в межзвездной среде. Поскольку при соударениях протон — протон в большинстве случаев один из протонов обладает большей энергией и до и после столкновения, в качестве сечения для исчезновения быстрого протона часто используется значение

$$\sigma = 2,5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (3,4)$$

В таблице V во 2-м столбце приведен пробег протонов и ядер в водороде при использовании значения (3,4) для протонов и формулы (3,1) для

Таблица V
Ядерная длина пробега в межзвездной среде

Ядро (\bar{A} — средний атомный вес)	Длина пробега в g/cm^2 (вариант а)	Длина пробега в g/cm^2 (вариант б)	Длина пробега в см при $n = 0,1$ (вариант а)	Время свободного пробега T в годах (вариант а)	Время T для смеси $n = 0,09 [H]$ $+ 0,01 [He]$ (вариант б)
Протон	67	42	$4 \cdot 10^{26}$	$4,2 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^8$
α -частица	12,5	16,5	$7,5 \cdot 10^{25}$	$8 \cdot 10^7$	$7,3 \cdot 10^7$
Группа L ($\bar{A} = 8$)	7,5	—	$4,5 \cdot 10^{25}$	$4,8 \cdot 10^7$	$4,5 \cdot 10^7$
Группа M ($\bar{A} = 14$)	5,0	5,8	$3 \cdot 10^{25}$	$3,2 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^7$
Группа N ($\bar{A} = 30$)	3,0	3,3	$1,8 \cdot 10^{25}$	$1,9 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^7$
Железо ($\bar{A} = 56$)	1,9	—	$1,15 \cdot 10^{25}$	$1,2 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^7$

ядер (вариант *a*). В 3-м столбце также приведен пробег в водороде, но при использовании сечения (3,3) для протонов и некоторых, выбранных в ⁵, сечений для ядер (вариант *б*). В столбцах 4 и 5 представлена длина и время свободного пробега для варианта *a* в предположении, что концентрация межзвездного водорода $n=0,1 \text{ см}^{-3}$. Наконец, в последнем столбце указано время пробега при движении в смеси с концентрацией водорода $0,09 \text{ см}^{-3}$ и гелия $0,01 \text{ см}^{-3}$ (вариант *в*). В таблице VI проведены различные соотношения времени ядерного пробега, причем добавлен вариант *г*, дающий отношение $T_L:T_M:T_H=3:2:1$. Этот вариант соответствует выбору большего, по сравнению с вариантами *a* и *б*, значения для среднего атомного веса ядер группы *H*. Учитывая роль в группе *H* ядер железа, такая операция представляется разумной.

Таблица VI

Отношения времен свободного пробега

Ядро	$T_p/T_{\text{ядро}}$ (вариант <i>a</i>)	$T_p/T_{\text{ядро}}$ (вариант <i>б</i>)	$T_p/T_{\text{ядро}}$ (вариант <i>в</i>)	Вариант	Отношение		
					T_L/T_M	T_L/T_H	T_M/T_H
α -частица	5,4	2,5	4,1	<i>a</i>	1,45	2,4	1,7
Группа <i>L</i>	9	—	6,7	<i>б</i>	—	—	1,8
Группа <i>M</i>	13	7,2	10	<i>в</i>	1,5	2,5	1,65
Группа <i>H</i>	22	1,3	16,5	<i>г</i>	1,5	3,0	2,0
Железо	35	—	25		$T_p/T_\alpha = 4; T_p/T_H = 20; T_\alpha/T_H = 5;$ $T_p/T_M = 10; T_\alpha/T_M = 2,5;$ $T_p/T_L = 20/3$		

Для ядер время свободного пробега или время жизни T_j имеет однозначный смысл: по истечении этого времени число быстрых ядер сорта j убывает в e раз. В случае протонов можно различать время жизни для взаимодействия T_{pi} и время жизни для потери энергии T_{pE} . Сечение для взаимодействия, вероятно, близко к (3,3), причем при каждом акте взаимодействия протон теряет $15 \div 30\%$ своей энергии ^{41, 42}. В соответствии с этим сечение, соответствующее потере протоном значительной доли его энергии, раза в $2 \div 4$ меньше сечения для взаимодействия, т. е. близко или даже вдвое меньше сечения (3,4). Таким образом, в водороде ориентировочно $T_{pi} = 42 \text{ г/см}^2$ и $T_{pE} = 70 \div 120 \text{ г/см}^2$. Ниже для межзвездной среды (90% водорода + 10% гелия) с концентрацией частиц $0,1$ будут приняты для определенности значения:

$$\begin{aligned} T_{pi} &= 2 \cdot 10^8 \text{ лет} = 6,3 \cdot 10^{15} \text{ сек.}, \\ T &= 6 \cdot 10^8 \text{ лет} = 1,9 \cdot 10^{16} \text{ сек.} \end{aligned} \quad (3,5)$$

Часто будет использоваться также некоторое среднее время

$$T_p = 4 \cdot 10^8 \text{ лет} = 1,25 \cdot 10^{16} \text{ сек.} \quad (3,6)$$

В качестве времен T_j для ядер будем в основном использовать значения, отвечающие варианту *г* (см. таблицу VI) с временем $T_p = 4 \cdot 10^8 \text{ лет}$. Выбранная выше концентрация $n = 0,1 \text{ см}^{-3}$ представляет собой, по самому

смыслу, среднюю концентрацию частиц межзвездного газа в области, занятой космическими лучами. Вблизи галактической плоскости, в облаках газа, занимающих объем $\sim 10^{65} \text{ см}^3$, концентрация $n \sim 10$. Между облаками вблизи плоскости Галактики $n \sim 0,1$ и на периферии галактической короны, с общим объемом $V \sim 1 \div 5 \cdot 10^{68} \text{ см}^3$ $n \sim 0,01 \div 0,03$ (см. раздел 36) и ^{23, 31}. Поэтому среднее значение $n \sim 0,1$ действительно более или менее оправдано, хотя использование средней концентрации $n \sim 0,03$ также вполне допустимо. В последнем случае времена T_{pi} , T_{pE} и T_p нужно увеличить в 3 раза.

Согласно (2,22) общая энергия, заключенная в космических лучах в Галактике, $W_{cr} \sim 10^{55} \div 10^{56} \text{ эрг}$, причем с точностью до множителя, равного примерно двум; в дальнейшем можно считать, что эта энергия сосредоточена в космических протонах. Поэтому энергия, теряемая космическими лучами в Галактике в единицу времени (см. также (1,7)):

$$U_{cr} = \frac{W_{cr}}{T_{pE}} \sim 10^{39} \div 10^{40} \text{ эрг/сек}, \quad (3,7)$$

$$w_{cr} = \frac{W_{cr}}{V} \sim 1 \text{ эв/см}^3, \quad u_{cr} = \frac{w_{cr}}{T_{pE}} \sim 10^{-28} \text{ эрг/см}^3 \text{сек}.$$

При каждом соударении (акте взаимодействия) протоны, сталкивающиеся с ядрами азота и кислорода, теряют в среднем около 30% своей энергии, которая идет преимущественно на образование π -мезонов ⁴¹. Энергия вторичных частиц E_2 пропорциональна, таким образом, энергии первичных частиц (протона) E_1 ,

$$E_2 = \xi E_1. \quad (3,8)$$

Быстрый протон после акта взаимодействия уносит поэтому энергию

$$E'_1 = (1 - \xi) E_1. \quad (3,9)$$

Как сказано, для воздуха $\xi \approx 0,3$, а в водороде ξ , быть может, раза в два-три меньше, хотя нужно оговориться, что для водорода само равенство (3,8) еще не подтверждено на опыте.

Если величина ξ не зависит или слабо зависит от энергии, что, по-видимому, имеет место, то спектр вторичных частиц и спектр протонов после соударения не изменяются (совпадают со спектром первичных частиц). Действительно, преобразования (3,8) — (3,9) суть преобразования масштаба; при соударении участок спектра первичных частиц $N_1(E_1) dE_1$ как бы переходит в участок спектра вторичных частиц, причем $N_1(E_1) dE_1 = \frac{1}{s} N_2(E_2) dE_2$, где s — число вторичных частиц, образующихся при соударении. Отсюда и из равенств (3,8) — (3,9) следует, что

$$N_2(E_2) = \frac{s}{\xi} N_1\left(\frac{E_2}{\xi}\right), \quad N'_1(E'_1) = \frac{1}{1-\xi} N_1\left(\frac{E'_1}{1-\xi}\right). \quad (3,10)$$

В частности, если спектр является степенным, то показатель степени γ для вторичных частиц и быстрых протонов, имеющих после соударения, остается неизменным. При соударении космических ядер с частицами межзвездной среды, вероятно, также имеет место соотношение (3,8), т. е. энергия продуктов (осколков) пропорциональна энергии первичных ядер. Таким образом, ядерные соударения космических протонов и ядер, при принятых довольно естественных и в известных пределах обоснованных предположениях, не должны изменять вида энергетического спектра кос-

мических лучей. Разумеется, если отношение (3,8) для ядерных осколков места не имеет, что вполне возможно, то вторичные продукты (например, ядра группы L) будут иметь спектр, отличный от спектра первичных частиц.

Образующиеся при соударениях космических протонов π -мезоны*) уносят при каждом соударении $10 \div 30\%$ энергии этих протонов (как указано выше, предполагаем, что для водорода $\xi = 0,1 \div 0,3$). Можно думать, что одна треть этих мезонов суть π^0 -мезоны, которые дают γ -лучи, выходящие затем из Галактики (см. раздел 36)). Что же касается π^\pm -мезонов, то примерно $1/4$ связанной с ними энергии перейдет после известной цепи распадов в электроны и позитроны (ниже будем говорить просто об электронах; нейтрино, разумеется, выходят за пределы Галактики и интереса не представляют). Итак, при одном соударении к электронам перейдет $2,5 \div 7,5\%$ энергии первичного протона. При всех же $2 \div 4$ -х соударениях, необходимых для потери протоном значительной доли его энергии, к электронам перейдет, грубо говоря, $5 \div 15\%$ энергии протонов. Это значит, что в Галактике в космические электроны переходит в единицу времени энергия (см. (3,7)):

$$U_e = (5 \div 15) \cdot 10^{-2} U_{cr} = (5 \div 15) \cdot 10^{-2} \frac{W_{cr}}{T_{pE}} \sim 5 \cdot 10^{37} \div 1,5 \cdot 10^{39} \text{ эрг/сек.} \quad (3,11)$$

Энергия вторичных частиц, в особенности электронов, на $1 \div 2$ порядка ниже энергии генерирующих их протонов, т. е. в основном протонов с энергией $10^9 \div 10^{10}$ эв. Поэтому значительная часть электронов с общей энергией (3,11) обладает, вероятно, сравнительно небольшой энергией $10^7 \div 10^8$ эв. Имея в виду электроны, ответственные за наблюдаемое космическое радиоизлучение (см. раздел 26), можно принять, что переходящая в них в единицу времени энергия равна

$$U_e \sim 3 \cdot 10^{36} \div 3 \cdot 10^{38} \text{ эрг/сек, } u_e = \frac{U_e}{V} \sim 3 \cdot 10^{-30} \div 3 \cdot 10^{-32} \text{ эрг/см}^3 \text{сек,} \quad (3,12)$$

где объем $V \sim 10^{68} \text{ см}^3$ (см. (2,24)).

Перейдем к вычислению ионизационных потерь для протонов и ядер.

При движении частицы с зарядом Z и массой M в атомарном водороде

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_i &= \frac{4\pi e^4 Z^2 n}{mv} \left\{ \ln \left[\frac{2mv^2}{I} \left(\frac{E}{Mc^2} \right)^2 \right] - \frac{v^2}{c^2} \right\} = \\ &= 7,62 \cdot 10^{-9} n Z^2 \frac{c}{v} \left\{ 22,2 + 4 \ln \frac{E}{Mc^2} + 2 \ln \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v^2}{c^2} \right\} \text{ эв/сек,} \quad (3,13) \end{aligned}$$

где предполагается, что полная энергия частицы $E \ll \frac{M}{m} Mc^2$, v — скорость частицы, e и m — заряд и масса электрона, $I \approx 15 \text{ эв}$ — средняя энергия возбуждения и n — концентрация атомарных электронов, совпадающая для водорода с введенной ранее концентрацией водорода.

*) Число образующихся антипротонов весьма мало (оно не может составить больше $0,1\%$ от полного потока протонов) ⁴³.

В нерелятивистском случае $(E_k = E - Mc^2 \approx \frac{Mc^2}{2} \ll Mc^2)$

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7,62 \cdot 10^{-9} n Z^2 \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_k}} \left\{ 11,8 + \ln \frac{E_k}{Mc^2} \right\} \text{ эв/сек.} \quad (3,14)$$

В релятивистском случае (для протонов, практически, при $E > > 2 \div 3 \cdot 10^9$ эв; вместе с тем, по предположению, $E \ll \frac{M}{m} Mc^2$)

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7,62 \cdot 10^{-9} n Z^2 \left\{ 20,2 + 4 \ln \frac{E}{Mc^2} \right\} \text{ эв/сек.} \quad (3,15)$$

Если водород полностью ионизирован, то в нерелятивистском случае нужно положить $I = \hbar \omega_0 = \hbar \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}} = 1,2 \cdot 10^{-12} \sqrt{n}$ эв, где n — концентрация электронов, откуда

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7,62 \cdot 10^{-9} n Z^2 \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_k}} \left\{ 42 - \frac{1}{2} \ln n + \ln \frac{E_k}{Mc^2} \right\} \text{ эв/сек.} \quad (3,16)$$

В релятивистском случае при движении в ионизированном водороде

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_i &= \frac{2\pi e^4 n}{mc} Z^2 \left[\ln \frac{m^2 c^2 W}{4\pi e^2 n \hbar^2} + 1 \right] = \\ &= 7,62 \cdot 10^{-9} n Z^2 \left\{ \ln \frac{2W}{mc^2} - \ln n + 74,6 \right\} \text{ эв/сек,} \end{aligned} \quad (3,17)$$

где n — концентрация электронов и W — максимальная энергия, передаваемая электрону ($W = E$ при $E \gg \frac{M}{m} Mc^2$ и $W = 2mc^2 \left(\frac{E}{Mc^2}\right)^2$ при $Mc^2 \ll E \ll \frac{M}{m} Mc^2$).

Ионизационные потери, связанные с присутствием в межзвездной среде гелия и других элементов, учитывать ниже не будем, так как они не превосходят $20 \div 25\%$ от потерь в водороде. Для протонов с энергией $E = 10^{10}$ эв потери при $n = 0,1$ согласно (3,15) и (3,17) составляют соответственно $2,3 \cdot 10^{-8}$ эв/сек и $6,2 \cdot 10^{-8}$ эв/сек. В то же время средняя потеря энергии за счет ядерных соударений значительно больше и в данном случае равна (см. (3,5))

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_n = \frac{E}{T_{pE}} \sim \frac{10^{10}}{1,9 \cdot 10^{16}} \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ эв/сек.}$$

Сказанное отражает, разумеется, хорошо известную возможность пренебречь для релятивистских протонов ионизационными потерями по сравнению с ядерными. В случае ядер, при той же энергии на нуклон E , ионизационные потери в Z^2 раз больше, чем для протонов. В то же время ядерные потери также возрастают примерно в Z^2 раз, так как они теперь равны $\frac{AE}{T_j} \sim \frac{Z^2 E}{T_{pE}}$, поскольку $A \approx 2Z$, а время жизни ядер $T_j \sim T_p/Z$ (см. табл. VI). Поэтому удельный вес ионизационных потерь для релятивистских протонов и ядер можно считать одинаковым.

Ионизационные потери становятся существенными при переходе к нерелятивистскому случаю или даже при кинетической энергии $E_k \sim Mc^2$. Учет этих потерь играет большую роль при обсуждении вопроса об инжекции космических лучей в межзвездное пространство.

б) Потери энергии в случае электронов.
Изменение энергетического спектра
при движении частиц в межзвездной среде

Движущиеся в межзвездной среде электроны испытывают ионизационные, радиационные, комптоновские и магнитнотормозные потери.

Ионизационные потери нерелятивистских электронов не представляют здесь интереса, и мы ограничимся указанием, что в этом случае можно в первом приближении использовать формулы (3,13)–(3,14), (3,16) с $Z=1$ и $M=m$. В релятивистском случае ионизационные потери электрона с энергией E в атомарном водороде таковы:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = \frac{2\pi e^4 n}{mc} \ln \frac{E^3}{2mc^2 I} = 7,62 \cdot 10^{-9} n \left\{ 20,1 + 3 \ln \frac{E}{mc^2} \right\} \text{ эв/сек.} \quad (3,18)$$

В ионизированном водороде потери равны

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_i &= \frac{2\pi e^4 n}{mc} \left\{ \ln \frac{m^2 c^2 E}{8\pi e^2 n \hbar^2} + 1 \right\} = \\ &= 7,62 \cdot 10^{-9} n \left\{ \ln \frac{E}{mc^2} - \ln n + 74,6 \right\} \text{ эв/сек.} \end{aligned} \quad (3,19)$$

Радиационные потери энергии обусловлены испусканием электронами фотонов, имеющим место при столкновении электронов с частицами межзвездной среды. Соответствующие выражения подробно обсуждены в ¹², и здесь мы ограничимся указанием на окончательную формулу, которая для водорода достаточно точна:

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_r = 8,0 \cdot 10^{-16} n \text{ сек}^{-1}. \quad (3,20)$$

Принятое значение соответствует t -единице, равной в водороде 62 г/см^2 . Учет роли гелия и других ядер приводит к тому, что эффективное значение $t \approx 52 \text{ г/см}^2$. На таком пути энергия электронов уменьшается в среднем в e раз, причем излучаемые фотоны имеют энергию, сравнимую с энергией электрона. По последней причине можно, очевидно, говорить о длине и времени свободного пробега, аналогично тому, как это делается в случае ядерных потерь. При $n=0,1$ соответствующее время жизни электрона $T_e = 3,3 \cdot 10^8$ лет. Однако для удобства ниже будет использовано значение

$$T_e \approx T_p \approx 4 \cdot 10^8 \text{ лет} = 1,25 \cdot 10^{16} \text{ сек.}, \quad (3,21)$$

которое при достижимой в рассматриваемой области точности вполне эквивалентно предыдущему.

Заметим, что образующиеся при торможении электронов γ -лучи практически свободно выходят из Галактики, так как толщина газа на их пути составляет всего $\sim 10^{-25} \cdot 10^{23} = 10^{-2} \text{ г/см}^2$ водорода.

Потери, названные выше «комптоновскими», связаны с обратным эффектом Комптона — рассеянием электронов на тепловых фотонах ^{44, 45}, имеющихся в Галактике в довольно большом количестве. Эти потери аналогичны радиационным в том отношении, что они носят «катастрофический характер» (происходят большими порциями). Роль комптоновских потерь сводится поэтому к уменьшению времени жизни электронов T_e . Не останавливаясь здесь на подробных расчетах ^{1, 12}, укажем, что комптоновские потери можно считать равными

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_k = \sigma_0 \bar{\rho} c \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \approx 5,6 \cdot 10^{-16} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \text{ эв/сек.}, \quad (3,22)$$

где $\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ и $\bar{\rho}$ — средняя плотность энергии светового излучения; при переходе в (3,22) к численному значению положено $\bar{\rho} = 0,03 \text{ эв/см}^3$, учитывая, что речь идет об излучении во всей галактической короне (в плоскости Галактики обычно принимается, что $\rho = 0,3 \text{ эв/сек}$). Из формулы (3,20) при $n = 0,1$ и из выражения (3,22) явствует, что комптоновские потери сравниваются с радиационными при энергии электронов $E = 3,5 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ и, например, при $E = 10^9 \text{ эв}$ в 35 раз меньше последних. Таким образом, комптоновскими потерями в пределах достижимой сейчас точности можно пренебречь. Разумеется, это относится к развиваемым здесь представлениям, в то время как при рассмотрении движения электронов вблизи Солнца или звезд комптоновские потери могут оказаться существенными.

Последний, и при этом весьма существенный, механизм потерь энергии электронами — это магнитнотормозные потери. Наличие этих потерь связано с тем излучением, возникающим при движении электронов в межзвездных магнитных полях, которое подробно обсуждалось в разделе 2.

Магнитнотормозные потери таковы:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_m = \frac{2c}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 H_{\perp}^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 = 0,98 \cdot 10^{-3} H_{\perp}^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \text{ эв/сек}, \quad (3,23)$$

где предполагается, что $E \gg mc^2$.

Различные потери энергии электронами сопоставлены в таблице VII.

Таблица VII

Потери энергии электронами (в эв/сек)

Энергия электронов E в эв	Ионизационные потери при $n = 0,1$		Радиационные потери при $n = 0,1$ (формула (3,20))	Магнитнотормозные потери (формула (3,23))	
	формула (3,18)	формула (3,19)		$H_{\perp} = 3 \cdot 10^{-6}$	$H_{\perp} = 10^{-5}$
$5 \cdot 10^7$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$6,2 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	10^{-10}	10^{-9}
10^8	$2,7 \cdot 10^{-8}$	$6,3 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-8}$
$5 \cdot 10^8$	$3,1 \cdot 10^{-8}$	$6,4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}	10^{-7}
10^9	$3,3 \cdot 10^{-8}$	$6,4 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$
$5 \cdot 10^9$	$3,6 \cdot 10^{-8}$	$6,6 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	10^{-6}	10^{-5}
10^{10}	$3,8 \cdot 10^{-8}$	$6,6 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-5}$
$5 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^{-8}$	$6,7 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-6}$	10^{-4}	10^{-3}

При учете ионизационных и магнитнотормозных потерь

$$\frac{dE}{dt} = \varphi(E) \equiv -a - bE^2 = -4 \cdot 10^{-7} n - 4 \cdot 10^{-15} H_{\perp}^2 E^2 \text{ эв/сек}, \quad (3,24)$$

где E измеряется в эв и произведены небольшие упрощения, ясные из сравнения с формулой (3,23) и таблицей VII.

Если частица начинает двигаться в среде в момент $t = 0$ с энергией E_0 , то в момент t ее энергия E согласно (3,24) определяется из

СООТНОШЕНИЯ

$$t = \frac{\arctg \sqrt{\frac{b}{a}} E_0 - \arctg \sqrt{\frac{b}{a}} E}{\sqrt{ab}}. \quad (3,25)$$

До тех пор пока $\sqrt{b} E \gg \sqrt{a}$, можно считать, что $\arctg x = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{x}$ и

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{E_0}{1 + bE_0 t}, \\ E &\gg \sqrt{\frac{a}{b}} = 10^4 \sqrt{\frac{n}{H_\perp^2}} \text{ эв}, \end{aligned} \right\} \quad (3,26)$$

как это сразу ясно также из (3,24) при пренебрежении ионизационными потерями. В обратном предельном случае

$$E = E_0 - at, \quad E_0 \ll \sqrt{\frac{a}{b}} = 10^4 \sqrt{\frac{n}{H_\perp^2}} \text{ эв}. \quad (3,27)$$

В случае (3,26) энергия E перестает зависеть от E_0 если $bE_0 t \gg 1$. С другой стороны, в (3,24) — (3,27) не были учтены радиационные потери, поскольку они не носят непрерывного характера. Так можно поступать только при $t < T_e$, т. е. при рассмотрении интервалов времени, меньших времени жизни электрона. За время T_e энергия E перестает зависеть от E_0 , если

$$bE_0 T_e \approx 50 \cdot H_\perp^2 E_0 \gg 1. \quad (3,28)$$

При $H_\perp \sim 10^{-5}$ это неравенство практически выполнено при $E_0 > 5 \cdot 10^8 \div 10^9$ эв.

В условиях, интересных с точки зрения теории происхождения космических лучей, приходится иметь дело не с моноэнергетическими электронами, а с электронным спектром типа $N_e(E) = K_e E^{-1}$. В силу наличия потерь различного типа спектр частиц изменяется, и необходимо найти этот спектр в условиях, когда некоторые источники поставляют $q(E, t) dE$ частиц в единицу времени в интервале энергий $(E, E + dE)$. Спектр частиц удобнее всего получить, используя уравнение непрерывности в «пространстве энергии».

$$\frac{\partial N(E, t)}{\partial t} + \text{div}_E j(E, t) = \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial E} = q(E, t), \quad (3,29)$$

где $j(E)$ — поток частиц, энергия которых «проходит» в единицу времени через значение E .

Если учитывать только систематическое изменение энергии*), то $\frac{dE}{dt} = \varphi(E)$ и $j(E) = N(E) \frac{dE}{dt} = N(E) \varphi(E)$, так как $\frac{dE}{dt}$ есть «скорость в энергетическом пространстве».

Отсюда

$$\frac{\partial N(E, t)}{\partial t} + \frac{N(E, t)}{T} + \frac{\partial}{\partial E} [\varphi(E) N(E, t)] = q(E, t), \quad (3,30)$$

где учтены также, в отличие от выражения (3,29), столкновения, приводящие к резкому изменению энергии. Время свободного пробега для этих столкновений есть T и, конечно, в случае электронов это время отвечает радиационным потерям и равно T_e (см. (3,21)).

*) Мы следуем здесь⁴³. Более общее уравнение, учитывающее флуктуации, рассматривалось в^{46, 47} (см. также раздел 3 в). Аналогичное уравнение исследовалось в работе^{47а}.

За времена порядка $T_e \approx T_p$ в Галактике, по-видимому, не происходит существенных изменений и, во всяком случае, эти изменения трудно было бы учесть*). Поэтому ниже будет рассмотрен лишь стационарный случай, когда $\frac{\partial N}{\partial t} = 0$. Таким образом, для определения спектра приходим к уравнению

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial E} [\varphi(E) N(E)] + \frac{N(E)}{T} &= q(E), \\ \varphi(E) &= -a + \alpha E - bE^2, \end{aligned} \right\} \quad (3,31)$$

где функция φ записана в виде, которым можно ограничиться при дальнейшем рассмотрении.

Не обсуждая общего решения уравнения (3,31), ограничимся отдельными частными случаями ($a \geq 0$, $b \geq 0$):

$$\alpha = 0, a = 0: N(E) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{bTE}\right)}{bE^2} \int_E^\infty q(\eta) \exp\left(\frac{1}{bT\eta}\right) d\eta, \quad (3,32)$$

$$\alpha = 0, a = 0, bTE \gg 1: N(E) = \frac{\int_E^\infty q(\eta) d\eta}{bE^2} = \frac{A}{(\gamma_0 - 1) bE^{\gamma_0 + 1}}, \quad (3,33)$$

$$\alpha = 0, b = 0: N(E) = \frac{1}{a} \exp \frac{E}{aT} \cdot \int_E^\infty q(\eta) \exp\left(-\frac{\eta}{aT}\right) d\eta, \quad (3,34)$$

$$\alpha = 0, b = 0, E \ll aT: N(E) = \frac{1}{a} \int_E^\infty q(\eta) d\eta = \frac{A}{(\gamma_0 - 1) aE^{\gamma_0 - 1}}, \quad (3,35)$$

$$\alpha = 0, b = 0, E \gg aT: N(E) = Tq(E) = \frac{AT}{E^{\gamma_0}}, \quad (3,36)$$

$$\begin{aligned} a = 0, b = 0, \alpha < 0: N(E) &= -\frac{1}{\alpha E \left(1 + \frac{1}{\alpha T}\right)} \int_T^\infty q(\eta) \eta^{\frac{1}{\alpha T}} d\eta = \\ &= \frac{A}{\left(1 + \frac{1}{\alpha T} - \gamma_0\right) \alpha E^{\gamma_0}}, \end{aligned} \quad (3,37)$$

$$a = 0, b = 0, \alpha > 0: N(E) = \frac{1}{\alpha E \left(1 + \frac{1}{\alpha T}\right)} \int_0^E q(\eta) \eta^{\frac{1}{\alpha T}} d\eta, \quad (3,38)$$

где на последнем этапе в (3,33), (3,35) и (3,37) положено $q(E) = AE^{-\gamma_0}$ с $\gamma_0 > 1$. Выбор постоянной интегрирования определяется из очевидного

*) Время существования Галактики $T_{\text{гал}} \sim 6 \cdot 10^9$ лет. Поэтому при $n \approx 0,03$ время T_{pE} уж всего в 3 раза меньше $T_{\text{гал}}$. Если же $n \approx 0,01$, чего еще нельзя категорически исключить, то $T_{pE} \sim T_{\text{гал}}$. В подобных условиях предположение о квазистационарности распределения космических лучей в Галактике уже, вообще говоря, недопустимо. Рассматривать нестационарную картину было бы, однако, несколько преждевременно. Главное же имеются основания считать, что и при $n \sim 0,01$ космические лучи не могут считаться в основном образовавшимися в период формирования Галактики (см. раздел 4г).

требования, чтобы при торможении частиц функция $N(E)$ определялась значениями $q(\eta)$ с $\eta \geq E$. Поэтому при $a \geq 0$, $b \geq 0$ и $\alpha \leq 0$, что отвечает торможению (см. (3,34) и (3,31)), и фигурируют интегралы в пределах от E до ∞ . Если же $\alpha > 0$, как это имеет место при рассматриваемом ниже статистическом ускорении, то интегрировать нужно уже по области энергий, меньших E (см. (3,38)). В случае космических протонов и ядер магнитнотормозные потери ничтожны, а в релятивистской области малы также ионизационные потери. Это отвечает случаю (3,36), причем спектр частиц остается неизменным — таким же, как их спектр $q(E)$ в источниках. Наличие некатастрофических ядерных потерь, при которых после соударения энергия частицы пропорциональна ее начальной энергии, как указано в разделе 3а, не меняет этого вывода. То же следует и из (3,37), поскольку случай $a = 0$, $b = 0$, $\alpha < 0$ отвечает потерям $\frac{dE}{dt} = -|\alpha|E$, которые пропорциональны энергии.

Для электронов с большой энергией основными являются магнитнотормозные потери (ниже в этом разделе считаем, что $\alpha = 0$) и справедливо решение (3,33). При этом показатель степени в спектре $N_e(E) = K_e E^{-\gamma}$ равен

$$\gamma = \gamma_0 + 1, \quad (3,39)$$

где γ_0 — показатель степени в выражении для мощности источников $q_e(E) = A_e E^{-\gamma_0}$. Этот вывод, как ясно из (3,33), справедлив при условии (3,28), т. е. в поле $H_{\perp} \sim 10^{-5}$ при $E > 5 \cdot 10^8 \div 10^9$ эв. С уменьшением энергии спектр становится менее крутым и в области малых энергий, когда

$$E \ll a T_e \sim 5 \cdot 10^8, \quad E \ll \sqrt{\frac{a}{b}} = 10^4 \sqrt{\frac{n}{H_{\perp}^2}} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ эв}, \quad (3,40)$$

уже

$$\gamma = \gamma_0 - 1. \quad (3,41)$$

По радиоастрономическим данным (см. раздел 2б) для электронов с энергией $10^8 < E < 5 \cdot 10^9$ эв значение γ примерно постоянно и равно $\gamma = 2,64$, хотя степень $\gamma = 3$ также еще, по-видимому, не исключена. Постоянство γ при переходе к мягким электронам с $E \sim 1 \div 2 \cdot 10^8$ эв, ответственных за излучение на волне $\lambda \sim 100$ м, является весьма важным. Если этот результат будет подтвержден, то он будет свидетельствовать о меньшей роли радиационных и ионизационных потерь, чем это принято выше. Подобная ситуация вполне возможна, так как принятое значение $n \sim 0,1$, как уже отмечалось, вполне может оказаться завышенным. Если же $n \sim 0,03$, то при $H_{\perp} \sim 10^{-5}$ соответствие с данными о спектре радиоизлучения восстанавливается (условие (3,28) принимает вид $E \gg 7 \cdot 10^7$). К такому же результату приводит увеличение поля H_{\perp} примерно в 1,5 раза. Подобная возможность не исключена, и в то же время ясно, что использование значения H_{\perp} , существенно меньшего 10^{-5} , представляется недопустимым.

Итак, по имеющимся сведениям, которые нуждаются в дальнейшем уточнении, в области энергии электронов $10^8 < E < 4 \cdot 10^9$ преобладают магнитнотормозные потери и, следовательно, имеет место соотношение (3,39). Другими словами, спектр источников космических электронов имеет вид

$$q_e(E) = \frac{A}{E^{\gamma_0}}, \quad \gamma_0 = 1,64 \div 2. \quad (3,42)$$

Для протонов в области энергий $0,5 \cdot 10^9 < E_k < 10^{10}$ эв примерно $\gamma_p = 1,9 \div 2,2$. Нам не ясно, в какой мере некоторому отличию между γ_0

и γ_p можно придавать в настоящее время реальное значение. Так или иначе несомненно, что протоны и электроны генерируются, если не с одинаковыми, то с весьма близкими спектрами. Такой результат представляется весьма естественным, если электроны ускоряются в каких-то источниках. Электроны вторичного происхождения, возникающие при ядерных соударениях, также, по-видимому, имеют спектр, близкий к спектру протонов (см. выше). Различить между этими двумя возможностями (ускорение в источниках или образование при ядерных соударениях) можно было бы, в принципе, изучая первичную электронно-позитронную компоненту космических лучей у Земли⁴². Дело в том, что вторичные частицы должны с равной вероятностью быть электронами и позитронами. Если же имеет место ускорение в оболочках сверхновых звезд, то позитроны могут в значительном числе появиться лишь при ядерном механизме инжекции³⁹. Во всяком случае, если бы первичные легкие частицы были в основном электронами, это свидетельствовало бы о преимущественной роли ускорения легких частиц в каких-то источниках, где, к тому же, инжекция не имеет ядерной природы. Значения N_e , приведенные ранее (см. (1,9) и (2,19)) свидетельствуют о том, что эту задачу можно решить при увеличении всего на один порядок уже достигнутой точности определения содержания электронов и позитронов в первичных космических лучах. Подобные опыты, разумеется, очень важны и в том случае, если не удастся отличить позитроны от электронов*).

Выяснить удельный вес процессов ускорения электронов в источниках и их образование при ядерных столкновениях можно, в принципе, также из энергетических соображений. На излучение в магнитном поле электроны теряют в единицу времени энергию (см. (3,23))

$$u_{em} = \int_0^{\infty} \left(\frac{dE}{dt} \right)_m N_e(E) dE \approx \frac{10^{-3} H^2}{(mc^2)^2} \int \frac{5 \cdot 10^5}{E} dE \approx 2 \cdot 10^{-19} \ln \frac{E_{\max}}{E_{\min}} \sim \\ \sim 8 \cdot 10^{-19} \frac{\text{эв}}{\text{см}^3 \text{сек}} \sim 10^{-30} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{сек}}; U_{em} = u_{em} \cdot V \sim 10^{38} \text{ эрг/сек}, (3,43)$$

где использован спектр (2,18а).

Для спектра (2,18б), ближе отвечающего радиоастрономическим данным, по порядку величины получается такой же результат. В (3,43) положено $E_{\max} = 5 \cdot 10^9$ и $E_{\min} = 10^8$ эв, что отвечает области энергий электронов, ответственных за наблюдаемое радиоизлучение. Поскольку в этой области энергии магнитнотормозные потери являются доминирующими, значение (3,43) примерно отвечает полной энергии, теряемой электронами. Этот вывод подтверждается также в результате следующего расчета. Согласно (2,23) плотность энергии, заключенной в электронах, $w_e \approx 10^{-14}$ эрг/см³; поэтому

$$\text{эффективное время для потери энергии электронами } T_{e, \text{эф}} = \frac{w_e}{u_{em}} \sim \\ \sim \frac{10^{-14}}{10^{-30}} = 10^{16} \text{ сек.}, \text{ в то время как для радиационных потерь согласно}$$

*) Совокупность всех имеющихся сведений не оставляет, по нашему мнению, никаких сомнений в существовании электронной компоненты космических лучей в Галактике. Однако установление количества первичных электронов у Земли позволило бы уточнить коэффициент в принятых электронных спектрах (2,18). Подобное уточнение важно не только само по себе; оно существенно также для того, чтобы убедиться в отсутствии в районе солнечной системы каких-то дополнительных факторов (например, относительно сильного магнитного поля), могущих, в принципе, приводить к значительному снижению интенсивности первичных космических электронов у Земли. Заметим, кстати, что для выяснения удельного веса процесса образования мезонов и, в дальнейшем, позитронов, можно было бы пытаться также наблюдать γ -лучи и спектральные линии позитрония. Осуществить в настоящее время соответствующие измерения, однако, скорее всего практически невозможно.

(3,21) $T_e \sim 1,25 \cdot 10^{16}$ и, вероятно, это время нужно еще увеличить раза в $2 \div 3$ (см. выше). Таким образом, радиационные потери действительно несколько меньше магнитнотормозных *), для которых $u_{em} \sim 10^{-30} \text{ эрг/см}^3 \text{сек}$. С другой стороны, при ядерных соударениях согласно (3,12) в электронную компоненту поступает мощность $u_e \sim 3 \cdot 10^{-30} \div 3 \cdot 10^{-32} \text{ эрг/см}^3 \text{сек}$, $U_e = u_e V \sim 3 \cdot 10^{36} \div 3 \cdot 10^{38} \text{ эрг/сек}$. Сравнивая с этим значением магнитнотормозные потери (3,43), мы видим, что баланс сможет соблюдаться, т. е. предположение о вторичном (ядерном) происхождении электронной компоненты космических лучей в Галактике представляется возможным. Однако уже приведенные цифры свидетельствуют скорее о том, что в результате ядерных реакций (рождения мезонов при ядерных столкновениях) электроны, быть может, получают все же в $10 \div 30$ раз меньше энергии, чем нужно для соблюдения баланса. Поскольку все расчеты, о которых идет речь, не могут, очевидно, претендовать на точность, большую одного-двух порядков, более определенные выводы сделать в этом отношении пока еще нельзя. Во всяком случае, предположение о том, что большая часть космических электронов ускоряется в каких-то источниках, не встречает возражений, хотя и не является, в силу сказанного, обязательным. (См. дополнение при корректуре на стр. 96).

в) Диффузия и статистическое ускорение частиц в Галактике

В областях с однородным, постоянным во времени магнитным полем космические частицы движутся по винтовым линиям с радиусом (2,20); скорость движения частиц вдоль поля

$$v = c \cos \theta, \quad (3,44)$$

где скорость частицы считается равной $c = 3 \cdot 10^{10}$ и θ — угол между скоростью и полем.

Если поле постоянно, но неоднородно, то энергия частицы по-прежнему остается постоянной, в то время как траектория близка к винтовой линии только при достаточно медленной зависимости напряженности поля H от координат. В последнем случае частица движется вдоль силовой линии поля так, что

$$\frac{\sin^2 \theta}{H} = \frac{\sin^2 \theta_0}{H_0} = \text{const.} \quad (3,45)$$

Очевидно, частица движется вдоль силовой линии в одном направлении, если только $H < \frac{H_0}{\sin^2 \theta_0}$. В случае же, когда поле нарастает так, что достигается значение $H = \frac{H_0}{\sin^2 \theta_0}$, угол θ становится равным $\frac{\pi}{2}$, скорость $v = 0$ (см. (3,44)) и частица отражается, после чего движется вдоль силовой линии уже в обратном направлении.

Таким образом, зная конфигурацию магнитного поля в Галактике, можно составить весьма полное представление о пространственном распределении и характере движения космических частиц. К сожалению, имеющиеся сведения о галактическом магнитном поле еще далеки от полноты и нам придется сделать известные предположения. Будем

*) Вместе с тем близость значений $T_{e, \text{эфф}}$ и T_e позволяет при составлении энергетического баланса в первом приближении не рассматривать особо тех электронов, которые движутся под малым углом к силовым линиям (для этих электронов компонента поля H_{\perp} мала, а следовательно, магнитнотормозные потери слабы).

считать, что магнитное поле в Галактике является хаотическим и характеризуется некоторой длиной l , на которой поле примерно постоянно, после чего направление поля существенно изменяется. Фактически это заведомо не везде так и, например, в рукавах галактической спирали имеется некоторое регулярное поле; но, с другой стороны, объем этих рукавов составляет ³⁰ всего около 1% от объема заполненной космическими лучами квазисферической Галактики с радиусом $R \sim 3 \div 5 \cdot 10^{22}$ см. Поэтому, если вне рукавов спирали регулярного поля совсем нет или тенденция к упорядочению поля мала, предположение о хаотичности будет оправдано. Подобное предположение имеет ряд оснований, в частности, радиоастрономического характера. Что же касается длины l , на которой поле квазигоднородно, то естественно считать, что эта длина по порядку величины равна расстоянию между облаками газа ³⁰, т. е. достигает 100 парсек $\approx 3 \cdot 10^{20}$ см. В действительности, конечно, имеется целый набор значений l и здесь речь, очевидно, идет о некоторой эффективной длине. Для дальнейшего важна в первую очередь подобная эффективная длина l , определяющая коэффициент диффузии космических частиц:

$$D = \frac{lv}{3} \sim 3 \cdot 10^9 l \sim 10^{30} \text{ см}^2/\text{сек} \approx 3 \cdot 10^{37} \text{ см}^2/\text{год}, \quad (3,46)$$

где скорость движения вдоль силовых линий v (см. (3,44)) положена равной $\sim 10^{10}$ см/сек.

В плотности Галактики длина l и коэффициент D , видимо, меньше, чем принятые. Однако для галактической короны и Галактики в целом значение (3,46) представляется вполне допустимым. Эффективную «длину» свободного пробега l и коэффициент диффузии $D = \frac{lv}{3}$ можно, разумеется, считать не зависящими от энергии только, если радиус кривизны r удовлетворяет неравенству

$$r = \frac{E \sin \theta}{300 ZH} \ll l.$$

При $Z=1$, $H \sim 10^{-5}$, $\sin \theta \sim 1$ и $l \sim 3 \cdot 10^{20}$ это условие выполнено вплоть до энергий $E \sim 10^{17}$ эв; для ядер ситуация еще более благоприятна. Если же в космических лучах существуют протоны с энергией $E > 10^{17}$ эв, то для них коэффициент диффузии будет зависеть от энергии и по величине превосходить значение (3,46). Поскольку даже при $E \sim 10^{18}$ радиус $r \sim l \sim 3 \cdot 10^{20}$ этот эффект будет не особенно велик, не говоря уж о том, что зависимость D от E может быть учтена и не меняет диффузионной картины.

Ниже мы без дальнейших оговорок будем пользоваться в применении к космическим лучам в Галактике диффузионными представлениями, аналогичными используемым при рассмотрении диффузии молекул в газе или жидкости. Поэтому нужно здесь подчеркнуть, что справедливость такого приближения не очевидна и вопрос о его точности еще должен будет привлечь к себе пристальное внимание.

Диффузия космических частиц в Галактике будет рассмотрена ниже в разделе 4б. Здесь же сделаем на этот счет только два замечания. Во-первых, нужно отметить, что диффузия происходит достаточно быстро для того, чтобы вся гигантская галактическая корона заполнилась космическими частицами, ускоренными вблизи галактической плоскости. Действительно, среднее расстояние L , проходимое частицей за время t в результате диффузии, равно

$$L = \sqrt{2Dt} \sim \sqrt{vt} \sim 10^{15} \sqrt{t},$$

где использовано значение (3,46).

За время жизни космических протонов $T_p \sim 10^{16}$ сек. путь $L \sim 10^{23}$, т. е. достаточно велик для заполнения области с радиусом $R \sim 3 \div 5 \cdot 10^{22}$ см.

Второе замечание относится к вопросу о выходе частиц из Галактики в результате диффузии. Всего в Галактике с объемом $\sim 10^{68}$ см³ имеется $N_t \sim N(E > 10^9 \text{ эв}) \cdot V \sim 10^{58}$ космических частиц (см. (1,5) и (2,21)). Если бы границы Галактики не были отражающими, то диффузионный поток через эти границы равнялся бы $S \sim 4\pi R^2 D \frac{\partial N}{\partial r} \sim (0,1 \div 1) 4\pi R^2 D \frac{N}{R} \sim \sim 4 RlvN \sim 10^{42} \div 10^{43}$ частиц в секунду, где положено $R \sim 5 \cdot 10^{22}$, $v \sim 10^{10}$, $N \sim 10^{-10}$ и $l \sim 10^{20}$ см. При учете отражения от границ это значение может очень сильно снизиться, так что при коэффициенте пропускания $\sim 1\%$ значение $S \sim 10^{40} \div 10^{41}$ не представляется заниженным*). В то же время в силу ядерных соударений в Галактике исчезает $\frac{N_t}{T_p} \sim \frac{10^{58}}{10^{16}} \sim 10^{42}$ частиц в секунду. Таким образом, представляется вероятным или, во всяком случае, вполне возможным, что время жизни частиц в Галактике действительно определяется ядерными потерями, как это и было принято выше. В то же время приведенные оценки весьма грубы, а коэффициент пропускания через галактические границы не известен. Поэтому, несомненно, пренебрегая выходом космических частиц из Галактики, мы делаем известное предположение, хотя и весьма правдоподобное, но еще не могущее считаться полностью обоснованным.

При диффузии в несущей магнитные поля межзвездной среде энергия космических частиц изменяется не только в силу наличия различных потерь, но и вследствие движения самой среды. По последней причине имеется переменная во времени составляющая магнитного поля, что приводит к появлению электрического поля и изменению энергии частицы. Этот процесс можно расчленить на два: изменения энергии, связанные с систематическим усилением или ослаблением магнитного поля, и изменения энергии, происходящие и при неизменной средней напряженности поля. Первый механизм ускорения является индукционным в обычном смысле слова и вполне аналогичен имеющему место в бетатроне. Поскольку в Галактике в настоящее время поле в целом, вероятно, в среднем стационарно или меняется весьма медленно, подобное систематическое индукционное ускорение не должно иметь места. Что же касается ускорения любой природы, но не связанного с изменением средней напряженности магнитного поля, то будем его называть статистическим ускорением.

В наиболее ясном виде статистический механизм ⁴⁸ ускорения действует в принятой диффузионной модели, в которой заряженные частицы хаотически движутся между магнитными облаками, действующими как рассеивающие центры. При «соударении» с облаком,

*) Без учета дрейфа частиц, обусловленного неоднородностью магнитного поля, коэффициент пропускания равен отношению напряженностей поля вне и внутри системы (т. е. в данном случае Галактики). Скорость дрейфа, происходящего перпендикулярно градиенту магнитного поля, по порядку величины равна $v_d \sim \frac{r}{L} v$,

где $r = \frac{E}{300 H}$ — радиус кривизны частицы, v — ее скорость и L — характерное расстояние, на котором существенно изменяется магнитное поле. Отсюда можно видеть (автор признателен С. И. Сыроватскому за обсуждение этого вопроса), что для основной массы космических частиц с энергией $E \sim 10^9 \div 10^{13}$ эв их выход из Галактики, связанный с дрейфом, по всей вероятности весьма мал и не играет роли. Однако для частиц с энергией $E \gg 10^{16}$ эв обусловленный дрейфом выход частиц может уже быть весьма существенным. С этим обстоятельством, быть может, и связано более резкое падение энергетического спектра космических частиц в области очень высоких энергий.

имеющим некоторую скорость $u \ll c$, энергия частицы E изменяется на величину ΔE порядка $\frac{uv}{c^2}$, где v — скорость поступательного движения частицы. Величина ΔE зависит от угла между скоростями u и v и при изотропном их распределении, в результате усреднения

$$\overline{\Delta E} \sim \frac{u^2}{c^2} E. \quad (3,47)$$

При этом существование отличного от нуля квадратичного эффекта (3,47) связано с тем, что относительная скорость, а значит, и число соударений, в случае движения частицы и облака навстречу друг другу больше относительной скорости в случае, когда частица догоняет облако (подробнее см. ⁴⁸ или, например, ⁵; при полной изотропии $\overline{\Delta E} = \frac{4}{3} \frac{u^2}{c^2} E$).

Совершенно такой же процесс передачи энергии имел бы место в случае смеси двух газов или шариков двух сортов в условиях, когда средняя энергия тяжелых молекул или шариков значительно больше энергии легких молекул или шариков. Космические частицы играют, очевидно, роль легких шариков, а магнитные облака — роль тяжелых. Отсюда совершенно ясно, что статистическое ускорение не должно отождествляться с индукционным ускорением, несмотря на то, что в самом процессе «соударения» частицы с облаком действует, разумеется, индукционное электрическое поле. Особенности статистического ускорения и, конкретно, выражение (3,47) в широких пределах не зависят от деталей принятой модели с магнитными облаками и имеют, по-видимому, место при весьма общих предположениях о характере хаотического движения проводящей среды, несущей магнитные поля (см. в этой связи ⁴⁹).

Статистический механизм ускорения приводит к следующему увеличению средней энергии частицы в единицу времени:

$$-\frac{dE}{dt} = \alpha E = \frac{u^2}{c^2 \tau} E = \frac{u^2 v}{c^2 l} E, \quad (3,48)$$

где $\tau = \frac{l}{v}$ — некоторое эффективное время свободного пробега между соударениями и l — соответствующая длина свободного пробега.

При переходе от (3,47) к (3,48) в последнем из этих выражений поставлен знак равенства (а не равенства по порядку величины), поскольку все численные множители могут быть отнесены к эффективным времени или длине свободного пробега τ и l . Эффективная длина l в (3,48), вообще говоря, отлична от длины l , определяющей коэффициент диффузии (3,46). Однако в пределах доступной в настоящее время точности дать здесь какое-то различие вряд ли возможно.

Скорость газа (облаков) u можно оценить из соотношения $\frac{H^2}{8\pi} \sim \frac{\rho u^2}{2}$; принимая для галактической короны $H \sim 10^{-5}$ и $\rho \sim 10^{-25}$ г/см² (т. е. $n \sim 0,1$ см⁻³), получаем $u \sim 10^7 = 100$ км/сек. Отсюда при $l \sim 3 \cdot 10^{20}$ и $v \sim 10^{10}$ получаем $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-18}$ сек⁻¹. При использовании астрономических данных ⁵⁰ о скоростях облаков межзвездного газа в плоскости Галактики приходим к значению $\alpha \sim 10^{-18}$. Что же касается значения $\alpha \sim 10^{-14}$, которое используется в ⁵¹, то оно не только не опирается на какие-либо данные наблюдений, но и противоречит им, если говорить об ускорении в межзвездной среде в целом, а не в каких-то выделенных ее областях.

Посмотрим теперь, какие требования к величине α можно предъявить, исходя из данных об энергетическом спектре космических лучей.

Для протонов и ядер достаточно большой энергии, когда ионизационные потери не существенны, дифференциальный спектр (функция распределения по энергиям) $N(E)$ при наличии статистического механизма определяется

из уравнения

$$\frac{\partial}{\partial E} [\alpha EN(E)] + \frac{N(E)}{T} = q(E). \quad (3,49)$$

Это уравнение является, очевидно, частным случаем уравнения (3,34) при $a = b = 0$ (поэтому мы не будем здесь делать каких-либо дальнейших пояснений). Если для простоты допустить, что какие-то источники (инжекторы) ускоряют частицы только до некоторой энергии E_0 , после чего эти частицы попадают в межзвездную среду, то $q(E > E_0) = 0$. Тогда при $E > E_0$ решение уравнения (3,49) имеет вид (см. (3,38)):

$$N(E) = \frac{K}{E^{(1+\frac{1}{\alpha T})}}, \quad K = \frac{1}{\alpha} \int_0^{E_0} q(\eta) \eta^{\frac{1}{\alpha T}} d\eta, \quad (3,50)$$

т. е. спектр является степенным $(N = \frac{K}{E^\gamma})$ с показателем

$$\gamma = 1 + \frac{1}{\alpha T}. \quad (3,51)$$

Для первичных космических лучей у Земли в широком энергетическом интервале $\gamma = 2 \div 3$ (см. раздел 16). Отсюда, если считать, что космические лучи ускоряются в основном в межзвездной среде⁴⁸,

$$\alpha T \sim 1. \quad (3,52)$$

Для протонов $T \approx T_p \sim 10^{16}$ сек. (см. (3,5)), откуда

$$\alpha \sim 10^{-16} \text{ сек}^{-1}. \quad (3,53)$$

Подобное значение с астрономической точки зрения велико (см. выше), но все же, вероятно, допустимо, учитывая неточность имеющихся данных о параметрах l и u в галактической короне (нужно иметь в виду также возможность известного уменьшения α за счет увеличения времени T_p). Серьезная трудность состоит, однако, в том, что условие (3,52) не может одновременно выполняться и для протонов, и для ядер (так, для ядер железа $T_{\text{Fe}} \approx \frac{1}{25} T_p$). Вместе с тем, в силу близости спектров протонов и ядер, соблюдения условия (3,52) для ядер необходимо требовать по крайней мере для основной массы космических лучей с энергией $E \lesssim 10^{10}$ эв/нуклон; это относится, по менее надежным данным, и к области $E \lesssim 10^{13}$ эв/нуклон (см. раздел 16).

Сделанное заключение, как это уже подчеркивалось ранее в¹, остается в силе и при учете не только систематического, но и флуктуационного возрастания энергии частиц под действием статистического механизма. Систематическое статистическое ускорение, определяемое формулами (3,47) — (3,48), является разностным, квадратичным эффектом. Частицы же могут приобрести большую энергию и при отсутствии этого квадратичного эффекта за счет флуктуаций или, если угодно, броуновского движения или диффузии в пространстве энергии. В самом деле, при каждом соударении частица, как отмечалось, получает энергию порядка $\Delta E \sim \frac{uv}{c^2} E$. Величина ΔE играет роль длины свободного пробега l_E в «пространстве энергии» и может иметь оба знака, в силу чего при усреднении и остается только квадратичный эффект (3,47). Имеется, однако, некоторая вероятность того, что число соударений с $\Delta E > 0$

будет больше числа соударений с $\Delta E < 0$, в результате чего энергия возрастает, подобно тому как возрастает со временем смещение броуновской частицы. Для того чтобы учесть флуктуационное изменение энергии в уравнении типа (3,30), заметим, что это изменение может рассматриваться как диффузия в пространстве энергии, причем соответствующий диффузионный поток частиц

$$j_D(E) = -D_E \frac{\partial N}{\partial E},$$

$$\text{где } D_E \sim \frac{l_E^2}{\tau} \sim \frac{(\Delta E)^2}{\tau} \sim \frac{u^2 v^2 E^2}{c^4 \tau} \sim \alpha \frac{v^2}{c^2} E^2$$

(здесь $\tau = \frac{l}{v}$ — время свободного пробега и α — величина, определенная согласно (3,48)).

В результате уравнение для функции $N(E)$ с учетом систематического и флуктуационного ускорений принимает вид (см. (3,29), (3,30) и (3,49)):

$$\frac{\partial}{\partial E} (\alpha E N) - \frac{\partial}{\partial E} \left(\beta E^2 \frac{\partial N}{\partial E} \right) + \frac{N}{T} = q, \quad (3,54)$$

где $\beta E^2 = D_E$.

В общем случае коэффициенты α и β в этом уравнении независимы и в принципе возможно, что $\beta \gg \alpha$ или даже $\beta \neq 0$ и $\alpha = 0$. Это будет, например, иметь место, если частица последовательно проходит области с нарастающим и убывающим магнитным полем, причем в среднем во всей области поле не возрастает. Однако в рамках принятой диффузионной модели, как показано выше, $\beta \sim \alpha \frac{v^2}{c^2} \ll \alpha$.

Исходя из (3,54), получаем решение типа (3,50) и при $\beta \ll \alpha$ по-прежнему нужно требовать соблюдения условия (3,52); например, при $\alpha = \beta$ вместо (3,51) получаем $\gamma = \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha T}}$, что при $\gamma = 2 \div 3$ почти эквивалентно (3,51). Если подобрать величину αT_p , так что $\gamma = 2$, то для ядер железа $\gamma = \sqrt{1 + \frac{25}{\alpha T_p}} = 8,7$. Этот результат решительно противоречит действительности.

Итак, если время жизни космических частиц определяется ядерными потерями, статистический механизм ускорения в межзвездной среде представляется неприемлемым. Поэтому в ^{51, 52} была сделана попытка использовать модель, в которой время T определяется выходом частиц из системы. В этом случае нужно считать, что $T < T_{Fe}$, где T_{Fe} — ядерное время жизни для железа. Подобная модель в применении ко всей Галактике противоречит представлениям, развитым выше, и встречается также с целым рядом других затруднений, о чем еще пойдет речь в разделе 4г (см также ^{42, 53}).

Статистическое ускорение в межзвездной среде неэффективно, если

$$\alpha T \ll 1, \quad \alpha \ll \frac{1}{T} \sim 10^{-16}. \quad (3,55)$$

Приведенные выше оценки α показывают, что соблюдение условия (3,55) весьма вероятно. В подобных условиях спектр космических лучей определяется спектром частиц, генерируемых в источниках. Для того чтобы ясно увидеть, какую при этом играет роль статистическое ускорение в межзвездной среде, положим: $q(E) = \frac{A}{E^{\gamma_0}}$ при $E > E_0$ и $q(E) = 0$ при

$E < E_0$. Тогда решение уравнения (3,49) имеет вид (см. (3,38))

$$N(E) = \frac{A}{\left(1 + \frac{1}{\alpha T} - \gamma_0\right) \alpha E^{\gamma_0}} + \frac{AE_0^{\left(1 + \frac{1}{\alpha T} - \gamma_0\right)}}{\left(1 + \frac{1}{\alpha T} - \gamma_0\right) \alpha E^{\left(1 + \frac{1}{\alpha T}\right)}}. \quad (3,56)$$

При условии (3,55) и $\gamma_0 \sim 1$ в области $E \gg E_0$ очевидно $N(E) = \frac{AT}{E^{\gamma_0}} = q(E) T$, как это ясно также сразу из (3,49).

О неэффективности ускорения в межзвездной среде свидетельствуют также радиоастрономические данные, согласно которым спектр космических электронов остается неизменным в области энергий $10^8 < E < 5 \cdot 10^9$ эв. Отсюда следует, как это было показано в разделе 3б, что вплоть до энергии $E \sim 10^8$ эв доминируют магнитнотормозные потери. Между тем, при наличии сильного статистического ускорения, которое для электронов такое же, как для протонов и ядер (речь идет о значении коэффициента α в (3,48)), это уже не могло бы иметь места. Действительно, при наличии одновременно статистического ускорения и магнитнотормозных потерь (энергия E измеряется в эв)

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E - bE^2 = \alpha E - 4 \cdot 10^{-15} H_{\perp}^2 E^2. \quad (3,57)$$

В области, где $\alpha E > bE^2$, электроны ускоряются, в области $\alpha E < bE^2$ замедляются. Поэтому электронный спектр будет иметь точку сгущения при энергии $E_c = \frac{\alpha}{b}$, что отразилось бы и на спектре радиоизлучения. Известная неточность радиоастрономических данных и, главное, непостоянство величины $b \sim H_{\perp}^2$ вдоль луча зрения не позволяют еще прийти в этом отношении к строгим заключениям. Однако наиболее вероятно, что $E_c < 10^8$ эв, откуда

$$\alpha < bE = 4 \cdot 10^{-15} H_{\perp}^2 E \sim 4 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^{-1}, \quad (3,58)$$

что находится в согласии с (3,55).

Дальнейшее уточнение радиоастрономических измерений может, таким образом, привести к вполне достоверной оценке верхнего предела параметра α , хотя эта оценка и сейчас уже представляется нам в применении к галактической короне весьма убедительной.

4. СВЕРХНОВЫЕ И НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ КАК ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Теория происхождения космических лучей должна, очевидно, указать те источники, в которых происходит ускорение частиц до релятивистских энергий. Далее необходимо объяснить экспериментальные данные, касающиеся энергетического спектра, состава и изотропии космических лучей.

Вся совокупность имеющихся сведений делает естественной гипотезу о том, что космические лучи образуются в расширяющихся оболочках сверхновых и, вероятно, новых звезд. Просачиваясь из оболочек этих звезд, расположенных вблизи галактической плоскости, в межзвездное пространство, космические частицы заполняют всю квазисферическую Галактику, где и теряют свою энергию, в основном, в результате ядерных соударений. Перейдем теперь к детальному обоснованию этой точки зрения.

а) Энергетический баланс.

Ускорение частиц в оболочках сверхновых звезд

Самое существенное требование, которое нужно предъявить к источникам космических лучей, вытекает из энергетических соображений.

Как мы видели, энергия, теряемая космическими лучами в Галактике, в единицу времени, равна (см. (3,7))

$$U_{cr} \sim 10^{39} \div 10^{40} \text{ эрг/сек.}$$

Это значение относится к протонам и ядрам. В случае же электронов потеря энергии равна (см. (3,43))

$$U_e \sim 10^{38} \text{ эрг/сек.}$$

Мощности эти очень велики. Например, на Солнце в среднем образуется $\sim 10^{23} \div 10^{24}$ частиц в секунду с энергией порядка нескольких *Бэв*. Это значит, что на Солнце в космические лучи переходит в среднем не более $10^{21} \div 10^{22}$ эрг/сек, а все 10^{11} звезд нашей галактической системы, излучая космические лучи с такой же мощностью, давали бы $10^{32} \div 10^{33}$ эрг/сек. Расхождение между этим значением и необходимой мощностью (3,7) составляет 6 ÷ 8 порядков, что достаточно ясно говорит о жесткости энергетических требований к источникам космических лучей.

Сверхновые и новые звезды удовлетворяют этим требованиям. При вспышках сверхновых в видимое излучение переходит энергия $\sim 10^{48} \div 10^{50}$ эрг. При частоте вспышек $\sim 1/30$ в год, это дает мощность $10^{39} \div 10^{41}$ эрг/сек. Уже сам по себе факт такого большого выделения энергии привлекает внимание и послужил причиной для выдвижения гипотезы об образовании космических лучей при вспышках сверхновых (см. ⁵⁴). Но, разумеется, выделение энергии в виде света еще ни в какой мере не гарантирует ее перехода в космические лучи. Поэтому гипотеза о генерации космических лучей в сверхновых привлекла серьезное внимание не только в свете радиоастрономических данных ^{55, 56, 1, 12}. Действительно, как подчеркивалось в разделе 2в оболочки почти всех известных сверхновых являются мощными источниками радиоизлучения, которое свидетельствует о присутствии в этих оболочках релятивистских электронов. Мощность, переходящая в релятивистские электроны, по данным наблюдений, составляет (см. (2,32))

$$U_{e, sn} \sim 10^{36} \div 10^{39} \text{ эрг/сек.}$$

Кроме того, новые звезды, вероятно, дают $3 \cdot 10^{36} - 3 \cdot 10^{38}$ эрг/сек. Через время порядка 1000 ÷ 3000 лет оболочки сверхновых размываются (рассеиваются) в межзвездном пространстве. То же происходит и с заключенными в оболочки космическими частицами, которые могут, впрочем, выходить из оболочки и на более ранней стадии в результате диффузии. Итак, сверхновые и новые звезды должны поставлять в Галактику космические электроны с мощностью $10^{37} \div 10^{39}$ эрг/сек; этой мощности достаточно для соблюдения энергетического баланса, поскольку потери энергии электронами составляют $\sim 10^{38}$ эрг/сек.

Об энергии, которая переходит при вспышках звезд в протоны и ядра, непосредственных данных нет. Однако возможность перехода в эти частицы, по крайней мере, такой же энергии, какая переходит в электроны, представляется очевидной даже без особого анализа. Если же рассмотреть механизм ускорения частиц в оболочках сверхновых более подробно, то становится ясным, что возможен и вероятен переход в протоны и ядра энергии, в 10 ÷ 1000 раз превосходящей энергию, сообщаемую электронам (см. ниже). Таким образом, можно ожидать, что

в среднем в результате вспышек сверхновых и новых звезд в космические лучи будет переходить мощность

$$U_{sn} \sim 10^{38} \div 10^{42} \text{ эрг/сек.} \quad (4,1)$$

Такого энерговыделения уже достаточно для соблюдения энергетического баланса в Галактике (см. выше).

Итак, сверхновые и новые звезды действительно удовлетворяют весьма сильным требованиям энергетического характера, предъявляемым к источникам космических лучей.

Отождествление источников космических лучей с оболочками сверхновых звезд основано на сведениях о присутствии релятивистских частиц в этих оболочках. Поэтому вопрос о механизме ускорения частиц в результате вспышек сверхновых составляет в известной мере независимую проблему, рассмотрение которой важно и интересно, но не может существенно повлиять на наши выводы *). В этой связи, а также ввиду отсутствия достаточно надежных сведений о выбросе и ранних фазах расширения оболочек сверхновых ограничимся в отношении механизма ускорения частиц лишь несколькими замечаниями.

В межзвездном пространстве статистическое ускорение малоэффективно (см. раздел 3в) по двум причинам. Во-первых, скорость движений в межзвездной среде относительно не велика ($u \lesssim 10^7 \text{ см/сек}$). Во-вторых, длина свободного пробега l очень велика и достигает $3 \cdot 10^{20} \text{ см}$. В то же время коэффициент α , определяющий скорость возрастания энергии (см. (3,48)), пропорционален отношению $\frac{u^2}{l}$. Положение радикально изменится^{35, 56} в областях с мелкомасштабной турбулентностью и, в частности, в оболочках сверхновых и новых звезд. В оболочках сверхновых встречаются скорости $u \sim 1 \div 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, а масштаб турбулентности на ранних стадиях вполне может быть равен $l \sim 10^{13} \text{ см}$. Отсюда $\alpha = \frac{u^2 v}{c^2 l} \sim 10^{-7} \div 10^{-8}$, вместо значений $\sim 10^{-17} \div 10^{-18}$ в межзвездной среде. Более подробное рассмотрение³⁹ в предположении о существовании в оболочке локально-изотропной турбулентности также приводит для ранних стадий эволюции оболочки к значениям $\alpha \sim 10^{-8}$. На более поздних этапах нужно учитывать также наличие общего систематического расширения оболочки. По последней причине вместо формулы (3,48) нужно пользоваться выражением³⁹:

$$\frac{dE}{dt} = \alpha_{эфф} E = \left[u^2 - \frac{h v l}{r} \right] \frac{v}{c^2 l} E, \quad (4,2)$$

где V — скорость расширения оболочки с радиусом r , u и l — скорость и характерная длина для турбулентных (хаотических) движений и, наконец, h — коэффициент порядка единицы.

Наличие в (4,2) отрицательного второго члена приводит к тому, что при большой скорости V на достаточно поздних стадиях расширения частицы уже не ускоряются, а замедляются. С другой стороны, при выбросе нескольких оболочек или дополнительном истечении газовых масс из центральной звезды имеются области, где происходит не расширение, а сжатие газа. В подобных условиях в формуле (4,2) у второго члена нужно поменять знак и считать r характерным размером сжимающейся

*) Положение является совсем иным, если речь идет о каких-то гипотетических источниках релятивистских частиц. В этом случае, когда нет данных о количестве и энергии ускоряемых частиц, необходимо хотя бы теоретически показать, что соответствующее ускорение не только возможно, но и достаточно эффективно.

области. При $V \sim 10^8$ и $r \sim 10^{14}$ в таких условиях получаем $\alpha_{\text{эфф}} \sim \frac{v^2 V}{c^2 r} \sim 10^{-7}$. В Крабовидной туманности дополнительный выброс вещества имеет место, быть может, и в настоящее время⁴⁰, т. е. через 900 лет после вспышки звезды. Вероятно, на ранних стадиях он был еще несравненно более интенсивен. Выброс дополнительных оболочек наблюдался также у ряда новых. Наконец, имеются некоторые основания полагать^{57, 40a}, что ускорение частиц до релятивистских энергий должно иметь место в процессе самого взрыва центральной звезды до отрыва от нее расширяющейся оболочки.

Физические условия и динамика газа при взрыве сверхновых и новых еще не могут считаться достаточно изученными. Тем не менее на основании сказанного ясно, что при взрыве звезд статистический механизм ускорения действительно должен быть весьма эффективен; известную роль может играть также индукционное ускорение, связанное с весьма вероятным нарастанием магнитного поля.

При статистическом ускорении, которое началось в момент $t = 0$, энергия частицы в момент t равна

$$E(t) = Mc^2 \exp \left\{ \int_0^t \alpha_{\text{эфф}}(t) dt \right\}, \quad (4,3)$$

где предполагается, что вначале частица с массой покоя M была нерелятивистской (поэтому положено $E(0) = Mc^2$).

При $\alpha_{\text{эфф}} \sim 10^{-7}$ за один год ($t \approx 3 \cdot 10^7$) энергия частицы достигает значения $E \sim 20 Mc^2$, т. е. уже будет релятивистской. Экспоненциальный характер зависимости (4,3) приводит к тому, что энергия очень чувствительна к выбору параметров и, например, при $\alpha \sim 10^{-9}$ и $t \sim 1000$ лет $\approx 3 \cdot 10^{10}$ энергия $E \sim 10^{13} Mc^2$, что для протонов отвечает энергии $E \sim 10^{21}$ эв (!). Для Кассиопеи А, остатка сверхновой 369 г., значение $t \sim 1000$ лет, очевидно, допустимо. Далее, оболочка этой звезды сравнительно слабо расширяется, вследствие чего второй член в правой части уравнения (4,2), вероятно, несущественен. Наконец, турбулентные движения в оболочке очень интенсивны и для них $u \sim 10^8$ см/сек. Отсюда значение $\alpha_{\text{эфф}} \sim \alpha \sim 10^{-9}$ получается при $l \sim 10^{14}$. Такое значение не представляется неразумным, по крайней мере, в течение определенного периода времени, когда радиус оболочки был меньше современного радиуса $r_0 \sim 10^{18}$ см.

При статистическом механизме энергии, которой достигает частица, пропорциональна ее массе (см. (4,3)). Поэтому, если электроны ускорятся в оболочке до энергии E , то протоны до энергии, по крайней мере в $\frac{M}{m} = 1836$ раз большей. Разрыв в энергиях может быть еще большим вследствие магнитнотормозных потерь, которые препятствуют нарастанию энергии электронов.

В Крабовидной туманности (Тельце А) заведомо имеются электроны с энергией $10^{11} \div 10^{12}$ эв (см. ^{21, 40}) и, следовательно, протоны будут иметь энергию, большую $\sim 10^{14} \div 10^{15}$ эв и, например, ядра железа энергию $10^{16} \div 10^{17}$ эв. Спектр электронов с энергией в области 10^{11} эв имеет, согласно ^{21, 40}, показатель $\gamma = 3 \div 3,3$. В этой области магнитнотормозные потери весьма существенны, откуда следует, что для протонов и ядер нужно ожидать спектра со степенью $\gamma = \gamma_0 = 2 \div 2,3$ (см. (3,39)). Последнее значение в пределах достигнутой точности как раз соответствует спектру космических лучей (см. раздел 16). У Кассиопеи А спектр электронов с энергией $10^8 \div 10^{10}$ эв отличен от спектра электронов в Тельце А. Уже

отсюда следует, что ожидать какого-то единого спектра для всех оболочек сверхновых не приходится. Важно лишь, что во всех известных случаях $\gamma \approx 2 \div 3$. Поэтому вполне можно предположить, что результирующий средний спектр всего космического излучения образован в итоге сложения спектров космических частиц, ускоренных при вспышках сверхновых звезд (энергия космических лучей в Галактике, равная $W_{cr} \sim 10^{55} \div 10^{56}$ эрг, отвечает энергии, переходящей в космические лучи в результате вспышек $\sim 10^6 \div 10^7$ сверхновых звезд). Поскольку энергия частиц в оболочке пропорциональна их массе, полная энергия, заключенная в протонах, при одинаковом числе ускоряемых протонов и электронов, будет в $\frac{M}{m} = 1836$

раз больше, чем в электронах (потерями энергии пренебрегается; сделанный вывод легко проверить при любом степенном спектре³⁹). Подобное допущение, однако, встречается с известными затруднениями^{58, 39}, поскольку энергия, заключенная в релятивистских частицах, оказывается по порядку величины равной или даже превосходящей всю энергию излучения, выделившуюся при вспышке. Энергия частиц оказывается при этом больше кинетической энергии в оболочках, что несовместимо со статистическим механизмом ускорения в этих оболочках, при котором энергия частиц черпается из кинетической энергии газовых масс. Эта трудность может быть обойдена, если учитывать возможность генерации космических частиц при взрыве самой центральной звезды⁵⁷ или в результате последующей ее активности. Далее, условия инжекции могут быть более благоприятными для электронов, что приведет к тому, что будет ускоряться большее их количество по сравнению с протонами. Наконец, полная энергия электронов может быть «подтянута» к полной энергии протонов при учете возможности ускорения электронов, начиная с релятивистских энергий³⁹.

Мы видим, таким образом, что нужно специально объяснять, почему полная энергия электронов сравнительно немногим меньше полной энергии протонов и ядер. Обратное же положение, когда в быстрых протонах и ядрах заключена существенно (в тысячи раз) большая энергия, чем в электронах, вполне естественно и вероятно. Но именно подобное допущение о том, что полная энергия протонов и ядер больше энергии электронов, было сделано выше и является, таким образом, оправданным.

Совокупность приведенных соображений показывает, что в результате вспышек сверхновых звезд вполне могут образовываться космические лучи с отвечающими соответствующим требованиям полной энергией и энергетическим спектром.

б) Состав космических лучей у Земли

Новые звезды довольно сильно концентрируются вблизи галактической плоскости и находятся, в основном, в области с толщиной $\sim 2 \cdot 10^{21}$ см вблизи нее; концентрация новых к галактическому центру, по-видимому, не очень сильная, но все же можно считать, что подавляющее их число расположено к центру Галактики ближе, чем солнечная система (расстояние Солнца от галактического центра $R_0 \approx 2,5 \cdot 10^{22}$ см). Пространственное распределение сверхновых звезд неизвестно. Вероятно, оно мало чем отличается от распределения новых. Химический состав оболочек сверхновых также недостаточно выяснен. Имеются, однако, указания^{59, 60} на то, что в этом случае содержание тяжелых элементов существенно больше, чем в среднем в природе. Что касается содержания водорода, то этот элемент в сверхновых все же, по всей вероятности, остается довольно распространенным.

Несмотря на скудость всех этих данных, необходимо использовать их для выяснения вопросов о составе и изотропии космических лучей у Земли. Начнем с рассмотрения первой из этих проблем ⁶¹.

Для нахождения состава космических лучей в некоторой точке (например, вблизи Земли) нужно воспользоваться системой уравнений:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \nabla (D_i \nabla N_i) - \frac{N_i}{T_i} + \sum_{j>i} p_{ij} \frac{N_j}{T_j} + q_i, \quad (4,4)$$

где $N_i(\mathbf{r}, t)$ — концентрация ядер сорта i , $q_i(\mathbf{r}, t)$ — отнесенное к единице объема и единице времени количество ядер того же сорта, образующихся в источниках, $D_i(\mathbf{r})$ — коэффициент диффузии и $T_i(\mathbf{r})$ — время жизни ядра сорта i до его расщепления в результате соударения с ядрами атомов межзвездной среды; наконец, p_{ij} — вероятность образования ядра сорта i при расщеплении ядра сорта j .

В обсуждаемой теории происхождения космических лучей источники q_i находятся вблизи галактической плоскости с известной концентрацией к галактическому центру (см. выше). Диффузия же происходит во всей галактической короне с радиусом $R \sim 3 \div 5 \cdot 10^{22}$ см. При этом плотность газа вблизи галактической плоскости больше, чем на периферии, в силу чего величины D_i и T_i зависят от координат. Однако в первом приближении *) мы этой зависимости учитывать не будем, полагая, что $D_i = D \sim 3 \cdot 10^{37}$ см²/год (см. (3,46)). Времена T_i также будут считаться не зависящими от координат и относящимися друг к другу в соответствии с вариантом 2 в таблице VI, когда $T_L:T_M:T_H = 3:2:1$.

Считая, что за время жизни космических лучей строение Галактики не изменяется, будем полагать $\frac{\partial N_i}{\partial t} = 0$. Что касается коэффициентов p_{ij} , то они приведены в таблице VIII (см. ^{8, 61}); при этом коэффициент p_{LM} есть вероятность образования ядра группы L при соударении с ядрами межзвездной среды ядра группы M и т. д.

Т а б л и ц а V I I I
Значение коэффициентов p_{ij}

Вариант А	$p_{LM} = p_{LH} = 0,23, \quad p_{MH} = 0,27$
Вариант Б	$p_{LM} = 0,42, \quad p_{LH} = 0,48, \quad p_{MH} = 0,27$ $p_{LL} = 0,13, \quad p_{MM} = 0,13, \quad p_{HH} = 0,25$

Значения p_{ij} согласно варианту А являются, по всей видимости, минимальными **). Данные, отвечающие варианту Б, в применении к межзвездной среде, также носят ориентировочный характер (несколько другие значения p_{ij} см. в ^{8, 59}). В отношении коэффициентов p_{pj} и p_{aj} ограничимся очевидным замечанием, что $p_{pj} \leq A_j$ и $p_{aj} \leq \frac{1}{4} A_j$, где A_j — атомный вес ядра j . Поскольку α -частиц в космических лучах значительно

*) В следующем приближении было бы разумно рассмотреть диффузию в среде, имеющей одну (большую) плотность в области вблизи галактической плоскости и другую (меньшую) плотность в галактической короне.

**) В последней появившейся на эту тему работе ⁷⁵ приводятся значения p_{LN} и p_{LM} , которые еще раз в полтора меньше, чем это отвечает варианту А.

больше, чем всех других ядер, можно думать, что $\bar{p}_{pj} \lesssim 4$; аналогично, $\bar{p}_{aj} \lesssim 2-4$, где черта означает среднее для всех ядер, соответственно более тяжелых, чем протоны или α -частицы.

Для ядер данного изотопа соударения с частицами межзвездной среды являются в основном «катастрофическими», т. е. приводят к образованию ядер с другим атомным весом. Однако при разделении ядер на группы L , M и H это уже не так, поскольку, например, к группе H относятся все ядра с $Z \geq 10$. По этой причине в таблице VIII и приведены отличные от нуля значения коэффициентов p_{LL} , p_{MM} и p_{HH} . С другой стороны, учет преобразования ядер какой-либо группы в ядра той же группы эквивалентен изменению времени жизни ядер этой группы. Последнее в особенности справедливо в условиях, когда энергия на нуклон у первичных и вторичных ядер одинакова (это, по-видимому, соответствует действительности, если только спектры протонов и ядер не сильно отличаются друг от друга (см. раздел 16)). В результате при достигнутой в настоящее время точности определения коэффициентов p_{ij} и времен T_i было бы невозможно принять во внимание переходы внутри отдельных групп ядер. Таким образом, ниже будем полагать, что $p_{ii} = 0$.

В предположении о постоянстве энергии на нуклон у первичных и вторичных ядер под концентрацией N_i в уравнениях (4,4) можно понимать концентрацию ядер в любом энергетическом интервале и, в частности, полную их концентрацию с энергией, большей некоторой энергии E_0 , отвечающей порогу геомагнитного или высокоширотного обрезания спектра.

Для того чтобы выяснить необходимость учета диффузии и характера распределения источников космических лучей, предположим сейчас, что эти источники распределены равномерно во всем объеме, занятом космическими лучами. В этом случае диффузионный член исчезает, и система уравнений (4,4) принимает вид

$$N_i = \sum_{j>i} p_{ij} \frac{N_j T_j}{T_i} + T_i q_i. \quad (4,5)$$

Отсюда для варианта A (см. табл. VIII) получаем

$$\frac{q_M}{q_H} = \frac{N_M}{N_H} \cdot \frac{T_M}{T_H} - p_{MH} = 1,33,$$

$$\frac{N_L}{N_H} = \frac{T_L}{T_H} \left[p_{LH} + p_{LM} \left(\frac{q_M}{q_H} + p_{MH} \right) \right] = 1,8; \quad \frac{N_L}{N_M} = 0,56. \quad (4,6a)$$

При выборе коэффициентов p_{ij} в согласии с вариантом B

$$\frac{q_M}{q_H} = 1,33; \quad \frac{N_L}{N_H} = 3,5; \quad \frac{N_L}{N_M} = 1,1. \quad (4,6b)$$

В (4,6a)–(4,6b) использованы также данные из таблиц II и VI (вариант g), согласно которым $\frac{N_M}{N_H} = 3,2$ и $T_L : T_M : T_H = 3 : 2 : 1$. Кроме того, положено $q_L = 0$, поскольку концентрация Li , Be и B в природе очень мала (см. табл. I). Если в источниках $q_L \neq 0$, то значения $\frac{N_L}{N_M}$ и $\frac{N_L}{N_H}$ могут только возрасти. Далее, даже если все протоны являются первичными, т. е. $p_{pj} = 0$, то (см. табл. II и IV, вариант g)

$$\frac{q_p}{q_H} = \frac{N_p}{N_H} \frac{T_H}{T_p} \approx \frac{1}{20} \frac{N_p}{N_H} \approx 30. \quad (4,7)$$

Если же

$$\bar{p}_{pj} = 4, \quad \bar{N}_j = \frac{1}{10} N_p \quad \text{и} \quad \frac{\bar{T}_j}{T_p} = \frac{1}{4}$$

(черта означает усреднение по всем ядрам), то

$$\frac{q_p}{q_j} = \frac{N_p}{\bar{N}_j} \frac{\bar{T}_j}{T_p} - \bar{p}_{pj} < 0.$$

Последний результат означает, что даже при полной неэффективности источников с точки зрения генерации быстрых протонов их было бы в рассматриваемом случае больше, чем наблюдается на опыте. Но и значение $\frac{q_p}{q_H} \approx 30$, являющееся верхней границей, означает, что ядра группы H генерируются в источниках примерно в 100 раз эффективнее, чем протоны. При этом предполагается, что в источниках, как и в среднем в природе, протонов в $3 \div 4 \cdot 10^3$ раз больше, чем ядер группы H (см. табл. I). Между тем нет никаких оснований считать, что ядра могут ускоряться эффективнее (с большей вероятностью), чем протоны³⁹. Предполагать же, что в источниках содержание протонов на несколько порядков меньше, чем в среднем в природе, также представляется мало вероятным. Такова одна трудность. Если же число ядер группы L (Li, Be, B) в космических лучах у Земли действительно по крайней мере в 10 раз меньше, чем ядер группы M , то результаты (4,6) прямо противоречат опыту. Принятое равномерное распределение источников представляется, таким образом, скорее всего неприемлемым, как это следует также из отождествления источников космических лучей со сверхновыми и новыми звездами.

В качестве другого предельного случая распределения источников, по сравнению с равномерным их распределением, примем, что эти источники являются точечными, т. е. $q_i = Q_i \delta(r)$, где δ — дельта-функция. Тогда при остальных принятых предположениях система (4,4) принимает вид

$$\frac{d^2 N_i}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dN_i}{dr} - \frac{N_i}{DT_i} = -\frac{Q_i}{D} \delta(r) - \sum p_{ij} \frac{N_j}{DT_j}. \quad (4,8)$$

Решение этой системы для N_H , N_M и N_L таково ($q_L = 0$, $p_{Hj} = 0$):

$$N_H = \frac{Q_H}{4\pi D r} \exp \left\{ -\frac{r}{\sqrt{DT_H}} \right\}, \quad (4,9)$$

$$N_M = \frac{Q_H}{4\pi D r} \left\{ \frac{Q_M}{Q_H} \exp \left[-\frac{r}{\sqrt{DT_M}} \right] + \right. \\ \left. + \frac{p_{MH} T_M}{T_M - T_H} \left[\exp \left(-\frac{r}{\sqrt{DT_M}} \right) - \exp \left(-\frac{r}{\sqrt{DT_H}} \right) \right] \right\}, \quad (4,10)$$

$$N_L = \frac{Q_H}{4\pi D r} \left\{ \frac{T_L}{T_L - T_H} \left[p_{LH} - \frac{p_{LM} p_{MH}}{T_M - T_H} T_H \right] \left[\exp \left(-\frac{r}{\sqrt{DT_L}} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \exp \left(-\frac{r}{\sqrt{DT_H}} \right) \right] + \frac{p_{LM} T_L}{T_L - T_M} \left[\frac{Q_M}{Q_H} + \frac{p_{MH} T_M}{T_M - T_H} \right] \times \right. \\ \left. \times \left[\exp \left(-\frac{r}{\sqrt{DT_L}} \right) - \exp \left(-\frac{r}{\sqrt{DT_M}} \right) \right] \right\}, \quad (4,11)$$

где не учитывается отражение от галактических границ.

Из (4,9) — (4,11) получаем

$$\frac{Q_M}{Q_H} = \left[\frac{N_M}{N_H} + \frac{p_{MH}T_M}{T_M - T_H} \right] \exp \left[-\frac{r}{\sqrt{DT_H}} \left(1 - \sqrt{\frac{T_H}{T_M}} \right) \right] - \frac{p_{MH}T_M}{T_M - T_H}, \quad (4,12)$$

$$\begin{aligned} \frac{N_L}{N_H} = \frac{T_L}{T_L - T_H} \left[p_{LH} - \frac{p_{LM}p_{MH}T_H}{T_M - T_H} \right] & \left\{ \exp \left[\frac{r}{\sqrt{DT_H}} \left(1 - \sqrt{\frac{T_H}{T_L}} \right) \right] - 1 \right\} + \\ + \frac{p_{LM}T_L}{T_L - T_M} \left[\frac{N_M}{N_H} + \frac{p_{MH}T_M}{T_M - T_H} \right] & \left\{ \exp \left[\frac{r}{\sqrt{DT_H}} \left(\sqrt{\frac{T_H}{T_M}} - \sqrt{\frac{T_H}{T_L}} \right) \right] - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (4,13)$$

Используя экспериментальные значения у Земли:

$$\frac{N_M}{N_H} = 3,2$$

и

$$\frac{N_L}{N_H} \leq 0,32 \left(\frac{N_L}{N_M} \leq 0,1 \right)$$

для варианта А (см. табл. VIII), получаем

$$\frac{r}{\sqrt{DT_H}} \leq 0,7; \quad 3,2 \geq \frac{Q_M}{Q_H} \geq 2,5. \quad (4,14)$$

При $D = 3 \cdot 10^{37} \text{ см}^2/\text{год}$ и $T_H = 2 \cdot 10^7$ лет параметр $\sqrt{DT_H} \approx 2,5 \cdot 10^{22} \text{ см}$ и расстояние от источника до Земли $r \leq 0,7 \sqrt{DT_H} = 1,8 \cdot 10^{22} \text{ см}$. Это расстояние лишь в 1,4 раза меньше расстояния от Солнца до центра Галактики, равного $R_0 \approx 2,5 \cdot 10^{22} \text{ см}$. При той точности, с которой известны все параметры, о различии здесь, собственно, даже трудно говорить. Так, если концентрация водорода в ответственной за диффузию галактической «короне» меньше 0,1 (это, как уже отмечалось, представляется вероятным), то $T_H > 2 \cdot 10^7$ лет. При $n = 0,03$ имеем $T_H = 6 \cdot 10^7$ лет, $\sqrt{DT_H} = 4,5 \cdot 10^{22}$ и $r \leq 3,2 \cdot 10^{22} \text{ см}$. С другой стороны, для варианта Б, когда коэффициенты p_{ij} больше (см. табл. VIII), нужно, чтобы $r \leq 0,38 \sqrt{DT_H}$ и даже при $T_H = 6 \cdot 10^7$ лет $r \leq 1,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^*$. Итак, в случае точечного источника, находящегося на расстоянии $r = 1,7 \div 3,2 \cdot 10^{22} \text{ см}$ и совсем не испускающего ядер группы L , у Земли число ядер этой группы было бы не больше $1/10$ от числа ядер группы M .

В действительности, конечно, источники не сосредоточены в малой области, и даже, если они заметно концентрируются к галактическому центру, расстояние до эффективного точечного источника $r < R \approx 2,5 \cdot 10^{22} \text{ см}$.

Исходя из решения (4,9) — (4,11), легко получить результат для различных распределений источников. Например, наиболее интересное

*) В появившейся в последнее время работе⁷¹ приводится значение $\frac{N_L}{N_M} = 0,35 \pm 0,13$, откуда $\frac{N_L}{N_H} \approx 1$. Отсюда по формуле (4,13) с использованием значений p_{ij} в согласии с вариантом Б приходим к выводу, что $r \approx 1,2 \cdot \sqrt{DT_H}$. Поскольку, далее, $r \leq 2,5 \cdot 10^{22}$, откуда следует, что $\sqrt{DT_H} \leq 2 \cdot 10^{22}$ и $D \leq 2 \cdot 10^{37} \text{ см}^2/\text{год}$ (при $T_H = 2 \cdot 10^7$ лет); при $T_H = 6 \cdot 10^7$ лет в этом случае $D < 10^{37} \text{ см}^2/\text{год}$. Таким образом, если $\frac{N_L}{N_H} \sim 1$, то объяснить это значение можно, используя коэффициент диффузии D , раза в 3 меньший его максимальной величины $\sim 3 \cdot 10^{37}$, принятой выше. Это обстоятельство является, конечно, благоприятным.

Присутствие большого количества ядер группы L подтверждается также работой⁷², в которой получено значение $\frac{N_L}{N_M} \sim 0,7$. О большом значении N_L/N_M косвенно свидетельствует также работа⁷⁵.

отношение $\frac{N_L}{N_H}$ принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{N_L}{N_H} = \frac{T_L}{T_L - T_H} \left[p_{LH} - \frac{p_{LM} p_{MH} T_H}{T_M - T_H} \right] \left[\frac{F_L}{F_H} - 1 \right] + \frac{p_{LM} T_L}{T_L - T_M} \left[\frac{N_M}{N_H} + \right. \\ \left. + \frac{p_{MH} T_M}{T_M - T_H} \right] \left[\frac{F_L}{F_M} - 1 \right], \\ F_i = \int \frac{1}{r} \exp \left(- \frac{r}{\sqrt{DT_i}} \right) dr, \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

где плотность источников в точке r , находящейся на расстоянии r от места наблюдения, считается постоянной во всей области интегрирования и равной нулю вне ее.

Исключительно для простоты рассмотрим теперь такой случай: источники лежат в плоскости, в которой лежит также точка наблюдения; плотность источников постоянна по координате r в области $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$ и равна нулю вне этой области; по полярному углу φ распределение источников может быть любым, но одинаковым для ядер всех сортов. В подобных условиях

$$F_i = \text{const} \sqrt{DT_i} \left[\exp \left(- \frac{r_{\min}}{\sqrt{DT_i}} \right) - \exp \left(- \frac{r_{\max}}{\sqrt{DT_i}} \right) \right]$$

и, если, например, $r_{\min} \ll \sqrt{DT_H} \approx 2,5 \cdot 10^{22}$ и $p_{LM} = p_{LH} = 0,23$ (вариант А), то $\frac{N_L}{N_M} \approx 0,1$ при $r_{\max} \approx 4 \cdot 10^{22}$. При меньших значениях r_{\max} отношение $\frac{N_L}{N_M}$ еще меньше.

Перейдем к вопросу о диффузии протонов. В этом случае, при учете образования вторичных протонов, запишем систему диффузионных уравнений в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 N_p}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dN_p}{dr} - \frac{N_p}{DT_p} &= - \frac{Q_p}{D} \delta(r) - \bar{p}_{pj} \frac{\bar{N}_j}{D\bar{T}_j}, \\ \frac{d^2 \bar{N}_j}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\bar{N}_j}{dr} - \frac{\bar{N}_j}{D\bar{T}_j} &= - \frac{\bar{Q}_j}{D} \delta(r), \end{aligned} \right\} \quad (4.16)$$

где \bar{N}_j , \bar{Q}_j , \bar{p}_{pj} и \bar{T}_j — уже использовавшиеся выше средние значения для всех ядер вместе взятых (включая, конечно, α -частицы и исключая протоны).

Для протонов соударения не являются катастрофическими, но, выбирая для T_p некоторое эффективное значение, для оценок представляется возможным использование уравнений (4,16), понимая под N_p , например, полное число протонов с энергией, большей некоторой пороговой энергии E_0 . Решение системы (4,16) аналогично решению (4,9) — (4,10) системы уравнений (4,8) для N_H и N_M . В результате

$$\begin{aligned} \frac{Q_p}{\bar{Q}_j} &= \left[\frac{N_p}{\bar{N}_j} + \frac{\bar{p}_{pj} T_p}{T_p - \bar{T}_j} \right] \exp \left[- \frac{r}{\sqrt{D\bar{T}_j}} \left(1 - \sqrt{\frac{\bar{T}_j}{T_p}} \right) \right] - \\ &- \frac{\bar{p}_{pj} T_p}{T_p - \bar{T}_j} \approx 7,7 \approx 0,77 \frac{N_p}{\bar{N}_j}, \end{aligned} \quad (4.17)$$

где принято

$$\bar{N}_j = \frac{1}{10} N_p, \quad \bar{T}_j = \frac{1}{4} T_p = 10^8 \text{ лет}, \quad D = 3 \cdot 10^{37} \text{ см}^2/\text{год},$$

$$\bar{p}_{pj} = 4 \text{ и } r = 1,8 \cdot 10^{22} \text{ см.}$$

Если же совсем пренебречь вторичными протонами, то при

$$T_\alpha = \frac{1}{4} T_p \text{ и } \frac{T_H}{T_p} = \frac{1}{20} \quad (\text{остальные параметры прежние}):$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{Q_p}{Q_\alpha} &= \frac{N_p}{N_\alpha} \exp \left[-\frac{r}{\sqrt{DT_\alpha}} \left(1 - \sqrt{\frac{T_\alpha}{T_p}} \right) \right] \approx 0,85 \frac{N_p}{N_\alpha}, \\ \frac{Q_p}{Q_H} &= \frac{N_p}{N_H} \exp \left[-\frac{r}{\sqrt{DT_H}} \left(1 - \sqrt{\frac{T_H}{T_p}} \right) \right] \approx 0,56 \frac{N_p}{N_H}, \end{aligned} \right\} \quad (4,18)$$

в то время как для равномерного распределения источников

$$\frac{q_p}{q_\alpha} = \frac{N_p}{N_\alpha} \cdot \frac{T_\alpha}{T_p} = 0,25 \frac{N_p}{N_\alpha} \text{ и } \frac{q_p}{q_H} = 5 \cdot 10^{-2} \frac{N_p}{N_H}. \quad (\text{см. (4,7)}).$$

Итак, при учете неравномерного распределения источников и диффузии космических частиц можно объяснить присутствие у Земли лишь относительно небольшого количества ядер Li, Be и B и не нужно предполагать, что источники совершенно аномальным образом бедны водородом. Для установления соответствия с данными о составе космических лучей у Земли (см. табл. 1) достаточно только принять, что в источниках относительное число ядер групп M и H в $5 \div 10$ раз больше, чем в среднем в природе. Такое допущение, как уже упоминалось, не только приемлемо, но находится в соответствии с некоторыми представлениями о природе сверхновых звезд.

Причина, по которой учет диффузии в нашем случае резко изменяет ситуацию, состоит в следующем. Из решения диффузионного уравнения ясно (см., например, (4,9)), что в области, где $\frac{r}{\sqrt{DT}} \ll 1$, концентрация частиц не зависит от времени жизни частиц T (этот вывод, конечно, физически очевиден, поскольку условие $\frac{r}{\sqrt{DT}} \ll 1$ есть условие близости к источникам). Поэтому в указанной области $\frac{N_i}{N_j} \approx \frac{Q_i}{Q_j}$, в то время как при равномерном распределении источников $\frac{N_i}{N_j} = \frac{q_i T_i}{q_j T_j}$. Сделанное заключение в качественном отношении остается в силе и при $\frac{r}{\sqrt{DT}} \lesssim 1$, как это имеет место в рассматриваемом нами случае ($r \sim 2 \cdot 10^{22}$, $\sqrt{DT_p} \approx 10^{23}$, $\sqrt{DT_H} \approx 2,5 \cdot 10^{22}$). При этом существен выбор больших значений D и T , что было обосновано ранее*). В связи с остающейся все же известной неопределенностью в выборе этих параметров увеличить в несколько раз

*) В литературе встречается утверждение (см., например, 5, 51), что время жизни космических частиц в силу данных об их составе не может превосходить времени жизни ядер группы H . Подобное заключение, очевидно, неправильно в случае используемой модели, которая значительно ближе к действительности, чем принятая в 5, 51.

отношение $\frac{N_L}{N_M}$ было бы нетрудно. Напротив, сделать это отношение значительно меньшим 0,1 не представляется возможным, по крайней мере, без введения в теорию каких-либо новых моментов. Поэтому, если бы на опыте [оказалось, что $\frac{N_L}{N_M} \ll 0,1$, это потребовало бы какого-то пересмотра развиваемых представлений. Однако в настоящее время не имеется никаких указаний на подобное очень низкое содержание Li, Be и B в космических лучах. Напротив, последние данные^{71, 72}, как уже отмечалось, говорят в пользу того, что $\frac{N_L}{N_M}$ даже больше значения 0,1.

в) Пространственное распределение и изотропия космических лучей

Решение диффузионных уравнений, рассмотренное в предыдущем разделе, определяет не только состав, но и пространственное распределение космических лучей в Галактике. Имея в виду измерения на Земле, в этом отношении наибольший интерес представляет нахождение степени анизотропии $\delta = \frac{\Delta F}{F}$ (см. (1,8)).

В диффузионном приближении разность потоков ΔF есть просто диффузионный поток $-D\nabla N$. Что же касается полного потока космических частиц, идущих в одном направлении, то при изотропии $F = \frac{1}{4}vN$ (см. (1,1)). Таким образом,

$$\delta = \frac{4D}{c} \left| \frac{dN}{dr} \right|, \quad (4,19)$$

где, очевидно, для простоты не обращается внимания на знак диффузионного потока, распределение считается сферически симметричным и скорость частиц v положена равной c . Для простейшего решения тип (4,9), когда $N = \frac{Q}{4\pi Dr} \exp\left(-\frac{r}{\sqrt{DT}}\right)$, имеем

$$\delta = \frac{4D}{c} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{\sqrt{DT}} \right). \quad (4,20)$$

При $D = 10^{30} \text{ см}^2/\text{сек} = 3 \cdot 10^{37} \text{ см}^2/\text{год}$ и $r = R_0 = 2,5 \cdot 10^{22}$, для ядер группы H ($T_H = 2 \cdot 10^7$ лет) $\delta_H = 5 \cdot 10^{-2}$ и для протонов ($T_p = 4 \cdot 10^8$ лет) $\delta_p = 6 \cdot 10^{-3}$.

Полученные значения, по всей вероятности, завышены. Во-первых, выше не учитывалось отражение от границ Галактики, что законно только, если

$$\frac{R}{\sqrt{DT_i}} \gg 1, \quad (4,21)$$

где $R = 3 \div 5 \cdot 10^{22}$ — радиус Галактики. Для ядер группы H отношение $\frac{R}{\sqrt{DT_H}} \lesssim 2$, для α -частиц $\frac{R}{\sqrt{DT_\alpha}} \lesssim 0,9$ и для протонов $\frac{R}{\sqrt{DT_p}} \lesssim 0,45$ ($\frac{R}{\sqrt{DT_p}} = 0,45$ при $R = 5 \cdot 10^{22}$ и $T_p = 4 \cdot 10^8$ лет;

если же $R = 3 \cdot 10^{22}$ и $T_p = 10^9$ лет, то $\frac{R}{\sqrt{DT_p}} \approx 0,17$). Можно убедиться, что для ядер групп L , M и H поправки, связанные с учетом отражения, невелики; для целей, которые преследовались в разделе 3б, эти поправки несущественны и для протонов. Но при вычислении асимметрии, поскольку мы хотим получить результат с большей точностью, целесообразно учесть отражение.

При полном отражении частиц от сферической границы, на которой, таким образом $\frac{dN}{dr} = 0$, решение первого из уравнений (4,16) таково:

$$N_p = \frac{Q_p e^{-\frac{r}{\sqrt{DT_p}}}}{4\pi Dr} \left\{ \frac{\left(1 + \frac{R}{\sqrt{DT_p}}\right) e^{-\frac{2(R-r)}{\sqrt{DT_p}}} - \left(1 - \frac{R}{\sqrt{DT_p}}\right)}{\left(1 + \frac{R}{\sqrt{DT_p}}\right) e^{-\frac{2R}{\sqrt{DT_p}}} - \left(1 - \frac{R}{\sqrt{DT_p}}\right)} \right\}, \quad (4,22)$$

где вторичные протоны не учитываются (т. е. $\bar{p}_{pj} = 0$) и точечный источник предполагается находящимся в центре сферы. В частности, при $R = \sqrt{DT_p}$ решение особенно просто:

$$N_p = \frac{Q_p}{4\pi Dr} e^{\frac{r}{\sqrt{DT_p}}}, \quad (4,23)$$

а при $\frac{R}{\sqrt{DT_p}} \ll 1$ имеем

$$N_p = \frac{Q_p}{4\pi D} \left\{ \frac{1}{r} + \frac{3DT_p}{R^3} + \frac{1}{2} \frac{r^3}{R^3} \right\}. \quad (4,24)$$

В этом выражении при $r \sim R$ основным является второй член и, таким образом, $N_p \approx \frac{Q_p T_p}{\frac{4\pi}{3} R^3}$, что отвечает равномерному распределению источ-

ников. Уже отсюда, а также непосредственно физически ясно, что отражение приводит к сглаживанию концентрации и уменьшению асимметрии. Например, в случае (4,23) степень асимметрии S определяется формулой (4,20), но со знаком минус у второго члена.

Согласно (4,19) и (4,22) при учете отражения

$$\delta_p = \frac{4D}{c} \left\{ \frac{1}{r} + \frac{1}{\sqrt{DT_p}} \left[1 - \frac{2}{1 - \frac{R}{\sqrt{DT_p}} e^{\frac{2(R-r)}{\sqrt{DT_p}}}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R}{\sqrt{DT_p}}} \right] \right\}. \quad (4,25)$$

Отсюда при $R = 5 \cdot 10^{22}$ см, $r = 2,5 \cdot 10^{22}$, $D = 10^{30}$ см²/сек и $T_p = 4 \cdot 10^8$ лет получаем $\delta_p = 6 \cdot 10^{-4}$, что в 10 раз меньше значения, полученного без учета отражения (т. е. по формуле (4,20)).

Асимметрия может понижаться также и по другой причине. Дело в том, что вблизи солнечной системы находящейся в рукаве галактической спирали, коэффициент диффузии D скорее всего меньше принятого

значения $D \sim 10^{30}$ см²/сек, связанного с выбором длины пробега $l \sim 3 \cdot 10^{20}$ см. То же относится и ко всей области вблизи галактической плоскости. При анализе вопроса о составе космических лучей и их распределения в Галактике в целом это обстоятельство, вообще говоря, несущественно, и нужно пользоваться значением D , относящимся к основной части сферы. Но при нахождении диффузионного потока в данной точке важно знать коэффициент диффузии и распределение концентрации вблизи этой точки. В результате может происходить весьма сильное местное изменение диффузионного потока.

При $E \leq 10^{15}$ эв радиус кривизны траектории протонов в поле $H \sim 10^{-5}$ меньше $3 \cdot 10^{17}$ см. Поэтому в галактической плоскости представляется допустимым для этих частиц использование значений больших, чем $l \sim 3 \cdot 10^{18}$ и $D \sim 10^{28}$ см²/сек. В силу уменьшения коэффициента диффузии вблизи галактической плоскости диффузия будет происходить в основном в области галактической короны и к солнечной системе частицы в значительной мере будут поступать не со стороны галактического центра, а сверху и снизу (т. е. со стороны полюсов Галактики). Это, очевидно, приведет к снижению асимметрии *).

Учитывая все сказанное, мы считаем, что получение согласующегося с опытом значения $\delta < 10^{-3}$ для частиц с $E < 10^{15}$ эв не составляет никакой проблемы. Для протонов с энергией $E \sim 10^{18}$ эв радиус кривизны $r \lesssim 3 \cdot 10^{20}$, и поэтому нужно использовать, скажем, коэффициент $D \sim 3 \cdot 10^{30}$ см²/сек, что даже в случае (4,19) приводит к значению $\delta_p \approx 2 \cdot 10^{-2}$; для ядер с $E \approx 10^{18}$ по-прежнему можно считать, что $D \sim 10^{30}$ и $\delta \lesssim 10^{-2}$. В то же время на опыте при $E \sim 10^{17}$ эв асимметрия $\delta < 0,1$ или, по другим данным, при $E \lesssim 10^{18}$ эв $\delta < 1 \div 2 \cdot 10^{-2}$ (см. раздел 1в).

Итак, с точки зрения имеющихся сведений об изотропии космических лучей принятая нами модель не встречает возражений.

В заключение заметим, что при анализе вопроса о пространственном распределении электронов уже нельзя, вообще говоря, ограничиться исследованием диффузионного уравнения типа уравнения (4,4). Объясняется это тем, что электроны все время теряют энергию в результате наличия магнитнотормозных потерь. Поэтому нужно использовать уравнение для функции $N_e(r, E)$, т. е. концентрации электронов, в единичном интервале энергии вблизи точки r и энергии E . Подобное уравнение представляет собой комбинацию выражений типа (3,30) или (3,51) и (4,4); его решение с целью нахождения электронного спектра в зависимости от галактических координат, при учете принятого распределения источников, еще не производилось. Тем не менее ясно, что вблизи от источников электроны должны быть более жесткими, а вдали от галактической плоскости более мягкими. Это приведет к изменению спектра радиоизлучения в зависимости от галактических координат (то же относится, конечно, и к туманности М31, и к другим галактикам). К сожалению, этот момент ^{3, 62} остается еще не выясненным **).

*) Как упоминалось в разделе 4г, если в согласии с новейшими данными считать отношение N_L/N_M большим (т. е. положить $N_L/N_M \sim 0,5 \div 1$), то это указывает на возможность выбора и в короне коэффициента $D < 10^{30}$ см²/сек; по этой причине асимметрия δ также уменьшается.

**) Следует, впрочем, оговориться, что вывод об изменении спектра радиоизлучения получается в предположении о неизменности величины H_{\perp} (перпендикулярной к скорости электрона слагающей магнитного поля). В действительности же величина H_{\perp} может меняться как в силу изменения напряженности поля, так и в результате увеличения или уменьшения угла θ между скоростью электрона и направлением поля. Поэтому анализ затронутой проблемы осложняется.

г) Критика альтернативных представлений

Изложенная выше теория происхождения космических лучей, по нашему мнению, хорошо обоснована. Тем не менее она все же содержит некоторые гипотетические элементы. В этой связи особенно важно остановиться на анализе других возможностей, посмотреть, не существует ли заслуживающих внимания альтернативных представлений.

Сравнительно недавно внимание было привлечено к теории солнечного происхождения космических лучей^{63, 64}. В пользу подобной гипотезы имеются два аргумента. Во-первых, если космические лучи занимают лишь относительно небольшой объем с радиусом $10^{16} \div 10^{17}$ см вблизи Солнца, то заключенная в них энергия сравнительно невелика. Во-вторых, возможность генерации мягких космических частиц на Солнце или вблизи Солнца доказана в результате наблюдения увеличения интенсивности космических лучей, сопровождающего некоторые хромосферные извержения.

Что касается первого из этих доводов, то он представляется в настоящее время совершенно неубедительным, поскольку даже допущение о равномерном заполнении космическими лучами всей квазисферической Галактики не встречается ни с какими противоречиями энергетического характера (см. раздел 4а). Второй аргумент, хотя и более существен, но сам по себе еще совершенно недостаточен. Поток космических лучей, приходящих к нам непосредственно от Солнца, в среднем составляет только около 0,1% от полного потока космических лучей у Земли. Поэтому теория солнечного происхождения космических лучей связана с предположением о накоплении космических частиц в упомянутом сравнительно небольшом объеме вокруг Солнца. Можно показать, однако, что для достижения согласия с экспериментальными данными нужно считать, что область, в которой заключены космические лучи, обладает практически идеально отражающими стенками^{1, 5, 50, 64}. Но для такого далеко идущего предположения, т. е. предположения о весьма своеобразной и специальной конфигурации магнитного поля вблизи солнечной системы, нет никаких других оснований*). Далее, в поле $H \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ эрстед радиус кривизны траектории частиц с энергией $E > 3 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{15}$ эв уже больше предполагаемого радиуса области, заполненной космическими лучами. Таким образом, частицы высокой энергии не могут удерживаться в этой области и должны иметь другое происхождение, чем основная масса космических лучей. В то же время никакого «излома» в энергетическом спектре космических лучей при больших энергиях нет, что было бы странно в случае совершенно различного происхождения частиц разной энергии (мы уже не говорим о том, что нет никаких прямых указаний, свидетельствующих об ускорении на Солнце частиц до энергии, большей даже $\sim 10^{10}$ эв). Наконец, радиоастрономические данные позволяют сделать вывод о наличии космических электронов далеко за пределами солнечной системы во всей Галактике, в оболочках сверхновых звезд и в других галактиках.

Все эти соображения, вместе взятые, не оставляют сомнений в том, что теория солнечного происхождения космических лучей не отвечает действительности (см. также^{1, 5, 65} **).

*) В силу дрейфа частиц в неоднородном магнитном поле, эти частицы будут выходить даже из системы с замкнутыми силовыми линиями. Поэтому возможность создания идеально отражающих «стенок» неясна даже в принципиальном отношении.

**) Этот вывод, разумеется, ни в коей мере не означает, что изучение солнечных вариаций интенсивности космических лучей лишено интереса. Напротив, эта последняя проблема заслуживает всяческого внимания по целому ряду причин, но только не для решения основных вопросов теории происхождения космических лучей.

В настоящее время можно считать оставленным также предположение о метагалактическом происхождении основной массы космических лучей. Выдвигается, однако, гипотеза ¹⁸, что в метагалактическом пространстве ускоряются космические частицы с большой энергией, например, начиная с энергии 10^{10} эв или большей. В пользу этой точки зрения приводятся ¹⁸ соображения, указывающие на то, что в рамках теории галактического происхождения космических лучей трудно объяснить изотропию космических лучей в сочетании с фактом присутствия у Земли тяжелых ядер. Но в свете сказанного ранее (см. разделы 4б и 4в) эта аргументация, по нашему мнению, полностью отпадает, она основана на использовании модели, неучитывающей диффузию и пространственное распределение источников (в ¹⁸ предполагается, что ускорение частиц имеет место в межзвездном пространстве).

Одновременно, против предположения о метагалактическом происхождении существенной части космического излучения можно выдвинуть целый ряд доводов. Магнитное поле $H \sim 10^{-5}$ может удерживать в Галактике с радиусом $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ см даже космические частицы с высокой энергией (см. раздел 2б). Спектр космических лучей, насколько известно, является плавным и не имеет никакого «излома». Между тем, как уже подчеркивалось, если космические лучи в различных энергетических интервалах имеют различное происхождение, подобное отсутствие «излома» могло бы иметь место лишь в силу случайного совпадения. Далее, как общие энергетические соображения, так и радиоастрономические данные свидетельствуют о том, что в межгалактическом пространстве концентрации мягких космических лучей значительно меньше, чем в Галактике. Но этот факт в сочетании с допущениями о метагалактическом происхождении космических лучей с большой энергией означает, что метагалактические космические лучи имеют другой спектр, чем галактические и, конкретно, бедны мягкими частицами. Для такого допущения не видно, однако, никаких других оснований. Наконец, в ¹⁸ справедливо указывается, что статистический механизм в межгалактическом пространстве недостаточно эффективен для ускорения частиц до нужных энергий. Если же предположить, что космические лучи попадают в межгалактическое пространство из отдельных галактик, то вся проблема происхождения космических лучей с большой энергией в нашей Галактике оказывается перенесенной в другие галактики. Логически это допустимо, но ввиду полного отсутствия убедительных аргументов в ее пользу подобная гипотеза представляется крайне мало привлекательной. Ко всему сказанному нужно добавить, что при наличии отражающей галактической границы (см. раздел 2б), попадание частиц из межгалактического пространства в Галактику будет сильно затруднено. То же имеет место и при отсутствии границы, но при имеющем, по всей вероятности, место уменьшении поля при переходе из Галактики в область между галактиками. Действительно, в подобном случае при движении из межгалактического пространства по направлению к галактической плоскости поле на траектории частицы возрастает и, следовательно, часть частиц будет отражаться назад, как это следует из соотношения (3,45).

Как ясно из сказанного, когда выше речь шла о метагалактическом происхождении космических лучей, предполагалось, что частицы из Метагалактики поступают в нашу Галактику. К числу метагалактических вариантов теории происхождения космических лучей можно, однако, отнести также другой вариант, в котором космические лучи считаются образовавшимися в процессе формирования самой Галактики (в этот период, очевидно, четкое выделение Галактики из Метагалактики не представлялось возможным). Подобное предположение допустимо только, если время жизни космических лучей не намного меньше времени существо-

вания Галактики $T_{\text{гал}} \sim 6 \cdot 10^9$ лет. Для протонов это условие может оказаться выполненным, поскольку, как мы видели, при $n \sim 0,1 \text{ см}^{-3}$ $T_{pE} \sim 6 \cdot 10^8$ лет, но при $n \sim 0,01$ уже $T_{pE} \sim 6 \cdot 10^9$ лет (значение $n \sim 0,01$ является согласно³¹ нижним пределом для n ; можно думать, что фактически $n \sim 0,03$). Но, с другой стороны, для ядер железа даже при $n \sim 0,01$ время $T_{Fe} \sim 2 \cdot 10^8$ лет, т. е. значительно меньше $T_{\text{гал}}$. Вместе с тем нет абсолютно никаких оснований считать космические протоны и ядра имеющими различное происхождение. Поэтому обсуждаемый вариант теории метagalактического происхождения космических лучей также не представляется заслуживающим серьезного внимания.

Итак, мы не видим в настоящее время никаких оснований для предположения о метagalактическом происхождении какой-либо существенной части космических лучей в Галактике, поскольку такое предположение, во-первых, не нужно, а, во-вторых, встречает веские возражения *).

Отвергая гипотезы о солнечном и метagalактическом происхождении космических лучей, мы автоматически приходим к утверждению об их галактическом происхождении, что находится в соответствии с представлениями, изложенными выше. Галактические теории происхождения космических лучей могут, однако, еще очень сильно отличаться друг от друга. Первое отличие связано с пространственным распределением космических лучей: выше было принято, что космические лучи заполняют квазисферическую область с радиусом $R \sim 5 \cdot 10^{22} \text{ см}$, в то время как в целом ряде статей (см., например,^{5, 51}) эта область считается непосредственно примыкающей к галактической плоскости. На этом моменте останавливаться здесь еще раз мы не будем, поскольку он детально обсужден ранее и, как можно надеяться, использование квазисферического распределения достаточно обосновано.

Второе отличие между галактическими теориями состоит в различных предположениях об источниках и механизме ускорения космических лучей. Так, в целом ряде работ (см., например,^{66-68, 50}) предполагалось, что космические лучи образуются в атмосферах звезд, в частности, магнитных звезд или звезд с повышенной активностью. При этом, однако, не уделялось внимания вопросу о балансе энергии, а сам механизм ускорения не был рассмотрен достаточно корректно и детально. Между тем, как мы видели в разделе 4а, требования энергетического характера, предъявляемые к источникам космических лучей, являются весьма серьезными: если бы все $\sim 10^{11}$ звезд, входящих в состав Галактики, излучали бы космические лучи так же, как Солнце, то это приводило бы к выделению энергии в $10^6 \div 10^8$ раз меньшей, чем нужно. Конечно, возможно, что на тех или иных звездах космические лучи образуются с гораздо большей интенсивностью, чем на Солнце. Но, с другой стороны, таких звезд должно быть значительно меньше полного количества звезд, большинство из которых, насколько известно, не обладает какими-либо свойствами, благоприятствующими генерации космических лучей. В результате отмеченное затруднение, несомненно, сохраняет свою силу. К этому нужно добавить, что не имеется никаких непосредственных указаний, например радиоастрономического характера, на повышенную генерацию космических

*) Отсюда не следует делать вывода, что в межгалактическом пространстве нет космических лучей. Напротив, они, по всей вероятности, имеются в результате просачивания частиц из отдельных галактик, но их интенсивность сравнительно невелика, а энергетический спектр скорее всего более или менее близок к спектру космических лучей в Галактике. Межгалактические космические электроны представляют большой интерес с точки зрения исследования радионизлучения метagalактики³¹.

электронов на звездах каких-либо типов (об оболочках новых и сверхновых звезд здесь, разумеется, речь не идет).

Теоретические соображения в этом отношении также ничего не дают. Дело в том, что теория ускорения частиц в оболочках звезд находится лишь в самой начальной стадии своего развития, поскольку расчеты проводились без учета высокой проводимости и подвижности звездных атмосфер (например, в ⁶⁸ рассматривались частицы, движущиеся в вакууме около вращающейся звезды с непараллельным оси вращения магнитным моментом). Поэтому для некоторых моделей звездных ускорителей остается неясным вопрос даже о самом наличии ускорения и, насколько нам известно, ни в одном случае не найдены ни общая энергия, ни энергетический спектр, ни состав генерируемых космических частиц. Особо нужно отметить, что вряд ли можно даже надеяться на то, что в оболочках звезд космические лучи могут ускоряться до самых больших наблюдаемых энергий $E \sim 10^{18}$ эв.

Отсутствие теории ускорения частиц на звездах само по себе еще не является, конечно, дополнительным аргументом против возможности считать звезды основными источниками космических лучей. Однако в условиях, когда это предположение встречает указанное ранее возражение и не подтверждается какими-либо экспериментальными данными, невозможность опереться на надежные теоретические соображения является, несомненно, отрицательным моментом.

Трудности энергетического характера смягчаются в комбинированной модели, в которой звезды играют только роль инжекторов, а дальнейшее ускорение космических частиц происходит в межзвездной среде ^{48, 52, 51, 5, 47, 49, 69}. Подобная модель имеет также ряд других преимуществ (возможность получить нужный энергетический спектр, простирающийся до самых высоких энергий и др.). Однако механизм межзвездного ускорения встречается и с очень серьезными затруднениями. Основное из них уже отмечалось в разделе Зв и состоит в том, что для протонов и ядер получаются различные энергетические спектры, если только время жизни частиц определяется ядерными соударениями. Поэтому приходится предположить, что время жизни T определяется выходом частиц из ускоряющей области и, таким образом, одинаково для всех частиц ^{51, 52}. При этом, как уже упоминалось в разделе Зв, время T должно быть меньше времени жизни для самых тяжелых ядер, т. е. $T < 10^7$ лет (для ядер Fe ядерное время жизни $T \approx 10^7$ лет). Ниже, для определенности, используем значение $T = 4 \cdot 10^6$ лет $= 1,25 \cdot 10^{14}$ сек. Отсюда в силу условия (3,55)

$$\alpha \sim 10^{-14} \text{ сек}^{-1}, \quad (4,26)$$

как это и принимается в ⁵¹.

Если бы Галактика была плоской (дискообразной), частицы могли бы выходить из нее за время $T \sim 4 \cdot 10^6$ лет, но в случае сферической Галактики это значительно труднее. Не говоря уже о весьма вероятном наличии отражения частиц от галактических границ, время, необходимое для диффузии космических частиц на расстояние $R \sim 5 \cdot 10^{22}$ см, составляет примерно 10^8 лет при длине свободного пробега $l \sim 3 \cdot 10^{20}$ см (см. раздел Зв). Поэтому при $T \sim 4 \cdot 10^6$ лет длину пробега нужно еще больше увеличить. Но уже при $l \sim 3 \cdot 10^{20}$ и огромной скорости турбулентных движений в галактической короне $u \sim 100$ км/сек коэффициент $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-18}$, т. е. минимум на три порядка меньше значения (4,26). Вообще, очевидно, что увеличение выхода частиц из системы сопряжено с предположением о возрастании длины свободного пробега. Последнее же приводит к понижению эффективности межзвездного ускорения частиц и, как показано выше (см. также ⁵³), приводит к противоречию с исходным в схеме ⁵¹

требованием о возрастании величины α до значения $10^{-14} \text{ сек}^{-1}$. В результате в модели сферической Галактики, необходимость использования которой сейчас уже вряд ли может вызвать сомнения *), межзвездное ускорение можно примирить с фактами, только предполагая, что оно происходит не во всей Галактике, а в ее части или отдельных областях. Тогда определяющие спектр параметры α и T относятся только к этим областям, из которых, таким образом, частицы должны выходить за время $4 \cdot 10^6$ лет.

Допустим сначала, что ускорение происходит в галактической короне. Здесь, как уже упомянуто, $u \sim 10^7 \text{ см/сек}$ и при $l \sim 3 \cdot 10^{20} \text{ см}$ $\alpha = \frac{u^2 v}{c l} \sim 3 \cdot 10^{-18}$. Возможность увеличить это значение в 3000 раз за счет дальнейшего возрастания u или уменьшения l представляется маловероятной, поскольку оба эти параметра ограничены рядом требований (например, с уменьшением l падает коэффициент диффузии, а увеличение u сопряжено с предположением о дальнейшем усилении магнитного поля или уменьшении плотности газа). Далее, на основе данных о радиоизлучении галактической «короны» мы пришли к оценке $\alpha < 4 \cdot 10^{-17}$ (см. (3,58)). Если же $\alpha \sim 10^{-14}$, то в поле $H \sim H_{\perp} \sim 10^{-5}$ электроны ускорялись бы до энергии $E \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ эв}$, что решительно противоречит сведениям о спектре космического радиоизлучения.

Выход частиц из короны за время $T \sim 4 \cdot 10^6$ лет также не должен иметь места, как в этом можно убедиться, повторяя уже приведенные оценки. Наконец, межзвездный механизм ускорения требует инжекции более медленных частиц. Таких инжекторов в короне или совсем нет, или весьма мало (речь, очевидно, идет о каких-то звездах). Поэтому нужно предполагать, что частицы инжектируются вблизи галактической плоскости, достигают (несмотря на свою малую энергию) области короны, затем ускоряются и, снова попадая в область галактической спирали, достигают Земли.

Все это делает гипотезу об ускорении частиц в галактической короне более чем сомнительной и непривлекательной.

Положение несколько изменилось бы, если бы концентрация газа в короне была значительно меньше принятой выше и равнялась бы $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ (см. ³²). В этом случае ядерное время жизни было бы так велико, что выход космических частиц из короны в область галактической спирали мог бы происходить за время $T \sim 10^8$ лет **), меньшее ядерного времени жизни, но неприводящее к очень большим значениям α ***).

*) По этой причине мы не будем подвергать здесь разбору механизм межзвездного ускорения в применении к модели дискообразной галактики. Заметим лишь, что затруднения соответствующей теоретической схемы ⁵¹ в этом случае отнюдь не уменьшаются (см. ^{42, 53}).

**) Заметим, что в статье ⁷⁰ принимается, что в короне $n \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, но, по-видимому, не учитывается, что в этом случае время жизни космических частиц будет определяться их выходом из ускоряющей области. Во всяком случае, в ⁷⁰ не делается попытки получить нужный спектр космических частиц путем подбора параметров α и T и тем самым отбрасывается самая плодотворная и интересная сторона идеи о межзвездном ускорении. Если же считать, как это, видимо, делается в ⁷⁰, что частицы ускоряются в короне, а их спектр по зарядам и энергиям устанавливается в более плотных областях вблизи галактической плоскости, то нужно еще продемонстрировать возможность подобной трансформации при конкретных значениях различных параметров. Поскольку это в ⁷⁰ ни в какой мере не сделано, здесь не приходится еще говорить о какой-то реалистической схеме происхождения космических лучей.

***) Если $\alpha \leq 5 \cdot 10^{-17}$, то за время существования Галактики $T_{\text{гал}} \sim 6 \cdot 10$ лет $\sim 2 \cdot 10^{17}$ сек. частица может в результате статистического ускорения увеличить свою энергию не более, чем в $\exp \alpha T_{\text{гал}} \leq 10^4$ раз. В подобных условиях ускорение в межзвездной среде не представляло бы интереса даже независимо от всех других моментов, о которых речь была ранее (этим замечанием автор обязан В. А. Разину).

Однако использование концентрации $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ встречает серьезные возражения³¹, а проблема инжекции по-прежнему остается неясной и при $n \sim 10^{-3}$. Кроме того, ускорение космических лучей за счет кинетической энергии газовых масс в «короне» требует существенного пополнения этой энергии за время порядка времени жизни космических лучей T (плотность кинетической энергии и плотность энергии космических лучей примерно одинаковы). Механизм подобного пополнения, особенно в применении к короне, остается еще не ясным и нужно еще доказать реальную возможность подвода энергии, необходимой для турбулизации газа в короне при наличии сильного трения, обусловленного генерацией космических лучей.

Все сказанное заставляет, по крайней мере в настоящее время, отбросить предположение об ускорении частиц преимущественно в галактической короне. Сделаем поэтому альтернативное и значительно более правдоподобное предположение, что ускорение происходит лишь вблизи галактической плоскости, например в галактической спирали или отдельных ее участках. В этом случае выход частиц из ускоряющей области за время $T \sim 4 \cdot 10^6$ лет может быть обеспечен без всякого труда. Хуже обстоит дело с обеспечением большой эффективности ускорения. Использование данных о скоростях облаков межзвездного газа приводит к значению $\alpha \sim 10^{-18}$ (см. раздел 3в), что на 4 порядка меньше, чем нужно (см. (4,46)). Поэтому для повышения эффективности ускорения приходится делать специальные, не имеющие других оснований гипотезы о большой роли в пределах галактической спирали систематического ускорения в «ловушках» (см.⁵²) или флуктуационного ускорения в стоячих магнитогидродинамических волнах⁴⁷. Но даже если сделать соответствующие допущения об эффективности ускорения, мы встречаемся с трудностями другого сорта. Объем спирали составляет около 1% объема всей сферической Галактики и равен $\sim 10^{66} \text{ см}^3$. Плотность энергии поля и плотность кинетической энергии движения газа в спирали $\sim 1 \text{ эв/см}^3 \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$. Отсюда весь запас энергии составляет $\sim 10^{54} \text{ эрг}$. В космические лучи должно переходить для соблюдения баланса $\sim 10^{39} \div 10^{40} \text{ эрг/сек}$ (см. (3,7)), откуда ясно, что запас энергии газа в спирали должен существенно пополняться за $10^{14} \div 10^{15} \text{ сек.} \approx 3 \cdot 10^6 \div 3 \cdot 10^7 \text{ лет}$. Фактически это время, вероятно, еще меньше, так как ускорение скорее происходит лишь в части объема, занимаемого спиралью. Обеспечение такого очень сильного притока энергии составляет большую, трудную и совершенно не решенную проблему (в работе⁴⁹ в этом отношении делается еще более пессимистический вывод).

Получается так, что с целью объяснить поступление нужной энергии в космические лучи приходится делать предположение, ставящее новую не менее серьезную энергетическую проблему.

Большое значение α приводит также, как уже указывалось, к затруднению, связанному с ускорением электронов, хотя в случае спирали радиоастрономические данные здесь еще, по-видимому, не позволяют сделать решительных высказываний.

Наконец, остается определенная трудность в вопросе об инжекции. Будем считать для определенности, что энергия инжекции *) E_{in} при $\alpha \sim 10^{-14}$ составляет $\sim 10^6 \text{ эв}$ для протонов и $3 \cdot 10^8 \text{ эв}$ для ядер группы H (именно такие значения приняты в⁵¹). Присутствие ядер группы H (средний заряд $Z = 15$) в космических лучах свидетельствует о том, что инжекторы могут ускорять их по крайней мере до указанной энергии $3 \cdot 10^8 \text{ эв}$, а значит, ускорять протоны до энергии $\sim 10^7 \text{ эв}$. Отсюда сле-

*) Напомним, что, только начиная с этой энергии, ускорение в межзвездной среде превосходит ионизационные потери.

дует, что инжекторы должны поставлять порядка $0,1 \div 1\%$ от всей энергии, переходящей в космические частицы, эффективная энергия которых составляет $10^9 \div 10^{10}$ эв.

Если положить, таким образом, что инжекторы должны поставлять даже только 10^{-3} часть всей необходимой энергии, как это принято также в ⁵¹, то на их долю приходится все же мощность излучения космических лучей, составляющая $10^{36} \div 10^{37}$ эрг/сек. В то же время мы видели в разделе 4а, что 10^{11} звезд типа Солнца дают лишь $10^{32} \div 10^{33}$ эрг/сек, т. е. на $3 \div 5$ порядков меньше, чем нужно. Тем самым вопрос об инжекции остается весьма острым, особенно, если ускорение происходит не во всем объеме звездной Галактики, а лишь в ее части, где и звезд должно быть меньше.

Затруднения и неясности, возникающие в вопросах об эффективности ускорения, энергетическом балансе и инжекции, еще не позволяют, собственно, говорить о существовании какой-то определенной модели и тем более теории межзвездного ускорения космических лучей. Здесь, скорее, имеются лишь определенные возможности. К их числу принадлежит, в частности, появившееся уже в последних работах предположение о том, что межзвездное ускорение происходит только в немногих областях с особенно благоприятными для этого условиями ^{49, 69}.

Подобное предположение, взятое само по себе, приводит, однако, лишь к усугублению энергетических трудностей. Вместе с тем бросается в глаза известная близость модели межзвездного ускорения частиц в области галактической спирали и в особенности в ее отдельных районах с теорией происхождения космических лучей, изложенной в разделе 4а, б и в. В самом деле, распределение источников при этом примерно одинаково, а спектр частиц по энергиям и зарядам определяется источниками или, если угодно, сравнительно небольшой областью среды, в которой происходит ускорение. Механизм ускорения, по всей вероятности, является в обоих случаях также одинаковым.

Радикальная разница состоит, тем не менее, в том, что мы считаем источниками космических лучей вполне конкретные объекты — оболочки сверхновых и, возможно, новых звезд. Ускорение частиц в этих объектах не только возможно в принципе, но и имеет место в действительности. Необходимая энергия поставляется в конечном итоге за счет ядерной энергии, выделяющейся при взрыве звезды. И если в этой схеме имеются недостаточно выясненные стороны, то в ней нет, насколько нам известно, противоречий или затруднений, связанных с интерпретацией уже известных данных (остающиеся неясными моменты связаны главным образом с отсутствием достаточных сведений о ранних этапах взрыва сверхновых звезд).

В то же время в схеме межзвездного ускорения, как мы видим, не только приходится в конце концов использовать такое же распределение и некоторые общие свойства источников, как и в теории генерации космических лучей сверхновыми звездами, но, кроме того, делать еще дополнительные существенные и еще не обоснованные предположения.

Нам не представляется случайной в этой связи непрерывная и весьма сильная трансформация представлений о межзвездном ускорении, которая имела место за последние годы ^{51, 52, 47, 49, 69}. В то же время легко убедиться в том, что теория происхождения космических лучей, которая была развита в 1953 г. на основе главным образом радиоастрономических данных ^{12, 22, 23, 28, 35, 55, 53} и тогда же подробно изложена в статье ¹, не претерпела с тех пор никаких существенных изменений.

Резюмируя, можно утверждать следующее. Предположение об ускорении космических лучей в результате вспышек сверхновых звезд.

в пределах имеющихся сведений, допустимо и достаточно для объяснения всех известных фактов.

Но, разумеется, еще нельзя гарантировать, что сверхновые и новые звезды поставляют всю необходимую энергию, что нет каких-либо других источников или что не имеет места дополнительное ускорение частиц в межзвездной среде. В этом плане, если не говорить о совсем уже гипотетических построениях, представляется, в частности, возможным, что сверхновые и новые звезды играют роль инжекторов для дальнейшего межзвездного ускорения. При этом, как легко видеть, все трудности с инжекцией отпадают. Вместе с тем все остальные затруднения, связанные с межзвездным механизмом ускорения, остаются в силе, а в пользу эффективности этого ускорения не видно никаких убедительных доводов. Таким образом, хотя и нельзя еще исключить возможность межзвездного ускорения, удовлетворяющего ряду указанных ранее требований, но естественно думать, что эта возможность не реализуется в действительности. Отметим, кроме того, что если окажется все же необходимым учесть дальнейшее межзвездное ускорение космических частиц, поставляемых сверхновыми звездами, то это мало что изменит в развиваемой нами теории. Но в настоящее время, как сказано, мы не видим еще особых оснований для предположения о таком двухступенчатом ускорении *).

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В заключение нам хотелось бы отметить и сопоставить в одном месте задачи дальнейших исследований, которые смогут привести к уточнению картины происхождения космических лучей.

Методами, используемыми в физике космических лучей, нужно выяснить следующие вопросы, большинство которых хорошо известно и уже давно привлекает к себе внимание.

1. Устранить разногласия, касающиеся содержания ядер Li, Be и B в потоке первичных космических лучей у Земли. Интересны, конечно, и другие уточнения состава первичной компоненты и, в частности, обнаружение ядер существенно более тяжелых, чем ядро железа.

2. Определить состав космических лучей при очень больших энергиях. Здесь особенно интересно узнать, сохраняют ли протоны свое доминирующее положение и при энергии $E \geq 10^{18}$ эв.

3. Уточнить энергетический спектр космических лучей. Действительно ли этот спектр является плавным во всем интервале от энергии $E \sim 10^9$ эв до $E \sim 10^{18}$ эв? Наличие какого-то излома в спектре, как ясно из сделанных в разделе 3г замечаний, было бы весьма многозначительным. Очень интересно было бы определить спектр при кинетической энергии $E_k < 5 \cdot 10^8$ эв/нуклон, что возможно в период минимума солнечной активности. Важен также вопрос о степени близости спектров протонов и ядер различных групп.

4. Определить или существенно понизить верхний предел степени анизотропии космических лучей δ , особенно при самых больших энергиях $E \geq 10^{18}$ эв (речь идет, очевидно, о вариациях интенсивности со звездным временем).

*) Предположение о двухступенчатом ускорении представляется соблазнительным в применении к частицам с самой высокой энергией. Однако, если бы сверхновые звезды ускоряли частицы только, скажем, до энергии $E \sim 10^{10}$ эв/нуклон, то лишь чистой случайностью можно было бы объяснить тот факт, что спектр при этой энергии, по-видимому, не имеет никакого излома и плавно изменяется при переходе к большим энергиям. Если же сверхновые поставляют лишь еще более медленные частицы, то сохраняются большие трудности энергетического характера, не говоря уже о том, что это предположение противоречит данным о Крабовидной туманности, в которой заведомо имеются электроны с энергией $E \sim 10^{11} - 10^{12}$ эв.

5. Обнаружить и исследовать спектр электронов и позитронов в составе первичных космических лучей у Земли. Уже повышение достигнутой точности на порядок является здесь обещающим. Важно определить относительное количество электронов по отношению к позитронам.

В период минимума солнечной активности может оказаться возможным обнаружение мягких электронов (энергия $E < 10^9$ эв), которых должно быть значительно больше, чем жестких.

6. Уточнить как в космических лучах, так и главным образом на ускорителях сечения для взаимодействия и поглощения быстрых протонов и ядер в водороде и гелии. Определить энергию возникающих при соударениях вторичных электронов и коэффициенты трансформации ядер P_{ij} . Другими словами, уточнить все те, часто весьма ориентировочные, значения сечений и других параметров, характеризующих взаимодействие, которые использовались в разделах 3а, б и 4б.

На задачах, связанных с изучением космических лучей солнечного происхождения, а также различных вариаций интенсивности космических лучей (кроме упомянутых звездных вариаций), мы останавливаться здесь не будем.

Радиоастрономическими методами можно сделать следующее:

1) Уточнить, а частью определить вновь спектр космического радиоизлучения в возможно более широком интервале длин волн и в зависимости от галактических координат. То же относится к другим галактикам и в первую очередь к туманности М31.

2) Определить и уточнить спектры возможно большего числа галактических дискретных источников и в особенности остатков сверхновых и новых звезд. В отдельных случаях эти исследования могут быть дополнены определением спектра непрерывного (магнитнотормозного) излучений в инфракрасной и оптической областях.

3) Измерение слабой поляризации космического радиоизлучения позволит, по-видимому, сделать важные заключения о конфигурации магнитных полей в галактической «короне». Важность определения поляризации оптического излучения Крабовидной туманности и, быть может, других объектов также очевидна.

Целый ряд сведений, ценных для теории происхождения космических лучей, можно надеяться, кроме того, получить астрономическими и астрофизическими средствами. Сюда относится очень важное для ряда оценок значение плотности межзвездного газа в Галактике и, в частности, в галактической «короне»; далее, как на объект исследования нужно указать на конфигурацию и напряженность магнитного поля и в связи с этим на определяющую скорость диффузии эффективную длину свободного пробега космических частиц. Наконец, уточнение имеющихся данных о скоростях движений в межзвездной среде в сочетании со знанием эффективной длины, на которой поле изменяет свое направление, является определяющим для суждения об эффективности межзвездного ускорения частиц. Особо нужно отметить также наблюдение эволюции, различных особенностей и химического состава оболочек сверхновых и новых звезд.

В области теории укажем на необходимость исследования вопроса об отражении от галактических границ и о пределах применимости диффузионного приближения при рассмотрении движения космических частиц в несущей магнитные поля межзвездной среде. Сюда же относится выяснение характера диффузии электронов в Галактике с учетом магнитнотормозных и других потерь и всесторонний анализ проблемы инажекции и ускорения частиц в оболочках сверхновых и новых звезд.

Приведенный перечень, который можно было бы еще несколько расширить, показывает, что имеется еще много невыясненных или недостаточно выясненных вопросов. Поэтому, естественно, теория происхождения космических лучей будет еще развиваться и уточняться. Однако автор позволит себе в заключение высказать уверенность в том, что теория происхождения космических лучей, изложенная в настоящей статье, не претерпит в будущем существенных изменений в своих основах и, таким образом, не разделит судьбу всех предшествующих построений в этой области.

Дополнение при корректуре

Как было указано в конце раздела 3б, остается еще не ясным вопрос о том, имеют ли космические электроны преимущественно вторичное происхождение или поступают в основном из первичных источников космических лучей. В последнее время И. С. Шкловский привел соображения в пользу первой из этих возможностей, указав на близость спектров радиоизлучения в большинстве мощных галактических дискретных источников и в галактической короне. Этот факт не находится в согласии с соотношением (3,39). Однако такой аргумент, хотя и интересен, но еще не представляется нам достаточно убедительным без дальнейшего исследования. Дело в том, что формула (3,39) непосредственно относится лишь к пространственно однородному случаю. В принятой же модели генерация космических лучей происходит, по-видимому, в основном на ранних стадиях разлета оболочки сверхновой звезды, затем эти электроны блуждают в расширяющейся оболочке и уже после этого выходят в межзвездное пространство. В подобных условиях, если показатель степени в спектре ускоренных частиц есть γ_0 , этот показатель уже на второй стадии будет близок к $\gamma = \gamma_0 + 1$, если только эта стадия достаточно длительна (вторая стадия — это блуждание в оболочке в присутствии магнитных полей). При переходе же к третьей стадии (блуждание в межзвездном пространстве) спектр может уже мало измениться. Дать надежный ответ на вопрос о спектре в обсуждаемых условиях можно будет только решив задачу, упомянутую в конце раздела 4в.

Кроме того, необходимо иметь в виду, что за радиоизлучение в короне и в дискретных источниках в данном интервале частот ответственны электроны совсем различной энергии (это связано с сильной разницей между средними значениями полей H и H_\perp в короне и в источниках). Поэтому, как подчеркнул В. А. Разин, близость спектра, источников и короны в диапазоне метровых и более длинных волн вообще еще не свидетельствует о близости, в указанных областях, энергетических спектров электронов с энергией $E \gtrsim 10^9$ эв.

В дополнение к сказанному в разделе 3в заметим, что возможность пренебрежения выходом космических частиц из Галактики становится сомнительной, если ядерное время жизни $T_p \sim 6 \cdot 10^9$ лет (см. раздел 4 г). Если выход космических частиц существенен, то это также говорит против предположения об их ускорении в процессе формирования Галактики (речь идет о варианте, в котором $T_p \sim 6 \cdot 10^9$ лет; см. раздел 4г).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН **51**, 343 (1953); Fortschritte d. Phys. (Berlin) **1**, 659 (1954).
2. В. Л. Гинзбург, Nuovo Cim. Supplemento **3**, № 1, 38 (1956).
3. В. Л. Гинзбург, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, стр. 438, М. (1956).
4. B. Peters, Progress in Cosmic Ray Phys., chap. IV, Amsterdam (1952).
5. B. Rossi, Nuovo Cim. Supplemento **2**, № 1, 275 (1955).

6. H. E. Suess a. H. C. Urey, *Rev. Modern Phys.* **28**, 53 (1956). УФН **62**, вып 2 (1957).
7. B. Peters, *Proc. Ind. Acad. Sci.* **40**, 231 (1954).
8. M. F. Kaplan, J. H. Noon, a. G. M. Racette, *Phys. Rev.* **96**, 1408 (1954) (см. также *Phys. Rev.* **97**, 769 (1955)).
9. J. Linsley, *Phys. Rev.* **101**, 826 (1956).
10. L. H. Meredith, J. A. Van Allen a. M. B. Gottlieb, *Phys. Rev.* **99**, 198 (1955).
11. H. V. Neher, *Phys. Rev.* **103**, 228 (1956).
12. В. Л. Гинзбург, Г. Г. Гетманцев и М. И. Фрадкин, Труды 3-го совещания по вопросам космогонии, стр. 149, М. (1954).
13. R. A. Ellis, M. B. Gottlieb a. J. A. Van Allen, *Phys. Rev.* **95**, 147 (1954).
14. P. Morrison, *Phys. Rev.* **101**, 1397 (1956).
15. E. N. Parker, *Phys. Rev.* **103**, 1518 (1956).
16. Л. И. Дорман и Е. Л. Фейнберг, УФН **59**, 189 (1956).
17. J. A. Simpson, K. B. Fenton, J. Katzman a. D. C. Rose, *Phys. Rev.* **102**, 1648 (1956).
18. G. Cocconi, *Nuovo Cim.* **3**, 1433 (1956).
19. Oxford conference on extensive air showers (1956).
20. C. L. Critchfield, E. P. Ney a. S. Oleksa, *Phys. Rev.* **85**, 461 (1952).
21. И. С. Шкловский, Космическое радионизлучение, М. (1956).
22. И. С. Шкловский, *Астроном. журн. СССР* **29**, 418 (1952).
23. С. Б. Пикельнер, *ДАН СССР* **88**, 229 (1953).
24. J. E. Baldwin, *Nature* **174**, 320 (1954), *Mon. Not. Roy. Soc.* **115**, 690 (1956).
25. A. Unsöld, *Zs. f. Phys.* **141**, 70 (1955).
26. H. Alfvén a. N. Herlofson, *Phys. Rev.* **78**, 616 (1950); K. O. Kierpenheuer, *Phys. Rev.* **79**, 738 (1950).
27. В. Л. Гинзбург, *ДАН СССР* **76**, 377 (1951); Г. Г. Гетманцев, *ДАН СССР* **83**, 557 (1952).
28. В. Л. Гинзбург и М. И. Фрадкин, *ДАН СССР* **92**, 531 (1953).
29. В. В. Владимировский, *Журн. эксп. и теорет. физики* **18**, 393 (1948).
30. С. Б. Пикельнер, УФН **58**, 285 (1956).
31. С. Б. Пикельнер и И. С. Шкловский, *Астроном. журн. СССР* **34**, № 2 (1957).
32. L. Spitzer, *Astrophys. Journ.* **124**, 20 (1956).
33. И. С. Шкловский, *ДАН СССР* **90**, 983 (1953).
34. И. М. Гордон, *ДАН СССР* **94**, 813 (1954).
35. В. Л. Гинзбург, Труды 3-го совещания по вопросам космогонии, стр. 258, М. (1954).
36. В. Гинзбург, *ДАН СССР* **92**, 1133 (1953).
37. Г. Г. Гетманцев и В. А. Разин, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, стр. 495 (1956).
38. В. А. Разин, *Радиотехника и электроника* **1**, 846 (1956).
39. В. Л. Гинзбург, С. Б. Пикельнер и И. С. Шкловский, *Астроном. журн. СССР* **32**, 503 (1955); **33**, 447 (1956).
40. J. H. Oort a. Th. Walraven, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands* **12**, 285 (1956).
- 40a. С. Б. Пикельнер, *Астроном. журн. СССР* **33**, 785 (1956).
41. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Г. Т. Зацепин и А. Е. Чудаков, *Изв. АН СССР (сер. физич.)* **19**, 493 (1955).
42. В. Л. Гинзбург, *Изв. АН СССР (сер. физич.)* **20**, 5 (1956).
43. М. И. Фрадкин, *ЖЭТФ* **29**, 147 (1955).
44. E. Feenberg a. H. Primakoff, *Phys. Rev.* **73**, 449 (1948).
45. Т. М. Донанье, *Phys. Rev.* **84**, 972 (1951).
46. А. А. Логанов и Я. П. Терлецкий, *Изв. АН СССР (сер. физич.)* **17**, 19 (1953).
47. L. Davis, *Phys. Rev.* **101**, 351 (1956).
- 47a. С. А. Каплан, *ЖЭТФ* **29**, 406 (1955).
48. E. Fermi, *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949).
49. E. N. Parker, *Phys. Rev.* **99**, 241 (1955).
50. A. Unsöld, *Phys. Rev.* **82**, 857 (1951).
51. P. Morrison, S. Olbert a. B. Rossi, *Phys. Rev.* **94**, 440 (1954).
52. E. Fermi, *Astrophys. Journal* **119**, 1 (1954).
53. В. Л. Гинзбург, *ДАН СССР* **99**, 703 (1954).
54. D. ter Haar, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 119 (1950).
55. И. С. Шкловский, *ДАН СССР* **91**, 475 (1953).
56. В. Л. Гинзбург, *ДАН СССР* **92**, 727 (1953).
57. И. М. Гордон, *ДАН СССР* **94**, 413 (1954).
58. И. М. Гордон, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, стр. 457, М. (1956).

59. S. Hayakawa, *Progress of Theoret. Phys.* **15**, 111 (1956).
 60. G. R. Burbidge, F. Hoyle, E. M. Burbidge, R. F. Christy a. W. A. Fowler, *Phys. Rev.* **103**, 1145 (1956).
 61. В. Л. Гинзбург и М. И. Фрадкин, *Астроном. журн. СССР* **33**, 579 (1956). *Журн. эксп. и теорет. физики* **31**, 523 (1956).
 62. Г. Г. Гетманцев, *Труды 5-го совещания по вопросам космогонии*, стр. 468, М. (1956).
 63. R. D. Richtmyer a. E. Teller, *Phys. Rev.* **75**, 1729 (1949).
 64. H. Alfvén, *Phys. Rev.* **75**, 1742 (1949); **77**, 375 (1950).
 65. L. Davis, *Phys. Rev.* **100**, 1440 (1955).
 66. W. F. G. Swann, *Phys. Rev.* **43**, 217 (1933).
 67. H. Alfvén, *Cosmical Electrodynamics*, Oxford (1950) (русский перевод: ИЛ (1952)).
 68. Я. П. Терлецкий, *УФН* **44**, 46 (1951).
 69. C. Y. Fan, *Phys. Rev.* **101**, 314 (1956).
 70. G. R. Burbidge, *Phys. Rev.* **101**, 906 (1956).
 71. W. R. Webber, *Nuovo Cim.* **4**, 1285 (1956).
 72. J. N. Noon, A. J. Herz a. B. J. O'Brien, *Nature* **179**, 91 (1957).
 73. F. B. McDonald, *Phys. Rev.*, **104**, 1723 (1956).
 74. S. F. Singer, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **2**, 53 (1957).
 75. P. H. Fowler, R. R. Hillier a. C. J. Waddington *Phil. Mag* **2**, 293 (1957).
-