

**ЖУРНАЛ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В МАРТЕ 1873 ГОДА
ВЫХОДИТ 12 РАЗ В ГОД
МОСКВА

ТОМ 116, ВЫПУСК 3(9)
СЕНТЯБРЬ, 1999
«НАУКА»

СОСТАВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, УСКОРЕННЫХ В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ

© 1999

*Е. Г. Бережко**, *Л. Т. Ксенофонтов†*

*Институт космофизических исследований и астрономии
Сибирского отделения Российской академии наук
677891, Якутск, Россия*

Поступила в редакцию 6 января 1999 г.

Кинетическая теория регулярного ускорения космических лучей в остатках сверхновых используется для исследования их ожидаемого химического состава. Показано, что форма рассчитанных спектров химических элементов в составе космических лучей, для которых имеются измерения, не противоречит эксперименту. Процесс ускорения сопровождается относительным обогащением космических лучей ядрами тяжелых элементов, что, с учетом аналогичного свойства у механизма инжекции надтепловых частиц в режим ускорения, обеспечивает формирование требуемого состава космических лучей в области энергии вплоть до 10^{14} – 10^{15} эВ.

PACS: 98.70.Sa, 98.38.Mz, 96.40.Cd, 96.40.De

1. ВВЕДЕНИЕ

Химический состав космических лучей несет непосредственную информацию об их источниках, о среде, из которой они возникают, и о механизме их ускорения. Накопленный к настоящему времени обширный объем экспериментальных данных указывает на то, что космические лучи возникают в среде с нормальным химическим составом, характерным для межзвездной среды (см., например, [1]). Последнее служит дополнительным аргументом в пользу того, что основная доля космических лучей производится ударными волнами от вспышек сверхновых, которые являются единственным классом

*E-mail: berezho@sci.yakutia.ru

†E-mail: ksenofon@sci.yakutia.ru

© Российская академия наук, Отделение общей физики и астрономии,
Институт физических проблем им. П. Л. Капицы, 1999 г.

объектов в Галактике, способным обеспечить требуемое для космических лучей энергопоступление в межзвездную среду [1].

Вместе с тем имеются систематические различия составов космических лучей и межзвездной среды. Главное из них состоит в том, что относительное содержание ядер элементов тяжелее гелия в составе космических лучей выше, чем в межзвездной среде, и это различие увеличивается с ростом массового числа элементов A . Это обстоятельство обычно связывают с необходимым свойством механизма ускорения космических лучей — более эффективно ускорять тяжелые элементы по сравнению с легкими.

В настоящее время выполнены детальные измерения состава космических лучей в широком энергетическом диапазоне и предпринимаются значительные усилия по расширению этого диапазона до области излома в спектре космических лучей 10^{15} – 10^{16} эВ [2, 3]. Поэтому сегодня можно говорить о том, что требования, предъявляемые к источникам космических лучей, состоят не только в обеспечении необходимой эффективности ускорения, но также и в формировании наблюдаемого состава этих лучей. Детальные исследования процесса ускорения космических лучей в остатках сверхновых, выполненные на основе кинетической нелинейной теории ускорения (изложение теоретических основ регулярного ускорения можно найти в обзорах [4, 5]), показали, что процесс ускорения характеризуется необходимой эффективностью: ускоренным космическим лучам передается около половины выделяющейся при взрыве энергии [6–9].

В настоящей работе расчеты ожидаемых спектров различных компонент космических лучей, выполненные на основе нелинейной кинетической теории ускорения космических лучей в остатках сверхновых, сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными с целью выяснения, в какой мере химический состав космических лучей, ускоренных в остатках сверхновых, удовлетворяет требованиям эксперимента.

2. ТЕОРИЯ

Механическая энергия E_{sn} , выделяющаяся при взрыве сверхновой, в начальной стадии эволюции представлена в виде кинетической энергии расширяющейся оболочки сброшенного вещества. Движение сброшенной оболочки порождает в окружающей межзвездной среде сильную ударную волну, радиус которой R_s растет со скоростью $V_s = dR_s/dt$. Диффузионное распространение энергичных заряженных частиц в бесстолкновительной рассеивающей среде позволяет им многократно пересечь фронт ударной волны, прежде чем они окончательно будут снесены в область за ударной волной. Каждая пара последовательных пересечений ударного фронта сопровождается увеличением энергии частицы, что составляет физическую суть процесса регулярного ускорения [10–12]. В линейном приближении на фронте плоской ударной волны он порождает степенной спектр космических лучей по импульсам. Благодаря высокой эффективности ускорения и жесткому характеру спектра ускоренные космические лучи являются важным динамическим фактором. Структура ударной волны, модифицированной обратным воздействием космических лучей на среду, помимо обычного теплового фронта, на котором частицы невозмущенной среды претерпевают разогрев, включает плавный протяженный участок — предфронт. Модификация ударной волны, в свою очередь, отражается на форме спектра космических лучей — он в этом случае не является чисто степенной функцией импульса. Самосогласованный спектр космических лучей может быть определен путем решения динамических уравнений, описывающих их перенос и ускорение, а также динамику среды (газа) с учетом обратного влияния

лучей на среду, что и составляет суть кинетической теории ускорения космических лучей в остатках сверхновых, развитой в предшествующих работах [6–9] применительно к случаю, когда в расчет принималось только ускорение протонов — основного сорта ионов в межзвездной среде. В настоящей работе этот подход развит применительно к общему случаю, когда помимо протонов учитывается также ускорение более тяжелых ионов.

В рамках кинетического подхода ускорение космических лучей ударной волной от сверхновой в приближении сферической симметрии описывается диффузионным уравнением переноса для функции распределения космических лучей $f_A(r, p, t)$ [13, 14]:

$$\frac{\partial f_A}{\partial t} = \nabla(\kappa_A \nabla f_A) - w_c \nabla f_A + \frac{\nabla w_c}{3} p \frac{\partial f_A}{\partial p} + Q_A, \quad (1)$$

где r, t и p — радиальная координата, время от момента взрыва сверхновой и импульс частицы соответственно; κ_A — коэффициент диффузии космических лучей; индекс A указывает на сорт ядер, характеризуемых массовым (атомным) числом A ; $w_c (= w$ при $r < R_s$ и $= w + c_a$ при $r > R_s$) — скорость рассеивающих центров, роль которых выполняют альфвеновские волны; w — скорость среды; c_a — скорость альфвеновских волн, которые генерируются ускоренными космическими лучами. В области перед ударным фронтом, $r > R_s$, альфвеновские волны относительно среды распространяются в направлении от фронта; за ударным фронтом они предполагаются изотропизованными по направлению распространения (см., например, [15]).

Космические лучи возникают на тепловом фронте, где газ претерпевает разогрев, после чего небольшая часть наиболее быстрых частиц оказывается способной повторно пересечь тепловой фронт и, тем самым, вступить в процесс ускорения. Инжекция частиц в режим ускорения описывается источником

$$Q_A = \frac{N_{inj}^A u_1}{4\pi (p_{inj}^A)^2} \delta(r - R_s) \delta(p - p_{inj}^A), \quad (2)$$

где $u = V_s - w$; N_{inj}^A — количество частиц газа, вовлекаемых в процесс ускорения из единичного объема, пересекающего тепловой фронт; p_{inj}^A — импульс этих частиц. При этом тепловой ударный фронт, расположенный при $r = R_s$, трактуется как разрыв. Индекс 1(2) соответствует точке $r = R_s + 0$ ($r = R_s - 0$) непосредственно перед (за) тепловым фронтом.

К сожалению, в настоящее время отсутствует последовательная теория бесстолкновительного ударного перехода в газе (в нашей терминологии — теплового фронта), способная надежно предсказывать темп инжекции частиц в режим ускорения. Поэтому темп инжекции протонов — основного сорта ионов в космической плазме — задается величиной безразмерного параметра [16, 17, 6–9]

$$\eta = N_{inj}/N_1, \quad (3)$$

определяющего количество инжектируемых протонов N_{inj} , и параметра $\lambda > 1$, определяющего их скорость

$$v_{inj} = \lambda c_{s2}. \quad (4)$$

Здесь c_{s2} — скорость звука в области за ударным фронтом, $N_1 = \sigma_p N_H$ — концентрация протонов перед тепловым фронтом, N_H — их концентрация в межзвездной среде, σ_p — степень сжатия вещества в пределах предфронта. Смысл величины v_{inj} состоит в

том, что это — минимально необходимая скорость частиц, способных пересечь ударный фронт и, тем самым, вступить в процесс ускорения. Начиная со скорости v_{inj} характер спектра частиц определяется набором энергии за счет квазициклических пересечений ими ударного фронта, т. е. процессом регулярного ускорения.

Важно отметить, что полная модификация ударной волны, когда тепловой фронт полностью исчезает [18], оказывается невозможной в случае расширяющейся ударной волны конечных размеров [6–9, 19] из-за влияния геометрических факторов [20].

Поскольку ускоренные частицы в области ударного перехода интенсивно раскачивают альфвеновские волны [21, 22], предполагается бомовский характер диффузии космических лучей, чему отвечает коэффициент диффузии

$$\kappa_A = \kappa_B = \rho_B v / 3, \quad (5)$$

где $\rho_B = pc/QeB$ и v — гирорадиус и скорость частицы (иона), B — напряженность магнитного поля, c — скорость света, e и m — заряд и масса протона, Q — зарядовое число иона. В области возмущения коэффициент диффузии $\kappa_A = \kappa_{A0}\rho_0/\rho$, где ρ — плотность среды, а индекс 0 отвечает невозмущенной межзвездной среде. Фактор ρ_0/ρ принят для того, чтобы эффективно учесть предполагаемое увеличение уровня турбулентности в возмущенной среде, а также чтобы предотвратить развитие неустойчивости предфронта [23–25], которая затрудняет осуществление численного решения рассматриваемой задачи.

Зарядовое число ионов Q в начальный период ускорения равно его равновесному значению в межзвездной среде Q_0 . С течением времени заряд ионов растет благодаря их ионизации за счет столкновений, в результате чего зарядовое число достигает значения равного зарядовому числу ядра Z . Для простоты мы принимаем зарядовое число Q растущим в интервале энергии $10Amc^2 - 10^3Amc^2$ пропорционально логарифму энергии от значения Q_0 до Z .

Среда (газ) описывается газодинамическими уравнениями:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho w) = 0, \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho(w \nabla)w = -\nabla(P_c + P_g), \quad (7)$$

$$\frac{\partial P_g}{\partial t} + (w \nabla)P_g + \gamma_g(\nabla w)P_g = \alpha_a(1 - \gamma_g)c_a \nabla P_c, \quad (8)$$

где ρ , γ_g и P_g — плотность, показатель адиабаты и давление газа соответственно;

$$P_c = \frac{4\pi c}{3} \sum \int_0^\infty dp \frac{p^4 f_A}{\sqrt{p^2 + (Amc)^2}} \quad (9)$$

— давление космических лучей, в котором суммирование ведется по всем сортам рассматриваемых ядер; $\alpha_a = 1$ при $r > R_s$ и $\alpha_a = 0$ при $r < R_s$. Обратное динамическое влияние космических лучей на среду учитывается посредством члена $-\nabla P_c$. Согласно уравнению (7) градиент давления космических лучей оказывает непосредственное влияние на профиль скорости среды $w(r)$. При этом воздействие космических лучей особенно сильно в области перед ударным фронтом, $r > R_s$, где их давление значительно меняется на относительно небольшом масштабе $(10^{-3} - 10^{-2})R_s$ [8], что и приводит

к значительной модификации ударного перехода — образованию предфронта. Влияние давления космических лучей является значительным также и в области за ударным фронтом, $r < R_s$, хотя оно и не приводит здесь к столь же кардинальным изменениям по причине существенно меньшей величины его градиента.

Помимо этого давление космических лучей входит в уравнение (8) и обеспечивает существенный дополнительный нагрев газа в области $r > R_s$. В этом случае роль космических лучей проявляется опосредованно: они интенсивно раскачивают альфвеновские волны в области $r > R_s$, последующая диссипация которых и ведет к нагреву газа [22]. В случае больших звуковых чисел Маха $M_s = V_s/c_{s0} \gg \sqrt{M_a}$, где $M_a = V_s/c_{s0}$ — альфвеновское число Маха, индекс 0 соответствует невозмущенной среде, диссипация альфвеновских волн оказывает сильное влияние на структуру модифицированной ударной волны. Она существенно ограничивает рост степени сжатия вещества $\sigma = \rho_2/\rho_0$ на уровне $\sigma \approx M_a^{3/8}$, тогда как без учета этого эффекта $\sigma \approx M_s^{3/4}$ [7, 8]. Поскольку в активный период эволюции ударной волны, когда производится основная часть космических лучей, альфвеновское число Маха велико, $M_a \sim M_s \gg 1$, в этом случае степень сжатия σ существенно превышает классический предел 4.

В случае однородной неподвижной среды, который только и рассматривается ниже, уравнения (1), (6)–(8) решаются при начальных ($t = 0$) и граничных ($r = \infty$) условиях:

$$f_A(p) = 0, \quad \rho = \rho_0, \quad P_g = P_{g0}, \quad w = 0. \quad (10)$$

Заметим, что условие $f_A(r = \infty, p, t) = 0$ означает пренебрежение ролью фоновых космических лучей, что оправдано, поскольку инжекция и последующее вовлечение надтепловых частиц газа в режим ускорения значительно превалирует над доускорением фоновых космических лучей по причине малой концентрации последних.

В самый начальный период расширения сброшенной при взрыве оболочки ее вещество описывается автомодельным распределением по скоростям $v = r/t$ (см. [26–28]):

$$\rho_{ej} = \begin{cases} Ft^{-3}, & v < v_t, \\ Ft^{-3}(v/v_t)^{-k}, & v \geq v_t, \end{cases} \quad (11)$$

где

$$F = \frac{1}{4\pi k} \frac{[3(k-3)M_{ej}]^{5/2}}{[10(k-5)E_{sn}]^{3/2}}, \quad v_t = \left[\frac{10(k-5)E_{sn}}{3(k-3)M_{ej}} \right]^{1/2},$$

M_{ej} — масса оболочки, типичное значение параметра k лежит в пределах между 7 и 12.

Внутреннее давление в веществе оболочки пренебрежимо мало. Взаимодействие с окружающей средой модифицирует распределение плотности и приводит к образованию обратной ударной волны внутри сброшенного вещества, которая, в свою очередь, нагревает ее до очень высоких температур (см., например, [29]). В данной работе мы не учитываем обратную ударную волну и используем приближенное описание динамики сброшенного вещества, представляя его состоящим из двух частей: тонкой оболочки (поршня), движущейся с некоторой скоростью V_p , и свободно расширяющейся части, которая описывается распределением (11). Поршень состоит из заторможенной части распределения (11) с начальными скоростями $v > R_p/t$:

$$M_p = 4\pi t^3 \int_{R_p/t}^{\infty} dv v^2 \rho_{ej}(v, t), \quad (12)$$

где R_p — радиус поршня. Динамика поршня удовлетворительно описывается упрощенным приближением тонкой оболочки [30], в рамках которого движение поршня подчиняется уравнению [9]

$$\frac{d(M_p V_p)}{dt} = 4\pi R_p^2 [P_c(r = R_p - 0) - P_g(r = R_p + 0) - P_c(R_p + 0)]. \quad (13)$$

Давление космических лучей $P_c(r = R_p - 0)$ создается частицами, которые проникли через поршень. Граничное условие на поверхности поршня отражает баланс диффузионных потоков космических лучей через границу $r = R_p$:

$$\kappa \frac{\partial f_A}{\partial r} = -\phi_A \text{ при } r = R_p + 0, \quad (14)$$

где

$$\phi_A = \kappa_A [f_A(r = R_p - 0, p, t) - f_A(r = R_p + 0, p, t)] / l_p, \quad l_p = \delta R_p$$

— толщина поршня, в расчетах использовано значение $\delta = 0.1$.

В области за поршнем ($r < R_p$) функция распределения космических лучей описывается приближенным уравнением

$$\frac{\partial f_A}{\partial t} = \frac{V_p}{R_p} p \frac{\partial f_A}{\partial p} - \frac{S}{V} \phi_A, \quad (15)$$

которое вытекает из уравнения (1), если учесть, что благодаря большому коэффициенту диффузии пространственное распределение космических лучей в объеме $V = 4\pi R_p^3/3$ почти однородное.

Проникновение космических лучей через поршень не играет существенной роли с точки зрения эволюции ударной волны и ускорения самих лучей [7, 8]. На ранней стадии свободного разлета этот процесс несуществен, потому что коэффициент диффузии κ_A мал из-за большой плотности ρ_p . На промежуточной седовской стадии, когда производится основная часть космических лучей, размер поршня мал по сравнению с размером ударной волны ($R_p \ll R_s$). Поэтому и на этой стадии эволюции остатка сверхновой проникновение космических лучей в область $r < R_p$ тоже не оказывает существенного влияния на динамику ударной волны и ускорение лучей.

Рассмотрение реального распределения (11) сброшенного вещества важно в начальной стадии эволюции остатка сверхновой, когда масса заметного вещества окружающей среды много меньше массы сброшенного вещества M_{ej} [9]. В течение этого периода скорость поршня V_p гораздо выше средней $V_{p0} = \sqrt{2E_{sn}/M_{ej}}$, что обеспечивает более высокую скорость ударной волны и более быстрое ускорение космических лучей по сравнению с часто используемым упрощенным случаем, когда, в отличие от (11), предполагается начальное расширение всего вещества оболочки со скоростью V_{p0} .

Влияние радиационного охлаждения возмущенной среды нами не учитывается. Этот процесс становится важным на поздней стадии эволюции остатка сверхновой [31], когда ускорение космических лучей становится неэффективным из-за низкой скорости ударной волны.

Точное решение сформулированной задачи можно осуществить только на основе численных методов. Изложение основ разработанного и реализованного численного алгоритма, а также детальное обсуждение полученных на его основе физических результатов для случая, когда в рассмотрение принимаются только протоны — основной сорт ионов в межзвездной среде, — можно найти в предшествующих работах [6–9].

Результаты численного моделирования квазипродольных бесстолкновительных ударных волн [32, 33], эксперименты, выполненные в межпланетном пространстве [34, 35], а также результаты разрабатываемой аналитической теории [36, 37] свидетельствуют о реализации достаточно эффективной инжекции надтепловых частиц в режим ускорения, темп которого превышает $\eta = 10^{-4}$.

Как показывают расчеты [8], такой уровень инжекции обеспечивает высокую эффективность ускорения: уже при $\eta = 10^{-4}$ протонам космических лучей передается свыше 20% энергии взрыва E_{sn} . Увеличение темпа инжекции ведет к росту эффективности ускорения космических лучей. Однако зависимость эта довольно слабая: увеличение η на два порядка приводит к росту энергосодержания космических лучей не более чем в три раза. Можно сказать, что конкретное реальное значение η не столь критично с энергетической точки зрения.

Ситуация в корне меняется, когда возникает необходимость рассмотрения ожидаемого химического состава ускоренных космических лучей. В межзвездной среде ядра всех элементов по отношению к протонам являются малыми примесями [1]. Учет их ускорения не может существенно повлиять на структуру и динамику ударной волны. Поэтому спектры этих элементов могут быть рассчитаны в линейном приближении. Это означает, что количество ускоренных частиц элемента с массовым числом A прямо пропорционально количеству вовлекаемых в ускорение частиц N_{inj}^A , которое в свою очередь определяется через значение параметра инжекции

$$\eta_A = N_{inj}^A / N_{A1}, \quad (16)$$

где $N_{A1} = \sigma_p N_A$, N_A — концентрация элемента с массовым числом A в межзвездной среде. Поэтому количество ускоренных ядер с массовым числом A пропорционально величине параметра η_A . То есть в отличие от эффективности ускорения результирующий состав космических лучей оказывается чувствительным к темпу инжекции, точнее — к его зависимости от сорта частиц.

Как показывают результаты численного моделирования [33] и эксперимент [38], термализация газа на ударном фронте формирует примерно одинаковое распределение по скоростям всех сортов ионов. Это обстоятельство иллюстрирует рис. 1, на котором представлены спектры (дифференциальные по скорости v концентрации $n = dN/dv$) протонов и α -частиц на ударном фронте, полученные в результате численного моделирования продольной ударной волны с числом Маха $M_s = 7.1$ [33]. Этот результат согласуется с представлениями о том, что преобразование энергии направленного движения натекающего на ударный фронт газа осуществляется за счет упругого рассеяния частиц газа на неоднородностях магнитного поля, замороженного в среду.

Если бы механизм инжекции отбирал частицы по их скоростям, то импульсы инжектируемых протонов p_{inj} и более тяжелых элементов p_{inj}^A были бы связаны соотношением

$$p_{inj}^A = A p_{inj}, \quad (17)$$

причем доля вовлекаемых в ускорение частиц разных сортов была бы одна и та же: $\eta_A = \eta$.

Однако как расчеты, так и эксперимент свидетельствуют о том, что в ускорение вовлекается значительно меньшая доля частиц теплового распределения, чем то количество частиц, которые чисто кинематически способны, двигаясь из области за ударным фронтом, пересечь ударный фронт и, тем самым, вступить в процесс ускорения. Это

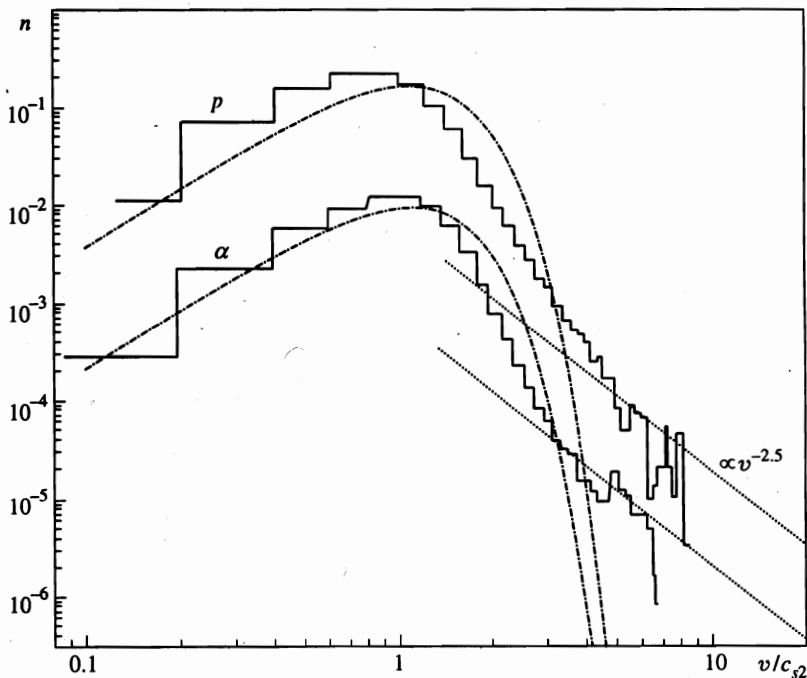


Рис. 1. Дифференциальные концентрации протонов и альфа-частиц за фронтом продольной ударной волны с числом Маха $M_s = 7.1$ и альфвеновским числом Маха $M_a = 4.6$ как функции скорости частиц. Гистограмма — результат численного моделирования [33]; штрих-пунктирные кривые соответствуют максвелловскому распределению, параметры которого отвечают соотношениям Ренкина—Гюнио; точками изображены степенные спектры, отвечающие теории регулярного ускорения

означает, что в пределах ударного перехода имеются более существенные факторы, воздействующие на частицы и не позволяющие недостаточно быстрым частицам пересечь ударный фронт. В основе этих факторов лежит взаимодействие частиц с электромагнитным полем. Поэтому отбор частиц осуществляется по их жесткостям: в процесс ускорения вовлекаются частицы, жесткость которых $R \propto p/Q$ (Q — зарядовое число иона) превышает некоторое критическое значение R_{inj} . Поэтому скорость инжектируемых более тяжелых элементов $v_{inj}^A = v_{inj}/Q$ меньше, чем скорость протонов v_{inj} . Поскольку в точке v_{inj}^A степенной спектр ускоренных частиц сопрягается со значительно более крутым тепловым спектром, можно ожидать, что доля инжектируемых частиц является растущей функцией безразмерного параметра A/Q , что формально можно представить в виде

$$\eta_A = \eta e_{inj}(A/Q), \tag{18}$$

где фактор $e_{inj}(x) \geq 1$ является монотонно растущей функцией своего аргумента $x \geq 1$. Это утверждение остается справедливым, если количество инжектируемых частиц пересчитать к импульсу инъекции $p_{inj}^A = A p_{inj}$, который для удобства мы использовали в расчетах. Это, в частности, видно из рис. 1, который показывает (с некоторой неопределенностью, обусловленной увеличивающейся статистической погрешностью расчетов

с ростом скорости), что реальная скорость инжектируемых протонов $v_{inj} \simeq 6c_{s2}$, поскольку начиная со скорости $v = 6c_{s2}$ спектр протонов становится степенным, $n \propto v^{-\gamma}$, с показателем, близким к универсальному значению $\gamma = (\sigma_{ef} + 2)/(\sigma_{ef} - 1) = 2.5$, где $\sigma_{ef} = \sigma(1 - 1/M_a) = 2.95$ — эффективная степень сжатия, $M_a = 4.6$ — альфвеновское число Маха, $\sigma = 3.78$ — степень сжатия, отвечающая звуковому числу Маха $M_s = 7.1$. В то же время скорость инжектируемых α -частиц в соответствии с ролью жесткости примерно в два раза ниже $v_{inj}^\alpha \simeq 3c_{s2}$. Если же принять для обоих сортов частиц $v_{inj} = 6c_{s2}$, то фактор обогащения α -частиц составляет $e_{inj}(2) \simeq 2$.

Необходимо также отметить, что самосогласованный спектр тепловых частиц, как видно из рис. 1, существенно отличается по форме от максвелловского $n \propto v^2 \exp(-v^2/v_T^2)$ даже при скоростях, существенно меньших пороговой v_{inj} . Это может означать, что роль процесса регулярного ускорения частиц постепенно нарастает по сравнению с механизмом их термализации с увеличением скорости частиц, становясь преобладающей при $v > v_{inj}$.

Поскольку, как уже отмечалось, динамическая роль элементов тяжелее водорода малосущественна, эффективность ускорения космических лучей, особенности модификации ударной волны и ее эволюции не сильно отличаются от случая, когда учитывается только ускорение протонов. Поэтому здесь мы не будем подробно касаться этих аспектов рассматриваемой проблемы, отсылая читателя к работам [6–9]. Основное внимание ниже уделяется обсуждению свойств результирующего энергетического спектра космических лучей, произведенных ударной волной за все время ее активной (с точки зрения производства лучей) эволюции:

$$N_c^A(\epsilon_k) = \frac{16\pi^2(\epsilon_k + Amc^2)p}{c} \int_0^\infty dr r^2 f_A(r, p, t). \quad (19)$$

Здесь $\epsilon_k = \epsilon - Amc^2$ — кинетическая энергия частицы с массовым числом A ; ϵ — ее полная энергия, связанная с импульсом обычным соотношением $\epsilon = \sqrt{p^2 c^2 + (Amc^2)^2}$. Спектр $N_c^A(\epsilon_k)$ меняется в процессе эволюции, особенно на ранних ее стадиях, включая стадию свободного разлета и начало седовской стадии, когда за счет вовлечения в процесс ускорения все большего количества частиц нарастает амплитуда спектра, а также увеличивается максимальная энергия частиц ϵ_{max} , при которой происходит резкое экспоненциальное обрезание спектра $N_c^A(\epsilon_k)$. На поздних стадиях эволюции, когда число Маха ударной волны за счет ее замедления уменьшается до значения $M_s \approx 4$, ускорение космических лучей становится малоэффективным и спектр $N_c^A(\epsilon_k)$ уже практически не меняется. Поэтому термин «результирующий» относится к спектру, рассчитанному по формуле (19) для указанной поздней стадии эволюции.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Большую часть объема Галактики заполняют так называемые горячая и теплая фазы межзвездной среды [1] с концентрацией атомов водорода, температурой и магнитным полем $N_H = 0.003 \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 10^6 \text{ К}$, $B_0 = 3 \text{ мкГс}$ и $N_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 10^4 \text{ К}$, $B_0 = 5 \text{ мкГс}$ соответственно. Поэтому мы ограничиваемся рассмотрением эволюции остатков сверхновых в межзвездной среде указанных двух типов.

Эволюция остатков сверхновых в однородной межзвездной среде характерна для сверхновых типа Ia, для которых модификация окружающей межзвездной среды звездным ветром несущественна [39]. Поэтому в расчете используются типичные для сверх-

новых Ia параметры: энергия взрыва $E_{sn} = 10^{51}$ эрг, масса сброшенной оболочки $M_{ej} = 1.4M_{\odot}$, $k = 7$.

Зарядовое число ионов в горячей межзвездной среде в соответствии с расчетами [40] плавно растет от $Q_0 = 1$ для водорода (H) до $Q_0 = 8$ для железа (Fe). В случае теплой межзвездной среды заряд ионов принят равным $Q_0 = 1$ для всех элементов.

Концентрация элементов тяжелее водорода в межзвездной среде $N_A = N_H a_A$ принята пропорциональной относительной (по отношению к водороду) распространенности элемента a_A в локальной области Галактики.

Численное решение задачи эволюции ударной волны, порождаемой сброшенной при взрыве оболочкой, позволяет рассчитать произведенный ею результирующий спектр космических лучей $N_c^A(\epsilon_k)$ — дифференциальное по кинетической энергии ϵ_k количество ускоренных лучей. Исходя из того, что остатки сверхновых являются главным источником космических лучей (по крайней мере до энергии $\epsilon_k \sim 10^{14} - 10^{15}$ эВ), можно определить дифференциальную интенсивность космических лучей в Галактике с учетом эффекта их утечки (или конечности времени их пребывания в Галактике):

$$J_A^G(\epsilon_k) \propto \tau_e(R) v N_c^A(\epsilon_k). \quad (20)$$

Здесь τ_e — среднее время пребывания частиц космических лучей в Галактике, являющееся функцией их жесткости $R(\epsilon_k)$. Форма спектра космических лучей в источнике $N_c^A(\epsilon_k)$ и форма их среднего спектра в Галактике $J_A^G(\epsilon_k)$ отличаются, поскольку время пребывания космических лучей в Галактике τ_e существенно зависит от их энергии (точнее жесткости).

Зависимость $\tau_e(R)$, определяемая на основе измеряемого соотношения первичной (произведенной в источнике) и вторичной (возникающей в результате взаимодействия первичных космических лучей с ядрами межзвездной среды) компонент космических лучей, может быть представлена в виде

$$\tau_e \propto (R_0 + R)^{-\mu}, \quad (21)$$

где $R_0 = 5$ ГВ, $\mu = 0.3 - 0.7$ [1].

Наблюдаемый на Земле спектр космических лучей $J_A(\epsilon_k)$ отличается от их среднего спектра в Галактике $J_A^G(\epsilon_k)$ из-за модулирующего воздействия солнечного ветра, которое приводит к понижению интенсивности космических лучей $J_A(\epsilon_k)$ в области низких энергий по сравнению с $J_A^G(\epsilon_k)$. Этот эффект может быть количественно описан, если исходить из предположения, что каждая частица, достигающая орбиты Земли, теряет в среднем величину энергии

$$\Delta\epsilon = Ze\phi,$$

определяемую значением потенциала ϕ [41]. В этом случае наблюдаемая у Земли интенсивность космических лучей выражается через их интенсивность вне гелиосферы с помощью соотношения

$$J_A(\epsilon_k) = \left(\frac{\epsilon^2 - \epsilon_0^2}{\epsilon^2 + 2\epsilon\Delta\epsilon + \Delta\epsilon^2 - \epsilon_0^2} \right) J_A^G(\epsilon_k + \Delta\epsilon), \quad (22)$$

в котором $\epsilon = \epsilon_k + \epsilon_0$ — полная энергия частицы, $\epsilon_0 = Amc^2$ — ее энергия покоя.

Расчитанные для ряда элементов ожидаемые у Земли спектры космических лучей от остатков сверхновых $J_A(\epsilon_k)$ сравниваются на рис. 2 с имеющимися экспериментальными данными. Расчет соответствует умеренному темпу инжекции $\eta = 10^{-4}$. Важно отметить, что неопределенность значений параметров сверхновых и времени пребывания

космических лучей в Галактике τ_e не позволяет с необходимой точностью рассчитать амплитуду ожидаемой интенсивности космических лучей даже в случае протонов. Поэтому нормировка теоретического спектра протонной компоненты космических лучей выбирается таким образом, чтобы достичь наилучшего согласия с экспериментом.

Подбор темпов инжекции η_A или, что то же самое, факторов $e_{inj}(A/Q_0)$, выполнен таким образом, чтобы при той же, что у протонов, нормировке достичь согласия амплитуды спектров $J_A(\epsilon_k)$ всех других элементов с экспериментом при энергии $\epsilon_k \sim 10^{10}$ эВ. Спектр всех частиц

$$J_{\Sigma}(\epsilon_k) = \sum J_A(\epsilon_k)$$

рассчитывается путем суммирования спектров элементов, представленных на рис. 2.

Согласие рассчитанных спектров с экспериментом в области $\epsilon_k \lesssim A$ ГэВ, где важна модуляция космических лучей солнечным ветром, достигается выбором параметра $\phi = 600$ МВ, который определяет величину потери энергии частицами космических лучей $\Delta\epsilon = Ze\phi$ при их проникновении из межзвездной среды на орбиту Земли.

Основной вывод, который можно сделать на основе рис. 2, состоит в том, что имеющиеся экспериментальные данные содержания различных элементов в составе космических лучей по форме спектра не противоречат предсказаниям теории их ускорения в остатках сверхновых в области энергий $\epsilon_k \lesssim 10^{15}$ эВ. Важно отметить, что расчеты, отвечающие разным фазам межзвездной среды, одинаково хорошо согласуются с экспериментом. Поэтому выполнение необходимой процедуры усреднения результирующего спектра космических лучей с учетом распределения остатков сверхновых по фазам межзвездной среды (данные о котором практически отсутствуют) не может повлиять на вывод о степени согласия теории и эксперимента.

Особого внимания заслуживает спектр протонов — основной компоненты космических лучей в рассматриваемом диапазоне энергий. Экспериментальные значения потоков космических лучей, представленные на рис. 2, получены в разных экспериментах [2]. Анализ всей совокупности имеющихся измерений согласуется со степенной формой спектра протонов $J(\epsilon_k) \propto \epsilon_k^{-\gamma}$ с единым показателем $\gamma = 2.75$ во всем диапазоне $\epsilon_k \lesssim 10^{15}$ эВ. В то же время анализ данных некоторых отдельных экспериментов приводит к существенно отличающемуся выводу о том, что спектр протонов претерпевает излом и становится существенно более мягким при $\epsilon_k \sim 1$ ТэВ [42]. С теоретической точки зрения объяснить такую ситуацию непросто, поскольку, например, в спектре гелия при этих энергиях особенностей не обнаруживается. Несомненно, что дополнительные эксперименты, планируемые в ближайшее время, прояснят эту ситуацию.

Значение предельной энергии космических лучей, ускоренных в остатках сверхновых, определяется геометрическими факторами и может быть для принятого бомовского коэффициента диффузии космических лучей (5) оценено на основе выражения [20]

$$\epsilon_{max} = 5 \cdot 10^{14} Z \left(\frac{E_{sn}}{10^{51} \text{ эрг}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{ej}}{1.4 M_{\odot}} \right)^{-1/6} \left(\frac{N_H}{3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^{1/3} \left(\frac{B_0}{3 \text{ мкГс}} \right) \text{ эВ}, \quad (23)$$

которое хорошо согласуется с результатами расчета, представленными на рис. 2. Заметим, что выражение (23) непосредственно применимо к спектрам отдельных элементов $J_A(\epsilon_k)$. Что же касается спектра всех частиц $J_{\Sigma}(\epsilon_k)$, то, как видно из рис. 2, он характеризуется максимальной энергией ϵ_{max} , которая лишь незначительно превышает максимальную энергию протонов.

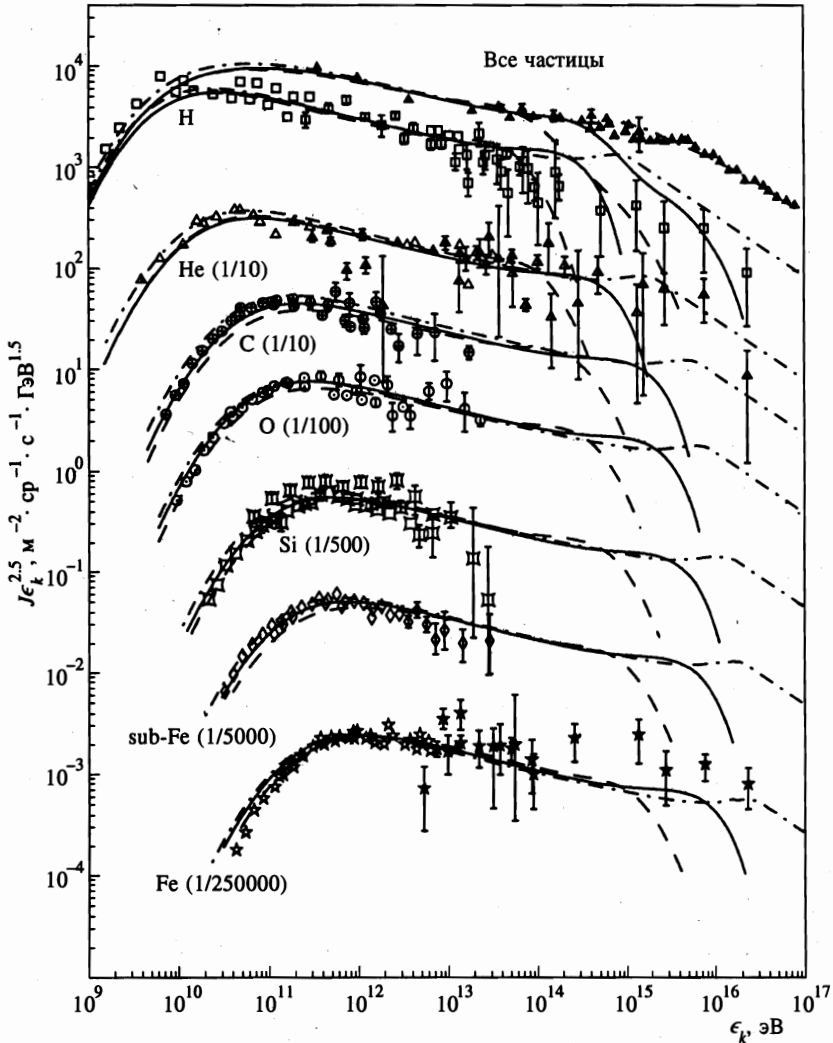


Рис. 2. Интенсивность космических лучей на Земле как функция кинетической энергии. Экспериментальные значения взяты из обзора [2]. Сплошные (штриховые) кривые соответствуют расчету, выполненному для случая горячей (теплой) фазы межзвездной среды с темпом инжекции $\eta = 10^{-4}$. Штрих-пунктирные кривые соответствуют горячей межзвездной среде с магнитным полем $B_0 = 12$ мкГс при темпе инжекции $\eta = 5 \cdot 10^{-4}$ с продлением спектров в область больших энергий

Необходимо отметить следующее важное обстоятельство. При низком темпе инжекции спектр космических лучей, ускоренных в остатках сверхновых, близок в релятивистской области к $N_c \propto \epsilon_k^{-2}$. Увеличение темпа инжекции приводит к росту модификации ударной волны и ужесточению результирующего спектра космических лучей. Представленный на рис. 2 случай отвечает умеренной инжекции. Согласие с экспериментом достигается при $\mu = 0.73$ в случае горячей и $\mu = 0.86$ в случае теплой фазы межзвездной среды, что лежит за пределами интервала $\mu = 0.3-0.7$, установленного

экспериментально [1]. Иначе говоря, теория предсказывает несколько более жесткий спектр космических лучей, чем требуется. Возможным решением этого противоречия может быть доускорение космических лучей. Поскольку механизм доускорения менее эффективен по сравнению с процессом регулярного ускорения (что мы, естественно, должны предполагать, иначе регулярное ускорение не может рассматриваться в качестве главного процесса, формирующего спектр космических лучей), он в большей степени будет воздействовать на частицы малых энергий. Последнее приведет к некоторому увеличению амплитуды спектра космических лучей, причем величина этого возрастания будет падающей функцией их энергии, что означает смягчение спектра. Доускорение космических лучей может осуществляться как за счет статистических механизмов, так и за счет их повторного взаимодействия с ансамблем существующих ударных волн в Галактике. Поскольку вероятность повторно встретить ударный фронт пропорциональна количеству ударных волн, наиболее часто частицы космических лучей взаимодействуют со слабыми ударными волнами, что может сделать их результирующий спектр более мягким.

Следует однако иметь в виду, что проблема эта не простая, если даже исходить только из энергетических соображений. Чтобы трансформировать спектр космических лучей $N_c(\epsilon) \propto \epsilon^{-2}$ в области $10^9 \leq \epsilon \leq 10^{14}$ эВ в спектр $N_c(\epsilon) \propto \epsilon^{-2.1}$, сохраняя ту же амплитуду при максимальной энергии $\epsilon_{max} = 10^5$ ГэВ, необходимо затратить больше энергии, чем содержится в исходном спектре космических лучей.

Чтобы проиллюстрировать эффект обогащения космических лучей тяжелыми элементами, который обеспечивается процессом регулярного ускорения, на рис. 3 рассчитанный фактор обогащения

$$e(\epsilon_k/A) = [I_A(\epsilon_k/A)/I_H(\epsilon_k/A)]/(N_A/N_H) \quad (24)$$

при энергии $\epsilon_k/A = 3$ ГэВ/А сравнивается с экспериментальными данными [43], где

$$I_A(\epsilon_k/A) = AJ_A(\epsilon_k) \quad (25)$$

— дифференциальная по кинетической энергии на нуклон интенсивность космических лучей. Расчеты выполнены для трех разных значений темпа инжекции η : 10^{-5} (низкий темп), $3 \cdot 10^{-4}$ (умеренный темп), 10^{-3} (высокий темп).

Как видно из рис. 3, при низком темпе инжекции, когда космические лучи ускоряются немодифицированной ударной волной, эффект обогащения в процессе ускорения полностью отсутствует: фактор $e < 1$ для всех элементов с $A > 1$. Увеличение темпа инжекции ведет к росту фактора обогащения, причем в случае теплой межзвездной среды он всегда больше, чем в случае горячей.

При более высоком темпе инжекции, когда становится существенной модификация ударной волны обратным воздействием космических лучей, становится все более существенным эффект обогащения космических лучей тяжелыми элементами. Иначе говоря, это свойство регулярного ускорения имеет чисто нелинейную природу. Суть его состоит в том, что при одинаковой энергии на нуклон ϵ_k/A более тяжелые ядра имеют большую диффузионную длину $l = \kappa/u \propto (\epsilon_k/A)(A/Q)$, поскольку всегда $Q < A$. Здесь u — скорость среды относительно ударного фронта. При этом в случае модифицированной ударной волны частицы «чувствуют» перепад скоростей в пределах ударного перехода $\Delta u = u(l) - u_2$ (u_2 — скорость среды непосредственно за ударным фронтом), который является растущей функцией l . Поэтому при той же энергии на нуклон тяжелые элементы имеют более жесткий спектр, что и объясняет их большее относительное содержание в области релятивистских энергий.

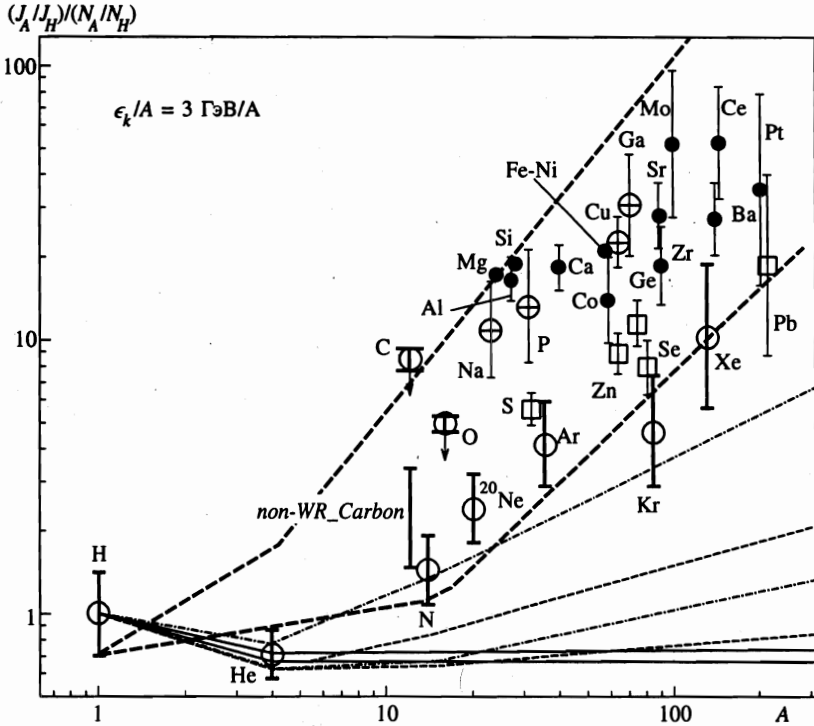


Рис. 3. Фактор обогащения космических лучей при энергии $\epsilon_k/A = 3$ ГэВ/А как функция массового числа. Экспериментальные значения взяты из работы [43]. Элементам, обозначенным кружками, квадратами, кружками с крестом и зачерненными кружками отвечает температура конденсации $T_c < 400$ К, 400–875 К, 875–1250 К и $T_c > 1250$ К соответственно. Сплошные кривые отвечают темпу инжекции $\eta = 10^{-5}$, штриховые — $\eta = 3 \cdot 10^{-4}$, штрих-пунктирные — $\eta = 10^{-3}$; жирные штриховые кривые отвечают инжекции $\eta = 3 \cdot 10^{-4}$ с фактором обогащения $e_{inj} = A/Q_0$. Во всех случаях нижняя кривая отвечает горячей, верхняя — теплой фазе межзвездной среды

Чтобы оценить количественно эффект обогащения космических лучей тяжелыми элементами, производимыми в процессе ускорения, представим спектр ускоренных протонов в упрощенном виде

$$N_c \propto \begin{cases} \frac{N_{inj}}{p_{inj}} \left(\frac{p}{p_{inj}} \right)^{-\gamma_n}, & p \leq mc, \\ \frac{N_{inj}}{p_{inj}} \left(\frac{mc}{p_{inj}} \right)^{-\gamma_n} \left(\frac{p}{mc} \right)^{-\gamma_r}, & p \geq mc, \end{cases} \quad (26)$$

который в явном виде отражает тот факт, что нерелятивистские протоны испытывают ускорение на части ударного перехода — тепловом фронте — и поэтому имеют более мягкий спектр ($\gamma_n > 2$), чем релятивистские частицы, у которых $\gamma_r < 2$. Значения параметров p_{inj} , N_{inj} , γ_n , γ_r , входящих в выражение (26), нужно относить к наиболее активной (с точки зрения эффективности производства космических лучей) фазе эволюции остатков сверхновых — началу адиабатической стадии. Поэтому показатели спектра связаны с параметрами ударной волны в этой фазе — степенью сжатия веще-

ства на тепловом фронте σ_s и полной степени сжатия σ — соотношениями [20, 44]

$$\gamma_n = (\sigma_s + 2)/(\sigma_s - 1), \quad (27)$$

$$\gamma_r \approx 1.5 + (3.5 - 0.5\sigma_s)/(2\sigma - \sigma_s - 1). \quad (28)$$

Поскольку всегда $\sigma_s \leq 4$ и $\sigma \geq 4$, мы имеем более мягкий спектр в нерелятивистской области ($\gamma_n > 2$) по сравнению с релятивистской ($\gamma_r \leq 2$).

Спектр более тяжелых элементов $N_c^A(p_A)$ формируется в условиях ударного перехода, структура которого определяется модификацией протонов. Он испытывает излом при значении импульса $p_A = Qmc$, отвечающего той же жесткости, что имеют протоны с импульсом $p = mc$:

$$N_c^A \propto \begin{cases} \frac{N_{inj}^A}{p_{inj}^A} \left(\frac{p_A}{p_{inj}^A} \right)^{-\gamma_n}, & p \leq Qmc, \\ \frac{N_{inj}^A}{p_{inj}^A} \left(\frac{Qmc}{p_{inj}^A} \right)^{-\gamma_n} \left(\frac{p_A}{Qmc} \right)^{-\gamma_r}, & p \geq Qmc. \end{cases} \quad (29)$$

Пользуясь соотношениями (26)–(29), нетрудно оценить фактор обогащения в области релятивистских энергий

$$e = \left(\frac{I_A}{I} \right) / \left(\frac{N_A}{N_H} \right) = e_{inj} \left(\frac{A}{Z} \right)^{-\mu} \left(\frac{A}{Q} \right)^{\gamma_n - \gamma_r}. \quad (30)$$

Отсюда видно, что он является произведением трех факторов:

$$e = e_{inj} e_{esc} e_{acc}.$$

Первый из них e_{inj} обусловлен особенностями инжекции. Второй

$$e_{esc} = (A/Z)^{-\mu} \quad (31)$$

обусловлен зависимостью времени пребывания космических лучей в Галактике от сорта частиц. Он всегда меньше единицы, что приводит к обеднению космических лучей тяжелыми элементами. Поскольку для всех ядер тяжелее протонов приближенно $Z \approx A/2$, фактор

$$e_{esc} \approx 2^{-\mu} \quad (32)$$

один и тот же для всех элементов.

Фактор обогащения космических лучей тяжелыми элементами, возникающего в процессе ускорения,

$$e_{acc} = (A/Q)^{\gamma_n - \gamma_r} \quad (33)$$

существенно зависит от степени модификации ударной волны обратным воздействием ускоренных космических лучей. При низком темпе инжекции ударная волна слабо модифицирована ($\sigma_s \approx \sigma \approx 4$), поэтому спектр космических лучей имеет единую степенную форму с показателем $\gamma_n \approx \gamma_r \approx 2$, что, как следует из выражения (33), приводит к отсутствию обогащения ($e_{acc} = 1$, $e < 1$).

При умеренной инжекции ($\eta = 3 \cdot 10^{-4}$) степень модификации становится существенной — в течение периода наиболее активной генерации космических лучей ударная волна характеризуется параметрами $\sigma_s = 3.4$, $\sigma = 6.7$ для теплой и $\sigma_s = 3.6$, $\sigma = 4.6$ для горячей межзвездной среды. Вследствие этого различие показателей спектра в релятивистской и нерелятивистской областях составляет $\gamma_n - \gamma \simeq 0.5$ в случае теплой и $\gamma_n - \gamma \simeq 0.2$ в случае горячей межзвездной среды.

При высоком темпе инжекции ($\eta = 10^{-3}$) модификация ударной волны еще выше: в активный период $\sigma_s = 3.1$, $\sigma = 7.1$, $\gamma_n - \gamma_r = 0.7$ для теплой и $\sigma_s = 3.3$, $\sigma = 4.8$, $\gamma_n - \gamma_r = 0.4$ для горячей межзвездной среды.

Поэтому, как видно из рис. 3, при умеренной и высокой инжекциях фактор e_{acc} растет с увеличением атомного номера A , причем его величина существенно увеличивается при всех $A > 1$ с ростом темпа инжекции η . Вместе с тем, даже при высоком темпе инжекции и для теплой межзвездной среды, где фактор e_{acc} наибольший, процесс ускорения не обеспечивает требуемую степень обогащения космических лучей тяжелыми элементами. Как уже отмечалось выше, имеются все основания связать это расхождение теории и эксперимента с обогащением космических лучей тяжелыми элементами в процессе инжекции частиц в режим ускорения, т. е. с фактором $e_{inj}(A/Q) > 1$.

Если ориентироваться на результаты, представленные на рис. 1, можно заключить, что процесс инжекции характеризуется фактором обогащения $e_{inj} = A/Q_0$.

На рис. 3 представлены кривые, соответствующие темпу инжекции $\eta = 3 \cdot 10^{-4}$, с учетом фактора $e_{inj} = A/Q_0$. Видно, что экспериментальные значения укладываются в область между двумя кривыми, различающимися типом межзвездной среды. Это позволяет сделать вывод о том, что регулярное ускорение космических лучей в остатках сверхновых обеспечивает наблюдаемую зависимость генерации космических лучей от A благодаря зависимости эффективности ускорения и темпа инжекции частиц в режим ускорения от жесткости частиц.

Заметим, что необходимая величина фактора обогащения e может быть достигнута исключительно за счет свойств процесса ускорения, если обратиться к большему чем $\eta = 10^{-3}$ темпу инжекции. Однако, как уже отмечалось, уже при $\eta = 10^{-4}$ рассчитанный спектр космических лучей несколько более жесткий, чем требуется. При существенном увеличении темпа инжекции помимо общего ужесточения спектра в области релятивистских энергий в спектре космических лучей проявляется бамп при энергиях, непосредственно примыкающих к предельной ϵ_{max} [45], что входит в противоречие с экспериментом. Поэтому представляется наиболее вероятным, что темп инжекции лежит в диапазоне $\eta = 10^{-4} - 10^{-3}$, при котором свойства инжекции и ускорения космических лучей способны воспроизвести наблюдаемую зависимость $e(A)$.

Нужно отметить, что наблюдаемый состав космических лучей, как видно из рис. 3, не сводится к плавной зависимости $e \propto A^\alpha$. К числу наиболее существенных аномалий можно отнести ядра углерода и кислорода, содержание которых в космических лучах существенно выше по сравнению с соседними элементами. Эта особенность, как было отмечено в работе [46], может быть объяснена вкладом сверхновых типа Ib. В этом случае предсверхновыми являются звезды Вольфа—Райе, характеризующиеся интенсивным ветром, который поставляет в окружающее пространство $\sim 10M_\odot$ вещества, в составе которого углерод и кислород являются преобладающими элементами. Поэтому космические лучи, производимые ударными волнами от взрыва звезд Вольфа—Райе, существенно обогащены этими элементами по сравнению с их содержанием в нормальной межзвездной среде.

Монотонность зависимости $\epsilon(A)$ нарушается также содержанием в составе космических лучей тугоплавких элементов (см. рис. 3). Основная часть этих элементов существует в межзвездной среде в виде пыли. Поэтому механизм инжекции в режим регулярного ускорения может существенно отличаться от обычного случая летучих элементов, присутствующих в межзвездной среде в виде отдельных атомов. Весьма вероятно, что инжекция этих элементов осуществляется в две стадии [46]. На первой стадии в ускорение вовлекаются сами пылинки, обладающие существенно большей жесткостью по сравнению с отдельными ионами. По достижении некоторой критической энергии пылинки за счет столкновений начинают распадаться на отдельные ионы, которые непосредственно вовлекаются в процесс ускорения. Рассмотрение показывает [46], что таким образом можно объяснить наблюдаемое содержание тугоплавких элементов в составе космических лучей.

Как ясно из изложенного выше, остатки сверхновых (источник I) способны сформировать спектр космических лучей в диапазоне вплоть до $\epsilon_{max} \sim 10^{15}$ эВ. Поэтому возникает закономерный вопрос о том, как, хотя бы в общих чертах, происходит формирование спектра космических лучей при больших энергиях.

Хотя об источнике II, формирующем спектр космических лучей в области за изломом ($\epsilon_k \gtrsim 10^{15}$ эВ), мало что известно, имеет смысл остановиться на его требуемых свойствах. Прежде всего, возникает закономерный вопрос — связан ли он генетически с источником I, формирующим спектр космических лучей при $\epsilon_k \lesssim 10^{15}$ эВ. Действительно, непрерывный спектр космических лучей без разрыва при сложении спектров, производимых двумя источниками, можно получить только при непременном выполнении ряда условий. Максимальная энергия ϵ_{max} в спектре источника I должна совпадать с минимальной энергией космических лучей в спектре источника II, а амплитуды обоих спектров в точке ϵ_{max} должны быть одинаковыми. Поскольку наблюдаемый спектр космических лучей имеет единственную особенность — излом спектра при $\epsilon_k \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ, желательно, чтобы выполнялось условие $\epsilon_{max} \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ. Если предположить, что два источника космических лучей независимы, представляется крайне маловероятным выполнение перечисленных условий. Более обоснованным выглядит предположение о генетической связи источников I и II, когда второй из них является механизмом доускорения [47], в который вовлекаются наиболее высокоэнергичные частицы космических лучей, произведенные первым источником. В этом случае не возникает проблемы сопряжения спектров космических лучей. Как показывают оценки, доускорение космических лучей может осуществляться при их взаимодействии с ударной волной в ветре молодых пульсаров [47].

Если в процессе доускорения формируется чисто степенной спектр, что вполне естественно предполагать, то суммарный спектр космических лучей можно воспроизвести, продлевая спектр космических лучей от сверхновых в виде степенной зависимости $J_A(\epsilon_k) \propto \epsilon_k^{-3.1}$, начиная с точки $\epsilon_k = \epsilon_*$, в которой локальный показатель спектра, произведенного в остатках сверхновых $\gamma = -d \ln J_A / d \ln \epsilon_k$, равен 3.1. Нетрудно убедиться, что построенный таким образом спектр космических лучей в области $\epsilon_k > 10^{15}$ эВ существенно ниже наблюдаемого по амплитуде. Чтобы достичь согласия с экспериментом, необходимо, чтобы предельная энергия космических лучей, ускоренных в остатках сверхновых, была примерно в четыре раза выше той, что соответствует расчетам, приведенным на рис. 2. Чтобы наглядно проиллюстрировать это, мы выполнили расчет спектра космических лучей для случая горячей фазы межзвездной среды при значении магнитного поля $B_0 = 12$ мкГс с темпом инжекции $\eta = 5 \cdot 10^{-4}$. Продленный указанным

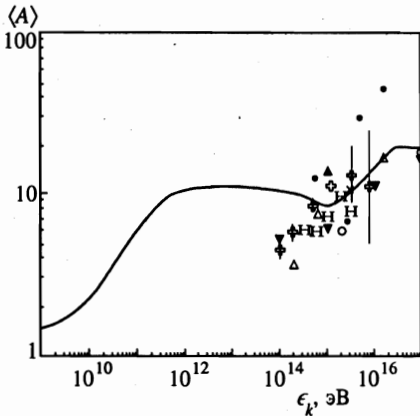


Рис. 4. Среднее атомное число космических лучей как функция кинетической энергии. Экспериментальные значения взяты из работы [3], расчет соответствует штрих-пунктирной кривой на рис. 3

выше способом в область больших энергий спектр космических лучей также приведен на рис. 2. Из рисунка видно, что расчет хорошо воспроизводит измеренный спектр космических лучей как до, так и после излома. Необходимое значение магнитного поля $B_0 \approx 10$ мкГс могут реализоваться в случае сверхновых типа Ib и II, где процесс ускорения космических лучей протекает в среде, существенно модифицированной ветром предсверхновой [48].

Хотя процедура построения спектра космических лучей в области $\epsilon_k \gtrsim 10^{15}$ эВ не имеет надежного физического основания, она оказывается полезной, поскольку предсказывает не только форму спектра лучей, но также и их состав в указанной области энергий. Именно состав космических лучей особенно чувствителен к тому, как именно сопрягаются спектры космических лучей от двух источников.

На рис. 4 представлены расчеты среднего атомного числа космических лучей

$$\langle A \rangle = \frac{\sum J_A(\epsilon_k) A}{\sum J_A(\epsilon_k)} \tag{34}$$

как функции кинетической энергии ϵ_k . Суммирование в выражении (34) проводилось по тем элементам, что приведены на рис. 2. Из рис. 4 видно, что величина $\langle A \rangle$ быстро нарастает в области $\epsilon_k \lesssim 10^{12}$ эВ до значения $\langle A \rangle \simeq 10$ и остается постоянной вплоть до $\epsilon_k \sim 10^{15}$ эВ. Рост $\langle A \rangle$ в области $\epsilon_k \lesssim 10^{12}$ эВ в основном обусловлен зависимостью фактора утечки и модулирующего фактора от жесткости частиц. Оба этих фактора ведут к ужесточению спектра в области $\epsilon_k \lesssim Z$ ГэВ. Именно поэтому величина $\langle A \rangle$ растет при увеличении энергии до значения $\epsilon_k \sim 10^{12}$ эВ, при которой оба указанных фактора становятся малосущественными для ядер железа.

Поведение величины $\langle A \rangle$ в области $\epsilon_k = 10^{15}-10^{16}$ эВ — рост от значения $\langle A \rangle \approx 10$ до $\langle A \rangle \approx 20$ — целиком обусловлено зависимостью предельной энергии космических лучей от заряда ядер $\epsilon_{max} \propto Z$. Приведенные на рис. 4 результаты многочисленных непрямых измерений [3] в целом не противоречат предсказаниям теории.

В области энергий $10^{14}-10^{16}$ эВ могут быть особенности, обусловленные вкладом локальных (т. е. наиболее близко расположенных к солнечной системе) остатков сверхновых [49]. Поскольку к полученным на этот счет экспериментальным указаниям [49] имеется критическое отношение [3], имеет смысл остановиться на этой возможности с теоретической точки зрения. Для этого средний спектр (дифференциальную по кинетической энергии концентрацию) космических лучей в Галактике представим в виде

$$n_c^G = \frac{e_c(\gamma - 2)}{(mc^2)^2} \left(\frac{\epsilon_k}{mc^2} \right)^{-\gamma}, \quad (35)$$

где $e_c \approx 1$ эВ/см³ — плотность энергии космических лучей в Галактике, $\gamma = 2.75$.

Из-за жесткого характера спектра космических лучей, ускоренных в остатках сверхновых, их энергосодержание сосредоточено в основном в релятивистском участке спектра. Поэтому для их концентрации справедливо приближенное выражение

$$n_c = \frac{\delta E_{sn}}{V(mc^2)^2 \ln(\epsilon_{max}/mc^2)} \left(\frac{\epsilon_k}{mc^2} \right)^{-2}, \quad (36)$$

в котором $\delta E_{sn}/V$ — плотность энергии космических лучей в остатках сверхновых; δ — доля энергии взрыва, переработанная в процессе ускорения в космических лучах; $V = 4\pi R_c^3/3$ — объем, занимаемый релятивистскими космическими лучами. В активный период эволюции остатков сверхновых $\Delta t \lesssim 10^4$ лет, когда производится основная доля космических лучей, все они сосредоточены в объеме, занимаемом ударной волной, что означает $R_c = R_s$, где R_s — радиус ударной волны. На более поздних фазах эволюции, когда ударная волна становится слабой и перестает эффективно ускорять космические лучи, размер занимаемой ими области R_c растет во времени быстрее, чем размер ударной волны R_s , причем это так называемое явление убегания начинается сначала при максимально больших энергиях и распространяется по мере ослабления ударной волны в сторону меньших энергий [5, 8].

Вклад отдельного остатка сверхновой с жестким спектром космических лучей (36) на фоне существенно более мягкого галактического спектра (35) наиболее заметен в области предельно больших энергий $\epsilon_k \sim \epsilon_{max}$. Нетрудно установить, что критический размер $R_c = R_*$, определяемый из условия $n_c(\epsilon_{max}) = n_c^G(\epsilon_{max})$, дается выражением

$$R_* = \left[\frac{3\delta E_{sn}}{4\pi e_c(\gamma - 2) \ln(\epsilon_{max}/mc^2)} \left(\frac{\epsilon_{max}}{mc^2} \right)^{\gamma-2} \right]^{1/3} \quad (37)$$

Подставляя в это выражение $\gamma = 2.75$, $E_{sn} = 10^{51}$ эрг, $\delta = 0.3$, получим $R_* \approx 1$ кпк для энергии $\epsilon_{max} = 10^5 mc^2$. Это означает, что типичный остаток сверхновой, расположенный от наблюдателя на расстоянии $d \leq R_* = 1$ кпк, в процессе эволюции (расширения) создает в определенный момент повышение концентрации космических лучей с энергией $\epsilon_k \sim 10^{14}$ эВ, такое что $\Delta n_c \geq n_c^G$.

Оценим вероятность того, что расположенный в диске Галактики наблюдатель «видит» указанное выше повышение интенсивности космических лучей. Поскольку сверхновые в Галактике занимают цилиндрическую область с радиусом $R \approx 10$ кпк и высотой $h \approx 100$ пк, вероятность того, что отдельная сверхновая отстоит от наблюдателя на расстоянии $d > R_*$, составляет $1 - q$, где $q = R_*^2/R^2 = 10^{-2}$. Вероятность того, что все N_{sn} одновременно существующих сверхновых, возраст которых характеризуется условием $R_c(\epsilon_{max}) = R_*$, находятся за пределами расстояния $d = 1$ кпк, составляет

$$P = (1 - q)^{N_{sn}} \approx \exp(-N_{sn}q).$$

Количество сверхновых $N_{sn} = \nu T$ определяется частотой вспышек сверхновых в Галактике $\nu \approx 1/30$ год⁻¹ и временем их жизни T . Возраст облака космических лучей на стадии $R_c > R_s$ определяется их коэффициентом диффузии, поскольку на этой стадии

область, занятая космическими лучами, $R_c \approx \sqrt{\kappa T}$, расширяется за счет их диффузионного распространения. Коэффициент диффузии космических лучей κ на этой стадии является не только функцией энергии, но также и времени: величина κ растет во времени, стремясь к среднему в Галактике значению, поскольку уровень турбулентности, генерируемой частицами космических лучей, уменьшается из-за уменьшения их плотности энергии. Таким образом, определение возраста T сводится к решению нелинейной задачи самосогласованного расширения облака космических лучей. В силу сложности этой задачи имеет смысл остановиться на рассмотрении минимальной оценки $T = R_c/c$. Нетрудно видеть, что она дает $P \approx 1/e$. Это означает, что с вероятностью $Q = 1 - P$, близкой к единице солнечная система должна находиться в облаке космических лучей, произведенных локальной сверхновой, что должно создавать как минимум двукратное превышение интенсивности космических лучей с энергией $\sim 10^{14}$ эВ над средним галактическим уровнем. Поскольку наблюдаемый спектр космических лучей не имеет при этих энергиях ярко выраженного ужесточения, логично заключить, что полученная выше оценка вероятности Q существенно завышена. Единственное из принятых предположений, которое в реальности может нарушаться, является сферичность расширяющегося облака космических лучей. Поэтому есть основания предположить, что в действительности на поздних стадиях облако становится сильно асимметричным, так что его размер в галактической плоскости R_{\parallel} значительно меньше размера R_{\perp} в перпендикулярном направлении. Таким образом, приходим к заключению, что на стадиях расширения облака космических лучей, когда их плотность энергии все еще значительна, $e_c \gtrsim e_G$, размер облака R_{\perp} в перпендикулярном к плоскости Галактики направлении может существенно превосходить 1 кпк. При этом формирование среднего спектра космических лучей в Галактике $n_c^G(\epsilon_k)$, по крайней мере при энергиях $\epsilon_k \sim \epsilon_{max}$, происходит так, что космические лучи, произведенные отдельным остатком сверхновой, проникают сначала в область галактического гало и лишь после этого перемешиваются в объеме Галактики с космическими лучами от других остатков сверхновых. Физической причиной, способствующей такому сценарию, является давление космических лучей. Поскольку рассмотренным фазам эволюции облака космических лучей отвечает условие, $e_c \gtrsim e_G$, градиент их давления способен породить в межзвездной среде возмущение, которое расширяется преимущественно в направлении областей с минимальной плотностью межзвездной среды, т. е. в направлении галактического гало. При этом не исключено, что часть космических лучей прорывается в межгалактическое пространство и навсегда покидает Галактику. Оставшиеся космические лучи запутываются магнитным полем и дают вклад в наблюдаемый средний спектр космических лучей в Галактике. Поскольку отмеченный эффект затрагивает в основном высокоэнергичную часть спектра космических лучей, он может приводить к смягчению наблюдаемого спектра, что может являться разрешением отмеченного выше расхождения между требуемой и наблюдаемой энергетической зависимостью времени пребывания космических лучей в Галактике.

Заметим, что то обстоятельство, что на поздних стадиях эволюции облака объем, занимаемый частицами космических лучей, существенно зависит от их энергии, не может существенно повлиять на сделанные выводы. Существенным является только то, что полное количество космических лучей, произведенных в активный период эволюции остатков сверхновых, описывается принятой зависимостью от энергии $N_c \propto \epsilon_k^{-2}$, а также предположение о том, что в дальнейшем энергия космических лучей не претерпевает существенного изменения. Тот факт, что ожидаемый спектр космических лучей,

произведенных в остатках сверхновых, несколько более жесткий по сравнению со спектром (36), только усиливает динамическую роль космических лучей предельно высоких энергий $\epsilon_k \sim \epsilon_{max}$ и способствует осуществлению описанного выше сценария.

Если принять для критического размера облака космических лучей в галактической плоскости минимальную, на наш взгляд, оценку $R_{||} \sim 100$ пк, то соответствующая вероятность наблюдателю в Галактике «увидеть» эффект от локального остатка сверхновой $P \sim 10^{-2}$ все еще не является пренебрежимо малой, причем она может существенно возрасти, если предельная энергия ускоренных в остатках сверхновых космических лучей ϵ_{max} выше принятого значения 10^{14} эВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показал выполненный анализ, спектры космических лучей, ускоренных в остатках сверхновых, удовлетворительно воспроизводят наблюдаемую форму энергетического спектра всех элементов, для которых имеются прямые измерения.

Теория способна также воспроизвести наблюдаемую зависимость (рост) относительного содержания элементов в составе космических лучей $e(A)$ при фиксированной энергии на нуклон как функции атомного числа A , т. е. правильное соотношение амплитуд спектров различных элементов в их составе. При этом частично эффект роста $e(A)$ обусловлен свойством нелинейного процесса регулярного ускорения более эффективно ускорять частицы с большим отношением A/Q массового и зарядового чисел. Для количественного воспроизведения зависимости $e(A)$ необходимо, чтобы механизм инжекции также обладал свойством обогащения тяжелыми элементами: $e_{inj} \propto A^\alpha$, $\alpha \approx 1$. Имеющиеся результаты численного моделирования квазипродольных бесстолкновительных ударных волн свидетельствуют в пользу существования механизма инжекции с указанными свойствами.

Предварительный анализ показал, что детали того, как и при какой энергии ϵ_{max} происходит сшивка спектра космических лучей, произведенных в остатках сверхновых, со спектром в области $\epsilon > \epsilon_{max}$, формируемым некоторым другим источником II, существенно влияют на результирующий состав космических лучей. Так, если $\epsilon_{max} \sim 10^{15}$ эВ, спектр космических лучей в области $\epsilon > \epsilon_{max}$ может быть сформирован в результате доускорения лучей, произведенных в остатках сверхновых. При этом в диапазоне 10^{15} – 10^{16} эВ ожидается рост среднего атомного числа космических лучей $\langle A \rangle$ от значения $\langle A \rangle \simeq 10$ до $\langle A \rangle \simeq 20$, что не противоречит имеющимся экспериментам. Если же предельная энергия космических лучей, ускоренных в остатках сверхновых, составляет $\epsilon_{max} \sim 10^{14}$ эВ или меньше, возникает трудно разрешимая, на наш взгляд, проблема сшивки со спектром источника II. Помимо этого, ожидаемое «утяжеление» космических лучей переместится в этом случае в область 10^{14} – 10^{15} эВ, что значительно хуже согласуется с имеющимися измерениями (см. рис. 4).

Таким образом, значение предельной энергии ϵ_{max} , до которой космические лучи могут быть ускорены в остатках сверхновых, существенно сказывается на их ожидаемом составе в области энергий 10^{14} – 10^{16} эВ. На основе только теоретических соображений сделать выбор между возможными значениями ϵ_{max} затруднительно. Как было показано выше, предельная энергия $\epsilon_{max} \sim 10^{15}$ эВ, при которой наиболее просто может быть решена проблема сшивки спектров космических лучей от двух источников, достигается при значении магнитного поля в межзвездной среде $B_0 = 12$ мкГс, которое в 2–4 раза превышает считающиеся типичными для невозмущенной межзвездной среды значения

$B_0 = 3-6$ мкГс. Однако следует принять во внимание ряд обстоятельств, которые могут объяснить указанное несоответствие. Так, есть основания полагать, что эволюция остатков сверхновых часто протекает на фоне уже возмущенной межзвездной среды, в которой вполне естественно предполагать несколько повышенное значение крупномасштабного магнитного поля B_0 . При этом межзвездная среда может быть возмущена как предшествующими взрывами сверхновых, так и интенсивными звездными ветрами предсверхновых, что является типичным для сверхновых типов Ia и II [39]. Поэтому на наш взгляд значение предельной энергии $\epsilon_{max} \sim 10^{15}$ эВ на сегодня не может рассматриваться неоправданно завышенным.

Поскольку согласно приведенным выше оценкам вероятность измеримого вклада локального остатка сверхновой в наблюдаемый спектр космических лучей в области энергий $\epsilon_k \gtrsim 10^{14}$ эВ не является пренебрежимо малой, регистрация этого эффекта может дать непосредственную информацию о величине предельной энергии космических лучей, производимых в остатках сверхновых.

Сказанное свидетельствует об исключительной важности новых надежных измерений спектра компонент космических лучей в области $10^{14}-10^{16}$ эВ, получение которых позволит сделать более обоснованный вывод о степени адекватности теории регулярного ускорения и установить значение предельной энергии космических лучей, производимых в остатках сверхновых.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить признательность А. В. Вольфендейлу, А. Д. Ерлыкину и Г. Ф. Крымскому за полезные обсуждения затронутых в работе вопросов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-16132).

Литература

1. В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург и др., *Астрофизика космических лучей*, Наука, Москва (1984), с. 1.
2. T. Shibata, in *Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf.*, Rome, Invited, Rapporteur & Highlight Papers (1995), p. 713.
3. A. Watson, in *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban, Invited, Rapporteur & Highlight Papers (1997), p. 257.
4. L. O'C. Drury, *Rep. Progr. Phys.* **46**, 973 (1983).
5. Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский, *УФН* **154**, 49 (1988).
6. E. G. Berezhko, V. K. Yelshin, and L. T. Ksenofontov, *Astropart. Phys.* **2**, 215 (1994).
7. E. G. Berezhko, V. K. Yelshin, and L. T. Ksenofontov, *Nucl. Phys.* **2**, 215 (1994).
8. Е. Г. Бережко, В. К. Елшин, Л. Т. Ксенофонтов, *ЖЭТФ* **109**, 3 (1996).
9. E. G. Berezhko and H. J. Völk, *Astropart. Phys.* **7**, 183 (1997).
10. Г. Ф. Крымский, *Докл. АН СССР* **234**, 1306 (1977).
11. W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron, in *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf.*, Plovdiv (1977), Vol. 11, p. 132.
12. R. D. Blandford and J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **221**, L29 (1978).
13. Г. Ф. Крымский, *Геомagnetизм и аэрoнoмия* **4**, 977 (1964).
14. E. N. Parker, *Planet. Space Sci.* **13**, 9 (1965).
15. L. O'C. Drury, W. J. Markiewicz, and H. J. Völk, *Astron. Astrophys.* **225**, 179 (1989).
16. E. G. Berezhko, G. F. Krymsky, and A. A. Turpanov, in *Proc. 21th Int. Cosmic Ray Conf.*, Adelaide (1990), Vol. 4, p. 101.

17. H. Kang and T. W. Jones, *Mon. Not. R. Astron. S.* **249**, 439 (1991).
18. L. O'C. Drury and H. J. Völk, *Astrophys. J.* **248**, 344 (1981).
19. L. O'C. Drury, H. J. Völk, and E. G. Berezhko, *Astron. Astrophys.* **299**, 222 (1994).
20. E. G. Berezhko, *Astropart. Phys.* **5**, 367 (1996).
21. A. R. Bell, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **182**, 147 (1978).
22. J. F. McKenzie and H. J. Völk, *Astron. Astrophys.* **116**, 191 (1982).
23. E. A. Dorfi and L. O'C. Drury, in *Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf.*, La Jolla (1985), Vol. 3, p. 121.
24. L. O'C. Drury, *Adv. Space Res.* **4**, 185 (1984).
25. Е. Г. Бережко, *Письма в Астроном. ж.* **12**, 842 (1986).
26. E. M. Jones, B. W. Smith, and W. C. Straka, *Astrophys. J.* **249**, 185 (1981).
27. R. A. Chevalier, *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
28. R. A. Chevalier and E. P. Liang, *Astrophys. J.* **344**, 332 (1989).
29. E. A. Dorfi, *Astron. Astrophys.* **234**, 419 (1990).
30. Г. Г. Черный, *Докл. АН СССР* **112**, 113 (1957).
31. E. A. Dorfi, *Astron. Astrophys.* **251**, 597 (1991).
32. K. B. Quest, *J. Geophys. Res.* **93**, 9649 (1988).
33. K. J. Trattner and M. Scholer, *Ann. Geophysicae* **9**, 774 (1993).
34. Y. T. Gosling, J. R. Asbridge, S. J. Bame et al., *J. Geophys. Res.* **86**, 547 (1981).
35. K. J. Trattner, E. Möbius, M. Scholer et al., *J. Geophys. Res.* **99**, 389 (1994).
36. D. C. Ellison, F. C. Jones, and D. Eichler, *J. Geophys.* **50**, 110 (1981).
37. M. A. Malkov and H. J. Völk, *Astron. Astrophys.* **300**, 605 (1995).
38. M. G. Baring, K. W. Ogilvie, D. C. Ellison, and R. J. Forsyth, *Astrophys. J.* **476**, 889 (1997).
39. T. A. Losinskaya, in *Proc. 22th Int. Cosmic Ray Conf.*, Dublin (1991), Vol. 5, p. 123.
40. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, Москва (1979).
41. Л. И. Дорман, *Вариации космических лучей и исследование космоса*, Изд. АН СССР, Москва (1963).
42. Н. Л. Григоров, *Космич. исслед.* **33**, 339 (1995).
43. J. P. Meyer, L. O'C. Drury, and D. C. Ellison, *Astrophys. J.* **487**, 182 (1997).
44. E. G. Berezhko and D. C. Ellison, submitted to *Astrophys. J.* (1999).
45. E. G. Berezhko, G. F. Krymsky V. K. Yelshin, and L. T. Ksenofontov, in *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban (1997), Vol. 4, p. 417.
46. D. C. Ellison, L. O'C. Drury, and J. P. Meyer, *Astrophys. J.* **487**, 197 (1997).
47. Е. Г. Бережко, *Письма в Астроном. ж.* **20**, 93 (1994).
48. E. G. Berezhko and H. J. Völk, submitted to *Astropart. Phys.* (1999).
49. A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale, *Astropart. Phys.* **7**, 1 (1997).