

УДК 524.1

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

В. Н. Зиракашвили, В. С. Птускин, С. И. Роговая*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН,
г. Москва, Россия

Рассматривается распространение ядер с энергиями выше 10^{18} эВ в расширяющейся Вселенной, заполненной фоновым электромагнитным излучением. Спектр источников внегалактических космических лучей для протонов и ядер вплоть до железа определяется по наблюдаемому у Земли спектру частиц как решение обратной задачи переноса ультрарелятивистских ядер. Используется метод регуляризации решения этой математически некорректной задачи. Привлекаются данные обсерватории Auger об энергетическом спектре космических лучей, среднем логарифме массового числа и его дисперсии. Найденные энергетические спектры источников оказываются очень жёсткими и сильно зависят от предположения о составе ускоренных ядер.

ВВЕДЕНИЕ

Энергетический спектр космических лучей, приходящих в гелиосферу из межзвёздного пространства, в настоящее время известен в очень широком диапазоне энергий частиц от нескольких мегаэлектронвольт до более, чем 10^{20} эВ. Основная доля этих частиц имеет галактическое происхождение и ускоряется в остатках сверхновых звёзд. Это заключение было сделано В. Л. Гинзбургом ещё в 1953 году [1] во время становления астрофизики космических лучей, когда стало ясно, что наблюдаемое нетепловое космическое излучение является синхротронным излучением релятивистских электронов, входящих в состав космических лучей. Более подробные оценки возможной концентрации космических лучей в межгалактическом пространстве были приведены в статье В. Л. Гинзбурга и С. И. Сыроватского [2] и затем в монографии [3], где изложена каноническая модель происхождения космических лучей.

После появления гамма-астрономии В. Л. Гинзбург предложил тест, который бы напрямую показал, что плотность космических лучей не распределена равномерно во Вселенной [4, 5]. Следовало измерить потоки гамма-лучей с энергией выше 100 МэВ, которые возникают в результате взаимодействия протонов и ядер, входящих в состав космических лучей, с межзвёздным газом в Магеллановых Облаках. Массы газа в этих галактиках и расстояния до них хорошо известны, и расчёт ожидаемых потоков гамма-лучей несложен. Результаты выполненных в дальнейшем измерений [6, 7] подтвердили, что концентрация релятивистских частиц с энергиями до нескольких гигаэлектронвольт вблизи Солнечной системы превышает имеющуюся в Малом Магеллановом Облаке примерно в 7 раз, что опровергает гипотезу внегалактического происхождения основной доли галактических космических лучей, при справедливости которой релятивистские частицы равномерно бы заполняли Вселенную. Следует, однако, заметить, что эта интерпретация указанных данных гамма-астрономии может быть неоднозначна, если межгалактические космические лучи не проникают в Малое Магелланово Облако из-за наличия в нём гипотетического галактического ветра.

* vptuskin@azmiran.ru

Утверждение об относительно малой по сравнению с галактической концентрации частиц космических лучей в межгалактическом пространстве относится к частицам с не слишком высокой энергией, которые эффективно ускоряются галактическими источниками и хорошо удерживаются в галактических магнитных полях. Наблюдаемые космические лучи с самой высокой энергией, по-видимому, имеют внегалактическое происхождение и более равномерно распределены во Вселенной. В книге [3] в качестве источников обсуждались радиогалактики. По современным представлениям, основанным на интерпретации многочисленных данных об энергетическом спектре, составе и анизотропии космических лучей, энергия частиц, при которой происходит переход от галактической к внегалактической компонентам в наблюдаемом спектре частиц находится в интервале энергий $10^{17} \div 3 \cdot 10^{18}$ эВ. Наиболее вероятными источниками наблюдаемых у Земли частиц сверхвысоких энергий внегалактического происхождения считаются различные типы галактик с активными ядрами, источники гамма-всплесков, быстровращающиеся пульсары с сильным магнитным полем, ударные волны, возникающие при формировании крупномасштабной структуры во Вселенной (см. обзоры [8–10]).

Современные знания о космических лучах сверхвысоких энергий в значительной степени основываются на данных установок “High Resolution Fly’s Eye” (HiRes), “Pierre Auger Observatory” (Auger) и “Telescope Array” (TA), а также Якутской установки по исследованию широких атмосферных ливней (состоящих из вторичных частиц и фотонов, порождённых космическими лучами) [8, 11, 12]. Массовый состав космических лучей в области энергий выше 10^{18} эВ остаётся неопределённым. Интерпретация данных установок HiRes и TA указывает на преимущественно протонный состав при энергиях $10^{18} \div 5 \cdot 10^{19}$ эВ, однако данные обсерватории Auger, имеющие большую статистическую значимость, свидетельствуют о том, что с ростом энергии состав космических лучей меняется от преимущественно протонного при энергиях 10^{18} эВ к более тяжёлому и, возможно, с большим относительным содержанием ядер железа при энергиях, близких к $5 \cdot 10^{19}$ эВ. Следует отметить, что интерпретация данных о массовом составе критически зависит от модели адронных взаимодействий, используемой при расчёте прохождения космических лучей через земную атмосферу, и не очень надёжно экстраполируется из хорошо исследованной области более низких энергий.

Как правило, энергетический спектр внегалактических источников определяется методом проб и ошибок: при сделанных предположениях о спектре и составе источников, рассчитываются ожидаемые у Земли интенсивность и состав космических лучей, затем предположения корректируются на основе сравнения с наблюдениями, и расчёт повторяется. Таким образом, расчёт проводится от источника к наблюдателю. При этом обычно предполагается, что спектр источника имеет степенной вид и является функцией магнитной жёсткости ускоренных частиц. Последнее свойство характерно для многих механизмов ускорения частиц высоких энергий в космосе. Магнитная жёсткость частицы $pc/(Ze)$ определяет величину её гирорадиуса в заданном магнитном поле: $r_g = pc/(ZeB)$ (здесь p — импульс частицы, Z — зарядовое число, e — элементарный заряд, c — скорость света, B — величина магнитного поля).

В данной работе мы обращаем процедуру расчёта и вычисляем характеристики источников, исходя из наблюдаемого у Земли спектра космических лучей, т. е. решаем обратную задачу и не вводим каких-либо предположений о форме спектра в источниках, кроме предположения, что она описывается единой функцией магнитной жёсткости для всех типов ядер. При этом развивается подход, предложенный в наших работах [13, 14], где решалась обратная задача для случая, когда в источниках ускоряются только протоны и/или ядра железа. Ограничение этими двумя типами частиц возникло из-за того, что в общем случае обратная задача переноса частиц оказывается математически некорректной и её решение неустойчиво для более сложного состава ядер в источниках. Даже для случая двух типов частиц решение удавалось найти только в очень огра-

ниченном интервале относительной концентрации протонов и железа в источниках. Ниже рассматривается случай сложного химического состава в источниках и проводится регуляризация решения обратной задачи. Анализируются данные обсерватории Auger по энергетическому спектру, среднему логарифму массового числа и его дисперсии при энергиях частиц выше 10^{18} эВ. Результаты экспериментов HiRes и TA здесь не рассматриваются, поскольку решение обратной задачи для чисто протонного источника, который соответствует этим данным, не требует процедуры регуляризации и было подробно изложено в работах [13, 14].

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Мы решаем уравнение переноса для ультрарелятивистских ядер космических лучей с массовым числом A в расширяющейся Вселенной, заполненной фоновым электромагнитным излучением (реликтовым, инфракрасным и оптическим):

$$-H(z)(1+z)\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{F(A,\varepsilon,z)}{(1+z)^3}\right]-\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left\{\varepsilon\left[\frac{H(z)}{(1+z)^3}+\frac{1}{\tau(A,\varepsilon,z)}\right]F(A,\varepsilon,z)\right\}+v(A,\varepsilon,z)F(A,\varepsilon,z)=\sum_{i=1,2,\dots}v(A+i\rightarrow A,\varepsilon,z)F(A+i,\varepsilon,z)+q(A,\varepsilon)(1+z)^m. \quad (1)$$

Уравнения (1) для всех типов ядер с различными значениями A от железа ($A=56$) до протонов должны быть решены совместно. Здесь используется переменная $\varepsilon=E/A$ — энергия на нуклон (т. к. эта величина примерно сохраняется в процессе ядерного фоторасщепления), E — полная энергия ядра, $F(A,\varepsilon,z)$ — функция распределения космических лучей, z — космологическое красное смещение, $Q(A,\varepsilon)$ — концентрация источников космических лучей в настоящую эпоху ($z=0$), m характеризует эволюцию источников (при $m=0$ эволюция отсутствует), $\tau(A,\varepsilon,z)$ — характерное время потерь энергии на фоторождение e^-e^+ пар и пионов, $v(A,\varepsilon,z)$ — частота ядерного фоторасщепления, сумма в правой части уравнения (1) описывает вклад вторичных ядер, возникающих при фоторасщеплении более тяжёлых ядер, $H(z)=H_0[(1+z)^3\Omega_m+\Omega_\Lambda]^{1/2}$ — параметр Хаббла для плоской расширяющейся Вселенной с плотностью материи Ω_m и Λ -членом (в дальнейшем мы считаем $\Omega_m=0,3$ и $\Omega_\Lambda=0,7$). Уравнение (1) было записано в приведённом виде в работах [14, 15], там же обсуждаются используемые при этом приближения:

Пусть $G(A,\varepsilon;A',\varepsilon')$ является решением уравнений (1) при $z=0$ для дельта-источника $q(A,\varepsilon)=\delta_{AA'}\delta(\varepsilon-\varepsilon')$, где δ_{ij} — символ Кронекера, $\delta(x)$ — дельта-функция. Такая функция источника соответствует испусканию ядер с массовым числом A' и энергией ε' источниками космических лучей, распределёнными по всем красным смещениям от $z=0$ до максимального значения z_{\max} . Общее решение уравнений (1) для наблюдателя, расположенного при $z=0$, может быть представлено как

$$F(A,\varepsilon,z=0)=\sum_{A'}\int G(A,\varepsilon;A',\varepsilon')q(A',\varepsilon')d\varepsilon'. \quad (2)$$

Наблюдаемый спектр всех частиц по полной энергии $N(E)$ определяется суммированием по всем типам ядер $N(E)=\sum_A A^{-1}F(A,E/A,z=0)$:

$$N(E)=\sum_{A,A'}A^{-1}\int G(A,E/A;A',\varepsilon')q(A',\varepsilon')d\varepsilon'. \quad (3)$$

Ниже будем предполагать, что спектры ультрарелятивистских ядер, выходящих из источников, являются функциями магнитной жёсткости частиц

$$q(A,\varepsilon)=k(A)Q(\varepsilon A/Z), \quad (4)$$

где $Q(\varepsilon)$ — спектр протонов, а коэффициенты $k(A)$ определяют химический состав ускоренных в источниках ядер.

Для численного решения уравнений переноса введём дискретный набор энергий частиц ε_i . В вычислениях используется разбиение с постоянным отношением $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ и с числом дискретных значений энергии на декаду, равным 25. В дискретной форме уравнение (3) с источником (4) имеет вид

$$N_i = \sum_j S_{ij} Q_j, \quad S_{ij} = \sum_{A, A'} \frac{Z(A') k(A')}{A' A} G(A, E_i/A; A', \varepsilon_j Z/A) \Delta\varepsilon_j, \quad (5)$$

где $Q_j = Q(\varepsilon_j)$.

Спектр источника Q_j может быть найден из системы линейных уравнений (5), если известен наблюдаемый спектр N_i и заданы коэффициенты $k(A)$. В наших предыдущих работах [13, 14] был рассмотрен источник, содержащий только ядра железа и протоны. Уже в этом случае решения уравнения (4) имеют физический смысл не при любом соотношении протонов и ядер железа, т. к. оказалось, что иногда найденная величина Q_j может принимать нефизические отрицательные значения и сильно осциллировать как функция энергии. При этом малые вариации коэффициентов $k(A)$ могут приводить к сильным изменениям Q_j . Для решения таких некорректных задач используются различные методы регуляризации [16–18]. В частности, в данной работе вместо решения системы (5) мы будем решать систему уравнений, получаемую при минимизации следующего функционала:

$$L = \sum_i \left(1 - \frac{1}{N_i} \sum_j S_{ij} Q_j \right)^2 + \alpha \sum_j (Q_{j-1} - 2Q_j + Q_{j+1})^2. \quad (6)$$

Здесь постоянная α является параметром регуляризации. Первое слагаемое представляет собой сумму квадратов относительных отклонений спектра, создаваемого источниками, от наблюдаемого спектра космических лучей. При $\alpha = 0$ функционал минимизируется на решениях системы уравнений (5) и его значение на них равно нулю.

Из условия экстремума $\partial L / \partial Q_j = 0$ следует искомая система уравнений

$$\sum_j S_{kj}^R Q_j = N_k^R, \quad N_k^R = \sum_i \frac{1}{N_i} S_{ik},$$

$$S_{kj}^R = \sum_i \frac{1}{N_i^2} S_{ik} S_{ij} + \alpha (6\delta_{kj} - 4\delta_{k,j-1} - 4\delta_{k,j+1} + \delta_{k,j-2} + \delta_{k,j+2}). \quad (7)$$

В решении использовалось минимальное значение параметра регуляризации α , при котором спектр Q_j получался неотрицательным и не имел особенностей. Следует отметить, что описанный метод не позволяет получить решение обратной задачи при любом соотношении протонов и ядер в источнике. Однако область допустимых значений $k(A)$ значительно расширяется по сравнению с решением точной системы уравнений (5).

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Для упрощения расчётов наблюдаемый в эксперименте Auger [19] спектр интенсивности J космических лучей аппроксимируется следующим выражением [14] (см. рис. 1):

$$J(E) \propto E^{-3.23}, \quad E < E_{\text{ankle}};$$

$$J(E) \propto E^{-2,63} \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\log(E/E_{1/2})}{0,15} \right] \right\} \exp(-E^4/E_c^4), \quad E > E_{\text{ankle}}. \quad (8)$$

Здесь $E_{\text{ankle}} = 5 \cdot 10^{18}$ эВ, $E_{1/2} = 4,27 \cdot 10^{19}$ эВ, $E_c = 1,5 \cdot 10^{20}$ эВ.

Спектр (8) содержит различные типы ядер, как ускоренных в источниках, так и появившихся в процессе ядерной фрагментации при распространении в межгалактической среде. Состав ядер экспериментально не установлен, но некоторые его характеристики определяются по глубине положения максимума полного числа частиц в широких атмосферных ливнях в земной атмосфере. На рис. 2 и 3 показаны результаты соответствующих расчётов энергетических зависимостей среднего логарифма массового числа $\langle \ln A \rangle$ и квадрата его дисперсии $\sigma^2(\ln A)$, полученных в работе [19] с помощью модели взаимодействия частиц в атмосфере EPOS-LHC. К внегалактическим космическим лучам, которые исследуются в данной работе, относятся данные в области энергий выше 10^{18} эВ.

Знания величин $\langle \ln A \rangle$ и $\sigma^2(\ln A)$ недостаточно для определения содержания различных типов ядер космических лучей в источниках. Приходится делать предположение о составе источников, т. е. задавать коэффициенты $k(A)$, и после этого определять спектр источников методом решения обратной задачи. В наших расчётах предполагается, что в источниках в основном имеются ядра H (протоны), He, C, O, Mg, Si и Fe. Содержание этих ядер указано в табл. 1, где приведены соответствующие величины $Zk(A)/A$. Содержание остальных ядер считается пренебрежимо малым. Состав источников галактических космических лучей при малых энергиях [20] показан в первой строке табл. 1. Он отличается повышенным (примерно в 30 раз по сравнению с веществом Солнечной системы) содержанием железа. Вторая строка соответствует составу внегалактических космических лучей сверхвысоких энергий, полученному в работе [21]. Этот состав отличается от приведённого в первой строке гораздо большим содержанием железа и элементов от углерода до кремния. В третьей строке приведён ещё один вариант состава, модифицированный по сравнению с результатами [21]. Он отличается очень сильным обогащением гелием и углеродом и увеличенным содержанием кислорода, магния и кремния.

Спектры источников внегалактических космических лучей сверхвысоких энергий, определённые описанным выше методом решения обратной задачи для случаев состава из второй и третьей строк табл. 1, показаны на рис. 4 сплошной и штриховой линиями соответственно. Спектры приведены для ядер железа как функции полной энергии частиц. Остальные ускоренные в источниках типы ядер имеют спектры идентичной формы, если их представлять как функции магнитной жёсткости. Расчёты сделаны для случая $m = 0$, т. е. космологическая эволюция источников отсутствует, и $z_{\text{max}} = 3$. Величина параметра регуляризации $\alpha = 10^{-3}$. На рис. 5, 6 приведены соответствующие вычисленные спектры отдельных ядер и спектры всех частиц у Земли. Рисунки 2 и 3 показывают результаты сравнения рассчитанных величин среднего логарифма массового числа A и его дисперсии с экспериментальными данными. Очевидно, что выбор коэффициентов $k(A)$ существенно сказывается на результатах расчётов спектров. Отметим, что наши расчёты

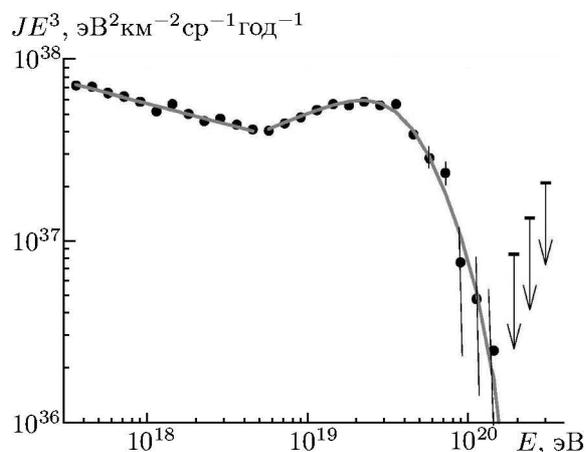


Рис. 1. Аналитическая аппроксимация наблюдаемого у Земли спектра космических лучей (8) (сплошная линия) и данные эксперимента Auger [19] (вертикальные линии соответствуют погрешности, линии со стрелками — максимальной оценке)

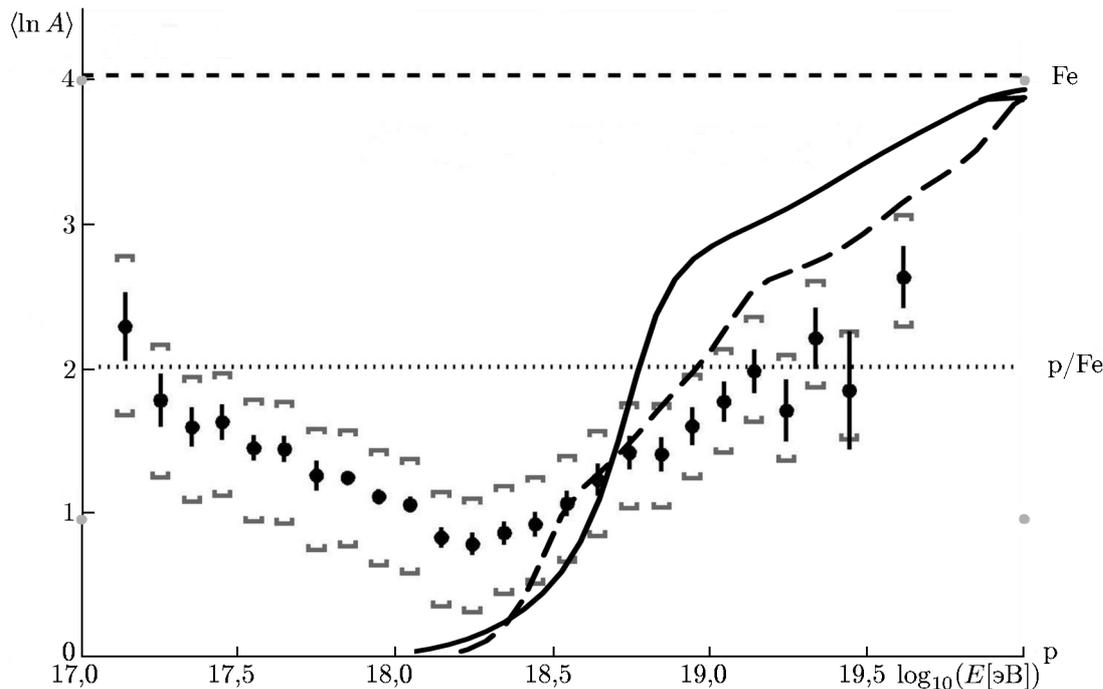


Рис. 2. Средний логарифм массового числа, определённый по данным эксперимента Auger [19] в рамках модели взаимодействий EPOS-LHC, и результаты расчёта для внегалактических источников космических лучей для составов ядер, указанных во второй (сплошная линия) и третьей (штриховая линия) строках табл. 1. Горизонтальные линии соответствуют протонному составу (p), смешанному составу с равными долями (p/Fe) и составу, в котором есть только ядра железа (Fe). Квадратными скобками указана систематическая погрешность

Таблица 1. Состав космических лучей в источниках (в долях относительно содержания атомов водорода) для галактических источников (I), для внегалактических источников согласно работе [21] (II) и для модифицированного состава внегалактических источников (III)

	H	He	C	O	Mg	Si	Fe
I	1	0,084	0,003	0,0042	0,00073	0,00076	0,0080
II	1	0,200	0,030	0,0300	0,01500	0,01500	0,0100
III	1	6,000	0,650	0,2000	0,9600	0,12000	0,0150

для внегалактических космических лучей относятся к энергиям выше 10^{18} эВ, поскольку при меньших энергиях в наблюдаемых у Земли космических лучах, возможно, доминируют частицы галактических источников.

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, как по данным о космических лучах сверхвысоких энергий, наблюдаемых у Земли, можно восстановить энергетический спектр ядер, ускоренных во внегалактических источниках со сложным составом. Для этого разработан алгоритм численного решения обратной задачи для уравнений переноса космических лучей (1) в расширяющейся Вселенной, заполненной фоновым электромагнитным излучением. Процедура включает регуляризацию ре-

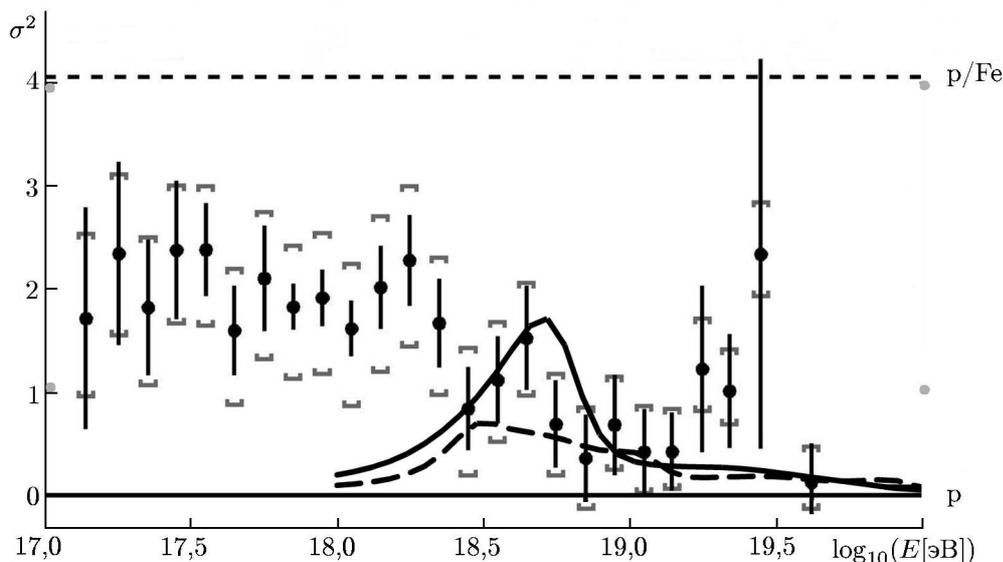


Рис. 3. Квадрат дисперсии логарифма массового числа. Обозначения такие же, как на рис. 2

шения этой математически некорректной задачи. Используются данные наблюдений, полученные в эксперименте Auger по спектру космических лучей у Земли, среднему логарифму массового числа и его дисперсии.

Следует отметить, что данные о последних двух величинах, приведённые на рис. 2 и 3, содержат большие систематические ошибки. Неопределённость ещё больше возрастает, если учесть, что, кроме использованной модели взаимодействий EPOS-LHC, существует несколько других моделей, которые дают сильно различающиеся величины $\langle \ln A \rangle$ и $\sigma^2(\ln A)$ (см. [19]). В связи с этим представленные на рис. 2–6 результаты расчётов нельзя считать окончательными. Однако увеличение среднего логарифма массового числа и уменьшение его дисперсии при энергиях выше примерно $3 \cdot 10^{18}$ эВ качественно сохраняется при использовании всех основных моделей взаимодействий. Именно это приводит к необходимости иметь в источниках очень жёсткий спектр с сильным обогащением тяжёлыми ядрами и сравнительно небольшой максимальной магнитной жёсткостью частиц. Это заключение было сделано ранее при решении прямой задачи распространения космических лучей в предположении о степенной форме спектра источников.

В работе [21] объяснение данных эксперимента Auger было получено для состава, приведённого во второй строке табл. 1, спектра источников $q \propto E^{-\gamma}$ с показателем $\gamma \approx 1$ и максимальной энергией ядер $E_{\max} = 5Z \cdot 10^{18}$ эВ. Наш расчёт при описании наблюдаемого у Земли спектра выражениями (8) и том же составе в источниках, что и в работе [21], приводит к более жёсткому спектру, показанному сплошной линией на рис. 4. Найденная зависимость $q(E)$ не является степенной, но при энергиях вблизи $5Z \cdot 10^{17}$ эВ её аппроксимация степенной зависимостью приводит к показателю $\gamma \approx 0,6$. Ещё более жёсткий спектр (штриховая линия на рис. 4) получается для

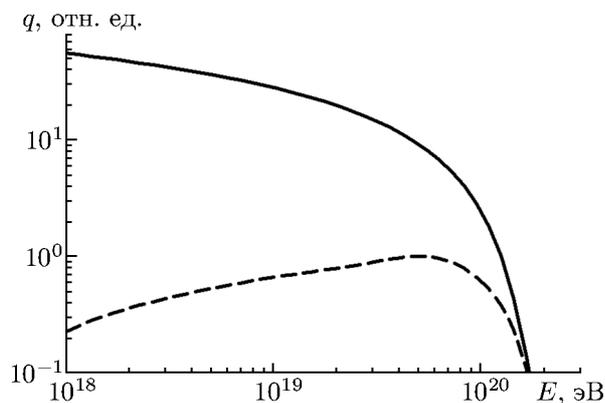


Рис. 4. Рассчитанные спектры ядер железа в относительных единицах во внегалактических источниках для состава ядер, указанных во второй (сплошная линия) и третьей (штриховая линия) строках табл. 1

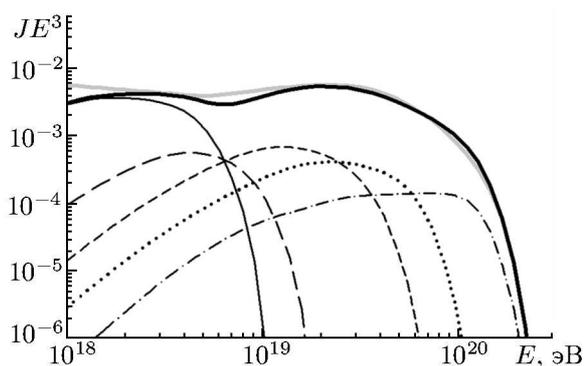


Рис. 5. Спектры космических лучей у Земли после распространения в межгалактической среде рассчитанные для состава в источниках, приведённого во второй строке табл. 1, суммарный спектр всех типов ядер (толстая сплошная чёрная линия), спектр протонов (тонкая сплошная линия), спектр ядер гелия (линия с длинными штрихами), суммарный спектр ядер углерода и кислорода (линия с короткими штрихами), суммарный спектр ядер магния и кремния (пунктирная линия), спектр ядер железа (штрих-пунктирная линия). Наблюдаемый у Земли спектр (8) показан толстой сплошной серой линией. Величина $J(E)E^3$ приведена в единицах $10^{40} \text{ эВ}^2 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$

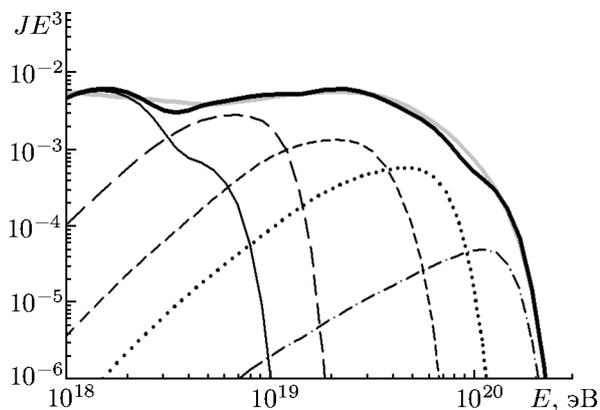


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для состава в источниках, приведённого в третьей строке табл. 1

щих на тяжёлый состав ядер самых высоких энергий в источниках. Отмеченное в начале статьи расхождение данных различных экспериментов не позволяет сделать однозначные выводы о составе и форме источников космических лучей сверхвысоких энергий. В наших расчётах методом обратной задачи [14], где использовались данные экспериментов HiRes и TA, допускающие чисто протонный состав в источниках, был получен мягкий спектр ускоренных протонов, который очень грубо можно представить как степенной с показателем $\gamma \approx 2$ и максимальной энергией $E_{\text{max}} \approx 10^{21}$ эВ.

состава источников, указанного в строке 3 табл. 1. При этом $\gamma < 0$ и вся энергия ускоренных частиц сосредоточена вблизи $E_{\text{max}} \approx 3Z \cdot 10^{18}$ эВ. Подобный спектр может возникать, например, для «убегающих» из области ускорения частиц при их диффузионном ускорении расширяющейся сферической ударной волной [22]. Однако в процессе замедления ударной волны величина максимальной энергии ускоренных частиц убывает и проинтегрированный по времени существования сильной ударной волны спектр ускоренных частиц приобретает степенной характер с $\gamma \approx 2$. В принципе, жёсткие спектры возникают при ускорении частиц в пульсарах и при стохастическом фермиевском ускорении, но проблема интерпретации полученных спектров внегалактических источников сверхвысоких энергий остаётся нерешённой (см. обсуждение в работе [21]).

Следует отметить, что в данной работе дискретность внегалактических источников не учитывалась. При её учёте может, в частности, проявиться так называемый эффект «магнитного горизонта», когда диффузия космических лучей в межгалактических магнитных полях сильно замедляет их распространение после выхода из источников и частицы сравнительно низких энергий имеют малую вероятность дойти до наблюдателя даже за космологическое время [23]. Этот эффект может привести к зависящей от магнитной жёсткости экранировке источников при энергиях меньших $Z \cdot 10^{18}$ эВ. При этом для внешнего наблюдателя спектр экранированного источника, рассчитанный изложенным в настоящей работе методом, более жёсткий, чем истинный спектр частиц в источнике.

Подчеркнём ещё раз, что все результаты, представленные в настоящей статье, основываются на данных эксперимента Auger, указывающих

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 10-02-00110а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л. // Успехи физ. наук. 1953. Т. 51, № 3. С. 343.
2. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. // Астрон. журн. 1963. Т. 40, № 3. С. 466.
3. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 384 с.
4. Ginzburg V. L. // Nature Phys. Sci. 1972. V. 239, No. 8-9. P. 8.
5. Ginzburg V. L., Ptuskin V. S. // J. Astrophys. Astron. 1984. V. 5, No. 6. P. 99.
6. Sreekumar P., Bertsch D. L., Dingus B. C., et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70, No. 2. P. 127.
7. Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al. // Astron. Astrophys. 2010. V. 523, No. 11. P. A46.
8. Kotera K., Olinto A. V. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2011. V. 49, No. 1. P. 119.
9. Lemoine V. // J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 409, No. 1. Art. no. 012007.
10. Blasi P. // Comptes Rendus Physique. 2014. V. 15, No. 4. P. 329.
11. Троицкий С. В. // Успехи физ. наук. 2013. Т. 183, № 3. С. 326.
12. Watson A. // Rept. Prog. Phys. 2014. V. 77, No. 3. Art. no. 036901.
13. Зиракашвили В. Н., Птускин В. С., Роговая С. И., Клепач Е. Г. // Изв. РАН. Серия физ. 2015. Т. 79, № 3. С. 351.
14. Ptuskin V. S., Rogovaya S. I., Zirakashvili V. N. // JCAP. 2015. No. 3. P. 054.
15. Ptuskin V. S., Rogovaya S. I., Zirakashvili V. N. // Adv. Space Res. 2013. V. 51, No. 2. P. 315.
16. Турчин В. Ф., Козлов В. П., Малкевич М. С. // Успехи физ. наук. 1970. Т. 102, № 3. С. 345.
17. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 285 с.
18. Кабанихин С. И. Обратные и некорректные задачи. Новосибирск: Сибирское науч. изд-во, 2009. 458 с.
19. Letessier-Selvon A. // Braz. J. Phys. 2014. V. 44, No. 5. P. 560.
20. Meyer J-P., Drury L. O., Ellison D. C. // Nuclear Phys. 2000. V. A663, No. 1. P. 83.
21. Aloisio R., Berezhinsky V., Blasi P. // JCAP. 2014. No. 10. P. 020.
22. Ptuskin V. S., Zirakashvili V. N. // Astron. Astrophys. 2005. V. 429, No. 3. P. 755.
23. Aloisio R., Berezhinsky V. S. // Astrophys. J. 2005. V. 625, No. 1. P. 249.

Поступила в редакцию 9 августа 2016 г.; принята в печать 8 ноября 2016 г.

SOLUTION OF THE INVERSE PROBLEM OF THE TRANSFER OF ULTRARELATIVISTIC NUCLEI IN THE EXPANDING UNIVERSE

V. N. Zirakashvili, V. S. Ptuskin, and S. I. Rogovaya

We consider propagation of nuclei with energies over 10^{18} eV in the expanding Universe filled with background electromagnetic radiation. The spectrum of sources of extragalactic space rays for protons and nuclei up to iron is determined on the basis of the particle spectrum observed near Earth as a solution of the inverse problem of transfer of ultrarelativistic nuclei. The method of regularization of the solution of this ill-posed mathematical problem is used basing on the data of the Pierre Auger Observatory on the energy spectrum of space rays, the average logarithm of the mass number, and its variance. The found energy spectra of the sources prove to be very hard and strongly dependent on the assumption about the composition of the accelerated nuclei.

V. N. Зиракашвили, В. С. Птускин, С. И. Роговая