

УДК 524.1-352

ВКЛАД БЛИЗКИХ ИСТОЧНИКОВ В НАБЛЮДАЕМЫЙ СПЕКТР И АНИЗОТРОПИЮ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2023 г. В. Н. Зиракашвили¹, *, В. С. Птускин¹, С. И. Роговая¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
имени Н.В. Пушкова Российской академии наук”, Москва, Россия

*E-mail: zirak@izmiran.ru

Поступила в редакцию 25.12.2022 г.

После доработки 12.02.2023 г.

Принята к публикации 29.03.2023 г.

Изучено распространение космических лучей сверхвысоких энергий от близких источников. Показано, что наблюдаемые при энергиях выше $5 \cdot 10^{18}$ эВ спектр, анизотропия и химический состав, могут быть объяснены в модели одного близкого источника — галактики М87, если источник сильно обогащен тяжелыми ядрами.

DOI: 10.31857/S0367676523701661, EDN: ONXZRC

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время считается, что космические лучи самых высоких энергий ускоряются в объектах с релятивистскими движениями. Такими являются пульсарные туманности, гамма-всплески и релятивистские струи (джеты), возникающие при аккреции вещества на центральную сверхмассивную черную дыру (СМЧД) в активных галактических ядрах (АГЯ) [1]. Ближайшие АГЯ — это Центавр А на расстоянии 4 Мпс и М87 на расстоянии 16 Мпс. Эти объекты представляются наиболее вероятными источниками, так как наблюдаемые резкие изломы в спектре [2] трудно объяснить в моделях, в которых спектр определяется большим количеством источников, распределенных во Вселенной. Распространение энергичных частиц от галактики Центавр А уже рассматривалось в работе [3]. Был сделан вывод, что наблюдаемый при энергиях выше $5 \cdot 10^{18}$ эВ спектр может быть объяснен этим источником.

Нами выполнены расчеты от другого близкого источника М87. Хотя он находится дальше, чем Центавр А, масса центральной СМЧД в М87 на два порядка больше, чем в Центавре А. Следовательно этот источник намного мощнее. Данное исследование следует рассматривать как дополнение к нашей работе [4], в которой мы исследовали распространение частиц от еще более близкой СМЧД в галактике Андромеды. Благодаря близости этого потенциального источника мы можем наблюдать от него частицы даже с такими низкими энергиями как 10^{15} эВ, а частицы с самыми высокими энергиями могут приходить на

Землю и от более далеких источников, таких как Центавр А и М87.

УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Используется следующее уравнение переноса для функций распределения протонов $N(\epsilon, z, \vec{r})$ и ядер $N_i(A, \epsilon, z, \vec{r})$ космических лучей с массовым числом A в расширяющейся Вселенной, заполненной фоновым электромагнитным излучением (подробнее см. [5]):

$$-H(z)(1+z)\frac{\partial N}{\partial z} = \nabla D(\epsilon, z)(1+z)^2 \nabla N + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\epsilon \left(H(z) + \frac{1}{\tau(A, \epsilon, z)} \right) N \right) - 3H(z)N + 4v(4, \epsilon, z)N_i(4) + \quad (1)$$

$$+ \sum_{A=5}^{56} v(A, \epsilon, z)N_i(A) + q(\epsilon, z)(1+z)^3 \delta(\vec{r}),$$

$$-H(z)(1+z)\frac{\partial N_i(A)}{\partial z} = \nabla D(A, \epsilon, z)(1+z)^2 \nabla N(A) + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\epsilon \left(H(z) + \frac{1}{\tau(A, \epsilon, z)} \right) N_i(A) \right) - 3H(z)N_i(A) - v(A, \epsilon, z)N_i(A) + v(A+1, \epsilon, z)N_i(A+1) + q_i(A, \epsilon, z)(1+z)^3 \delta(\vec{r}). \quad (2)$$

Здесь $\vec{r}$ — радиус-вектор в сопутствующих координатах, а красное смещение z используется

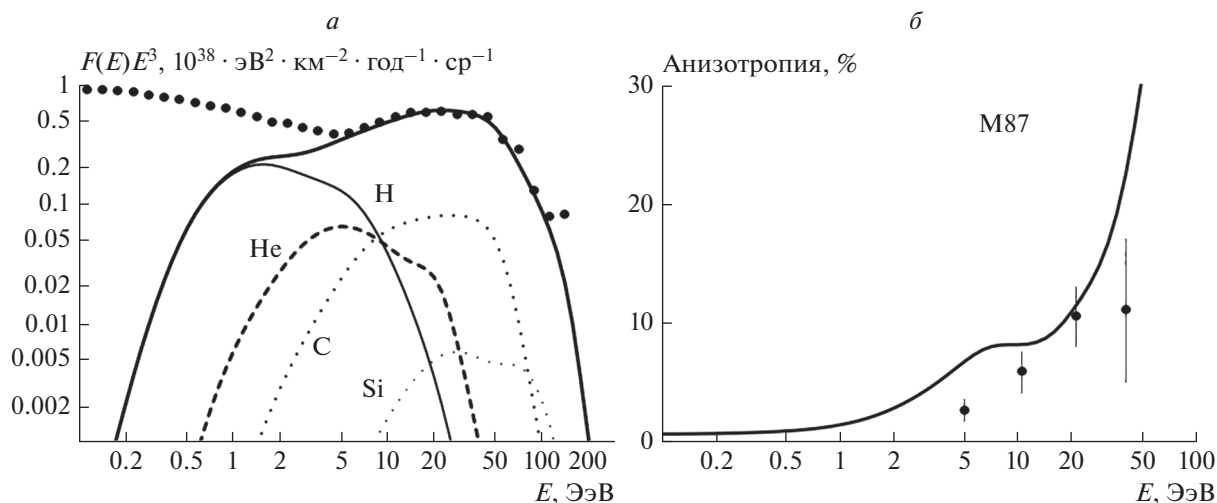


Рис. 1. Вычисленный спектр всех частиц (сплошная кривая) и отдельных ядер, наблюдаемый спектр [2] (кружки) (а). Вычисленная (сплошная кривая) и наблюдаемая (кружки) анизотропия [9] (б).

вместо времени. Система уравнений (1)–(2) должна быть решена совместно для всех типов ядер с различными значениями A от железа ($A = 56$) до протонов. Используется переменная $\epsilon = E/A$ — энергия на нуклон, поскольку эта величина примерно сохраняется в процессе ядерного фоторасщепления, $q(\epsilon, z)$ и $q_i(A, \epsilon, z)$ — спектры точечных источников протонов и ядер соответственно, $\tau(A, \epsilon, z)$ — характерное время потерь энергии на фоторождение e^+e^- пар и пионов, $\nu(A, \epsilon, z)$ — частота ядерного фоторасщепления, сумма в правой части уравнения (1) описывает рождение вторичных протонов при фоторасщеплении ядер, $H(z) = H_0 \left((1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda \right)^{1/2}$ — параметр Хаббла для плоской расширяющейся Вселенной с плотностью материи $\Omega_m (= 0.3)$ и Λ -членом ($\Omega_\Lambda = 0.7$), численное значение $H_0 = 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$.

Используется зависимость коэффициента диффузии D от полной энергии E , полученная в численном моделировании распространения частиц в случайном магнитном поле с квадратным корнем от среднего квадрата B и длиной когерентности l_c [6]:

$$D = \frac{cl_c}{3} \left(4 \frac{E^2}{E_c^2} + 0.9 \frac{E}{E_c} + 0.23 \frac{E^{1/3}}{E_c^{1/3}} \right), \quad E_c = ZeBl_c. \quad (3)$$

Решения уравнений (1), (2) для однородного распределения источников, когда диффузионный член не дает вклада, были получены в работе [7].

При численном решении системы уравнений (1), (2) для функций $N(\epsilon, z, r)$ и $N_i(A, \epsilon, z, r)$ с различными A используется метод конечных разностей. Независимыми переменными являются z и $\ln(\epsilon)$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Мы выполнили численные расчеты от максимального красного смещения $z = 1$ до $z = 0$ для точечного источника M87 со спектром

$$q(A, \epsilon) \propto k(A) \epsilon^{-1} e^{\frac{-A\epsilon}{\epsilon_{\max}}}, \quad k(A) = 10^3 k_S(A), \quad A > 4 \quad (4)$$

с максимальной энергией $\epsilon_{\max} = 4 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$. Коэффициент $k(A)$ описывает химический состав источника. Использовался тяжелый состав с сильным обогащением ядер тяжелее гелия (см. также [8]) по сравнению с нормальным (солнечным) химическим составом $k_S(A)$. Коэффициент диффузии частиц (3) определялся напряженностью $B = 4 \cdot 10^{-8} \text{ Гс}$ и длиной когерентности $l_c = 0.1 \text{ Мпс}$ межгалактического магнитного поля. Функция распределения протонов и ядер задавалась равной нулю на границе сферической области моделирования радиусом 24 Мпк , что соответствует выходу частиц из Местного сверхскопления галактик, центром которого является галактика M87. Предполагается, что за пределами Местного сверхскопления магнитное поле намного слабее и длина свободного пробега частиц намного больше, чем внутри. Параметры модели были подобраны так, чтобы воспроизвести наблюдения.

Результаты показаны на рис. 1 и 2. Как видно из наших расчетов, с таким тяжелым химическим составом галактика M87 может быть основным источником космических лучей при энергиях больше $5 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$. Полученная светимость M87 в космических лучах — $2 \cdot 10^{42} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$.

Следует отметить, что объяснить такое сильное обогащение источника (в тысячу раз) тяже-

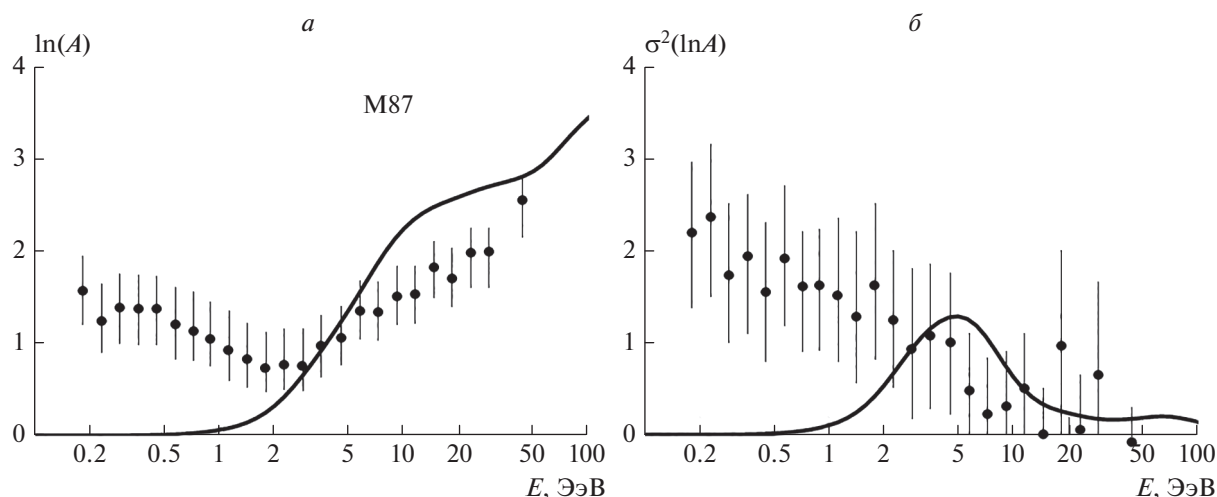


Рис. 2. Вычисленный (сплошная кривая) и наблюдаемый [10] (кружки) средний логарифм A (а). Вычисленная (сплошная кривая) и наблюдаемая [10] (кружки) дисперсия логарифма A (б).

лыми ядрами непросто. Например, в галактических космических лучах наблюдается обогащение первичных ядер только в 10–20 раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вычисленная анизотропия не превышает измеренные значения (см. рис. 1). Хотя измеренное направление вектора анизотропии оказывается ближе к направлению на Центавр А, чем на М87 (см. [9]), это еще не доказывает, что Центавр А является основным источником космических лучей сверхвысоких энергий. Дело в том, что направление анизотропии может искажаться магнитным полем нашей Галактики, которое не очень хорошо известно. Кроме того, вероятно, еще более близкий потенциальный источник — галактика Андромеда может давать вклад в наблюдаемый спектр и анизотропию [4].

Работа была частично выполнена на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ” (соглашение 13.УНУ.21.0007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bykov A.M., Gehrels N., Krawczynsky H. et al. // Space Sci. Rev. 2013. V. 178. P. 599.
2. Pierre Auger Collaboration // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 966.
3. Mollerach S., Roulet E. // Phys. Rev. D. 2019. V. 99. Art. No. 103010.
4. Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S., Rogovaya S.I. // MNRAS. 2023. V. 519. P. L5.
5. Berezhinsky V., Gazizov A.Z. // Astrophys. J. 2006. V. 643. P. 8.
6. Harari D., Mollerach S., Roulet E. // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. Art. No. 123001.
7. Птускин В.С., Роговая С.И., Зиракашвили В.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 3. С. 331; Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 3. P. 302.
8. Зиракашвили В.Н., Птускин В.С., Роговая С.И., Клепач Е.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 351; Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N., Klepach E.G. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. V. 79. No. 3. P. 319.
9. Aab A., Abreu P., Aglietta M. et al. // Astrophys. J. 2018. V. 868. P. 4.
10. Bellido J. et al. (Pierre Auger Collaboration) // arXiv: 1708.06592. 2017.

Input of nearby sources in spectra and anisotropy of ultrahigh energy cosmic rays

V. N. Zirakashvili^a, *, V. S. Ptuskin^a, S. I. Rogovaya^a

^a Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia

*e-mail: zirak@izmiran.ru

Propagation of ultrahigh energy cosmic rays from nearby sources was investigated. It is shown that observable spectrum, chemical composition and anisotropy at energies above $5 \cdot 10^{18}$ eV can be explained in the model of one nearby source galaxy M87 with heavy chemical composition.