

*МАТЕРИАЛЫ
XXXIII ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО КОСМИЧЕСКИМ ЛУЧАМ
(Дубна, август 2014 г.)*

Председатель Оргкомитета
XXXIII Всероссийской конференции по космическим лучам
д-р физ.-мат. наук **М.И. Панасюк**

Материалы XXXIII Всероссийской конференции по космическим лучам
под общей редакцией
д-ра физ.-мат. наук **Г.В. Куликова**

УДК 524.1

СПЕКТРЫ ОБИЛЬНЫХ ЯДЕР В ИСТОЧНИКАХ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА АТИС

© 2015 г. А. Д. Панов, В. И. Зацепин, Н. В. Сокольская

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
E-mail: panov@dec1.sinp.msu.ru*

Одним из основных результатов эксперимента АТИС является набор энергетических спектров обильных ядер космических лучей – протонов, He, C, O, Ne, Mg, Si, Fe, измеренных в терминах энергии на частицу в диапазоне энергий от 50 ГэВ до нескольких десятков ТэВ. В настоящей работе с использованием нескольких моделей распространения выполнен пересчет спектров обильных ядер, измеренных в эксперименте АТИС, к спектрам по магнитной жесткости в источниках. Промонстрировано, что результаты сравнения спектров разных ядер в источниках в отношении сходства или различия их формы и крутизны имеют лишь слабую зависимость от модели распространения. Показано, что спектр гелия в источнике положе спектра протонов, причем этот результат имеет очень высокую статистическую значимость и практически модельно независим. Обнаружено заметное увеличение крутизны спектров ядер в источнике с ростом заряда ядра начиная с гелия до железа.

DOI: 10.7868/S0367676515030382

ВВЕДЕНИЕ

Баллонный спектрометр АТИС (Advanced Thin Ionization Calorimeter) был разработан для измерения энергетических спектров ядер первичных космических лучей от протонов до железа с поэлементным разрешением по заряду в диапазоне энергий приблизительно от 50 ГэВ до 100 ТэВ на частицу [1]. Было показано, что спектрометр способен измерять также суммарный спектр электронов и позитронов космических лучей [2]. АТИС совершил три удачных полета вокруг Южного Полюса: в 2000–2001 гг. (АТИС-1), в 2002–2003 гг. (АТИС-2) и в 2007–2008 гг. (АТИС-4). Полет АТИС-1 являлся тестовым, в полете АТИС-2 были измерены спектры ядер от протонов до железа и спектр электронов, в полете АТИС-4 из-за не вполне корректной работы триггера, отвечающего за регистрацию тяжелых частиц, был измерен только спектр электронов. В настоящей работе используются данные полета АТИС-2.

Спектрометр АТИС состоит из полностью активного ВГО-калориметра, углеродной мишени со встроенными в нее сцинтиляционными годоскопами и кремниевой матрицы, которая впервые в этом эксперименте была использована в качестве детектора заряда первичной частицы. Детали конструкции прибора и процедуры калибровки описаны в статьях [3–5].

Среди данных, полученных спектрометром АТИС, присутствуют высокоточные энергетические спектры обильных ядер космических лучей – про-

тонов, He, C, O, Ne, Mg, Si и Fe [6] в терминах энергии на частицу. Полная кинетическая энергия на частицу является наиболее естественной величиной для представления результатов измерения энергии с использованием калориметра, поэтому результаты измерений АТИС представлены в статье [6] именно таким способом. Однако с точки зрения физики распространения или ускорения космических лучей, значительно важнее знать спектры космических лучей по магнитной жесткости, причем для изучения механизмов ускорения космических лучей наиболее важна информация о спектрах по жесткости в источниках. Пересчет наблюдаемых спектров от энергии на частицу к спектрам по жесткости с использованием данных АТИС не составляет труда, так как для каждой частицы вместе с энергией измеряется и ее заряд. Однако для получения спектров по жесткости в источниках требуется решение обратной задачи распространения частиц с использованием той или иной модели распространения. В настоящей работе обратная задача решается с использованием нескольких простых моделей распространения и обсуждаются полученные спектры обильных ядер в источниках.

1. РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ LEAKY-BOX

В общем случае решение обратной задачи для транспортного уравнения диффузии является весь-

ма сложным делом. Однако для обильных ядер космических лучей хорошо работает однородное приближение [7], известное также как приближение leaky-box [8]. Для этого случая в работе [9] для нескольких предположений о характере диффузии было показано, что результаты численного решения уравнения диффузии для потоков обильных ядер с использованием системы GALPROP могут быть с очень высокой (процентной) точностью аппроксимированы моделями leaky-box, т.е. точное решение уравнения диффузии дает существенно те же результаты, что и некоторая правильно построенная модель leaky-box. В модели leaky-box решение обратной задачи распространения получается весьма просто. В этой модели диффузия космических лучей в Галактике описывается единственным параметром – пробегом для диффузионной утечки частиц из Галактики $\lambda_{esc}(R)$, выражаемым в $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$, который зависит только от магнитной жесткости частиц R . Если обильные ядра определенного типа описываются некоторым эффективным усредненным по объему Галактики источником с жесткостным спектром $Q(R)$, то наблюдаемый равновесный спектр для них имеет вид

$$M(R) = \frac{1}{\rho v} \frac{1}{(1/\lambda_{esc}(R) + 1/\lambda_N)} Q(R), \quad (1)$$

где λ_N ($\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$) – средний пробег ядра до ядерного взаимодействия в межзвездной среде. Уравнение (1) представляет собой решение прямой задачи распространения космических лучей для рассматриваемого частного случая. Решение обратной задачи распространения – определение функции источника по наблюдаемому спектру частиц – получается тривиальным обращением уравнения (1):

$$Q(R) = \rho v (1/\lambda_{esc}(R) + 1/\lambda_N) M(R). \quad (2)$$

В литературе известно много разных частных примеров выбора определенного выражения для пробега утечки $\lambda_{esc}(R)$. Некоторые из них основаны на прямой аппроксимации экспериментальных данных, другие аппроксимируют различные типы решений уравнения диффузии. В настоящей статье мы будем использовать аппроксимации leaky-box для трех различных характерных численных GALPROP-решений уравнения диффузии, которые были рассмотрены в статье [9]. Эти три модели представляют имеющийся в настоящее время диапазон неопределенности в понимании физики распространения космических лучей в межзвездной среде, и соответствующие им пробеги для диффузионной утечки имеют вид [9]

$$\lambda_{esc}(R) = 19\beta^3 (R/3 \text{ ГВ})^{-0.6}, \quad R > 3 \text{ ГВ}, \quad (3)$$

$$\lambda_{esc}(R) = 7.2\beta^3 (R/3 \text{ ГВ})^{-0.34}, \quad R > 40 \text{ ГВ}, \quad (4)$$

$$\lambda_{esc}(R) = 13\beta^3 (R/3 \text{ ГВ})^{-0.5}, \quad R > 10 \text{ ГВ}. \quad (5)$$

Формула (3) соответствует так называемой plain-модели, которая основана на прямой ап-

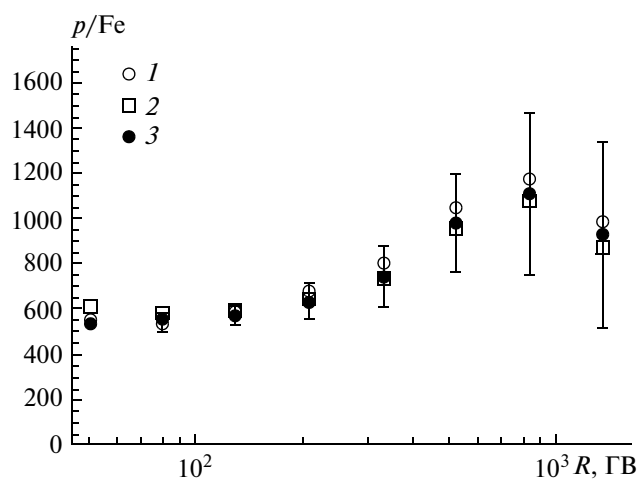


Рис. 1. Отношение спектра протонов к спектру железа в источнике, полученное с использованием разных моделей распространения: 1 – GALPROP-plain, 2 – GALPROP-reacceleration, 3 – GALPROP-damping. Статистические ошибки обозначены только для точек, соответствующих модели GALPROP-damping; для других моделей ошибки практически такие же.

проксимации данных эксперимента HEAO-3-C2 [10] по отношению В/С; формула (4) основана на модели диффузии с доускорением в среде с колмогоровской турбулентностью (модель reacceleration), формула (5) соответствует модели, учитывающей нелинейное взаимодействие космических лучей с межзвездной средой, которое ведет к возбуждению магнитной турбулентности (модель damping). Детали описаны в статье [9]. Нетрудно видеть, что при больших энергиях все функции (3)–(5) ведут себя как степенные функции магнитной жесткости R , но показатели этих функций различны. С использованием моделей (3)–(5) и уравнения (2), по измеренному спектру ядер легко найти соответствующие три варианта спектра в источнике. Из-за существенного различия функций (3)–(5) крутизна восстановленного спектра в источнике будет сильно зависеть от модели, т.е. с учетом существующей неопределенности в моделях распространения крутизна спектра в источнике может быть восстановлена лишь с очень большой неопределенностью. Однако, как показано ниже, вполне осмысленно могут изучаться различия формы спектров разных ядер в источнике.

2. ОТЛИЧИЯ ФОРМЫ СПЕКТРОВ РАЗЛИЧНЫХ ОБИЛЬНЫХ ЯДЕР В ИСТОЧНИКЕ

Для сравнения формы спектров разных ядер в источнике можно обратиться к отношению спектров: отличие отношения от константы говорит о различии формы этих спектров. На рис. 1 показа-

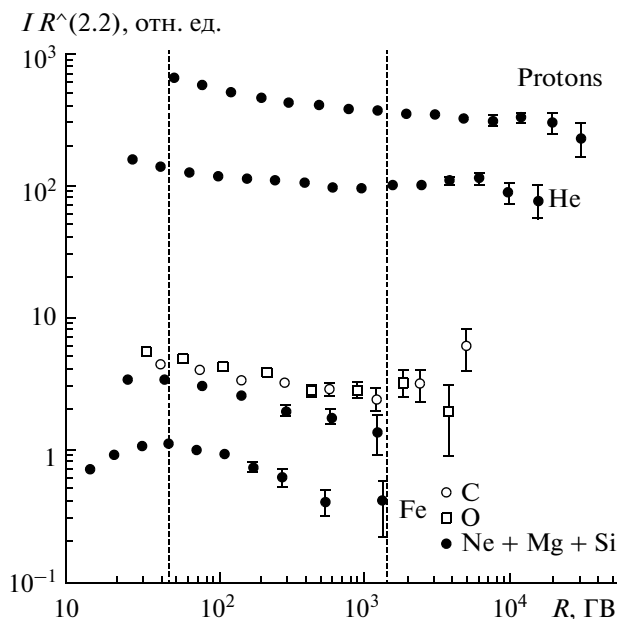


Рис. 2. Спектры ядер в источнике, полученные для модели распространения GALPROP-reacceleration.

но отношение спектров p/Fe , рассчитанное в трех различных GALPROP-моделях (3)–(5). Видно, что модельная зависимость отношения спектров мала по сравнению с величиной статистических ошибок. Модельная зависимость тем больше, чем больше отличие масс рассматриваемых ядер, поэтому для случая p/Fe модельная зависимость максимальна среди всех возможных комбинаций из списка обильных ядер p , C , O , Ne , Mg , Si , Fe . Таким образом, для всех других отношений модельная зависимость меньше, чем для p/Fe (рис. 1), поэтому отношения могут изучаться практически модельнонезависимым образом. На глаз легко определяется, что отношение p/Fe существенно отличается от константы (спектр железа в среднем круче), однако критерий χ^2 показывает, что это отличие не является статистически значимым.

Спектры ядер Ne , Mg и Si в данных АТИС не очень хорошо статистически обеспечены, поэтому для дальнейшего анализа удобно спектры этих ядер с близкими зарядами объединить в один суммарный спектр по жесткости $Ne + Mg + Si$, приписав ему эффективный заряд 12. На рис. 2 показаны сами спектры в источнике для протонов, He , C , O , $Ne + Mg + Si$ и Fe , полученные в модели GALPROP-reacceleration. Всего имеется шесть независимых спектров, для которых можно построить $6(6 - 1)/2 = 15$ отношений, которые могут рассматриваться как модельнонезависимые характеристики источников космических лучей. Однако 15 отношений дают труднообозримый материал для анализа, поэтому в настоящей статье мы используем упрощенный подход для

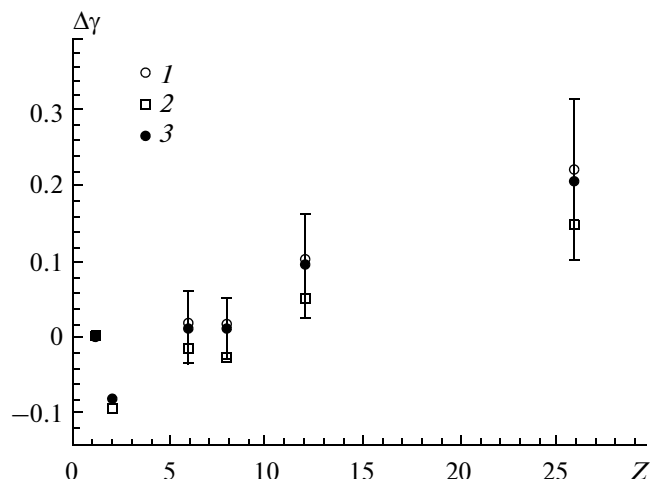


Рис. 3. Отличия спектральных индексов обильных ядер в источнике от спектрального индекса протонов. Статистические ошибки обозначены только для точек, соответствующих модели GALPROP-damping; для других моделей ошибки практически такие же. 1, 2, 3 – как на рис. 1.

представления некоторых существенных особенностей поведения всей совокупности спектров. Для этого мы выделим общий для всех полученных спектров диапазон магнитной жесткости (приблизительно от 50 до 1350 ГВ, обозначенный вертикальными пунктирными линиями на рис. 2), и для этого диапазона для каждого спектра найдем средний спектральный индекс, игнорируя некоторые отличия в поведении спектров от чисто степенных. При этом интерес представляют не спектральные индексы сами по себе, так как они являются сильно модельнозависимыми, а различия в спектральных индексах для различных ядер. На рис. 3 показаны отличия спектральных индексов обильных ядер в источнике от спектрального индекса протонов в зависимости от заряда ядра. Видно, что модельная зависимость результата хотя и имеет место, но мала по сравнению с имеющим место различием спектральных индексов и статистическими ошибками.

В порядке обсуждения данных на рис. 3 можно отметить, во-первых, отличие спектрального индекса протонов от спектрального индекса гелия, которое имеет практически модельнонезависимый характер и очень хорошо статистически обеспечено. Во-вторых, можно отметить устойчивый рост крутизны спектров начиная с гелия до железа. Этот результат тоже хорошо статистически обеспечен: наклон этой части кривой на рис. 3 положителен со статистической значимостью от 3.7σ до 4.8σ в зависимости от модели распространения. Не вполне ясно, однако, насколько физически осмысленно описание всех ядер от гелия до железа одной кривой, так как гелий с од-

ной стороны, и более тяжелые ядра — с другой стороны, могут быть связаны с источниками космических лучей существенно разного типа. В связи с этим имеет смысл рассмотреть ядра тяжелее гелия отдельно. Для них также существует тренд в наклоне кривой, но положительный наклон имеет статистическую значимость только от 1.6σ до 2.0σ в зависимости от модели. В последнем случае можно говорить только об указании на существование тренда, но не об его статистически надежном обнаружении.

Обнаруженное различие в крутизне спектров разных ядер в источниках доказывает существование различных условий ускорения, характерных для ядер разного типа. Это может означать либо наличие источников разного типа, либо гетерогенность среды около источника (либо то и другое вместе). Эти вопросы предполагается обсудить в дальнейшем.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-00919.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Guzik T.G., Adams J.H., Ahn H.S. et al.* // Adv. Sp. Res. 2004. V. 33. P. 1763.
2. *Chang J., Adams J.H., Ahn H.S. et al.* // Adv. Sp. Res. 2008. V. 42. P. 431.
3. *Guzik T.G., J.H. Adams J.H., Ahn H.S. et al.* // Adv. Sp. Res. 2004. V. 33. P. 1763.
4. *Zatsepin, V.I., Adams J.H., Ahn H.S. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. A. 2004. V. 524. P. 195.
5. *Панов А.Д., Зацепин В.И., Сокольская Н.В. и др.* // ПТЭ. 2008. № 4. С. 17.
6. *Панов А.Д., Адамс Дж.Х., Ан Х.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 5. С. 602.
7. *Гинзбург В.Л., Птускин В.С.* // УФН. 1975. Т. 117. Вып. 4. С. 585.
8. *Gaisser T.K.* Cosmic rays and particle physics. N.Y.: Cambridge Univ. Press, 1990. P.112.
9. *Ptuskin V., Strelnikova O., Sveshnikova L.* // Astropart. Phys. 2009. V. 31. P. 284.
10. *Engelmann J.J., Ferrando P., Soutoul A. et al.* // Astron. Astrophys. 1990. V. 233. P. 96.