

УДК 524.1

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ И ЯДЕР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, ИЗМЕРЕННЫЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ НУКЛОН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НОВОЙ МЕТОДИКИ

© 2019 г. Э. В. Аткин¹, В. Л. Булатов², О. А. Васильев³, А. Г. Воронин³,
Н. В. Горбунов⁴, В. М. Гребенюк⁴, В. А. Дорохов², Д. Е. Карманов³,
И. М. Ковалев³, И. А. Кудряшов³, А. А. Курганов³, М. М. Меркин³, А. Д. Панов³,
Д. М. Подорожный³, Д. А. Полков², С. Ю. Пороховой⁴, Л. Г. Свешникова³,
Л. Г. Ткачев⁴, А. В. Ткаченко⁴, А. Н. Турундаевский^{3*}, С. Б. Филиппов², В. В. Шумихин¹

¹Московский инженерно-физический институт, Национальный исследовательский ядерный институт,
Москва, Россия

²ООО “Горизонт”, Екатеринбург, Россия

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

⁴Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 25.05.2018 г.; принята в печать 22.06.2018 г.

В статье представлены некоторые результаты исследований космических лучей, полученные в ходе космического эксперимента НУКЛОН в 2015–2017 гг. Этот эксперимент предназначен для прямых измерений энергетических спектров и химического состава ($Z = 1-30$) космических лучей в диапазоне энергий 2–500 ТэВ. Представлены экспериментальные результаты, в том числе энергетические спектры различных обильных ядер, измеренные с использованием нового кинематического метода KLEM (Kinematic Lightweight Energy Meter). Первичная энергия восстанавливается с помощью регистрации пространственной плотности вторичных частиц, рожденных при неупругом взаимодействии в углеродной мишени.

DOI: 10.1134/S0004629919010018

1. ВВЕДЕНИЕ

Диапазон энергий 10^{14} – 10^{16} эВ, предшествующий “колену”, крайне важен для исследования ускорения и распространения космических лучей. Необходимо получить больше данных с поэлементным разрешением. Прямых измерений спектров ядер космических лучей непосредственно в области “колена” нет. Основная информация о ядрах космических лучей в предшествующей области при 10^{12} – 10^{14} эВ была получена на аэростатах (ATIC [1, 2], CREAM [3, 4], TRACER [5]) и спутниках (AMS02 [6, 7] для более низких энергий, SOKOL [8]). Эксперимент CALET [9] сейчас проводится на борту МКС. Также осуществляется эксперимент DAMPE [10]. Однако необходимы дополнительные прямые измерения при энергиях до 1000 ТэВ. Для эффективного измерения потока

космических лучей при высоких энергиях требуется большой геометрический фактор.

Недавно был предложен новый кинематический метод измерения энергии протонов и ядер (Kinematic Lightweight Energy Meter, KLEM) [11]. Этот метод позволяет создавать спектрометры с большим геометрическим фактором и малой массой. Космический эксперимент НУКЛОН предназначен для непосредственного исследования за пределами атмосферы энергетических спектров и химического состава космических лучей от 2 до более чем 500 ТэВ (до “колена”). Самая высокая измеренная энергия равна 900 ТэВ.

2. КОНСТРУКЦИЯ ПРИБОРА НУКЛОН

Аппаратура НУКЛОН [11–16] была разработана в сотрудничестве НИИЯФ МГУ, ОИЯИ (Дубна) и ряда других российских научных и промышленных центров. В настоящее время прибор находится на борту спутника РЕСУРС-П № 2.

*E-mail: turun1966@yandex.ru

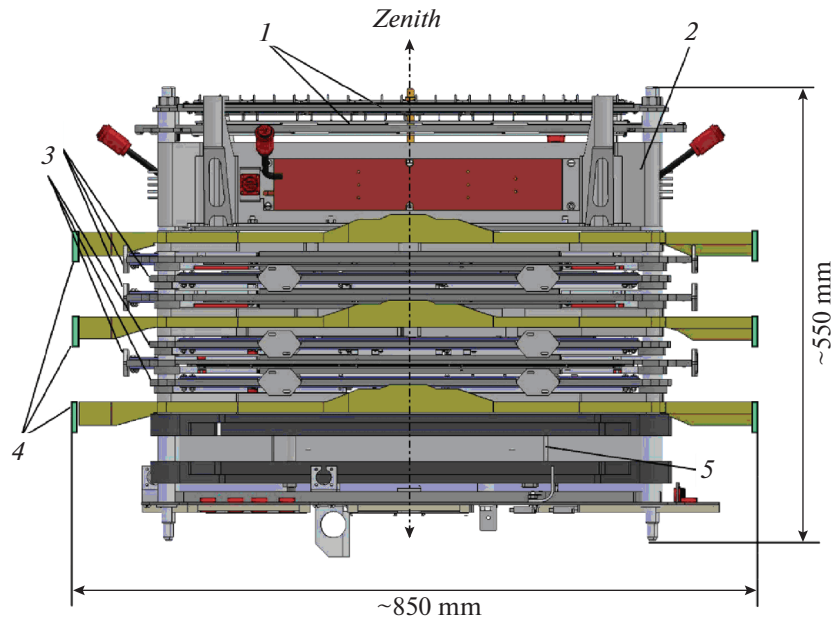


Рис. 1. Упрощенная схема аппаратуры НУКЛОН. (1) две пары плоскостей системы измерения заряда; (2) углеродная мишень; (3) 6 плоскостей системы измерения энергии с использованием методики KLEM; (4) 3 слоя триггерной системы; (5) калориметр.

Орбита космического аппарата является гелиосинхронной с наклоном 97.276° и средней высотой 475 км. Спутник был запущен 26 декабря 2014 г. Научные цели эксперимента и применяемые методы измерений определяют конструкцию установки. Общий вид прибора НУКЛОН представлен на рис. 1. Для энергетических измерений впервые был применен новый кинематический метод (KLEM) [11].

Аппаратура НУКЛОН включает в себя различные системы на основе кремниевых и сцинтилляторных детекторов [11] для измерений заряда и энергии. Общая масса прибора составляет около 375 кг. Эффективный геометрический коэффициент составляет более $0.2 \text{ м}^2\text{ср}$ для системы KLEM и около $0.06 \text{ м}^2\text{ср}$ для калориметра. Рабочая площадь установки равна 0.25 м^2 . Система измерения заряда обеспечивает разрешение $0.15\text{--}0.20$ зарядовой единицы.

В статье представлены результаты обработки данных, полученных в течение около трех лет, с 2015 по 2017 г. В табл. 1 суммарный фактор экспозиции эксперимента НУКЛОН сопоставлен с данными по другим основным экспериментам по прямому измерению спектров космических лучей высоких энергий. Набор данных, полученных всеми детекторами, можно рассматривать как образ события. Пример события представлен на рис. 2. Реконструированная траектория пересекает детекторы заряда (1), кремниевые микроstriповые детекторы системы измерения энергии KLEM (3), и

кремниевые микроstriповые детекторы в составе ионизационного калориметра (5). По полученным проекциям можно восстановить направление и другие характеристики каскада в установке.

3. МЕТОДИКА KLEM

Новый кинематический метод измерения энергии KLEM был предложен в работах [17–21]. Этот метод может применяться в широком диапазоне энергий ($10^{11}\text{--}10^{16}$ эВ) и дает разрешение по энергии на уровне 70% или лучше в соответствии с результатами математического моделирования [13, 15, 16, 22].

Простой кинематический метод, предложенный Кастаньоли [23], дает большие погрешности (100–200%). Чтобы повысить разрешение, был предложен комбинированный метод [17–21], учитывающий особенности высокоэнергичных неупругих адронных взаимодействий. Метод Кастаньоли основан на предположении, что во взаимодействиях протонов вторичные пионы разлетаются симметрично вперед и назад в системе центра масс сталкивающихся частиц. В этом случае в лабораторной системе вследствие преобразований Лоренца среднее значение псевдобыстроты $\eta = -\ln \text{tg}(\theta_i/2)$, где θ_i — угол вылета вторичной частицы, оказывается пропорциональным логарифму первичной энергии налетающей частицы. Этот метод применялся в экспериментах, где в качестве детекторов использовались ядерные эмульсии и искровые камеры,

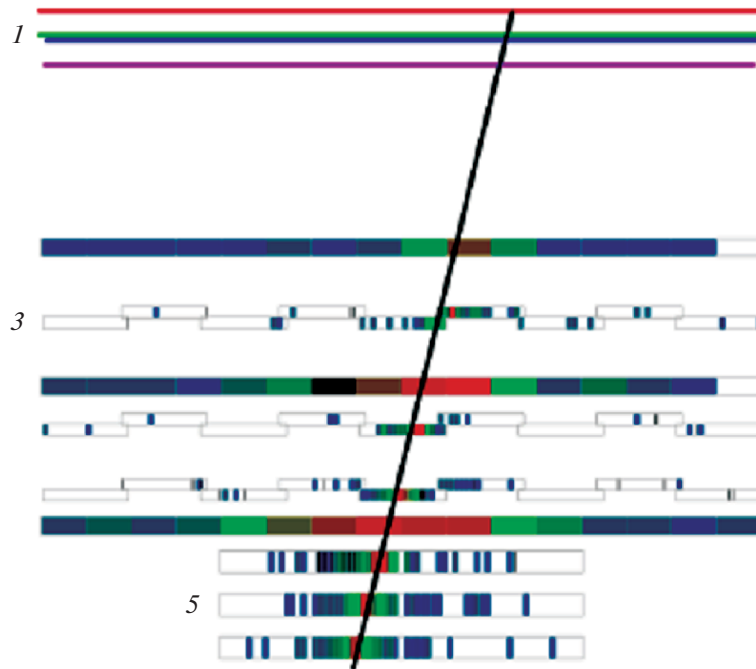


Рис. 2. Изображение события. Ядро инициировало каскад. (1) две пары плоскостей системы измерения заряда; (3) 6 плоскостей системы измерения энергии с использованием KLEM; (5) калориметр.

что не давало возможности регистрировать вторичные гамма-кванты, образованные от распадов нейтральных пионов, и приводило к нарушению условия симметричности вылета заряженных частиц в системе центра масс сталкивающихся протонов (так как гамма-кванты уносят неконтролируемую долю импульса). Кроме того, в нуклон-ядерных взаимодействиях левое крыло функции плотности псевдобыстрот $dN/d\eta$ искажается вкладом частиц, образованных в последующих взаимодействиях налетающего нуклона с нуклонами мишени, что приводит к увеличению флуктуаций $dN/d\eta$ в индивидуальных событиях и, как следствие, к увеличению погрешности в определении энергии. Указанные факторы и трудности экспериментальной регистрации частиц заднего конуса являлись основной причиной очень большой погрешности в определении энергии методом Кастаньоли.

С учетом вышеприведенных трудностей определения энергии по углам вылета вторичных частиц был предложен комбинированный метод, основанный, с одной стороны, на измерении углов вылета и заряженных и нейтральных самых быстрых частиц, а с другой, использующий информацию об энергии вторичных частиц. Как показано на рис. 1, прибор для измерений по предлагаемой методике состоит из мишени и тонких слоев плотного вещества, играющих роль конвертора гамма-квантов. Под конвертором размещается слой координатно-чувствительных детекторов, способных фиксировать число и координаты заряженных частиц.

Первичная частица взаимодействует в мишени, где образуются вторичные гамма-кванты и заряженные частицы. Число частиц после конвертора включает в себя электроны и позитроны, порожденные электромагнитным каскадом.

В ходе математического моделирования был найден оптимальный эстиматор, связывающий пространственное распределение заряженных частиц после конвертора и первичную энергию налетающей частицы. На практике пространственная плотность вторичных частиц регистрируется кремниевыми микростриповыми детекторами. При анализе данных используется эстиматор S , определяемый как

$$S = \sum_k I_k \ln^2(2H/x_k), \quad (1)$$

где x_k — расстояние между осью ливня и стрипом k , I_k — сигнал в стрипе k , H — расстояние между серединой графитовой мишени и плоскостью микростриповых детекторов. Математическое моделирование показало, что зависимость $S(E)$ близка к степенной и имеет почти одинаковый наклон для различных типов первичных ядер в широком диапазоне энергий.

4. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

4.1. Моделирование системы измерения энергии

Моделировались изотропные потоки протонов, а также ядер гелия, углерода, серы и желе-

Таблица 1. Эксперименты по прямым измерениям спектров космических лучей высоких энергий

Эксперимент	Диапазон	Фактор экспозиции м ² ср год
НУКЛОН	>2 ТэВ	0.7 (за 2015–2017 гг.)
АТИС (аэростат)	>50 ГэВ	0.04
CREAM (аэростат)	>2.5 ТэВ	0.35 (3 полета)
TRACER (аэростат)	>0.5 ГэВ/н	0.25 (2 полета)
AMS02	<2 ТВ	5 (ожидаемый)
DAMPE	>100 ГэВ	1 (ожидаемый)
CALET	>1 ГэВ	0.5 (ожидаемый)
ISS-CREAM	>1 ТэВ	3 (ожидаемый)

за. Для получения статистической обеспеченности во всем исследуемом диапазоне энергий (100 ГэВ–1000 ТэВ) разыгрывалось равномерное распределение по логарифму первичной энергии $dN/d(\ln E) = \text{const}$. Сигнал в сцинтилляционных и кремниевых детекторах считался пропорциональным энерговыделению в соответствующем объеме. Алгоритмы, используемые при обработке симулированных и экспериментальных банков данных, полностью идентичны. Воспроизводились триггерные условия и восстановление направления траекторий первичных частиц. Для отобранных событий была выполнена оптимизация методики KLEM, рассчитаны калибровочные кривые.

Для оценки практической применимости предлагаемой методики измерения энергии математическое моделирование проводилось с использованием программного пакета GEANT 3.21 [24] с подключением дополнительного генератора QGSJET [25, 26] для описания высокоэнергичных адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий.

Таблица 2. Параметры калибровки

Компонент	a_2 , ГэВ	b
p	1651	1.36
He	2556	1.27
C	3514	1.18
S	4163	1.14
Fe	4362	1.12

4.2. Калибровочные кривые для разных компонентов космических лучей

В процессе анализа результатов математического моделирования использовались следующие основные предположения. Во-первых, предполагалась степенная зависимость восстановленной энергии от ранее определенного эstimатора S .

$$E_{\text{rec}} = aS^b. \quad (2)$$

Во-вторых, функция распределения восстановленной энергии зависит не от первичной энергии, а только от отношения восстановленной и первичной энергий $F(E_{\text{rec}}/E)$. Введем обозначение $k = E_{\text{rec}}/E$. Известно, что форма спектров космических лучей близка к степенной.

$$\frac{dN}{dE} = AE^{-(\gamma+1)}. \quad (3)$$

При данной восстановленной энергии

$$E = E_{\text{rec}}/k. \quad (4)$$

Введем условие $\langle k \rangle = 1$ для степенного энергетического спектра. Следовательно, получаются следующие уравнения

$$\frac{dN}{dk} = AE_{\text{rec}}^{-\gamma} k^\gamma, \quad (5)$$

$$\langle k \rangle = \frac{\sum_i k_i^{\gamma+1}}{\sum_i k_i^\gamma} = 1. \quad (6)$$

Получаем для симулированного события с энергией E_i

$$k_i = \frac{aS_i^b}{E_i}. \quad (7)$$

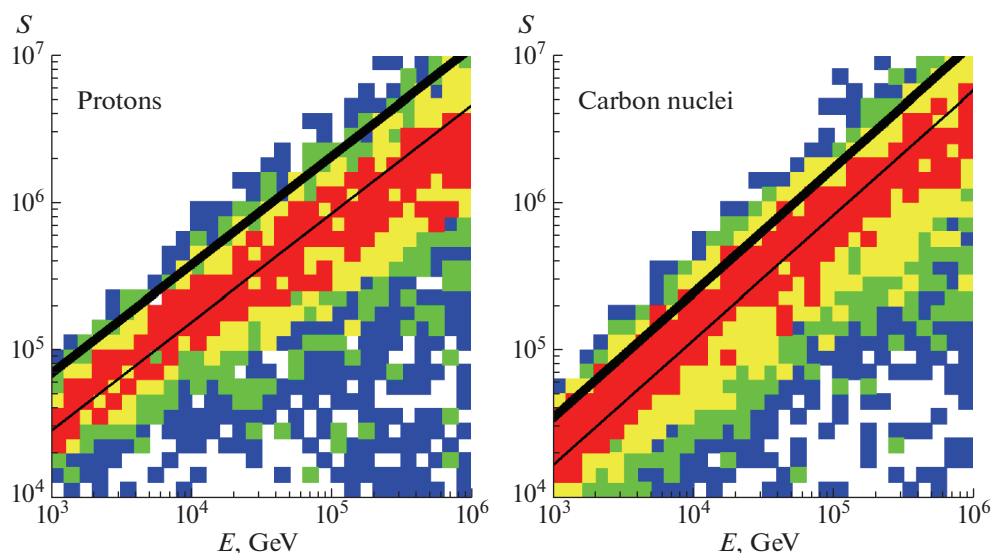


Рис. 3. Результаты симуляции: S vs E для протонов и углеродных ядер. Аппроксимация (толстая линия) сдвигается с учетом степенного спектра. Тонкая линия соответствует простой аппроксимации.

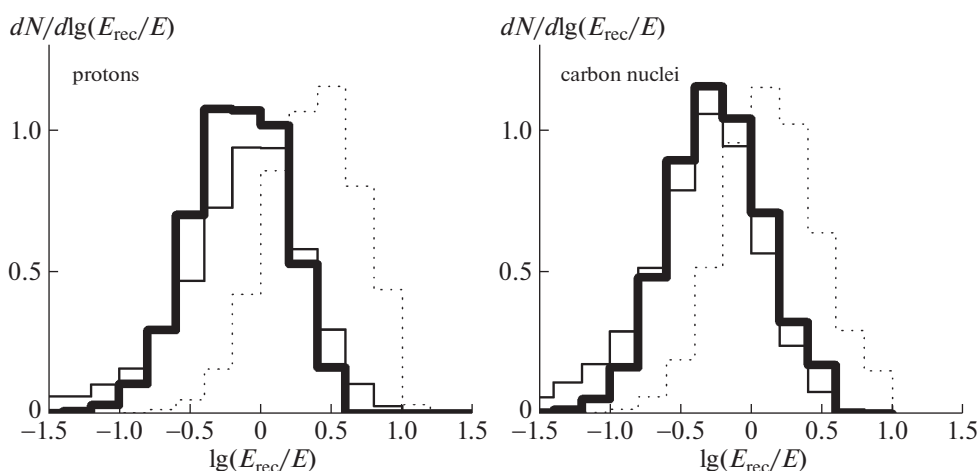


Рис. 4. Результаты симуляции. Нормированные восстановленные энергетические распределения для протонов и ядер углерода. Тонкая линия соответствует простой аппроксимации данных. Точечная линия соответствует этой же аппроксимации с весами событий для реального спектра. Толстая линия соответствует распределению, полученному фитированием с весами событий для реальных спектров.

В результате получаем формулу для параметра a

$$a = \frac{\sum_i (S_i^b / E_i)^\gamma}{\sum_i (S_i^b / E_i)^{(\gamma+1)}}. \quad (8)$$

С помощью обычного метода наименьших квадратов из симулированных банков данных были получены значения b для разных компонентов. Значения a были вычислены в соответствии с формулой, полученной выше. Применение полученных значений a и b позволяет получить несмещенную оценку энергии для степенного спектра. На практи-

ке можно использовать более удобный параметр a_2

$$E_{\text{rec}} = a_2 (S \times 10^{-5})^b. \quad (9)$$

Значения a_2 и b представлены в табл. 2. Результаты моделирования (S от E) представлены на рис. 3 для протонов и ядер углерода.

Как указывалось выше, при моделировании энергия первичных частиц разыгрывалась с равномерным распределением энергии в логарифмическом масштабе. Тонкая линия на рис. 3 соответствует простой степенной аппроксимации этих данных. Однако реальные энергетические

спектры космических лучей близки к степенным. Таким образом, необходимо вводить вес событий в соответствии с ожидаемыми энергетическими спектрами. Толстая линия соответствует аппроксимации, полученной с весовыми коэффициентами для степенного спектра в соответствии с формулой (8).

Нормированные распределения по восстановленной энергии представлены на рис. 4 для симулированных событий. Использовались разные аппроксимации. Тонкая линия соответствует простой аппроксимации (как на рис. 3). Применение этого фита вызывает завышение энергии в степенном спектре. Точечная линия соответствует фиту с учетом весов событий для реального спектра (толстая линия на рис. 3 и 4, параметры аппроксимации из табл. 1).

Распределение по восстановленной энергии представляет собой свертку распределений при фиксированных энергиях и форме спектра. Разрешение по энергии и эффективность регистрации зависят от показателя спектра.

4.3. Деконволюция первичных спектров

Спектр восстановленных энергий, полученный при помощи описанного выше алгоритма, можно рассматривать в качестве первого приближения истинного спектра первичных энергий. Необходимо восстановить энергетический спектр первичных частиц из спектра по E_{rec} , вычисленных по приведенным выше фитам.

Методы деконволюции спектров ранее были разработаны для анализа результатов эксперимента АТИС [27, 28] и адаптированы для эксперимента НУКЛОН. Для обработки результатов эксперимента НУКЛОН был применен метод деконволюции с регуляризацией Тихонова [28]. Связь между спектром восстановленных энергий $f(E_{\text{rec}})$ и первичным энергетическим спектром $\Phi(E)$ описывается интегральным уравнением Фредгольма первого рода

$$f(E_{\text{rec}}) = \int A(E_{\text{rec}}, E)\Phi(E)dE. \quad (10)$$

Здесь $A(E_{\text{rec}}, E)$ является инструментальной функцией, которая описывает распределение энергии E_{rec} , восстановленной с помощью эстиматора S для каждой первичной энергии E .

Экспериментальные спектры регистрируются как количество отсчетов в соответствующих бинах. Весь исследуемый энергетический диапазон разделен на n интервалов. Ширина бина постоянна в логарифмической шкале. Интегральное уравнение

можно переписать в виде системы линейных уравнений

$$M_i = \sum_{j=1}^n a_{ij}N_j, j = 1, 2, \dots, n. \quad (11)$$

Здесь M_i — количество событий в бине i по восстановленной энергии, a_{ij} является элементом матрицы отклика, а N_j является искомым числом событий первичного спектра в бине j . Эта система линейных уравнений может быть решена путем минимизации функции:

$$F(N_1, \dots, N_n) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\sum_{j=1}^n a_{ij}N_j - M_i}{\sigma_i} \right)^2 + \quad (12)$$

$$+ \tau \sum_{j=2}^{n-1} \left(\frac{N_{j+1} - 2N_j + N_{j-1}}{\sigma_j} \right)^2 \rightarrow \min.$$

Здесь σ_i является стандартным отклонением для величины M_i , а τ — параметр регуляризации [28]. Матрица отклика рассчитывалась по результатам проведенного моделирования (рис. 3). При этом учитывалась степенная зависимость $E_{\text{rec}}(S)$. Учитывались зависящая от энергии эффективность регистрации для разных ядер и время экспозиции.

Деконволюция энергетических спектров протонов и ядер гелия приводит к устойчивым результатам. Однако статистика ядер с $Z \geq 6$ недостаточна для деконволюции спектра каждого компонента. Для этих компонентов применяется метод дифференциальных сдвигов, также разработанный для эксперимента АТИС [27]. Для каждого бина первичная энергия восстанавливается в соответствии с выражением

$$E_0^{(i)} = \frac{\sum_{j=1}^n a_{ij}E_jK(E_j)}{\sum_{j=1}^n a_{ij}K(E_j)}. \quad (13)$$

Здесь $K(E_j)$ — начальная степенная аппроксимация для первичного энергетического спектра. Мы применили прямую деконволюцию для восстановления спектров протонов и гелия. Спектры других ядер были восстановлены методом дифференциальных сдвигов.

Ускорительные тесты прототипов аппаратуры НУКЛОН были выполнены на ускорителе SPS в ЦЕРН [11, 13–15]. Результаты наземных экспериментов подтвердили применимость метода KLEM.

Таблица 3. Статистический материал за 2015–2017 гг.

Интервал, ГэВ	p	He	C	O	Ne	Mg	Si	Fe	Все ядра
$1 \times 10^3 - 1.6 \times 10^3$	5632	10653	4317	8180	1958	3183	3017	4112	49009
$1.6 \times 10^3 - 2.5 \times 10^3$	3186	6106	2499	4781	1118	1981	2303	3490	30953
$2.5 \times 10^3 - 4.0 \times 10^3$	1647	3455	1337	2354	518	934	1158	2578	17324
$4.0 \times 10^3 - 6.3 \times 10^3$	904	1879	718	1139	271	448	518	1452	8867
$6.3 \times 10^3 - 1 \times 10^4$	471	1057	383	655	155	226	262	881	4739
$1 \times 10^4 - 1.6 \times 10^4$	219	505	180	337	67	101	142	299	2196
$1.6 \times 10^4 - 2.5 \times 10^4$	115	259	95	156	41	60	61	177	1115
$2.5 \times 10^4 - 4.0 \times 10^4$	42	139	42	66	23	18	39	61	515
$4.0 \times 10^4 - 6.3 \times 10^4$	22	48	25	37	3	16	17	40	247
$6.3 \times 10^4 - 1 \times 10^5$	9	32	10	12	5	1	8	18	111
$1 \times 10^5 - 1.6 \times 10^5$	3	10	6	9	3	2	3	4	46
$1.6 \times 10^5 - 2.5 \times 10^5$	0	3	1	2	1	1	0	1	11
$2.5 \times 10^5 - 4.0 \times 10^5$	1	0	0	0	1	0	0	0	3
$4.0 \times 10^5 - 6.3 \times 10^5$	0	0	0	0	0	0	0	0	1
$6.3 \times 10^5 - 1 \times 10^6$	0	1	0	0	0	0	0	0	1

5. РЕЗУЛЬТАТЫ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

5.1. Измерение заряда

Обработка данных, полученных спутниковым экспериментом, состоит из нескольких этапов. На

первом этапе анализируется траектория частицы. Для каждого слоя кремниевых микрополосчатых детекторов определяется пространственное положение максимума ионизации. Предполагается, что эти максимумы соответствуют координатам трека на уровне детектора. По этим точкам восстанавли-

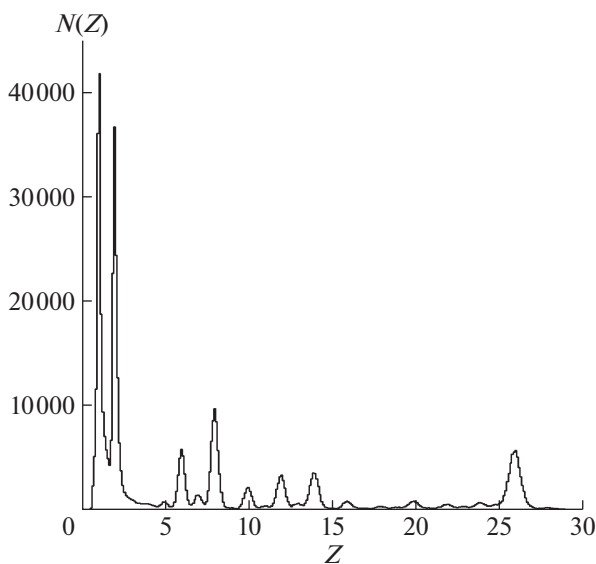


Рис. 5. Зарядовое распределение в эксперименте НУКЛОН.

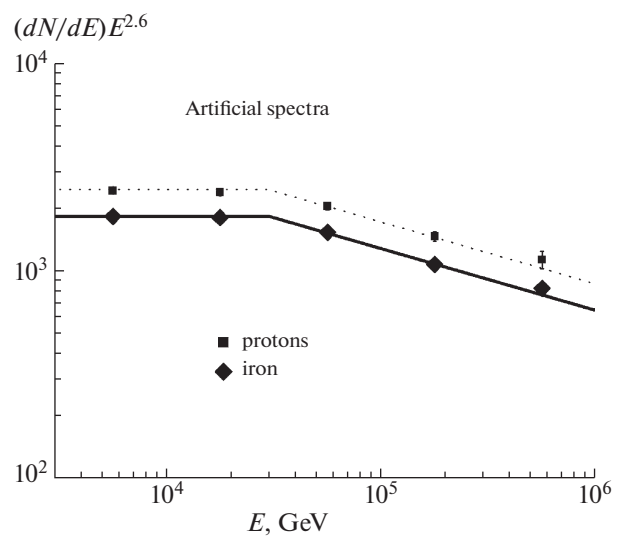


Рис. 6. Моделируемые (линии) и восстановленные (точки) энергетические спектры.

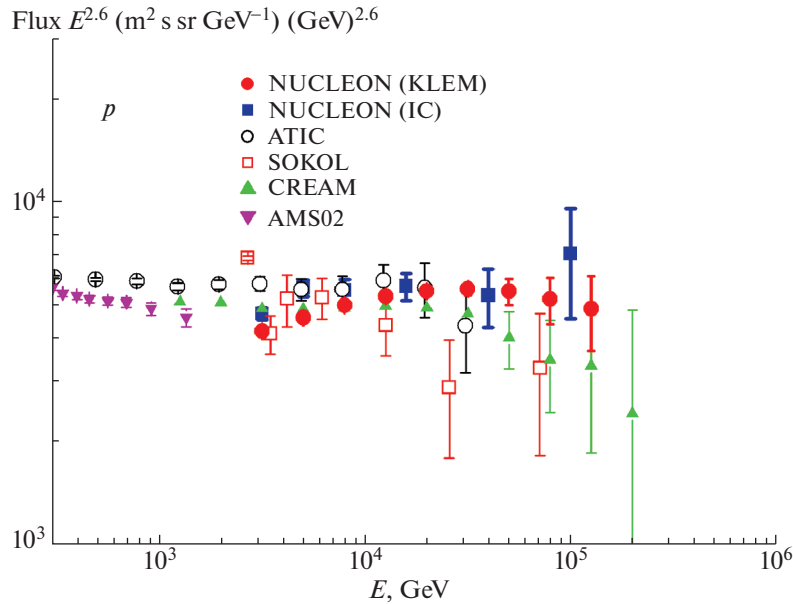


Рис. 7. Спектр протонов.

вается ось с помощью обычного метода наименьших квадратов. События за пределами рабочей апертуры установки отбрасываются.

Для каждого слоя кремниевых падовых детекторов системы измерения заряда определяется точка прохождения частицы. Вокруг этой точки (с учетом возможной погрешности) отбираются координаты падов, через которые первичная частица могла проходить. Сигналы от этих падов сравниваются, из них для каждого слоя выбирается пад с наибольшей амплитудой.

Чтобы перейти от зарегистрированной амплитуды сигнала в измерительном канале к величине заряда, необходимы калибровки. На первом этапе были использованы результаты тестирования аппаратуры на ионном пучке [14]. Возможный дрейф характеристик во время полета отслеживался с помощью бортовой калибровки для каждого канала.

Начальные калибровки были применены для построения зарядовых распределений первого уровня с ошибками около 0.3–0.5 зарядовой единицы. Дальнейший анализ показал, что основной причиной высокой ошибки является разброс характеристик различных детекторов системы измерения заряда.

После регистрации довольно большой статистики (полгода эксперимента) зарядовые распределения были построены отдельно для каждого из 256 детекторов системы измерения заряда. Для каждого такого распределения выделяются эталонные пики из наиболее распространенных ядер, например, протонов, гелия, углерода, кислорода и

железа ($Z = 1, 2, 6, 8, 26$). Дополнительная калибровка для каждого из детектора основана на этих пиковых значениях. Таким образом были получены распределения заряда с высоким разрешением (0.15–0.20 для различных ядер, рис. 5). Небольшое смещение пиков заряда ($Z > 14$) обусловлено нелинейностью электроники. Этот эффект также был учтен.

5.2. Восстановление энергетических спектров

При восстановлении спектров учитывалась как энергетическая зависимость эстиматора S , так и зависимость эффективности регистрации разных компонентов. Дифференциальный спектр какого-либо компонента космических лучей рассчитывается как

$$\frac{dN}{d \ln E} = \frac{1}{\Gamma w W} \frac{\Delta N}{\Delta \ln(E) \Delta T}. \quad (14)$$

В этой формуле Γ — геометрический фактор прибора, w — доля живого времени, W — эффективность регистрации, ΔN — количество зарегистрированных событий в бине, $\Delta(\ln E)$ — ширина бина в логарифмической шкале, ΔT — общее время экспозиции. Параметры Γ и W определялись методом Монте-Карло. функция $E(S)$ является нелинейной. При методе дифференциальных сдвигов энергия вычисляется по формуле (9), потом корректируется в соответствии с (13). Примеры искусственных спектров, разыгранных и реконструированных описанным выше методом, представлены

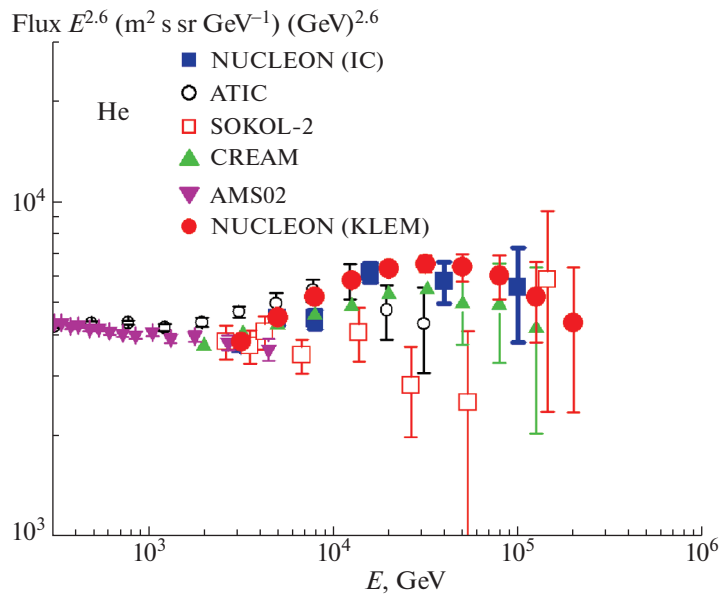


Рис. 8. Спектр ядер гелия.

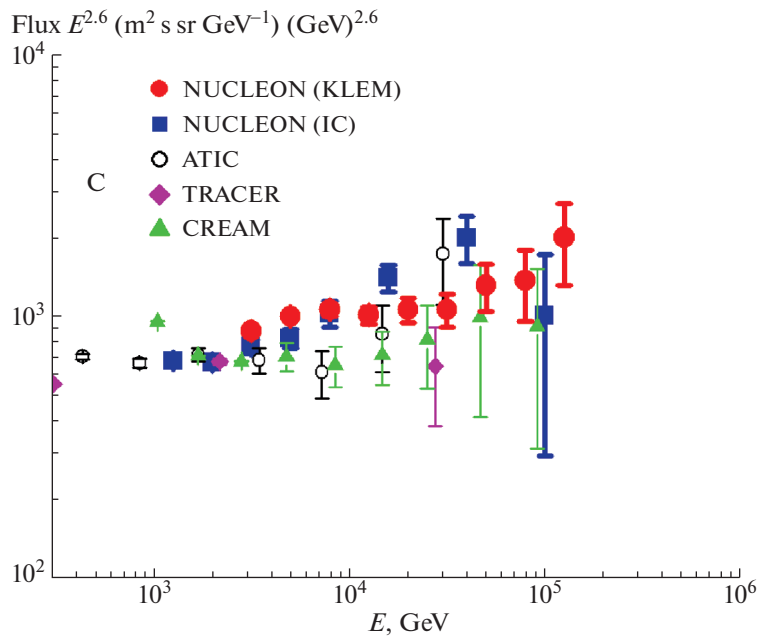


Рис. 9. Спектр ядер углерода.

на рис. 6. Могут быть восстановлены как простой степенной спектр, так и спектр с изломом.

Всего за 2015–2017 гг. в ходе эксперимента НУКЛОН было зарегистрировано около 115 000 событий с энергией выше 1 ТэВ. Количество событий по бинам (ΔN) для основных обильных ядер и для суммарного потока всех ядер приведено в табл. 3. Следует отметить, что для разных компо-

нентов существуют разные энергетические пороги, поэтому часть бинов для построения приведенных ниже спектров не использовалась.

При использовании деконволюции матрица деконволюции (см. уравнение (11)) определяется по результатам математического моделирования. Восстановленная энергия частиц определялась

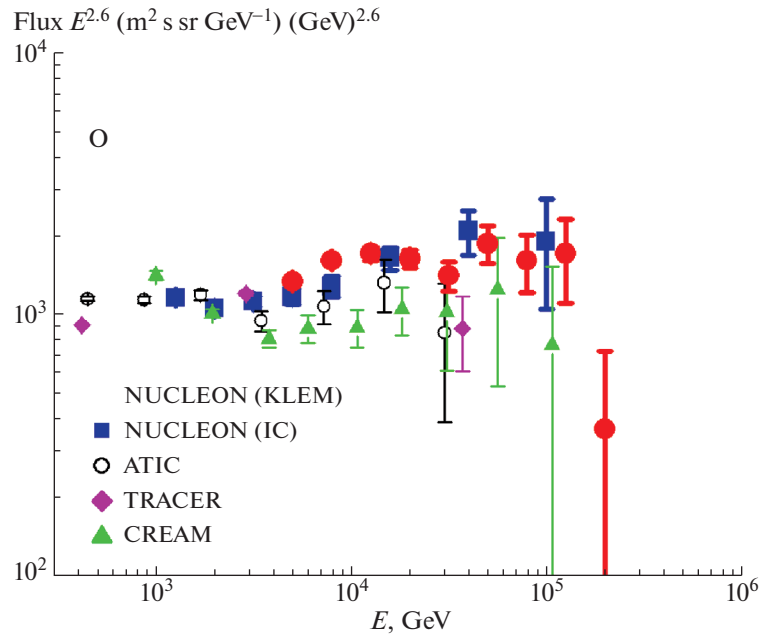


Рис. 10. Спектр ядер кислорода.

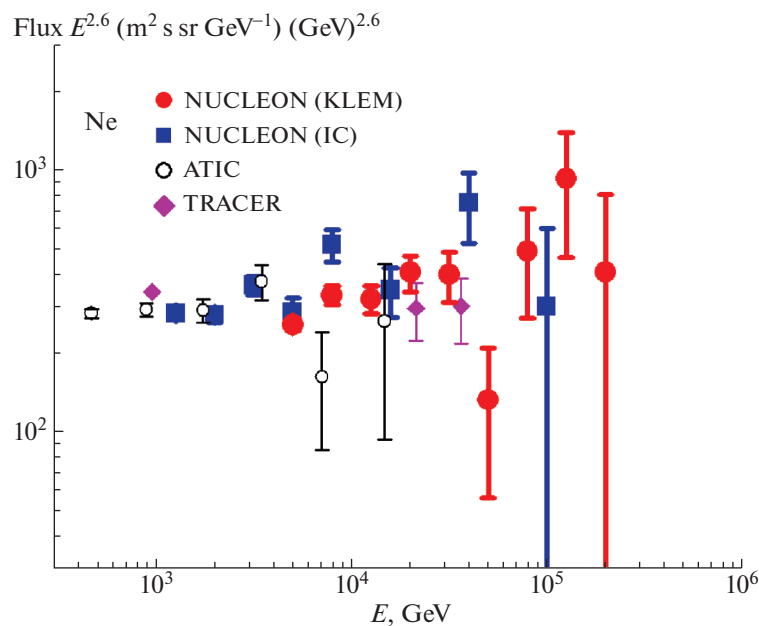


Рис. 11. Спектр ядер неона.

как простая степенная функция эstimатора S (9), параметры берутся в соответствии с табл. 2.

Прямая деконволюция применялась для восстановления спектров протонов и гелия на основе результатов моделирования. Спектры других ядер были восстановлены методом дифференциального сдвига (см. выше).

Возможные систематические неопределенности могут быть вызваны различными механизмами. Электронный шум в кремниевых детекторах может вызывать систематическую неопределенность в энергетическом разрешении. Для снижения этого эффекта отбрасывались каналы с низкими сигналами (амплитуда меньше 0.5 mip). Результаты

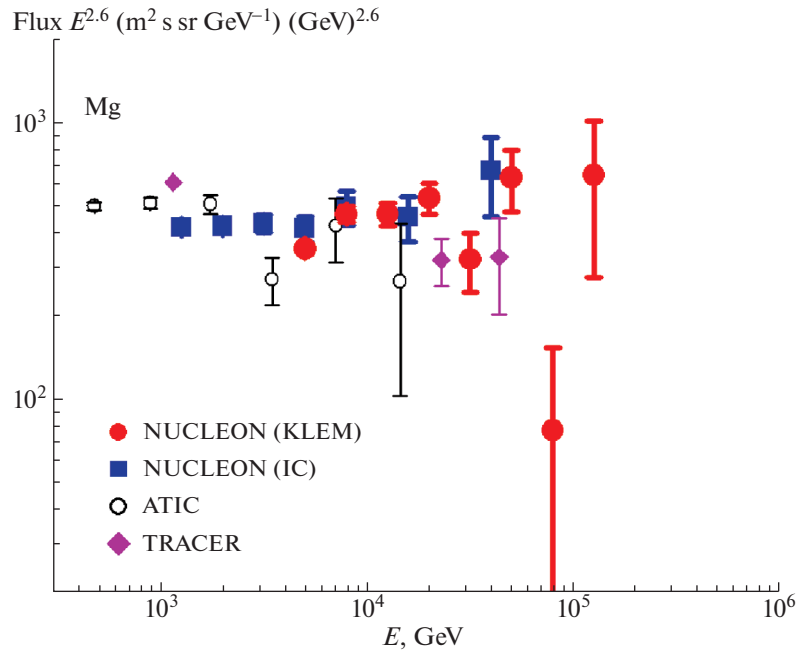


Рис. 12. Спектр ядер магния.

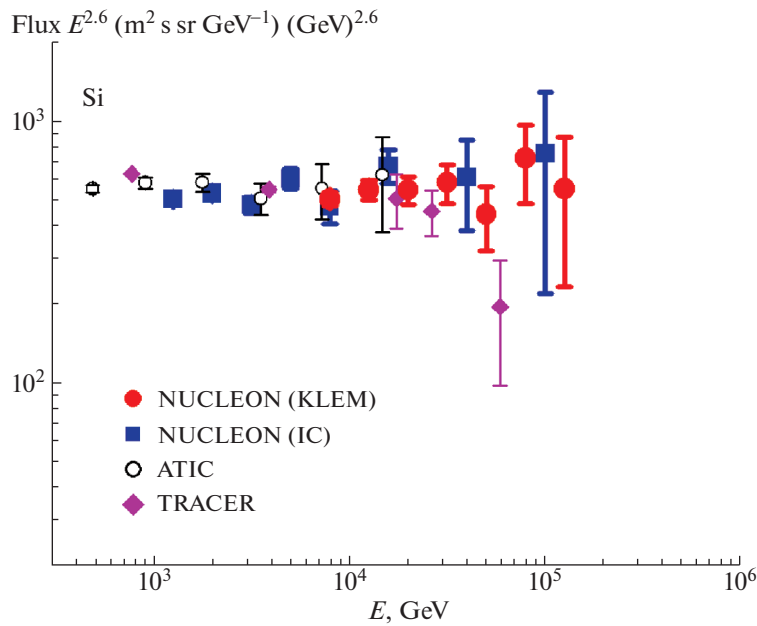


Рис. 13. Спектр ядер кремния.

математического моделирования и экспериментов на ускорителе были сопоставлены. Моделируемые и экспериментальные восстановленные распределения энергии очень близки. Разность средних восстановленных энергий составляет около 4.6% [15]. Это значительно меньше физических флуктуаций. Дополнительной проверкой метода KLEM является

сравнение восстановленных спектров со спектрами, полученными традиционным ионизационным калориметром [2, 9, 29, 30].

В результате проведенной обработки полученных в орбитальном эксперименте данных были восстановлены энергетические спектры различных компонентов космических лучей. Также был рекон-

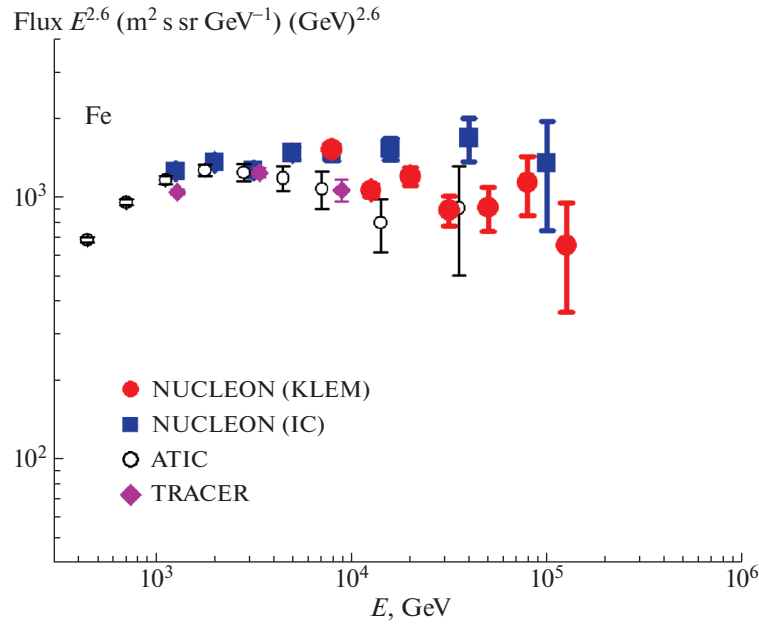


Рис. 14. Спектр ядер железа.

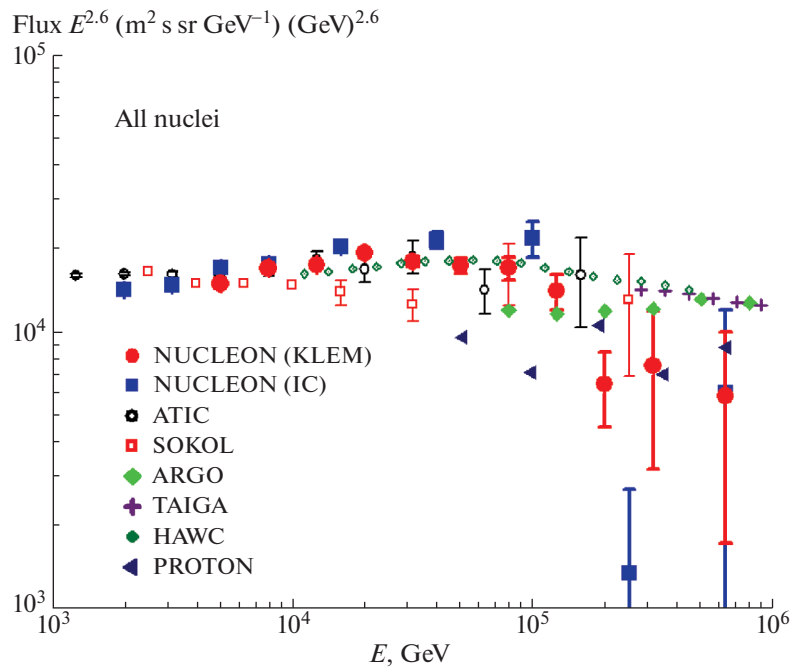


Рис. 15. Спектр всех частиц.

струирован энергетический спектр всех частиц [29, 30]. Спектры обильных компонентов (протоны, гелий, углерод, кислород, неон, магний, кремний, железо) представлены на рис. 7–14. Показаны спектры для метода KLEM и ионизационного калориметра (IC) [29, 30]. Однако геометрический фактор для калориметра значительно меньше, чем

для детектора KLEM. Только около четверти событий, зарегистрированных детектором KLEM, регистрируется также калориметром. Поэтому статистические ошибки в методе KLEM ниже по сравнению с IC. Спектры, измеренные в эксперименте НУКЛОН, сопоставляются с результатами других экспериментов (ATIC [1, 2], CREAM [3, 4],

TRACER [5], AMS02 [6, 7], SOKOL [8]). Спектр всех частиц представлен на рис. 15 в сравнении с различными прямыми измерениями и горным экспериментом ARGONAT [33].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе эксперимента НУКЛОН был протестирован новый метод измерения энергии KLEM. Полученные разными методами энергетические спектры хорошо согласуются между собой. Таким образом, подтверждается работоспособность новой методики KLEM в широком диапазоне энергий. Сравнение энергетических спектров, полученных с помощью аппаратуры НУКЛОН, с результатами других экспериментов показывает хорошее согласие в ранее исследованных диапазонах энергий. В то же время данные эксперимента НУКЛОН для обильных ядер простираются в область энергий выше 100 ТэВ/частица, где нет других экспериментов или их статистический материал слишком мал.

Наблюдаются особенности некоторых спектров обильных ядер (C, O, Ne, Mg) при энергиях 10–100 ТэВ на частицу (рис. 9–13). Спектры протонов и ядер гелия имеют излом при жесткости около 10 ТВ. Указанные особенности спектров, возможно, могут быть объяснены наличием нескольких локальных источников космических лучей [32] или различных типов источников [33].

Впервые сравниваются спектры всех частиц, полученные при помощи широких атмосферных ливней и при прямых измерениях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим за поддержку Российское космическое агентство (Роскосмос), Российскую академию наук (РАН), РКЦ “Прогресс”. Представленное исследование было поддержано Суперкомпьютерным центром МГУ им. М.В. Ломоносова [34].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. S. Ahn, E. S. Seo, O. Ganel, *et al.*, *Advances in Space Research* **37**, 1950 (2006).
2. A. D. Panov, J. H. Adams, Jr., H. S. Ahn, *et al.*, *Advances in Space Research* **37**, 1944 (2006).
3. Y. S. Yoon, H. S. Ahn, P. S. Allison, *et al.*, *Astrophys. J.* **728**, 122 (2011).
4. H. S. Ahn, P. Allison, M. G. Bagliesi, *et al.*, *Astrophys. J.* **707**, 593 (2009).
5. A. Obermeier, M. Ave, P. Boyle, *et al.*, *Astrophys. J.* **742**, 14 (2011).
6. M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 211101 (2015).
7. M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 171103 (2015).
8. I. P. Ivanenko, V. Ya. Shestoporov, L. O. Chikova, *et al.*, in *Proceedings of 23rd International Cosmic Ray Conference*, The University of Calgary, Canada, **2**, 17 (1993).
9. P. Brogi, P. Marrocchesi, P. Maestro, and N. Mori, in *Proceedings of 34th International Cosmic Ray Conference*, Hague, Netherlands, *Proceedings of Science*, **ICRC2015**, 595 (2016).
10. X. Wu, G. Ambrosi, R. Asfandiyarov, *et al.*, in *Proceedings of 34th International Cosmic Ray Conference*, Hague, Netherlands, *Proceedings of Science*, **ICRC2015**, 1192 (2016).
11. E. Atkin, V. Bulatov, V. Dorokhov, *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **770**, 189 (2015).
12. O. A. Vasiliev, D. E. Karmanov, I. M. Kovalyov, *et al.*, *Physics of Atomic Nuclei* **77**, 587 (2014).
13. V. L. Bulatov, A. V. Vlasov, N. V. Gorbunov, *et al.*, *Instruments and Experimental Techniques* **53**, 29 (2010).
14. A. G. Voronin, V. M. Grebenyuk, D. E. Karmanov, *et al.*, *Instruments and Experimental Techniques* **50**, 187 (2007).
15. A. G. Voronin, V. M. Grebenyuk, D. E. Karmanov, *et al.*, *Instruments and Experimental Techniques* **50**, 176 (2007).
16. D. M. Podorozhnyi, V. L. Bulatov, N. V. Baranova, *et al.*, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **71**, 500 (2007).
17. G. L. Bashindzhagyan, A. G. Voronin, S. A. Golubkov, *et al.*, *Instruments and Experimental Techniques* **48**, 32 (2005).
18. D. M. Podorozhnyi, E. B. Postnikov, L. G. Sveshnikova, and A. N. Turundaevsky, *Physics of Atomic Nuclei* **68**, 50 (2005).
19. N. A. Korotkova, D. M. Podorozhnyi, E. B. Postnikov, T. M. Roganova, L. G. Sveshnikova, and A. N. Turundaevsky, *Physics of Atomic Nuclei* **65**, 852 (2002).
20. J. Adams, G. Bashindzhagyan, P. Bashindzhagyan, *et al.*, *Advances in Space Research* **27**, 829 (2001).
21. J. Adams, G. Bashindzhagyan, A. Chilingaryan, *et al.*, *AIP Conference Proceedings* **504**, 175 (2000).
22. E. B. Postnikov, G. L. Bashindzhagyan, N. A. Korotkova, D. M. Podorozhnyi, T. M. Roganova, L. G. Sveshnikova, and A. N. Turundaevsky, *Izvestiya RAN: seriya fizicheskaya* **66**, 1634 (2002).
23. C. Castagnoli, G. Gortini, C. Franzinetti, A. Manfredini, and D. Moreno, *Nuovo Cimento* **10**, 1539 (1953).

24. Brun R. *GEANT User's Guide* (CERN DD/EE/83/1. Geneva, 1983).
25. N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, and A. I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52**, 17 (1997).
26. K. Batkov, G. Bigongiari, P. Maestro, P. S. Marrocchesi, M. Y. Kim, and R. Zei, *Astroparticle Physics* **35**, 50 (2011).
27. A. D. Panov, J. H. Adams, Jr., H. S. Ahn, *et al.*, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **71**, 494 (2007).
28. K. E. Batkov, A. D. Panov, J. H. Adams, *et al.*, in *Proceedings of 29th International Cosmic Ray Conference*, Pune, India, **3**, 353 (2005).
29. E. Atkin, V. Bulatov, V. Dorokhov, *et al.*, *Astroparticle Physics* **90**, 64 (2017).
30. E. Atkin, V. Bulatov, V. Dorokhov, *et al.*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2017** (7), 20 (2017).
31. Zhao Yi, Jia Huan-Yu, and Zhu Feng-Rong, *Chinese Physics C* **39**, 125001 (2015).
32. Y. Keum and P. Salati, *Pramana — Journal of Physics* **86**, 369 (2016).
33. V. I. Zatsepin and N. V. Sokolskaya, *Astron. and Astrophys.* **458**, 1 (2006).
34. V. Sadovnichy, A. Tikhonravov, Vl. Voevodin, and V. Opanasenko, in *Contemporary High Performance Computing: From Petascale toward Exascale* (Chapman, Hall/CRC Computational Science, Boca Raton, USA, CRC Press, 2013), p. 283.