

# Спектр и состав космических лучей при энергиях $10^{15} - 10^{18}$ эВ

Н. Н. Калмыков<sup>a</sup>, Л. А. Кузьмичев, Г. В. Куликов, В. В. Просин, В. П. Сулаков,  
Ю. А. Фомин<sup>b</sup>

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скobelцына, Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

*E-mail:* <sup>a</sup> *kalm@eas.sinp.msu.ru*, <sup>b</sup> *fomin@eas.sinp.msu.ru*

Статья поступила 27.02.2010, подписана в печать 20.04.2010

Рассматриваются энергетический спектр и массовый состав первичных космических лучей в диапазоне  $10^{15} - 10^{18}$  эВ на основании экспериментальных данных, полученных на установке ШАЛ МГУ, регистрирующей ливни по заряженным частицам, и установке Тунка-25, использующей для регистрации ШАЛ черенковское излучение, создаваемое ливнем. Показано, что начиная с энергии излома первичного энергетического спектра и вплоть до  $10^{17}$  эВ происходит изменение состава, связанное с увеличением доли тяжелых ядер. При энергиях выше  $10^{17}$  эВ в энергетическом спектре, возможно, проявляется дополнительная компонента, не связанная с основной массой галактических космических лучей, генерируемых ударными волнами в оболочках сверхновых. При этом доля тяжелых ядер начинает убывать, и состав снова обогащается легкими ядрами. Приведено краткое описание новой установки Тунка-133, имеющей площадь около  $1 \text{ км}^2$ .

**Ключевые слова:** космические лучи сверхвысоких энергий, широкие атмосферные ливни, массовый состав и энергетический спектр первичного космического излучения.

УДК: 537.591.15. PACS: 96.50.s-, 96.50.sd.

## Введение

Последние десятилетия XX в. ознаменовались значительным усилением интереса к проблеме выяснения природы излома в энергетическом спектре первичных космических лучей (ПКЛ) при энергии около  $3 \cdot 10^{15}$  эВ. Открытие излома в энергетическом спектре первичных космических лучей — один из главных результатов в области физики космических лучей сверхвысоких энергий. Оно привело к стимулированию исследований в этой области энергий. В настоящее время существование излома в спектре первичного космического излучения при энергии около  $3 \cdot 10^{15}$  эВ подтверждено работами многих лабораторий мира, однако интерпретация природы излома до сих пор остается актуальной задачей.

Выход об изломе в энергетическом спектре был впервые сделан в [1] на основе изучения спектра широких атмосферных ливней (ШАЛ) космических лучей по числу электронов. Полученный интегральный спектр по числу электронов не описывался единым степенным законом и резко изменял свою форму в узком интервале по числу частиц. В пользу этого вывода говорил и тот факт, что диапазон по числу электронов, в котором происходит изменение формы спектра, с ростом высоты наблюдения смещается в сторону больших значений числа электронов [2], из чего следует, что изменение формы спектра ШАЛ по числу электронов происходит, по-видимому, при одной и той же энергии первичной частицы.

Определяющий вклад в установление вывода об изломе в энергетическом спектре ПКЛ был сделан благодаря данным комплексной установки ШАЛ МГУ, созданной в 1950-е гг. по инициативе и под руководством С. Н. Вернова для исследования космических лучей сверхвысоких энергий ( $10^{15} - 5 \cdot 10^{17}$  эВ).

За годы своего существования установка неодно-

кратно модернизировалась, увеличивалась чувствительная площадь детекторов, благодаря чему значительно улучшилась точность определения основных параметров ливня. На протяжении многих лет установка ШАЛ МГУ оставалась одной из самых информативных в мире благодаря комплексности проводимых исследований — одновременному изучению основных компонент ливня: электронно-фотонной, адронной и мюонной [3, 4].

На установке ШАЛ МГУ проводились и пионерские исследования черенковского света [5], поток которого пропорционален энергии первичной частицы, получившие большое развитие в ряде экспериментов, наиболее современными из которых стали эксперименты в Тункинской долине (в 50 км к западу от южной оконечности оз. Байкал). В этой уникальной по природным свойствам долине НИИЯФ МГУ и НИИ ПФ ИГУ проводят эксперименты по регистрации ШАЛ по их черенковскому излучению в течение последних 15 лет.

Первая установка — Тунка-4 — содержала четыре фотоприемника Квазар-370 (диаметр фотокатода 37 см), далее в 1996 г. была развернута установка Тунка-13 и в 2000 г. — Тунка-25 [6], включающая 25 детекторов, размещенных внутри квадрата площадью  $\sim 0.1 \text{ км}^2$ . Использование фотоприемника Квазар-370 с площадью фотокатода  $0.1 \text{ м}^2$  позволило достичь энергетического порога установки ( $\sim 8 \cdot 10^{14}$  эВ) существенно ниже энергии излома в спектре первичных космических лучей ( $\sim 3 \cdot 10^{15}$  эВ). На установке Тунка-25 получены важные результаты по исследованию энергетического спектра и массового состава первичных космических лучей в районе излома.

Благодаря накопленной большой статистике на установке ШАЛ МГУ был построен дифференциальный спектр по числу электронов  $N_e$ , который дает более детальное представление об особенностях формы спек-

тра, и подтверждено существование нерегулярности в спектре на уровне  $14\sigma$  [7] при  $N_e \approx 4 \cdot 10^5$ .

Дополнительную информацию для понимания излома в спектре по числу частиц дает спектр ШАЛ по числу мюонов  $N_\mu$ , поскольку число мюонов и число электронов по-разному чувствительны к параметрам элементарного акта.

Возможность изучения спектра ШАЛ по числу мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ обусловлена наличием в составе установки ШАЛ МГУ четырех подземных детекторов: центрального площадью  $36 \text{ м}^2$  и трех периферийных по  $18 \text{ м}^2$ . Полученный нами интегральный спектр по  $N_\mu$  [8] характеризовался изменением показателя степени при  $N_\mu \approx 10^4$  в сторону укручивания при больших  $N_\mu$ . Этот результат находится в соответствии с изменением показателя степени в спектре ШАЛ по  $N_e$ . Если использовать ранее установленную зависимость  $N_\mu \sim N_e^{0.78}$ , то спектр по  $N_\mu$ , полученный путем пересчета из спектра по  $N_e$ , хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемым.

Наиболее естественное объяснение обнаруженной сложной формы спектров ШАЛ по числу электронов и по числу мюонов состоит в том, что она отражает соответствующее изменение формы энергетического спектра ПКЛ. Сначала для перехода к энергетическому спектру ПКЛ использовался спектр ШАЛ по  $N_e$ . Коэффициент перехода от  $N_e$  к первичной энергии  $E_0$  определялся на основе калориметрических измерений [9], выполненных на установке ШАЛ в Самарканде ( $942 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  над уровнем моря). На этой установке регистрировался поток черенковского света в ШАЛ с фиксированным  $N_e$  и было установлено соотношение между  $N_e$  и  $E_0$  при энергии  $2 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$ . Далее это соотношение корректировалось с учетом поглощения числа частиц от уровня Самарканда до уровня моря.

Характер зависимости  $N_e$  от  $E_0$  определялся по модели кварк-глюонных струн [10], опирающейся на ускорительные данные и дающей предсказания характеристик адронных взаимодействий вплоть до самых высоких энергий. Используя эту модель и предполагая ядерный состав ПКЛ до излома в спектре по  $N_e$  такой же, как в области малых энергий, и обогащающийся после излома более тяжелыми ядрами в соответствии с диффузионной моделью с растущим с энергией коэффициентом диффузии, был получен дифференциальный энергетический спектр ПКЛ [7], в котором изменение показателя присходит при энергии  $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$  и составляет  $\Delta\gamma = 0.51 \pm 0.04$  ( $12\sigma$ ).

Позднее энергетический спектр ПКЛ был определен при одновременном учете экспериментальных спектров ШАЛ по числу электронов и по числу мюонов с использованием более современной версии модели кварк-глюонных струн QGSJET [11]. Новый результат практически не отличается от ранее полученного.

Использование черенковской методики [6] дает результаты, модельная зависимость которых является минимальной, поскольку черенковское излучение собирается со всего пути, пройденного заряженными частицами ШАЛ в атмосфере, играющей роль своего рода калориметра. В результате поток черенковского света практически пропорционален первичной энергии.

Оценка погрешности определения энергии составляет 15% для диапазона энергий  $10^{15} - 10^{17} \text{ эВ}$  и зенитных углов от 0 до  $25^\circ$ .

Дифференциальный энергетический спектр ПКЛ по данным установок ШАЛ МГУ и Тунка-25 [6] представлен на рис. 1. На рисунке приведен также спектр, полученный в последние годы в эксперименте KASCADE [12] на основе данных по электронной и мюонной компонентам.

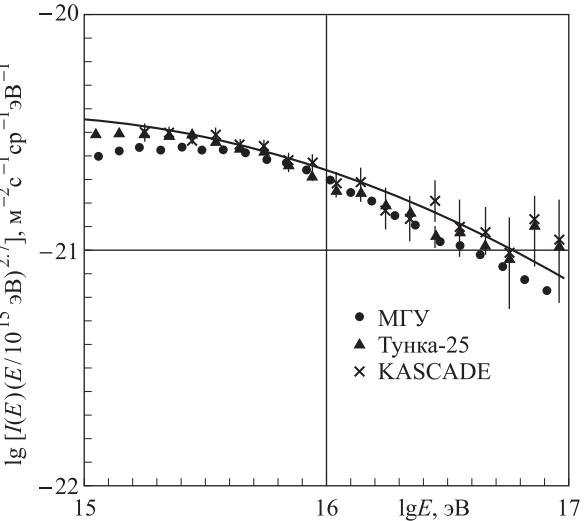


Рис. 1. Энергетический спектр космических лучей

Как видно из рисунка, согласие данных достаточно хорошее. Различие по интенсивности (менее 20%) до излома, по-видимому, объясняется методическими причинами. Интенсивности при энергиях выше излома совпадают с точностью лучше 10%. Оценка интегральной интенсивности космических лучей при энергии выше  $3 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$  была получена в совместном российско-итальянском эксперименте QUEST с помощью специально разработанной методики совместного анализа данных по черенковскому свету и электронной компоненте ШАЛ [6]:

$$I(> 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ}) = (2.3 \pm 0.1^{\text{stat}} \pm 0.4^{\text{syst}}) \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

Величина изменения показателя энергетического спектра при энергии  $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$  соответствует общепринятым представлениям ( $\Delta\gamma = 0.4 - 0.5$ ).

## 1. О природе излома

Обнаружение излома в энергетическом спектре ПКЛ при энергии  $\approx 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$  поставило перед астрофизикой задачу его интерпретации. Единой точки зрения на природу излома нет до сих пор. Изменение формы спектра ПКЛ может быть обусловлено либо особенностями ускорения в источниках космических лучей, либо связано с процессами распространения космических лучей в Галактике, либо, наконец, являться результатом и того и другого.

Длительное время (до начала 1970-х гг.) излом связывался с зависимостью коэффициента диффузии космических лучей в Галактике от энергии: до некоторой критической энергии  $E_{\text{cr}}$  эта зависимость отсутствует (или слаба), а затем коэффициент диффузии начинает

резко увеличиваться с энергией, что и приводит к появлению излома в энергетическом спектре.

В дальнейшем диффузионный подход подвергся модернизации [13] с учетом того, что в распространении космических лучей существенную роль играет дрейф частиц в крупномасштабных регулярных магнитных полях Галактики (холловская диффузия). Так что излом в спектре, согласно современной версии диффузионной модели, связан с переходом от режима доминирования обычной диффузии со слабо зависящим от энергии коэффициентом диффузии от энергии к холловской диффузии, для которой коэффициент диффузии растет пропорционально первичной энергии.

Как показывают различные оценки, в рамках современного диффузионного подхода удается без каких-либо затруднений воспроизвести поведение суммарного энергетического спектра космических лучей в области излома. При этом величина излома  $\Delta\gamma$  в парциальных спектрах отдельных групп ядер оказывается  $\approx 0.8$ .

При чисто диффузионной интерпретации излома приходится постулировать, что максимальная энергия, достижимая в источниках космических лучей, существенно больше энергии излома. Длительное время теория ускорения космических лучей ударными волнами, возникающими при взрывах сверхновых [14], предсказывала существенно меньшую величину для максимальной энергии по сравнению с энергией излома. Однако за последние годы теория сделала существенный шаг в сторону повышения максимально достижимой энергии ускоренных частиц. Расчеты потока космических лучей от совокупности сверхновых разных типов воспроизводят энергетический спектр космических лучей в районе излома [15], хорошо согласующийся с наиболее надежными экспериментальными данными (линия на рис. 1). Изломы в парциальных спектрах оказываются  $\approx 2.0$  [16, 17], существенно более крутыми, чем при диффузионном описании излома в спектре всех частиц.

Для сравнения с теоретическими предсказаниями особого внимания заслуживает исследование поведения массового состава космических лучей до и после излома в энергетическом спектре.

На установке ШАЛ МГУ был использован метод исследования массового состава ПКЛ по данным о флуктуациях потока мюонов на основе анализа распределений по числу зарегистрированных мюонов при фиксированном числе электронов в ливне [18].

На установке Тунка-25 для исследования массового состава анализировалось распределение ШАЛ по глубине максимума в узких диапазонах по энергии первичной частицы [19]. Глубина максимума развития ШАЛ при заданной энергии в среднем логарифмически зависит от массы ядра, породившего ливень.

Массовый состав ПКЛ изучен на установке ШАЛ МГУ в диапазоне энергий  $10^{15} - 3 \cdot 10^{17}$  эВ, охватывающем как область до излома, так и после него. По существу, это первые результаты о массовом составе ПКЛ, полученные с большой статистической точностью (даже при энергии  $\sim 10^{17}$  эВ) единым методом в широком энергетическом интервале. На основе этих данных сделан вывод об утяжелении массового состава при энергиях далеко за изломом ( $\sim 10^{17}$  эВ), который

принципиально важен для построения теории происхождения космических лучей [20]. Этот вывод позднее был подтвержден другими исследователями [12, 21]. Используя новые возможности, был разработан улучшенный метод определения массового состава ПКЛ при энергиях  $10^{15} - 10^{17}$  эВ по экспериментальным данным установки ШАЛ МГУ. В этом методе наряду с флуктуациями в числе мюонов, регистрируемых подземным детектором, учтены флуктуации градиента функции пространственного распределения заряженных частиц на фиксированных расстояниях от оси ливня. Результаты на более высоком методическом уровне подтверждают предыдущее заключение относительно обогащения состава тяжелыми ядрами за изломом при энергиях более  $3 \cdot 10^{15}$  эВ в энергетическом спектре ПКЛ [22].

Что касается экспериментальных данных о парциальных спектрах групп ядер, то результаты, полученные в последние годы в разных экспериментах, далеки от согласия, хотя и демонстрируют наличие изломов при энергии, пропорциональной заряду ядра, что естественным образом должно приводить к утяжелению массового состава ПКЛ после излома.

По данным установки KASCADE величина излома в парциальных спектрах составляет  $\sim 2$  [10], а по данным эксперимента MAKET АНИ на горе Арагац (3200 м над уровнем моря) величина излома  $\sim 0.9$  [23].

В этой связи мы провели совместный анализ спектров по числу электронов и по числу мюонов, полученных на установке ШАЛ МГУ, чтобы определить массовый состав ПКЛ в диапазоне первичных энергий  $10^{15} - 10^{17}$  эВ и количественно оценить величину излома в парциальных энергетических спектрах групп ядер.

Поскольку восстанавливаемый массовый состав чувствителен к модели взаимодействия, то выбор модели представляется существенным моментом. Аргументом в пользу выбора нами модели QGSJET-01 [11] явилось то обстоятельство, что анализ совокупности имеющихся экспериментальных данных: зависимости числа мюонов от числа электронов [24], распределения ШАЛ по глубине максимума [21, 24], характеристик гамма-семейств [25] приводит к непротиворечивому выводу о составе именно в рамках этой модели. Что касается распределения по глубине максимума, то левая часть распределения, соответствующая самым тяжелым первичным частицам, не описывается ни одной моделью, дающей глубину максимума больше, чем QGSJET-01 [21].

Для расчетов использовался массовый состав из пяти групп первичных ядер: протоны  $p$ , гелий  $\text{He}$ , группа CNO (M), группа SiPS (H) и железо (VH). Функция распределения плотности вероятности образования ливня с числом частиц от  $N_{\min}$  до  $N_{\max}$  первичной частицей с энергией  $E_0$  и массовым числом  $A_i$  ( $i = 1 \div 5$ ) была получена в результате расчета методом Монте-Карло. В расчете учитывались как флуктуации в развитии ливня, так и пуассоновы флуктуации числа частиц, попавших в детекторы [26].

Парциальные энергетические спектры описывались степенным законом с изменяющимся показателем при  $E_{\text{cr}} = 3 \cdot 10^{15}$  эВ, при этом показатель до излома принимался равным 2.7. Величина излома  $\Delta\gamma$  и доля ядер данного сорта  $P_i$  определялись методом миними-

зации величины  $\chi^2$  [27]. Эта процедура осуществлялась следующим образом. Перебирались все возможные массовые составы с шагом 0.01, а величина излома с шагом 0.05. Если вероятность согласия экспериментальных спектров с расчетными для данного набора параметров превышала 5%, то он принимался как возможный. Окончательные значения  $\Delta\gamma$  и  $P_i$  определялись усреднением с весами. Проведенный анализ показал, что наилучшим образом спектры воспроизводятся при  $\Delta\gamma = 1.0 \pm 0.1$ , т. е. показатель спектра после излома равен 3.7.

Отметим, что энергетический спектр, соответствующий восстановленному составу ПКЛ, находится в хорошем согласии с нашими прежними результатами [7] и имеет излом  $\Delta\gamma = 0.47 \pm 0.03$ .

Для установки Тунка-25 анализ теоретических зависимостей плотности потока черенковского света от расстояния до оси ШАЛ, рассчитанных по программе CORSIKA [28], позволил подобрать вид функции, адекватно описывающей пространственное распределение черенковского света в диапазоне расстояний до 250 м от оси ливня [29]. Форма ФПР задается всего одним переменным параметром  $P$ , называемым крутизной ФПР. Параметр  $P$  по определению равен отношению плотности потока черенковского излучения на расстоянии 100 м от оси к плотности на расстоянии 200 м.

Наиболее существенным результатом моделирования явилось то, что крутизна ФПР  $P$  однозначно связана с расстоянием  $H_{\max}$  (км) до положения максимума развития каскада независимо от остальных параметров разыгранных событий: зенитного угла, энергии и сорта первичных частиц [20]:

$$H_{\max} = (13.61 - 2.18P) \text{ км.}$$

Глубина максимума  $X_{\max}$  определяется из  $H_{\max}$  с использованием модели атмосферы для условий Тункинской долины и зенитного угла ливня. Точность определения глубины максимума составляет около  $30^\circ \cdot \text{см}^{-2}$ .

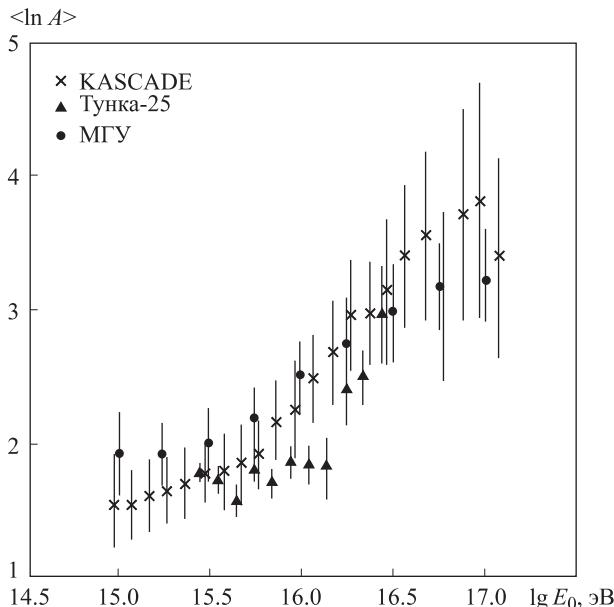


Рис. 2. Массовый состав космических лучей. Зависимость  $<\ln A>$  от энергии

Анализ распределений по глубине максимума состоял из моделирования парциальных теоретических распределений для четырех групп первичных ядер — протонов, гелия, группы CNO и железа — и дальнейшего комбинирования из них суммарного распределения, максимально совпадающего с экспериментально наблюдаемым.

Зависимость величины среднего логарифма массового числа от энергии в диапазоне энергий  $10^{15}-10^{17}$  эВ представлена на рис. 2, на котором приведены также результаты экспериментов ШАЛ МГУ, Тунка-25 и KASCADE ([12] по данным электронной и мюонной компонент). Результаты установок ШАЛ МГУ, Тунка-25 и KASCADE относительно величины  $<\ln A>$  согласуются друг с другом в пределах ошибок. Однако теоретические модели ускорения космических лучей не дают пока адекватного описания утяжеления состава.

## 2. Область энергий выше $10^{17}$ эВ

Энергетический диапазон  $10^{17}-10^{18}$  эВ исследовался в относительно немногих экспериментах, и полученные при этом данные об энергетическом спектре и массовом составе ПКЛ порой противоречивы. Между тем эта область энергий заслуживает тщательного изучения, поскольку в ней следует ожидать появления космических лучей иного происхождения по сравнению с теми, которые наблюдаются при более низких энергиях и традиционно связываются со взрывами сверхновых в нашей Галактике.

Такое предположение представляется разумным, поскольку, как показывают экспериментальные данные [12], при энергии  $\sim 10^{17}$  эВ излом в парциальных энергетических спектрах ядер, входящих в состав ПКЛ, достигается уже и для железа, а показатель спектра всех частиц тем не менее сохраняет в области  $10^{17}-10^{18}$  эВ примерно то же значение, что и при энергиях  $10^{16}-10^{17}$  эВ. Наиболее естественно считать, что начиная с энергии  $\sim 10^{17}$  эВ в потоке ПКЛ все большее проявляется вклад экстрагалактических космических лучей.

За период эксплуатации установки ШАЛ МГУ в 1982–1989 гг. было зарегистрировано более  $10^3$  ливней с числом частиц  $N_e \geq 10^7$ , что дает возможность исследовать поведение массового состава ПКЛ в интересующей нас области энергий и получить предварительную информацию о дополнительной компоненте ПКЛ.

Ранее нами было установлено [30], что экспериментальным спектрам установки ШАЛ МГУ по  $N_e$  и  $N_\mu$  (с энергией выше 10 ГэВ) наилучшим образом соответствует энергетический спектр ПКЛ, компоненты которого меняют свой показатель с 2.7 на 3.7 при энергии  $E_{\text{cr}}(Z) = Z \cdot 3 \cdot 10^{15}$  эВ. Состав, дающий оптимальное согласие в области энергий менее  $10^{17}$  эВ ( $N_e \leq 10^7$ ), не позволяет описать спектр по  $N_e$  при  $N_e > 10^7$ , поскольку при  $N_e > 10^7$  расчетный спектр идет существенно ниже экспериментального. Если, используя экспериментальные данные и экстраполяцию расчетного спектра на область более высоких энергий, определить, какое количество ливней обусловлено дополнительной компонентой ПКЛ, то получим спектр ШАЛ, генерированных этой компонентой ПКЛ, кото-

рый может быть приближенно описан соотношением (для  $10^7 < N_e < 10^8$ )

$$I_d(N_e) = 1.55_{-0.43}^{+0.62} \cdot 10^{-21} \cdot (N_e/10^7)^{-2.36 \pm 0.08} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ср}^{-1}. \quad (1)$$

Таким образом, показатель спектра оказывается близок к тому, что наблюдается до излома. Считая, что дополнительная компонента состоит из протонов, можно найти, что энергетический спектр дополнительных протонов при использовании модели QGSJET [9] дается формулой

$$I_d(E_0) = 0.66_{-0.18}^{+0.26} \cdot 10^{-31} \times \\ \times (E_0/10^{17})^{-2.55 \pm 0.09} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{эВ}^{-1}. \quad (2)$$

Естественно, что интенсивность дополнительной компоненты сильно зависит от предположений о величине излома парциальных спектров  $\Delta\gamma$ . Если, как это следует из данных KASCADE, взять  $\Delta\gamma \approx 2$  и использовать экспериментальный энергетический спектр, приведенный в работе [31], то интенсивность дополнительной протонной компоненты существенно возрастет. Наличие этой компоненты сказывается на величине  $\langle \ln A \rangle$  — характеристики, обычно используемой для количественного описания массового состава. Согласно результатам нашего анализа, величина  $\langle \ln A \rangle$  составляет  $\approx 3.2$  при  $N_e \approx 10^7$ , при  $N_e \approx 3 \cdot 10^7$   $\langle \ln A \rangle = 2.3$ , а при  $N_e \approx 10^8$   $\langle \ln A \rangle$  снижается до 1.7. Данные установки ШАЛ МГУ по мюонной компоненте также согласуются с отмеченной тенденцией. На рис. 3 приведена зависимость средней плотности мюонов на расстоянии 50 м от оси ливня от мощности ливня. Экспериментальные результаты, полученные на установке ШАЛ МГУ [30], приведены в виде двух серий точек. Первая серия для ливней с  $N_e < 3 \cdot 10^7$  получена по данным центрального мюонного детектора. Вторая серия, для более мощных ливней, получена по данным четырех мюонных детекторов, входящих в состав установки ШАЛ МГУ [4]. Из рисунка явно видно уменьшение среднего массового числа первичных частиц для более мощных ливней.

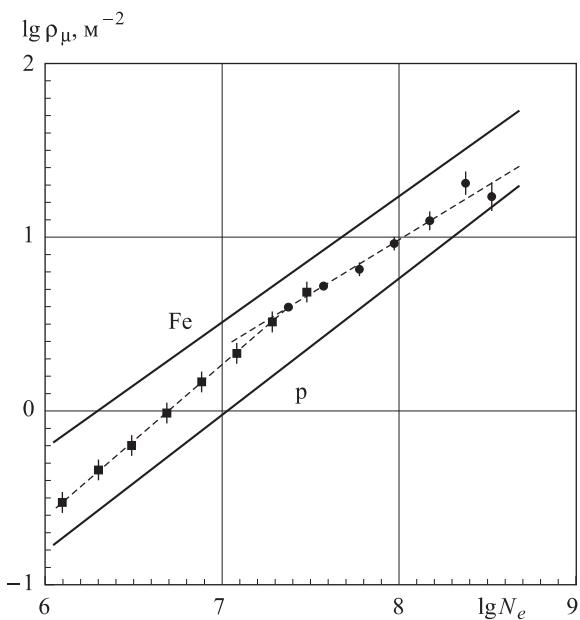


Рис. 3. Зависимость  $\rho_\mu$  от  $N_e$

Следует, однако, иметь в виду, что для получения строгих выводов требуется, во-первых, увеличение статистики и, во-вторых, анализ модельной зависимости результата, поскольку использование модельных расчетов неизбежно. Вопрос о возможной чувствительности результата к выбранной модели детально обсуждался, например, в работе [12]. Там, в частности, показано, что хотя энергетический спектр всех частиц восстанавливается достаточно хорошо, попытка восстановления энергетических спектров отдельных групп ядер обнаруживает сильную модельную зависимость. Эта зависимость оказывается настолько существенной, что заставляет усомниться в обоснованности попытки точного определения массового состава ПКЛ по данным установки KASCADE [12].

Поэтому использование черенковской методики регистрации ШАЛ обладает значительным преимуществом в сравнении с другими подходами, так как позволяет свести к минимуму модельную зависимость результатов перехода от экспериментальных данных к энергетическим спектрам. Но даже и при применении черенковской методики проблема точного восстановления парциальных спектров остается существенно более сложной, чем восстановление спектра всех частиц.

### 3. Перспективы дальнейших исследований

В сентябре 2009 г. коллаборация Тунка: НИИЯФ МГУ, НИИПФ ИГУ, ИЯИ РАН, ИЗМИРАН, Туринский Университет (Италия) и ДЭЗИ-Цойтен (Германия) завершила начатую в 2006 г. работу по созданию в Тункинской долине установки для изучения космических лучей сверхвысоких энергий по черенковскому свету ШАЛ — установки Тунка-133 [32] со 133 детекторами на площади 1 км<sup>2</sup>, что в 10 раз больше площади предшествующей установки Тунка-25, а телесный угол в 3 раза больше. План расположения детекторов на установке представлен на рис. 4. При создании установки были использованы все достижения современной электроники (передача информации по оптоволоконным кабелям, сверхбыстрые АЦП с частотой 200 МГц, перепрограммируемые логические матрицы), что качественно улучшило информацию о регистрируемом событии. Точность локации оси ШАЛ составляет 6 м, точность восстановления энергии 15%, а точность восстановления положения максимума развития ливня  $X_{\max}$  — 25 г/см<sup>2</sup>. Новая установка позволит продвинуться по энергии почти на порядок в область больших энергий и надежно «прописать» не только утяжеление состава с ростом энергии, но и ожидаемый при переходе от космических лучей галактического происхождения к космическим лучам от внегалактических источников более легкий состав при энергиях выше  $10^{17}$  эВ. За один год работы (400 ч наблюдений) установка зарегистрирует более 300 событий с энергией выше  $10^{17}$  эВ внутри геометрической площади установки.

Уникальная особенность установки Тунка-133 — возможность регистрации формы импульсов черенковского света каждым из 133 детекторов установки, что позволяет не только улучшить точность и надежность измерения глубины максимума развития ШАЛ, но и открывает возможность новой методики восстановления

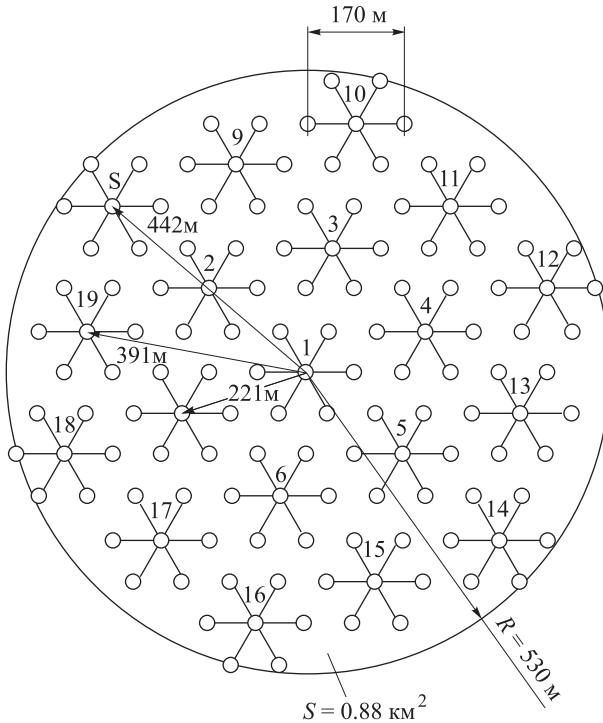


Рис. 4. План расположения детекторов установки Тунка-133

положения оси ливня, применимой для больших расстояний, в том числе для событий с осями ливней вне периметра установки. Новая методика восстановления оси ШАЛ позволит увеличить эффективную площадь для событий с энергией выше  $3 \cdot 10^{17}$  эВ в 5–10 раз.

На рис. 5 показан пример события высокой энергии, ось которого восстановлена двумя способами — по функции пространственного распределения (а) и по функции длительность–расстояние (б). Расстояние между восстановленными положениями оси составляет 10 м.

В дальнейшем планируется включить в состав установки 20 сцинтилляционных детекторов мюонов площадью  $10 \text{ м}^2$  каждый. Совместная работа черенковской установки и сети мюонных детекторов повышает

точность оценок массового состава при энергии выше  $10^{17}$  эВ. В частности, расчеты показывают, что удается надежно отделить группу легких ядер (протоны, гелий) от группы тяжелых (кремний, железо), что особенно важно в области перехода от галактических космических лучей к внегалактическим.

В настоящее время в состав установки включены три антенны для регистрации радиоизлучения ШАЛ. Планируется увеличить число радиоантенн до 20. Радиометод, являясь калориметрическим, как и метод регистрации ШАЛ по черенковскому свету, позволит регистрировать ШАЛ в светлое время суток и в любую погоду. Совместная регистрация черенковского света и радиоизлучения ШАЛ позволит откалибровать радиометод.

В настоящее время кроме установки Тунка-133 только две установки в мире исследуют космические лучи в энергетическом диапазоне  $10^{16}$ – $10^{18}$  эВ. Это установка KASCADE-Grande в Германии [33] и создаваемая на Южном полюсе непосредственно над нейтринным телескопом Ice-Cube [34] установка Ice-Top [35]. Коллаборация Auger также планирует создать внутри существующей гигантской установки установку с энергетическим порогом  $10^{17}$  эВ [36]. Летом прошлого года коллаборация KASCADE-Grande представила первые результаты по спектру космических лучей в диапазоне  $10^{16}$ – $10^{18}$  эВ [37]; данных по массовому составу пока представлено не было. Важно отметить, что из всех перечисленных установок только установка Тунка-133 регистрирует черенковский свет от ШАЛ и, следовательно, имеет наилучшее энергетическое разрешение.

В заключение можно с удовлетворением отметить, что исследования космических лучей сверхвысоких энергий (более  $10^{15}$  эВ), у истоков которых стоял С. Н. Вернов, успешно развиваются и их перспективы выглядят обнадеживающими.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям Министерства образования и науки РФ (госконтракт № 02.518.11.7159) и РФФИ (гранты 08-02-00540 и 09-02-12287-офи\_м).

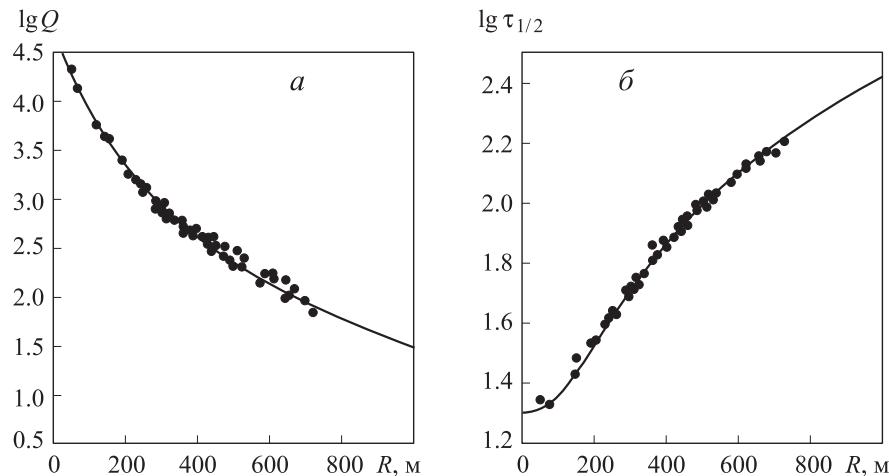


Рис. 5. Пример восстановления положения оси в ливне разными методами (первичная энергия  $E_0 = 7.3 \cdot 10^{17}$  эВ, зенитный угол  $\theta = 6.1$  град)

## Список литературы

1. Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. // ЖЭТФ. 1958. **36**. С. 635.
2. Bradt H., Clark G., La Pointe M. et al. // Proc. 9th ICRC. London, 1965. **2**. Р. 715.
3. Вернов С.Н., Христиансен Г.Б., Абросимов А.Т. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. **32**. С. 458.
4. Вернов С.Н., Христиансен Г.Б., Атрашкевич В.Б. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. **44**. С. 537.
5. Чудаков А.Е., Нестерова Н.М., Зацепин В.И., Тукиш Е.И. // Тр. 6-й Междунар. конф. по косм. лучам. Москва, АН СССР. 1960. **2**. С. 47.
6. Korosteleva E.E., Kuzmichev L.A., Prosin V.V. et al. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2007. **165**. Р. 74.
7. Fomin Yu.A., Khristiansen G.B., Kulikov G.V. et al. // Proc. 22nd ICRC. Dublin, 1991. **2**. Р. 85.
8. Vernov S.N., Khristiansen G.B., Abrosimov A.T. et al. // Canad. J. Phys. 1968. **46**. Р. 197.
9. Aliev N., Alimov T., Kakharov N. et al. // Proc. 19th ICRC. La Jolla, 1985. **7**. Р. 191.
10. Kalmykov N.N., Khristiansen G.B., Motova M.V., Ostapchenko S.S. // Proc. 22nd ICRC. Dublin, 1991. **4**. Р. 217.
11. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1997. **52B**. Р. 17.
12. Antoni T., Apel W.D., Badea A.F. et al. // Astropart. Phys. 2005. **25**. Р. 1.
13. Ptuskin V.S., Rogovaya S.I., Zirakashvili V.N. et al. // Astron. Astrophys. 1993. **268**. Р. 726.
14. Крымский Г.Ф., Бережко Е.Г. // УФН. 1988. **154**. С. 49.
15. Ptuskin V., Seo E-S., Zirakashvili V. // arXiv: 0912.5172.
16. Berezhko E.G., Völk H.J. // Astrophys. 2007. **661**. Р. L175.
17. Зиракашивили В.Н., Птускин В.С. // Изв.РАН. Сер. физ. 2009. **73**. С. 592.
18. Khristiansen G.B., Fomin Yu.A., Kalmykov N.N. et al. // Proc. 24th ICRC. Roma, 1995. **2**. Р. 772.
19. Budnev N.M., Chvalaev O.A., Gress O.A. et al. // Nucl. Phys. (Proc. Suppl.). 2009. **190**. Р. 247.
20. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., Khristiansen G.B. et al. // J. Phys. G. 1996. **22**. Р. 1839.
21. Буднев Н.М., Вишневский Р., Гресс О.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. **71**, № 4. С. 493.
22. Вишневская Е.А., Калмыков Н.Н., Куликов Г.В. и др. // Ядерная физика. 1999. **62**, № 2. С. 300.
23. Chilingarian A., Gharagozyan G., Ghazaryan S. et al. // Astropart. Phys. 2007. **28**. Р. 58.
24. Erlykin A.D., Wolfendale A.W. // Astropart. Phys. 1998. **9**. Р. 213.
25. Puchkov V.S., Borisov A.S., Guseva Z.M. et al. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2006. **151**. Р. 236.
26. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., Kalmykov V.N. et al. // Proc. 28th ICRC. Tsukuba, 2003. **1**. Р. 119.
27. Калмыков Н.Н., Калмыков В.Н., Куликов Г.В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 6. С. 57.
28. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. // Forschungszentrum Karlsruhe Report. FZKA 6019. 1998.
29. Korosteleva E., Kuzmichev L., Prosin V. et al. // Proc. 28th ICRC. Tsukuba, 2003. **1**. Р. 89.
30. Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Сулаков В.П. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2006. № 6. С. 29.
31. Hörandel J.R. // Astropart. Phys. 2003. **19**. Р. 193.
32. Буднев Н.М., Вишневский Р., Гресс О.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. **73**. С. 627.
33. Antoni T., Apel W., Badea F. et al. // Nucl. Instr. and Methods. 2004. **A518**. Р. 207.
34. Ahrens J., Bahall J., Bai X. et al. // Astropart. Phys. 2004. **20**. Р. 507.
35. Bai X., Baker M., Barwick S. et al. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2007. **175**. Р. 415.
36. Etchegoyen A. et al. (Auger Collaboration) // Proc. 30th ICRC. Merida; Mexico, 2007. arXiv: 0710.1646.
37. Haungs A., Apel W., Arteaga J. et al. // Proc. 31st ICRC. Lodz, Poland, 2009. arXiv: 0910.4824.

## Spectrum and mass composition of cosmic rays at energies $10^{15} - 10^{18}$ eV

**N. N. Kalmykov<sup>a</sup>, L. A. Kuzmichev, G. V. Kulikov, V. V. Prosin, V. P. Sulakov, Yu. A. Fomin<sup>b</sup>**

*D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

*E-mail:* <sup>a</sup> *kalm@eas.sinp.msu.ru*, <sup>b</sup> *fomin@eas.sinp.msu.ru*.

Energy spectrum and mass composition of primary cosmic rays at energies  $10^{15} - 10^{18}$  eV are analyzed using experimental data of the EAS MSU and the Tunka arrays. The EAS MSU array registers the shower charged particles while the Tunka-25 array registers the cherenkov radiation of EAS. It is shown that for energies beyond the knee of the primary energy spectrum and up to  $10^{17}$  eV the abundance of heavy nuclei increases with energy. But at energies above  $10^{17}$  eV the additional component appears which is not due to the Galactic cosmic rays. Here cosmic rays are enriched by light nuclei and abundance of heavy nuclei decreases. A short description of the new array Tunka-133 of 1 km<sup>2</sup> area is given.

**Keywords:** cosmic rays of super-high energy, extensive air showers, mass composition and energy spectrum of primary cosmic rays.

PACS: 96.50.s-, 96.50.sd.

Received 27 February 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2010).

## Сведения об авторах

1. Калмыков Николай Николаевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотр.; тел.: (495) 939-23-69, e-mail: kalm@eas.sinp.msu.ru.
2. Кузьмичев Леонид Александрович — докт. физ.-мат. наук, зав. лабораторией; тел.: (495) 939-10-72, e-mail: kuz@dec1.sinp.msu.ru.
3. Куликов Герман Викторович — докт. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.; вед. науч. сотр.; тел.: (495) 939-57-30, e-mail: kulikov@eas.sinp.msu.ru.
4. Просин Василий Владимирович — докт. физ.-мат. наук, вед. науч. сотр.; тел.: (495) 939-10-72, e-mail: v-prosin@yandex.ru.
5. Сулаков Владимир Петрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.; тел.: (495) 939-44-96, e-mail: sulakov@eas.sinp.msu.ru.
6. Фомин Юрий Анатольевич — докт. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., вед. науч. сотр.; тел.: (495) 939-57-30, e-mail: fomin@eas.sinp.msu.ru.