

## Возможности сцинтилляционного эксперимента Tunka-Grande в изучении массового состава первичных космических лучей

Н. М. Буднев<sup>1</sup>, А. Л. Иванова<sup>1</sup>, Н. Н. Калмыков<sup>2</sup>, Л. А. Кузьмичев<sup>2</sup>,  
В. П. Сулаков<sup>2</sup>, Ю. А. Фомин<sup>2,a</sup>

<sup>1</sup>Иркутский государственный университет, НИИ прикладной физики.  
Россия, 664003, Иркутск, бульв. Гагарина, д. 20.

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

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

Статья поступила 21.11.2014, подписана в печать 16.12.2014.

Приводится описание проекта сцинтилляционного комплекса Tunka-Grande и обсуждаются перспективы исследования энергетического спектра и массового состава первичных космических лучей, открывающиеся при одновременной регистрации черенковской, электронной и мюонной компонент широкого атмосферного ливня.

*Ключевые слова:* космические лучи, широкие атмосферные ливни ШАЛ, установка Tunka-Grande, массовый состав, энергетический спектр первичных космических лучей.

УДК: 524.1. PACS: 96.50.sd, 96.50.sb.

### Введение

Изучение первичных космических лучей (ПКЛ) в энергетическом диапазоне  $10^{16} - 10^{18}$  эВ представляет большой интерес для понимания природы их происхождения. При энергиях, меньших нижней границы указанного диапазона, космические лучи, согласно существующим представлениям, могут ускоряться в нашей Галактике, однако при дальнейшем увеличении энергии должен происходить переход от галактических к внегалактическим космическим лучам [1–5]. Отметим также, что хотя в основном принято рассматривать процесс ускорения космических лучей ударными волнами в расширяющихся оболочках сверхновых, нельзя исключить вклада других механизмов, как, например, процесса аккреции на черной дыре [6].

Регистрация широких атмосферных ливней (ШАЛ), являющаяся единственным методом изучения ПКЛ в указанном диапазоне энергий, требует установок площадью  $\sim 1$  км<sup>2</sup> и расстоянием между детекторами не более 100 м. Для увеличения количества и качества информации о регистрируемом ШАЛ весьма желательным представляется одновременное измерение установкой нескольких компонент ливня. Так, еще в 1981 г. предлагалось осуществление эксперимента с регистрацией черенковского излучения, а также мюонной и электронной компонент ШАЛ [7].

На установке Тунка-133, расположенной в Тункинской долине (республика Бурятия) в 50 км от озера Байкал, с 2009 г. проводятся исследования космических лучей сверхвысоких энергий [2, 8, 9]. Установка регистрирует черенковский свет, излучаемый в атмосфере заряженными частицами ШАЛ, и в настоящее время состоит из 175 оптических детекторов, расположенных на площади 3 км<sup>2</sup> и объединенных в 25 кластеров, по 7 детекторов в каждом. Расстояние между детекторами 85 м. Включение в работу установки Тунка-133 сцинтилляционных детекторов даст возможность в ближайшем будущем регистрировать электронную и мю-

онную компоненты ШАЛ, что позволит значительно увеличить число регистрируемых событий, улучшить точность измерения параметров ШАЛ, получить более надежные сведения о массовом составе КЛ, расширить энергетический диапазон в область сверхвысоких энергий и провести абсолютную энергетическую калибровку черенковской установки Тунка-133.

В 2013 г. в Тункинской долине началось развертывание первой очереди сети сцинтилляционных станций. На начальном этапе сцинтилляционный комплекс Tunka-Grande будет использоваться для совместной работы с установкой Тунка-133, впоследствии он войдет в состав гамма-обсерватории TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray and Gamma Astronomy). Каждая станция Tunka-Grande [8] будет включать в себя детектор электронов, состоящий из двенадцати локальных сцинтилляционных детекторов общей площадью 8 м<sup>2</sup>, и детектор мюонов общей площадью 5 м<sup>2</sup>, состоящий из восьми аналогичных локальных детекторов. Мюонный детектор будет располагаться под слоем грунта 1.5 м в непосредственной близости от детектора электронов. Устанавливать сцинтилляционные детекторы электронов планируется в специальных контейнерах на расстоянии не более 30 м от центров внутренних кластеров черенковской установки Тунка-133. Всего сцинтилляционный комплекс будет содержать 19 сцинтилляционных станций, размещенных на территории черенковской установки Тунка-133 в круге с радиусом  $\sim 400$  м. Первоначальная площадь установки Tunka-Grande составит около 0.5 км<sup>2</sup>. Более подробное описание установки можно найти в [8, 10].

### 1. Моделирование работы сцинтилляционного комплекса

Оценка эффективности работы будущей установки была выполнена в [10] с использованием статистического моделирования. Искусственные ливни разыгрывались согласно программе Aires [11], позволяющей су-

шественно сократить время вычислений по сравнению с распространенным пакетом CORSIKA [12].

Розыгрыш ШАЛ проводился для первичных энергий  $E_0$  от  $10^{15}$  до  $10^{18}$  эВ для протонов и ядер железа при зенитных углах от 0 до  $45^\circ$ . Пороговая энергия мюонов была выбрана 0.5 ГэВ. Для описания адронных взаимодействий при высоких и сверхвысоких энергиях использовалась модель кварк-глюонных струн QGSJET [13]. Параметры атмосферы соответствовали условиям в Тункинской долине.

При моделировании работы сцинтилляционного комплекса энергия первичной частицы разыгрывалась по спектру с изломом при энергии  $3 \cdot 10^{15}$  [14, 15]. Заложный дифференциальный энергетический спектр ПКЛ имеет вид  $I(E_0) \sim E_0^{-(\gamma+1)}$  [15]. Показатель  $\gamma = 1.5$  до излома и  $\gamma = 2$  после излома. Существующие экспериментальные данные показывают, что показатель спектра всех частиц сохраняет в области  $10^{17} - 10^{18}$  эВ примерно то же значение, что и при энергиях  $10^{16} - 10^{17}$  эВ ( $\gamma + 1 \approx 3$ ), а содержание протонов и ядер железа примерно сопоставимо [3, 4, 16]. Кроме того, рассматривалась и более сложная форма спектра, соответствующая аппроксимации экспериментального спектра, полученного на установке Тунка-133 [10].

Азимутальный угол первичной частицы разыгрывался равномерно от 0 до 360 градусов, а в качестве распределения по зенитному углу  $\theta$  использовалось эмпирическое соотношение  $W(\theta) \sim \cos^n \theta$ , где  $n = 8$ . Положение оси ливня в плоскости установки разыгрывалось равномерно по площади.

Полное число электронов и мюонов в каждом индивидуальном ливне разыгрывалось с использованием логарифмически нормального распределения так, чтобы имело место соответствие со средним значением и средним квадратичным отклонением для электронов и мюонов [17]. При этом учитывались расчетные пробеги поглощения полного числа электронов и мюонов, не противоречащие данным [18].

В качестве функции пространственного распределения (ФПР) электронов использовалась эмпирическая функция [19], аналогичная известной аппроксимации Нишимуры–Каматы–Грейзена [20], но с параметром возраста, зависящим от расстояния. ФПР мюонов описывалась функцией Грейзена [20], параметры которой определялись по данным расчетов.

Плотности электронов и мюонов в ШАЛ в детекторах установки моделировались с учетом пуассоновских флуктуаций согласно [21] и определялось число частиц, попавших в эти детекторы. Задержки времени прихода частиц разыгрывались относительно плоского фронта ШАЛ с учетом крутизны фронта. Предполагалась точность измерения времени 10 нс. В качестве задержки, характеризующей детектор электронов в целом, выбиралась минимальная. Ливень считался «зарегистрированным», если в пределах заданного временного окна происходила выработка локального триггера хотя бы в трех сцинтилляционных станциях.

По данным детекторов электронов вычислялось направление прихода ливня в предположении плоского фронта ШАЛ. Затем определялись положение оси ШАЛ в плоскости установки, полное число электронов  $N_e$  и мюонов  $N_\mu$ . По полному числу электронов

находилось восстановленное значение энергии первичной частицы  $E_0$ .

Для получения необходимой статистики было разыграно и обработано  $5 \cdot 10^6$  «зарегистрированных» событий.

Расчеты показали, что эффективная регистрация событий по всей площади установки (с вероятностью не менее 95%) начинается с энергии  $10^{16}$  эВ. Для событий с энергией выше  $10^{16}$  эВ энергия первичной частицы восстанавливается с точностью не хуже 15%, полное число электронов — 10%, полное число мюонов — 25%. Такая точность позволяет осуществлять анализ массового состава ПКЛ традиционным методом, исследуя распределения по  $N_\mu$  при фиксированном  $N_e$ , как это делалось, например, на установке ШАЛ МГУ [22]. Абсолютная ошибка в определении положения оси ШАЛ не превышает 17 м при энергии  $10^{16}$  эВ и снижается до 5 м при энергии  $10^{17}$  эВ.

При восстановлении энергетического спектра ПКЛ по данным Tunka-Grande в программу моделирования были заложены три варианта энергетического спектра (рис. 1).

На рис. 1, а представлен простой степенной спектр  $I(> E_0) \sim E_0^{-(\gamma+1)}$  с одним изломом при  $E_1 = 3 \cdot 10^{15}$ , с  $\gamma_0 = 1.5$  до излома и  $\gamma_1 = 2$  после излома; на рис. 1, б — более сложный спектр с двумя изломами  $E_1 = 3 \cdot 10^{15}$ ,  $\gamma_0 = 1.5$ ,  $\gamma_1 = 2$ ,  $E_2 = 7 \cdot 10^{17}$ ,  $\gamma_2 = 2.3$  и особенностью параболического вида в интервале энергий от  $E_{01} = 1.2 \cdot 10^{17}$  эВ до  $E_{02} = 2 \cdot 10^{17}$  эВ; на рис. 1, в — аналитическая аппроксимация экспериментального энергетического спектра, полученного по данным черенковской установки Тунка-133 [23]. Из рис. 1 видно, что установка позволяет исследовать даже достаточно тонкие особенности в энергетическом спектре ПКЛ.

## 2. Перспективы изучения массового состава ПКЛ

Исследования последних лет убедительно продемонстрировали [2, 3] существование «тонкой структуры» спектра ПКЛ в области излома, что повышает требования к точности как экспериментальных данных, так и теоретических расчетов в этой области. По-видимому, более нельзя пользоваться простой моделью излома, в которой предполагается, что парциальные спектры ядер отличаются лишь точкой излома. Как было показано выше, сцинтилляционный комплекс способен давать ценную информацию и сам по себе, однако в сочетании с данными о черенковской компоненте ШАЛ, ценность этих данных повышается.

Как показывает проведенное моделирование (рис. 2), число мюонов в ШАЛ практически независимо от глубины максимума  $X_{\max}$  ливня, поэтому дополнительный отбор по  $N_\mu$  при отборе по  $X_{\max}$  позволяет существенно улучшить разрешение различных групп ядер. При отборе ШАЛ с  $X_{\max}$ , превышающим среднее в протонных ливнях, доля ливней от ядер гелия убывает до 24% от исходной, доля ливней от ядер группы CNO — до 5% и доля ливней от ядер Fe — до 2%. Даже с учетом 25%-й точности определения  $N_\mu$  в ливне отбор ливней с числом мюонов менее среднего в ливнях от протонов уменьшает долю ливней от ядер гелия до 26% от исходной, долю ливней от ядер CNO до 10% и долю ливней

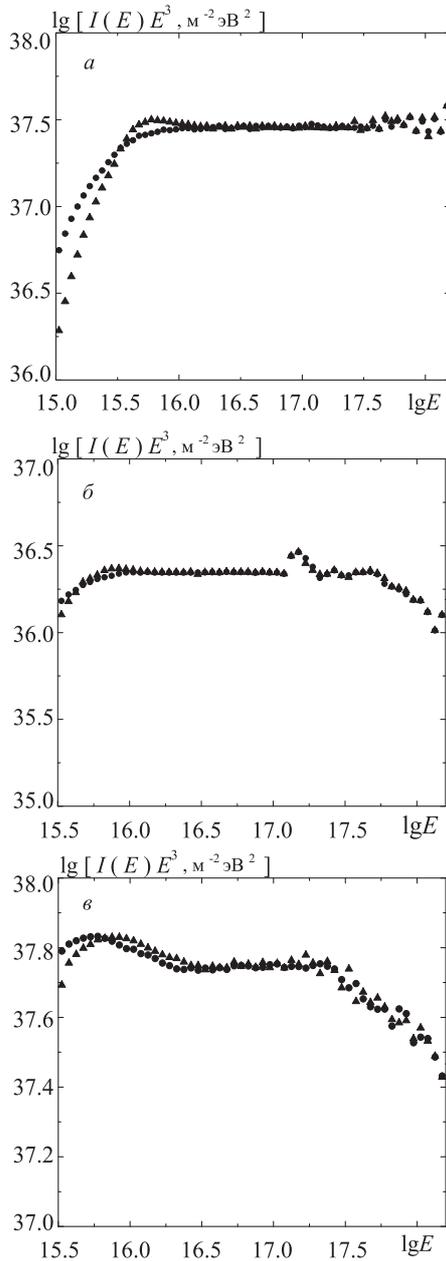


Рис. 1. Восстановленный в программе обработки событий дифференциальный энергетический спектр (треугольники) и спектр, построенный по смоделированным событиям, для которых выполнено условие срабатывания установки (кружки), для различных вариантов первичного энергетического спектра: *а* — спектр с одним изломом при энергии  $3 \cdot 10^{15}$  эВ, *б* — спектр с двумя изломами при энергиях  $3 \cdot 10^{15}$  и  $7 \cdot 10^{17}$  эВ, *в* — аналитическая аппроксимация экспериментального спектра по данным установки Тунка-133

от ядер Fe примерно до 3%. Таким образом, отбор ливней одновременно по  $X_{\max}$  и по  $N_e$  позволит достичь существенного подавления вклада ядер в исследуемую совокупность экспериментальных событий. Аналогичным образом можно выделять события, генерированные тяжелыми ядрами, а также исследовать более сложные случаи.

Число электронов  $N_e$  в ШАЛ существенно ( $K_{\text{согг}}$  около 90%) коррелировано с  $X_{\max}$ , так что  $N_e$  нельзя считать независимым от  $X_{\max}$  (рис. 3).

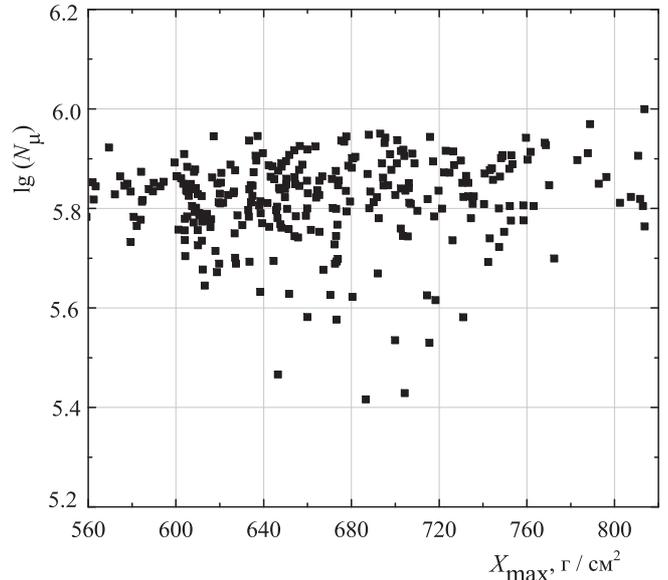


Рис. 2. Число мюонов — глубина максимума (Aires, первичный протон  $10^{17}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ , 300 событий)

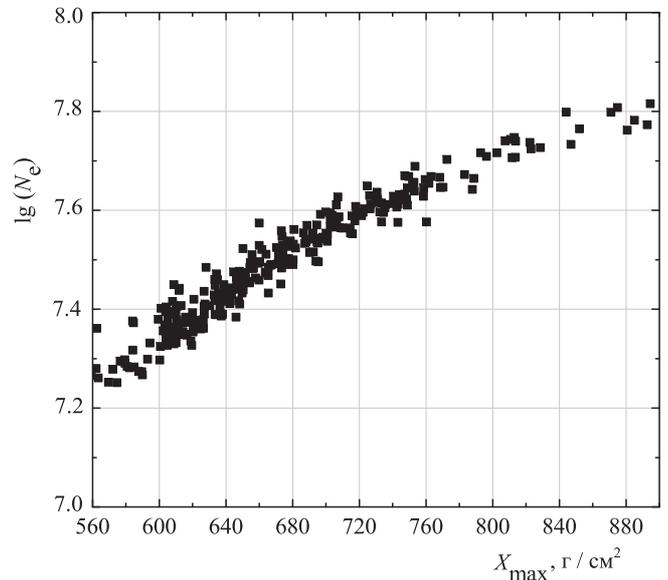


Рис. 3. Число электронов — глубина максимума (Aires, первичный протон  $10^{17}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ , 300 событий)

Однако определение  $N_e$  дает возможность проводить отбор по величине  $N_e/N_\mu$  (рис. 4), которая чувствительна к массовому составу даже в большей степени, чем просто  $N_\mu$ .

В этом случае доля ядер гелия падает до 12% от исходной, доля ядер CNO уменьшается до 2%, а доля ядер железа снижается примерно до 0.1%.

Как показали результаты моделирования, число электронов  $N_e$  в ШАЛ существенно (коэффициент корреляции  $\sim 0.9$ ) коррелировано с величиной  $\rho_{300}$  — плотностью числа электронов на расстоянии 300 м от оси во всем доступном сцинтилляционной установке энергетическом диапазоне. При этом существенно, что точность восстановления  $\rho_{300}$  оказывается выше, чем для  $N_e$  (см. таблицу). Поэтому возможно, что использование  $\rho_{300}$  вместо  $N_e$  позволит увеличить качество восстановления исходных параметров ШАЛ и сгенери-

**Средние ошибки восстановления  $N_e$  и  $\rho_{300}$  в ливнях, «сгенерированных» первичными протонами и ядрами железа с энергией  $E_0$**

$E_0$ , эВ	$dN_e/N_e$	$d\rho_{300}/\rho_{300}$
$> 10^{15}$	0.174	0.100
$> 10^{16}$	0.104	0.070
$> 10^{17}$	0.061	0.041

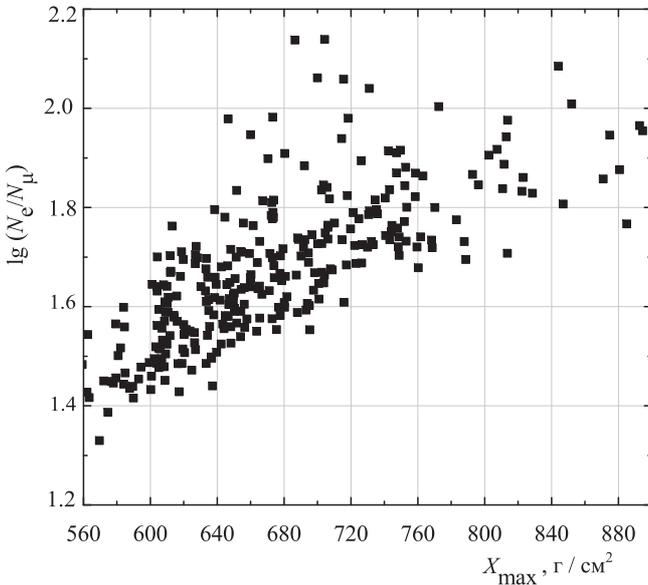


Рис. 4. Отношение числа электронов к числу мюонов — глубина максимума (Aires, первичный протон  $10^{17}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ , 300 событий)

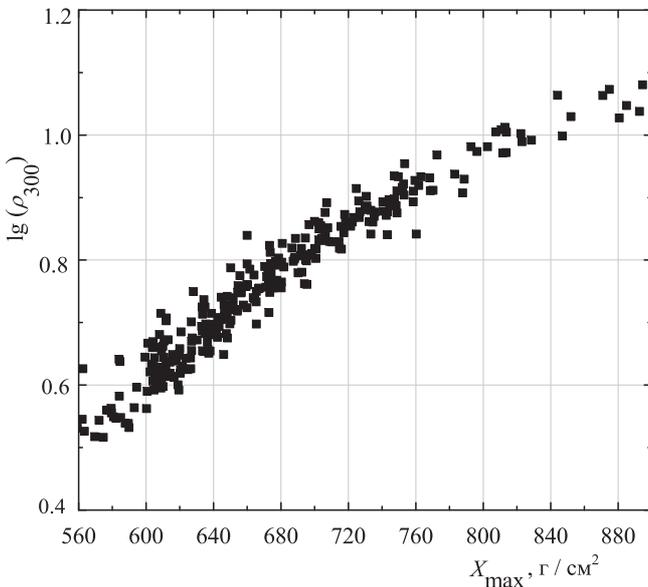


Рис. 5. Плотность электронов на расстоянии 300 м от оси ливня — глубина максимума (Aires, первичный протон  $10^{17}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ , 300 событий)

Таким образом, целесообразно ориентироваться не на число электронов  $N_e$ , а на параметр  $\rho_{300}$  (рис. 5). Выбор расстояния 300 м представляется естественным для установки Tunka-Grande, поскольку для нее характерны значительно меньшие расстояния между детекторами, чем для таких установок, как ЯкуШАЛ и AGASA, где используется плотность энерговыделения в сцинтилляционном детекторе на расстоянии 600 м от оси [24, 25].

Хотя приведенные оценки являются модельно зависимыми, принципиальная ценность изучения массового состава ПКЛ при одновременной регистрации трех компонент ШАЛ представляется несомненной.

**Заключение**

Включение сцинтилляционных детекторов в состав установки Tunka-133 даст возможность получать качественно новые экспериментальные данные о космических лучах в области энергий  $10^{16} - 10^{18}$  эВ и существенно повысить эффективность исследований в этом энергетическом диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (задание № 3.889.2014/К), гранта Правительства Российской Федерации (договор 14.В25.31.0010), РФФИ (гранты 14-02-00372 и 13-02-00214) и Программы стратегического развития ИГУ.

**Список литературы**

1. Калмыков Н.Н., Котсоми Х., Сулаков В.П., Фомин Ю.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. **73**, № 5. С. 584.
2. Berezhnev S.F., Epimakhov S.N., Karpov N.I. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2012. **692**. P. 98.
3. Apel W.D., Arteaga-Vel'azquez J.C. et al. (KASCADE Gr. Col.) // Astropart. Phys. 2012. P. 183.
4. Apel W.D., Arteaga-Vel'azquez J.C. et al. (KASCADE Gr. Col.) // Phys. Rev. Lett. 2011. **107**.
5. Kuzmichev L.A., Sveshnikova L.G., Korosteleva E.E. et al. // J. Phys.: Conference Series. 2013. **409**, N 1. P. 012062 (<http://iopscience.iop.org/1742-6596/409/1/012062>).
6. Chernyshov D.O., Dogiel V.A., Ko C.M. et al. // Astrophys. J. 2012. **746**. P. 116.
7. Атрашкевич В.Б., Калмыков Н.Н., Христиансен Г.Б. // ЖЭТФ. 1981. **33**, № 4. С. 236.
8. Berezhnev S.F., Besson D., Budnev N. et al. // Proc. 33th ICRC. Rio de Janeiro, Brazil, 2013. 0418.
9. Буднев Н.М., Вишневецкий Р., Гресс О.А и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. **69**, № 3. С. 347.
10. Буднев Н.М., Иванова А.Л., Калмыков Н.Н. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014, № 4. С. 80.
11. <http://www.fisica.inpl.edu.ar/auger/aires/doc/UsersManual.pdf>
12. [http://www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/corsika\\_tech.html](http://www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/corsika_tech.html)
13. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. 1997. **B52**. P. 17.
14. Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. // ЖЭТФ. 1958. **35**, № 4(10). С. 635.
15. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., Christiansen G.B. et al. // Proc. 16<sup>th</sup> European Cosmic Ray Symposium. Madrid, 1998. P. 261.
16. Berezhnev S.F., Besson D., Budnev N.M. et al. (Tunka-133 col.) // Proc. 32 ICRC (Beijing). 2011. **7**. P. 208.
17. Калмыков Н.Н. // ЯФ. 1969. **10**, № 1. С. 121.

рававшей его первичной частицы и, следовательно, получить более достоверную информацию в том числе и о массовом составе ПКЛ.

18. Зотов М.Ю., Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Сулаков В.П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 6. С. 70.
19. Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Сулаков В.П., Фомин Ю.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. 77, № 5. С. 70.
20. Грейзен К. // Физика космических лучей / Под ред. Дж. Вильсона. М., 1958. 3. С. 7.
21. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Курс статистического моделирования. М., 1976.
22. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., Christiansen G.B. et al. // J. Phys. G: Nucl. and Particle Phys. 1996. 22, N 12. P. 1839.
23. Shinozaki K., Teshima M. for AGASA Collaboration // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2004. 136. P. 18.
24. Prosin V.V., Berezhnev S.F., Budnev N. et al. // Proc. 33th ICRC. Rio de Janeiro, Brazil, 2013. 0617.
25. Egorova V.P., Glushkov A.V., Ivanov A.A. et al. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2004. 136. P. 3.

### The promise of the Tunka-Grande scintillation experiment for studying the mass composition of primary cosmic rays

N. M. Budnev<sup>1</sup>, A. L. Ivanova<sup>1</sup>, N. N. Kalmykov<sup>2</sup>, L. A. Kuzmichev<sup>2</sup>, V. P. Sulakov<sup>2</sup>, Yu. A. Fomin<sup>2,a</sup>

<sup>1</sup>Research Institute of applied physics, Irkutsk State University, Irkutsk 664003, Russia.

<sup>2</sup>D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

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

A description of the project of the Tunka-Grande scintillation complex is provided. The prospects of studying the energy spectrum and mass composition of the primary cosmic rays during simultaneous registration of the Cherenkov, electron, and muon components of extensive air showers are discussed.

*Keywords:* cosmic rays, extensive air showers, Tunka-Grande array, mass composition, energy spectrum of primary cosmic rays.

PACS: 96.50.sd, 96.50.sb.

Received 21 November 2014.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2015).

#### Сведения об авторах

1. Буднев Николай Михайлович — докт. физ.-мат. наук, профессор, директор института; тел.: (3952) 33-21-70, e-mail: nbudnev@api.isu.ru.
2. Иванова Анна Леонидовна — аспирант; тел.: (3952) 33-21-70, e-mail: annaiv.86@mail.ru.
3. Калмыков Николай Николаевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-23-69, e-mail: kalm@eas.sinp.msu.ru.
4. Кузьмичев Леонид Александрович — докт. физ.-мат. наук, зав. отделом; тел.: (495) 939-10-72, e-mail: kuz@dec1.sinp.msu.ru.
5. Сулаков Владимир Петрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-44-96, e-mail: sulakov@eas.sinp.msu.ru.
6. Фомин Юрий Анатольевич — докт. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-57-30, e-mail: fomin@eas.sinp.msu.ru.