

УДК 524.1

## ТЕКУЩИЙ СТАТУС МИССИИ НУКЛОН-2

© 2019 г. А. А. Курганов<sup>1, \*</sup>, В. Л. Булатов<sup>2</sup>, О. А. Васильев<sup>1</sup>, Д. Е. Карманов<sup>1</sup>, И. М. Ковалев<sup>1</sup>, М. И. Панасюк<sup>1</sup>, А. Д. Панов<sup>1</sup>, Д. М. Подорожный<sup>1</sup>, Д. А. Полков<sup>2</sup>, Г. Е. Седов<sup>1</sup>, Л. Г. Ткачев<sup>3, 4</sup>, П. Л. Ткачев<sup>1</sup>, А. Н. Турундаевский<sup>1</sup>, С. Б. Филиппов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>2</sup>Общество с ограниченной ответственностью “ГОРИЗОНТ”, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>4</sup>Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области “Университет “Дубна”, Дубна, Россия

\*E-mail: me@sx107.ru

Поступила в редакцию 15.09.2018 г.

После доработки 06.11.2018 г.

Принята к публикации 28.01.2019 г.

Эксперимент НУКЛОН-2 нацелен на изучение изотопного и зарядового состава средних, тяжелых и сверхтяжелых ионов ( $Z < 82$ ) в энергетическом диапазоне от 300 МэВ/нуклон до 1 ГэВ/нуклон. Представлена планируемая конструкция спутникового эксперимента по изучению космических лучей НУКЛОН-2. Проведенное моделирование подтверждает работоспособность алгоритмов разделения изотопов.

DOI: 10.1134/S036767651905020X

### ВВЕДЕНИЕ

В областях физики, связанных с космосом, в том числе физике источников космических лучей и астрофизике в целом, на текущий момент наблюдается повышенный интерес к данным по изотопному составу космических лучей, что связано с большим количеством физических задач, для которых эти данные необходимы. Эти задачи включают изучение локального окружения Солнца, в том числе измерение локального диффузионного коэффициента, поиск локальных источников и определение возраста космических лучей, изучение изотопных аномалий, возникающих при взрывах Сверхновых в обогащенную тяжелыми элементами среду, изучение нестандартных процессов ускорения космических лучей, особенностей инжекции частиц в них и исследование процессов нуклеосинтеза.

На сегодняшний день наблюдается сильный недостаток экспериментальных данных по изотопному и зарядовому составу космических лучей с  $Z > 32$  для изотопного и  $Z > 40$  для зарядового разрешения и с учетом того, что в ближайшее время эксперименты в данной области не планируются, новый эксперимент в данной области крайне актуален [1].

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТ НУКЛОН-2

НУКЛОН-2 – это планируемый спутниковый эксперимент для прямого изучения космических лучей и их изотопного и зарядового составов. Диапазон  $Z$  для задачи зарядового разрешения протягивается от углерода до границы стабильных ядер, а для задачи изотопного разрешения – от 6 до 66. Планируемое время экспозиции и геометрический фактор составляют 5 лет и  $0.8 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$  соответственно.

Для разделения изотопов в эксперименте используется модифицированная методика  $E-dE$ . Эта методика основана на измерении полной энергии частицы  $E$  и ее линейных потерь энергии  $dE/dx$  в одном из детекторов системы. Произведения этих двух величин пропорционально массе частицы  $M$  и квадрату ее заряда  $Z^2$ .

Научная аппаратура эксперимента планируется к установке в качестве дополнительной нагрузки на российский коммерческий спутник. Планируемая орбита – солнечно-синхронного типа с высотой 400–600 км и наклоном в  $97^\circ$ .

Предполагаемая компоновка эксперимента состоит из 48 идентичных независимых спектрометров тяжелых изотопов космических лучей (СТИКЛ). Принципы их функционирования,

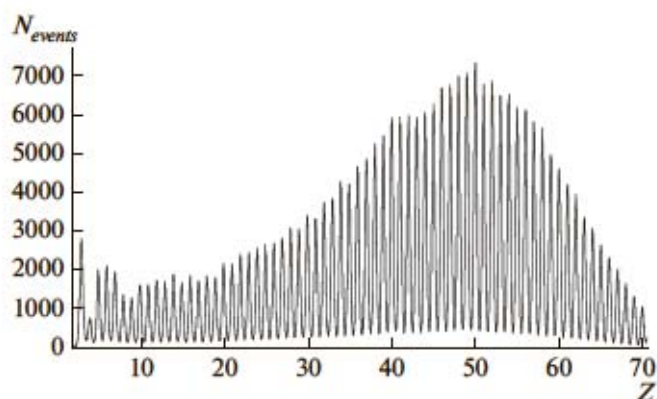


Рис. 1. Полученное заряженное разрешение на пучке фрагментированных ядер Pb при  $A/Z = 2.2$ .

управления и контроля максимально заимствованы из эксперимента НУКЛОН [2].

Каждый СТИКЛ состоит из 32 спаренных кремниевых калориметрических детекторов толщиной в 1 мм каждый и 8 трековых стриповых детекторов толщиной 300 мкм и имеет два симметричных входных окна с двух сторон. Масса и заряд частицы определяются через измерение потерь энергии частицей в каждом из детекторов вплоть до ее остановки с соответствующим пиком Брэгга.

## 2. ПРОТОТИП ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проверки работоспособности аппаратуры и методов анализа был разработан прототип эксперимента НУКЛОН-2, состоящий из 13 миллиметровых и 18 300-микронных кремниевых детекторов. Устройство триггера прототипа позволяет настраивать его на регистрацию частиц, останавливающихся внутри калориметра и пролетающих его насквозь.

Прототип был протестирован на ускорителе SPS CERN на высокоэнергетическом (150 ГэВ/нуклон) фрагментированном пучке ядер с  $Z$  до 82 при различных соотношениях  $A/Z$ . Полученное зарядовое разрешение для  $A/Z = 2.2$  представленное на рис. 1, составляет 0.17 зарядовых единиц вне зависимости от конкретного ядра и подтверждает работоспособность электроники прототипа и адекватный уровень ее шумов во всем планируемом диапазоне  $Z$ . Конкретное значение разрешения (0.17 зарядовых единиц) хорошо соответствует результатам, полученным для аналогичного эксперимента в Монте-Карло моделировании.

## 3. МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЬ

Было также проведено Монте-Карло моделирование в программных пакетах FLUKA, GEANT3 и GEANT4 с упрощенной геометрией модели для проверки изотопного разрешения эксперимента, оптимизации его конструкции и получения допу-

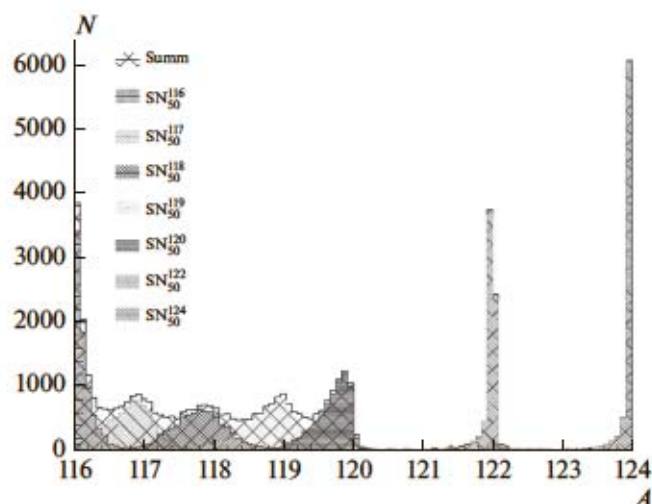


Рис. 2. Полученное изотопное разрешение для ядер олова в модели Монте-Карло.

стимого уровня шумов. Полученные данные были обработаны различными методами (нейронные сети и многомерный анализ, основанный на методе максимального правдоподобия). Было получено изотопное разрешение вплоть до  $Z = 64$ . Полученное разрешение для ядер олова показано на рис. 2. При обработке события с фрагментационными процессами считались фоновыми и фильтровались методами, схожими с методами обработки.

В моделировании было также показано, что при уровне приведенных шумов электроники ниже 5 МэВ сильное ухудшение изотопного разрешения не наблюдается. Важно отметить, что полученный в прототипе уровень шумов электроники ниже 1 МэВ, и тем самым подтверждается возможность разрешения изотопов во всем заявленном зарядовом диапазоне.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент НУКЛОН-2 – это планируемый спутниковый эксперимент по прямому изучению космических лучей и их изотопного и зарядового составов. Представленные результаты пучкового тестирования прототипа и Монте-Карло симуляции подтверждают работоспособность основных идей, заложенных в эксперимент. Эксперимент все еще находится в разработке и планируется к запуску в 2020–2022 годах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карманов Д.Е., Курганов А.А., Панасюк М.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 436; *Karmanov D.E., Kurganov A.A., Panasyuk M.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2017. V. 81. № 4. P. 401.
2. *Atkin E., Bulatov V., Dorokhov V. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sec. A.* 2015. V. 770. P. 189.

УДК 524.1

## ОБСЕРВАТОРИЯ ЛУЧЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ. ТЕКУЩИЙ СТАТУС

© 2019 г. Д. М. Подорожный<sup>1, \*</sup>, Д. Е. Карманов<sup>1</sup>, А. Д. Панов<sup>1</sup>,  
Л. Г. Ткачев<sup>2</sup>, А. Н. Турундаевский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия  
<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

\*E-mail: [dmp@eas.sinp.msu.ru](mailto:dmp@eas.sinp.msu.ru)

Поступила в редакцию 15.09.2018 г.

После доработки 06.11.2018 г.

Принята к публикации 28.01.2019 г.

Определены цели и научные задачи космического эксперимента “Обсерватория лучей высоких энергий”. Представлен проектный облик научной аппаратуры, характерной особенностью которой является ее беспрецедентно высокий геометрический фактор ( $\sim 20 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$ ) и достаточно высокая точность в измерениях. Технические характеристики аппаратуры позволяют прецизионно исследовать космические лучи в широком энергетическом диапазоне, включая совершенно неисследованную область энергий  $10^{15}$ – $10^{16}$  эВ. Определен текущий статус космического эксперимента.

DOI: 10.1134/S0367676519050302

### ВВЕДЕНИЕ

За последние два десятилетия были осуществлены несколько успешных миссий [1–8] по исследованию энергетических спектров и химического состава космических лучей (КЛ). В энергетической области до  $\sim 5 \times 10^{13}$  эВ собран достаточно обеспеченный статистический материал по обильным ядрам. Обнаружены ряд особенностей в энергетических спектрах разных компонентов КЛ. Это усилило интерес по исследованию прямыми методами КЛ с максимально возможным продвижением в область высоких энергий. В настоящее время одновременно на околоземной орбите осуществляются четыре космических проекта с близкими целями: НУКЛОН [9], CALET [10], DAMPE [11], ISS-CREAM [12]. При успешной реализации этих проектов можно ожидать, что приблизительно к 2020 г. будет получен статистически обеспеченный материал вплоть до энергий  $\sim 5 \times 10^{14}$  эВ [13, 14]. Однако область сверхвысоких энергий  $10^{15}$ – $10^{16}$  эВ (область “колена”) остается недоступна как для действующих, так и планируемых миссий. Область “колена” в энергетическом спектре КЛ является критической для изучения процессов их ускорения и распространения, поэтому необходим новый, “прорывной” эксперимент – Обсерватория Лучей Высоких Энергий (ОЛВЭ), основным требованием к которому является радикальное повышение его светосилы.

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ ОЛВЭ

1. Определение химического состава КЛ с элементарным разрешением зарядов области “колена Христиансена–Куликова” (энергия  $\sim 3 \times 10^{15}$  эВ).
2. Исследование обильных КЛ в области за “коленом”, вплоть до  $10^{16}$  эВ.
3. Прецизионное определение состава КЛ в диапазоне энергий  $10^{12}$ – $10^{15}$  (высокая статистика и разрешение энергии), в том числе для редких вторичных ядер.
4. Изучение анизотропии КЛ с превышением статистики более чем на два порядка.
5. Исследование электронного спектра в диапазоне энергий до десятков ТэВ.
5. Изучение ядер за пиком железа, включая сверхтяжелые экзотические ядра.
6. Измерение диффузного спектра гамма-излучения в широком диапазоне энергий с разрешением сверхвысокой энергии (до 0.1–0.2% при энергии вплоть до  $\sim 10$  ТэВ).
7. Поиск сильно взаимодействующей “странной” материи, либо поиск верхнего порога ее изобилия в Галактике.

### 2. ПРОЕКТНЫЙ ОБЛИК ОЛВЭ

Главный сдерживающий фактор по исследованию КЛ прямыми методами в высокой и сверх-

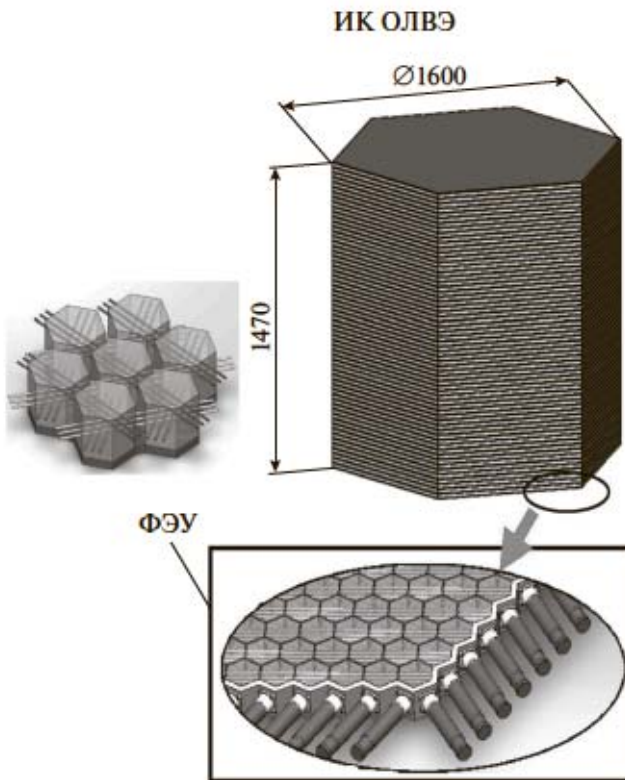


Рис. 1. Проектный облик ИК ОЛВЭ.

высокой области энергий определяется тем, что на сегодняшний день ионизационный калориметр (ИК) [15] остается единственной универсальной методикой для построения спектрометра энергий. Светосила и точность измерений ИК напрямую зависят от массы. Исходя из этого основным требованием в реализации ОЛВЭ служит использование предельно допустимой массы полезной нагрузки для существующих и проектируемых отечественных ракетносителей тяжелого класса – 12.5 т. После широкомасштабного моделирования для ИК ОЛВЭ массой 10 т. предлагается сцинтилляционно-вольфрамовый ИК 3D в виде призмы. Дополнительной функцией ИК служит использование всего объема сцинтилляторов (борированных) в качестве нейтронного детектора, что дает дополнительную возможность независимой регистрации энергии каскада и выделение каскадов от лептонной компоненты. Средняя энергетическая точность регистрации протонов при  $10^{15}$ – $10^{16}$  эВ не хуже 30%, для более низких энергий и ядер точность повышается в зависимости от типа ядра и энергетического диапазона. Для лептонной компоненты в области 0.1–10 ТэВ энергетическая точность лучше 1%. Угловое разрешение определяется по оси каскада в ИК и относительно невелико  $\sim 1^\circ$ . Поэтому ОЛВЭ не ставит перед собой задачи классического гамма-телеско-

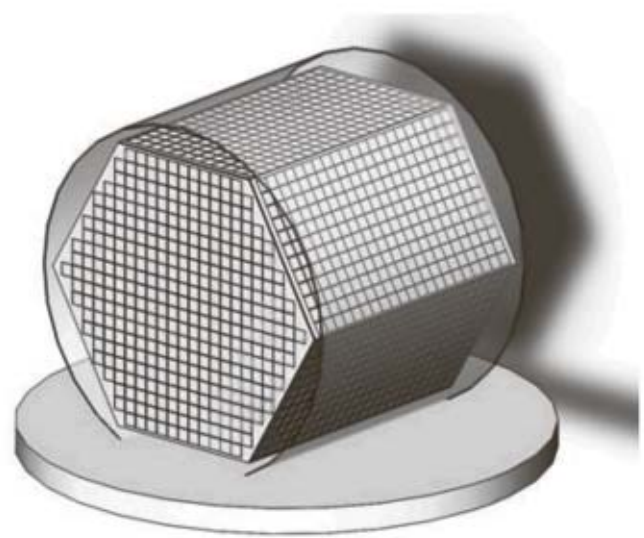


Рис. 2. Проектный облик зарядовой системы ОЛВЭ.

па, а будет нацелена на поиск линий в диффузном излучении.

ИК содержит 62 шестиугольных слоя, каждый из которых состоит из вольфрамового листа  $\sim 2$  мм и слоя сцинтиллятора из шестигранных призм высотой 2 мм диаметром 25 мм. Светосбор осуществляется по оптоволокну, проложенным в пазах призм в трех направлениях при углах  $0^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $120^\circ$ , и снимается ФЭУ, расположенными по краям плоскости (рис. 1). Вокруг ИК (рис. 2) размещена система измерения заряда, которая представляет собой четырехслойную кремниевую падовую матрицу, аналогичную аппаратуре НУКЛОН [9]. Для повышения точности при сверхвысоких энергиях размер пада уменьшен до  $1 \text{ см}^2$ . Структура матрицы устойчива к воздействию обратного тока и дает разрешение не хуже 0.2 зарядовых единиц во всем диапазоне зарядов. Основные характеристики научной аппаратуры ОЛВЭ приведены в табл. 1.

### 3. ТЕКУЩИЙ СТАТУС

Проект ОЛВЭ поддержан Российской академией наук, Роскосмосом и включен в Федеральную космическую программу России. В 2018–2020 гг. проект находится на стадии НИР. С 2021 г. проект переходит в опытно-конструкторскую стадию развития. Планируемый запуск после 2025 г. не позднее 2030 г.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для продвижения на порядок по энергетической шкале в прямых исследованиях КЛ альтернатива ОЛВЭ в ближайшие десятилетия не планируется. При успешной реализации эксперимента объем информации будет превышать более

Таблица 1

|                                   |  |
|-----------------------------------|--|
| Эффективный геометрический фактор | Протоны $\sim 12 \text{ м}^2 \text{ ср}$<br>ядра (в среднем) $\sim 16 \text{ м}^2 \text{ ср}$<br>$\gamma$ и $e^\pm \sim 20 \text{ м}^2 \text{ ср}$ |
| Срок активного существования ОЛВЭ | >7 лет   |
| Точность измерений энергии        | Протоны <30%<br>ядра $\sim 20\text{--}10\%$<br>$\gamma$ и $e^\pm$ <1%  |
| Точность измерений заряда         | $\sim 0.2 \text{ з.е.}$  |
| Уровень режекции                  | Протоны к $\gamma$ и $e^\pm$ $10^5\text{--}10^6$<br>$\gamma$ к $e^\pm$ $> 10^3$  |
| Общая масса ОЛВЭ                  | $\sim 12.5 \text{ т}$  |
| Энергопотребление                 | <4.5 кВт   |
| Габаритные размеры                | В транспортном положении не выходят за габарит цилиндра $\varnothing 2.5 \text{ м}$ и $h = 2.5 \text{ м}$  |

чем на два порядка банк данных, собранный за почти 60 лет исследований в данной области естествознания, причем с радикально качественно улучшенными характеристиками, в первую очередь в части статистической обеспеченности экспериментального материала. Впервые в прямых измерениях КЛ с полным разрешением частиц по заряду будет исследована область энергий  $10^{15}\text{--}10^{16}$  эВ. Именно в этой области можно ожидать наиболее интересных открытий, несущих в себе информацию о наиболее катастрофических процессах в Галактике.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ahn H.S., Seo E.S., Ganel O. et al. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 1950.
2. Panov A.D., Adams J.H., Ahn H.S. et al. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 1944.
3. Yoon Y.S., Ahn H.S., Allison P.S. et al. // Astrophys. J. 2011. V. 728. P. 122.
4. Ahn H.S., Allison P.S., Bagliesi M.G. et al. // Astrophys. J. 2009. V. 707. P. 593.
5. Obermeier A., Ave M., Boyle P. et al. // Astrophys. J. 2011. V. 742. P. 14.
6. Aguilar M., Aisa D., Alpat B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. Art. no. 211101.
7. Aguilar M., Aisa D., Alpat B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. Art. no. 171103.
8. Ivanenko I.P., Shestoporov V.Ya., Chikova L.O. et al. // Proc. 23rd ICRC (Calgary, Canada). 1993. V. 2. P. 17.
9. Atkin E., Bulatov V., Dorokhov V. et al. // Nucl. Instr. Meth. Sec. A. 2015. V. 770. P. 189.
10. Brogi P., Marrocchesi P., Maestro P., Mori N. // Proc. 34th ICRC. 2015. Hague, Netherlands. PoS ICRC. 2016. P. 595.
11. Wu X., Ambrosi G., Asfandiyarov R. et al. // Proc. 34th ICRC. 2015. Hague, Netherlands. PoS ICRC. 2016. P. 1192.
12. Seo E.S. et al. // Adv. Space Res. 2014. V. 53. № 10. P. 1451.
13. Atkin E., Bulatov V., Dorokhov V. et al. // Astropart. Phys. 2017. V. 90. P. 69.
14. Atkin E., Bulatov V., Dorokhov V. et al. // JCAP. 2017. № 7. P. 20.
15. Григоров Н.Л., Мурзин В.С., Панопорт И.Д. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 506.

УДК 520.2.01./07

## ДЕТЕКТОР ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ШАЛ С ВЫСОКИМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

© 2019 г. С. В. Матаркин<sup>1</sup>, \*, Л. В. Тимофеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований и астрономии имени Ю.Г. Шафера  
Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное структурное подразделение  
Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра  
“Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук”, Якутск, Россия

\*E-mail: Matarkin.SV@ikfia.ysn.ru

Поступила в редакцию 15.09.2018 г.

После доработки 06.11.2018 г.

Принята к публикации 28.01.2019 г.

Представлено описание быстродействующего черенковского детектора с высоким временным разрешением (1.42 нс). Интерес к подобному черенковскому детектору широких атмосферных ливней вызван потребностью в более точных измерениях формы черенковского импульса. В настоящее время продемонстрирована эффективность эксплуатируемого интегрального черенковского детектора.

DOI: 10.1134/S0367676519050235

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из информативных методов исследования широких атмосферных ливней (ШАЛ) является изучение черенковского излучения (ЧИ) в атмосфере. При наличии быстродействующей аппаратуры, помимо традиционного метода измерения интегрального потока ЧИ [1], становится доступным метод измерения формы импульса, впервые предложенный Христиансенем и Фоминым [2]. Совмещая данный метод с угловыми характеристиками, можно определить глубину максимума вклада ЧИ. Зная эту величину, можно вычислить глубину максимума каскада. Длительность импульса на расстояниях >200 м от оси ливня зависит от химического состава первичного космического излучения (ПКИ), вызвавшего данный ливень [2, 3]. Для измерений формы импульса в первую очередь требуется высокое временное разрешение детектора. Перспектива достижения высокой точности данной характеристики, послужила мотивом к созданию оптического детектора, с улучшенным разрешением по времени.

### 1. ТЕХНИЧЕСКАЯ КОНСТРУКЦИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО ДЕТЕКТОРА

Для данного черенковского детектора используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) ET Enterprises Type 9266В диаметром 51 мм (2"). У данной модели ФЭУ бицелочной фотокатод (КС) на основе боросиликата, 10 динодов из SbCs с ли-

нейной фокусировкой, обеспечивающих высокий коэффициент усиления ( $0.6 \times 10^6$ ), стабильность сигнала и малое время отклика. Квантовая эффективность – 30%. Интервал чувствительности  $\lambda \in (290, 630)$  нм. Полное описание ФЭУ в [4]. Резистивный делитель напряжения гарантирует стабильность разности потенциалов между динодами. ФЭУ. Делитель напряжения и предусилители располагаются внутри основной конструкции с внутренним матовым покрытием, сверху которого вставляется линза Френеля. Линза Френеля используется для увеличения площади светосбора. Конструкции с ФЭУ прикреплены к стойке, оборудованной ватерпасом и транспортирами (для регулировки зенитного угла).

### 2. СБОР И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Сигналы с выхода анода ФЭУ на предусилителе делятся на 2 канала: усиленный (в 4 раза), и уменьшенный (в 2 раза). Уменьшенный сигнал сделан для охвата всего импульса. Затем по коаксиальным кабелям сигналы непрерывно поступают на четырехканальную плату DRS4 Evaluation Board, представляющую собой аналого-цифровой преобразователь (АЦП) с пропускной способностью 700 МГц [5]. Чип DRS4 отсекает импульсы длительностью более 1 мкс. Таким образом, в выходных данных гарантированно не попадают засветки от чужих источников света, например, изотропных. Если амплитуда сигнала выше уровня триггера, установленного оператором, а его дли-



Рис. 1. Блок-схема детектора.

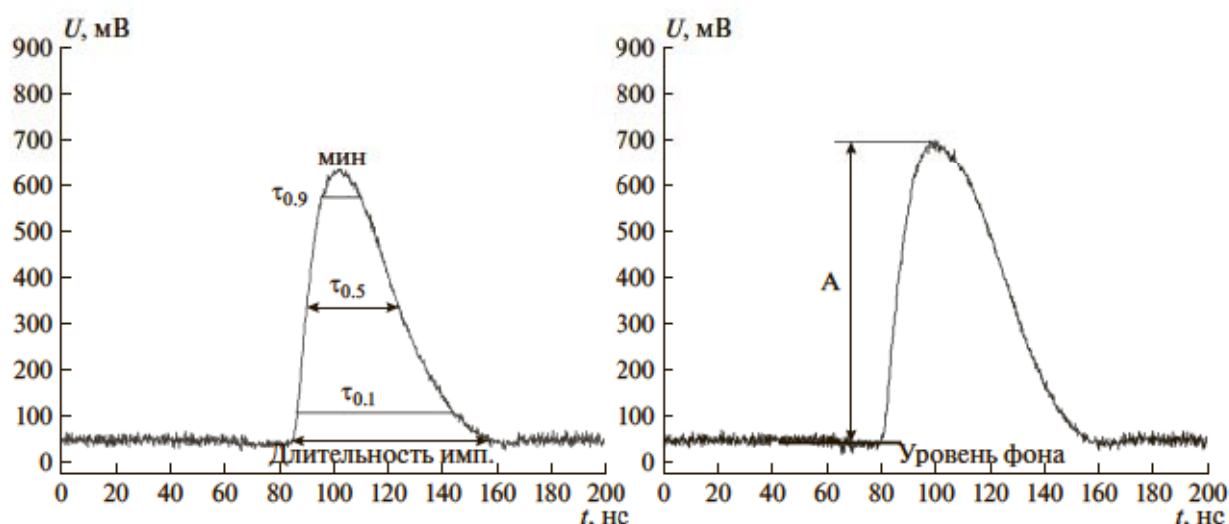


Рис. 2. Пример импульса в режиме двух каналов с указанием основных параметров.

тельность не превышает размера “окна”, выходные данные записываются в файл парами время (в нс) и напряжение (в мВ) для всех дискретных точек каждого активного канала в формате .xml. Система сбора данных локальная, т.е. не зависит от триггера установки ЯкуШАЛ. Подробнее о Якутской установке в [6]. Блок-схема детектора представлена на рис. 1.

Программная обработка выходных данных состоит в удалении непригодных событий и извлечении параметров импульса с полезных. В основном непригодные данные представляют собой со-

бытия с огромной амплитудой, т.е. импульсами, которые не поместились в “окне” регистрации. Уменьшенный в предусилителе сигнал частично решает проблему зашкалов. Имеются еще некоторые другие причины, по которым события отсекаются. В итоге остаются нормальные импульсы, присутствующие на всех активных каналах (34.5% от суммарного числа зарегистрированных событий). На рис. 2 показан пример импульса в режиме двух каналов с указанием основных параметров.

Полуширины импульсов и времена срабатываний триггера выводятся для каждого отдельного

события с помощью программы обработки. Кроме того, программа предоставляет дополнительную информацию вспомогательного и технического характера. Имеются две реализации программы обработки – на C++ и Fortran. Последняя прошла государственную регистрацию программы для ЭВМ в Федеральном институте промышленной собственности (ФИПС) [7]. Номер регистрации (свидетельства): 2018614529.

### 3. МЕТОД ПОИСКА ГЛУБИНЫ МАКСИМУМА ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ШАЛ

Метод заключается в геометрическом способе расчета глубины максимума черенковского излучения ШАЛ в атмосфере без привлечения других параметров ливня. Глубина максимума черенковского излучения и глубина максимума каскадной кривой – величины коррелированные. Однако для надежных результатов последнего необходима регистрация черенковских импульсов на больших расстояниях от оси,  $R > 600$  м [1], в то время как максимум черенковского света наблюдается на всех возможных расстояниях от места падения оси ливня на плоскости наблюдения.

Располагая временами задержки сигналов  $t_i$  и формами импульсов на всех сработавших детекторах в сети детекторов, образующих систему, можно определить угол наклона каскадной кривой  $\theta$ , азимутальный угол  $\phi$  без участия основной установки. По ним же приблизительно оцениваются величины  $R$  – расстояния от оси ливня на плоскости наблюдения до сработавших детекторов. Решая следующее уравнение, находим высоту максимума черенковского вклада:

$$c\Delta t = L - h_0 = L - h \sec \theta,$$

где  $c = 0.3$  м/нс,  $\Delta t = t_2 - t_1$ ,  $t_1$  – время, за которое ось ливня достигла плоскости наблюдения с положения максимума черенковского вклада в атмосфере  $x_m^{\text{Cher}}$ ;  $t_2$  – время, за которое черенковские фотоны достигли детектора с  $x_m^{\text{Cher}}$ ,  $L$  – путь который проходит черенковский фотон от  $x_m^{\text{Cher}}$  до детектора;  $h$  – высота, проведенная от  $x_m^{\text{Cher}}$  до плоскости наблюдения,  $h_0$  – расстояние, которое проходит ось ливня от до плоскости наблюдения  $x_m^{\text{Cher}}$ :

$$L^2 = h^2 + R^2 \sin^2 \phi + (htg\theta - R \cos \phi)^2,$$

где  $\phi$  – угол между  $R$  и проекцией оси ливня на плоскость установки,  $\cos \phi$  имеет разный знак в зависимости от начала отсчета: до  $180^\circ$  или больше [8].

Решение уравнения:

$$h = 0.5 \frac{R^2 - (c\Delta t)^2}{ct \sec \theta + Rtg\theta \cos \phi}.$$

Максимум сигнала Черенкова есть функция продольного профиля ШАЛ, чувствительного к массе первичной частицы. Таким образом, можно определить энергетическую зависимость среднего массового состава космических лучей измерениями  $x_m^{\text{Cher}}$  в разных энергетических интервалах. Кроме того, возраст ливня и массовый состав ШАЛ являются неотъемлемыми параметрами формы черенковского импульса.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данный детектор в ходе полевых испытаний проработал 437 ч. Общее число зарегистрированных событий составило 7350, из них полезных 34.5%. Разрешение по времени составило 1.43 нс. Планируется поставить еще несколько аналогичных детекторов, синхронизованных между собой и откалиброванных так, чтобы они образовали локальную систему регистрации. Именно тогда появится возможность применения описанного метода определения максимума вклада черенковского излучения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дьяконов М.Н., Егоров Т.А., Ефимов Н.Н. и др. Космическое излучение предельно высокой энергии. Новосибирск: Наука, 1991. 252 с.
2. Фомин Ю.А., Христиансен Г.Б. // ЯФ. 1971. Т. 14. С. 642.
3. Ильина Н.П., Калмыков Н.Н., Просин В.В. // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 2756.
4. <https://my.et-enterprises.com/>.
5. <https://www.psi.ch/drs/evaluation-board/>.
6. Иванов А.А., Кнуренко С.П., Правдин М.И., Слепцов И.Е. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2010. №. 4. С. 56; Ivanov A.A., Knurenko S.P., Pravdin M.I., Sleptsov I.E. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2010. V. 65. № 4. P. 295.
7. [http://www1.fips.ru/fips\\_serv1/fips\\_servlet?DB=EVM&DocNumber=2018614529&TypeFile=html](http://www1.fips.ru/fips_serv1/fips_servlet?DB=EVM&DocNumber=2018614529&TypeFile=html).
8. Ivanov A.A., Knurenko S.P., Krasilnikov A.D. et al. // Phys. Res. Sec. A. 2015. V. 772. P. 34.



УДК 52.08:539.1.075

## РАЗРАБОТКА НОВОЙ СИСТЕМЫ СБОРА ИНФОРМАЦИИ БАКСАНСКОГО ПОДЗЕМНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ТЕЛЕСКОПА

© 2019 г. А. Ф. Янин<sup>1</sup>, И. М. Дзапарова<sup>1</sup>, \*, М. М. Болиев<sup>1</sup>, Е. А. Горбачева<sup>1</sup>,  
М. М. Кочкаров<sup>1</sup>, А. Н. Куреня<sup>1</sup>, В. Б. Петков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: dzaparova@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.09.2018 г.

После доработки 06.11.2018 г.

Принята к публикации 28.01.2019 г.

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) расположен на Северном Кавказе в подземной лаборатории на эффективной глубине 850 метров водного эквивалента. Запуск БПСТ состоялся в 1977 г., и установка работает до сих пор. Удачная конструкция БПСТ позволяет использовать его для решения ряда проблем астрофизики и физики частиц. Новая система сбора информации разработана для регистрации и анализа экспериментальных данных со значительно улучшенными характеристиками измерений цифровых и аналоговых сигналов. Система сбора основана на интерфейсе VME и обеспечивает полную совместимость с существующей регистрирующей электроникой нижнего уровня БПСТ. Годоскоп импульсных каналов разработан заново и реализован на микросхемах программируемой логики и микросхемах стандарта LVDS.

DOI: 10.1134/S0367676519050399

### ВВЕДЕНИЕ

БПСТ расположен на глубине 850 метров водного эквивалента и состоит из 3180 автономных счетчиков [1]. Счетчик заполнен сцинтиллятором на основе уайт-спирита, сцинтиллятор просматривается одним фотоэлектронным умножителем ФЭУ 49Б. Используемый сцинтиллятор разработан в ИЯИ РАН [2] и по таким характеристикам как сцинтилляционный выход, короткое время высвечивания, прозрачность для собственного излучения остается одним из лучших в мире. Долговременная стабильность сцинтиллятора проверена на практике – установка работает с ноября 1977 г., и за это время менее одного процента сцинтилляционных счетчиков по разным причинам подверглись замене. Таким образом, продуманная геометрия установки, удачная конструкция сцинтилляционного счетчика и долговременная стабильность сцинтиллятора дают возможность использовать БПСТ для решения целого ряда задач современной космофизики. С другой стороны, существующая система сбора информации (ССИ), архитектура которой была разработана в 70-х гг. прошлого столетия, не позволяет в полной мере использовать возможности сцинтилляционных счетчиков установки. Создание новой системы сбора информации БПСТ на современной про-

граммно-аппаратной платформе позволит радикально улучшить характеристики телескопа.

### ПРОТОТИП СИСТЕМЫ СБОРА ИНФОРМАЦИИ БПСТ

Разработан прототип системы сбора информации Баксанского подземного сцинтилляционного телескопа на новой программно-аппаратной платформе. Основой системы являются современные устройства в стандарте VME фирмы CAEN, а также разработанные в лаборатории годоскоп импульсных каналов и два многоканальных блока согласования стандартов сигналов. На рис. 1. изображена функциональная схема ССИ, включающая в себя как новые блоки, так и два крейта с нестандартными блоками, подлежащими замене.

Вновь разработанный годоскоп импульсных каналов (ГИК) собран в конструктиве КАМАК, но интерфейс КАМАК не используется. В основу работы по разработке ГИК частично положены идеи годоскопа, разработанного для международного проекта ЕММА [3]. Все входные блоки имеют разъемы совместимые с существующей регистрирующей электроникой нижнего уровня. В новых блоках, разработанных в лаборатории, используются интегральные микросхемы программируемой логики серии Cyclone III фирмы Altera и микросхемы, использующие стандарт сигналов

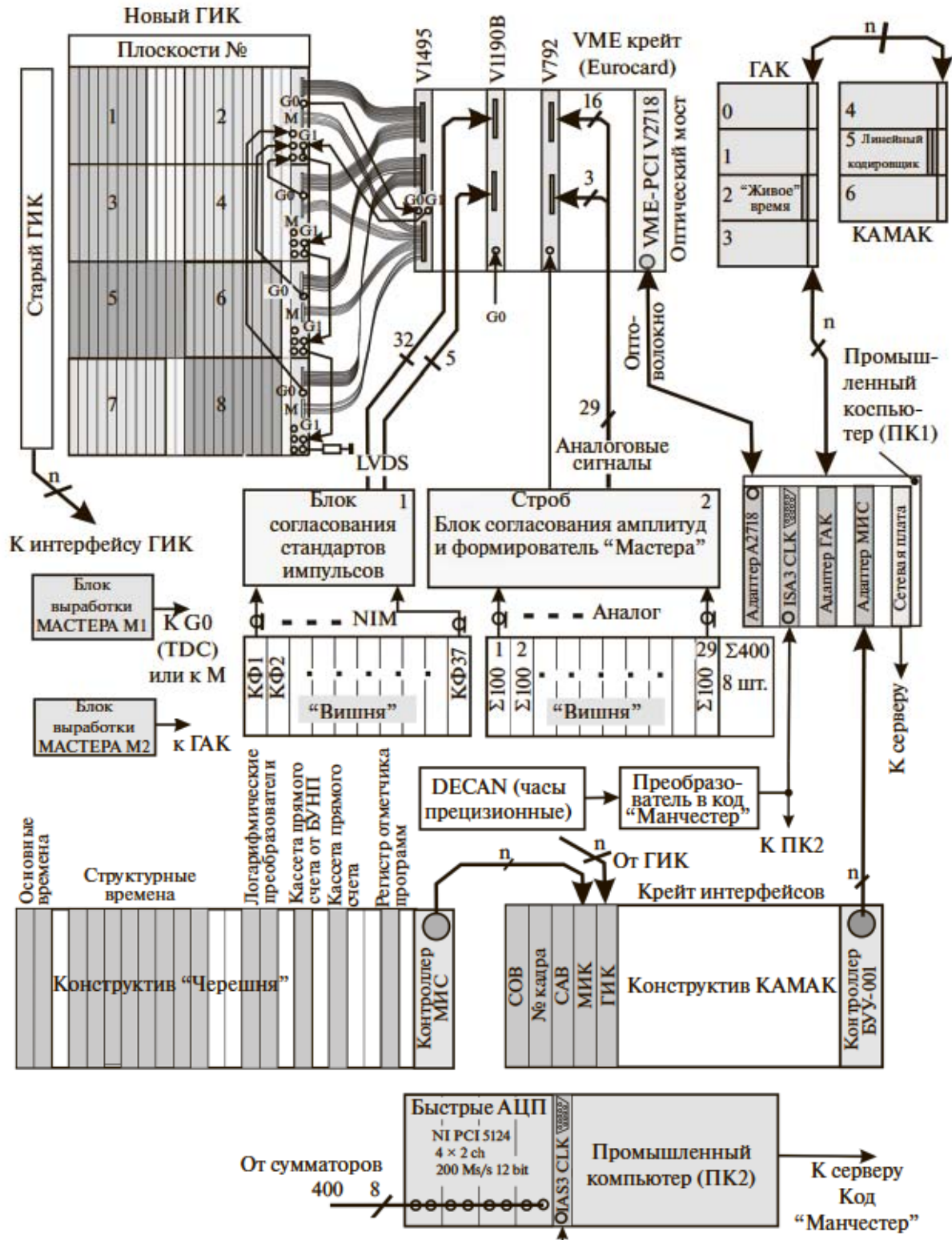


Рис. 1. Блок-схема прототипа системы сбора информации БПСТ.

LVDS. Задний кросс крейтов предназначен только для передачи данных в контроллеры ветви и подачи напряжений питания. Так как шины на

заднем кроссе имеют не полностью согласованное волновое сопротивление, то максимальная скорость передачи данных ограничена. Тем не

менее, тестирование показало, что скорость передачи данных в десятки раз выше, чем для стандарта КАМАК.

Все каналы годоскопа размещены в 4-х крейтах. Координаты сработавших счетчиков будут считываться входным регистром V1495 [4]. Для нашей задачи входной регистр работает в режиме двух 32-битных портов на прием данных (А и В) и одного 32-битного порта (С) на выдачу данных. Передаются 16-битные данные с помощью четырех шлейфов в приемные порты А и В входного регистра. Функции двух разъемов Lemo на передней панели V1495 могут программироваться. Разъем G0 используется как вход, который запускает процесс измерения. Разъем G1 программируется как выход и используется для подачи управляющего сигнала в контроллеры ГИК. Через четыре шлейфа 8-битные данные из порта С подают управляющие сигналы в контроллеры ГИК. Процесс измерения инициируется либо выходным сигналом G0 с ГИК, либо с блока выработки триггерного сигнала (М).

Каждая плоскость БПСТ делится на группы сцинтилляционных счетчиков (1/3, 1/4 или 1/5 от общего числа счетчиков плоскости в зависимости от ее номера) – структуры. Временные измерения восьми плоскостей и 29 структур плоскостей будут проводиться 64 канальным время-цифровым преобразователем V1190В производства фирмы SAEN [5]. Использование блока V1190В позволяет полностью исключить крейты в конструктиве “Черешня” со всеми его блоками измерения и крейт интерфейсов в стандарте КАМАК. Такая замена значительно улучшает временные характеристики и повышает надежность.

Суммарные сигналы энерговыделений от восьми плоскостей подаются на входы плат быстрых аналогово-цифровых преобразователей NI PCI 5124, расположенных в промышленном компьютере ПК2. Платы позволяют с большой точностью измерять энерговыделение для событий, что позволяет изучить энергетический спектр нейтрино испускаемых коллапсирующей звездой. Для решения некоторых задач требуется знать не только энерговыделение, но и форму сигнала. Форма позволяет отделять полезный сигнал от помех и анализировать параметры частицы, изучать распадные процессы внутри счетчика.

Энерговыделения структур плоскостей будут измеряться зарядово-цифровым преобразователем (ЗЦП) V792 [6]. Для снижения затрат при модернизации, с целью использования прежней регистрирующей электроники нижнего уровня, были разработаны два блока согласования стандартов: блок 1 – для перехода из NIM в LVDS (37 каналов); блок 2 – для преобразования аналоговых сигналов в рабочий диапазон ЗЦП и выработки управляющих входов для него. Конструктивно V792 пред-

ставляет VME 6U модуль единичной ширины, 32 12-битных канала. Входное сопротивление каналов ЗЦП составляет 50 Ом. Входной измеряемый импульс должен иметь отрицательную полярность. Сигналы на входы ЗЦП поступают через плоский кабель, волновое сопротивление которого 110 Ом, поэтому для согласования с входным сопротивлением ЗЦП применяют 16-канальные развязывающие платы (адаптеры) A992, содержащие миниатюрные высокочастотные трансформаторы на каждом входе. Адаптеры позволяют устранить паразитные контуры с замыканием через землю.

Годоскоп амплитудных каналов (ГАК), в отличие от ЗЦП, измеряет не заряд плоскостей, а индивидуально заряд каждого счетчика. ГАК разработан и запущен в работу в 2002 г. Принцип построения и работа изложены в [7]. Все сигналы к ГАК от восьми плоскостей БПСТ подведены к семи крейтам КАМАК. Помимо блоков ГАК, в крейтах установлены блоки измерения “живого” времени и 8 каналов 12-битных линейных кодировщиков от каждой плоскости.

Часы DECAN разработаны в лаборатории ПСТ и используются с 1990 г. Они реализованы на прецизионном кварцевом генераторе с частотой последовательного резонанса 5 МГц. Кварцевый резонатор термостабилизирован при температуре 72°C с точностью  $\pm 1^\circ\text{C}$ . Долговременная нестабильность частоты  $10^{-8}$  Гц. Часы выполнены в конструктиве КАМАК. Для привязки данных всех установок лаборатории к локальному времени информация шифруется в последовательный код Манчестера и рассылается к компьютерам БПСТ, установкам “Андырчи” и “Ковер-3”. Каждый час с помощью приемника GPS фиксируется время часов, позволяя привязаться к всемирному координированному времени и контролировать ход часов.

На рис. 2 представлена структурная схема распределения измерительных каналов ССИ, позволяющая наглядно видеть число каналов в каждом устройстве.

## ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ССИ

В разработанном ГИК используются быстродействующие микросхемы. Тестирование блока приема данных ГИК показало, что скорость передачи данных не ниже чем  $80 \text{ МБ} \cdot \text{с}^{-1}$ , что в 33 раза выше по сравнению со стандартом КАМАК ( $2.4 \text{ МБ} \cdot \text{с}^{-1}$ ).

Время-цифровой преобразователь V1190В позволяет проводить измерения в диапазоне до 104 мкс с шагом 200 или 800 пс, либо в диапазоне до 52 мкс с шагом в 100 пс. Число каналов V1190В для нашей ССИ избыточно, но дает дополнительный ресурс для расширения системы. Во всех диапазонах нестабильность параметров составляет  $10^{-5}$ .

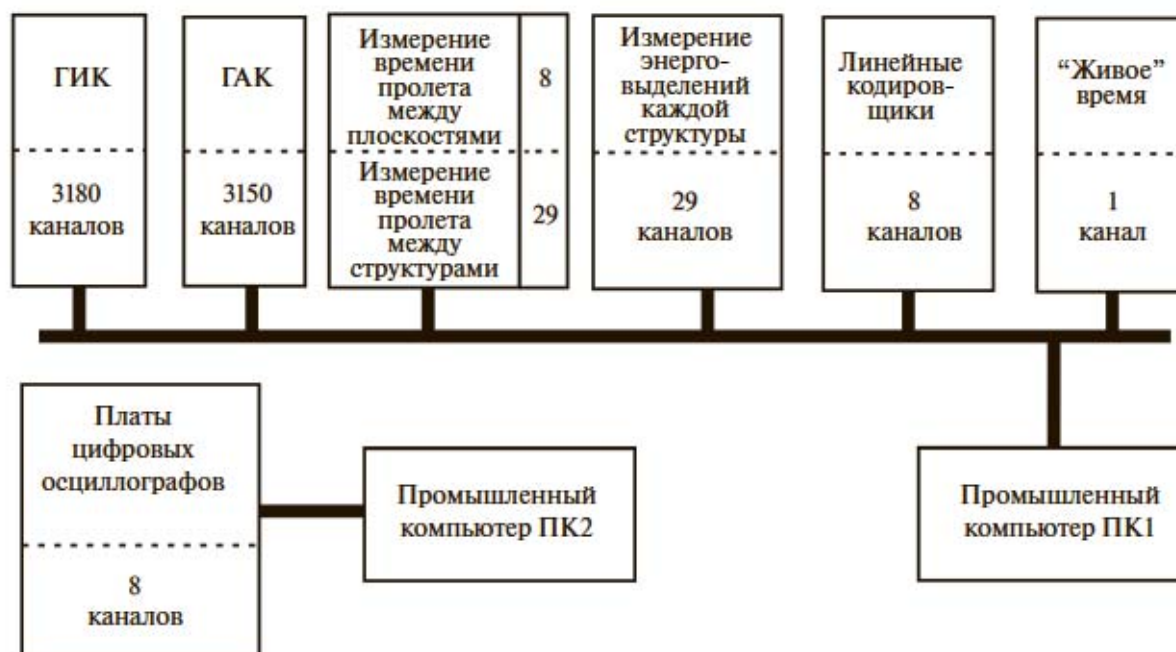


Рис. 2. Структурная схема распределения измерительных каналов ССИ.

Зарядовый диапазон входных импульсов ЗЦП V792 0–400 пКл. Время преобразования 5.7 мкс (на 32 канала), время быстрого сброса 600 нс. Зарядовое разрешение составляет 100 фКл. Интегральная нелинейность  $\pm 0.1\%$  от полной шкалы измерения. Для уменьшения дифференциальной нелинейности, равной  $\pm 1.5\%$ , в ЗЦП можно программно включить режим скользящей шкалы. Зарядово-цифровой преобразователь имеет буферную память на 32 события.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный прототип ССИ позволит значительно увеличить ее надежность за счет исключения нестандартной электроники, а также сократить “мертвое” время с 0.7 мс на событие до 0.05–0.07 мс. Даст возможность при необходимости наращивать число каналов. Точность измерения времени пролета частиц возрастает и будет ограничена только параметрами регистрирующей электроники нижнего уровня ( $\sim 1$  нс). Диапазон время-цифрового преобразователя V1190В позволит проводить измерения для новых задач во временном промежутке на три порядка больше. Применение ПЛИС дает возможность гибко изменять архитектуру ГИК.

Работа выполнена на уникальной научной установке Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (центр коллективного пользования Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН) при поддержке Программы фундаментальных научных исследований Президиума РАН “Физика фундаментальных взаимодействий и ядерные технологии” и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 17-52-80133).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев Е.Н., Алексеенко В.В., Андреев Ю.М. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 3. С. 609.
2. Воеводский А.В., Дадькин В.Л., Ряжская О.Г. // ПТЭ. 1970. № 1. С.85.
3. Yanin A.F., Volchenko V.I., Bezrukov L.B. et al. // arXiv: 1101.4489. 2011.
4. <http://www.caen.it/jsp/Template2/CaenProd.jsp?parent=11&idmod=705>.
5. <http://www.caen.it/jsp/Template2/CaenProd.jsp?parent=11&idmod=787>.
6. <http://www.caen.it/jsp/Template2/CaenProd.jsp?parent=11&idmod=41>.
7. Янин А.Ф., Компаниец К.Г., Амельчаков М.Б. и др. // ПТЭ. 2004. № 3. С. 61.

УДК 539.12

## МЕТОД ПОИСКА ЛОКАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ ПОТОКОВ МЮОНОВ В МАТРИЧНЫХ ДАННЫХ ГОДОСКОПА УРАГАН

© 2019 г. М. Н. Добровольский<sup>1, \*</sup>, И. И. Астапов<sup>2</sup>, Н. С. Барбашина<sup>2</sup>, А. Д. Гвишиани<sup>1, 3</sup>,  
В. Г. Гетманов<sup>1, 3</sup>, А. Н. Дмитриева<sup>2</sup>, А. А. Ковыляева<sup>2</sup>, Д. В. Перегудов<sup>1</sup>, А. А. Петрухин<sup>2</sup>,  
Р. В. Сидоров<sup>1</sup>, А. А. Соловьев<sup>1, 3</sup>, В. В. Шутенко<sup>2</sup>, И. И. Яшин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Геофизический центр  
Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ”, Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли  
имени О.Ю. Шмидта Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: m.dobrovolsky@gcras.ru

Поступила в редакцию 15.09.2018 г.

После доработки 06.11.2018 г.

Принята к публикации 28.01.2019 г.

Предложен метод поиска локальной анизотропии потоков мюонов в матричных данных годоскопа УРАГАН (МИФИ). Разработаны системы доверительных интервалов для оценок математических ожиданий матричных данных для эталонных и скользящих временных интервалов наблюдений, сформированы индикаторные функции и реализована пространственно-временная фильтрация. Приведены результаты поиска локальной анизотропии в потоках мюонов в матричных данных годоскопа УРАГАН.

DOI: 10.1134/S0367676519050120

### ВВЕДЕНИЕ

Потоки мюонов (ПМ), которые достигают поверхности Земли, подвержены по разным причинам локальной анизотропии (ЛА), состоящей в возможных изменениях интенсивностей ПМ в зависимости от азимутальных-зенитных углов и времени. Исследования ЛА для ПМ являются предметом многочисленных публикаций, созданных, главным образом, на основе использования наблюдений вариантов мюонных детекторов [1]. Достаточно интересные решения в оценивании ЛА изложены в [2], где описан анализ ПМ в зависимости от географических координат станций с мюонными детекторами. Существенно новый подход к поиску и анализу угловых и временных характеристик ПМ был разработан в НИЯУ МИФИ на базе мюонного годоскопа (МГ) УРАГАН [3, 4], в котором реализуются измерения функций распределения ПМ на основе подсчета зарегистрированных мюонов для дискретных телесных углов в течение заданного времени. В [5] для исследования и поиска ЛА в ПМ с использованием данных МГ было рассмотрено применение специальных векторов ЛА. В настоящей статье для данных от МГ предложен метод поиска ЛА для

ПМ, основанный на вычислениях систем доверительных интервалов для оценок математических ожиданий матричных данных МГ для эталонных и скользящих интервалов наблюдений, формировании индикаторных функций и реализации пространственно-временной фильтрации. Предложенный метод, в отличие от существующих, может реализовать лучшую разрешающую способность.

### МГ-МАТРИЦЫ, ДОВЕРИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕРВАЛЫ И ИНДИКАТОРНЫЕ МАТРИЦЫ

Измеренные функции распределения интенсивностей ПМ размещаются в МГ-матрицах, держимое которых представляется в виде  $Y(i, j, Tn)$ , где  $i = \overline{1, N_1}$ ,  $j = \overline{1, N_2}$ ,  $T = 1$  мин – шаг по времени,  $n = 0, N_f - 1$ . Индексам  $i, j$  соответствуют азимутальные и зенитные углы  $\varphi_i = \Delta\varphi(i - 1)$ ,  $\vartheta_j = \Delta\vartheta(j - 1)$ , параметры  $\Delta\varphi = 1^\circ$ ,  $\Delta\vartheta = 4^\circ$  определяют дискретные телесные углы; измерения производятся в диапазонах  $- 0 \leq \vartheta_j \leq 360^\circ$ ,  $0 \leq \varphi_i \leq 76^\circ$ . Значения в ячейках МГ-матриц являются средними количествами мюонов за одну секунду, заре-

гистрированных в заданном телесном угле. ЛА в ряде случаев может быть связана с понижениями интенсивностей МП и форбуш-эффектами [6].

Для элементов МГ-матриц вычисляются оценки математических ожиданий  $m_0(i, j)$  и среднеквадратических отклонений  $\sigma_0(i, j)$  на заданном эталонном интервале длиной  $k_0$ :

$$m_0(i, j) = \frac{1}{k_0} \sum_{k=1}^{k_0} Y(i, j, Tk),$$

$$D_0(i, j) = \frac{1}{k_0 - 1} \sum_{k=1}^{k_0} (Y(i, j, Tk) - m_0(i, j))^2,$$

$$\sigma_0(i, j) = \sqrt{D_0(i, j)}.$$

Рассчитываются эталонные доверительные интервалы  $(T_{01}(i, j), T_{02}(i, j))$  для математических ожиданий при заданном уровне доверительной вероятности  $p$ :

$$T_{01}(i, j) = m_0(i, j) - c_p \frac{\sigma_0(i, j)}{\sqrt{k_0}},$$

$$T_{02}(i, j) = m_0(i, j) + c_p \frac{\sigma_0(i, j)}{\sqrt{k_0}},$$

(1)

строится система скользящих временных интервалов длительности  $k_0$ :  $(k_{s1}, k_{s2})$ ,  $s = 1, \dots, s_0$ ,  $k_{11} \geq k_0 + 1$ ,  $k_{s2} = k_{s1} + k_0 - 1$  с доверительными интервалами  $(T_{s1}(i, j), T_{s2}(i, j))$  по (1); здесь  $c_p = t_{p, k_0-1} - (1-p)$  – квантиль распределения Стьюдента.

Вводится критериальная функция  $\rho_s(i, j, \alpha)$  – комбинация слагаемых с весом  $\alpha$ , отвечающих за понижение средней интенсивности и повышение дисперсии соответственно

$$\rho_{1s}(i, j) = \frac{T_{01}(i, j) + T_{02}(i, j)}{T_{s1}(i, j) + T_{s2}(i, j)},$$

$$\rho_{2s}(i, j) = \frac{T_{s2}(i, j) - T_{s1}(i, j)}{T_{02}(i, j) - T_{01}(i, j)},$$

$$\rho_s(i, j, \alpha) = \rho_{1s}(i, j) + \alpha \rho_{2s}(i, j).$$

(2)

Аномальными для интервала  $s$  считаются ячейки МГ-матрицы  $(i, j)$ , в которых  $\rho_s(i, j, \alpha)$  (2) превышает заданный порог  $\rho_0$ . Вводятся индикаторные функции  $f_s(i, j)$ ; для  $\rho_s(i, j, \alpha) \geq \rho_0$  будем принимать  $f_s(i, j) = 1$ , в остальных случаях – 0; вводятся на их основе индикаторные матрицы  $F_s$ .

Для примера был рассмотрен эталонный интервал 01.07.2015, 00:00–00:19 и для него проведены вычисления по (1); для интервала 00:20–00:39 на основе (2) вычислена функция  $f_1(i, j)$  и сформирована индикаторная матрица  $F_1$ . На рис. 1 изображен фрагмент матрицы  $F_1$  для зенитных углов  $15^\circ$ – $60^\circ$ . Черным цветом обозначены ячейки  $(i, j)$ , по которым принято решение об их аномаль-

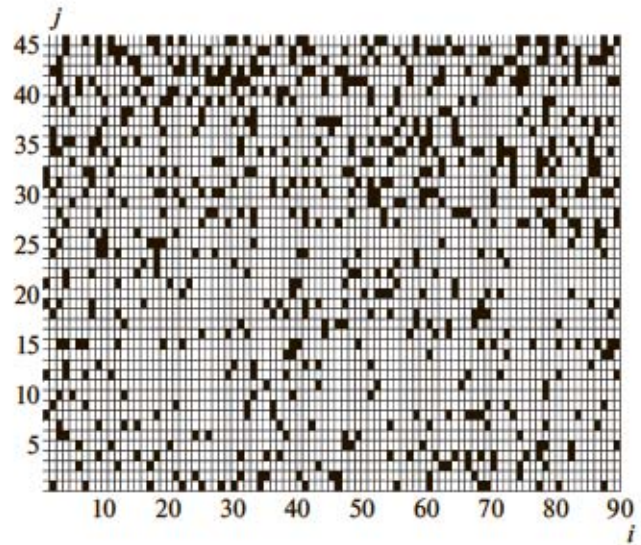


Рис. 1. Фрагмент индикаторной матрицы  $F_1$ .

ности, белый цвет обозначает противоположное решение.

### ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА ЛОКАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ

С помощью пространственно-временной фильтрации [7] индикаторных матриц уменьшаются погрешности поиска ЛА. Рассмотрены два этапа.

1. Этап пространственной фильтрации. Индикаторные матрицы разбиваются на подматрицы размерности  $(\Delta N_1, \Delta N_2)$ ,  $p = 1, \dots, p_0$ ,  $p_0 \Delta N_1 = N_1$ ,  $q = 1, \dots, q_0$ ,  $q_0 \Delta N_2 = N_2$ ; вычисляются суммы

$$l_0(p, q, s) = \frac{1}{\Delta N_1 \Delta N_2} \sum_{i=(p-1)\Delta N_1+1}^{p\Delta N_1} \sum_{j=(q-1)\Delta N_2+1}^{q\Delta N_2} f_s(i, j),$$

(3)

которые интерпретируем как значения функции анизотропии для телесных углов с индексами  $(p, q)$ . Физический смысл этих функций очевиден.

2. Этап временной фильтрации. Для заданных  $(p, q)$  формируется последовательность  $l_0(p, q, Tk_0s)$ ,  $s = 1, \dots, s_0$ . Ей ставится в соответствие аппроксимирующая функция  $\bar{l}_0(p, q, Tk_0s)$ , которая принимается в качестве результата фильтрации для времен  $Tk_0s$ ,  $s = 1, \dots, s_0$ .

Был рассмотрен пример поиска ЛА в МГ-матрицах на основе предложенного метода [8]. Время наблюдения: 01.07.2015, 00.00–00:19, ..., 01:00–01:19,  $s = 1, 2, 3$ . Сформированы телесные углы  $15 \leq j \leq 26$ , (1)  $45 \leq i \leq 55$ , (2)  $56 \leq i \leq 65$ , (3)  $66 \leq i \leq 77$ , (4)  $78 \leq i \leq 88$ , размером  $12^\circ \times 48^\circ$ . Производилось вычисление оценок функций анизотропии  $l_0(p, q, Tk_0s)$  по (3), индексы 1–4 ломан-

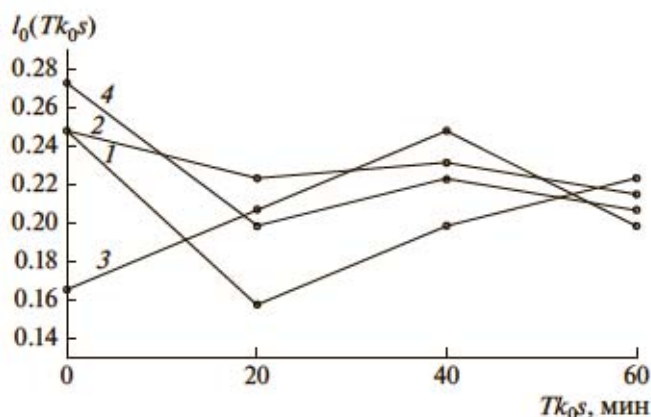


Рис. 2. Результаты вычисления функций анизотропии  $I_0(Tk_0s)$ .

ных линий соответствуют цифрам в скобках для телесных углов. На рис. 2 представлены результаты оценивания  $I_0(Tk_0s)$  для  $p = 2$ ,  $q = 5 - 8$ , позволяющие сделать вывод об имеющей место ЛА. Видно, что понижение—повышение интенсивности ПМ происходит в различной степени для различных направлений во времени; кусочно-линейная аппроксимация оценок позволяет сделать вывод, что в течение 1 ч интенсивность ПМ может изменяться на 1–3%. Благодаря введению функции анизотропии оказалось возможным количественно оценивать изменения интенсивности ПМ по направлениям, соответствующим заданным ячейкам и, таким образом, реализовывать поиск ЛА.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложенный метод поиска локальной анизотропии в мюонных потоках для матриц данных годоскопа УРАГАН на основе систем доверительных интервалов, индикаторных матриц и

пространственно-временной фильтрации оказался работоспособным.

2. Вычислительные эксперименты с предложенным методом продемонстрировали возможность успешной реализации поиска ЛА в ПМ с помощью МГ УРАГАН в телесных углах с размерами  $12^\circ \times 48^\circ$ ; вычисления оценок функций анизотропии показали, что интенсивность ПМ в течение 1ч может изменяться на 1–3%.

3. Предложенный метод может быть применен для многих задач экспериментальной физики, связанных с цифровой обработкой последовательностей матричных данных с целью выявления локальных анизотропий (пространственно-временных аномалий).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 17-17-01215.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Munakata K., Kuwabara T., Bieber J.W. et al. // Adv. Space Res. 2005. V. 36. № 12. P. 2357.
2. Tezari A., Mavromichalaki H., Katsinas D. et al. // Ann. Geophys. 2016. V. 34. P. 1053.
3. Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. // Adv. Space Res. 2015. V. 56. № 12. P. 2693.
4. Барбашина Н.С., Коккоулин Р.П., Компаниец К.Г. и др. // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26; Barbashina N.S., Kokoulin R.P., Kompaniets K.G. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2008. V. 51. № 2. P. 180.
5. Astapov I.I., Barbashina N.S., Dmitriev A.N. et al. // Adv. Space Res. 2015. V. 56. P. 2713.
6. Barbashina N., Ampilogov N., Astapov I. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2015. V. 632. Art. no. 012049.
7. Курячий М.И., Костевич А.Г., Гальчук И.В. Пространственно-временная ранговая обработка изображений в видеоинформационных системах. Томск: Изд-во ТУСУР, 2013. 120 с.
8. Dobrovolsky M.N., Getmanov V.G., Soloviev A.A. et al. // Proc. 7th Int. Conf. Problems of Mathem. Phys. and Mathem. Modelling. Moscow: NRNU MPhI. 2018. P. 162.

УДК 53.088

## МЕТОД УСТРАНЕНИЯ СУТОЧНЫХ ВАРИАЦИЙ ПОТОКОВ МЮОНОВ ДЛЯ МАТРИЧНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ГОДОСКОПА УРАГАН

© 2019 г. Р. В. Сидоров<sup>1, \*</sup>, И. И. Астапов<sup>2</sup>, Н. С. Барбашина<sup>2</sup>, А. Д. Гвишиани<sup>1</sup>, В. Г. Гетманов<sup>1</sup>,  
А. Н. Дмитриева<sup>2</sup>, М. Н. Добровольский<sup>1</sup>, Д. В. Перегудов<sup>1</sup>, А. А. Соловьёв<sup>1</sup>,  
В. Е. Чинкин<sup>1</sup>, В. В. Шутенко<sup>2</sup>, И. И. Яшин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Геофизический центр  
Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

\*E-mail: r.sidorov@gcras.ru

Поступила в редакцию 15.09.2018 г.

После доработки 06.11.2018 г.

Принята к публикации 28.01.2019 г.

Предложен метод устранения суточных вариаций потоков мюонов для матричных наблюдений годоскопа УРАГАН (НИЯУ МИФИ) на основе матричного цифрового двумерного низкочастотного фильтра. Разработана его структура, основанная на операциях матричных поэлементных умножениях. Реализовано устранение суточных вариаций потоков мюонов для последовательности матриц наблюдений годоскопа УРАГАН.

DOI: 10.1134/S0367676519050338

### ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Потоки мюонов (ПМ), падающие на Землю, подвержены временным и пространственным вариациям, которые можно подразделить на периодические – солнечные 11- и 22-летние и 27-дневные и суточные от вращения Земли [1] – и на аперiodические – от возможных затуханий форбуш-эффекта [2] и воздействий атмосферы [3, 4]. В ряде случаев вариации могут исказить полезную информацию, содержащуюся в ПМ. Настоящая статья посвящена разработке метода устранения суточных вариаций ПП для матричных наблюдений мюонного годоскопа (МГ) УРАГАН [5]. В МГ измеряются функции распределения интенсивности ПМ на основе подсчета зарегистрированных мюонов для дискретных телесных углов в течение заданного времени. Измеренные функции распределения размещаются в МГ-матрицах и обозначаются как  $Y(i, j, Tn)$ , где  $i = \overline{1, N_1}, j = \overline{1, N_2}, T$  – шаг по времени,  $n = \overline{0, N_f - 1}$ . Индексам  $i, j$  соответствуют азимутальные и зенитные углы с заданными дискретностями и диапазонами.

Ввиду вращения Земли содержимое МГ-матриц подвержено суточным вариациям с частотой  $\Omega_0 = 2\pi/T_0$ ,  $T_0$  – длительность суток. Здесь определим функцию суммарной интенсивности ПМ  $S = S(Tn)$ , мюон  $\cdot$  с<sup>-1</sup>, в которой устранены атмо-

сферные вариации [6]; вычислим ее дискретное преобразование Фурье (ДПФ)  $C(k)$

$$S(Tn) = \frac{1}{N_1 N_2} \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} Y(i, j, Tn),$$

$$C(k) = (1/N) \sum_{n=0}^{N-1} S(Tn) \exp(-2\pi n k / N), \quad (1)$$

$$k = \overline{0, N-1}.$$

Логарифмический ДПФ-спектр  $LC(\Delta Fk) = 20 \lg(C^*(k)C(k))$  позволяет оценить амплитуды спектральных составляющих для  $S(Tn)$ .

Были рассмотрены наблюдения МГ-матриц, произведенные в течение июня–июля 2015 г.,  $T = 3600$  с,  $N_f = 1451$ . На рис. 1. помещен график  $LC$ , Дб в зависимости от частоты  $\Delta Fk$ , Гц, где  $\Delta F = 1/NT$  – разрешающая способность ДПФ,  $N = 1024$ ,  $\Delta F = 2.7126$  Гц,  $k = \overline{0, 1, \dots, 260}$ . Видны два спектральных пика 1-суточных, 0.5-суточных составляющих с частотами  $1.1574 \cdot 10^{-5}$  Гц,  $2.3118 \cdot 10^{-5}$  Гц.

Ставится задача устранения суточных вариаций ПМ для матричных наблюдений  $Y(i, j, Tn)$  и формирования матричных последовательностей  $Y_\Phi(i, j, Tn)$ , в которых отсутствовали бы указанные составляющие.



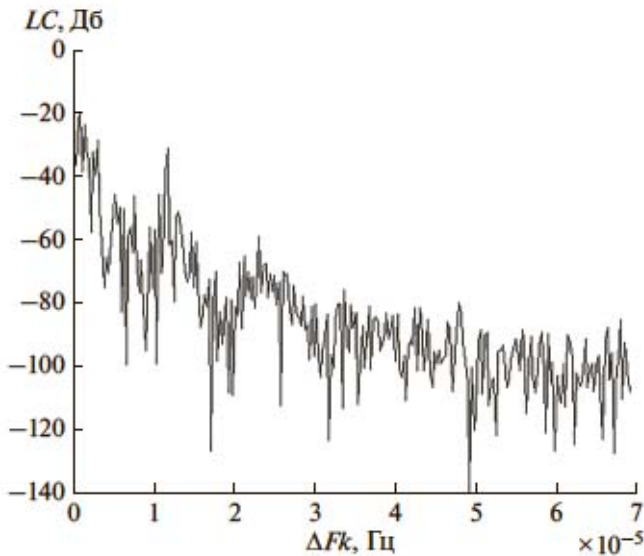


Рис. 1. ДПФ-спектр функции суммарной интенсивности мюонных потоков.

Необходимость устранения вариационных (модуляционных) составляющих в матричных наблюдениях встречается во многих задачах экспериментальной физики, связанных с требованиями разделения разномасштабных по времени процессов; например, при анализе вековых и сезонных процессов льдообразования в полярных областях, при рассмотрении влияния циклической солнечной активности на динамику медленных климатических изменений заданных регионов земной поверхности и т.д.

### ДВУХЭТАПНАЯ ДВУМЕРНАЯ НИЗКОЧАСТОТНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

Для устранения вариаций используем полосовые фильтры. Применим к выходным функциям МГ  $Y(i, j, Tn)$  стандартные цифровые одномерные низкочастотные полосовые фильтры с весами  $b_r(i, j)$ ,  $r = 1, \dots, r_0$ ,  $a_s(i, j)$ ,  $s = 1, \dots, s_0$ ,  $r_0, s_0$  задают порядок фильтров. Частоты среза фильтров  $\omega_c(i, j)$  должны удовлетворять условию  $\omega_c(i, j) < \Omega_0$ . Вид фильтра можно взять из комплекса Matlab [9]; запишем его разностное уравнение

$$Y_\Phi(i, j, Tn) = -\sum_{r=1}^{r_0} b_r(i, j)Y_\Phi(i, j, T(n-r)) + \sum_{s=0}^{s_0} a_s(i, j)Y(i, j, T(n-s)). \quad (2)$$

Использование (2) для поставленной задачи связано с двумя проблемами: 1. Обеспечением малых временных затрат для выполнения  $N_1 N_2$ -операций одномерной фильтрации по (2); 2. Устранении

ем возникающих фазовых сдвигов, которые образуются в  $Y_\Phi(i, j, Tn)$  в результате фильтрации. Реализуем двухэтапную фильтрацию.

1. Определим матрицы  $B_1, \dots, B_m$ ,  $A_0, \dots, A_k$ , состоящие из весов (2). На основе (2) сформируем разностное уравнение двумерного фильтра в матричной форме

$$Y_{1\Phi}(Tm) = -\sum_{r=1}^{r_0} B_r \circ Y_{1\Phi}(T(m-r)) + \sum_{s=0}^{s_0} A_s \circ Y(T(m-s)), \quad (3)$$

где “ $\circ$ ” обозначает операцию поэлементного умножения матриц. С использованием [9] реализуется быстрое поэлементное умножение.

2. Произведем устранение фазовых сдвигов. Введем по аналогии с (1) функцию суммарной интенсивности  $S_{1\Phi}(Tn)$  для  $Y_{1\Phi}(i, j, Tn)$ . Сформируем функционал  $F(S, S_\Phi, n_d)$ , найдем оптимальный фазовый сдвиг  $n_d^\circ$

$$S_{1\Phi}(Tn) = \frac{1}{N_1 N_2} \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} Y_{1\Phi}(i, j, Tn),$$

$$F(S, S_{1\Phi}, n_d) = \sum_{n=n_1}^{n_2} (S(Tn) - S_{1\Phi}(T(n-n_d)))^2, \quad (4)$$

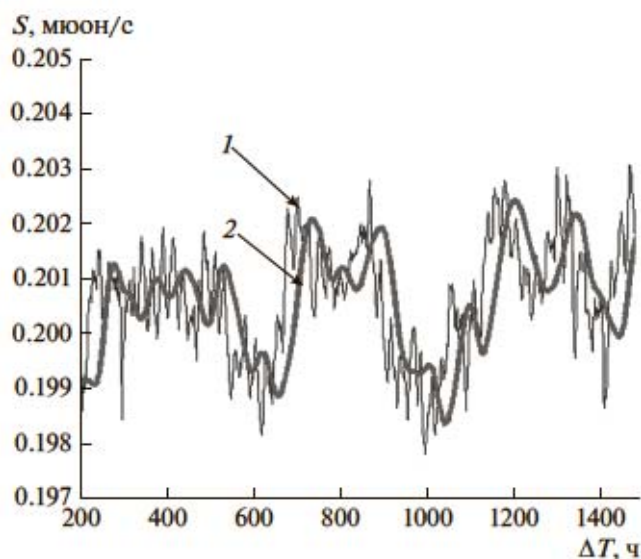
$$n_d^\circ = \arg \left\{ \min_{1 \leq n_d \leq n_{d0}} F(S, S_{1\Phi}, n_d) \right\}.$$

Результат фильтрации определим как  $Y_\Phi(i, j, Tn) = Y_{1\Phi}(i, j, T(n-n_d^\circ))$ .

### УСТРАНЕНИЕ СУТОЧНЫХ ВАРИАЦИЙ В МЮОННЫХ ПОТОКАХ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ ГОДОСКОПА УРАГАН

1. Были вычислены МГ-матрицы  $Y_{1\Phi}(Tn)$  с помощью одномерных фильтров Баттерворта порядка  $N_B = 8$ ; на их основе были сформированы функции  $Y_{1\Phi}(i, j, Tn)$  с фазовыми сдвигами. На рис. 2 кривая 1 соответствует функции суммарной интенсивности  $S = S(Tn)$  для МГ в зависимости от времени  $Tn$ ,  $c, \bar{n}_1 \leq n \leq \bar{n}_2$ ,  $\bar{n}_1 = 200$ ,  $\bar{n}_2 = 1451$ ; видны суточные вариации с амплитудой  $\approx 0.0015$ , среднее значение интенсивности  $\approx 0.2$ ; кривая 2 представляет собой график с фазовым сдвигом. В кривой 2 отсутствуют суточные вариации. С применением оптимизации  $F(S, S_\Phi, n_d)$  была найдена оценка фазового сдвига  $n_d^\circ = 39$ .

2. Проведенные вычислительные эксперименты позволили установить, что временные затраты предложенного метода двумерной фильтрации в среднем на порядок меньше временных затрат,



**Рис. 2.** Результаты работы двумерного матричного фильтра для устранения суточных вариаций мюонных потоков.

которые реализуются для фильтрации на основе одномерных фильтров; погрешности оценки фазовых сдвигов составляют величины порядка  $1^\circ$ – $2^\circ$ ; амплитуды модельных синусоидальных вариаций снижаются в  $\approx 10$ – $20$  раз.

Разработанная в статье матричная фильтрация по сравнению с традиционной [7, 8] является более эффективной в части временных затрат и устранения фазовых сдвигов.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложенный метод устранения суточных вариаций потоков мюонов для матричных наблюдений годоскопа УРАГАН на основе матрич-

ного цифрового двумерного низкочастотного фильтра оказался работоспособным.

2. Установлено на основе вычислительных экспериментов, что временные затраты предложенного метода фильтрации в среднем на порядок меньше временных затрат, которые реализуются для фильтрации на основе одномерных фильтров; погрешности оценивания фазовых сдвигов составляют величины порядка  $1^\circ$ – $2^\circ$ ; амплитуды модельных синусоидальных вариаций снижаются в  $\approx 10$ – $20$  раз.

3. Предложенный метод может быть применен для многих задач экспериментальной физики, связанных с устранением в последовательностях матричных данных составляющих периодических вариаций (модуляций).

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-17-01215.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Poirier J., Catanach T. // 32-nd Intern. Cosmic Ray Conf. Beuiing. 2011. V. 11. P. 173.
2. Braun I., Engler J., Horandel J.R. et al. // Adv. Space Res. 2009. V. 43. P. 480.
3. Karapetyan G.G. // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. Art. no. 093005.
4. Dmitrieva A.N., Kokoulin R.P., Petrukhin A.A. et al. // Astropart. Phys. 2011. V. 34. P. 401.
5. Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. // Adv. Space Res. 2015. V. 56. № 12. P. 2693.
6. Dmitrieva A., Anpilogov N., Astapov I. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2015. V. 632. Art. no. 012054.
7. Two-dimensional Signal Analysis. Ed. R. Garello. J. Wiley-ISTE. 2013. 352 p.
8. Дьяконов В.П., Абраменкова И.В. Matlab. Обработка сигналов и изображений. СПб.: Питер, 2002. 608 с.
9. <http://matlab.exponenta.ru/imageprocess>.

УДК 537.591.5

## ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС RUSCOSMICS КАК ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ОЦЕНКИ СКОРОСТИ ИОНИЗАЦИИ ВЕЩЕСТВА АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПРОТОНАМИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2019 г. Е. А. Маурчев<sup>1, \*</sup>, Е. А. Михалко<sup>1</sup>, А. В. Германенко<sup>1</sup>,  
Ю. В. Балабин<sup>1</sup>, Б. В. Гвоздевский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

\*E-mail: maurchev1987@gmail.com

Поступила в редакцию 15.09.2018 г.

После доработки 06.11.2018 г.

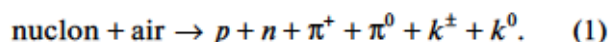
Принята к публикации 28.01.2019 г.

В работе представлен обзор возможностей использования модуля программного комплекса RUSCOSMICS, предназначенного для расчета прохождения частиц космических лучей (КЛ) через атмосферу Земли. Рассматривается общая информация о современных методах исследований потоков вторичных КЛ, приводятся ссылки на работы других групп. Также описываются ключевые моменты, используемые в методике проведения расчетов, рассматриваются особенности параметризации начальных условий. Приводятся типовые результаты, полученные в ходе моделирования. В заключении подведены итоги текущей работы, а также уделено внимание перспективам проекта.

DOI: 10.1134/S0367676519050247

### ВВЕДЕНИЕ

Первичные КЛ состоят из электронов, ядер с атомным номером  $Z \geq 2$  и протонов, причем доля последних составляет ок. 85–90%. Проходя через атмосферу Земли, эти частицы активно взаимодействуют с ее веществом, при этом в результате реакции неупругих соударений ядерно-активной компоненты преимущественно с ядрами азота и кислорода рождаются каскады вторичных КЛ [1, 2]. Обобщенную формулу канала реакции тогда можно представить в виде соответствующего выражения:



Заряженные частицы первичных и вторичных КЛ также теряют свою энергию на ионизацию окружающего их вещества, а также на радиационные потери:

$$\left(-\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{иониз. } e^-} = \frac{2\pi}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \times \left( \ln \frac{m_e c^2 E}{\bar{I}^2} \frac{\beta^2}{2(\bar{\beta})} - (2\sqrt{\bar{\beta}} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \bar{\beta} + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{\bar{\beta}})^2 \right), \quad (2)$$

$$\left(-\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{иониз. з.ч.}} = \frac{4\pi Z^2}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \times \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3)$$

где  $m_e c^2$  – масса покоя электрона (511 кэВ),  $\beta = v/c$ ,  $\bar{\beta} = 1 - \beta^2$ ,  $Z$  – заряд ядер веществ в единицах заряда позитрона,  $\bar{I} = 13.5 \text{ эВ} \cdot Z$  – средний потенциал ионизации атомов среды,  $n_e$  – плотность электронов в среде,  $r_0$  – классический электронный радиус,  $L_r$  – радиационная длина пробега. Формула 2 справедлива для электронов, а формула 3 – для протонов и других заряженных частиц.

Исследование частиц вторичных КЛ в атмосфере Земли сегодня проводится как экспериментальными методами [3], так и при помощи численных моделей, например [4, 5]. В ПГИ разработан соответствующий модуль RUSCOSMICS [6, 7], позволяющий исследовать особенности развития каскадов в зависимости от состояния источника первичных частиц, а также получать количественные характеристики в виде энергетических спектров, высотных профилей и скорости ионизации вещества. В представленной работе приводится ряд полученных результатов как для галактических КЛ (ГКЛ), так и для солнечных КЛ (СКЛ).

### 1. МЕТОДИКА

Используемый модуль программного комплекса RUSCOSMICS является полностью самостоятельной моделью, основанной на инструментари GEANT4 [8] и, соответственно, наследует

Таблица 1. Параметры дифференциальных энергетических спектров протонов СКЛ для событий GLE69 и GLE70, полученные в работе [12] и используемые как входные параметры генератора первичных частиц соответствующего модуля RUSCOSMICS

| GLE | Дата       | Коэффициенты     |       |                  |          |
|-----|------------|------------------|-------|------------------|----------|
|     |            | $J_0$            | $E_0$ | $J_1$            | $\gamma$ |
| 69  | 20.01.2005 | $2.5 \cdot 10^6$ | 0.49  | $7.2 \cdot 10^4$ | 5.6      |
| 70  | 13.12.2006 | $3.5 \cdot 10^4$ | 0.59  | $4.3 \cdot 10^4$ | 5.7      |

все его возможности по реализации геометрии, физических процессов и параметризации первичного генератора частиц. Атмосфера Земли может использоваться как в виде столба для некоторого локализованного участка (“плоская” геометрия), так и в глобальном масштабе. При этом в любом случае используется параметризация при помощи NRLMSISE-00 [9] совместно с алгоритмами оптимизации, заключающимися в создании слоев с заданным процентным содержанием вещества. Для глобальной модели также применяется вычисление значений жесткостей геомагнитного обрезания для необходимых точек посредством модели IGRF [10].

Модельный источник первичных КЛ располагается на высоте 80 км и генерирует поток частиц, имеющих направление, перпендикулярное верхней плоскости столба атмосферы, и равномерное случайное распределение по ней. Опытным путем было получено, что учет углового распределения не изменяет конечного результата вследствие нормировки на поток первичных частиц, а лишь уменьшает статистическую точность.

Для расчета взаимодействия частиц с веществом использовался стандартный лист физических процессов QGSP\_BERT\_HP, рекомендованный разработчиками GEANT4 для решения задач астрофизики КЛ. Сбор необходимой информации производится через детектирующие объемы, расположенные на заданных высотах, в конце каждого события данные записываются в соответствующие гистограммы.

## 2. ВХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ИСТОЧНИКА ЧАСТИЦ

В представленной работе были проведены расчеты как для спектра ГКЛ (минимум солнечной

активности), так и для СКЛ во время событий GLE69 и GLE70. Основным параметром модельного источника – плотность вероятности генерируемых частиц – получается путем нормировки соответствующего дифференциального энергетического спектра. Если для ГКЛ эти данные вычисляются при помощи действующего ГОСТ 25645.150-90, то в случае СКЛ используется уникальная методика, разработанная в ПГИ г. Апатиты [11–14], согласно которой в спектре присутствуют две компоненты – быстрая (PC) и медленная (DC), которые могут быть выражены через формулы:

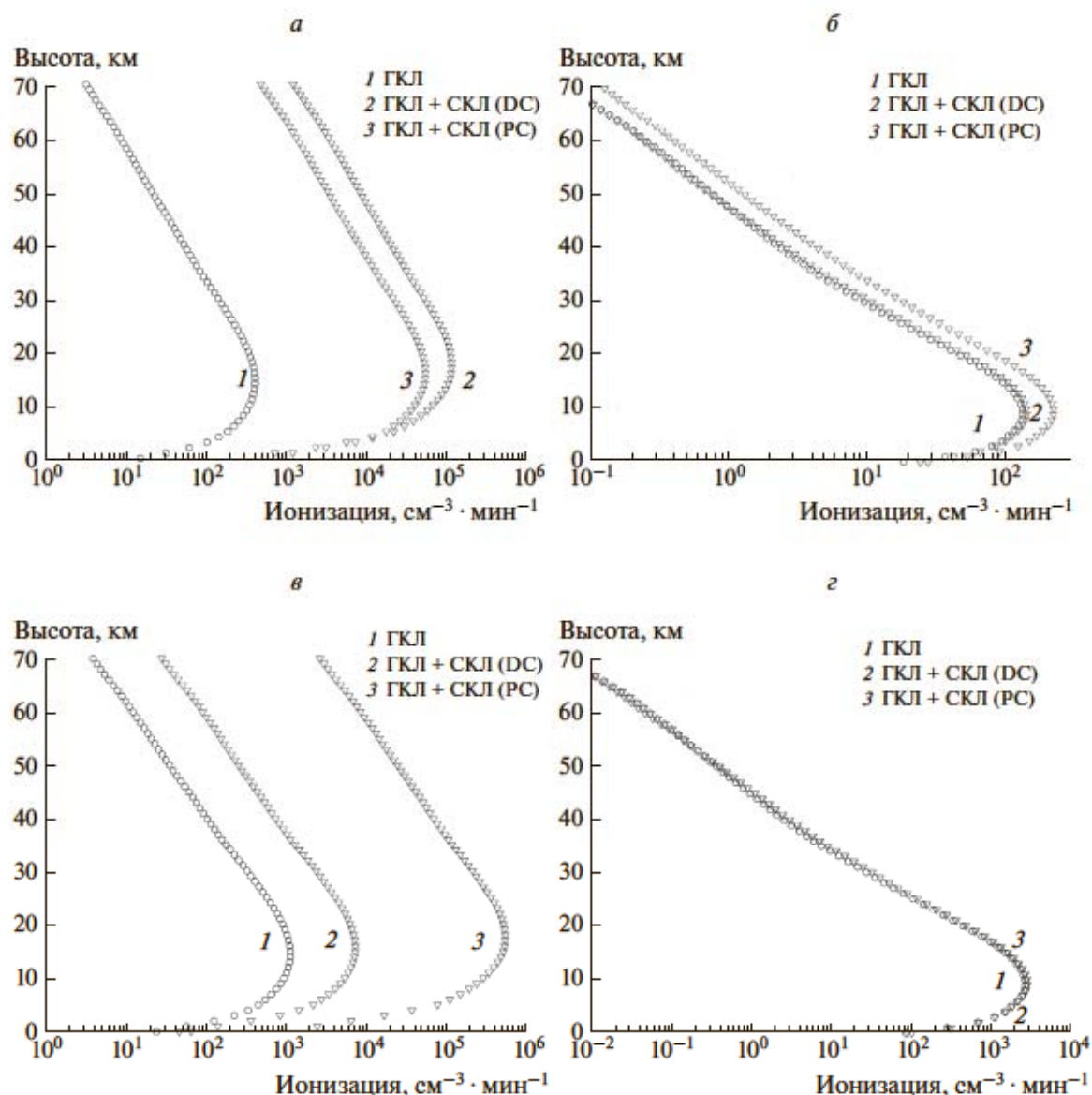
$$J_{PC} = J_0 \exp(-E/E_0), \quad (4)$$

$$J_{DC} = J_1 E^{-\gamma}, \quad (5)$$

где  $J_0$ ,  $E_0$ ,  $J_1$ ,  $\gamma$  – коэффициенты, различающиеся в зависимости от номера события GLE. Таким образом, для возрастаний с номерами 69 и 70 были использованы параметры, приведенные в табл. 1.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В результате моделирования взаимодействия протонов первичных КЛ с веществом атмосферы Земли, последующего развития каскадов и прохождения частиц вторичных КЛ были получены высотные профили скорости ионизации. Типовые графики, на которых отображен результат как для ГКЛ, так и для СКЛ в случае разных значений жесткости геомагнитного обрезания, представлены на рис. 1. Также для ГКЛ в период минимума солнечной активности была рассчитана скорость ионизации для глобальной модели атмосферы с шагом сетки  $5^\circ$  и для высот от 0 до 80 км с шагом в 1 км. Характерные графики для высот 12 и 5 км, позволяющие оценить показатель



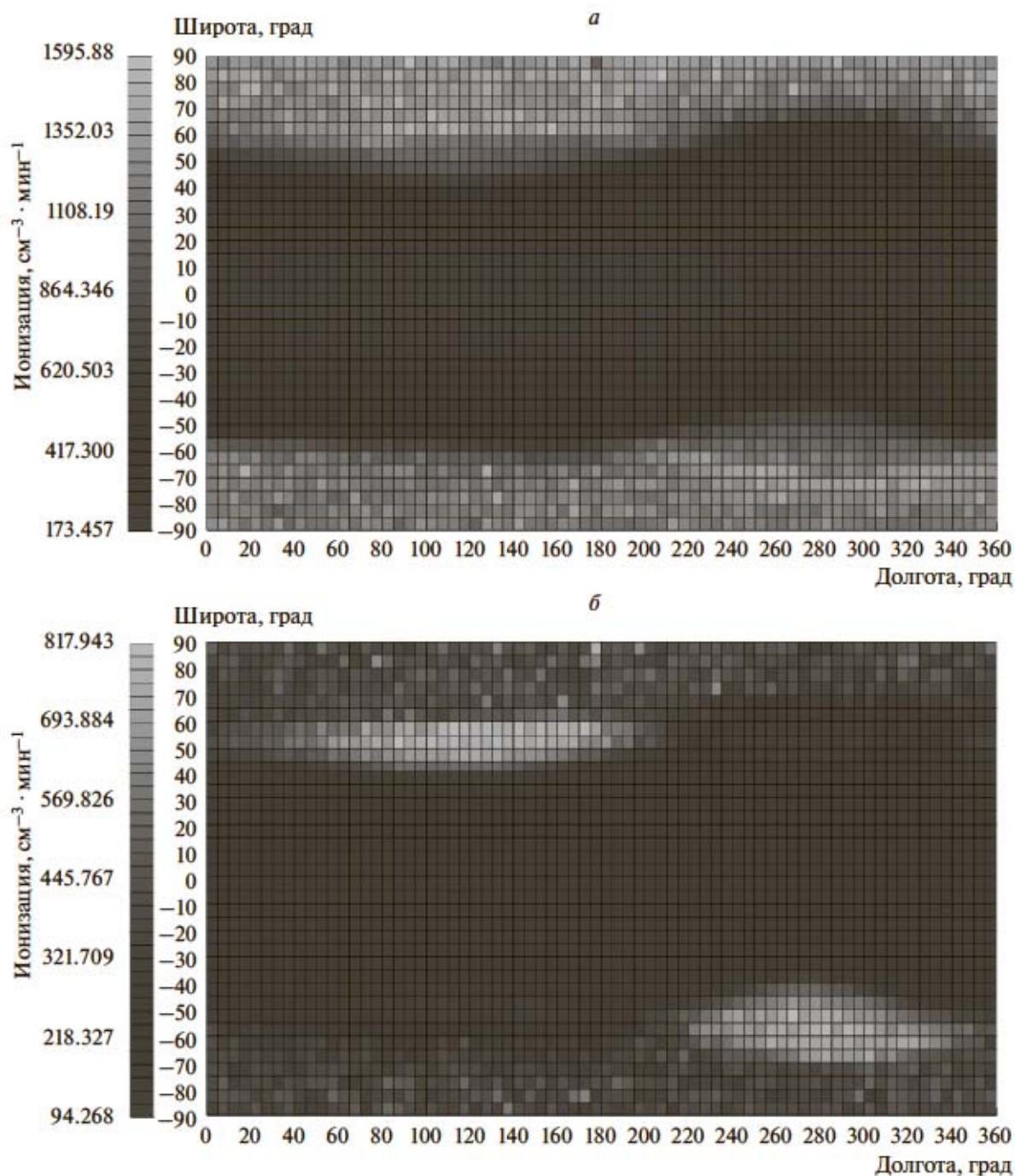
**Рис. 1.** Высотные профили скорости ионизации, полученные в результате моделирования прохождения первичных ГКЛ через атмосферу Земли и образования в ней каскадов вторичных КЛ с использованием “плоской” геометрии. На графиках представлены данные для события GLE69 и значений жесткости геомагнитного обрезания 1 (а) и 5 ГВ (б), а также для события GLE70 и значений жесткости геомагнитного обрезания 1 (в) и 5 ГВ (г).

скорости ионизации вещества в зависимости от географических координат, приведены на рис. 2.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На сегодня модуль, входящий в программный комплекс RUSCOSMICS и предназначенный для расчета прохождения частиц КЛ через атмосферу Земли, позволяет рассчитывать как основные параметры потоков частиц КЛ, так и их влияние на скорость ионизации окружающего вещества. На

основании представленных в этой работе результатов можно сделать количественные и качественные оценки влияния КЛ в зависимости от характера спектра первичных протонов и значения жесткости геомагнитного обрезания. Следует заметить, что в текущий момент первые данные, полученные для глобальной модели для случая ГКЛ во время минимума солнечной активности, собраны в базу и будут представлены в полном объеме на сайте проекта [15]. Также ведется разработка по оптимизации кода программы с целью



**Рис. 2.** Значения скорости ионизации, полученные в результате моделирования прохождения первичных ГКЛ через атмосферу Земли и образования в ней каскадов вторичных КЛ с использованием глобальной геометрии (шаг сетки 5 градусов). Данные, представленные на графиках, соответствуют высотам 12 (а) и 5 км (б) от уровня моря, и позволяют как качественно, так и количественно оценить влияние КЛ в зависимости от географических координат.

создания near-realtime модели, способной производить быстрые расчеты для событий GLE.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00626.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975. 462 с.
2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Уч. пос. М.: Наука, 1972. 670 с.

3. *Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A. et al. // Adv. Space Res. 2009. V. 44. I. 10. P. 1124.*
4. *Usoskin I.G., Kovaltsov G.A. Mironova I.A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. D10302.*
5. *Velinov P.I.Y., Balabin Yu.V., Maurchev E.A. // Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci. 2017. V. 70. № 4. P. 545.*
6. *Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 711; Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Gvozdevskii B.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. № 5. P. 657.*
7. *Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. // Солн.-земн. физ. 2016. Т. 2. № 4. С. 3; Maurchev E.A., Balabin Yu.V. // Sol.-Terr. Phys. 2016. V. 2. № 4. P. 3.*
8. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2003. V. 506. № 3. P. 250.*
9. *Picone J.M. et al. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. № 12A. P. S1A 15-1.*
10. *Thébault E., Finlay C.C., Beggan C.D. et al. // Earth, Planets and Space. 2015. V. 67. P. 79.*
11. *Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Miroshnichenko L.I. // Adv. Space Res. 2008. V. 41. P. 926.*
12. *Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. // Astrophys. Space Sci. Trans. 2011. V. 7. № 4. P. 459.*
13. *Perez-Peraza J., Gallegos-Cruz A., Vashenyuk E.V. et al. // Adv. Space Res. 2006. V. 38. I. 3. P. 418.*
14. *Perez-Peraza J., Gallegos-Cruz A., Vashenyuk E.V. et al. // Adv. Space Res. 2008. V. 41. P. 947.*
15. [www.ruscosmics.ru](http://www.ruscosmics.ru).

## ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ ПУБЛИКАЦИЙ В ЖУРНАЛЕ “ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ”

Журнал “Известия Российской академии наук. Серия физическая” учрежден Отделением физических наук РАН и Институтом прикладной физики РАН. В журнале печатаются научные статьи, подготовленные по материалам докладов на конференциях и совещаниях, созываемых Российской академией наук. Материалы для опубликования представляют: а) бюро отделения физических наук; б) оргкомитеты совещаний или конференций; в) научные советы РАН. Непосредственно от авторов редакция журнала никаких материалов не принимает.

К представляемым в редакцию материалам предъявляются следующие требования.

1. Статьи и рисунки к ним присылаются в одном экземпляре. Текст статьи, подписи к рисункам, список литературы должны быть четко напечатаны 14 кеглем через два интервала прямым светлым шрифтом. Выделять отдельные части текста подчеркиванием, полужирным шрифтом или курсивом не рекомендуется. Поля должны быть не менее 2 см с каждой стороны. Страницы рукописи нумеруются сквозной нумерацией.

2. Оформление титульной страницы. В начале статьи в левом верхнем углу ставится индекс УДК (курсив). Далее на первой странице идут данные в такой последовательности: полное название статьи прописными буквами крупным полужирным шрифтом, с новой строки: копирайт и год, инициалы и фамилии авторов полужирным шрифтом, с новой строки: названия организаций, где выполнена работа (в обязательном порядке указываются полные, включая правовую форму, наименования всех организаций, например, “Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук”), с новой строки: E-mail, по которому будет отправлена корректура. Корреспондирующей автор, чей e-mail указан в статье, отмечается звездочкой. Сам e-mail отмечается звездочкой спереди.

3. С 2019 года во всех статьях будут указываться три даты: дата поступления статьи в редакцию (дата сдачи материалов авторами в оргкомитет конференции), дата поступления материала после доработки (дата сдачи исправленного материала оргкомитетом в редакцию), дата принятия к публикации (дата сдачи номера в печать редакцией). Первые две даты устанавливаются редакцией по согласованию с оргкомитетом конференции. Третья дата зависит от календарного плана работы редакции.

4. С новой строки пишется краткая (на 5–6 строк) аннотация. Далее после двух пустых строк идет текст самой статьи (см. файл с шаблоном оформления на сайте <http://www.izv-fiz.ru>). В конце на отдельной странице дается “Список литературы”, после которого должны стоять подписи всех авторов статьи. Далее на отдельной странице – подписи к рисункам. Рисунки размещаются на отдельных страницах. Размер рисунков должен соответствовать одному из журнальных форматов

(в одну колонку, на ширину полосы – на две колонки, на всю полосу с разворотом). Окончательный размер рисунков определяется редакцией. Если в статье есть таблицы, их надо напечатать вместе с подписями на отдельных страницах. На отдельной странице приводятся точные координаты авторов (почтовый адрес, телефон, e-mail). Кроме того, на отдельной странице нужно дать на английском языке фамилии и инициалы всех авторов, название статьи, аннотацию, названия организаций, где проведена работа, и их адреса с указанием почтового индекса. К рукописи должен быть приложен диск (электронный носитель) со следующими файлами: полный текст статьи (формат WORD обязательен), папка “Рисунки” с рисуночными файлами в формате EPS, GIF, TIFF, JPG, PNG (на каждый рисунок свой файл), файл с английской аннотацией, сведения об авторах, заполненные договоры на статью. Диск должен быть подписан.

**Примечание.** Статьи без УДК, аннотаций, точных координат авторов и электронной версии приниматься не будут.

5. Используемые в статьях термины, единицы измерения и условные обозначения должны быть общепринятыми. Сокращения слов, имен и названий не допускаются, за исключением принятых сокращений единиц измерения, физических, химических, технических и математических величин. Термины и аббревиатуры по возможности должны быть на русском языке. Аббревиатуры и сокращения, которые не являются общепринятыми, должны быть расшифрованы при первом упоминании. Единицы измерения даются в русской транскрипции, стоящие в знаменателе единицы измерения даются в отрицательной степени (например,  $E = 195 \text{ кэВ}$ ;  $v = 100 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ). Если в состав единиц измерения входят длинные слова, то допускается их написание через косую черту (например, МэВ/нуклон или пиксел/деление).

При наборе обозначений физических величин и формул необходимо придерживаться следующих правил (это же касается и подписей к рисункам). Размер шрифта в формулах должен совпадать с размером шрифта в тексте. Латинские буквенные обозначения физических величин (в том числе и векторных) набираются светлым курсивом. Нельзя использовать для их набора сходные по написанию буквы из русского регистра. Обозначения функций (exp, ln, sin, Re, det, constant и т.п.), химических элементов (в том числе латинские буквы, обозначающие частицы и легчайшие ядра: p, n, d, t и т.п.), все греческие буквы, цифры (в том числе в формулах и индексах), аббревиатуры и термины набираются светлым прямым шрифтом. Векторные величины обозначаются стрелочкой сверху ( $\vec{a}$ ), а не жирным шрифтом. В формулах нужно разъяснить каждый знак (при первом упоминании – обязательно). Расстояние между строчками формул должно быть не менее 1 см (т.е.



через 2 интервала). Индексы и показатели степени должны быть расположены четко ниже или выше строки, русские индексы набираются прямым шрифтом, латинские – курсивом. Нумерация формул дается справа в круглых скобках: (3), ссылки на литературу – в квадратных: [3].

6. Рисунки не должны быть размещены в тексте, а представляются на отдельных страницах (и отдельными файлами в электронном виде). Рисунки должны быть выполнены на принтере с хорошим разрешением в масштабе, позволяющем четко различать надписи, обозначения и символы точек. Закладывать рисунок в рамку не нужно. Переменные по осям желательно обозначать не длинной надписью, а символами, объясняя их значение в тексте или в подписи к рисунку. Не рекомендуется загромождать рисунок ненужными деталями: врезки необходимо по возможности убрать, большинство надписей выносятся в подпись к рисунку, а на рисунке заменяются цифрами (курсив). Надписи и единицы измерения должны быть на русском языке. Если рисунок состоит из нескольких частей, каждая из них обозначается русскими курсивными буквами *a*, *b*, *v* и т.д. На полях рукописи указывается место рисунка (напротив ссылки на него в тексте). Фотографии, сделанные в цифровом виде, представляются также и на диске. Под каждым рисунком должен быть проставлен номер.

**Внимание!** Допускается включение в статью цветных рисунков. Цветные рисунки будут представлены только в электронной версии статьи (on-line), для размещения в печатной версии цветные рисунки будут конвертироваться в формат “в шкале серого цвета”. Авторы, направляющие для опубликования цветные рисунки, должны самостоятельно удостовериться в корректности и информативности рисунков с учетом конвертации. На этапе корректуры любое изменение рисунков по сравнению с авторским вариантом возможно только за отдельную плату, размер которой определяется в каждом случае индивидуально по согласованию с издателем.

7. Ссылки на литературу (источники цитирования) приводятся в конце статьи в порядке их упоминания в тексте. Иностранные фамилии даются в тексте в русской транскрипции, а в ссылке – в транскрипции издания. Установлен следующий порядок оформления ссылок.

Для периодических изданий должны быть указаны фамилии и инициалы авторов (курсивом), далее “//”, название журнала, год, том, номер, страница. Если авторов более трех, необходимо указав первых трех авторов добавить “и др.” (для ссылок на иностранные изда-

ния – “et al.”). Например: 1. *Ladd T.D., Jelezko F., Laflamme R. et al.* // *Nature*. 2010. V. 464. № 7285. P. 45.

При ссылках на все российские журналы, имеющие переводную версию, необходимо в обязательном порядке указывать в одной ссылке обе версии статьи. Например: 2. *Никифоров В.Г., Лобков В.С., Самарцев В.В.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2018. Т. 82. № 8. С. 1108; *Nikiforov V.G., Lobkov V.S., Samartsev V.V.* // *Bull. RAS: Phys.* 2018. V. 82. № 8. P. 1004.

Следует обратить внимание, что в иностранных журналах нередко указываются не порядковые страницы, а номера статей (Art. no.). Ссылки на такие статьи необходимо оформлять следующим образом: 3. *Nemoto K., Munro W.J.* // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. № 5. Art. no. 250502.

Для книг указываются авторы, название книги, том, город, издательство, год издания, страница (с. 42), либо количество страниц (169 с.). Например: 4. *Мандель Л., Вольф Э.* *Оптическая когерентность и квантовая оптика.* М.: Физматлит, 2000, 896 с. Для авторефератов и диссертаций – название, ученая степень, место защиты (институт, город) и год. Для препринтов – название, номер, место издания, год. Для материалов, размещенных в Интернете, – полная электронная ссылка. Ссылки на неопубликованные материалы не допускаются. Все библиографические данные должны быть тщательно выверены.

8. К тексту статьи должны быть приложены следующие документы:

- сопроводительное письмо из организации, в которой выполнена работа;
- экспертное заключение о возможности опубликования, выданное организацией;
- рецензия на статью, выданная оргкомитетом конференции;
- лицензионный договор с редакцией журнала “Известия РАН. Серия физическая” в одном экземпляре (Актуальный текст договора размещен на сайте <http://www.izv-fiz.ru>);
- договор о передаче авторского права для опубликования переводной версии статьи (актуальный текст договора размещен на сайте <http://www.izv-fiz.ru>).

Редакция не ставит в известность авторов об изменениях и сокращениях рукописи, имеющих редакционный характер и не затрагивающих содержание статьи. Рукописи авторам не возвращаются. Для проверки статьи издательство высылает на адрес корреспондирующего автора корректуру, после проверки которой необходимо в указанные сроки выслать файл с исправлениями и сообщить в ответном письме свои краткие замечания. На этапе корректуры редакция не имеет возможности вносить большие авторские правки в статью, исправляя лишь явные ошибки и недочеты.