

УДК 537.591

ИЗУЧЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ПОМОЩИ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, РОЖДЕННОГО ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

Д. М. Подорожный, А. Н. Турундаевский, В. Я. Шестоперов

(НИИЯФ)

E-mail: ant@eas.npi.msu.ru

Теоретически исследуется черенковское излучение частиц космических лучей в верхних слоях атмосферы. Показана возможность использования излучения для определения химического состава космических лучей группы L с поэлементным разрешением и потока антипротонов, а также для поиска антиядер при энергиях 0.4–4.0 ТэВ/нуклон. Анализируется применимость предлагаемой методики для отдельного измерения энергетических спектров электронов и позитронов в диапазоне от ~40 ГэВ до ~1 ТэВ. Сделана оценка фона звездного неба и определены требования к угловой апертуре экспериментальной установки.

Для развития астрофизики высоких энергий необходимы прямые измерения характеристик потока космических лучей (КЛ).

Энергетический спектр первичных ядер (p, He, C, O,...) КЛ в диапазоне энергий $10^{11} \div 10^{15}$ эВ на частицу с разделением по основным группам описывается степенным законом с показателем $\gamma \approx 2.6$. Поток вторичных ядер (Li, Be, B, N и др.) по причине его значительно меньшей интенсивности измерен лишь до энергий 10^{11} эВ на частицу и в целом может быть описан степенным законом, но с $\gamma \approx 3.2$ [1]. При этом, по современным представлениям, состав первичных ядер определяется условиями нуклеосинтеза и ускорения в источниках — сверхновых звездах. Поток вторичных частиц зависит от пробега первичных ядер в Галактике и, таким образом, несет информацию об условиях распространения космических лучей.

Проблема поиска антивещества в космических лучах связана с наиболее фундаментальными проблемами астрофизики и космологии. Антипротоны были обнаружены в 1979 г. [2], и в настоящее время их поток измерен в энергетическом диапазоне 0.5 ÷ 20 ГэВ ($I(\bar{p})/I(p) \sim 10^{-4}$) [3]. Эти частицы могут образовываться при взаимодействиях протонов и ядер высоких энергий, однако наблюдаемый поток выше, чем предсказывает большинство моделей [4]. Одним из объяснений может служить гипотеза о существовании значительных скоплений первичного антивещества. Предсказания моделей заметно расходятся в области высоких энергий. Поэтому продвижение в область более высоких энергий позволит сделать выбор между ними. Окончательным доказательством наличия первичного антивещества было бы обнаружение антиядер. Антигелий может быть продуктом Большого взрыва, а наличие более тяжелых антиядер было бы следствием существования звезд из антивещества. Современные поиски антиядер ведутся в области

энергий до 20 ГэВ при пределе чувствительности по $I(\text{He}^-)/I(\text{He}) \sim 10^{-6}$ [3]. Форма гипотетического спектра антиядер неизвестна, и не исключено, что работа в области высоких энергий (~1 ТэВ/нуклон) при пределе чувствительности $I(\bar{p})/I(p) \sim 10^{-5}$ и $I(\text{He}^-)/I(\text{He}) \sim 10^{-4}$ может быть весьма перспективна.

Значительный интерес представляет спектр электронов e^- и позитронов e^+ , так как из-за сильного синхротронного излучения в магнитных полях пробег электронно-позитронной компоненты сравним с расстоянием до ближайших источников [5]. В настоящее время суммарный спектр электронов и позитронов промерен до энергий ~400 ГэВ, а доля позитронов определена до 40 ГэВ [6]. Измерения при энергиях до 1 ТэВ с отдельной регистрацией электронов и позитронов могут дать важную информацию об источниках этой компоненты и магнитных полях в Галактике.

Существенные методические трудности при исследовании КЛ высокой энергии возникают из-за необходимости размещения за пределами атмосферы достаточно светосильного детектора энергии. Основные методики, используемые в современной физике КЛ высокой энергии (более 1 ТэВ на частицу), — это методики ионизационного калориметра [7, 8], переходного излучения [9], рентгено-эмульсионных камер [10, 11] и магнитного спектрометра [3, 12].

Однако перечисленные методики либо не дают возможности проводить энергетические измерения с одновременным определением знака заряда исследуемой частицы, либо, по существующим проектам, делают проведение подобных экспериментов столь дорогостоящим, что ни один из них не был реализован.

Как известно, ряд исследований КЛ при энергиях ~ 10^{11} эВ был выполнен при помощи газовых черенковских счетчиков [13, 14]. Однако переход к более

высоким энергиям требует снижения показателя преломления газа в детекторе и соответственно его плотности. При этом снижается световыход и требуется увеличение линейных размеров детектора, что затрудняет применение метода в экспериментах по идентификации частиц КЛ с энергией более 10^{11} эВ.

Для поэлементного исследования КЛ высокой энергии (~ 1 ТэВ/нуклон) с регистрацией знака заряда мы предложили [15] методику, основанную на использовании газового черенковского детектора энергии, в котором радиатором служит атмосфера Земли; регистрирующую аппаратуру предполагается разместить на высотах, где глубина остаточной атмосферы достаточно мала по сравнению с пробегом взаимодействия исследуемого типа частиц, а величина показателя преломления n еще достаточно высока, чтобы обеспечить устойчивый светосбор.

Для приведенных ниже оценочных расчетов использовалась экспоненциальная аппроксимация давления p на больших (> 11 км) высотах h : $p = e^{\mu} (7.174 - 0.158h)$ г/см² [16] и зависимость показателя преломления воздуха n от его плотности ρ : $n = 1 + \kappa(\rho/\rho_0)$ [17], где $\kappa = 2.927 \cdot 10^{-4}$, ρ_0 — плотность воздуха при нормальных условиях. Предполагалось также, что аппаратура для регистрации черенковского излучения может быть поднята с помощью аэростата на высоту $27 \div 35$ км.

Моделирование испускания и распространения черенковских фотонов показало, что эти кванты образуют световое пятно с повышенной плотностью на границах и вблизи траектории частицы. На рис. 1 приведено распределение плотности черенковских фотонов по мере удаления от центра светового пятна. Форма распределения объясняется тем, что радиатор детектора (остаточная атмосфера) имеет переменную плотность, которая изменяется по такому закону. Например, для первичного протона с энергией 4 ТэВ генерация черенковского света начинается на высоте $h \approx 60$ км при угле излучения θ , близком к нулю. С уменьшением высоты и ростом плотности воздуха растет величина как квантового выхода Q , так и угла θ , значение которого на высоте $h = 35$ км достигает $\theta = 6'$. Расстояние между черенковским фотоном и траекторией первичной частицы, падающей под углом α к вертикали, на высоте наблюдения h_0 составляет $R = (h - h_0) \sin \theta / \cos \alpha$. Поскольку значение $\sin \theta$ уменьшается с высотой, существует протяженная область, в которой $dR/dh \approx 0$; эта область дает вклад в периферию светового пятна. Большая эффективная длина радиатора для периферии приводит к пространственному перераспределению света (рис. 2).

Анализ результатов моделирования показал, что рабочей областью исследования химического состава первичных КЛ в предложенной методике может

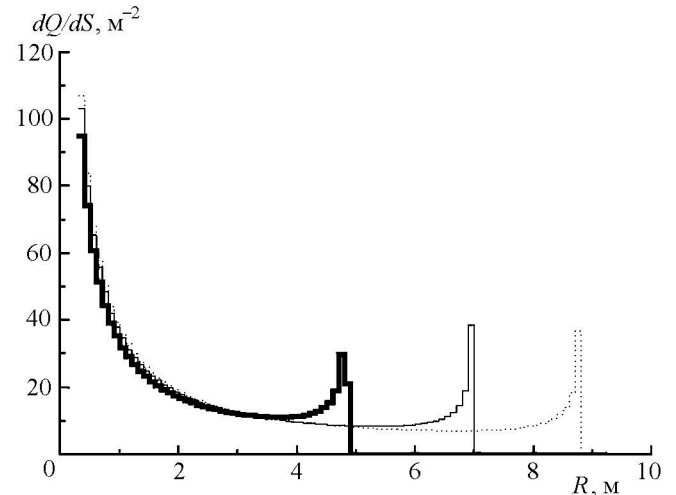


Рис. 1. Плотность черенковских фотонов dQ/dS внутри светового пятна, образованного первичным протоном на высоте $h_0 = 35$ км при различных энергиях, как функция расстояния от траектории первичной частицы R : жирная линия — 1 ТэВ, тонкая — 1.6 ТэВ, точечная — 4 ТэВ

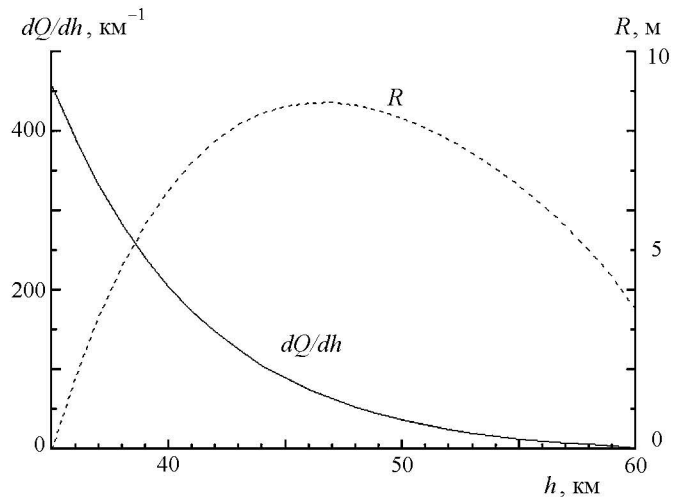


Рис. 2. Зависимость R и dQ/dh от высоты испускания черенковских фотонов для протона с энергией 4 ТэВ, падающего вертикально (высота наблюдения $h_0 = 35$ км)

служить диапазон энергий $E \approx 0.4 \div 4$ ТэВ/нуклон при размещении регистрирующей аппаратуры на высоте $\sim 27-35$ км при условии, что система регистрации светового пятна позволяет осуществлять светосбор с участка радиусом не менее 10–12 м.

Приведенные результаты получены в предположении, что частица движется по прямой и распределение черенковских фотонов обладает осевой симметрией. Однако под действием магнитного поля Земли траектория заряженной частицы искривляется, что влияет на пространственное распределение света. На рис. 3,а приведена форма светового пятна при поперечном сечении черенковского импульса для первичного протона. За начало координат принята точка пересечения траектории частицы с плоскостью светового пятна. На рис. 3 введены обозначения: R_1 — радиус светового пятна вдоль направления магнитного поля Земли, R_2 и R_3 — предельные значения радиусов деформиро-

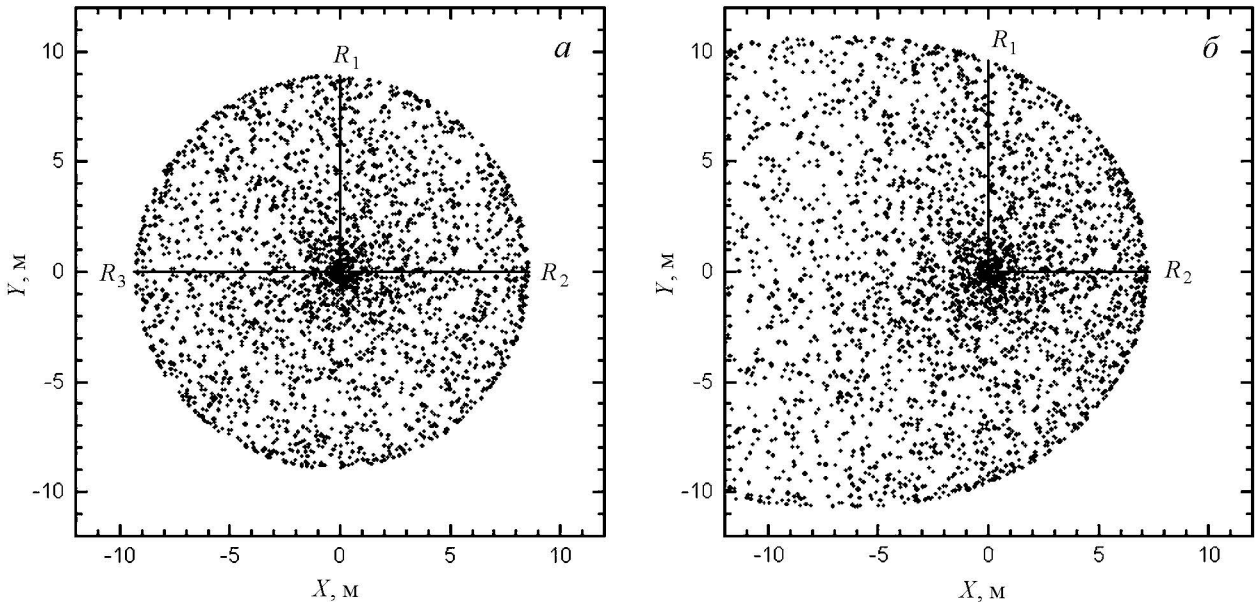


Рис. 3. Форма светового пятна, образованного первичным протоном при $E = 2$ ТэВ (а) и первичным позитроном при $E = 0.2$ ТэВ (б). Угол наклона траектории к вертикали $\alpha = 30^\circ$, $h_0 = 35$ км, $B = 0.41$ Гс, каждая точка соответствует черенковскому кванту. Ось Y ориентирована по магнитному меридиану

ванного вследствие воздействия магнитного поля пятна. Компонента магнитного поля, перпендикулярная к траектории частицы, принималась равной $B = 0.41$ Гс. Знак величины $\Delta = R_1 - R_2 \approx R_3 - R_1$ определяется знаком заряда первичной частицы. Величина Δ/R_1 составляет 4–8% (в зависимости от энергии первичной частицы и угла наклона траектории к вертикали α). Для частиц с зарядом $Z \geq 2$ величина Δ/R_1 пропорциональна значению Z/A , где A — массовое число ядра.

Для оценки фона звездного неба было принято, что его полная освещенность равна 0.0003 лк [18]. Если светосбор осуществляется в течение 10 нс, а радиус светового пятна ~ 10 м, то статистические флуктуации общего потока фоновых фотонов составят $\sigma(N_b) \approx 680\sqrt{\Omega}$, где Ω — телесный угол установки. При оценке предполагалось, что используется светофильтр, поглощающий фотоны с длиной волны более 500 нм. Если установка состоит из отдельных светосборников площадью ~ 1 м² каждый (используемых для определения R_1, R_2, R_3), то для одного светосборника соответствующая флуктуация $\sigma(N_{bi}) \approx 38\sqrt{\Omega}$.

Для того чтобы вероятность P ошибочной регистрации протона как антипротона была низкой, необходимо, чтобы угол Ω был мал. В этом случае уменьшится количество фоновых фотонов в светосборниках на границе пятна, влияющих на измерение R_1, R_2, R_3 . При сделанных выше предположениях относительно схемы установки вероятность $P < 10^{-5}$, если $\Omega \sim 0.03$ ср.

Определенную проблему представляет разделение потоков протонов и антипротонов, с одной стороны, и электронов и позитронов — с другой.

Анализ формы пятна позволяет сравнительно легко отделить протонно-антипротонные события от электронно-позитронных. На рис. 3, б приведена форма светового пятна, рожденного первичным позитроном. Представленное на рис. 3, б соотношение между R_1 и R_2 практически невозможно для первичного протона любой энергии. Зависимость R_1 от R_2 для протона и позитрона показана на рис. 4. Значения энергии протона и позитрона, соответствующие разным значениям R_2 , приведены в табл. 1. Из рис. 4 видно, что совпадение R_1 и R_2 для разных компонент возможно только в области высоких энергий, на границе рабочего диапазона.

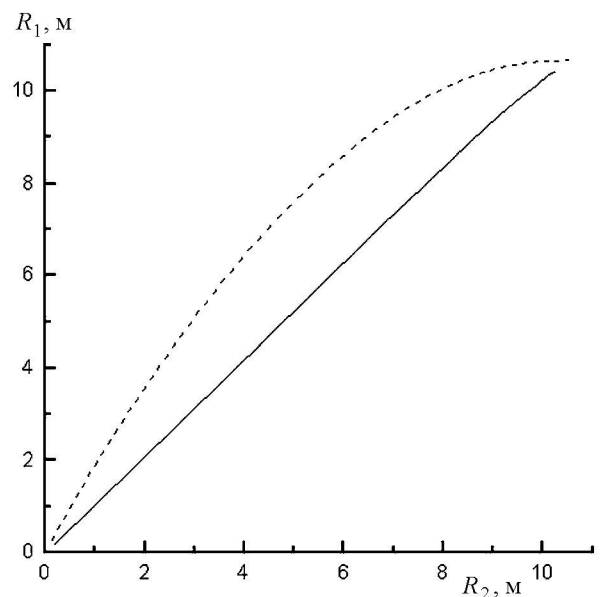


Рис. 4. Зависимость $R_1(R_2)$ для протона (сплошная линия) и позитрона (пунктир): $h_0 = 35$ км, $B = 0.41$ Гс, $\alpha = 30^\circ$

Т а б л и ц а 1

Значения энергии протона и позитрона при разных R_2

R_2 , м	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$E(p)$, ГэВ	560	640	730	830	960	1120	1360	1720	2390	4510
$E(e^+)$, ГэВ	7.2	17	38	48	75	115	181	303	584	1780

Таким образом, можно сформулировать общие требования к экспериментальной аппаратуре. Для установления вида светового пятна необходимо, чтобы на систему регистрации попала хотя бы его половина, поэтому геометрический фактор установки будет определяться половиной площади системы светосбора и углом обзора Ω . При проведении оценочных расчетов предполагалось, что система регистрации светового потока представляет собой круг с радиусом ~ 10 м и состоит из ~ 300 независимых светосборников. В качестве светосборника может использоваться сферическое или параболическое зеркало, в фокусе которого находится ФЭУ со временем светосбора ~ 10 нс. Оптические оси всех зеркал параллельны; зеркала позволяют отбирать события в телесном угле $\Omega = 0.03$ ср. Суммарный геометрический фактор такой установки составит $\Gamma_{\text{eff}} = 1.7 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$. Ожидаемая для обычных стратосферных полетов [19] с такой аппаратурой статистика по регистрации различных элементов, а также группы ядер VH приведена в табл. 2. Заметим, что установка должна включать в себя аппаратуру для определения ориентации относительно магнитного поля Земли.

Т а б л и ц а 2

Ожидаемая статистика

ρ	He	Li	Be	B	C	N	O	гр. VH	\bar{p}
289 000	17 000	27	10	17	391	48	493	150	46

При оценке ожидаемой статистики для вторичных ядер была использована экстраполяция данных [9, 13, 14].

Для электронно-позитронной компоненты возможная статистика может составить $\sim 25\,000$ электронов и ~ 2000 позитронов с энергиями более 40 ГэВ и ~ 130 электронов и ~ 12 позитронов с энергиями более 400 ГэВ. Для оценки была принята аппроксимация спектра [6]. Более точную оценку можно получить при детальном моделировании конкретного комплекса научной аппаратуры.

Литература

1. *Shibata T.* // Proc. 24 ICRC. Rome, 1995. V. 19C, No. 5. P. 713.
2. *Golden R.L., Horan S., Mauget B.G.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1979. **43**, No. 16. P. 1196.
3. *Hof M., Menn W., Pfeifer C.* et al. // Astrophys. J. Lett. 1996. **467**, No. 1, pt. 2. P. L33.
4. *Beatty J.J.* // Proc. 26 ICRC. Invited, Rapporteur and Highlight Papers. Salt Lake City, Utah, 1999. P. 169.
5. *Nishimura J., Fujii M., Taira T.* et al. // Astrophys. J. 1980. **238**, No. 1, pt. 1. P. 394.
6. *Golden R.L., Stochaj S.J., Stephens S.A.* et al. // Astrophys. J. Lett. 1996. **457**, No. 2, pt. 2. P. L103.
7. *Григорьев Н.Л., Панопорт И.Д., Шестоперов В.Я.* Частицы высоких энергий в космических лучах. М.: Наука, 1973.
8. *Вернов С.Н., Вакулов П.В., Григорьев Н.Л.* и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1985. **49**. С. 1399.
9. *Muller D., Grunsfeld J., L'Heureux J.* et al. // Proc. 22 ICRC. Adelaide, 1990. V. 2. P. 25.
10. *Asakimori K., Burnett T.H., Cherry M.L.* et al. // Proc. 23 ICRC. Calgary, 1993. V. 2. P. 21.
11. *Zatsepin V.I., Zamchalova E.A., Varkovitskaya A.Ya.* et al. // Proc. 23 ICRC. Calgary, 1993. V. 2. P. 13.
12. *Green M.A., Smoot G.F., Golden R.L.* et al. // IEEE Trans. Magn. 1987. **23**, No. 3. P. 1240.
13. *Simon M., Spiegelhauer H., Schmidt W.K.H.* et al. // Astrophys. J. 1980. **239**, No. 2, pt. 1. P. 712.
14. *Engelmann J., Ferrando P., Soutoul A.* et al. // Astron. and Astrophys. 1990. **233**, No. 1. P. 96.
15. *Подорожный Д.М., Турундаевский А.Н., Шестоперов В.Я., Яшин И.В.* Препринт НИИЯФ МГУ № 98-10/511. М., 1998.
16. *Bergamasko L., Castellini A., D'Ettore Piazzoli B.* et al. // Nuovo Cimento. 1983. **6C**, No. 6. P. 569.
17. Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976.
18. Физика космоса. М.: Сов. энциклопедия, 1986.
19. *Apanasenko A.V., Fujii M., Hareyama M.* et al. // Proc. 25 ICRC. Durban, 1997. V. 7. P. 277.

Поступила в редакцию
27.04.01