

УДК 523.165

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ И СОСТАВА ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ТЭВНОЙ ОБЛАСТИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПАМЕЛА

Международная коллаборация ПАМЕЛА¹

Предложена модификация орбитального спектрометра ПАМЕЛА для изучения спектра первичных космических лучей (протонов и электронов) в области энергий $10^{11} - 10^{13}$ эВ, что позволит исследовать особенности энергетического спектра, важные для решения проблемы происхождения космических лучей. Для этого в состав спектрометра дополнительно вводится детектор нейтронов. Совместный анализ информации калориметра и нейтронного детектора позволит отличить первичные электроны с энергией $10^{11} - 5 \cdot 10^{12}$ эВ от протонов тех же энергий с фактором режекции (отбора) не хуже 10^{-4} . Описан принцип идентификации протонов и электронов и нейтронный детектор.

Научная задача Российско-Итальянского проекта ПАМЕЛА первоначально состояла в исследовании спектра ядер (антиядер) с энергией $E = (10^8 - 2 \cdot 10^{11})$ эВ/н, электронов (и позитронов) космических лучей (КЛ) в диапазоне $E = (10^8 - 3 \cdot 10^{11})$ эВ [1]. Спектрометр ПАМЕЛА будет функционировать на околоземной орбите в течение 3 лет. Запуск планируется на 2004 г. Несколько лет назад было предложено расширить круг задач прибора, дополнив его детектором тепловых нейтронов. Это позволяет продлить диапазон измеряемых энергий протонов и электронов до $E \sim 10^{13}$ эВ, что является актуальным для исследования проблемы происхождения КЛ, а именно, вопроса об особенностях

¹Состав коллаборации ПАМЕЛА см. в конце статьи.

энергетического спектра КЛ в указанном диапазоне энергий и вопроса об обрезании спектра первичных электронов.

Одной из удивительных особенностей спектра КЛ высоких энергий является степенной закон зависимости наблюдаемых потоков частиц от энергии в интервале, охватывающем почти 10 порядков и простирающемся до энергий $E \sim 10^{20}$ эВ. Экспериментальные указания на изменение показателя энергетического спектра КЛ (излом) в области энергий $E \sim 10^{12}$ эВ свидетельствуют о существовании близкого источника (источников) КЛ и вызывают оживленные дискуссии среди специалистов на протяжении последних десятилетий [2 – 3]. В этой области энергий спектр протонов становится круче, тогда как спектры ядер с $Z \geq 2$ остаются неизменными [2 – 4]. Хотя несколько групп специалистов работают в этой области энергий [5 – 7], получение новых данных является необходимым, т.к. до сих пор нет единого мнения о существовании излома в спектре протонов в этой области энергий.

Важным преимуществом спектрометра ПАМЕЛА перед другими приборами является возможность измерения спектров частиц в широком интервале энергий $E = (10^8 - 10^{13})$ эВ одним и тем же прибором. Постановка детектора нейтронов позволит решить вопрос о существовании галактических электронов с $E \geq 10^{12}$ эВ.

Известно, что электроны составляют лишь малую часть (менее 1%) потока космических лучей в околоземном пространстве, однако их роль в изучении Галактики очень велика. В частности, обнаружение высокоэнергичных электронов вблизи Земли будет свидетельствовать о наличии близких (на расстоянии < 500 парсек) источников генерации КЛ. При распространении в межзвездном пространстве основную роль в потерях энергии электронов с энергией выше 100 МэВ играют синхротронное излучение в магнитных полях Галактики и обратный комптон-эффект (рассеяние на реликтовых фотонах и световых фотонах от звезд). Время, за которое электрон потеряет половину своей энергии, составляет величину порядка $T \approx T_{E/2} = (2.1 \cdot 10^5)/E$ лет, где энергия E измеряется в ТэВ [8]. За это время электрон пройдет расстояние $R = 2\sqrt{D(E)T}$, где $D(E)$ – коэффициент диффузии электрона с энергией E . Обычно $D(E)$ берется в виде $D(E) \approx 10^{29} \cdot E^\delta$ см²/с, где E измеряется в ТэВ, а параметр δ равен 0.3. Отсюда следует, что электроны в ТэВ-ной области энергий могут быть зарегистрированы лишь от нескольких ближайших источников, находящихся на расстоянии не более 500 парсек и возраст которых порядка 10^5 лет.

В настоящее время с помощью рентген-эмульсионных камер при их экспонировании в верхних слоях атмосферы зарегистрировано 8 событий с энергией $E > 800$ ГэВ,

13 событий с $E > 600 \text{ ГэВ}$ и 30 событий с $E > 400 \text{ ГэВ}$, которые рассматриваются как электронные [8]. Такие потоки электронов указывают на существование близких источников КЛ. Такими источниками могли бы быть сверхновые типа Vela (если, в соответствии с последними оценками [9], расстояние до Vela оценивается в 250 парсек, а не 500 парсек, как было принято ранее). Однако в этом случае следует ожидать существенно бóльшие потоки электронов с энергией более сотен ГэВ [8]. К таким источникам можно отнести и сверхновую Geminga или красные карлики [10]. Нужно отметить, что данные о концентрации космогенных изотопов ^{14}C и ^{10}Be в сталагмитах и в антарктическом льду указывают, что взрыв сверхновой мог иметь место вблизи Земли на расстоянии $\approx (50 - 60) \text{ парсек}$ примерно $3.5 \cdot 10^4 \text{ лет}$ тому назад [11]. Данные о долговременных трендах интенсивности КЛ [12] также свидетельствуют о взрыве сверхновой (50 – 500) тысяч лет назад на расстоянии (30 – 150) парсек от солнечной системы. Отсюда ясно, насколько актуальными являются дальнейшие измерения спектра электронов в области энергий более сотен ГэВ .

Характеристики спектрометра ПАМЕЛА при изучении спектров космических лучей в области энергий ($10^{11} - 10^{13}$) эВ. На рис. 1 схематически показан спектрометр ПАМЕЛА. В прибор входят детектор переходного излучения, магнит в сочетании с трековой системой, калориметр, нейтронный детектор и система сцинтилляционных счетчиков, образующих времяпролетную схему. Для изучения высокоэнергичной части спектра КЛ используются калориметр и нейтронный детектор.

Калориметр включает в себя 23 детектирующие пластины (кремниевые твердотельные детекторы). Детектирующая пластина имеет площадь $24 \times 24 \text{ см}^2$. На обе стороны каждой из детектирующих пластин нанесены металлические полоски – стрипы. Ширина каждого стрипа равна 2.5 мм. Толщина и ширина чувствительного слоя между стрипами 0.38 мм и 8 мм, соответственно. Направления стриповых полос на двух сторонах пластины взаимно перпендикулярны. Таким образом, каждая регистрирующая пластина задает координатную сетку вдоль каждой из осей X и Y. Ячейка пространственного разрешения пластины составляет величину $2.5 \times 2.5 \text{ мм}^2$.

Между кремниевыми детекторами поставлены 22 вольфрамовые пластины толщиной 2.63 мм каждая. Полная толщина калориметра составляет 16.3 радиационных единиц или 0.60 величины ядерного пробега протонов.

В калориметре определяется точка взаимодействия первичной частицы, направление ее прихода и энерговыделение частиц лавины в ячейках каждого слоя твердотельных детекторов. По форме кривой электромагнитного каскада (величине энерговыделения

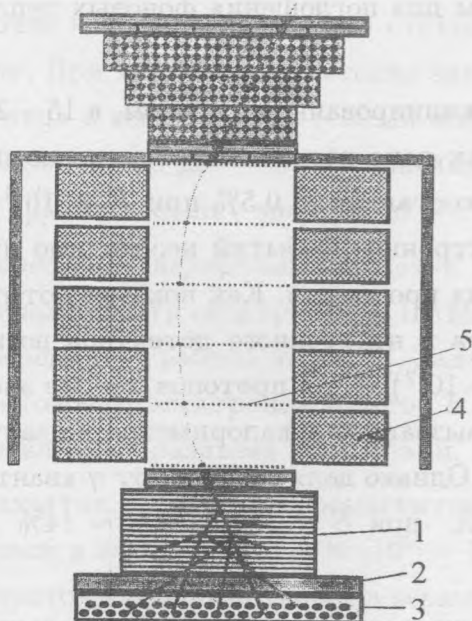


Рис. 1. Схема спектрометра ПАМЕЛА: 1 – калориметр, 2 – сцинтилляционный детектор, 3 – нейтронный детектор, 4 – магнит, 5 – детекторы трековой системы.

Рис. 2. а: число нейтронов, генерированных первичным электроном с энергией $E = 5 \cdot 10^{11}$ эВ на разных глубинах калориметра в разных типах взаимодействия: ГР – гигантский резонанс, ФЯ – фотоядерные реакции (без гигантского резонанса), А – адронные взаимодействия, линия без значков – сумма всех взаимодействий; б: то же, но для протона с той же энергией.

в стриповых ячейках в зависимости от количества пройденного вещества в калориметре) с достаточно высокой точностью определяется энергия провзаимодействовавшей частицы. Заряд частицы определяется по амплитуде сигнала в слоях твердотельных стриповых детекторов, расположенных выше точки взаимодействия частицы.

Для того, чтобы уверенно выделять первичные электроны на фоне значительно более многочисленных протонных событий, под калориметром помещается нейтронный детектор, состоящий из 36 гелиевых нейтронных счетчиков, расположенных в 2 слоя по

18 счетчиков в каждом слое. Счетчики находятся в полиэтиленовом замедлителе, который снизу и с боков окружен кадмиевым экраном для поглощения фоновых тепловых нейтронов.

Выход испарительных нейтронов в каскаде, инициированном адроном, в 15 – 20 раз больше, чем в каскаде от электрона [13]. Так как доля первичных электронов по отношению к протонам падает с ростом энергии, составляя $\sim 0.5\%$ при $E = 10^{11}$ эВ и $\sim 0.2\%$ при $E = 10^{12}$ эВ, то для выделения электронных событий необходимо применить эффективную режекцию событий, вызванных протонами. Как показывают расчеты, совместный анализ информации калориметра и нейтронного детектора позволит отличить первичные электроны с $E \approx (10^{11} - 5 \cdot 10^{12})$ эВ от протонов тех же энергий с фактором режекции не хуже $\sim 10^{-4}$. События, вызванные в калориметре γ -квантами, нельзя будет отличить от электронных событий. Однако доля событий от γ -квантов по отношению к электронным составляет $\sim 3\%$ при $E = 10^{11}$ эВ и $\sim 14\%$ при $E = 10^{12}$ эВ [14].

Для решения поставленных задач нет необходимости ограничиваться только анализом частиц, приходящих в апертуре спектрометра. Учет возможности регистрации частиц, приходящих в калориметр с боковых направлений, приводит к увеличению геометрического фактора прибора с $21 \text{ см}^2 \text{ ср}$ до $\sim 900 \text{ см}^2 \text{ ср}$. Более 10^4 протонов, несколько тысяч ядер гелия и сотни электронов с $E > 10^{12}$ эВ пройдут через калориметр за год работы. Для надежного определения энергии частицы необходимо, чтобы в калориметре наблюдался максимум ядерно-электромагнитного каскада, для чего в исследуемом интервале энергий нужно не менее $\sim 90 \text{ г/см}^2$ вольфрама. Полная толщина вольфрама в вертикальном направлении составляет 115 г/см^2 , а в наклонных направлениях достигает $\sim 200 \text{ г/см}^2$. Определение энергии будет возможно для $\sim 15\%$ вертикально падающих и $\sim 30\%$ наклонно падающих протонов. При выполнении этих же условий энергия электронов будет определяться надежно почти в 100% случаев. Предполагается, что спектрометр будет функционировать в течение 3 лет, что позволит с высокой статистической точностью измерить спектр космических лучей в области $E \sim (10^{11} - 10^{12})$ эВ.

Точность определения энергии первичной частицы зависит от величины флуктуаций числа частиц в максимуме каскадной кривой. Как показало моделирование, энергия частицы в калориметре определяется с точностью $\sim 20\%$. Ширина распределения ливней по числу заряженных частиц на заданной глубине для электронных каскадов несколько меньше, чем для протонных, поэтому точность определения энергии для электронов выше.

Определение энергии по числу вторичных заряженных частиц возможно при достаточно хорошем разрешении стриповых детекторов по числу частиц до попадания в ячейку. При 1400 релятивистских частиц наступает ее насыщение. Тогда при падении оси ливня в центр ячейки (самый неблагоприятный случай) будут разрешаться ливни с числом частиц до ~ 5000 в максимуме каскадной кривой [15]. Этого достаточно для регистрации частиц с энергиями до $\sim 2 \text{ ТэВ}$.

Разделение первичных протонов и электронов. Прохождение заряженных частиц через калориметр спектрометра ПАМЕЛА моделировалось с помощью модифицированной версии программы MC0 [16]. Задачей расчета было нахождение фактора режекции K протонов от электронов. Фактор K является произведением нескольких множителей, обусловленных разными процессами.

Развитие ядерно-электромагнитного каскада в калориметре симулировалось для протонов и электронов с $E \approx (10^{11} - 10^{13}) \text{ эВ}$. Отдельно учитывались события, в которых протон взаимодействовал в первых $2t$ -единицах, т.е. в первых 3 слоях вольфрама. В этих случаях протон мог имитировать прохождение через калориметр электрона (электроноподобные события). Доля таких протонных каскадов от общего числа первичных протонов составляет $K1 = 1 - \exp(-15.1/185) = 0.08$ (здесь 15.1 г/см^2 – толщина первых 3 слоев вольфрама, 185 г/см^2 – средний пробег протона до взаимодействия в вольфраме).

Для того, чтобы протон выделил в электромагнитный каскад энергию такую же, как и электрон с энергией E_0 , он должен иметь энергию в среднем примерно в 5 раз большую, т.к. коэффициент неупругого взаимодействия протона с ядром $K_\gamma = 0.2$. Таким образом, при степенном интегральном спектре протонов с индексом $\gamma_p = -1.7$ "электроноподобные" каскады будут имитироваться протонами, число которых в $0.2^{(-1.7)}$ раз меньше, чем число первичных протонов с энергией, большей или равной E_0 . Отсюда среднее значение $K2 = 0.065$.

Возможность значительного улучшения отбора электронных событий на фоне протонных возникает при регистрации нейтронов, генерированных при взаимодействии первичного электрона или протона (ядра) с ядром вольфрама. Количество генерированных нейтронов в этих двух случаях существенно разное. В качестве примера на рис. 2 показано количество нейтронов, генерированное первичными электроном и протоном с энергией $5 \cdot 10^{11} \text{ эВ}$. Основной вклад в выход нейтронов от электронов дает гигантский резонанс, тогда как для протонов наиболее важны адронные взаимодействия.

На рис. 3 представлена зависимость среднего полного числа нейтронов, генерированных в каскаде, от энергии для электронов и "электроноподобных" протонов.

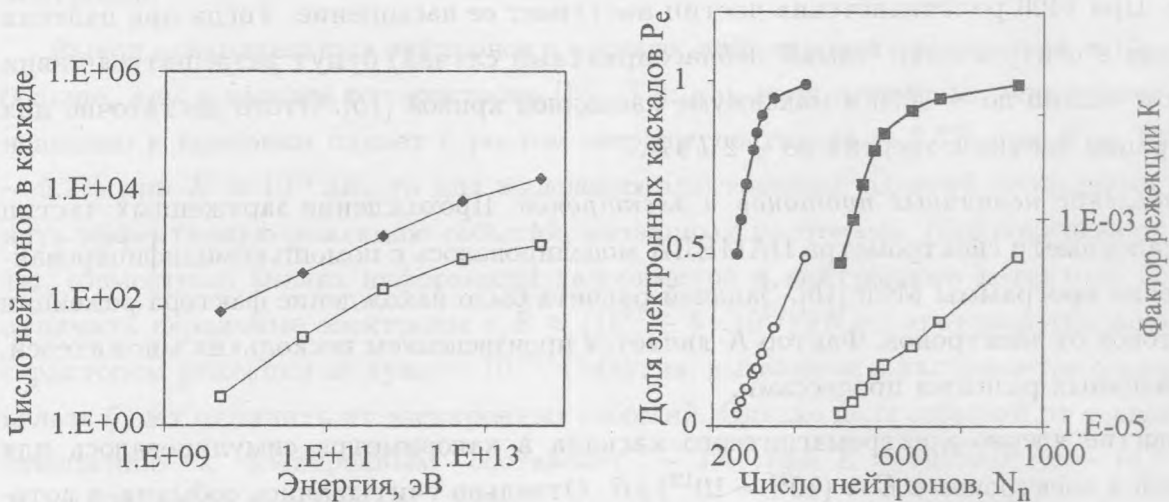


Рис. 3. Полное число генерированных в каскаде нейтронов в зависимости от энергии первичной частицы. Черные ромбы – каскады от "электроноподобных" протонов, светлые квадраты – от электронов.

Рис. 4. Зависимость доли каскадов от первичных электронов (левая шкала, темные символы) и полного фактора режекции K (правая шкала, светлые символы) от числа генерированных нейтронов для $E = 5 \cdot 10^{11}$ эВ (кружки) и $E = 5 \cdot 10^{12}$ эВ (квадраты).

Число нейтронов, генерированных в каскаде, сильно флуктуирует, особенно для каскадов, образованных от взаимодействия протонов. Распределения ливней по числу генерированных нейтронов N для протонов и электронов, выделивших одинаковую энергию в каскад, частично перекрываются. В области перекрытия одно и тоже число нейтронов N_n может быть рождено как электроном, так и протоном. Однако вероятности такого события для электрона и протона различны. Площадь под кривой распределения ливней при $N \leq N_n$ является вероятностью того, что выход нейтронов в каскаде будет меньше или равен N_n . Эта величина характеризует долю каскадов с выходом нейтронов $\leq N_n$. Обозначим эту величину P_p для протонных ливней и P_e для электронных ливней. Следует выбрать P_e таким образом, чтобы N_n было достаточно велико (значительно выше фона), а доля протонных каскадов P_p с числом нейтронов меньше N_n оставалась невысокой. Фактор режекции $K_3 = P_p$. На глубине калориметра 114.5 г/см^2 (\sim полная толщина по вертикали) для $P_e = 0.95$ электронных каскадов с первичной энергией

электрона $E_e = 5 \cdot 10^{12}$ эВ фактор $K3 \approx 0.013$. Для $E_e = 5 \cdot 10^{11}$ эВ фактор $K3$ меняется от 0.013 до 0.05 при увеличении P_e от 0.5 до 0.9.

Полный фактор режекции равен $K = K1 \cdot K2 \cdot K3$. На рис. 4 показана зависимость величины P_e (в верхней части) и полного фактора режекции K (в нижней части) от N_n для вертикально идущих первичных частиц (глубина калориметра 114.5 г/см²) с энергиями $5 \cdot 10^{11}$ эВ и $5 \cdot 10^{12}$ эВ. Величина P_p для всех случаев, приведенных на рис. 4, остается меньше $7 \cdot 10^{-4}$. Видно, например, что в 95% случаев взаимодействия в калориметре первичного электрона с энергией $5 \cdot 10^{11}$ эВ генерированное число нейтронов $N_n \leq 350$, а полный фактор режекции $K \approx 5 \cdot 10^{-4}$, т.е. только в 1 случае из 2000 электронное событие может быть имитировано первичным протоном. Для этого случая $P_p = 4 \cdot 10^{-4}$. Следует заметить, что при эффективности регистрации нейтронных счетчиков $\sim 7\%$ и с учетом расположения нейтронного детектора под калориметром $N_n \leq 350$ соответствует числу зарегистрированных нейтронов меньше 4. Для электрона с энергией $5 \cdot 10^{12}$ эВ в 92% случаев $N_n \leq 680$, а полный фактор режекции $K \approx 4 \cdot 10^{-4}$. Для этого случая $P_p = 6 \cdot 10^{-5}$ и зарегистрированное число нейтронов будет меньше 8.

Таким образом, модификация спектрометра ПАМЕЛА путем введения в него нейтронного детектора позволит измерить спектры не только протонов и ядер КЛ, но также и первичных электронов в области энергий $10^{11} - 10^{13}$ эВ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] PAMELA collaboration. Proc. 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, **5**, 96 (1999).
- [2] Григоров Н. Л., Нестеров В. Е., Рапопорт И. Д. и др. Ядерная физика, **11**, 1058 (1970).
- [3] Григоров Н. Л. Космические исследования, **33**, N 4, 339 (1995).
- [4] Grigorenko N. L. and Tolstaya E. D. Proc. 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, **3**, 183 (1999).
- [5] Зацепин В. И., Лазарева Т. В., Сажина Г. П. и др. Ядерная физика, **57**, 684 (1994).
- [6] JASEE Collaboration, Proc. 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, **3**, 187 (1999).
- [7] Aranasenko et al. Astropart. Phys., **6**, No. 16, 13 (2001).
- [8] Kobayashi T. et al. Proc. 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, **3**, 61 (1999).

- [9] Cha A. N. et al. *Astroph. J.*, **515**, L25 (1999).
- [10] Степанов А. В. *УФН*, **173**, N 1, 106 (2003).
- [11] Амосов А. Е. и др. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **55**, N 10, 2037 (1991).
- [12] Stozhkov Yu. I., Pokrevsky P. E., and Okhlopkov V. P. *Proc. 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City*, **4**, 283 (1999).
- [13] Безруков Л. Б. и др. *Ядерная физика*, **17(1)**, 98 (1973).
- [14] Dogiel V. A. *Nuovo Cimento*, **19C(5)**, 671 (1995).
- [15] Мурзин В. С. *Физика космических лучей*. М., Изд-во МГУ, 1970, с. 43.
- [16] Александров К. В. et al. *Preprint FIAN N 47, Moscow*, 1998.

Поступила в редакцию 15 июля 2003 г.

Международная коллаборация ПАМЕЛА:

O. Adriani¹, M. Ambriola¹, A. Bakaldin², G. Barbarino¹, A. Basili¹, G. Bazilevskaya³, R. Bencardino¹, E. Bogomolov⁴, M. Boezio¹, L. Bongiorno¹, V. Bonvicini¹, M. Boscherini⁵, U. Bravar⁶, F. Cafagna¹, D. Campana¹, P. Carlson⁷, M. Casolino¹, G. Castellini¹, M. Circella¹, M. De Pascale¹, C. De Marzo¹, R. Esposito¹, A. Galper², N. Giglietto¹, I. Glushkov³, A. Karakash², S. Koldashov², M. Korotkov², J. Krizmanic⁸, A. Kvashnin³, S. Krutkov⁴, A. Lauro¹, A. Leonov², V. Logachev³, J. Lund⁷, V. Makhmutov³, E. Maklyaev², O. Maksumov³, G. Mazzenga¹, A. Menicucci¹, W. Menn⁵, V. Mikhailov², M. Minori¹, N. Mirizzi¹, J. Mitchell⁸, A. Moiseev⁸, A. Morselli¹, J. Ormes⁸, G. Osteria¹, P. Papini¹, M. Pearce⁷, P. Picozza¹, G. Pontorieire¹, M. Ricci¹, R. Rocco¹, M. Romita¹, G. Rossi¹, M. Runtso², S. Russo¹, M. Simon⁵, R. Sparvoli¹, P. Spillantini¹, P. Spinelli¹, S. Stephens⁹, R. Streitmatter⁸, Y. Stozhkov³, S. Straulino¹, F. Taccetti¹, M. Tesi¹, A. Vacchi¹, E. Vannuccini¹, G. Vasiljev⁴, S. Voronov², R. Wischnewski¹, Y. Yurkin², G. Zampa¹, N. Zampa¹, V. Zverev²

¹INFN, Italy.

²Moscow Engineering and Physics Institute, Russia.

³Lebedev Physical Institute, Russia.

⁴Ioffe Institute, Russia.

⁵Siegen University, Germany.

⁶New Mexico State University, USA.

⁷Royal Institute of Technology, Sweden.

⁸NASA Goddard Space Flight Center, USA.

⁹Tata Institute of Fundamental Research, India.