

КРИТЕРИИ ОТБОРА ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ ВЫШЕ 50 ГЭВ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА ПАМЕЛА

А. А. Квашнин, Ю. И. Стожков

Для выделения из общего потока частиц космических лучей таких незначительных по количеству частиц как электроны и позитроны необходимо найти достаточно надёжные критерии их отбора. Предлагаемая методика отбора на основе критериев, таких как взаимодействие в первых слоях калориметра, различие в энергосвечении протонов и электронов и регистрируемое число нейтронов, позволяет выделять электроны из общего потока заряженных частиц с долей примеси не выше 2% от потока электронов.

Ключевые слова: космические лучи, нейтроны, энергетический спектр, электроны и позитроны.

Введение. Знание спектра галактических космических лучей (ГКЛ) является чрезвычайно важным с точки зрения понимания фундаментальных явлений, происходящих в межзвездной среде нашей Галактики. Одной из основных задач исследований является получение данных о спектрах отдельных компонент общего потока ГКЛ.

Особый интерес представляет электронная компонента. Однако выделение электронов из общего потока космических лучей встречает определённые трудности из-за небольшого их количества по сравнению с протонами и ядрами в общем потоке космических лучей.

Согласно экспериментальным данным, в космических лучах при энергиях меньше нескольких сотен ГэВ отношение потока электронов (плюс позитроны) к полному потоку однозарядных частиц равно $W = J_e/(J_p + J_e) \approx 10^{-2}$. Для $E \gtrsim 1$ ТэВ это отношение составляет $W = J_e/(J_p + J_e) \approx 10^{-3}$.

Поэтому для выделения из общего потока однозарядных частиц таких незначительных по количеству частиц как электроны и позитроны необходимо найти достаточно надёжные критерии их отбора. Ниже мы будем обсуждать критерии отбора электронов

и позитронов, имеющих энергии $50 < E < 1000$ ГэВ и их использование при обработке данных, полученных в эксперименте ПАМЕЛА [1].

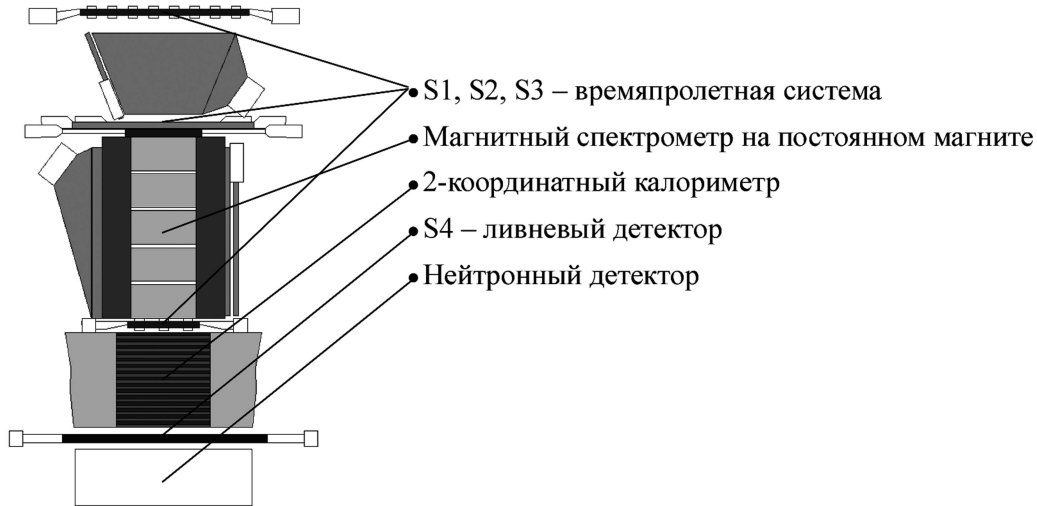


Рис. 1: Схематический вид спектрометра ПАМЕЛА.

Краткое описание спектрометра ПАМЕЛА. Спектрометр ПАМЕЛА состоит из нескольких детекторов разного типа, работающих по единой программе:

Времяпролетная система состоит из трех сцинтилляционных детекторов S1 (8 полос размером $330 \times 51 \times 7$ мм и 6 полос $408 \times 55 \times 7$ мм), S2 (по 2 полосы $180 \times 75 \times 5$ мм и $150 \times 90 \times 5$ мм), S3 (по 3 полосы $150 \times 60 \times 7$ мм и $180 \times 50 \times 7$ мм) и предназначена для определения заряда, направления прихода частицы и получения триггерного сигнала (рис. 1). Временное разрешение системы равно ~ 0.3 нс.

Микростриповый кремниевый магнитный спектрометр (трекер) состоит из шести координатно-чувствительных плоскостей стриповых детекторов площадью 161×131 мм и толщиной 300 мкм каждая. Высота спектрометра составляет 445 мм. Спектрометр помещен в магнитное поле $E = 0.43$ Тл, создаваемое постоянным магнитом.

Под трекером находится калориметр, который включает в себя 44 слоя кремниевых пластин стриповых детекторов размером 240×240 мм, расположенных попарно со взаимно перпендикулярными направлениями стрипов в плоскостях X и Y. Между каждыми двумя парами стриповых пластин находится слой вольфрама толщиной 2.3 мм. Общая толщина вольфрама соответствует 0.6 ядерной длины взаимодействия или 16.3 радиационным длинам.

Под калориметром расположен сцинтилляционный детектор S4, используемый для измерения энергии каскада, уносимой из калориметра и для выработки дополнительного триггерного сигнала. Ниже сцинтилляционного детектора S4 расположен детектор тепловых нейтронов (НД), состоящий из 36 счётчиков, наполненных He-3 и размещённых в 2 слоях. Для замедления нейтронов до тепловых энергий счётчики окружены полиэтиленом общей толщиной 10 см.

Кроме того, в составе спектрометра имеется система антисовпадений из нескольких сцинтилляторов. Система антисовпадений предназначена для выделения событий, приходящих вне апертуры спектрометра.

Все сцинтилляторы в спектрометре изготовлены из полистирола BicronBC-448M.

Запуск спутника “Ресурс ДК-1” со спектрометром ПАМЕЛА на борту состоялся 15 июня 2006 года. Работа спектрометра успешно продолжается по настоящее время.

Методика отбора электронов с $E > 50$ ГэВ. Нами было проанализировано два массива данных.

Первый массив данных включал в себя события с прохождением частицы в апертуре трекера и ее взаимодействие в первых 4-х слоях калориметра. При этом ось каскада в калориметре должна быть продолжением траектории частицы в треkere. Кроме того, ось каскада должна проходить как через верхнюю, так и через нижнюю плоскости калориметра.

Второй массив состоял из событий с прохождением частицы вне апертуры трекера и образованием каскада в первых 4-х слоях калориметра. Как и в первом массиве, ось каскада должна проходить через верхнюю и нижнюю плоскости калориметра.

Геометрические факторы спектрометра для событий первого и второго типа равны $20.5 \text{ см}^2 \text{ ср}$ и $610 \text{ см}^2 \text{ ср}$, соответственно.

Как уже говорилось выше, отношение потоков электронов (плюс позитроны) к полному потоку однозарядных частиц равно $W \approx 10^{-2}$ при энергиях до нескольких сотен ГэВ и $W \approx 10^{-3}$ при энергиях порядка 1 ТэВ. Задача состоит в том, чтобы отобрать только электронные (плюс позитронные) события. Ниже мы будем использовать выражение “поток электронов”, имея в виду суммарный поток электронов и позитронов.

Для выделения электронных событий были использованы следующие критерии отбора.

1. *Первичный отбор частиц по энергии.* Энергию частицы мы определяем по ее полному энергосодержанию в калориметре Q_{tot} . Величина Q_{tot} выражается в единицах энергии, соответствующих энергии минимально ионизирующих (однозарядных реляти-

вистских) частиц в калориметре (мип). Нами определено, что электроны с энергией $E_e = 1$ ГэВ в калориметре образуют каскад частиц с энерговыделением (276 ± 28) мип, а каскад от протонов с энергией $E_p = 1$ ГэВ – (92 ± 16) мип. Исходя из этого, энергия электронов определяется соотношением $E_e = Q_{\text{tot}}/276$, а энергия протонов – соотношением $E_p = Q_{\text{tot}}/92$, где E_e и E_p – энергия частицы в ГэВ, определённая по трекеру, а Q_{tot} – ее полное энерговыделение в калориметре, выраженное в мип. В рассмотрение включены события с энерговыделением в калориметре более 13000 мип ($E \geq 50$ ГэВ), в которых электромагнитный каскад начинается и заканчивается внутри калориметра.

2. *Отбор событий по величине заряда.* После отбора событий по энерговыделению в калориметре $Q_{\text{tot}} > 13000$ мип следует отбор событий по величине заряда частицы. Заряд определялся по энерговыделению в каждом из 6 слоев твердотельных стриповых детекторов трекера.

На рис. 2 приведено распределение числа событий с энерговыделением в детекторах трекера, усреднённым по всем слоям, для частиц с зарядом $Z = 1$ и $Z = 2$.

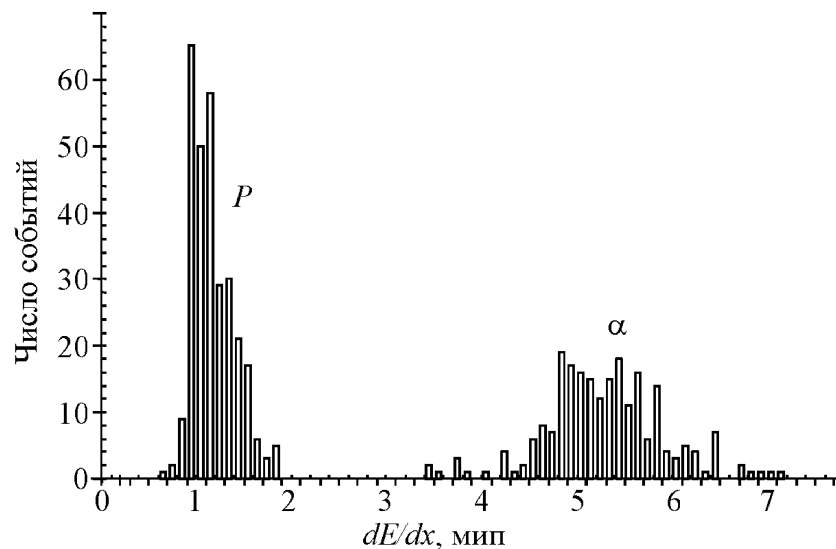


Рис. 2: Распределение числа событий со средним энерговыделением по всем слоям трекера для протонов ($Z = 1$; 536 событий) и для α -частиц ($Z = 2$; 416 событий).

Из рис. 2 видно, что в интервале значений $(dE/dx) = (2 - 3.5)$ мип ни одной частицы из 952 событий не наблюдается, где x – пробег, отнесенный к радиационной длине. Если мы выберем для частиц с $Z = 1$ величину $(dE/dx) < 2.5$ мип, то вероятность того, что частица с $Z = 1$ выделит $(dE/dx) > 2.5$ мип, будет не более $2 \cdot 10^{-3}$. Вероятность

попадания частиц с $Z = 2$ в область однозарядных частиц ($dE/dx < 2.5$ мип) составляет величину меньше $3 \cdot 10^{-3}$.

3. *Отбор событий по взаимодействию в первых 4-х слоях калориметра.* В калориметре толщина одного слоя вольфрама составляет $0.74X_o$, где X_o – радиационная единица, 4 слоя вольфрама дают $2.96X_o$. При прохождении $\sim 3X_o$ все электроны образуют электромагнитный каскад.

Часть протонов первичного потока к.л. также провзаимодействует в первых четырёх слоях калориметра и образует электронно-ядерные каскады. Так как толщина одного слоя калориметра составляет $0.027\lambda_o$, где λ_o – есть пробег протона до ядерного взаимодействия в вольфраме, то 10% протонов, проходящих через трекер и падающих на калориметр, провзаимодействуют в первых 4 слоях калориметра.

На рис. 3 представлено энерговыделение (мип) в первых 4-х слоях калориметра от протонов и электронов Q_4 , как функция полного энерговыделения в калориметре Q_{tot} . Видно, что во всех представленных 1345 электронных событиях величины Q_4 оказываются более 30 мип. Для протонных событий, когда каскад начинается после 4-го слоя в калориметре, Q_4 имеют значения менее 30 мип. Из рассмотренных 122 протонных событий только 13 событий имеют значения Q_4 более 30 мип и оказываются выше прямой $Q_4 = 0.002 \cdot Q_{tot}$, ограничивающей массив электронных событий снизу, что означает, что в этих 13 событиях протоны прореагировали в первых 4-х слоях калориметра. Это составляет $\sim 11\%$ от общего числа рассмотренных протонных событий.

Обозначим через K_1, K_2, \dots , коэффициенты режекции (исключения) протонов в каждом методе отбора. Тогда соотношение потоков электронов и электронов и протонов после режекции W' запишем в виде:

$$W' = \frac{J_e}{(K_1 K_2 \dots) J_p + J_e}.$$

Нам нужно найти такие критерии отбора электронных событий, чтобы величина W была близка к 1. Отбор событий по взаимодействию однозарядных частиц в первых 4-х слоях калориметра дает $K_1 = 0.1$, и мы имеем соотношение потоков $W \approx 10^{-1}$ при энергиях менее нескольких сотен ГэВ и $W \approx 10^{-2}$ при энергиях порядка 1 ТэВ.

4. *Режекция протонов за счет различия в энерговыделении протонов и электронов при их взаимодействии с ядрами в калориметре.* При ядерном взаимодействии частиц в веществе на образование каскада первичный протон отдаёт только треть своей энергии. Поэтому при рассмотрении каскадов от электронов и протонов с одинаковым энерговыделением в калориметре, мы имеем дело с разными энергетическими диапазонами

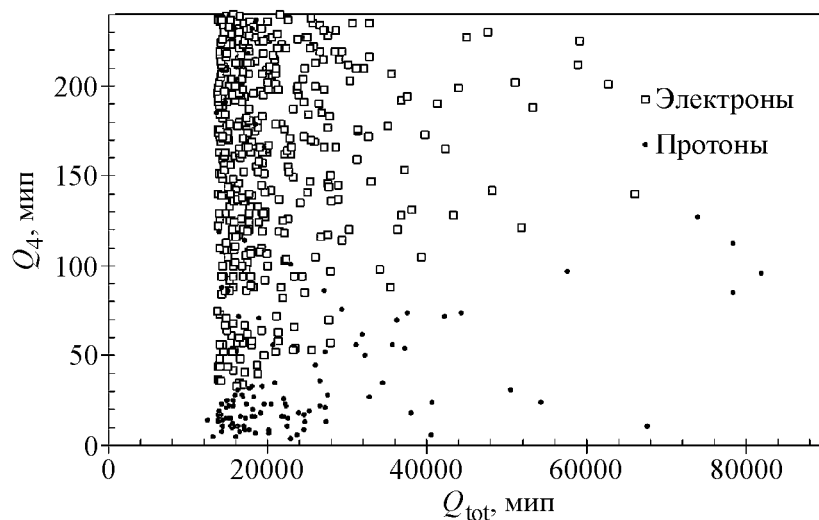


Рис. 3: Зависимость энерговыделения в первых четырех слоях Q_4 от Q_{tot} для электронов (открытые квадраты, 1345 событий) и для протонов (черные точки, 122 события).

этих частиц. В среднем электрон будет иметь энергию в 3 раза меньше, чем протон.

Учитывая показатель спектра протонов ($\gamma = -2.7$), мы получим для одинаковых энерговыделений в каскадах от протонов уменьшение потока протонов в $3^{2.7} \approx 20$ раз или $K_2 = 0.05$. Соотношение потоков электронов и протонов при энергиях менее нескольких сотен ГэВ после отбора по двум критериям K_1 и K_2 составит $W' \approx 0.7$ и $W' \approx 0.15$ при энергиях порядка 1 ТэВ.

5. *Отбор электронных событий по количеству нейтронов.* При возникновении электромагнитного каскада от электрона или позитрона в калориметре образуется небольшое количество нейтронов с энергиями $E_n = (6 - 25)$ МэВ за счет фотоядерных реакций γ -квантов в вольфраме (так называемый “гигантский резонанс”) [3, 4]. При ядерном взаимодействии протона с ядром вольфрама образуются вторичные ядерно-активные частицы (в основном пионы), происходит возбуждение и распад ядра – мишени. При распаде возбужденного ядра (в нашем случае ядра вольфрама) образуется значительное число испарительных нейтронов с энергией $E_n = (10 - 20)$ МэВ [5, 6].

Для разделения ядерных и электромагнитных каскадов в калориметре, образуемых протонами и электронами, используется зависимость числа зарегистрированных в событии нейтронов как функции энерговыделения в калориметре (см. рис. 4).

На рис. 4 видно, что прямая $N_n = 3.15 \cdot 10^{-5} \cdot Q_{\text{tot}} + 2$ достаточно хорошо разделяет

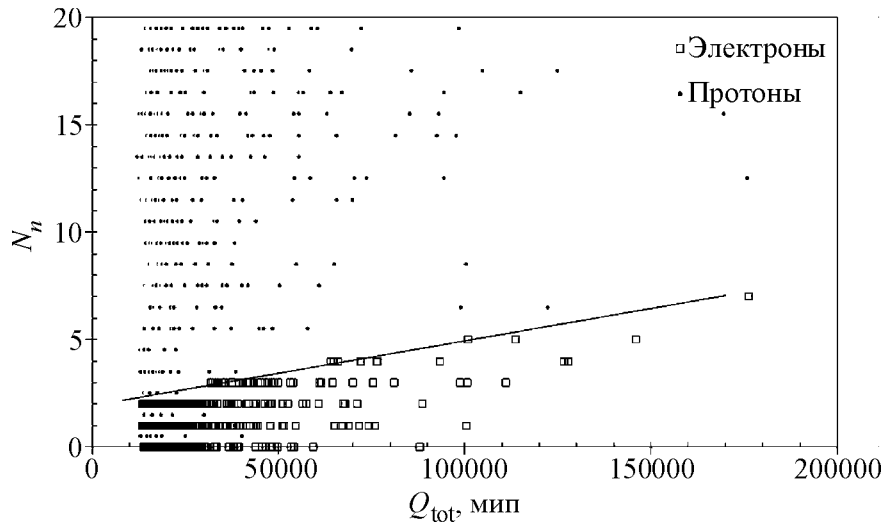


Рис. 4: Зависимость числа зарегистрированных нейтронов N_n от энергосвечения в калориметре Q_{tot} для электронов (открытые квадраты, 1345 событий) и протонов (черные точки, 638 событий). Прямая линия $N_n = 3.15 \cdot 10^{-5} \cdot Q_{\text{tot}} + 2$ показывает разделение электронов и протонов.

электронные и протонные события. Из рассмотренных данных получается, что для событий с энергосвечениями менее 30000 мип в число электронов попадает $\sim 7\%$ от числа протонов ($K_3 = 0.07$). При энергиях же выше 30000 мип – не выше 1%, т.е. $K_3 = 0.01$.

Таким образом, при энергиях до 100 ГэВ целесообразно, кроме числа нейтронов, учитывать и знак кривизны траектории частицы в магните. Для частиц с $E < 100$ ГэВ знак кривизны траектории определяется достаточно надежно. Для частиц с $E > 100$ ГэВ знак кривизны траектории определяется недостаточно надежно и отбор электронных событий следует производить по количеству зарегистрированных в событии нейтронов.

После использования трех критериев получаем, что для энергий электронов менее нескольких сотен ГэВ величина $W' \approx 0.97$, а для энергий электронов более нескольких сотен ГэВ величина становится $W' \approx 0.95$.

6. *Отбор электронных событий по асимметрии каскадной кривой.* При вычислении энергии первичной частицы, вызвавшей ливень в калориметре, используется аппроксимация каскадной гистограммы функцией:

$$Q(x) = Q_{\text{max}} \cdot \exp(-2 \cdot (x - x_{\text{max}})^2 / (d \cdot (x + k \cdot x_{\text{max}}))),$$

где $Q(x)$ – значение энергосвечения (мип) в слое x калориметра, x_{max} – точка макси-

мума каскадной кривой и Q_{\max} – энерговыведения (мип) в этой точке, b и k – параметры каскадной кривой, определяемые итерационной аппроксимацией методом наименьших квадратов. Исходная энергия частицы находится из полной площади под каскадной кривой. Асимметрией считаем величину отношения площади под кривой от ее начала до максимума (включая максимум) к площади под кривой от ее максимума (не включая максимум) до конца. На рис. 5 показана зависимость асимметрии для электронов и для протонов, как функция Q .

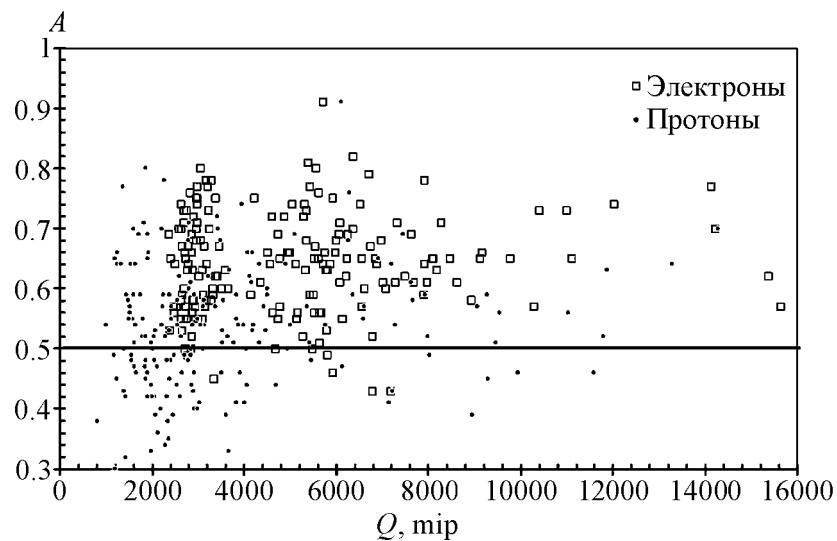


Рис. 5: Зависимость асимметрии A для электронов (открытые квадраты, 88 событий) и для протонов (черные точки, 197 событий), как функция Q .

Из полученных данных по асимметрии менее 3% событий для электронов имеют асимметрию A меньше значения 0.5. При этом 65% протонов имеют асимметрию более 0.5. Т.е. коэффициент режекции $K_4 = 0.65$.

7. *Отбор событий в апертуре калориметра (без трекера).* Для увеличения числа событий в области энергий выше $E > 350$ ГэВ используем события, не попадающие в аперттуру трекера, но проходящие через верхний и нижний слои калориметра. В данном случае мы не можем определить заряд частицы, но за счет увеличения геометрического фактора в ~ 30 раз увеличиваем число отобранных частиц.

Для надежного определения энергии электронов необходимо, чтобы в калориметре наблюдался максимум каскадной гистограммы, а сам каскад начинался в калориметре не глубже 4-го слоя вольфрама. Во всех этих событиях, как показано выше, хорошо работают критерии отбора по взаимодействию в первых 4 слоях калориметра и по числу

зарегистрированных нейтронов. Кроме того, как можно заметить по графику на рис. 6, для ядер с зарядом $Z \geq 2$, количество регистрируемых в таких событиях нейтронов существенно больше, чем для протонов, и необходимость в отдельном определении величины заряда практически отпадает.

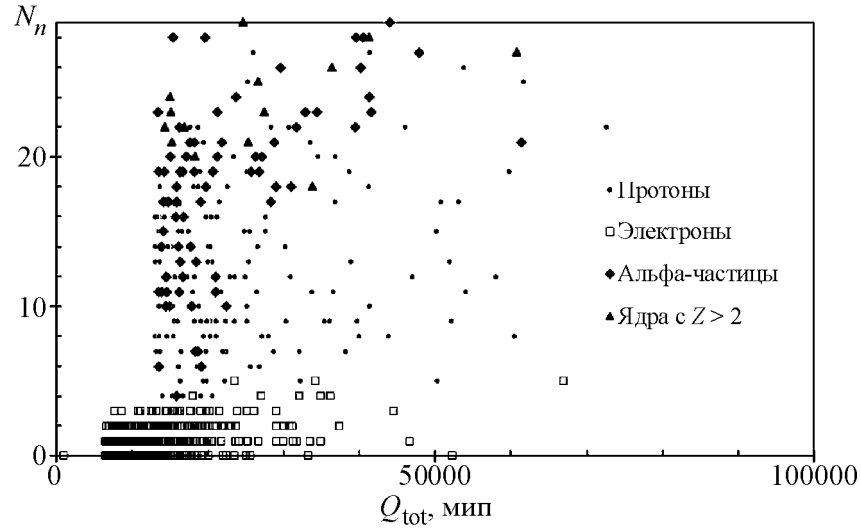


Рис. 6: Зависимость числа нейтронов N_n для электронов (открытые квадраты, 657 событий), для протонов (черные точки, 192 события), для альфа-частиц (черные ромбы, 140 событий) и для тяжелых ядер (черные треугольники, 90 событий) как функция Q_{tot} .

Заключение. Используя отбор событий по вышеприведенной методике, удастся получить уверенное разделение потоков электронов и протонов.

Коэффициент режекции для электронов с энергией менее 30000 мип равен $K_{<30000} = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \cdot K_4 = 0.1 \cdot 0.05 \cdot 0.07 \cdot 0.65 \approx 2.3 \cdot 10^{-4}$. Соотношение $W' = J_e / (K_1 K_2 K_3 K_4 J_p + J_e)$ составит 0.98. Это означает, что в области энергий менее нескольких сотен ГэВ загрязнение потока электронов и позитронов протонами составит не более 2%.

Коэффициент режекции для энергий выше 30000 мип, соответственно, равен $K_{>30000} = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \cdot K_4 = 0.1 \cdot 0.05 \cdot 0.01 \cdot 0.65 \approx 3.2 \cdot 10^{-5}$. Соотношение $W' = J_e / (K_1 K_2 K_3 K_4 J_p + J_e)$ составит 0.97, т.е. загрязнение потока электронов и позитронов протонами составит на энергиях выше нескольких сотен ГэВ будет $\sim 3\%$.

Таким образом, представленный алгоритм отбора электронов и позитронов из общего числа частиц обеспечивает надежную режекцию протонов и других частиц от электронов и позитронов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] P. Picozza et al., *Astroparticle Physics*, 27:296-315, 2007.
doi: 10.1016/j.astropartphys.2006.12.002. <http://pamela.roma2.infn.it/>
- [2] В. И. Ермаков, Ю. И. Стожков, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, № 3, 9 (2003).
- [3] А. Лейн, Р. Томас, *Теория ядерных реакций при низких энергиях*, М., 1960.
- [4] Дж. Левинджер, *Фотоядерные реакции*, пер. с англ., М., 1962.
- [5] В. С. Мурзин, *Физика космических лучей* (М., Изд-во МГУ, 1970).
- [6] Ю. М. Широков, Н. П. Юдин, *Ядерная физика*, М., 1972.

Поступила в редакцию 22 мая 2012 г.