

УДК 524.1

МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ШИРОКОМ КАЛОРИМЕТРЕ ПАМЕЛА

А. А. Квашнин^{1,2}, А. Н. Квашнин¹

В данной работе для разделения электронных и протонных каскадов в калориметре при энергиях больше 300 ГэВ предлагается использовать различие в длине поглощения каскадов от этих частиц. Исследована возможность использования предлагаемого критерия для режекции адронных событий при отборе электронных каскадов калориметра “ПАМЕЛА”. Дана оценка эффективности и границ применимости данного метода разделения.

Ключевые слова: калориметр, каскады, выделение электронов, методика.

Введение. При измерениях спектров частиц космических лучей в области энергий до $\sim 10^{13}$ эВ используются калориметры изображения. Возможности определения заряда и жёсткости при измерении спектров заряженных частиц с применением треков ограничиваются энергиями 200–300 ГэВ. При энергиях более 300 ГэВ необходимо использовать данные только калориметра изображения. Для увеличения коэффициента режекции протонов и ядер из общего потока заряженных частиц и выделения чистых электронных и позитронных событий, используя широкий калориметр спектрометра “ПАМЕЛА”, необходимы были, к использованным ранее, дополнительные критерии (широким калориметр будем называть, когда частицы проходят через верхнюю и нижнюю плоскости калориметра). В качестве одного из таких критериев при энергиях больше 300 ГэВ предлагается использовать различие в длине поглощения в электронных и адронных каскадах.

Современные спектрометры имеют в своем составе калориметры толщиной до нескольких десятков радиационных единиц, которые представляют собой несколько слоев твердотельных, стриповых детекторов, имеющих высокое пространственное разрешение (вплоть до нескольких мкм). Калориметр спектрометра “ПАМЕЛА” состоит из 22-х слоёв скрещенных стриповых детекторов (ширина стрипов 2.4 мм), прослоенных

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kvashninan@lebedev.ru.

² МФТИ, 141701 Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

вольфрамовыми пластинами. Из-за малости геометрического фактора ($21.6 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$) для трекерных событий и возможностей самого трекера мы можем получить надёжные точки в спектре электронов только до нескольких сотен ГэВ [1, 2]. Для увеличения статистики и расширения спектра в сторону больших энергий можно сделать отбор в широком калориметре электронных событий, полученных по триггеру калориметра. Геометрический фактор при таком отборе составляет $421.6 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$. В связи с конечной толщиной калориметра (16 радиационных единиц) энергия первичной частицы выделяется в нём не вся, часть энергии выносится за пределы калориметра. Поэтому энергия проходящей частицы определяется по кривой аппроксимации продольного профиля экспериментально полученного каскада, определяемой выражением вида:

$$N(x) = N_m \cdot \exp[-2 \cdot (x - x_m)^2 / (d \cdot (x + k \cdot x_m))],$$

где N_m и x_m – величина максимума в мипах (минимально ионизирующих частиц, мип) и номер слоя расположения максимума каскада в калориметре соответственно, d и k – параметры [3].

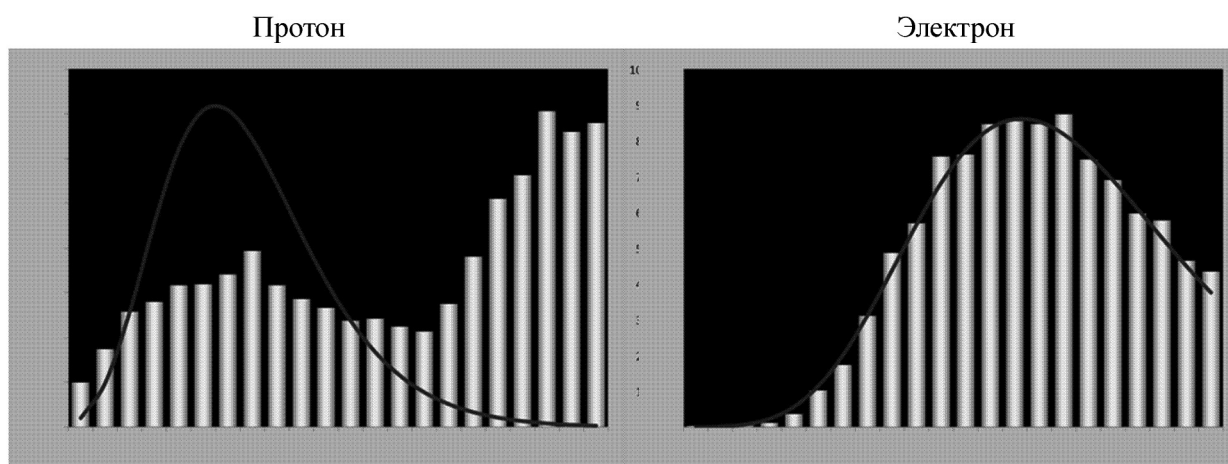


Рис. 1: Протонный каскад со вторичным взаимодействием (слева) и электронный каскад (справа).

Надо заметить, что так как калориметр “ПАМЕЛА” имеет 44 слоя стриповых детекторов, то продольный разрез экспериментального каскада описывается достаточно подробно, и это позволяет производить также визуальный отбор частиц для выделения электронных событий из общего потока заряженных частиц по виду каскада, предварительно промоделировав различные наложения каскадов первого и вторичных взаимодействий в адронных событиях. На рис. 1 в качестве наглядного примера показаны

экспериментально полученные в калориметре “ПАМЕЛА” картинки электронного каскада и протонного каскада со вторичным взаимодействием, на которых хорошо видны различия в их форме.

В результате ядерного взаимодействия адронов в калориметре рождаются пионы. Заряженные пионы могут снова взаимодействовать в калориметре и дать новые электромагнитные каскады, которые накладываются на первичный каскад и удлиняют участок после максимума продольного профиля каскада. В электронных каскадах такого удлинения нет и можно использовать это различие для выделения электронов из общего потока заряженных частиц.

Рассмотрим процесс поглощения энергии каскада на примере калориметра спектрометра “ПАМЕЛА”.

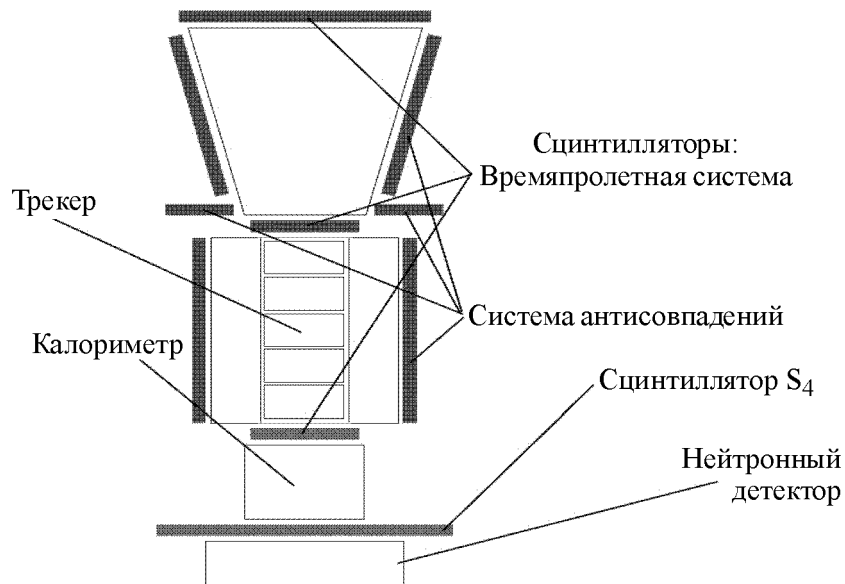


Рис. 2: Блок-схема детекторов спектрометра “ПАМЕЛА”.

Общий вид спектрометра “ПАМЕЛА” приведен на рис. 2 и подробно описан в работе [1]. Из всего комплекса детекторов “ПАМЕЛА” для определения спектра электронов обычно мы используем данные трекера, находящегося в поле постоянного магнита с $B = 0.48$ Тл, данные калориметра изображений и данные нейтронного детектора. В настоящей работе мы использовали данные только калориметра и нейтронного детектора с ливнями, дающими энерговыделение в калориметре более 50000 мип, оси которых проходят через верхнюю и нижнюю плоскости калориметра.

Калориметр спектрометра “ПАМЕЛА” построен на основе микроstriповых детекторов и 22 вольфрамовых слоёв толщиной по 7 мм (0.73 радиационных единиц) каждый. Каждый слой вольфрама сверху и снизу имеет твердотельные кремниевые пластины со striпами, позволяющими получить пространственное разрешение 20 мкм. Полная толщина калориметра составляет 16 радиационных единиц [1, 2].

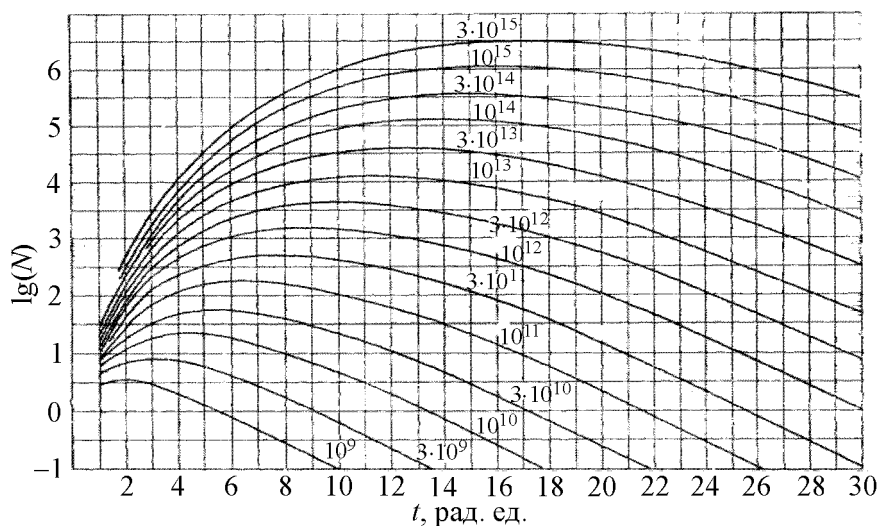


Рис. 3: Электромагнитный каскад от электронов. Моделирование, основанное на теоретических расчетах [7]. Цифры около каждой кривой обозначают энергию первичного электрона в эВ.

Теоретические предпосылки. Выбор аппроксимирующей функции. Электроны больших энергий, проходя через вещество, теряют свою энергию преимущественно на излучение гамма-квантов (тормозное излучение), которые дают начало электромагнитному каскаду. На спадающей части каскада идет поглощение частиц по экспоненциальному закону $N = N_0 \cdot \exp(-t/t_0)$, где t_0 – длина поглощения каскада в радиационных единицах длины поглощения, а N_0 – параметр, характеризующий максимальное число частиц и пропорциональный суммарному энергосвободению. На рис. 3 представлены каскадные кривые для различных энергий, полученные расчётным путём [5]. Кривые на рис. 3 представляют зависимость в полулогарифмическом масштабе числа электронов в каскаде от глубины t вещества. Цифры около каждой кривой обозначают энергию первичного электрона в эВ. На рис. 3 видно, что участки каскадных кривых после максимума каскада по форме близки к прямой линии и могут быть аппроксимированы линейной зависимостью $\ln(N) = a \cdot t + b$ [6], где параметр $b = \ln(N_0)$ определяет вертикальное смещение графика, а параметр $a = -1/t_0$ – наклон аппроксимирующей прямой.

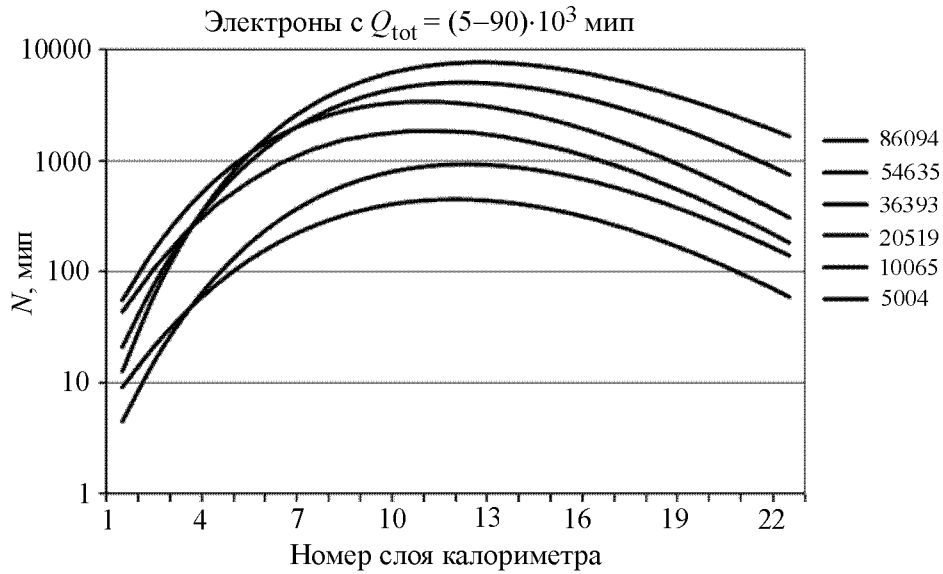


Рис. 4: Электромагнитные каскады в калориметре “ПАМЕЛА” от электронов с разными полными энерговыделениями, указанными справа в единицах мип.

Разницу в наклонах (длине поглощения) каскадных кривых после максимума в каскадах от электронов и протонов можно видеть на рис. 4 и 5. Для получения рисунков из данных калориметра “ПАМЕЛА” было отобрано и проанализировано по 10 событиям для

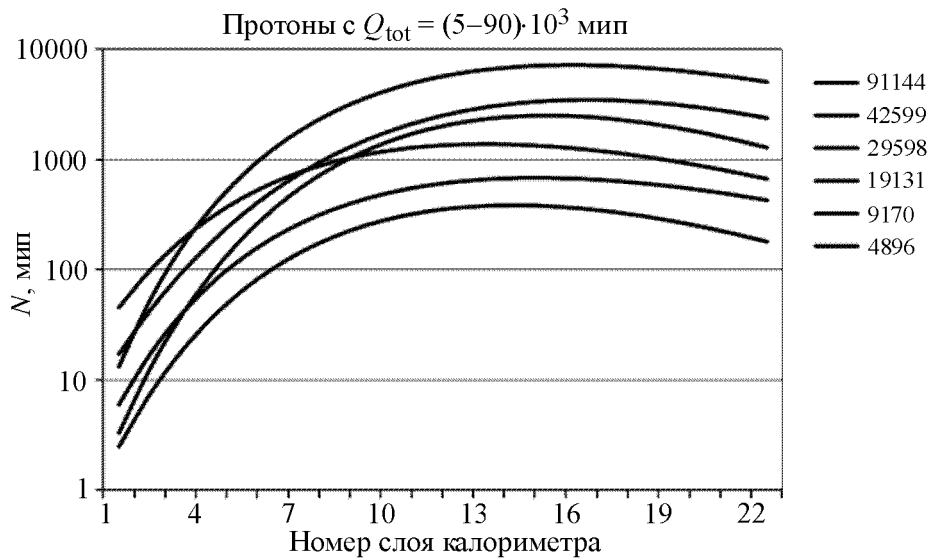


Рис. 5: Каскады от протонов в калориметре “ПАМЕЛА” с разными полными энерговыделениями, указанными справа в единицах мип.

электронов и протонов в каждом из 6-ти интервалов энергий в диапазоне 15–350 ГэВ или в интервале полного энерговыделения $Q_{\text{tot}} = 5000 - 90000$ мип.

Сравнение длины поглощения каскадов от электронов и протонов по данным калориметра “ПАМЕЛА”. Для исследования длины поглощения каскада в калориметре были взяты отобранные по трекеру однозарядные частицы, имеющие жёсткость не менее 10 ГВ и проходящие в апертуре телескопа “трекер+калориметр”. Отбирались частицы, которые давали начало каскада в первых 4-х слоях калориметра, а траектории частиц в трекаре и оси каскадов в калориметре являлись продолжением друг друга.

Основной задачей данного анализа было вычисление и сравнение угла наклона кривой $\ln(N)$ в зависимости от t каскада для электронных и протонных событий в калориметре. Угол наклона определялся на “прямолинейном” участке (в полулогарифмическом масштабе) каскадов после максимума.

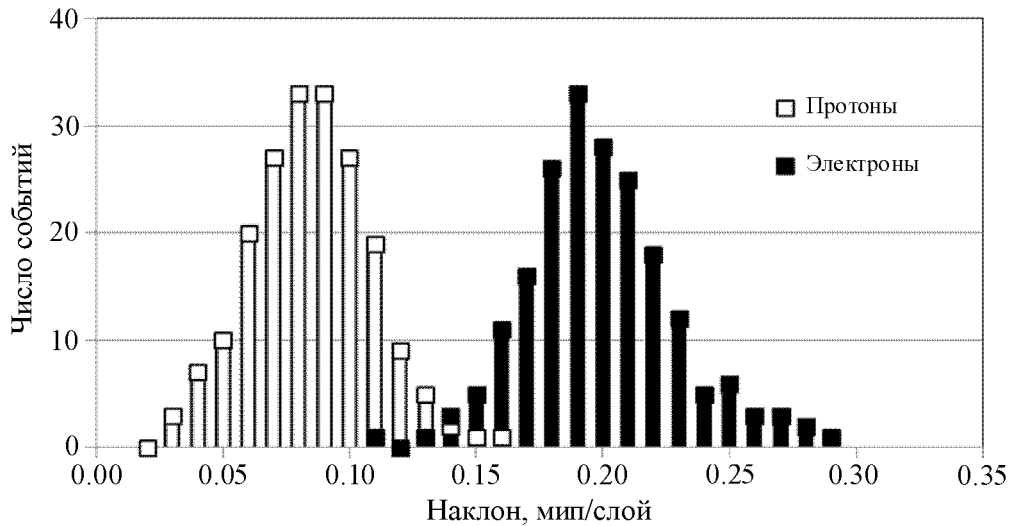


Рис. 6: Распределение по наклону спада каскадов (кривых $\ln(N)(t)$) от электронов и протонов.

Полученные результаты, после обработки 200 событий для протонов и 200 событий для электронов, приведены в виде распределения на рис. 6. На рисунке видно хорошее разделение между электронами и протонами по этому параметру.

Т а б л и ц а 1

Средние значения тангенсов углов наклона кривых $Ln(N)(t)$ в минах на слой

	Электроны	Протоны
Среднее значение, $1/t_0$	0.214	0.089
Стандартная ошибка среднего	0.011	0.008

Или,

Т а б л и ц а 2

Длина поглощения в радиационных единицах

	Электроны	Протоны
Среднее значение	3.4	8.2
Стандартная ошибка среднего	0.2	0.8

Коэффициент режекции по этому критерию составляет $k = 0.025$.

В табл. 1 приведены средние значения тангенсов углов наклона спада каскадных кривых электронных и протонных событий, полученные из распределений на рис. 5.

Есть ограничение применения критерия, которое состоит в том, что нельзя использовать каскады, максимум которых находится дальше 16-го слоя калориметра, так как из-за короткого “линейного” участка возникают большие неопределённости в определении величины спада.

Эффективность отбора электронов $W_{e/p}$ по калориметру и нейтронному детектору можно получить из следующего выражения [7]:

$$W_{e/p} = \frac{N_e}{N_e + N_p \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \cdot k_4 \cdot k_5},$$

где k_1 – критерий отбора по взаимодействию в 1-х четырёх слоях, k_2 – критерий отбора по сдвигу спектра, k_3 – критерий отбора по нейтронам, k_4 – критерий отбора по длине спада, k_5 – визуальный критерий отбора.

Коэффициенты k_1 , k_2 , и k_3 были получены в [4, 7], полученный нами $k_4 = 0.025$, а коэффициент визуального отбора составляет примерно 0.2. Полный коэффициент отбора составляет $2.7 \cdot 10^{-5}$.

Выводы. Таким образом, использование дополнительного критерия различия в длине поглощения в электронных и адронных каскадах в калориметре позволяет получать данные по спектру электронов примерно до 2–3 ТэВ, с коэффициентом режекции адронов $\approx 2.7 \cdot 10^{-5}$.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-02-00688а).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] P. Picozza et al., (PAMELA Collaboration) PAMELA, *Astroparticle Physics* **27**, 296 (2007). DOI: 10.1016.
- [2] Mirko Boezio et al., (PAMELA Collaboration), *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **487**, 407 (2001). DOI: 10.1016/S0168-9002(01)02186-6.
- [3] А. А. Квашнин, Ю. И. Стожков, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **40**(1), 33 (2013). DOI: 10.3103/S1068335613010053.
- [4] Ю. И. Стожков, С. В. Викторов, А. А. Квашнин и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **43**(3), 27 (2016). DOI: 10.3103/S1068335616030040.
- [5] С. З. Беленький, И. П. Иваненко, *УФН*, **LXIX**(4), 1959. DOI: 10.3367/UFN.0069.195912c.0591.
- [6] Е. А. Мурзина, *Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом* (Москва, 2007). <http://window.edu.ru/resource/784/74784/files/murzina.pdf>
- [7] А. А. Квашнин, А. Н. Квашнин, Ю. И. Стожков, *Изв. РАН, сер.физ.*, **81**(4), 439 (2017). DOI: 10.3103/S1062873817040293.

Поступила в редакцию 17 декабря 2019 г.

После доработки 23 марта 2020 г.

Принята к публикации 24 марта 2020 г.