

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КАСКАДА ЧАСТИЦ, ИНИЦИИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОНАМИ И ПРОТОНАМИ, В ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОМ КАЛОРИМЕТРЕ

С. В. Борисов, С. А. Воронов, А. В. Карелин, С. А. Колдобский, М. Ф. Рунцо

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва

В данной работе представлены методы по восстановлению оси ливня и методы оценки геометрического положения начала развития ливня, развившегося в «тонком» дискретном позиционно-чувствительном калориметре при регистрации электронов и протонов. Для этой цели использовано моделирование методом Монте-Карло прохождения электронов и протонов в кремниевовольфрамовом калориметре, используемом в спутниковом эксперименте ПАМЕЛА. После незначительных изменений данные методы могут применяться и к калориметрам других типов.

In this work the report on several methods of shower axis reconstruction and methods of search for the starting point of the shower are presented. They were developed for «thin» sampling imaging calorimeters. For this purpose we used a Monte-Carlo simulation of interaction of electrons and protons with a silicon-tungsten calorimeter of PAMELA satellite-borne experiment. After some adaptation, these methods could be applied for different types of calorimeters.

PACS: 29.40.Vj

ВВЕДЕНИЕ

Калориметры широко используются в физике элементарных частиц для определения типа и энергии частиц, а также для позиционных измерений (например, определения направления прилета частицы) [1]. Конструктивно они представляют собой блоки вещества, в объеме которых частицы при прохождении теряют свою энергию посредством взаимодействий различных типов, в результате чего, как правило, образуются каскады вторичных частиц. Таким образом, калориметры должны обеспечивать потерю частицей энергии и возможность измерения величины этой энергии. Та часть калориметра, где происходят потери энергии, называется пассивной частью. В гомогенном калориметре поглощение и измерение энергии происходит в одном блоке вещества калориметра, в дискретном (гетерогенном) калориметре поглощение и измерение энергии происходит в чередующихся между собой пассивных и детектирующих слоях вещества [2].

Ливни, инициированные адронами, более сложные по структуре, чем вызванные электронами. Помимо электромагнитных в процесс развития адронного ливня вовлечены

сильные взаимодействия. Энергетическое разрешение в случае измерения энергии адронов в калориметре гораздо хуже, чем энергетическое разрешение для электронов, из-за больших флуктуаций первого взаимодействия, утечек энергии из калориметра и возбуждения ядер вещества калориметра. Помимо всего, долгоживущие частицы (K_s , K_L , Λ и др.) могут покидать физический объем калориметра до своего распада или взаимодействия с его веществом. По этим причинам для измерений энергий адронов требуются более толстые калориметры [3].

Однако калориметры, применяющиеся в различных экспериментах, отличаются не только по толщине активного вещества, но и по своим конструктивным особенностям, определяемым целями эксперимента [4], так для определения направления прилета частицы калориметр должен обладать возможностью позиционно-чувствительных измерений.

Данная работа описывает методы, которые могут быть использованы для определения оси развития ливня в калориметре (а следовательно, для определения направления прилета частицы), а также методы, с помощью которых можно оценить место начала ливня в физическом объеме калориметра на примере тонкого позиционно-чувствительного калориметра, использующегося в эксперименте ПАМЕЛА [5].

Эксперимент ПАМЕЛА — это космофизический эксперимент, проводящийся в настоящее время на борту ИСЗ Ресурс ДК1, выведенного на околоземную эллиптическую орбиту высотой 350–610 км 15 июня 2006 г. Основными научными задачами эксперимента являются прецизионные измерения состава и энергетического спектра частиц космического излучения в околоземном пространстве в широком диапазоне энергий. В состав научного оборудования помимо калориметра входят: система измерения времени пролета [6], магнитный спектрометр [7], ливневой сцинтилляционный детектор [8], нейтронный детектор [9] и система детекторов антисовпадений [10]. Общий вид прибора представлен на рис. 1.

Калориметр в эксперименте ПАМЕЛА [11] (рис. 2) позволяет измерять энергию, выделяемую провзаимодействовавшими в нем частицами, и определять их тип (отделять электроны и позитроны от ядерно-активных частиц — в основном протонов, так как их поток составляет $\sim 90\%$ от общего потока частиц космического излучения) по картине их взаимодействия. Точность идентификации типа частицы прямо зависит от количества измеряемых параметров каскада вторичных частиц, инициированного в калориметре. Последним и определяется конструкция калориметра ПАМЕЛА.

Он состоит из 44 плоскостей кремниевых стриповых детекторов и из чередующихся с ними 22 слоев вольфрамового поглотителя. Одна кремниевая плоскость калориметра включает в себя девять детекторов, каждый из которых состоит, в свою очередь, из 32 стрипов с шагом 2,4 мм. Площадь чувствительной поверхности плоскости около 24×24 см. Стрипы расположены в двух последующих плоскостях взаимно перпендикулярно (вдоль осей X и Y , их направление обозначено в правой нижней части рис. 1), что дает возможность регистрировать развитие ливня в двух проекциях. Каждый вольфрамовый слой имеет толщину 0,26 см, которая соответствует 0,74 радиационной длины. Таким образом, полная толщина калориметра составляет примерно 16,3 радиационной длины (около 0,6 ядерной длины). При прохождении высокоэнергетической частицы (с энергией больше 100 ГэВ) часть ливня будет выходить из физического объема калориметра. Это справедливо как для электронов, так и для протонов вследствие того, что адроны также будут инициировать в основном только электромагнитные ливни, так как

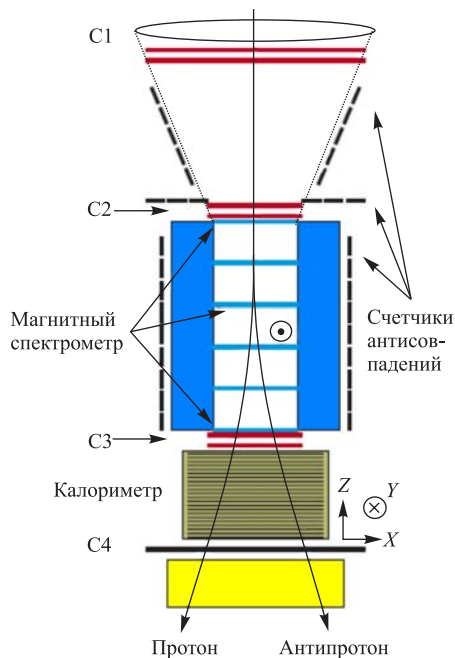


Рис. 1. Общий вид прибора ПАМЕЛА



Рис. 2. Общий вид калориметра ПАМЕЛА

при толщине калориметра менее одной ядерной длины в нем будут возникать лишь одно или, реже, два ядерных взаимодействия. Однако большое количество стриповых детекторов вместе с большим динамическим диапазоном электроники позволяют с хорошей точностью восстановить топологическую картину развития ливня в калориметре.

Таким образом, данный калориметр представляет собой отличный инструмент для определения характеристик каскада вторичных частиц [12].

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ОСИ ЛИВНЯ

Восстановление оси ливня, развившегося в калориметре при прохождении через него высокоэнергетической частицы, не только важно для определения направления ее прилета в прибор, как отмечалось ранее, но также имеет непосредственное отношение к определению других параметров, знание которых необходимо как для определения величины первичной энергии частицы (энергии частицы до начала взаимодействия в активном веществе калориметра), так и для идентификации типа частицы. Этим параметром может быть, например, величина энерговыделения в цилиндре радиусом в один мольеровский с осью, совпадающей с осью ливня [13, 14].

Мы рассмотрим и сравним между собой два различных метода восстановления оси ливня, разработанных на основе моделирования взаимодействия частиц с калориметром спектрометра ПАМЕЛА с помощью программного пакета GEANT [15]. Были смоделированы электроны и протоны в диапазоне энергий от 15 ГэВ до 3 ТэВ, падающие

под углами не более 20° к вертикали прибора. Для восстановления оси ливня используется положение центра тяжести энерговыделений ливня частицы в каждой плоскости из некоторого набора плоскостей в калориметре. Так как каждая кремниевая плоскость разделена на стрипы, то положение оси ливня в X - или Y -плоскости ($i = 1, \dots, 22$) определяется как центр тяжести \bar{x}_i энерговыделений во всех 96 стрипах данной плоскости E_j [16], j — номер стрипа в плоскости:

$$\bar{x}_i = \frac{\sum_j x_{ij} E_j}{\sum_j E_j}. \quad (1)$$

Было установлено, что для электронов оптимально использовать плоскости, начиная с $n_{\min} = 4$ (из 22 плоскостей соответственно для каждой проекции — X и Y). Этот выбор обусловлен тем, что начиная с этого момента электромагнитный ливень, инициированный электроном, является достаточно мощным для того, что бы можно было определять центр тяжести \bar{x}_i с хорошей точностью. Для протонов оптимально, по этой же причине, использовать положения центров тяжести начиная с той плоскости n_{\min} , в которой они инициируют ливень (критерии начала развития ливня будут рассмотрены ниже в разделе о характеристиках начала ливня).

Чтобы учесть случаи, когда ливень заканчивается в объеме калориметра, необходимо определить также ту плоскость, ниже которой уже нецелесообразно использовать данный метод восстановления оси ливня, так как известно, что при затухании ливня, когда средняя энергия частиц в каскаде становится сравнительно небольшой, возможно значительное отклонение центра тяжести энерговыделения от траектории первичной частицы. Рассматриваемый калориметр является «тонким» для ядерно-активных частиц, поэтому в случае возникновения ливня при прохождении протона с энергией больше нескольких десятков ГэВ он не успевает «затухнуть» в объеме калориметра.

Следовательно, для ливня, вызванного адроном в калориметре, можно использовать все плоскости вплоть до последней, а для ливня, инициированного электроном, необходимо определить плоскость с номером n_{\max} , до которой следует применять данный метод восстановления оси ливня. Было установлено, что номер плоскости n_{\max} является некой функцией полного энерговыделения в калориметре при прохождении электрона.

Функция имеет вид

$$n_{\max} = \left\{ N_p - N_0 \exp \left[- \left(\frac{E_{\text{tot}} - E_m}{E_0} \right)^\alpha \right] \right\}, \quad (2)$$

где $N_p = 22$ — полное количество плоскостей в каждой проекции, $N_0 = 11$; E_{tot} — величина полного энерговыделения в калориметре (в единицах тысяч mip , где mip — энергия, выделяемая при прохождении одной минимально ионизирующей частицы), $E_m = 4,0$, $E_0 = 43,4$, $\alpha = 0,716$. Данные параметры были подобраны эмпирически для оптимизации углового разрешения.

Точки пересечения плоскостей калориметра в каждой из проекций с осью ливня считаются в соответствии со следующим уравнением:

$$D = A \cdot i + B, \quad (3)$$

где D — номер стрипа, через который проходит восстановленная ось ливня в i -й плоскости; A и B — параметры. Так как данное уравнение описывает прямую, то в дальнейшем параметр будет называться наклоном оси ливня. Также вычисляется величина « χ^2 » (критерия согласия) для этой линейной аппроксимации оси ливня.

Было использовано два различных алгоритма для расчета оси ливня в соответствии с формулой (3). Первый из них основан на методе наименьших квадратов [17], второй — на методе взвешенных парных точек, суть которого будет изложена ниже.

В алгоритме, основанном на методе наименьших квадратов, параметры A и B вычислялись по следующим формулам:

$$A = \frac{\sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} x_i i \omega_i - \sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} x_i \omega_i \sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} i \omega_i}{\sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} i^2 \omega_i - \left(\sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} i \omega_i \right)^2}, \quad (4)$$

$$B = \frac{\sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} x_i \omega_i \sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} i^2 \omega_i - \sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} i \omega_i \sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} x_i i \omega_i}{\sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} i^2 \omega_i - \left(\sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} i \omega_i \right)^2}, \quad (5)$$

где x_i — положение центра тяжести энерговыделения для i -й плоскости из каждого набора плоскостей (22), ориентированных по осям X и Y (в стрипах), а ω_i являются весами, пропорциональными энерговыделению в соответствующих плоскостях, они определялись следующим образом:

$$\omega_i = \frac{E_i}{E_{N_{\text{tot}}}}, \quad (6)$$

где E_i — энерговыделение в i -й плоскости; $E_{N_{\text{tot}}}$ — полное энерговыделение в выбранном наборе плоскостей для восстановления оси ливня.

Далее, для оценки точности такого метода восстановления оси ливня, инициированного первичной частицей, были построены распределения величин углового разрешения $\Delta\theta = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}$, где θ_x, θ_y — отклонения восстановленной оси ливня в калориметре от истинной в плоскостях XZ и YZ соответственно (см. рис. 1). На рис. 3 представлены распределения величин углового разрешения для электронов энергий 80 и 1000 ГэВ, а на рис. 4 для сравнения представлены те же распределения, но уже в случае регистрации ливней протонов этих же энергий. Видно, что значение величины погрешности восстановления оси ливня, определяемое наиболее вероятным значением в распределении (максимум на рис. 3 и 4) при данной энергии частицы, уменьшается с ростом энергии первичной частицы. Также из рисунков можно видеть, что для протонов наиболее вероятное угловое разрешение оказывается больше, а само распределение более широким, чем для электронов.

В алгоритме, основанном на методе взвешенных парных точек, наклон оси ливня A (в той же самой системе координат, в которой он вычислялся при использовании метода наименьших квадратов) рассчитывается как средневзвешенное значение смещения центра тяжести энерговыделения во всех возможных парных сочетаниях плоскостей в данном

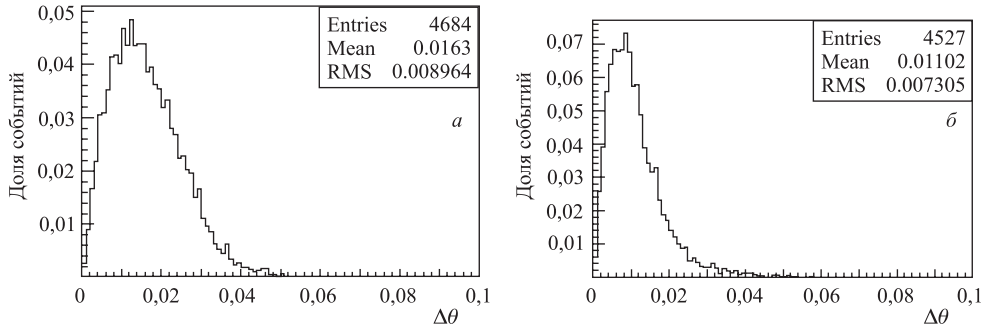


Рис. 3. Распределения углового разрешения $\Delta\theta$ для электронов 80 ГэВ (а) и 1000 ГэВ (б), полученные для метода наименьших квадратов

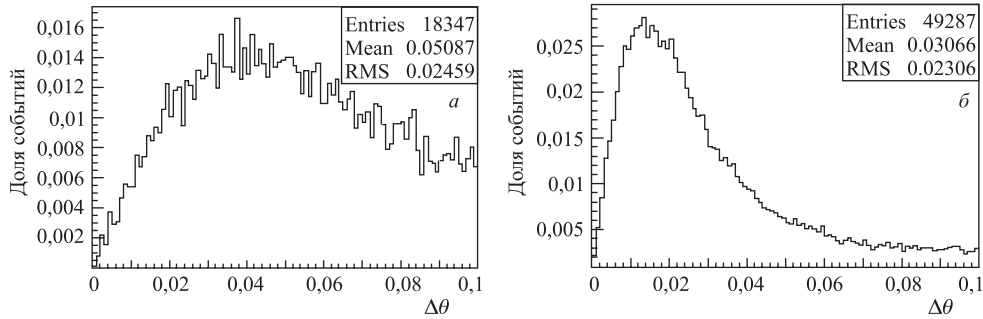


Рис. 4. Распределения углового разрешения $\Delta\theta$ для протонов 80 ГэВ (а) и 1000 ГэВ (б), полученные при восстановлении оси ливня методом наименьших квадратов

наборе по следующей формуле:

$$A = \left(\sum_{i=n_{\min}}^{n_{\max}} \sum_{j=n_{\min}+1}^{n_{\max}} A_{ij} w_{ij} \right), \quad (7)$$

где E_i и E_j — энергосодержание соответственно в i - и j -плоскостях; A_{ij} — наклон оси ливня, восстановленный по двум плоскостям i и j , который определяется как

$$A_{ij} = \frac{\bar{x}_j - \bar{x}_i}{j - i}, \quad (8)$$

а w_{ij} — веса, посчитанные по формуле

$$w_{ij} = \frac{E_i E_j}{\sum_{i=n_{\min}}^{n_{\max}} \sum_{j=n_{\min}+1}^{n_{\max}} E_i E_j}. \quad (9)$$

С коэффициентом A , вычисленным таким образом, считается средневзвешенное значение B . Для каждой плоскости i B_i вычисляется по формуле

$$B_i = \bar{x}_i - A \cdot i. \quad (10)$$

Затем вычисляется средневзвешенное значение B в соответствии с выражением

$$B = \sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} B_i \omega_i. \quad (11)$$

На рис. 5 для примера представлены распределения событий по величинам угловых разрешений $\Delta\theta$ для электронов энергий 80 и 1000 ГэВ, полученные с помощью данного метода. Как видно из рис. 3–5, точность определения оси ливня в случае использования метода наименьших квадратов получается несколько выше, чем при использовании метода средневзвешенных парных точек.

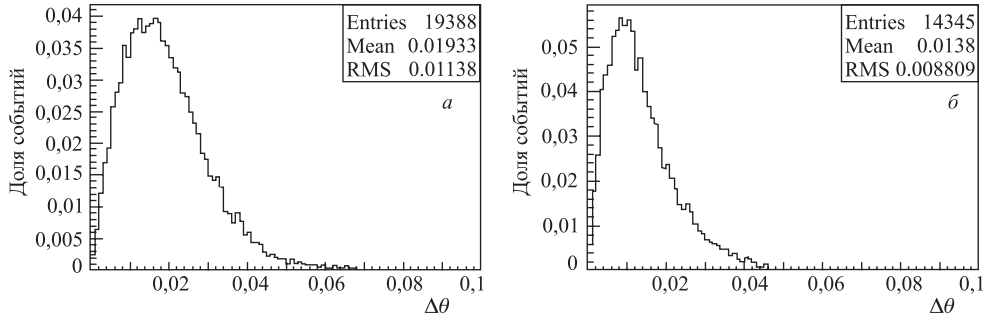


Рис. 5. Распределения углового разрешения $\Delta\theta$ для электронов 80 ГэВ (а) и 1000 ГэВ (б), полученные при восстановлении оси ливня методом взвешенных парных точек

Данные незначительные отличия, полученные при использовании различных методов, могут свидетельствовать о наличии физического ограничения максимально достижимого разрешения, определяемого энергонезависимыми флуктуациями в развитии ливня. Причем в случае восстановления оси ливня, инициированного в калориметре протоном, эти флуктуации более существенны, чем в случае ливня, инициированного электроном, что приводит к ухудшению углового разрешения.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХ НАЧАЛО РАЗВИТИЯ ЛИВНЯ

Начало развития ливня в калориметре, так же как и ось ливня, относится к тем характеристикам, которые используются при определении энергии частицы и их типа с помощью данных калориметра [13, 14].

Как упоминалось выше, в тонких калориметрах (толщиной менее 1 ядерной длины), к которым относится и калориметр спектрометра ПАМЕЛА в пределах физического объема калориметра, в случае прохождения адронов возникает только первое ядерное взаимодействие (с возможной долей взаимодействий второго поколения). Таким образом, из калориметра толщиной 0,6 ядерных длин первичный адрон и большинство заряженных пионов, рожденных в первом неупругом взаимодействии, выходят без вторичного взаимодействия. Нейтральные пионы, рожденные в том же самом первом взаимодействии, распадаются на два фотона, которые порождают электромагнитный каскад [18].

Поэтому изложенные ниже методы относятся к определению начала электромагнитного ливня, инициированного не только электронами, но и протонами.

Для оценки плоскости начала развития ливня был разработан критерий, который связан с некоторой величиной возрастания энерговыделения после прохождения частицей двух последующих слоев вольфрама калориметра (напомним, что один слой вольфрама соответствует 0,74 радиационной длины). На величины этих энерговыделений накладываются определенные условия. Они заключаются в том, что если величина энерговыделения в какой-либо плоскости (т. е. либо в X -, либо в Y -плоскости) превышает пороговое значение ε_1 , а в одной из плоскостей, располагающихся после следующего слоя вольфрама, величина энерговыделения превышает другое пороговое значение ε_2 , то тем самым фиксируется начало развития ливня. Данный критерий был выработан на основе анализа данных для протонов и электронов с энергией больше 20 ГэВ, полученных с помощью моделирования методом Монте-Карло. Как показал такой анализ, соотношения пороговых величин энерговыделений $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ получились различными для протонов ($\varepsilon_1/\varepsilon_2 = 1$) и электронов ($\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 1,5$). Значения ε_1 и ε_2 для протонов составляют 50 мпр, а для электронов $\varepsilon_1 = 20$ мпр. Эффективность определения начала ливня также оказалась различной для протонов (60 %) и электронов (90 %).

Одновременно была разработана другая методика определения начала ливня, использующая, как и предыдущая, энерговыделение в разных слоях калориметра. При разработке методики также брались события из данных моделирования частиц с энергией от 15 ГэВ до нескольких ТэВ.

Начало развития ливня в данной методике определяется условием, чтобы энерговыделение росло следующим образом: $E_i > \varepsilon_i (i = 1, \dots, 5)$, где E_i — энерговыделение после i -го слоя вольфрама, ε_i — пороговые значения энерговыделения, которые описывают электромагнитную каскадную кривую в пяти вольфрамовых слоях калориметра ПАМЕЛА. Например, для частиц с энергией 15 ГэВ значения пороговых энерговыделений: $\varepsilon_1 = 15$ мпр, $\varepsilon_2 = 30$ мпр, $\varepsilon_3 = 45$ мпр, $\varepsilon_4 = 60$ мпр, $\varepsilon_5 = 60$ мпр, и они будут соответствовать электромагнитной каскадной кривой (рис. 6) для электронов с этой энергией в первых пяти вольфрамовых слоях калориметра ПАМЕЛА [19]. Каскадные кривые для электронов более высоких энергий лежат «выше», чем для данной энергии, как это можно видеть из рис. 6. Поэтому данные параметры можно использовать как минимальные, определяющие начало развития ливня при любых более высоких энергиях. Следует

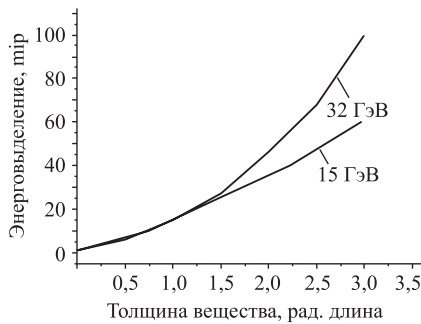


Рис. 6. Каскадные кривые для электронов с энергией 15 и 32 ГэВ в первых пяти слоях калориметра ПАМЕЛА

отметить, что данный метод более универсальный, чем предыдущий, так как значения задействованных в нем параметров являются одинаковыми для электронов и протонов. Это связано с тем, что в «тонком» для ядерных взаимодействий калориметре адроны инициируют ливни, которые большей частью являются электромагнитными с незначительным вкладом вторичных ядерных взаимодействий. Эффективность метода в обоих случаях составляет 96 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе были представлены два метода для восстановления оси ливня и два метода определения положения начала электромагнитного ливня, разработанные на основе расчетов методом Монте-Карло взаимодействия частиц с «тонким» позиционно-чувствительным калориметром, на примере калориметра, используемого в эксперименте ПАМЕЛА.

Для восстановления оси ливня в обоих рассматриваемых методах определяются центры тяжести энерговыделений в отдельных плоскостях калориметра, а затем методом наименьших квадратов или методом взвешенных парных точек восстанавливается сама ось. Было показано, что угловое разрешение улучшается с ростом первичной энергии частицы, а при одинаковых энергиях протонов и электронов более высокой точности в определении оси ливня удастся достичь в случае электронов. Метод наименьших квадратов позволяет с лучшей точностью восстанавливать ось ливня (примерно на 10 %) по сравнению с методом взвешенных парных точек.

При оценке геометрического положения начала развития ливня в калориметре в методах, применяемых для этой цели, используются величины энерговыделений в отдельных плоскостях калориметра. В одном методе сравниваются величины энерговыделений с некоторыми пороговыми значениями только после двух последующих слоев вольфрама, в другом методе — после пяти последующих слоев вольфрама. Последний метод является не только более универсальным, так как значения входящих в него параметров являются одинаковыми для протонов и электронов, но и более надежным, так как исключает возможность идентификации случайных флуктуаций в энерговыделении, вызванных, например, вторичными частицами «обратного тока», в двух плоскостях как месте начала ливня в калориметре.

Необходимо также подчеркнуть, что вышеописанные методики определения характеристик ливня в тонком позиционно-чувствительном калориметре могут быть перенесены с незначительными изменениями и на другие типы калориметров, широко использующиеся в самых различных экспериментах в физике частиц высоких энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fabjan C. W., Gianotti F.* Calorimetry for Particle Physics // *Rev. Mod. Phys.* 2003. V. 75. P. 1243–1286.
2. *Wigmans R.* Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics. Oxford Univ. Press, 2000. P. 26.

3. *Leroy C., Rancoita P.-G.* Physics of Cascading Shower Generation and Propagation in Matter: Principles of High-Energy, Ultrahigh-Energy and Compensating Calorimetry // Rep. Prog. Phys. 2000. V. 63. P. 505–606.
4. *Fabjan C. W., Ludiam T.* Calorimetry in High-Energy Physics. CERN-EP 82-37. 1982. P. 1.
5. *Picozza P. et al.* PAMELA — A Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-Nuclei Astrophysics // Astropart. Phys. 2007. V. 27. P. 296–315.
6. *Menn W.* The ToF System of the PAMELA Experiment: In-Orbit Performance // Proc. of 30th ICRC, Mexico, 2007.
7. *Ricciarini S.* PAMELA Silicon Tracking System: Experience and Operation // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 582. P. 892–897.
8. *Casolino M., Picozza P., Altamura F.* Launch of the Space Experiment PAMELA // Adv. Space Res. 2008. V. 42. P. 455–466.
9. *Stozhkov Y. I.* The In-flight Performance of the PAMELA Neutron Detector // Proc. of 30th ICRC, Mexico, 2007.
10. *Orsi S. et al.* The Anticoincidence Shield of the PAMELA Space Experiment // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 1853–1856.
11. *Boezio M. et al.* A High Granularity Imaging Calorimeter for Cosmic-Ray Physics // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 487. P. 407–422.
12. *Bonvicini V.* A Silicon-Tungsten Imaging Calorimeter for PAMELA // Proc. of 26th ICRC, Salt Lake City, USA, 1999. OG 4.2.33. P. 187–190.
13. *Mocchiutti E.* The PAMELA Electromagnetic Calorimeter: Flight Status // Proc. of 30th ICRC, Mexico, 2007.
14. *Bellotti R., Boezio M., Volpe F.* A Particle Classification System for the PAMELA Calorimeter // Astropart. Phys. 2005. V. 22. P. 431–438.
15. *Burn R. et al.* Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library. 1994.
16. *Boezio M. et al.* The Electron–Hadron Separation Performance of the PAMELA Electromagnetic Calorimeter // Astropart. Phys. 2006. V. 26. P. 111–118.
17. *Шор Я. Б.* Статистические методы анализа и контроля качества и надежности. М. 1962. С. 92–98; 552.
18. *Ganel O. et al.* Beam Tests of the Balloon-Borne ATIC Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 552. P. 409–419.
19. *Mueller D.* Electron Showers of High Primary Energy in Lead // Phys. Rev. D. 1972. V. 5, Is. 11. P. 2677–2683.

Получено 20 февраля 2009 г.