

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПРИЛЕТА ЧАСТИЦ В “РАСШИРЕННОЙ” АПЕРТУРЕ ПРИБОРА ПАМЕЛА С ПОМОЩЬЮ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО КАЛОРИМЕТРА

© 2013 г. С. В. Борисов\*, С. А. Воронов, А. М. Гальпер, А. В. Карелин

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

\*Engineering Faculty, Bar-Ilan University Ramat Gan

52900, Israel

Поступила в редакцию 03.02.2012 г.

После доработки 02.05.2012 г.

В рамках эксперимента ПАМЕЛА разработан метод восстановления трека и направления проходящей через детектор частицы с помощью позиционно-чувствительного калориметра. Для расширения стандартной апертуры прибора, определяемой геометрическими размерами магнитного спектрометра, реализуется триггер для частиц, пересекающих под большими углами позиционно-чувствительный калориметр и не попадающих в чувствительную часть магнитного спектрометра. Использование данного метода позволит не только осуществить измерение пространственной анизотропии космических лучей, но и обеспечить разделение электронной и протонной компонент и изучение их энергетических спектров.

DOI: 10.7868/S00131332816213010059

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В современном космофизическом эксперименте при изучении потоков космических лучей и  $\gamma$ -квантов одной из актуальных задач остается определение их траектории в приборе. Восстановленная траектория первичной частицы в приборе помогает идентифицировать тип частицы и измерить ее энергию. Определение направления ее прилета в космическом пространстве служит одновременно как для идентификации источника частиц ( $\gamma$ -кванты, космические лучи высоких энергий), так и для определения зарядового состава потоков частиц по их отклонению в магнитном поле Земли.

В данной работе на примере калориметрических измерений в спутниковом эксперименте ПАМЕЛА рассматривается методика восстановления направления прилета частиц внутри калориметра.

Экспериментальный комплекс ПАМЕЛА [1] в составе космического аппарата “Ресурс ДК1” был выведен на орбиту Земли в июне 2006 года и находится там в активном состоянии по сегодняшний день. Орбита спутника эллиптическая и полярная с наклоном  $70.4^\circ$ . Основная задача эксперимента ПАМЕЛА – изучение состава и энергетических спектров частиц космического излучения в широком диапазоне энергий в околоземном космическом пространстве.

Прибор ПАМЕЛА (рис. 1) состоит из нескольких специализированных детекторов: магнитного спектрометра с системой координатных кремниевых детекторов, системы времени пролета с тре-

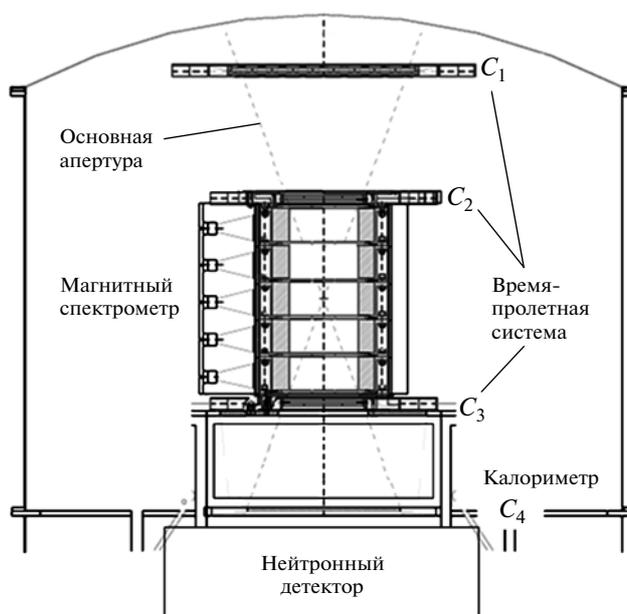
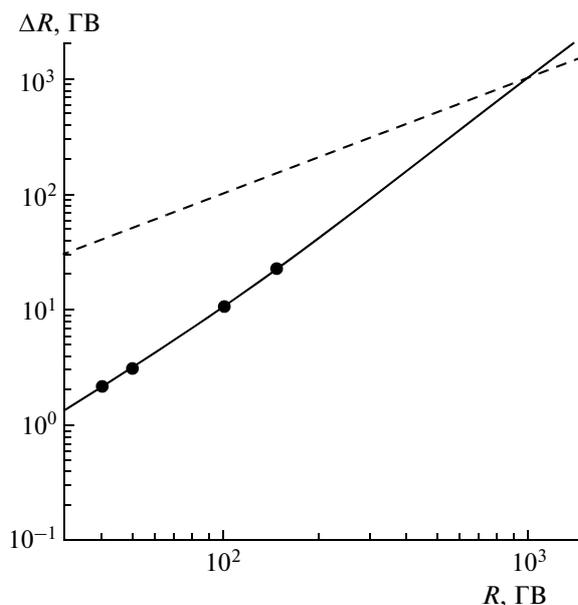


Рис. 1. Общий вид спектрометра ПАМЕЛА.  $C_1$ – $C_3$  – сцинтилляционные счетчики. Пунктирной линией показана основная апертура.



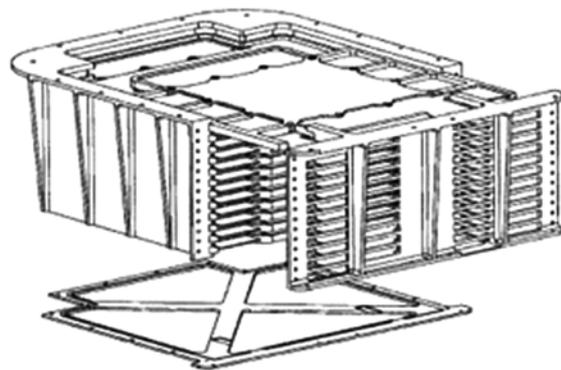
**Рис. 2.** Зависимость погрешности измерения жесткости  $\Delta R$  магнитным спектрометром от жесткости  $R$ , полученная в тестовом эксперименте на ускорителе на пучках протонов. Пунктирная линия соответствует случаю  $\Delta R = R$ .

мя двойными плоскостями сцинтилляторов, системы антисовпадений, детектора нейтронов, нижнего ливневого сцинтилляционного детектора и электромагнитного калориметра. Геометрический фактор для высокоэнергичных частиц ( $>1$  ТэВ), проходящих сквозь чувствительный объем магнитного спектрометра, равен  $21.6 \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$ , что соответствует угловой апертуре  $19^\circ \times 16^\circ$ . Мертвое время прибора составляет 5 мс для одиночной частицы. Габариты прибора  $123 \times 89 \times 91$  см.

Одной из возможностей прибора является расширение угловой апертуры с помощью позиционно-чувствительного калориметра, что позволяет существенно увеличить статистику. Как показал опыт, возможно восстановление трека частиц с углом до  $\sim 70^\circ$ , что увеличивает апертуру почти в  $\sim 30$  раз

## 2. ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРОВ

**Магнитный спектрометр** содержит шесть плоскостей микростриповых кремниевых детекторов, которые позволяют определять знак заряда и жесткость частицы. Точность измерения координат магнитным спектрометром составляет 4 и 15 мкм в проекциях  $X$  и  $Y$  соответственно. Разрешение по жесткости (см. рис. 2) ухудшается с ростом энергии. Максимально детектируемая жесткость, определяемая характеристиками магнита и кремниевых детекторов, составляет порядка нескольких сотен гигаэлектронвольт для антича-



**Рис. 3.** Позиционно-чувствительный калориметр.

стиц (позитронов, антипротонов) и 1 ТэВ для протонов и электронов. Таким образом, магнитный спектрометр обеспечивает идентификацию типа частиц космических лучей и определение их жесткости в диапазоне энергий  $<1$  ТэВ. Для расширения измеряемого энергетического диапазона в область до 15 ТэВ используются данные калориметра.

**Времяпролетная система** состоит из трех парных сцинтилляционных плоскостей (счетчики  $C_1-C_3$ ). Она предназначена для выработки главного триггера, отбора частиц, проходящих в основной апертуре прибора, и измерения скорости пролета частиц. Кроме того, система участвует в определении заряда путем измерения ионизационных потерь в сцинтилляторах. Разрешающее время времяпролетной системы порядка 300 пкс.

**Стриповый многослойный электромагнитный калориметр** толщиной 17 радиационных длин (0.6 ядерной длины взаимодействия) идентифицирует тип частицы, измеряет энерговыделение, а также позволяет определять направление проходящей через прибор частицы. Калориметр [2] (рис. 3) состоит из 22-х ( $x, y$ )-слоев кремниевых стриповых детекторов, между которыми расположены 22 пластины вольфрама толщиной 2.3 мм каждая ( $Z = 74, A = 183.85, \rho = 18.1 \text{ г/см}^3, X_0 = 0.3735 \text{ см}$ ). Один слой содержит 96 стрипов с шагом 2.2 мм. Амплитуда с каждого стрипа оцифровывается 16-битным а.ц.п. Энергетическое разрешение калориметра для электронов улучшается с ростом энергии вплоть до нескольких сотен гигаэлектронвольт, однако при более высоких энергиях начинают сказываться утечки ливня из калориметра и насыщения стрипов (см. рис. 4). Энергетическое разрешение калориметра для протонов и ядер гелия хуже 40%.

**Нижний сцинтилляционный ливневый детектор**  $C_4$  регистрирует долю энергии ливней, уносимой частицами каскада, выходящими из калориметра,

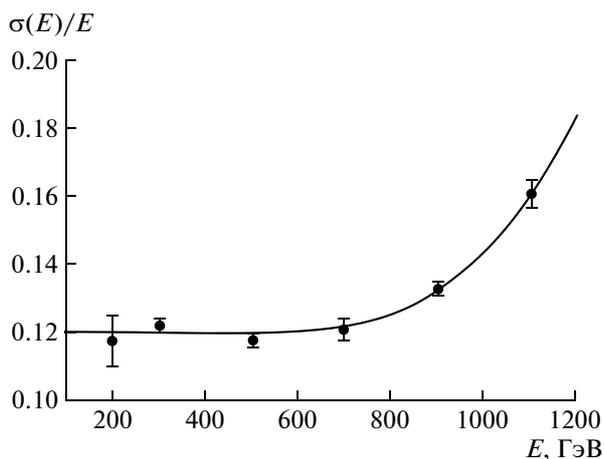


Рис. 4. Энергетическое разрешение калориметра в случае измерения энергии электронов высоких энергий по полному энерговыделению в зависимости от энергии. Данные моделирования.

и запускает дополнительный триггер при превышении установленного порога энерговыделения, позволяя увеличить апертуру. Детектор  $C_4$  (рис. 5) представляет собой сцинтилятор размером  $480 \times 480$  мм и толщиной 10 мм, просматриваемый шестью фотоэлектронными умножителями (ФЭУ-85). Полная масса детектора 4 кг, потребляемая мощность 5 Вт. Суммарный сигнал с шести фотоумножителей оцифровывается 12-битным а.ц.п.

Для дальнейшего расширения измеряемого энергетического диапазона с целью увеличения статистики используется комбинация калориметра и детектора  $C_4$ , включенного в триггер. Триггер  $C_4$  срабатывает, если энерговыделение в нем превышает 510 mip (Minimum Ionization Particle). (1 mip соответствует энергии, выделившейся в детекторе при прохождении одной минимально ионизирующей частицы.) Данный порог позволяет отбирать частицы высоких энергий, т.е. частицы, при взаимодействии которых с веществом калориметра в последнем выделяется энергия не ниже данного порога.

**Нейтронный детектор** на основе гелиевых счетчиков помогает разделять электромагнитные и ядерные каскады по количеству регистрируемых нейтронов, рождаемых при взаимодействиях в калориметре. Высокий порог срабатывания, установленный у гелиевых счетчиков нейтронного детектора, позволяет регистрировать только тепловые нейтроны. Тепловые нейтроны обладают высоким сечением взаимодействия (5000 б). Полиэтилен, используемый в качестве замедлителя нейтронов, имеет размеры  $430 \times 430 \times 150$  мм.

**Система счетчиков антисовпадений** регистрирует частицы, попадающие в прибор вне основной апертуры, а также выходящие из прибора вторич-

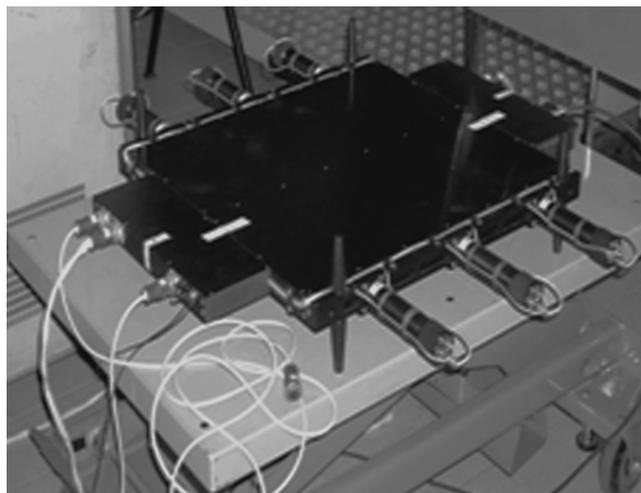


Рис. 5. Нижний сцинтилляционный детектор  $C_4$ .

ные частицы. Разрешающее время схемы совпадений 110 нс.

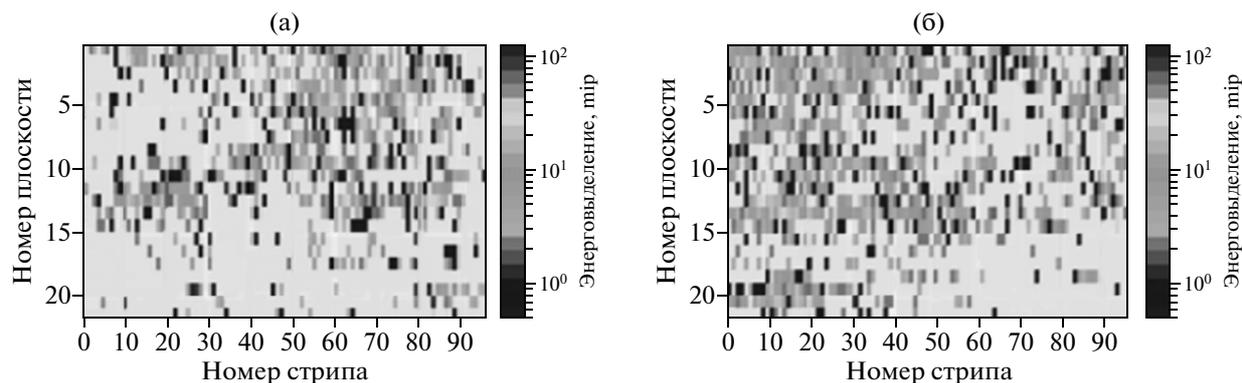
### 3. ПЕРВОНАЧАЛЬНЫЙ ОТБОР СОБЫТИЙ

Событием называется регистрация частиц при срабатывании одного из триггеров прибора ПАМЕЛА с участием детектора  $C_4$  или одного калориметра. Такое событие реализуется либо при генерации в калориметре электромагнитного ливня первичной частицей (электроном, протоном), либо при прохождении через него тяжелого ядра.

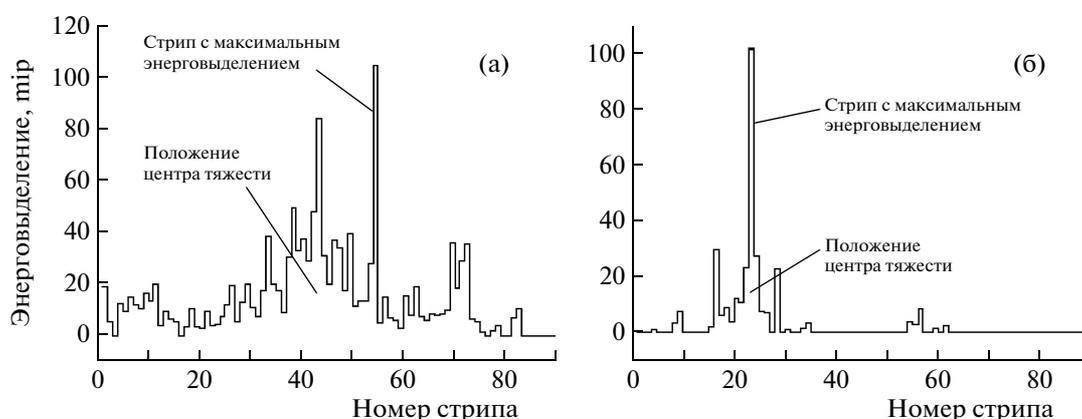
В отобранных с помощью триггеров высокоэнергетических событиях будут преобладать мезонные ядра низких энергий (более половины), протоны и ядра гелия высоких (более сотен гигаэлектронвольт) энергий, а также электроны с энергией более десятков гигаэлектронвольт (четвертая часть от протонов и ядер гелия).

Тяжелые мезонные ядра, легкие ядра и электроны создают разную картину взаимодействия в калориметре. При прохождении тяжелого ядра без взаимодействия энерговыделение вдоль траектории значительно больше, чем при прохождении легких ядер, однако, если взаимодействие все-таки произошло, то формы ядерного каскада для легких и тяжелых ядер уже практически неразличимы. Различие, тем не менее, сохраняется в случае электронных каскадов: 96% электронов взаимодействует исключительно в первых слоях калориметра, электромагнитные ливни более компактны, большая часть энерговыделения сосредотачивается вдоль ствола ливня.

В случае отбора электронов определение направления движения первичной частицы имеет особое значение, поскольку топологические па-



**Рис. 6.** Характерный вид события без выделенного направления в калориметре в  $X$ - (а) и  $Y$ -проекции (б). Трехмерная гистограмма. Экспериментальные данные.



**Рис. 7.** Распределение энерговыделения по стрипам в одной плоскости при регистрации событий без выделенного направления (а) и с выделенным направлением (б).

раметры, позволяющие отличить адронные (иницированные ядрами) ливни от электромагнитных (иницированных электронами), тесно связаны с осью ливня (ось совпадает с направлением движения первичной частицы).

Таким образом, восстановление траектории прохождения первичной частицы через калориметр позволит не только измерить пространственную анизотропию частиц космического излучения, но и провести разделение ядер и электронов.

Для дальнейшего анализа требуются только те события, которые имеют выделенное направление в калориметре. На рис. 6 показан пример события без выделенного направления внутри калориметра. Рисунок отображает распределение энерговыделений по стрипам и плоскостям калориметра для двух проекций. Наиболее вероятное возникновение такого события можно объяснить вторичными частицами от ливней, рожденных в магнитной системе, в веществе спутника или в стенках

прибора. Независимо от происхождения подобные события не используются для анализа.

На рис. 7 представлены распределения энерговыделений в стрипах в одной из плоскостей для события без выделенного направления (рис. 7а) и с выделенным направлением (рис. 7б). В последнем случае стрип с максимальным энерговыделением находится рядом со стрипом, который совпадает с положением центра тяжести энерговыделений в плоскости, тогда как в первом случае эти два стрипа отстоят друг от друга на расстоянии  $R$ . Экспериментально было определено, что в среднем расстояние  $R$  (стрип) для событий с выделенным направлением зависит от полного энерговыделения в калориметре  $E_{tot}$ , Mrp, и может быть задано выражением:

$$R = 4 + E_{tot}/20000. \quad (1)$$

Таким образом, алгоритм режекции событий, у которых отсутствует выраженное направление в

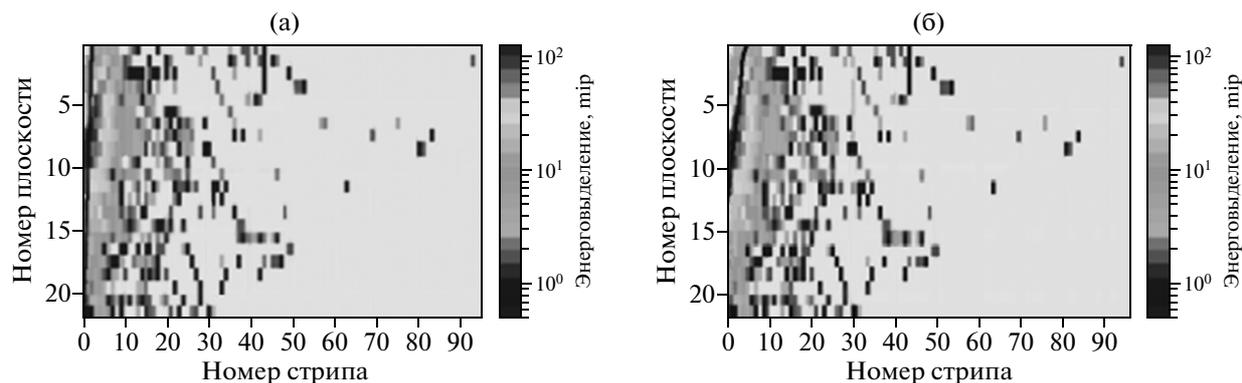


Рис. 8. Характерный вид “упирающегося события” в  $Y$ -проекции. Трехмерная гистограмма. Экспериментальные данные. Сплошной линией показано восстановленное описываемым методом направление первичной частицы в калориметре: **а** — до введения поправок, **б** — после.

калориметре, включает в себя следующую последовательность действий:

1) выделение групп плоскостей, идущих подряд, в каждой из которых положение центра тяжести энерговыделения находится на расстоянии  $< R$  от стрипа с максимальным энерговыделением; центр тяжести  $\bar{x}_i$  энерговыделений в  $i$ -плоскости вычисляется по формуле:

$$\bar{x}_i = \frac{\sum_j x_{ij} E_j}{\sum_j E_j}, \quad (2)$$

где  $j$  — номер стрипа в плоскости,  $E_j$  — энерговыделение в данном стрипе [16];

2) определение числа плоскостей в каждой группе —  $N_x$ ,  $N_y$  для проекций  $x$  и  $y$  соответственно и выбор группы с максимальным количеством плоскостей в проекции;

3) режекция тех событий, в которых  $N_x$  и  $N_y$  для выбранных групп не превышают установленных пороговых значений.

При больших энергиях первичных частиц в калориметре отклонение центра тяжести энерговыделения от траектории первичной частицы не превышает  $R$  практически во всех плоскостях. Однако при малых энергиях ( $< 100$  ГэВ для электронов и  $< 1$  ТэВ для протонов) при затухании ливня, когда средняя энергия частиц в каскаде становится сравнительно небольшой, возможно значительное отклонение центра тяжести энерговыделения от траектории первичной частицы.

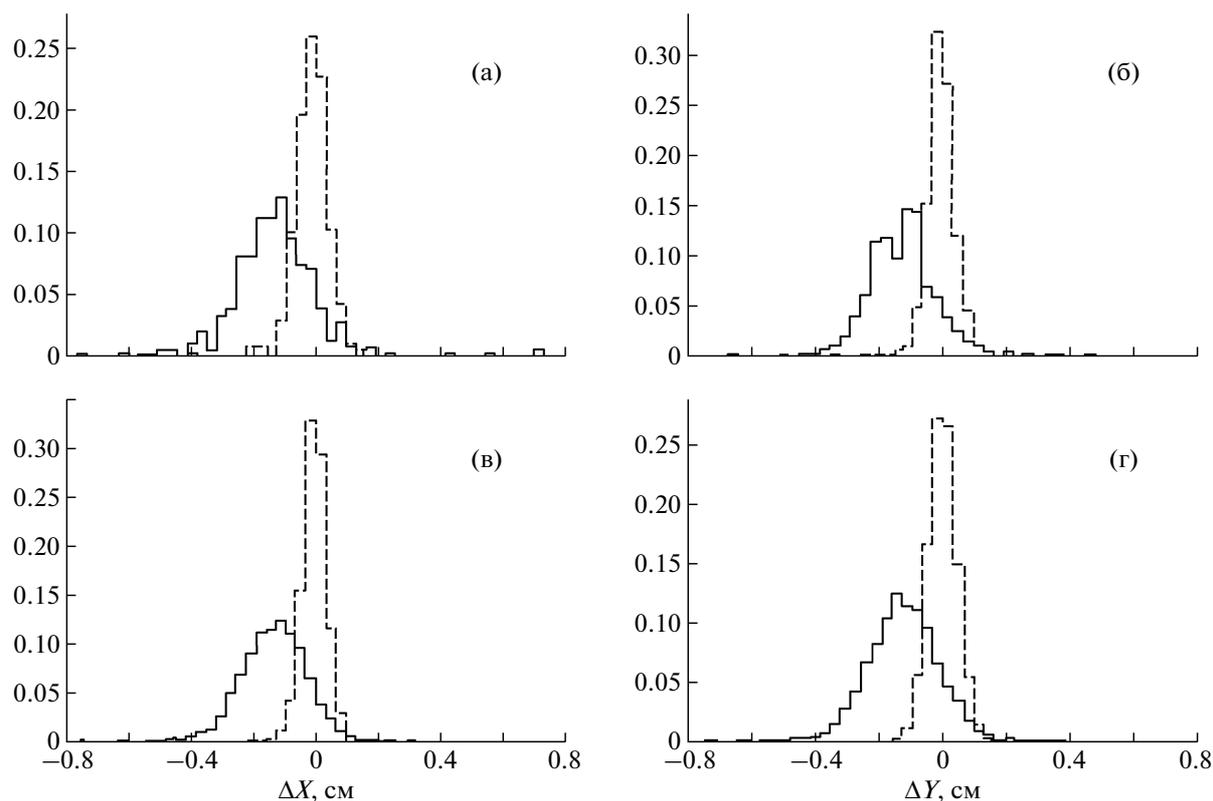
Плоскости, в которых частица проходит рядом с их физическими границами, не будут учитываться в данном отборе. Для них, так же как и в событиях без выделенного направления, расстояние между центром тяжести энерговыделения и стрипом с максимальным энерговыделением

превышает  $R$ . Следовательно, события, у которых траектория частицы “прилегает” к боковым поверхностям калориметра, или события, в которых частица практически сразу пересекает эти поверхности, едва провзаимодействовав в калориметре, будут выбрасываться из рассмотрения.

Пороговые значения для  $N_x$  и  $N_y$  могут быть подобраны таким образом, чтобы добиться оптимального соотношения между прошедшими отбор событиями с выделенным направлением и примесью оставшихся событий без выделенного направления. Причем, для одного и того же события пороговые значения для двух проекций могут быть различны и устанавливаются по условию “ИЛИ”. Это связано с тем, что траектория попавшей в калориметр частицы имеет различные углы наклона в приборной системе координат в каждой проекции.

Таким образом, выбор числовых значений параметров отбора будет определяться исключительно поставленной задачей. Так, для получения угловой анизотропии космических лучей крайне важна статистика, и определяющим фактором будет полное количество событий. Примесь событий без выделенного направления в данном случае не играет большой роли, так как они создают фон, который может быть учтен. И наоборот, при построении энергетических спектров важно аккуратно восстановить положение оси ливня для всех отобранных событий с целью прецизионного разделения компонент — протонов и электронов, а также измерения их энергии. В этом случае жертва статистикой вполне оправдана.

События, в которых направление движения частицы параллельно плоскостям калориметра, в рамках данного отбора относятся к классу событий без выделенного направления. Это связано с тем, что если частица в одной проекции перемещается параллельно (или почти параллельно) стрипам,



**Рис. 9.** Распределения событий по разности координат в  $X$ - и  $Y$ -проекциях  $\Delta X = X_{\text{кл}} - X_{\text{мс}}$  и  $\Delta Y = Y_{\text{кл}} - Y_{\text{мс}}$ , где  $X_{\text{кл}}$ ,  $Y_{\text{кл}}$ ,  $X_{\text{мс}}$ ,  $Y_{\text{мс}}$  — координаты, измеренные калориметром и магнитным спектрометром соответственно. Пунктирной линией показаны распределения, полученные описываемым методом, сплошной — с помощью предыдущей версии метода (без итераций). Распределения получены путем моделирования по программе GEANT3 электронов с энергией 1000 ГэВ (а, б) и 300 ГэВ (в, г).

то в другой она перемещается перпендикулярно стрипам. Таким образом, в одной проекции в нескольких плоскостях все стрипы (в случае, когда частица имеет достаточную энергию, чтобы пройти весь калориметр поперек) имеют практически одинаковое, близкое к максимальному энерговыделение, тогда как в другой проекции стрипы с максимальным энерговыделением создают что-то наподобие “пятна” сферической формы.

Идентификация направления возможна для частиц, приходящих под углом  $>15^\circ$  к плоскостям калориметра.

#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТРАЕКТОРИИ ПЕРВИЧНОЙ ЧАСТИЦЫ В КАЛОРИМЕТРЕ

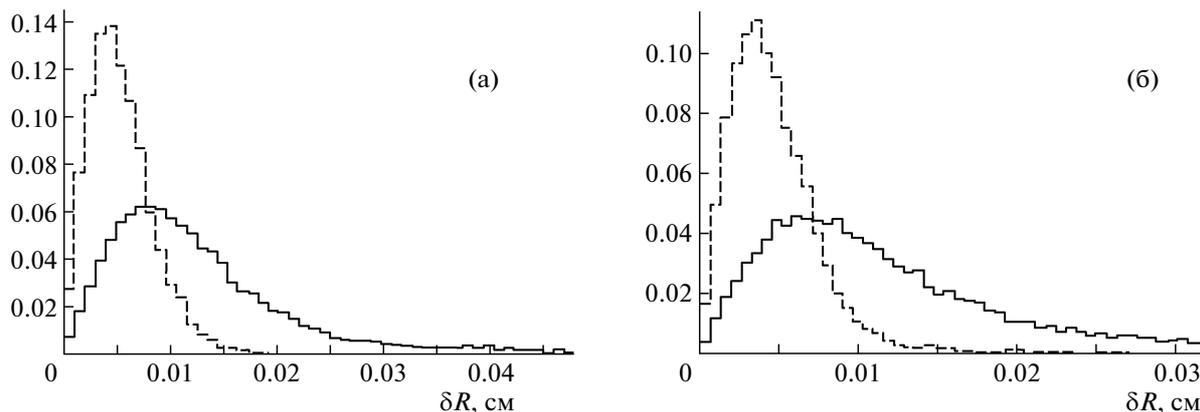
Как было сказано выше, траектория движения первичной частицы в калориметре совпадает с осью генерируемого ливня. Величина полной энергии, которая выделилась в калориметре, линейно зависит от энергии иницирующего электромагнитный ливень электрона. Линейная зависимость объясняется тем, что калориметр измеряет ионизационные потери в кремниевых детекторах, про-

изводимые вторичными частицами, число которых пропорционально первоначальной энергии электрона. 90% энергии электромагнитного ливня сосредотачивается в цилиндре с радиусом, равным двум мольеровским, от оси ливня.

Величина мольеровского радиуса соответствует поперечному размеру в максимуме развития электромагнитного ливня и в случае калориметра ПАМЕЛА он равен  $R \approx 0.72$  см, что соответствует примерно двум стрипам (при вертикальном прохождении частицы через прибор).

В эксперименте ПАМЕЛА для восстановления оси ливня в калориметре при измерении энергетических спектров протонов с энергией  $>20$  ГэВ, приходящих в основную апертуру прибора [3], использовалась методика, изложенная в работе [4]. Нами предложена новая версия этой методики, основным отличием которой является использование итерационного подхода.

1. При первой итерации определяются положения центров тяжести распределений энерговыделений в каждой из 44-х плоскостей в пределах области, где стрипы образуют кластер, т.е. последовательность стрипов, амплитуда срабатываний



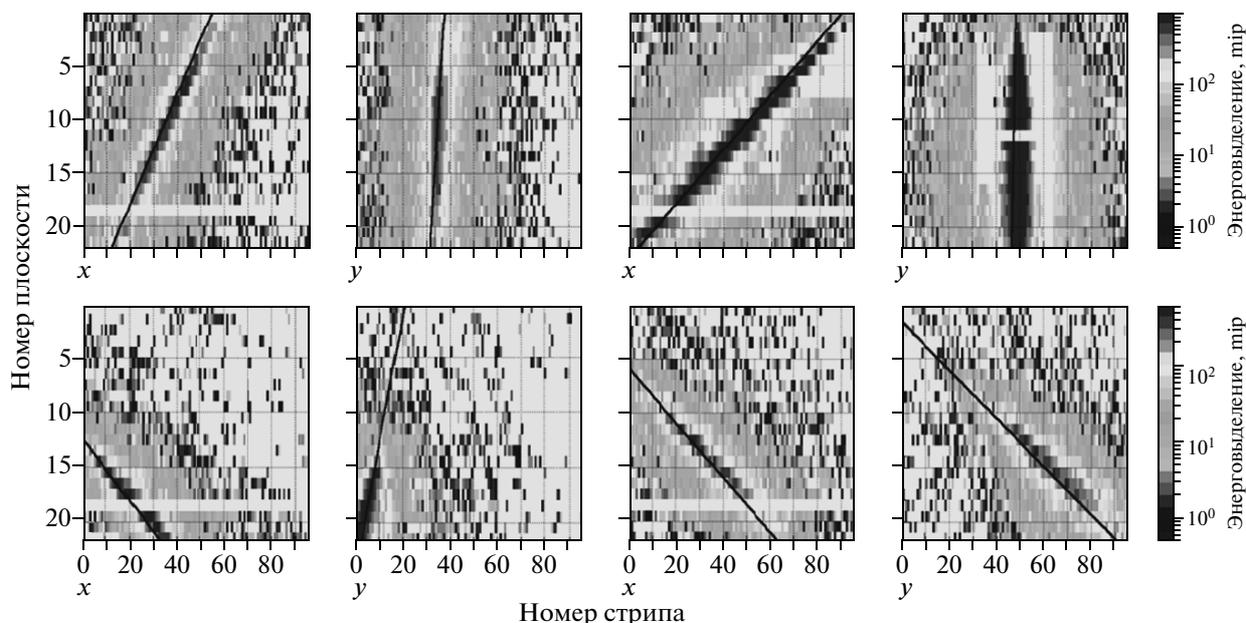
**Рис. 10.** Распределения событий по разности  $\delta R$  координат, измеренных калориметром и извлеченных из параметров моделирования. Пунктирной линией показаны распределения, полученные описываемым методом, сплошной — с помощью предыдущей версии метода (без итераций). Распределения получены путем моделирования по программе GEANT3 электронов с энергией 300 ГэВ (а) и 1000 ГэВ (б).

в каждом из которых превышает 0.1  $\text{mip}$  (минимальное значение энерговыделения при сработавшем стрипе). Затем методом наименьших квадратов [5] задается уравнение для оси ливня в  $X$ - и  $Y$ -проекции в стрипах. После чего осуществляется переход от стрипов к приборной системе координат. Если траектория частицы пересекает пространство между стрипами, то в качестве координаты берется точка средневзвешенного положения между стрипами.

2. При второй итерации устанавливаются границы кластера, в пределах которых происходит новое вычисление центра тяжести. Границы опре-

деляются относительно координаты оси, вычисленной в предыдущей итерации: 3 стрипа — при полном энерговыделении в калориметре  $<13000 \text{ mip}$  и  $(2 + E_{\text{tot}}/13000)$  — при полном энерговыделении в калориметре  $>13000 \text{ mip}$ , причем максимальным расстоянием является 10 стрипов. Таким образом, размер кластера не может превышать 20 стрипов. Числовые параметры для вычисления границ кластеров были определены эмпирически.

3. При третьей итерации вычисляется положение центра тяжести в установленных границах кластеров для каждой плоскости.



**Рис. 11.** Трехмерные гистограммы отобранных событий. Экспериментальные данные. Линиями показано восстановленное направление первичной частицы. Белые области в середине каскада соответствует стрипам в насыщении. Насыщение в стрипе наступает, когда энерговыделение в стрипе превышает 1500  $\text{mip}$ ; 18-я плоскость в проекции  $X$  не работает.

4. Следующая итерация проводится методом наименьших квадратов для пересчитанных согласно предыдущему пункту положений центров тяжести.

Последние 3 пункта выполняются трижды, что позволяет достичь оптимального приближения к реальному треку первичной частицы. Дальнейшее увеличение числа итераций не влияет на окончательный результат. В случае итерационного подхода при вычислении координат методом наименьших квадратов используются только те стрипы, которые ближе всего располагаются к оси ливня, что в конечном счете, как будет показано ниже, существенно улучшает угловое разрешение.

В случае, когда восстанавливаемая ось ливня проходит вблизи боковых поверхностей калориметра, одна из границ кластера, в котором вычисляется центр тяжести, в плоскости устанавливается на уровне нулевого или 96-го стрипа, при этом другая граница будет определяться ближайшим стрипом, в котором энерговыделение не превышает 0.7 величины граничного (нулевого или 96-го) стрипа. Это делается для того, чтобы избежать излишнего смещения центра тяжести в одну сторону, когда одна из границ кластера совпадает с первым или последним стрипом в плоскости.

Однако для некоторых событий, назовем их “упирающимися” в боковую поверхность калориметра (рис. 8а), вышеизложенная процедура не работает. Это связано с тем, что в процедуре построения оси ливня задействованы все плоскости, а в данном случае ось ливня уходит в “стенку”, а не в нижнюю поверхность калориметра. Плоскости, в которых нет больше оси ливня, “тянут” на свою сторону координаты восстанавливаемой оси. Чтобы избежать этого, все нижележащие плоскости с энергетическими весами (используются в методе наименьших квадратов для кластеров), меньшими 0.7 величины веса первой по счету плоскости, с границами кластера, находящимися на близком расстоянии от боковых поверхностей калориметра, исключаются из рассмотрения. В этом случае для “упирающихся” событий удается восстановить ось (см. рис. 8б).

Следует отметить, что в предыдущей версии методики [3] использовался только ограниченный набор плоскостей, в которых восстанавливалась ось ливня методом наименьших квадратов. Причем из рассмотрения исключались те плоско-

сти, в которых центры тяжести энерговыделений находились в непосредственной близости от боковых поверхностей калориметра. Все это было оправданно в рамках анализа событий, происходящих в основной апертуре, но требовало изменений для событий в “расширенной” апертуре.

## 5. ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТРАЕКТОРИИ ПЕРВИЧНОЙ ЧАСТИЦЫ

Для определения точности нахождения траектории первичной частицы с помощью калориметра в приборе ПАМЕЛА полученные результаты сравнивались с результатами измерений магнитным спектрометром в основной апертуре. Спектрометр, в силу его конструктивных особенностей (шаг стрипов кремниевых детекторов, расстояние между детектирующими плоскостями), позволяет достичь прецизионной точности измерения координат. На рис. 9 показаны распределения событий по разности координат в  $X$ - и  $Y$ -проекциях  $\Delta X = X_{\text{кл}} - X_{\text{мс}}$  и  $\Delta Y = Y_{\text{кл}} - Y_{\text{мс}}$ , где  $X_{\text{кл}}$ ,  $Y_{\text{кл}}$ ,  $X_{\text{мс}}$ ,  $Y_{\text{мс}}$  – координаты, измеренные калориметром и магнитным спектрометром соответственно. Распределения были получены путем моделирования электронов в среде GEANT3 [6] с учетом приборных эффектов. Здесь и далее для сравнения также показаны распределения, полученные упрощенным методом [3] (без итераций). Согласно рис. 9, полученные вышеизложенным методом распределения не только отличаются стабильностью положения максимума у нуля, но и существенно уже, чем по предыдущей методике.

Моделирование позволяет точно определить первоначальные координаты запуска частицы до пересечения с калориметром  $X_{\text{мод}}$ ,  $Y_{\text{мод}}$ . Это было использовано для построения распределений по  $\delta R = \sqrt{\delta X^2 + \delta Y^2}$ , где  $\delta X = X_{\text{кл}} - X_{\text{мод}}$ ,  $\delta Y = Y_{\text{кл}} - Y_{\text{мод}}$ , см – разности координат в проекциях  $X$  и  $Y$  соответственно. На рис. 10 показаны распределения по разности координат, измеренных калориметром и извлеченных из параметров моделирования.

Ниже приведено процентное содержание после отбора, согласно разд. 2, событий с неправильно идентифицированной осью, доля которых в общем фоне событий превышает 0.1%; представлены экспериментальные данные для расширенной апертуры:

События с углом вхождения в калориметр $< 30^\circ$ возле боковой поверхности калориметра	1%
События с двумя осями	0.3%
События, имеющие ливень вдоль боковой поверхности	0.3%
События с “рыхлым” центром (большими флуктуациями положений центра тяжести от плоскости к плоскости)	1%
События с насыщением из-за высокого энерговыделения	0.2%

На рис. 11 приведены экспериментальные данные для наиболее характерных событий, пришедших в расширенную апертуру. Линиями отмечены направления первичных частиц, восстановленные по описываемому методу.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках эксперимента ПАМЕЛА на основе результатов калориметрических измерений разработан итерационный метод определения траектории первичной частицы в калориметре для событий, приходящих в широкой апертуре. Основным отличием разработанной методики является применение итерационного подхода. Кроме того, для событий, приходящих в “расширенной” амплитуде, учитывались все плоскости калориметра. В случае, когда ось ливня располагалась близко к боковым поверхностям калориметра, использовался дополнительный алгоритм. Расширение апертуры привело к появлению в ней событий новых типов, таких как “упирающихся” в “стенку” калориметра, что потребовало применения процедуры выбора плоскостей, в которых целесообразно проводить восстановление оси. Разработанная методика позволила значительно улучшить угловое разрешение.

Следует отметить, что различные модификации данной методики уже нашли свое применение, например, при измерениях с помощью калориметра ПАМЕЛА энергетического спектра электронов в основной апертуре [7] или при моделировании углового разрешения телескопа ГАММА 400 [8].

ГАММА 400 — новый эксперимент, направленный на изучение  $\gamma$ -всплесков высоких энергий [9]. В эксперименте ПАМЕЛА данная методика будет использоваться для измерений угловой анизотропии космических лучей в околоземном пространстве и при построении энергетических спектров электронов и протонов космических лучей, зарегистрированных в “расширенной” апертуре.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Picozza P., Galper A.M., Castellini G. et al.* // *ApJ*. 2007. V. 27. P. 296.
2. *Boezio M., Bonvicini V., Mocchiutti E. et al.* // *Nucl. Instrum. and Methods. A*. 2002. V. 487. P. 407.
3. *Борисов С.В., Воронов С.А., Карелин А.В. и др.* // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2011. Т. 38. № 3. С. 15.
4. *Борисов С.В., Воронов С.А., Карелин А.В. и др.* // *Письма в ЭЧАЯ*. 2010. Т. 7. № 1. С. 8.
5. *Шор Я.Б.* *Статистические методы анализа и контроля качества и надежности*. М.: Госэнергоиздат, 1962.
6. *Brun R., Carminati F.* *GEANT Detector Description and Simulation Tool*. CERN Geneva, 1993.
7. *Борисов С.В., Воронов С.А., Карелин А.В. и др.* // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2010. Т. 37. № 6. С. 35.
8. *Гальпер А.М., Топчиев Н.П., Аптекарь Р.Л. и др.* // *Известия РАН. Серия физическая*. 2011. Т. 75. № 6. С. 926.
9. *Гальпер А.М., Борисов С.В., Зверев В.Г. и др.* // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2011. Т. 38. № 7. С. 14.