

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Разделение электронов и протонов с помощью калориметра в экспериментах по прямому измерению состава и энергетических спектров космических лучей

С.А. Воронов, С.В. Борисов, А.В. Карелин

Калориметры как детекторы частиц играют важную роль в экспериментах по исследованию космических лучей высоких энергий, проводящихся на высотных аэростатах в атмосфере и на искусственных спутниках Земли (ИСЗ) в космосе. Одной из основных задач для таких приборов, помимо измерения энергии, является идентификация электронов и протонов. Такая идентификация обычно основывается на измерении продольного и поперечного профилей ливня в калориметре и полного энерговыделения, исходя из того факта, что электромагнитные и адронные ливни различны в их пространственном и энергетическом распределении. Обсуждаются методы идентификации электронов и протонов для калориметров различного типа, использующихся в ряде экспериментов по исследованию космических лучей, которые проводятся на аэростатах и ИСЗ.

PACS numbers: 29.40.Vj, 95.40.+s, 95.55.Vj

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200909b.0931

Содержание

1. Введение (931).
 2. Приборы и методы, используемые в космофизических экспериментах на аэростатах и спутниках (932).
 3. Заключение (943).
- Список литературы (943).

1. Введение

Влияние космических лучей на некоторые физические процессы, происходящие на Земле, было замечено ещё задолго до их открытия в 1912 г. Первым устройством, позволившим зарегистрировать такое воздействие, был простой электрически заряженный металлический цилиндр, который терял заряд (под действием космического излучения — что выяснилось лишь после открытия последнего) гораздо более интенсивно, чем если бы потери заряда были связаны, например, только с недостатками изоляционного материала, покрывающего цилиндр. Это явление было обнаружено Кулоном [1] в 1785 г., и физики не могли объяснить этот эффект вплоть до конца XIX в. (до открытия радиоактивности).

С.А. Воронов, С.В. Борисов, А.В. Карелин. Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 323-92-51
E-mail: sergvor@gmail.com, stanislav.r2@gmail.com, karelin@hotmail.ru

Статья поступила 29 декабря 2008 г.,
после доработки 10 марта 2009 г.

Первые эксперименты по исследованию ионизирующего излучения в атмосфере (например, опыты немецкого физика Теодора Вульфа на вершине Эйфелевой башни в Париже в 1910 г. [2]), как и великий эксперимент Гесса [3] в 1912 г., проводились с помощью электрометров и ионизационных камер.

В дальнейшем для исследования космических лучей стали применяться и другие типы детекторов. В 1920–1930-е годы после появления работ Д.В. Скобельцына [4, 5] начала широко использоваться камера Вильсона, помещённая в магнитное поле; после опубликования работ В. Бете и В. Кольхерстера [6] получил широкое применение вертикальный телескоп газоразрядных счётчиков Гейгера–Мюллера, а после работ Л.В. Мысовского [7] стали применяться ядерные фотоэмульсии. Ионизационный калориметр впервые был использован именно в исследованиях космических лучей в 1957 г. Н.Л. Григоровым, В.С. Мурзиным, И.Д. Рапопортом [8].

Так как с увеличением высоты над уровнем моря число частиц ядерноактивного (протоны, антипротоны, ядра, антиядра) и мягкого (электроны, позитроны) компонентов космических лучей возрастает, то с самых первых экспериментов возникло стремление поднять экспериментальное оборудование как можно выше. Лучше всего это удаётся с помощью аэростатов и искусственных спутников Земли (ИСЗ). Однако размер и вес размещаемых на них установок сильно ограничены.

В последние 20 лет, а именно результатам, полученным в этот временной интервал, и посвящена данная статья, в экспериментах по физике космических лучей на высотных аэростатах и ИСЗ в состав экспериментального оборудования входят различные комбинации таких детекторов, как калориметры [9, 10], сцинтилляционные детекторы [11], черенковские детекторы [12–14], детек-

торы переходного излучения [15–18] и магнитные спектрометры [19–21].

Каждый из перечисленных выше детекторов, решает, как правило, сразу несколько физических задач в отдельно взятом эксперименте, причём часто несколько различных детекторов в одном приборе одновременно выполняют сходные функции, взаимозаменяя и дополняя друг друга. Почти все вышперечисленные детекторы могут использоваться как для идентификации частиц, так и для измерения их энергии. Такой способностью обладает и калориметр. Однако калориметры имеют преимущество перед другими детекторами, используемыми в космофизических экспериментах на аэростатах и спутниках, которое заключается в том, что несмотря на свои сравнительно малые размеры и массу, они позволяют проводить прецизионные измерения. К достоинствам калориметров следует отнести также высокую надёжность при длительной эксплуатации в автономных условиях. Кроме того, для определения энергии частиц, превышающей примерно несколько сотен ГэВ, альтернативы калориметру практически нет, так как рабочий диапазон измерения энергии других детекторов, в частности магнитного спектрометра, сегодня весьма ограничен. Благодаря таким особенностям калориметр широко используется в экспериментах по исследованию космических лучей на аэростатах и ИСЗ.

Как правило, калориметр конструктивно представляет собой блок из вещества поглотителя и детекторов, который должна пересечь падающая частица. В этом веществе частица теряет энергию в различных процессах (электромагнитных или ядерных), при этом рождаются вторичные частицы. Выделившаяся энергия регистрируется детекторами, которые вырабатывают сигнал, пропорциональный энергии первичной частицы. Эта пропорциональность является основой калориметрических измерений энергии.

Калориметры могут одновременно служить для измерения угла и направления прилёта частицы. Кроме того они, как было отмечено выше, играют роль идентификаторов частиц, позволяя различать протоны, ядра, электроны [22].

Первичное космическое излучение в основном состоит из протонов и ядер гелия, в то время как лептонный компонент космических лучей составляет лишь $10^{-2} - 10^{-3}$ от общего потока частиц, причём доля позитронов в потоке лептонов составляет примерно 10^{-1} . Поэтому при изучении потоков электронов и позитронов важнейшей задачей является подавление фона протонов. Следует отметить, что при проведении измерений с использованием магнитных спектрометров, позволяющих определять знак заряда частицы, требуется более высокая степень подавления протонов, чем это необходимо при измерении суммарного потока электронов и позитронов. Это обусловлено тем, что при выделении электронов по знаку заряда частицы с помощью магнитного спектрометра примесь антипротонов мала, поскольку их доля составляет величину порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ в общем потоке частиц космических лучей. При этом для надёжного выделения позитронов на фоне протонов коэффициент режекции (отношение эффективности регистрации протонов к эффективности регистрации электронов) должен быть не менее чем 10^5 .

Существует много методов для отделения электронов (позитронов) от адронов в калориметре, и все они

основаны на различии процессов взаимодействий, испытываемых адронами и электронами (позитронами) в веществе [23].

Развитие ливня, инициированного в веществе электроном, феноменологически описывается на основе хорошо известных механизмов. При энергии электронов, превышающей так называемую критическую энергию (её величина зависит от величины заряда вещества, с которым взаимодействует электрон), основные потери энергии приходится на тормозное излучение. Возникающие фотоны рождают электрон-позитронные пары. Вторичные частицы производят, в свою очередь, новые частицы посредством того же самого механизма. Таким образом, развивается электромагнитный каскад частиц в веществе [24].

При взаимодействии адрона с веществом также возможно возникновение каскада, хотя и с меньшей вероятностью. Процесс развития ливня, инициированного протонами, подобен процессу развития электромагнитного ливня, только потери энергии протона в веществе происходят в основном в результате сильных взаимодействий. В ядерном каскаде примерно половина энергии первичной частицы уносится так называемой лидирующей частицей, остальная часть приходится на долю прочих вторичных частиц [25]. В сильных взаимодействиях рождаются релятивистские адроны (в основном пионы), ядра от ядерного расщепления и/или ядерного испарения, ядерные фрагменты деления и рассеяния. Значительную часть вторичных частиц, рождённых в ядерном каскаде, составляют нейтральные пионы, которые, распадаясь на γ -кванты, порождают электромагнитные ливни в веществе [26].

Рассмотрим методы, которые нашли применение в наиболее известных на сегодня космофизических экспериментах по измерениям состава и энергетического спектра космических лучей на высотных аэростатах и ИСЗ.

2. Приборы и методы, используемые в космофизических экспериментах на аэростатах и спутниках

FGST/LAT (ранее GLAST/LAT) (*Fermi Gamma-Ray Space Telescope/Large Area Telescope*) — телескоп для изучения космического гамма-излучения [27], который был выведен на околоземную орбиту в июне 2008 г. Телескоп FGST предназначен для изучения космических источников гамма-излучения, таких как активные ядра галактик, чёрные дыры, нейтронные звёзды, пульсары и другие высокоэнергетические источники, а также для поиска различных проявлений тёмной материи. Прибор FGST обладает также способностью регистрировать электроны высоких энергий в космических лучах в диапазоне энергий до 300 ГэВ (существует возможность расширения этого диапазона до 1 ТэВ) [28].

В состав прибора FGST, общий вид которого представлен на рис. 1а, входят 16 идентичных вертикальных блоков, каждый из которых включает в себя позиционно-чувствительный трекер из 18 кремниевостриповых пластин, перемежающихся со слоями вольфрамового поглотителя (основной задачей трекера является измерение направления прилёта гамма-квантов), и CsI(Tl)-калориметр, что позволяет с хорошей точностью детектировать высокоэнергичные электроны и γ -кванты, достигая при

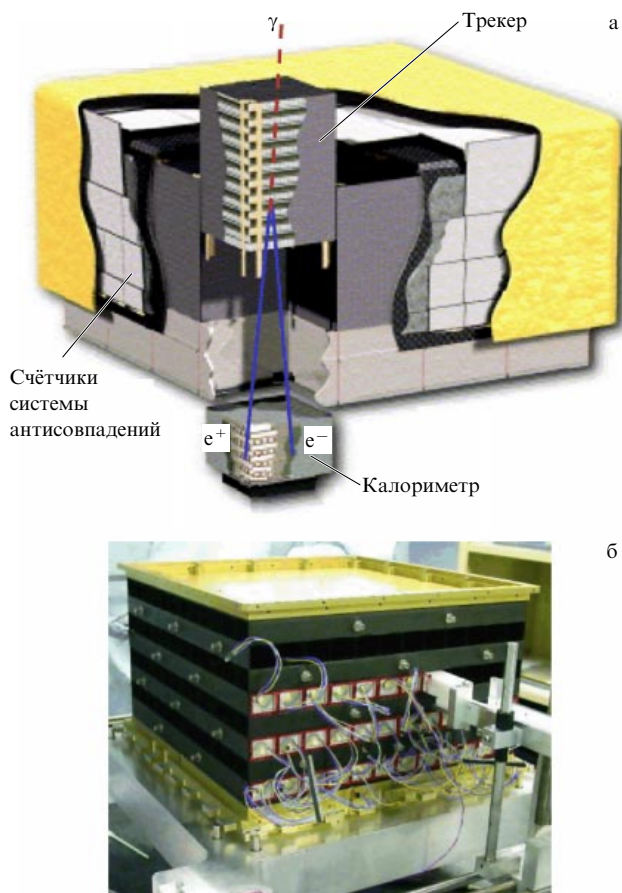


Рис. 1. (а) Общий вид телескопа FGST. Падающие электроны и γ -кванты взаимодействуют с веществом трекера, порождая в калориметре электромагнитный ливень. (б) Общий вид калориметра FGST.

этом энергетического разрешения на уровне 5–10 % для энергий в диапазоне 10–300 ГэВ [29]. Прибор окружают 89 сцинтилляционных детекторов — элементов системы антисовпадений.

Каждый калориметр (рис. 1б) в блоке имеет ширину 364 мм, высоту 224,3 мм и состоит из восьми слоёв, каждый из которых, в свою очередь, содержит 12 брусков кристалла CsI(Tl), причём они расположены взаимно перпендикулярно в соседних слоях. Полная толщина калориметра составляет 8,5 радиационных длин. Такое построение калориметра позволяет наблюдать пространственное развитие ливня и определять направление прилёта частицы [30, 31].

Задача по отделению электронов от протонов была решена практически с помощью одного калориметра.

Основная идея метода здесь, как и в других экспериментах, где разделение электронов и протонов производится с помощью калориметра, заключалась в использовании различия в развитии адронного и электромагнитного каскадов в веществе.

При отборе электронов в калориметре отбрасываются события в соответствии со следующими критериями:

1. События с энергосодержанием менее 10 ГэВ. В этом случае частицы пересекают весь прибор, не взаимодействуя или взаимодействуя глубоко в калориметре, что является характерным для адронов.

2. События с широким пространственным распределением сработавших кристаллов в калориметре. Ливни, инициированные лептонами, намного более компактны, чем большинство ливней, инициированных адронами (рис. 2а).

3. События с большим количеством срабатываний счётчиков системы антисовпадений, которые с большой вероятностью соответствуют прохождению через прибор протонов (рис. 2б).

4. События с большой асимметрией ливня. Электромагнитные ливни намного более симметричны, чем адронные (рис. 2в).

5. События, ливень в которых начался до калориметра. Около 90 % протонов, оставшихся после отбора по первым четырём критериям, начинают ливень в трекаре до калориметра, однако и до 40 % электронов также отсеиваются с помощью данного критерия (рис. 2г).

В таблице представлены эффективности приведённых выше критериев отбора 1–5 для электронов и протонов, а также отношение между эффективностями отбора электронов и протонов, которое характеризует режекцию протонов [32].

По причине малой толщины калориметра для улучшения энергетического разрешения в области высоких энергий (≥ 100 ГэВ) используются дополнительные критерии, связанные с топологией развития электромагнитного ливня, которые не оказывают влияния на эффективность отбора электронов и режекцию протонов.

Наконец, стоит отметить, что данный метод отбора электронов имеет неплохую эффективность отбора электронов и удовлетворительную режекцию протонов, достаточную для решения экспериментальных задач по измерению спектров электронов в диапазоне энергий до нескольких сотен ГэВ.

HEAT (*High-Energy Antimatter Telescope*) — прибор, созданный на основе сверхпроводящего магнитного спектрометра для исследований по астрофизике космических лучей. Эти исследования включают в себя измерения относительного содержания и энергетических спектров антипротонов, изотопов ядер космических лучей, а

Таблица

Критерии	Доля электронов, прошедших отбор	Доля всех других заряженных частиц, прошедших отбор	Отношение эффективности отбора электронов к эффективности отбора протонов
1	0,74	0,25	2,96
1+2	0,60	0,021	28,6
1+2+3	0,55	0,011	50,0
1+2+3+4	0,52	0,0074	70,3
1+2+3+4+5	0,29	0,00025	1160

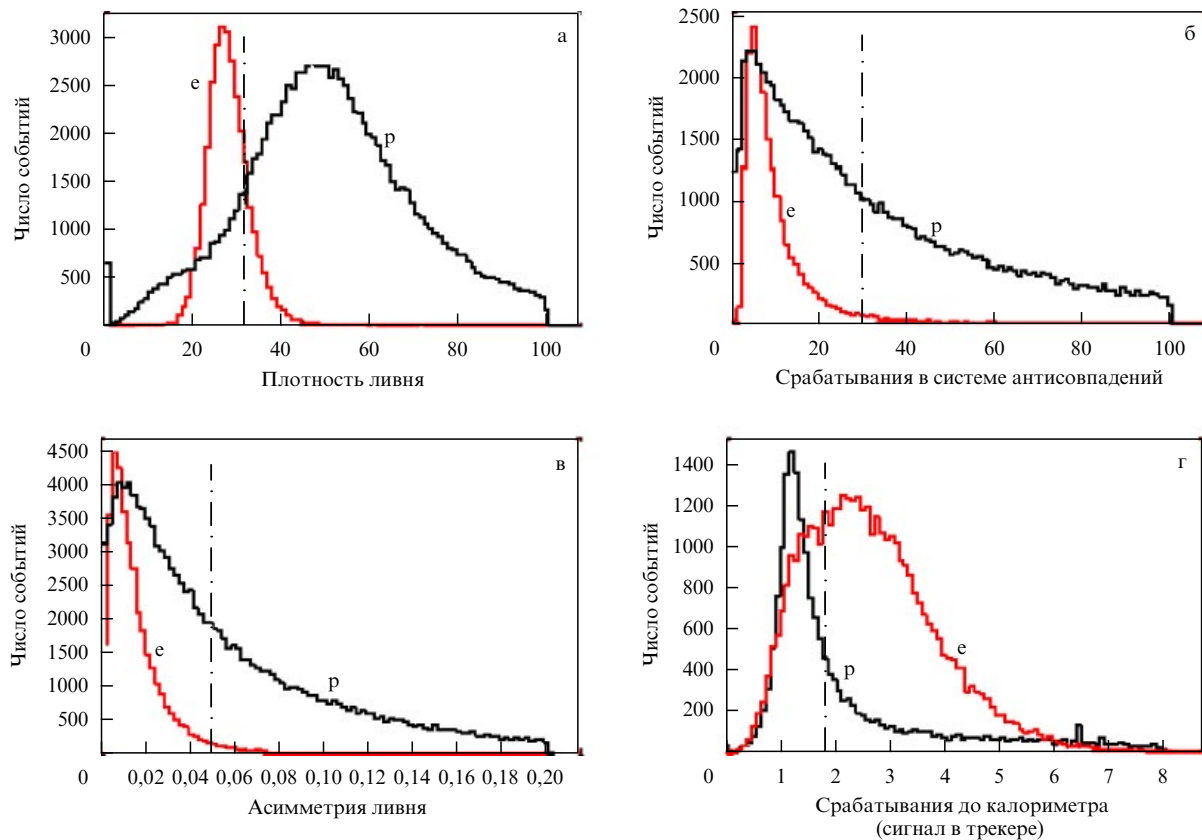


Рис. 2. Критерии отбора событий в эксперименте FGST.

также электронов и позитронов с энергиями до значений порядка 100 ГэВ.

Прибор HEAT, общий вид которого представлен на рис. 3, состоит из сверхпроводящего магнита 5, дрейфового годоскопа 3, комбинированного с детектором переходного излучения 2, электромагнитного калориметра 4 и сцинтилляционной системы времени пролёта 1. Прибор был использован в двух полётах на аэростате в 1994 и 1995 гг. [33].

Годоскоп, помещённый в магнитное поле, служит для измерения жёсткости (импульс, делённый на величину заряда частицы) пролетающей через него частицы. Он включает в себя 479 тонкостенных дрейфовых трубок, часть из которых состоит из 19 слоёв, причём оси трубок параллельны линиям напряжённости магнитного поля (эти слои служат для определения жёсткости пролетающей через прибор частицы), а другая часть — из восьми слоёв, причём оси трубок перпендикулярны линиям напряжённости магнитного поля (эти слои дают информацию, необходимую для реконструкции траектории частицы в приборе). Каждый слой обеспечивает пространственное разрешение на уровне 70 мкм. Детектор переходного излучения позволяет производить идентификацию электронов посредством регистрации переходного рентгеновского излучения, которое могут вызывать только частицы с большим лоренц-фактором (более 10^3). Времяпролётная система включает в себя плоскость из четырёх пластиковых сцинтилляторов, расположенную поверх всего прибора и первых трёх слоёв электромагнитного калориметра. Верхние сцинтилляторы обеспечивают также измерение величины ионизационных потерь

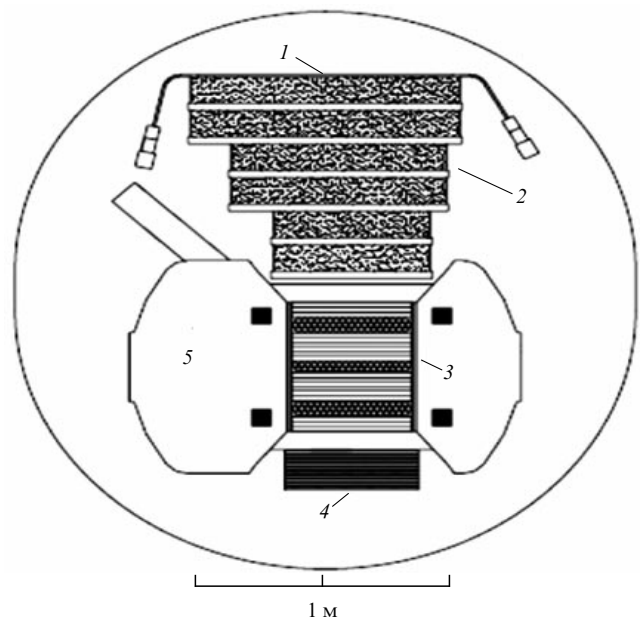


Рис. 3. Прибор HEAT, общий вид.

частицы, что позволяет определять величину заряда частицы.

Калориметр прибора HEAT содержит десять модулей размером 50×50 см, каждый из которых состоит из свинцовой пластины толщиной 0,5 см и сантиметрового слоя пластикового сцинтиллятора, обёрнутого алюминиевой фольгой толщиной 0,5 мм, которая нужна для

улучшения светосбора со сцинтилляторов. Полная толщина calorimetра составляет 9,5 радиационных длин. С помощью данного calorimetра можно измерить только продольный профиль ливня (позиционные измерения проводятся только по координате z). Этот calorimetр выполнял в эксперименте несколько функций: измерение энергии электронов, режекция адронов, времяпролётные измерения.

Геометрический фактор прибора HEAT составлял 495 см^2 ср. Измерения проводились в течение примерно 30 часов полёта [34].

Выделяя электроны на фоне протонов, с помощью детектора переходного излучения удалось получить эффективность отбора электронов, равную 88 %, в то время как эффективность отбора протонов составила всего 0,59 %, таким образом, коэффициент режекции оказался равным 170 [35].

Однако этого явно недостаточно при существующем соотношении потоков электронов и протонов в космических лучах (примерно 1 к 100 при энергии до 100 ГэВ). Для того чтобы увеличить коэффициент режекции и тем самым уменьшить количество протонов, имитирующих электроны и позитроны, были использованы и другие детекторы, входящие в состав прибора HEAT.

Так, один из методов разделения электронов (позитронов) и протонов был основан на различии в распределениях отношения энергии E , определённой в электромагнитном calorimetре, к импульсу p , измеренному дрейфовым годоскопом. Это распределение для электронов и позитронов имеет пик при величине отношения E/pc равной -1 и $+1$ соответственно, в то время как для протонов пик распределения находится вблизи значения $+0,5$. Это связано с тем, что значительная доля энергии, выделившаяся в calorimetре при прохождении протона, выходит из calorimetра [36].

Кроме того, calorimetр сам по себе может понизить фон протонов ещё двумя способами. Первый заключается в том, что аналоговые сигналы от нижних семи слоев calorimetра складываются и получается приближительное суммарное энерговыделение ливня. Так как одно из условий срабатывания триггера включает в себя требование превышения суммарной амплитудой некоторого уровня, который полагается равным 0,5 ГэВ, то посредством установления такого порога режкются протоны, обладающие большей проникающей способностью. Этот метод аналогичен рассмотренному выше, применённому в эксперименте FGST, методу, который учитывает для отбора событий величину полного энерговыделения в calorimetре.

Второй способ основан на том, что взаимодействующие протоны генерируют в calorimetре каскады различных размеров, однако эти каскады, как правило, отличаются по характеристикам, как было замечено ранее, от электромагнитных каскадов. В частности, они имеют большее значение критерия согласия χ^2 , когда продольный профиль адронного ливня аппроксимируется средней каскадной кривой электромагнитного ливня. Распределение электронных и протонных событий по данному параметру представлено на рис. 4а. Зависимость эффективности отбора протонов от эффективности отбора электронов при варьировании порогового значения отбора по χ^2 от 1 до 2 показана на рис. 4б.

Из рисунка 4б видно, что для обеспечения наибольшего соотношения между эффективностью отбора элект-

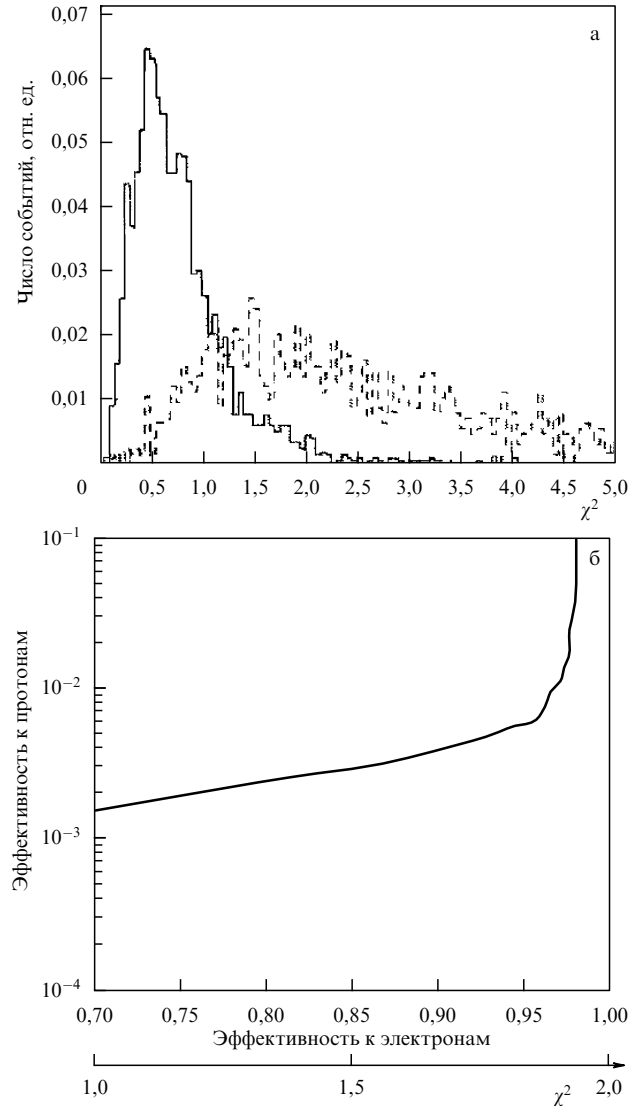


Рис. 4. (а) Распределения для электронов (сплошная кривая) и для протонов (штриховая кривая) χ^2 . Площади гистограмм нормированы на единицу. (б) Зависимость эффективности отбора протонов и эффективности отбора электронов при варьировании пороговых значений отбора по χ^2 от 1 до 2.

ронов и режекцией протонов, необходимо выбрать пороговые значения χ^2 , соответствующие эффективности отбора электронов $\sim 90\%$ и эффективности отбора протонов $\sim 10^{-3}-10^{-2}$. Кроме того, одновременно с этим необходимо поставить порог по минимальной выделившейся энергии, поскольку невзаимодействующие протоны с малым энерговыделением, а также электроны с низкими энергиями дают слабые ливни в calorimetре с большими флуктуациями энерговыделений от слоя к слою. Следовательно, большие флуктуации и низкая точность измерения выделившейся энергии (так как в данном случае её значения лежат в начале рабочего диапазона измеряемых сцинтиллятором энерговыделений) дают малое значение χ^2 , которое также соответствует высокоэнергичному электромагнитному каскаду.

Таким образом, при использовании методов по подавлению протонных событий с помощью calorimetра и годоскопа можно получить эффективность по отношению к электронам на уровне 97 % при коэффициенте режекции, равном 460. Если же теперь объединить

данные методы с теми, которые связаны с использованием детектора переходного излучения, то в результате коэффициент режекции станет вполне приемлемым для измеряемого в эксперименте диапазона энергий электронов и позитронов (до 100 ГэВ), а именно порядка 8000 [37].

BETS (*Ballon-borne Electron Telescope with Scintillating fibers*) — в этом эксперименте по исследованию электронной компоненты космических лучей в диапазоне энергий от 10 ГэВ до нескольких сотен ГэВ исследования проводились в серии полётов (в 1995, 1997, 1998 и 2004 гг.) на аэростатах, причём имеются небольшие структурные различия в версиях приборов различных лет (разное число слоёв свинца и пластических скintилляторов). Рассмотрим версию прибора, использованную в эксперименте 2004 г. (он имеет в названии приставку PPB — Polar Patrol Ballon), в котором применялся детектор, состоящий из 36 слоёв скintилляционных волокон с поперечным сечением 1 мм² каждого волокна, 9 пластических скintилляторов и 14 пластин свинца с полной толщиной 9 радиационных длин. Таким образом, этот детектор, по сути, является калориметром. Чувствительная поверхность детектора равна 28 × 28 см [38]. Схематическое изображение прибора представлено на рис. 5.

Скintилляционные волокна расположены под прямым углом друг к другу в двух соседних слоях, для того чтобы регистрировать частицы каскада, развившегося в свинце, в двух проекциях — x и y .

Скintилляционный сигнал в волокнах считывается с помощью специальной, усиливающей сигнал ПЗС-камеры (прибора с зарядовой связью) для каждой проекции x и y . Картина развития ливня, наблюдаемая в координатах ПЗС-камеры, реконструировалась по положению волокон в объёме детектора [39].

Триггерная система прибора организована таким образом, что она позволяет регистрировать только ливни, начавшиеся в первых слоях калориметра, а это приводит к тому, что эффективность регистрации протонов примерно в 100 раз ниже эффективности регистрации электронов. Первый слой скintилляторов триггерной системы расположен перед калориметром, а два других — на некоторых глубинах внутри его. Для каждого из скintилляторов установлен определённый порог срабатывания, соответствующий энерговыделению в ливне, начатом электроном с энергией 10 ГэВ.

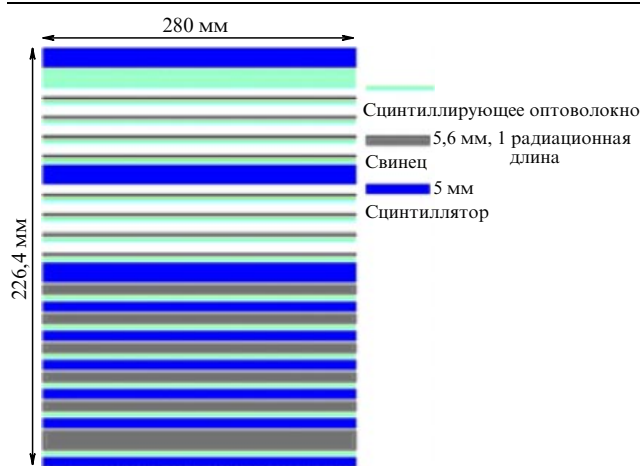


Рис. 5. Схематическое изображение прибора BETS.

Таким образом, благодаря этому триггеру происходит отбор частиц, при прохождении которых в калориметре выделяется энергии больше, чем при прохождении электрона с энергией 10 ГэВ. Тем самым исключается большое количество протонов и ядер гелия, которые не взаимодействуют или взаимодействуют в нижней половине детектора. Коэффициент режекции протонов в данном отборе по триггеру приблизительно равен 100.

Кроме того, для отбора электронов в данном эксперименте было важно восстановить ось ливня. Она определяется следующим образом. На глубине более трёх радиационных длин в приборе ищется центр тяжести энерговыделения в поперечном сечении развития ливня в каждом слое волокон. По этим точкам методом наименьших квадратов восстанавливается ось каскада. Затем определяется положение центра тяжести энерговыделения в ливне в каждом слое, причём используются только сигналы с волокон вблизи восстановленной оси ливня (не более 5 волокон от неё). Таким образом, с использованием уточнённых положений центров тяжести ось ливня восстанавливается повторно. В итоге погрешность определения оси ливня не превышает 1° [40].

Характерный поперечный размер электромагнитного ливня в свинце составляет порядка 3 см (мольеровский радиус для свинца примерно 1,6 см), а ливни, инициированные протонами, будут иметь более широкое поперечное распространение за счёт рождения пионов в ядерных взаимодействиях. Реконструированные электроноподобные и протоноподобные события из данных, полученных во время полётов, показаны на рис. 6. Электроны отбирались на основе модельных расчётов.

Для промоделированных электронных и протонных событий строилось распределение величины E_T (рис. 7), которая равна отношению энерговыделения в цилиндре радиусом 5 мм, осью которого является ось ливня, к полному энерговыделению в калориметре.

Результаты моделирования были также проверены в тестовом эксперименте на ускорителе, причём при различных углах падения частиц на прибор. На рисунке 7б показано распределение величины E_T для электронов при углах падения 0 и 30°.

Распределения событий по величине E_T для модельных и для полученных на ускорителе событий оказались в хорошем согласии, и, как можно видеть из рис. 8, на котором представлена зависимость эффективности отбора электронов и протонов от энергии, эффективность отбора электронов практически не зависит от угла их падения.

Была оценена вероятность пройти данный отбор для протонов. Эта вероятность, которая сильно зависит от угла падения, составляет 10% для вертикально падающих частиц и несколько процентов в случае угла падения 30°. Зависимость вероятности пройти отбор для электронов и протонов от энергии при нескольких фиксированных углах падения частиц показана на рис. 8. Так как средняя энергия каскада, инициированного протоном, была приблизительно в три раза меньше, чем средняя энергия каскада, инициированного электроном, для той же самой первичной энергии частицы, то для протонов на рисунке масштаб по энергии изменён в три раза [41].

Коэффициент режекции протонов при отборе по величине E_T оказался равным 20. Таким образом, если объединить данный критерий отбора электронов с критерием по срабатыванию триггера, то коэффициент

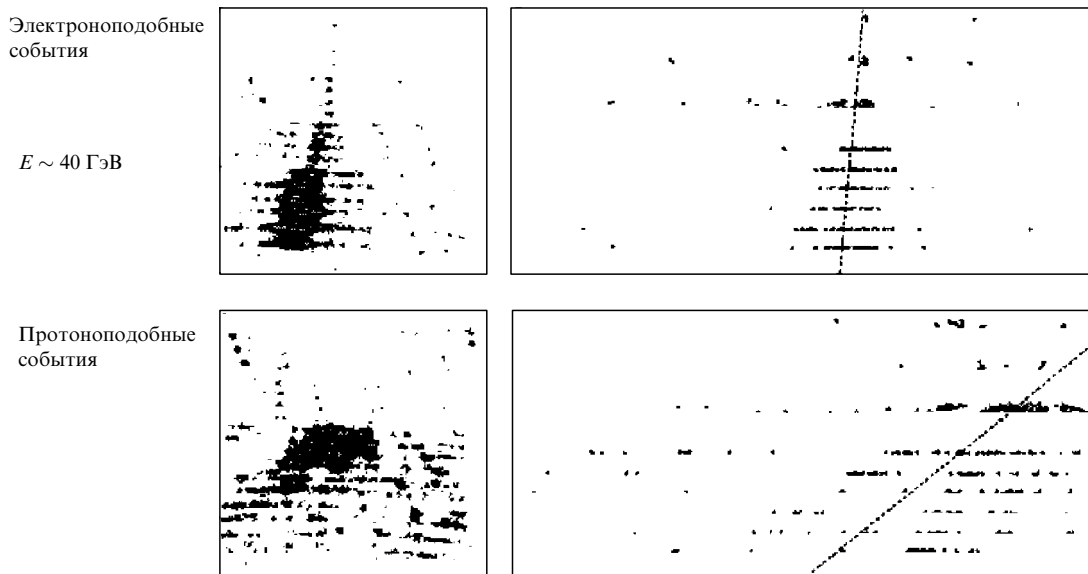


Рис. 6. Примеры восстановленных событий в калориметре BETS.

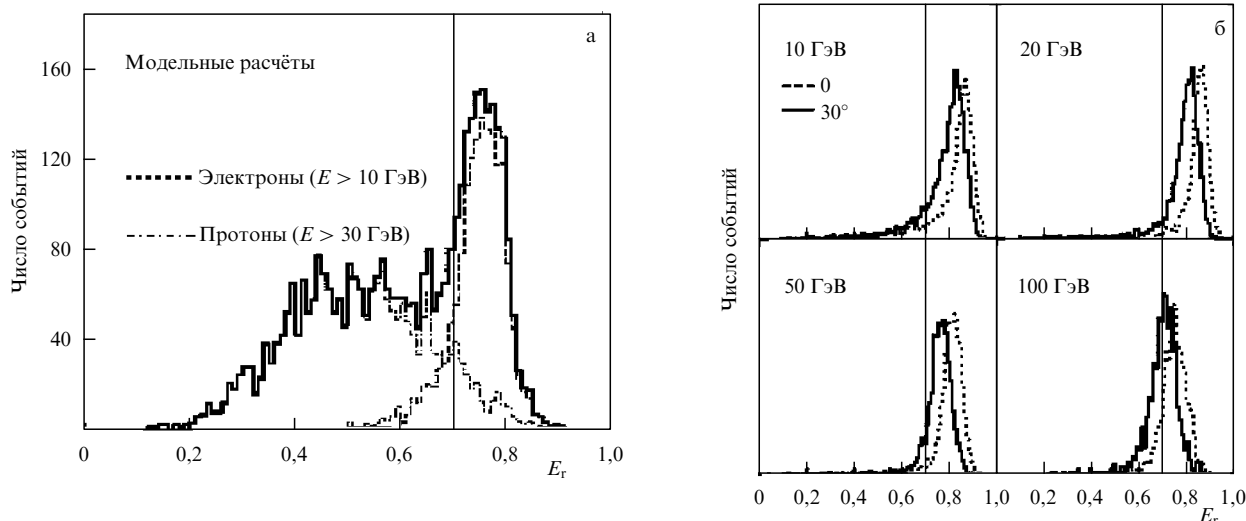


Рис. 7. (а) Распределение событий по величине E_T . (б) Распределение событий по параметру E_T при различных энергиях и углах падения на прибор для ливней, инициированных электронами, в тестовом эксперименте на ускорителе ЦЕРНА.

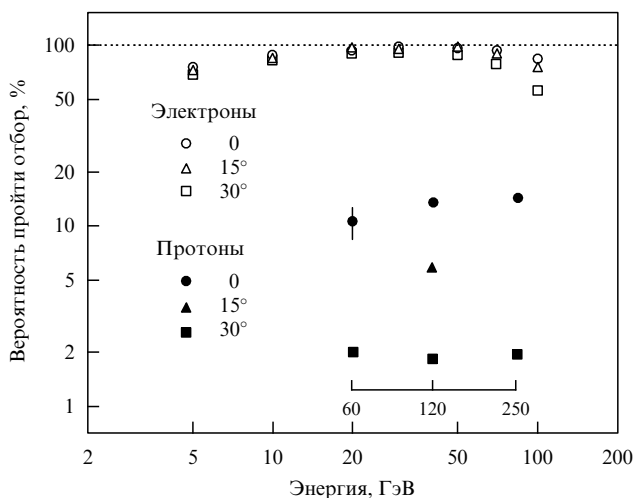


Рис. 8. Эффективность отбора по величине E_T электронов и протонов при различной первичной энергии, полученная из данных тестового эксперимента на ускорителе.

режекции составит порядка 2000, что вполне достаточно для отбора электронов в доступном для BETS диапазоне энергий — до нескольких сотен ГэВ.

PAMELA (*a Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*) — эксперимент, проводящийся на спутнике "Ресурс-ДК1", который был запущен на околоземную орбиту в июне 2006 г. Эксперимент направлен на изучение состава и энергетических спектров космических частиц в околоземном космическом пространстве. В состав прибора входят: калориметр, магнитный микростриповый спектрометр, времяпролётная сцинтилляционная система, детекторы антисовпадений, сцинтилляционный ливневый детектор и нейтронный детектор. Внешний вид прибора показан на рис. 9 [42].

Большая часть критериев по отделению электронов от протонов в эксперименте PAMELA основана на использовании калориметра.

Калориметр (рис. 10) является дискретным, он состоит из 44 кремниевых чувствительных плоскостей

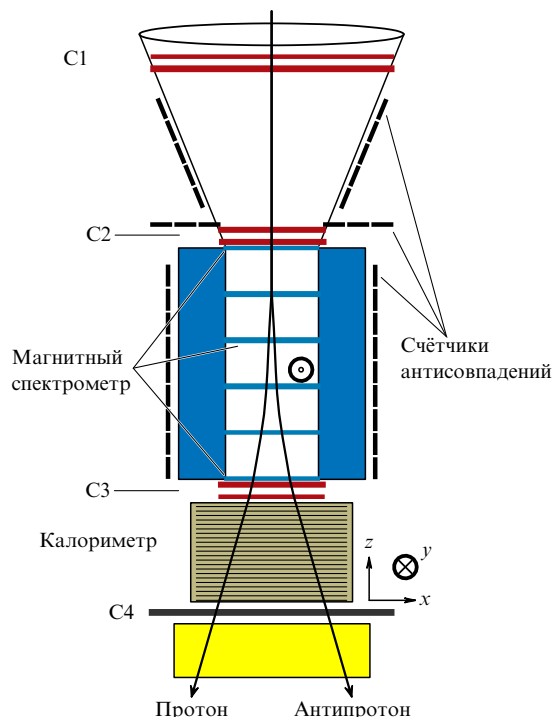


Рис. 9. Физическая схема прибора PAMELA. C1–C4 — сцинтилляторы.



Рис. 10. Общий вид калориметра прибора PAMELA.

(толщиной 380 мкм), чередующихся с плоскостями из вольфрамового поглотителя. Полная толщина калориметра составляет 16,3 радиационных длин или 0,6 ядерной длины. Каждая из 44 чувствительных плоскостей состоит из девяти кремниевых детекторов, которые, в свою очередь, делятся на 32 стрипа (полоски). Стрипы последовательных слоёв расположены взаимно перпендикулярно, что позволяет регистрировать развитие ливня в двух проекциях [43].

Как было отмечено ранее, восстановление оси ливня в калориметре важно при отделении электронов (позитронов) от протонов. В эксперименте PAMELA, там, где это возможно, ось каскада (соответствующая траектории первичной частицы) определяется магнитным спектрометром, в противном случае ось определяется с помощью калориметра. Так как 44 кремниевые плоско-

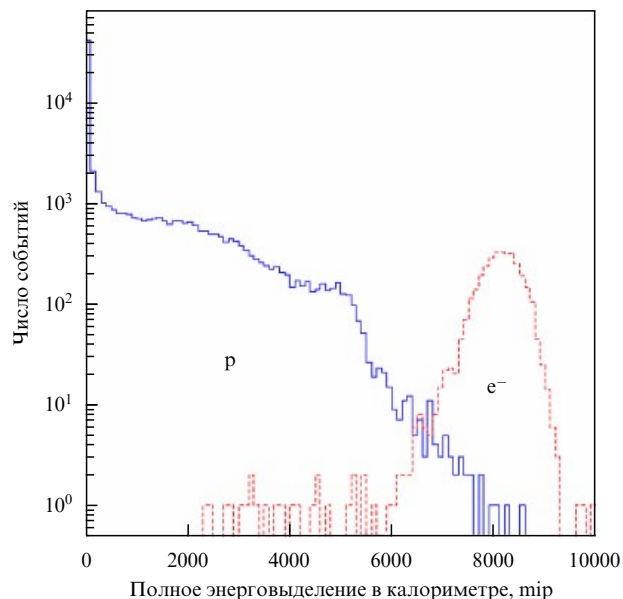


Рис. 11. Распределение по количеству событий полного энерговыделения в калориметре для протонов и электронов с энергией 50 ГэВ.

сти разделены на стрипы, то точка пересечения траекторией частицы i плоскости, определяется как центр тяжести \bar{x} измеряемых энергий E_i ($> 0,7$ mip), выделившихся в стрипах с координатами x_i , где

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i}.$$

(1 mip (minimum ionizing particle) соответствует энергии, выделившейся при прохождении минимально ионизирующей частицы.)

Когда эта процедура выполняется для нескольких слоёв в калориметре, то ось ливня может быть определена по методу наименьших квадратов. Погрешность её определения порядка одного градуса [44].

Первым и наиболее эффективным критерием отбора электронов на фоне протонов является сравнение импульса, измеренного магнитным спектрометром, с величиной энергии, измеренной калориметром. Для адронов данной энергии распределение полного энерговыделения в калориметре плоское, с пиком при низких энерговыделениях (от невзаимодействующих протонов), в то время как для электронов оно описывается нормальным распределением. Для электронов высоких энергий, однако, хвост распределения в области низких энерговыделений может понижать эффективность отбора. На рисунке 11 показаны распределения полного энерговыделения для протонов и электронов с энергией 50 ГэВ. После отбора событий при данной энергии с энерговыделением более 7000 mip отбрасывается около 99,98 % протонов и только 4,3 % электронов.

Другой возможный критерий разделения электронов и протонов в эксперименте PAMELA заключается в отборе по началу ливня в калориметре — вероятность того, что электромагнитный ливень начинает развиваться в первых трёх плоскостях, составляет 89 %. Для адронных каскадов точки начала ливня распределены равномерно по всей длине калориметра вследствие его малой толщины (0,6 ядерной длины).

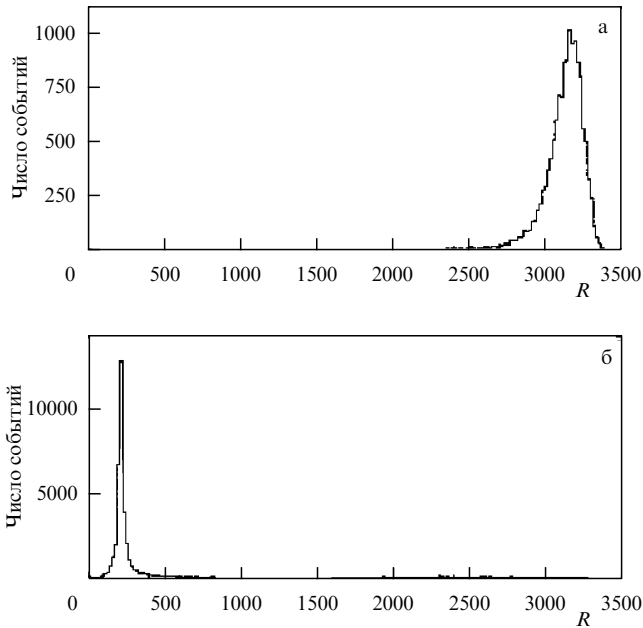


Рис. 12. Распределение по величине R для электронов (а) и протонов (б) с энергией 100 ГэВ.

Главным в этом методе является необходимость наиболее точно определить место начала развития ливня.

Величина

$$R = \sum_{j=1}^2 \sum_{i=1}^{pl_{\max}} n_{ij} i$$

отражает топологические характеристики развития каскада в калориметре. Поскольку вторичные частицы в ливне коллимированы вдоль его оси, эта величина связана с точкой начала развития ливня. Величина R определяется как суммарное число срабатываний стрипов l по плоскостям калориметра, причём на расстоянии в два мольеровских радиуса от реконструированной оси ливня. Суммирование по плоскостям проводится до плоскости с номером pl_{\max} , которая соответствует положению максимума электромагнитного ливня в калориметре при данной первоначальной энергии. Это значение может быть получено либо из данных магнитного спектрометра, либо из данных тестового эксперимента на ускорителе. Для электромагнитных ливней получаются более высокие значения R , в то время как для основной массы невзаимодействующих или частично взаимодействующих адронов — более низкие. На рисунке 12 показано распределение по R для смоделированных протонов и электронов с энергией 100 ГэВ [45].

Величина в два мольеровских радиуса выбрана исходя из того факта, что в цилиндре с таким радиусом в электромагнитном каскаде выделяется более 95 % энергии, в то время как в адронном — значительно меньше. Более того, в ходе эксперимента CAPRICE [Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment] [46, 47] было установлено, что величина в два мольеровских радиуса является оптимальной.

Энергия, выделяющаяся в электромагнитном ливне, сильно уменьшается после достижения ливнем максимума. Положение максимума в эксперименте PAMELA

определяется по измеренному импульсу частицы из показаний магнитного спектрометра или из данных тестового эксперимента на ускорителе. Для адронных ливней энергия распределена приблизительно равномерно и максимум развития любого адронного каскада в калориметре лежит глубже, чем электромагнитного, при той же самой первичной энергии. Продольный профиль ливня можно оценить, определяя долю полного энергосвечения в последующих пяти слоях после того места, в котором ожидается максимум ливня. Аналогично, характеристики профиля можно оценить через количество энергии, выделившееся в последних четырёх слоях калориметра внутри цилиндра радиусом в два мольеровских. Кроме того, для идентификации может быть использована энергия, выделившаяся в отдельных стрипах. Для адронных ливней эта величина может быть очень большой из-за фрагментаций ядер кремния [48].

Большинство параметров, использующихся в различных методах, были предварительно оптимизированы по данным моделирования методом Монте-Карло.

Таким образом, комбинация различных методов, описанных выше, используется для разделения электронов и протонов в эксперименте PAMELA, и при этом удаётся достичь коэффициента режекции протонов 10^5 для энергий выше 10 ГэВ при эффективности отбора электронов 90 %. Однако, когда энергии частиц достигают примерно нескольких сотен ГэВ, магнитный спектрометр определяет жёсткость с низкой точностью и тогда использование метода отделения протонов на основе сравнения импульса, измеренного магнитным спектрометром, с величиной энергии, измеренной калориметром, не представляется возможным. При использовании только одного калориметра, без трекера, коэффициент режекции составляет 10^4 при энергиях вплоть до значений порядка нескольких сотен ГэВ [49], что вполне достаточно для измерения суммарного потока электронов и позитронов в данном диапазоне энергий.

АТИС (*Advanced Thin Ionization Calorimeter*) — эксперимент, предназначенный для исследования состава и энергетических спектров космических частиц высоких энергий. Было проведено несколько длительных полётов на аэростате с декабря 2000 г. по январь 2001 г., с декабря 2002 г. по январь 2003 г. и с декабря 2007 г. по январь 2008 г. Прибор, схема которого представлена на рис. 13, состоит из кремниевой матрицы для измерения заряда проходящих сквозь него частиц; графитовой мишени (0,75 ядерной длины), в которой происходит взаимодействие частиц; трёх слоёв сцинтилляционных детекторов, которые служат для выработки триггера и определения траектории частицы; и калориметра, используемого для измерения энергии частиц и идентификации их типа.

Калориметр (рис. 14) выполнен на основе кристаллов германата висмута — BGO. Его толщина составляет 18 радиационных длин. Калориметр разделён на 10 слоёв размером 50×50 см, каждый из которых содержит по 40 брусков кристаллов BGO размером $2,5 \times 2,5 \times 25$ см. Брусочки расположены в соседних слоях взаимно перпендикулярно, для того чтобы иметь возможность измерять пространственное распределение частиц в ливне и определять его ось [50].

В данном эксперименте используется следующий набор критериев для выделения электронов на фоне протонов.

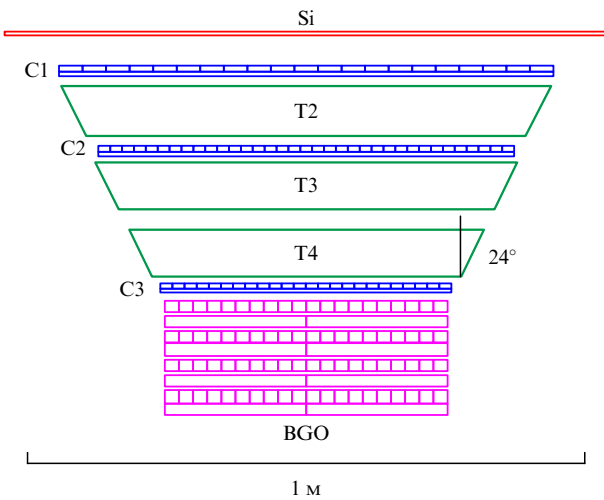


Рис. 13. Схема прибора АТИС.

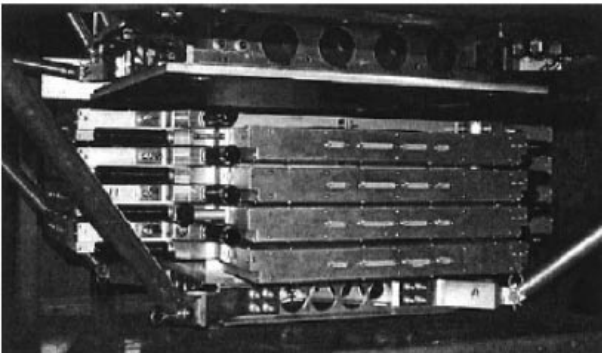


Рис. 14. Общий вид калориметра АТИС.

Во-первых, из данных моделирования были получены характеристики средних ливневых кривых для регистрируемых электронов. Было обнаружено, что электроны теряют около 97 % энергии в висмут-германиевых кристаллах, в то время как протоны — только около 40 %. Продольные профили каскада аппроксимировались ливневыми кривыми, полученными по данным модельных расчётов для электронов. Требование хорошей аппроксимации определяется значением величины χ^2 . Этот метод аналогичен рассмотренному выше в эксперименте НЕАТ, где также проводилась аппроксимация продольного ливневого профиля электромагнитной каскадной кривой, а затем вычислялось значение χ^2 . Данный критерий отбрасывает около 5 % электронов, причём подавляется около 68 % протонов.

Во-вторых, было использовано поперечное распределение частиц в ливне. В частности, верхние слои калориметра показывают хорошую способность разделения протонов и электронов. Это можно объяснить тем, что для ливней, инициированных адронами, флуктуации в начальной стадии развития больше, чем для ливней, инициированных электронами. На рисунке 15а представлены среднеквадратичные отклонения распределений энерговыделений в первой плоскости. Среднеквадратичное отклонение распределения энерговыделений в каждой плоскости вычисляется как

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n E_i (x_i - x_c)^2}{\sum_i E_i},$$

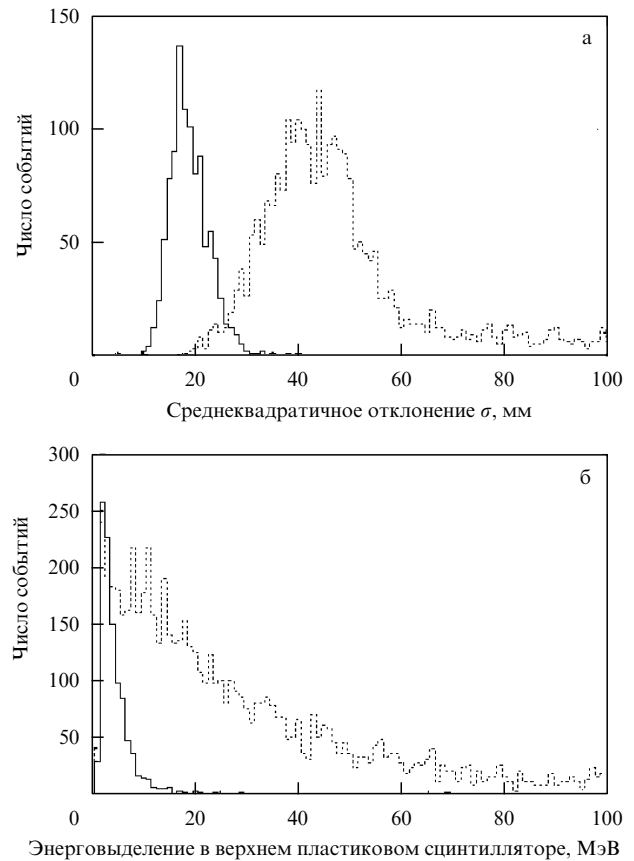


Рис. 15. (а) Распределения электронных (сплошная кривая) и протонных (пунктирная кривая) событий по величинам среднеквадратичных отклонений распределений энерговыделений в первой плоскости калориметра. (б) Распределение энерговыделений для электронов (сплошная кривая) и протонов (пунктирная кривая) в верхнем пластическом сцинтилляторе.

где x_c — координата центра тяжести энерговыделений, x_i — координата центра i -го кристалла, E_i — энергия, выделяющаяся в i -м кристалле. Суммирование идёт по всем кристаллам данного слоя [51].

В-третьих, рассматривается обратный ток, который различается для адронного и электромагнитного ливней. Количество вторичных частиц, летящих назад от протонов, существенно больше, чем летящих от электронов. Пластические сцинтилляторы, чередующиеся с мишенью, могут измерять их число для каждого события. Одновременно можно использовать различия в типах и потоках рассеянных назад частиц. Для протонных событий большая часть частиц обратного тока состоит из ионизирующих частиц, в то время как для электронных событий обратный ток состоит главным образом из низкоэнергетичных γ -квантов, энерговыделение которых, как правило, не превышает 2 МэВ на событие, энерговыделение же более 2 МэВ характерно для проникающих заряженных частиц. На рисунке 15б видно различие в распределениях энерговыделений в самом верхнем пластическом сцинтилляторе для электронов и протонов, полное энерговыделение которых в калориметре равняется приблизительно 1 ТэВ.

Хотя с увеличением глубины в калориметре поперечные профили ливней для электронов и протонов становятся всё более и более похожими, тем не менее был введён ещё один параметр, позволяющий разделять

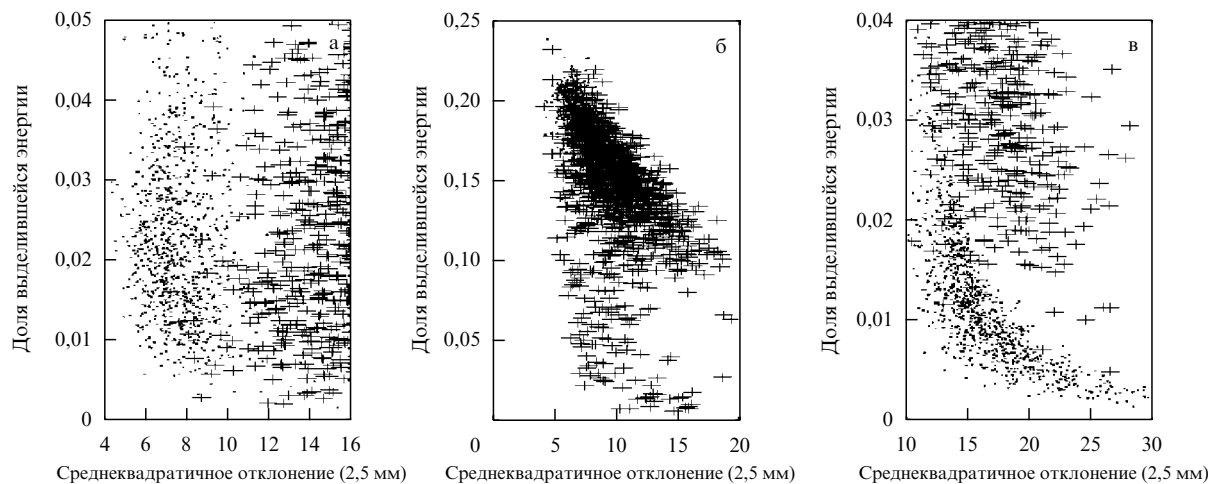


Рис. 16. Диаграммы рассеяния энерговыделений для отдельных событий, на трёх различных глубинах калориметра: (а) в первом слое, (б) в пятом слое и (в) в десятом слое.

электроны и протоны. На рисунке 16 показаны распределения событий по рассеянию энерговыделений в отдельных висмут-германиевых слоях и доля энергии, выделенной в n -м слое (отношение энерговыделения E_n к полному энерговыделению E_{sum} в калориметре). По оси абсцисс отложены среднеквадратичные отклонения энерговыделений от центра тяжести энерговыделения в данном слое.

Лучшим критерием разделения электронов и протонов в первом слое висмут-германиевых кристаллов является ширина ливня. В пятом слое две совокупности значений ширин (протонов и электронов) частично совпадают, но ближе к нижнему слою калориметра снова становятся различимыми. Однако для нужного разделения уже не достаточно применения какого-либо одного критерия, например ширины ливня или величины энерговыделения. Поэтому была подобрана специальная функция $F_n = (E_n/E_{\text{sum}}) \sigma^2$, учитывающая одновременно все эти критерии, где σ — среднеквадратичное отклонение. Функция является эмпирической и имеет довольно простой вид. Теперь, если построить распределения функции F_{10} висмут-германиевого слоя кристаллов для протонов и электронов (рис. 17), то получатся два

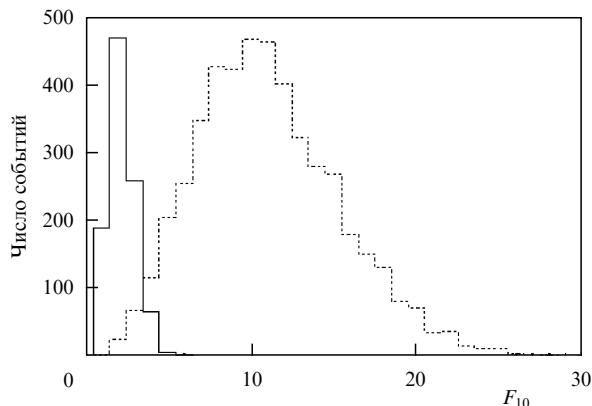


Рис. 17. Распределение электронов (сплошная кривая) и протонов (пунктирная кривая) по величине параметра F_{10} в последнем, десятом, висмут-германиевом слое калориметра.

распределения, которые показывают такое же хорошее разделение электронов и протонов, как и на рис. 15а. Таким образом, можно отбросить до 99 % протонных событий.

Учёт всех вышеприведённых критериев, использованных в эксперименте АТЭС, приводит к тому, что эффективность отбора электронов составляет примерно 70 %, при этом остаётся только порядка 0,05 % протонов. Подчеркнём, что всегда имеется в виду одинаковое полное энерговыделение для протонов и электронов в калориметре, а не их первичная энергия. Следует также отметить, что хотя конфигурация и состав прибора в целом не предназначались специально для измерений энергетических спектров электронов, удалось, тем не менее, достичь довольно хорошей эффективности их отбора и высокого уровня режекции протонов [52].

AMS-02 (*Alpha Magnetic Spectrometer*) — прибор, предназначенный для измерений на борту Международной космической станции, позволяет измерять спектры и состав заряженных космических лучей в диапазоне энергий до нескольких ТэВ, а также энергию γ -квантов до нескольких сотен ГэВ. Предыдущая версия прибора AMS-01 была размещена на космическом аппарате "Дискавери" в 1998 г. и находилась в полёте в течение 10 дней. Прибор AMS-02 включает в свой состав (рис. 18 [53]) детектор переходного излучения (ДПИ), времяпролётную систему из пластических сцинтилляторов, трекер из шести слоёв кремниевых микроstriповых детекторов, сверхпроводящий магнит, окружающий трекер, черенковский детектор и электромагнитный калориметр [54].

Калориметр имеет форму параллелепипеда высотой 17 см и площадью основания $65 \times 65 \text{ см}^2$, разделённого на девять больших слоёв. Большие слои ориентированы взаимно перпендикулярно для измерений по координатам x и y . Каждый большой слой состоит, в свою очередь, из 11 слоёв свинцовой фольги толщиной 1 мм, перемежающихся с 10 слоями сцинтилляционных волокон диаметром 1 мм. Вся сборка проклеена эпоксидной смолой (рис. 19). Калориметр имеет толщину около 15 радиационных длин [55].

Для подавления протонов при отборе электронов в эксперименте AMS существует несколько методов, использующих различные детекторы.

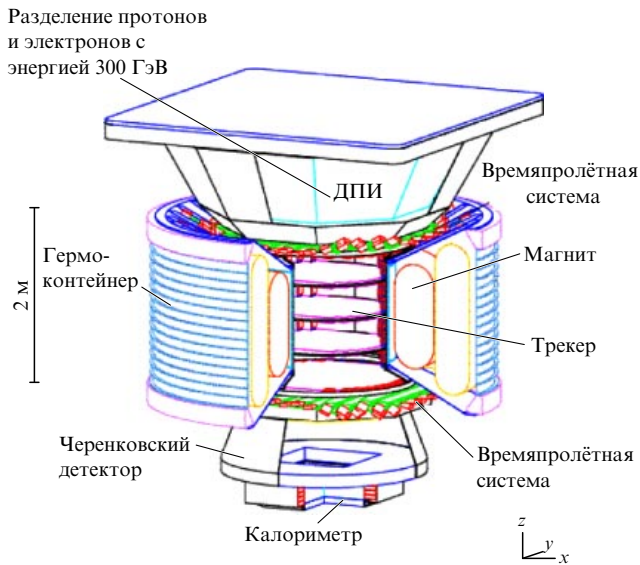


Рис. 18. Общий вид прибора AMS-02.

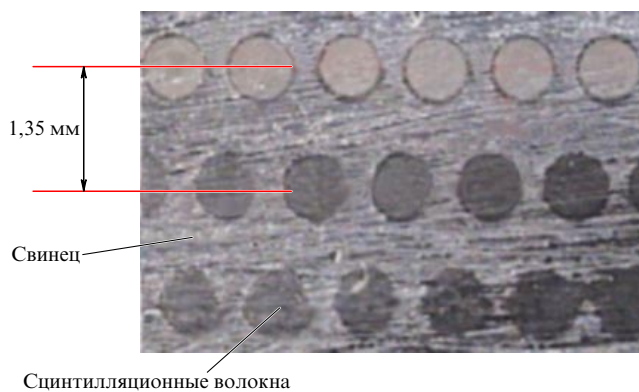


Рис. 19. Изображение части большого слоя калориметра AMS.

Детектор переходного излучения способен отделять позитроны на фоне протонов с коэффициентом режекции от 10^3 до 10^4 в энергетическом диапазоне от 1,5 ГэВ до 300 ГэВ.

Коэффициент режекции протонов при использовании калориметра в эксперименте AMS составляет $\sim 10^4$ в энергетическом интервале от 1 ГэВ до 1 ТэВ, что превышает энергетический диапазон, доступный для детектора переходного излучения. Коэффициент режекции 10^4 является достаточно высоким для отбора электронов, но недостаточно высоким для отбора позитронов в измеряемом диапазоне энергий. Однако в энергетическом диапазоне до 300 ГэВ, используя комбинацию этих двух детекторов, можно подавить протоны с коэффициентом режекции 10^6 , которого уже достаточно для отбора позитронов [56].

В данном эксперименте для отбора электронов по калориметру используются такие параметры, как доля энергосвыделения в цилиндре радиусом 2 см вдоль оси ливня, доля энергосвыделения в последних трёх больших слоях после максимума каскада. Все эти методы так или иначе были рассмотрены выше при обсуждении других экспериментов.

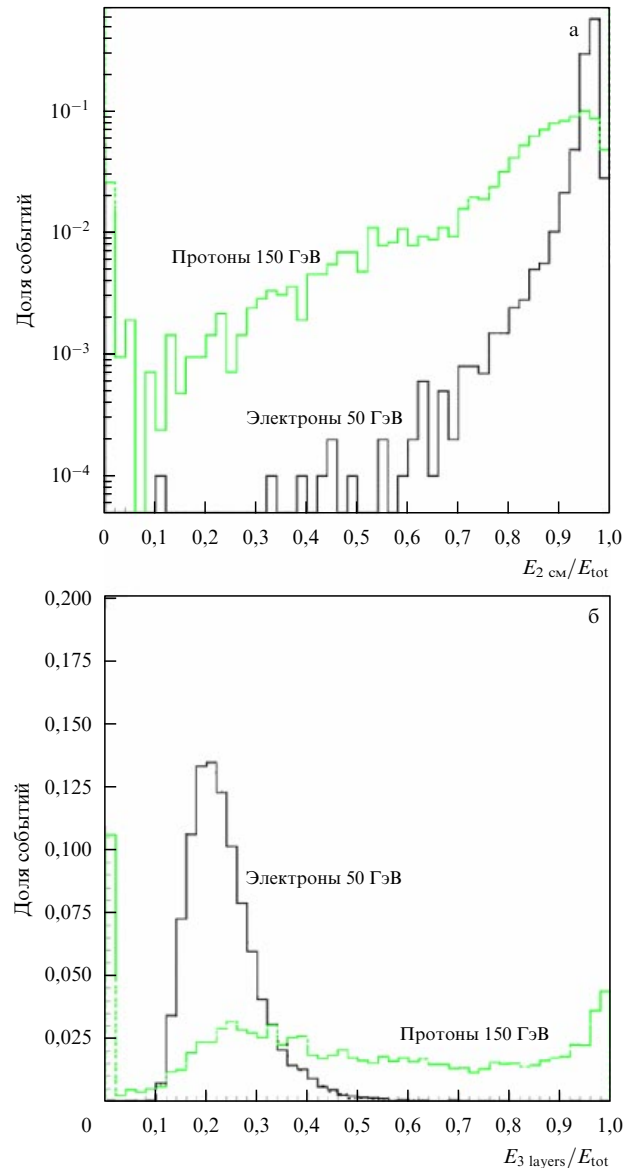


Рис. 20. (а) Распределение доли энергии, выделившейся в калориметре в цилиндре радиусом 2 см ($E_{2\text{см}}$) вдоль оси ливня к полному энергосвыделению в калориметре для протонов и электронов, полученные по данным эксперимента на ускорителе. Видно, что имеются области отношений ($> 0,6$), в которых распределения перекрываются. На рисунке 20б показаны распределения отношения энергосвыделения в трёх последних больших слоях к полному энергосвыделению, полученные из тех же данных. Что характерно, область перекрытия распределений меньше, однако в распределении электронов имеется "хвост", который может снизить эффективность отбора.

На рисунке 20а показаны распределения отношения доли энергосвыделения в цилиндре радиусом 2 см вдоль оси ливня к полному энергосвыделению в калориметре для протонов и электронов, полученные по данным эксперимента на ускорителе. Видно, что имеются области отношений ($> 0,6$), в которых распределения перекрываются. На рисунке 20б показаны распределения отношения энергосвыделения в трёх последних больших слоях к полному энергосвыделению, полученные из тех же данных. Что характерно, область перекрытия распределений меньше, однако в распределении электронов имеется "хвост", который может снизить эффективность отбора.

Тем не менее эффективность по отношению к электронам, полученная с помощью вышеуказанных критериев в эксперименте AMS, составляет 95 % [57].

3. Заключение

В последнее время используется много различных детекторов для идентификации частиц в экспериментах по исследованию космических лучей, проводящихся на аэростатах и спутниках в околоземном пространстве, в частности черенковский детектор, детектор переходного излучения, магнитный спектрометр и калориметр. Для отбора позитронов требуется более высокий коэффициент режекции, чем для отбора электронов (например, 10^5 в энергетическом интервале до нескольких сотен ГэВ для выделения позитронов и 10^3 в том же энергетическом интервале для электронов). Такие повышенные требования к подавлению протонов обуславливают использование для отбора электронов и особенно позитронов комбинации различных типов детекторов.

Сегодня калориметр является практически единственным прибором, который, имея небольшие размеры и массу, что особенно важно для экспериментов, проводящихся на спутниках и аэростатах, позволяет эффективно подавлять протоны и производить прецизионные измерения энергии, сохраняя работоспособность при длительной эксплуатации.

Помимо решения основной задачи по определению энергии проходящих частиц, калориметр можно использовать для идентификации частиц. Были рассмотрены различные методы по разделению электронного и протонного компонентов в космических лучах с помощью калориметров, использующихся в таких экспериментах, как ATIC, AMS-02, FGST, PAMELA, BETS, HEAT. В основе всех методов лежит использование различия процессов, которые происходят во время развития адронного и электромагнитного ливня в веществе. В описанных методах использовались такие характеристики продольного и поперечного развития ливня, как величина обратного тока, величина полного энерговыделения в калориметре и др.

Коэффициент режекции для рассмотренных калориметров имеет, как правило, величину порядка 10^4 . Этого значения достаточно для отбора электронов, но не достаточно для отбора позитронов. Однако при совместном использовании калориметра с магнитным спектрометром и детектором переходного излучения удаётся достичь коэффициента режекции протонов $\sim 10^6$ при эффективности отбора электронов 80–90%. Тем не менее следует отметить, что магнитные спектрометры и детекторы переходного излучения пока имеют достаточно низкий верхний предел по энергии идентифицируемых частиц, который составляет порядка нескольких сотен ГэВ, в то время как верхний предел рабочего диапазона измеряемых энергий для калориметров достигает в случае электронов 10 ТэВ, а в случае адронов — порядка 1000 ТэВ [58, 59].

Несомненно, при дальнейшем совершенствовании калориметрической техники калориметры будут продолжать занимать столь же важное место при проведении экспериментов по исследованию космических лучей на спутниках и аэростатах [60].

Список литературы

1. Лежнева О А *Электричество* (11) 79 (1956)
2. Wulf T *Phys. Z.* **5** 152 (1910)
3. Hess V F *Phys. Z.* **13** 1084 (1912)
4. Skobeltzin D W Z. *Phys.* **43** 354 (1927)
5. Векслер В И *УФН* **78** 538 (1962) [Veksler V I *Sov. Phys. Usp.* **5** 1024 (1963)]
6. Bothe W Z. *Phys.* **59** 1 (1929)
7. Мысовский Л В *УФН* **10** 545 (1930)
8. Григоров Н Л, Мурзин В С, Рапопорт И Д *ЖЭТФ* **34** 506 (1958) [Grigorov N L, Murzin V S, Rapoport T D *Sov. Phys. JETP* **7** 348 (1958)]
9. Marrocchesi P S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **535** 143 (2004)
10. Bellotti R et al. *Astropart. Phys.* **7** 219 (1997)
11. Seo E S et al. *Adv. Space Res.* **33** 1777 (2004)
12. Boezio M et al. *Astrophys. J.* **532** 653 (2000)
13. Aguilar Benitez M et al. "The Ring Imaging Cherenkov detector (RICH) of the AMS experiment", in *Proc. of the 29th Intern. Cosmic Ray Conf., Pune* (2005)
14. Bergström D et al., in *Proc. of the 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, UT, USA* Vol. 5 (Eds D Kieda, M Salamon, B Dingys) (1999) OG 4.1.21, p. 80
15. Olzem J et al. "Construction of the AMS-02 Transition Radiation Detector for the International Space Station", in *Proc. of the 29th Intern. Cosmic Ray Conf., Pune* (2005)
16. Wakely S P et al. "Transition Radiation Detectors for Cosmic Rays Near the Knee", in *Proc. of 28th ICRC, Tsukuba* (2003) p. 2237
17. Maestro P et al. "Energy cross-calibration from the first CREAM flight: transition radiation detector versus calorimeter", in *Proc. of 30th ICRC, Merida, Mexico* Vol. 2, OG part 1 (2007) p. 333
18. Seo E S "New Observations with CREA", in *Proc. of 29th Intern. Cosmic Ray Conf., Pune* Vol. 10 (2005) p. 185
19. Golden R L et al. *Astrophys. J. Lett.* **457** L103 (1996)
20. Hof M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **454** 180 (2000)
21. Yoshida T et al. *Adv. Space Res.* **33** 1755 (2004)
22. Leroy C, Rancoita P-G *Rep. Prog. Phys.* **63** 505 (2000)
23. Fabjan C W, Gianotti F *Rev. Mod. Phys.* **75** 1243 (2003)
24. Amaldi U *Phys. Scr.* **23** 409 (1981)
25. Wigmans R *Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics* (New York: Oxford Univ. Press, 2000) p. 26
26. Ferbel T (Ed.) *Experimental Techniques in High-Energy Nuclear and Particle Physics* 2nd ed. (Singapore: World Scientific, 1991) p. 274
27. Fermi Gamma-ray Space Telescope (formerly GLAST) Collab., <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>
28. Dubois R "GLAST Large Area Telescope: Launched and Being Commissioned", presented at *ICHEP 2008, Philadelphia, PA, USA*
29. Lott B et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **560** 395 (2006)
30. Bergenius Gavler S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **545** 842 (2005)
31. Johansson G, PhD Thesis (Lund, 2008)
32. Moiseev A, Ormes J F, Moskalenko I, in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007*, OG 1014, p. 2
33. Barwick S W et al. *Astrophys. J. Lett.* **482** L191 (1997)
34. Barwick S W et al., astro-ph/9703192v1
35. Beatty J J et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 241102 (2004)
36. DuVernois M A et al. *Astrophys. J.* **559** 296 (2001)
37. Barwick S W et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **400** 34 (1997)
38. Torii S et al. *Adv. Space Res.* **37** 2095 (2006)
39. Torii S et al. *Adv. Polar Upper Atmos. Res.* **13** 176 (1999)
40. Torii S et al. *Adv. Space Res.* **37** 2095 (2006), see p. 2098
41. Torii S et al. *Astrophys. J.* **559** 973 (2001)
42. Picozza P et al. *Astropart. Phys.* **27** 296 (2007)
43. Mocchiutti E, in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico*, OG1.5 (2007) p. 1
44. Bocciaolini M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **333** 560 (1993)
45. Boezio M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **487** 407 (2002)
46. Bocciaolini M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **370** 403 (1996)
47. Boezio M et al. *Astropart. Phys.* **26** 111 (2006)
48. Bellotti R, Boezio M, Volpe F *Astropart. Phys.* **22** 431 (2005)
49. Casolino M et al. *Adv. Space Res.* **42** 455 (2008)
50. Ahn H S et al. *Adv. Space Res.* **37** 1950 (2006)
51. Chang J et al. *Adv. Space Res.* **42** 431 (2008)
52. Schmidt W K H et al., in *Proc. of the 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, UT, USA* Vol. 5 (Eds D Kieda, M Salamon, B Dingys), (1999) p. 41

53. Kossakowski R et al. "Electromagnetic calorimeter for the AMS-02 experiment", presented at *CALOR 2002, Pasadena, CA, March 25–29, 2002*
54. Ambrosi G *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **125** 236 (2003)
55. Cadoux F et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **113** 159 (2002)
56. Пляскин В В *ЯФ* **68** 61 (2005) [Plyaskin V V *Phys. At. Nucl.* **68** 60 (2005)]
57. Adloff C, in *11th Intern. Conf. on Calorimetry in High-Energy Physics, Perugia, Italy, 2004*, p. 526
58. Hareyama M et al., in *Proc. of the 29th Intern. Cosmic Ray Conf. Pune Vol. 3* (2005) p. 17
59. Asakimori K et al. *Astrophys. J.* **502** 278 (1998)
60. Torii S et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **134** 23 (2004)

Electron-proton separation in calorimetry experiments directly measuring the composition and energy spectrum of cosmic rays

S.A. Voronov, S.V. Borisov, A.V. Karelin

National Research Nuclear University "MEPhI"

Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-495) 323-92 51

E-mail: sergvor@gmail.com, stanislav.r2@gmail.com, karelin@hotmail.ru

Calorimetric particle detectors that play an important role in high-energy cosmic-ray balloon and satellite experiments have not only the major task of measuring energy but also face the problem of identifying electrons from protons. This problem is usually solved by measuring the longitudinal, traverse shower profile and the total energy release in the calorimeter, using the fact that electromagnetic and hadronic showers differ in their spatial and energy distribution. In this paper, proton and electron identification methods for different types of calorimeters used in cosmic-ray balloon- and satellite-borne experiments are discussed.

PACS numbers: 29.40.Vj, **95.40.+s**, 95.55.Vj

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200909b.0931

Bibliography — 60 references

Received 29 December 2008, revised 10 March 2009

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **179** (9) 931–944 (2009)

Physics–Uspekhi **52** (9) (2009)