

ВЫДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ПО ФОРМЕ КАСКАДА В ИОНИЗАЦИОННОМ КАЛОРИМЕТРЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ НУКЛОН

© 2014 г. О. А. Васильев¹⁾, Д. Е. Карманов¹⁾, И. М. Ковалев¹⁾,
И. А. Кудряшов¹⁾, А. А. Лобанов¹⁾, Д. М. Подорожный¹⁾,
Л. Г. Ткачев²⁾, А. В. Ткаченко²⁾, А. Н. Турундаевский^{1)*}, В. Н. Шигаев²⁾

Поступила в редакцию 20.06.2013 г.; после доработки 30.09.2013 г.

Описывается ионизационный калориметр, введенный в состав научной аппаратуры НУКЛОН. На основе данных моделирования обсуждается возможность его использования для изучения спектра электромагнитной заряженной компоненты космических лучей в области энергий 100–2000 ГэВ.

DOI: 10.7868/S0044002714050122

ВВЕДЕНИЕ

Изучение электронной и гамма-компонент космических лучей (КЛ) позволяет решить важные проблемы астрофизики. Проведение такого эксперимента требует разработки надежного метода для разделения электромагнитной и протонной компонент.

В работе [1] описана процедура отбора электромагнитной компоненты в эксперименте ATIC. Задача оказалась достаточно сложной, несмотря на наличие BGO-калориметра полного поглощения. Для разделения компонент в ATIC используются два параметра: доля энергоделиения в максимуме и ширина каскада, что обеспечивает ограничение протонной примеси в спектре протонов на уровне $\sim 5\%$ в области ~ 1 ТэВ [2].

Другой калориметрический эксперимент, направленный на изучение электронной компоненты, — Fermi-LAT [3]. Здесь используется многопараметрический анализ формы каскадов в виде "дерева решений". При этом протонная примесь к потоку электронов составляет $\sim 20\%$ в области 200–1000 ГэВ [3].

В эксперименте PAMELA помимо мелкосекционированного калориметра используется магнитный спектрометр, позволяющий разделять частицы по знаку заряда. Поэтому примесь протонов к электронам пренебрежимо мала [4].

Магнитный спектрометр используется и в эксперименте AMS02 наряду с ионизационным калориметром и времяпролетной системой. Но основную роль в разделении лептонов и адронов играет детектор переходного излучения, подавляющий вероятность ошибки до пренебрежимо низкого уровня [5].

Сравнение различных установок показывает, что применение магнитных спектрометров и детекторов переходного излучения существенно улучшает подавление адронного фона, однако ограничивает геометрический фактор аппаратуры. При этом калориметрические установки с разделением компонент по форме каскада вполне позволяют решать поставленные научные задачи, несмотря на существующие проблемы.

В сравнительно тонкой установке НУКЛОН разделение компонент связано с еще большими трудностями.

Поток электронов существенно (на 2–3 порядка) меньше потока протонов. Отчасти ситуацию упрощает то обстоятельство, что в эксперименте НУКЛОН ионизационным калориметром измеряется не полная энергия первичного протона, а фактически энергия гамма-квантов, рожденных в первом неупругом взаимодействии. При этом большая часть энергии первичного электрона выделяется внутри установки. Поэтому электрон может имитироваться протоном с энергией выше в ~ 5 раз ($1/K_\gamma$), если измеряемая энергия электромагнитной компоненты каскада, инициированного протоном, принимается за общую энергию электромагнитного каскада от электрона. Но и при этом отношение дифференциальных потоков электронов с энергией 200 ГэВ и протонов с энергией 1000 ГэВ

¹⁾НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Россия.

²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

* E-mail: ant@eas.sinp.msu.ru

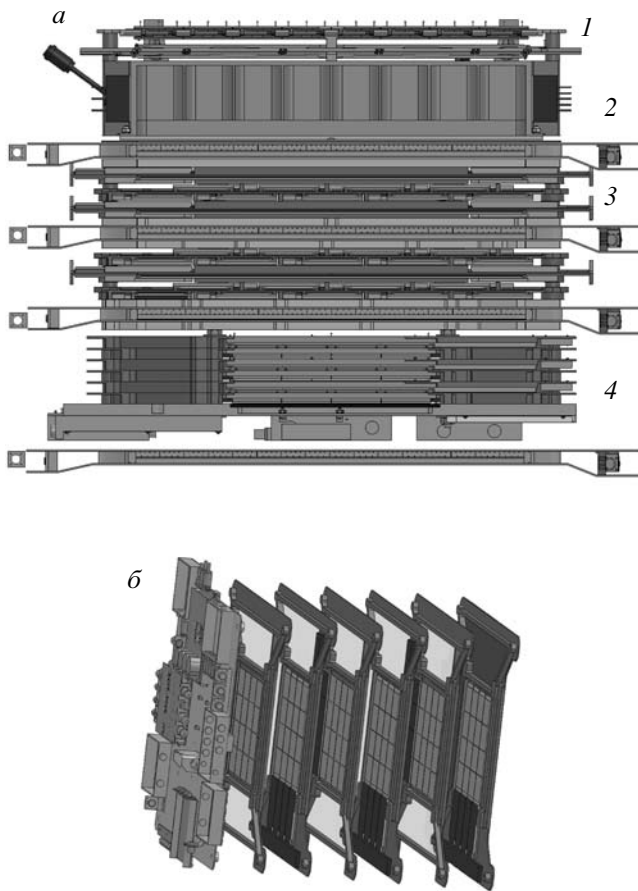


Рис. 1. Схема аппаратуры НУКЛОН: *а* — общая компоновка (1 — система измерения заряда, 2 — графитовая мишень, 3 — системы KLEM и триггера, 4 — микрокалориметр); *б* — устройство микрокалориметра (слои раздвинуты).

составляет ~ 0.3 с учетом разной вероятности регистрации (протон может пройти мишень без неупругого взаимодействия).

Имитация электрона протоном возможна, если форма каскада от первого неупругого адронного взаимодействия близка к форме электромагнитного каскада. Для этого требуется передача значительной доли энергии первичной частицы малому числу высокоэнергичных гамма-квантов, при малом числе вторичных заряженных частиц. Математическое моделирование и анализ его результатов позволяют количественно оценить вероятность такой имитации и возможное искажение регистрируемых спектров электронов.

АППАРАТУРА НУКЛОН

В настоящее время ведется подготовка космического эксперимента НУКЛОН [6–14]. Научную аппаратуру предполагается разместить в качестве

дополнительной полезной нагрузки на серийном КА Ресурс-П № 2. Жесткие ограничения по массе и энергопотреблению не позволили применить для измерения энергии КЛ полномасштабный ионизационный калориметр. При разработке экспериментальной аппаратуры была предложена уникальная методика KLEM [6, 7], позволяющая обеспечивать высокий геометрический фактор при малой массе детектора. В ходе адаптации научной аппаратуры к спутнику были выделены дополнительные ресурсы: ~ 70 кг по массе и 20 Вт по энергопотреблению. Эти ресурсы были направлены на создание ионизационного микрокалориметра (МИК), предназначенного для полетной калибровки спектрометра KLEM при строгом сохранении геометрического фактора. Созданный микрокалориметр имеет мелкое секционирование и, кроме основной задачи, способен выделять по форме каскада электромагнитную компоненту КЛ на фоне большого числа адронных событий. На рис. 1 показана общая компоновка аппаратуры НУКЛОН (рис. 1а) и устройство микрокалориметра (рис. 1б). В состав установки НУКЛОН входит система измерения заряда (четыре слоя падовых кремниевых детекторов), система измерения энергии KLEM (включает графитовую мишень и набор кремниевых микростриповых детекторов, разделенных тонкими вольфрамовыми пластинами), триггерная система из трех модулей, а также микрокалориметр. Микрокалориметр включает шесть слоев вольфрама и шесть слоев кремниевых микростриповых детекторов.

Микрокалориметр регистрирует каскад вторичных частиц после основной системы измерения энергии. Функционально МИК измеряет ионизацию от частиц каскада и служит для выделения и измерения энергии электромагнитной компоненты (электронов, позитронов, гамма-квантов) в общем составе космического излучения. Также МИК позволяет провести дополнительные измерения энергии протон-ядерной компоненты КЛ и выполнить калибровку системы KLEM.

МИК состоит из шести плоскостей по четыре ледера. Один ледер содержит четыре кремниевых микростриповых детектора со 128 стрипами толщиной 300 мкм, шириной 1 мм и длиной 25 см. Каждая плоскость включает вольфрамовый поглотитель и четыре ледера после него. Стрипы в соседних плоскостях ориентированы перпендикулярно друг к другу. Суммарно в МИК информация считывается с 1536 каналов.

Каждая плоскость содержит пластину вольфрамового поглотителя толщиной 7.5 мм и плотностью 17.3 г/см³. Таким образом, один слой содержит 1.92 радиационных длин (X_0). Дополнительный слой поглотителя толщиной 3.5 мм, помещенный

позади МИК для улучшения рассеяния электронов в обратном направлении в условиях развитого каскада, увеличивает полную толщину МИК до $12.4X_0$. Вместе с системой измерения энергии и мишенью толщина ионизационного калориметра НУКЛОН составляет $15.3X_0$.

МОНТЕ-КАРЛО-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА НУКЛОН

Для выработки алгоритма режекции примеси первичных протонов было проведено математическое моделирование аппаратуры НУКЛОН [6] с дополнительным микрокалориметром. С помощью программного пакета GEANT 3.21 [15] разыгрывалось прохождение в апертуре прибора электронов с энергиями 200–2000 ГэВ и протонов с энергиями 1000–10 000 ГэВ.

Распознавание компонент КЛ осуществляется без принципиальной доработки конструкции, только за счет штатных детекторов. В верхней части НУКЛОНа (система KLEM) это микростриповые детекторы с шириной стрипа ~ 0.5 мм, в микрокалориметре — тоже микростриповые детекторы, но с шириной стрипа ~ 1 мм. С указанным пространственным разрешением для каждого события можно получить продольное и поперечное распределение ионизации в каскаде. Требуется описать каскад на основе измерений конечным, достаточно малым, числом параметров, различных для каскадов разных типов. Исходные предпосылки для выбора набора параметров опираются на различие свойств адронного и электромагнитного каскадов.

В адронном каскаде в первом взаимодействии рождается, как правило, несколько гамма-квантов с разными энергиями и углами вылета. Поэтому поперечное сечение адронного каскада пространственно шире электромагнитного. Продольное развитие каскадов разных типов также различается. В случае адронного каскада максимум заметно шире из-за суперпозиции отдельных ливней, создаваемых разными гамма-квантами из первого взаимодействия и взаимодействий вторичных адронов. Кроме того, заметно различаются начальные участки каскадов. Электромагнитный каскад начинается в первых же слоях вольфрама, ионизация на начальном этапе нарастает экспоненциально. Первичный протон может проскочить мишень и первые слои вольфрама без взаимодействия. В этом случае наблюдается только ионизация от однозарядной частицы. При большой глубине первого неупругого взаимодействия каскад не успеет развиваться до максимума, и наибольшее энерговыделение будет в последнем слое детекторов. Если же первое неупругое взаимодействие произошло в мишени, то помимо электронов и позитронов в каскаде есть определенное количество заряженных

адронов. Поэтому форма начальной части каскада отличается от экспоненциальной.

Все перечисленные соображения позволяют определить список параметров каскада:

1) i — номер слоя детекторов микрокалориметра с максимальным энерговыделением;

2) $T_m = \frac{E_i}{\sum_k E_k}$ — отношение энерговыделения в слое i к общему энерговыделению в микрокалориметре;

3) $T_l = \ln(\sum_k E_k)$ — натуральный логарифм полного энерговыделения в микрокалориметре для отделения низкоэнергичных событий и проскочивших протонов;

4) $T_c = \frac{E_{ia}}{E_i}$ — отношение максимального сигнала в стрипе к сумме сигналов в слое i ;

5) m — число осевых стрипов слоя i , в которых выделяется половина ионизации слоя;

6) T_{12} — параметр, характеризующий фрактальность каскадной кривой в микрокалориметре, $T_{12} = \frac{\sum_{k=1}^5 (1 + (E_{k+1} - E_k)^2)}{\sum_{k=1}^3 (4 + (E_{2k} - E_{2k-1})^2)}$. Данный параметр характеризует изменение длины каскадной кривой (в координатах глубины каскада и энерговыделения) при изменении масштаба;

7) A_q ;

8) B_q .

Последние два параметра получаются при аппроксимации экспонентой начального участка каскадной кривой (в пределах KLEM — верхней части НУКЛОНа): $\ln E_k = kA_q + B_q$. Аппроксимация производится методом наименьших квадратов для каждого события.

При наклонных падениях первичной частицы в значения параметров вводились соответствующие поправки на углы. Распределения по указанным параметрам для электронов (тонкие линии) и протонов (жирные линии) приведены на рис. 2, 3. Из рисунков видно, что распределения по параметрам для разных компонент различаются, но существует заметное пересечение. Поэтому эффективное разделение компонент требует комплексного анализа.

Параметры отражают свойства различных участков каскада. При этом они частично коррелируют между собой. В поиске оптимального алгоритма отбора событий были исследованы возможности, связанные с использованием искусственных нейронных сетей [16]. Нейронная сеть эмулировалась с помощью программы NeuroPro 0.25 [17].

Полученные в ходе моделирования события были разбиты на три класса:

1) первичные электроны,

2) первичные протоны с первым взаимодействием в мишени,

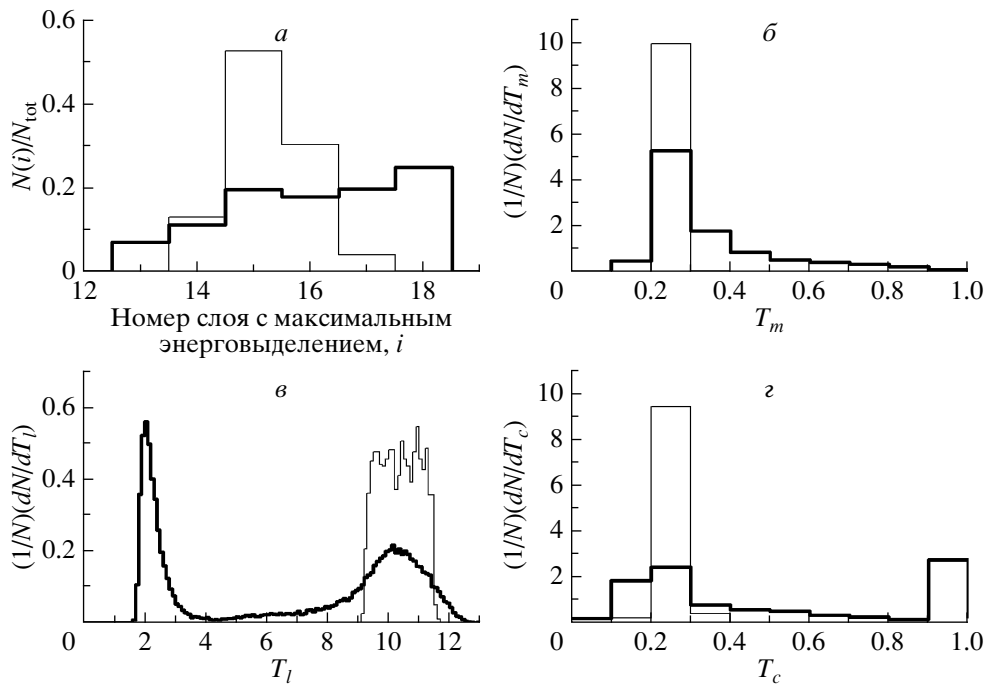


Рис. 2. Распределение событий по параметрам каскада: *a* – по i , *б* – по T_m , *в* – по T_l , *г* – по T_c (см. текст). Тонкая гистограмма – электроны, жирная гистограмма – протоны.

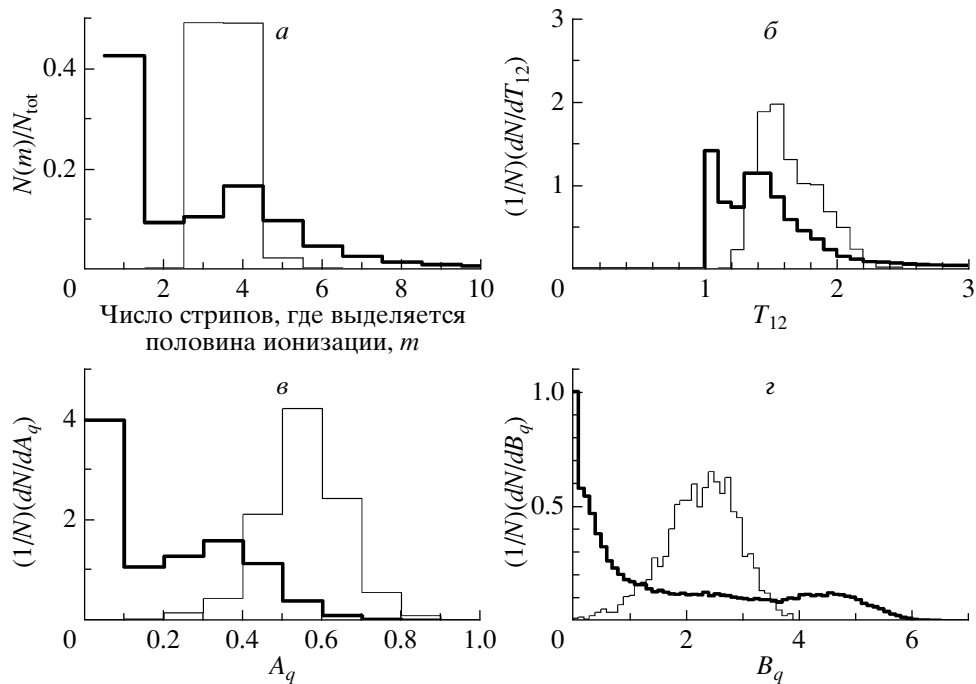


Рис. 3. Распределение событий по параметрам каскада: *a* – по m , *б* – по T_{12} , *в* – по A_q , *г* – по B_q (см. текст). Тонкая гистограмма – электроны, жирная гистограмма – протоны.

3) первичные протоны, прошедшие мишень без взаимодействия.

При падении в апертуре установки в мишени взаимодействует 21.5% протонов.

Обучение сети проводилось на выборке из 2000 электронов и 7000 протонов из-за большей величины флуктуации первичного взаимодействия адронов. Для тестирования использовалась выборка

Вероятности регистрации разных классов событий

Истинный тип события	Определяемый тип события (без триггера)			Определяемый тип события (с учетом триггера и вероятности взаимодействия)*		
	электроны	протоны с взаимодействием	проскочившие протоны	электроны	протоны с взаимодействием	проскочившие протоны
Электроны, 200 ГэВ	0.8719	0.0230	0.1051	0.8635	0.0180	0.0986
Протоны с взаимодействием, 1000 ГэВ	0.0361	0.8799	0.0840	0.077	0.1426	0.0095
Проскочившие протоны, 1000 ГэВ	0.0253	0.0428	0.9319	0.0178	0.0234	0.1207

* Для протонов с нормировкой на полное число частиц, попавших в установку.

с 50 000 протонов. Вероятности регистрации разных классов событий представлены в таблице в двух вариантах: 1) для всех событий с нормировкой на число событий в каждом из трех классов и 2) с учетом триггера и вероятности взаимодействия с нормировкой на общее число частиц соответствующего типа (протонов или электронов), падающих на установку.

В ходе моделирования рассматривался простейший триггер для отбора событий. Во-первых, устанавливался порог в 5 минимально ионизирующих частиц (mip — наиболее вероятная амплитуда сигнала для такой частицы) для энерговыделения в верхнем слое сцинтилляторов. Это позволяет отсеять большую часть проскочивших протонов. Во-вторых, был установлен порог по сигналу в нижнем слое сцинтиллятора на уровне 50 минимально ионизирующих частиц. Такой порог отбирает почти все электроны с энергией выше 50 ГэВ и провзаимодействовавшие в мишени протоны с энергией выше 200 ГэВ.

Как указывалось выше, соотношение регистрируемых потоков электронов с энергиями ~ 200 ГэВ и протонов с энергиями ~ 1000 ГэВ составляет ~ 0.3 (при условии, что основная часть протонов, прошедших мишень без неупругого взаимодействия, отсекается триггером). Соответственно доля создаваемых протонами имитаций в измеряемом потоке электронов составит $\sim 10\%$.

Следует отметить, что цифры в таблице приведены независимо от уровня достоверности. Этот параметр (характеризующий степень надежности идентификации) нейронная сеть определяет для каждого события. Если требуется получить максимально чистую выборку по электронам, то можно перейти от формального разделения по дискретным классам к учету уровня достоверности. События, определяемые как электроны, но с уровнем достоверности ниже порога, будут относиться к протонам. На рис. 4 приведены зависимости от порога по

уровню достоверности для вероятности перекачки протона в электроны (штриховая кривая) и доли электронов, проходящих отбор (сплошная кривая). При наиболее жестком варианте отбора проходит 52% электронов, а вероятность перекачки протона будет $\sim 0.5\%$ (доля имитаций в измеряемом потоке электронов составит $\sim 3\%$).

Предлагаемая методика обработки данных также обеспечит разделение событий по точке первого взаимодействия (см. таблицу). Для проверки методики было проведено моделирование спектров электронов (в диапазоне 100–2000 ГэВ) и протонов (100–10000 ГэВ). При этом разыгрывались степенные спектры на основе имеющихся экспериментальных данных: показатель дифференциального спектра для электронов принимался 3.1 [17], для протонов — 2.71 [18, 19].

Результаты моделирования представлены на рис. 5, где показаны исходные наигранные спектры электронов (тонкая сплошная линия) и протонов (жирная сплошная линия), а также восстановленные спектры электронов с низким (штриховая линия) и высоким (точечная линия) уровнями

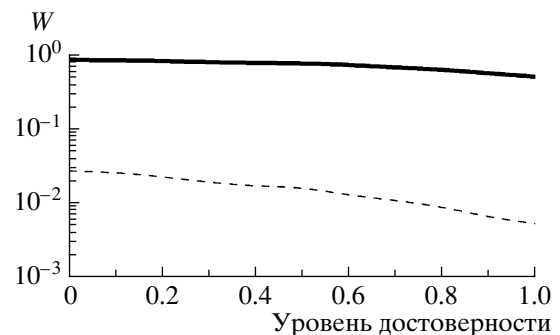


Рис. 4. Зависимость от порога по уровню достоверности для вероятности перекачки протона в электроны (штриховая кривая) и доли электронов, проходящих отбор (сплошная кривая).

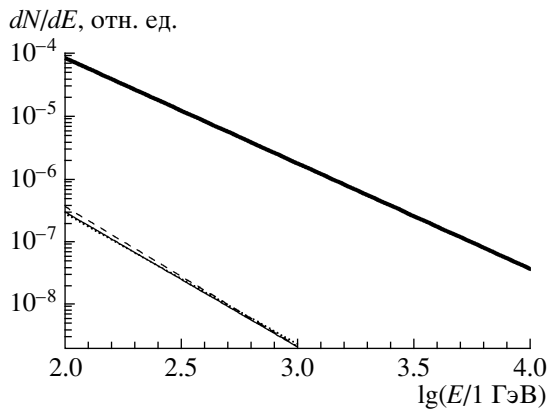


Рис. 5. Исходные наигранные спектры электронов (тонкая сплошная линия) и протонов (жирная сплошная линия), а также восстановленные спектры электронов с низким (штриховая линия) и высоким (точечная линия) уровнями подавления фона.

подавления фона по описанной выше методике. Из рисунка видно, что применение искусственных нейронных сетей позволяет эффективно выделять электронную компоненту на фоне протонов и восстанавливать первичный спектр.

МЕТОД СЕПАРАЦИИ e/π ПО ПАРАМЕТРАМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЛИВНЯ

В ходе подготовки космического эксперимента была проведена серия тестов на ускорителе с электронными и пионными пучками различных энергий, а также адаптирована методика разделения типов частиц для данной задачи. В определенном смысле отличить электроны от пионов сложнее, чем от протонов, поскольку в пион-ядерных взаимодействиях другое распределение событий по коэффициенту неупругости. Далее описан поиск алгоритма выделения электронных событий на адронном фоне. На созданной в пакете Geant4 модели научной аппаратуры НУКЛОН были смоделированы события, соответствующие параметрам пучков — с теми же первичными частицами и спектрами энергий. В ходе исследования данных моделирования был выбран метод, основанный исключительно на анализе параметров развивающегося в МИКе ливня.

Главной идеей служило то обстоятельство, что электромагнитные ливни, в отличие от адронных, поддаются простой параметризации и “похожи” друг на друга, т.е. меньше флуктуируют. Это позволило выбрать несколько переменных, описывающих ливень, и дать вероятностные оценки типа ливня.

Конус ливня. Поперечное развитие электромагнитного ливня описывается мольеровским радиусом — радиусом, в пределах которого выделось 90% энергии:

$$R_M = 0.0265(Z + 1.2)X,$$

где X — продольная координата в радиационных длинах. Из рассчитываемых радиусов строится конус поперечного развития ливня, который характеризуется определенным углом раствора, тангенс которого используется в качестве параметра метода: $\operatorname{tg} \alpha$.

Ядро ливня. Определим ядро ливня как его центральную часть вблизи оси, где энерговыделение заметно зависит от энергии первичной частицы. Ядро электромагнитного ливня можно описать гауссианом. В качестве параметра берется полуширина ядра в плоскости с максимальным энерговыделением σ .

Каскадная кривая. Каскадная кривая — пространственное развитие ливня — описывается эмпирической формулой:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}, \quad t_{\max} = \frac{a-1}{b},$$

где a и b — свободные переменные; E_0 — энергия первичной частицы. Максимум ливня — наибольшее энерговыделение — достигается в t_{\max} , измеряемом в радиационных длинах. Этот параметр также используется для анализа. Величина, равная отношению полного сигнала в МИКе к E_0 (fullE/parE), показывает, насколько хорошо данная эмпирическая формула описывает ливень, и тоже служит параметром.

Для каждого параметра были построены распределения как для электронных, так и для пионных событий. Распределения параметров для электронных событий различных энергий совпадают с хорошей точностью, что позволяет описывать их одним общим средним и стандартным отклонением (распределения гауссовы). На рис. 6 приведены нормированные распределения величины отклонения $(x_k - \mu_k)/\sigma_k$, где μ_k — среднее, а σ_k — ширина распределений соответствующей переменной x_k для электронных событий.

χ -Метод. Для получения количественной оценки вероятности типа ливня из всех параметров строится единая величина χ :

$$\chi = \sqrt{\sum_{k=1}^4 \left(\frac{x_k - \mu_k}{\sigma_k} \right)^2}.$$

В данном случае используются все перечисленные переменные ($\operatorname{tg} \alpha$, $\sigma(\operatorname{tg} \alpha)$, X_{\max} , $\sigma(X_{\max})$), а порог разделения событий выставляется уже по обобщенному параметру χ , а не по каждой переменной отдельно.

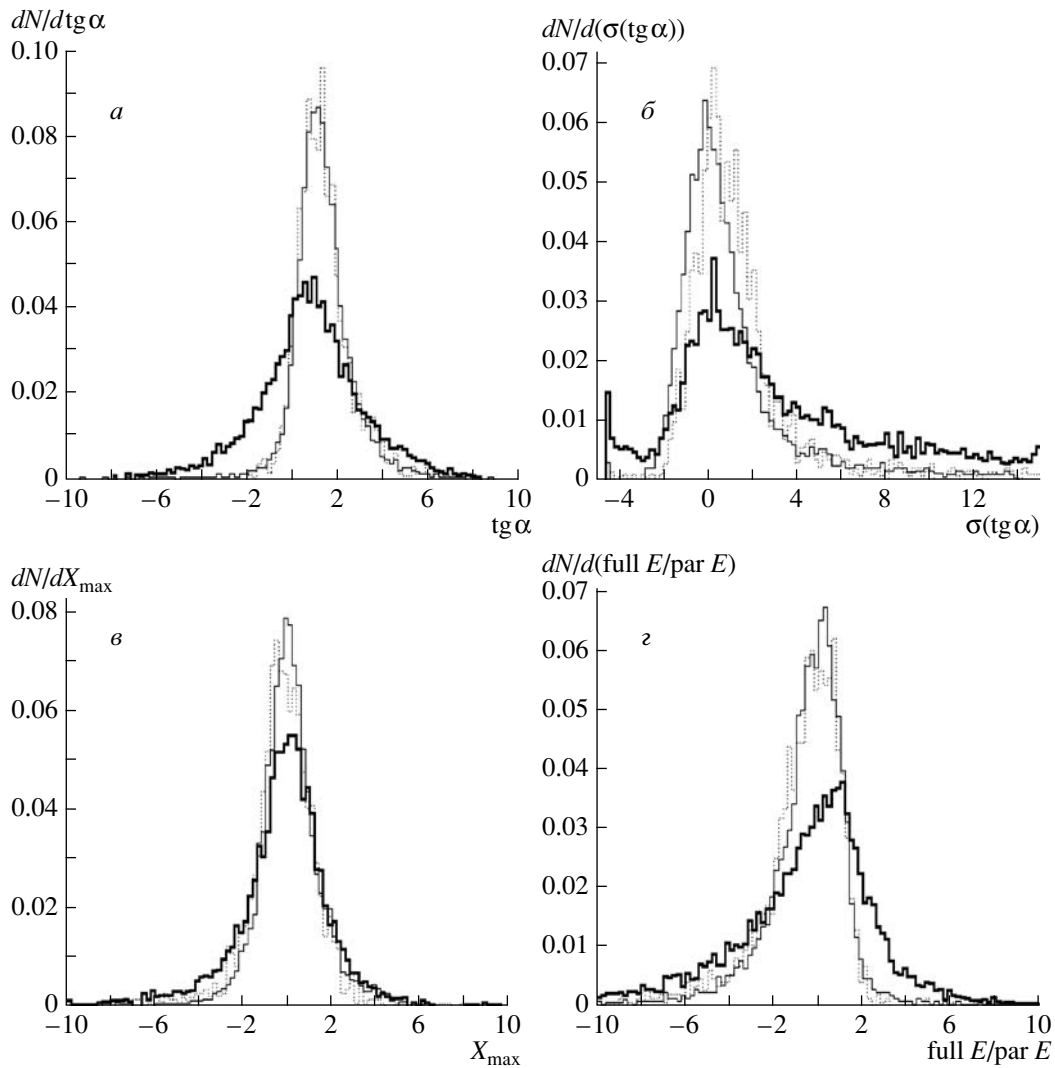


Рис. 6. Распределение по параметрам каскада: *a* – по $\text{tg } \alpha$, *б* – по $\sigma(\text{tg } \alpha)$, *в* – по глубине максимума X_{max} , *г* – по $\sigma(X_{\text{max}})$. Гистограммы: точечная – e , 100 ГэВ, тонкая сплошная – e , 150 ГэВ, жирная сплошная – π , 300 ГэВ.

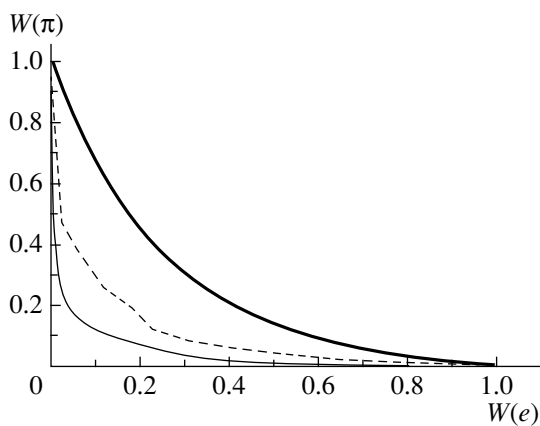


Рис. 7. Ошибки идентификации электронов и пионов по разным методам: штриховая кривая – независимые ограничения параметров, тонкая сплошная – нейронная сеть, жирная сплошная – χ -метод.

Сепарация (режекция) e/π характеризуется следующими коэффициентами:

1) ошибка для пиона p_{err}^π – вероятность распознать пионное событие как электронное, т.е. доля принятых событий;

2) ошибка для пиона p_{err}^e – вероятность распознать электронное событие как пионное, т.е. доля отвергнутых событий.

Другие методы. Недостатком рассмотренного χ -метода является одновременное, зависимое ограничение изначально независимых параметров. Следует ожидать, что независимое выставление порогов для каждого параметра должно уменьшить ошибки неверной идентификации событий. Изначально распределения по параметрам могут достаточно сильно отличаться от гауссовского и друг от друга, поэтому условия отбора должны быть разными. На рис. 7 показано сравнение трех

различных методов получения коэффициентов режекции:

- 1) χ -метод,
- 2) независимые ограничения/каты параметров,
- 3) метод нейронной сети.

ВЫВОДЫ

Проведенный анализ методов разделения электронных и адронных событий по данным ионизационного калориметра показал возможность достижения требуемого уровня режекции при использовании различных современных методик анализа данных. При этом наилучший результат достигается в случае применения нейронных сетей. Однако для улучшения режекции необходимо вводить критерии, усиливающие подавление адронной примеси за счет потери некоторой части статистики. При допустимой потере $\sim 15\%$ электронных событий уровень режекции достигает 10^{-3} – 10^{-4} с учетом падающего спектра в области энергий 0.1–2 ТэВ. В реальном эксперименте такой отбор обеспечивает восстановление истинных спектров электронов с учетом достаточно высокого ($\sim 10\%$) энергетического разрешения микрокалориметра для электромагнитной компоненты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Chang, J. H. Adams, H. S. Ahn, *et al.*, *Nature* **456**, 362 (2008).
2. J. Chang, J. H. Adams, H. S. Ahn, *et al.*, *Adv. Space Res.* **42**, 431 (2008).
3. M. Ackermann, M. Ajello, W. B. Atwood, *et al.*, *Phys. Rev. D* **82**, 092004 (2010).
4. O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 201101 (2011).
5. M. Aguilar, G. Alberti, B. Alpat, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 141102 (2013).
6. Д. М. Подорожный, В. Л. Булатов, Н. В. Баранова, ..., Д. Е. Карманов, ..., Л. Г. Ткачев, А. В. Ткаченко, А. Н. Турундаевский, *Изв. РАН. Сер. физ.* **71**, 518 (2007) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71**, 500 (2007)].
7. J. Adams, G. Bashindzhagyan, P. Bashindzhagyan, ..., D. Podorozhnyi, ..., A. Turundaevsky, *et al.*, *Adv. Space Res.* **27**, 829 (2001).
8. Н. А. Короткова, Д. М. Подорожный, Е. Б. Постников, ..., А. Н. Турундаевский, *ЯФ* **65**, 884 (2002) [*Phys. Atom. Nucl.* **65**, 852 (2002)].
9. Е. Б. Постников, Г. Л. Башинджагян, Н. А. Короткова, Д. М. Подорожный, ..., А. Н. Турундаевский, *Изв. РАН. Сер. физ.* **66**, 1634 (2002) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **66**, 1806 (2002)].
10. Д. М. Подорожный, Е. Б. Постников, Л. Г. Свешникова, А. Н. Турундаевский, *ЯФ* **68**, 51 (2005) [*Phys. Atom. Nucl.* **68**, 50 (2005)].
11. Г. Л. Башинджагян, А. Г. Воронин, С. А. Голубков, ..., Д. Е. Карманов, ..., Д. М. Подорожный, ..., Л. Г. Ткачев, А. Н. Турундаевский, *ПТЭ* **48** (1), 46 (2005) [*Instrum. Exp. Tech.* **48**, 32 (2005)].
12. А. Г. Воронин, В. М. Гребенюк, Д. Е. Карманов, ..., Д. М. Подорожный, ..., Л. Г. Ткачев, А. Н. Турундаевский, *ПТЭ* **50** (2), 39 (2007) [*Instrum. Exp. Tech.* **50**, 176 (2007)].
13. А. Г. Воронин, В. М. Гребенюк, Д. Е. Карманов, ..., Д. М. Подорожный, ..., Л. Г. Ткачев, А. Н. Турундаевский, *ПТЭ* **50** (2), 50 (2007) [*Instrum. Exp. Tech.* **50**, 187 (2007)].
14. В. Л. Булатов, А. В. Власов, Н. В. Горбунов, ..., Д. Е. Карманов, ..., Д. М. Подорожный, ..., Л. Г. Ткачев, А. В. Ткаченко, ..., А. Н. Турундаевский и др., *ПТЭ* **53** (1), 34 (2010) [*Instrum. Exp. Tech.* **53**, 29 (2010)].
15. GEANT User's Guide. CERN DD/EE/83/1 (1983).
16. С. Хайкин, *Нейронные сети: полный курс*, 2-е изд. (Вильямс, Москва, 2006).
17. <http://www.orc.ru/~stasson/tsar.html>
18. M. Ackermann *et al.*, arXiv:1008.3999v1 [astro-ph.HE].
19. J. R. Hörandel, *Astropart. Phys.* **19**, 193 (2003).

THE ELECTRON COMPONENT SEPARATION BY SHAPE OF SHOWERS IN THE NUCLEON EXPERIMENT IONIZATION CALORIMETER

O. A. Vasilyev, D. E. Karmanov, I. M. Kovalyov, I. A. Kudryashov, A. A. Lobanov, D. M. Podorozhnyi, L. G. Thachev, A. V. Tkachenko, A. N. Turundaevskiy, V. N. Shigaev

The ionization calorimeter which is a part of the NUCLEON installation is described. This calorimeter can be used to investigate cosmic ray electron energy spectra in the energy range 100–2000 GeV. The simulation of the experiment was performed.