

Вся современная физика элементарных частиц выросла из физики космических лучей. На мощных ускорителях в начале 50-х годов научились создавать пучки μ -мезонов, после чего физика элементарных частиц получила мощный импульс развития, благодаря огромной статистике событий, получаемых в столкновениях μ -мезонных пучков с мишенями. В настоящее время физики подошли к пределу достижимых на ускорителях энергий элементарных частиц (10^{15} эВ) и вынуждены снова обратить внимание на космические лучи сверхвысоких энергий ($E_0 \cdot 10^{15}$ эВ). Космические лучи позволяют нам заглянуть в будущее исследований по физике элементарных частиц на ускорителях. Эта возможность является следствием единственного неоспоримого преимущества космических лучей перед ускорителями — наличия в потоке космических лучей частиц с энергией, намного превосходящей энергию частиц, достижимую как на современных, так и на будущих ускорителях.

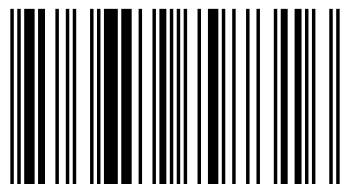


Бахтияр Искаков



Искаков Бахтияр Абуталипович, родился 11 февраля 1988 г. в городе Кентау Южно-Казахстанской области. Окончил в КазНУ им. аль-Фараби бакалавр по специальности Физика и магистратуру Ядерная физика. Работает на кафедре теоретической и ядерной физики.

Исследование калориметрического эффекта космических излучения



978-3-659-79731-6



Бахтияр Искаков

**Исследование калориметрического эффекта космических
излучения**

Бахтияр Исаков

**Исследование калориметрического
эффекта космических излучения**

LAP LAMBERT Academic Publishing

Impressum / Выходные данные

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek: Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Alle in diesem Buch genannten Marken und Produktnamen unterliegen warenzeichen-, marken- oder patentrechtlichem Schutz bzw. sind Warenzeichen oder eingetragene Warenzeichen der jeweiligen Inhaber. Die Wiedergabe von Marken, Produktnamen, Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen u.s.w. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutzgesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Библиографическая информация, изданная Немецкой Национальной Библиотекой. Немецкая Национальная Библиотека включает данную публикацию в Немецкий Книжный Каталог; с подробными библиографическими данными можно ознакомиться в Интернете по адресу <http://dnb.d-nb.de>.

Любые названия марок и брендов, упомянутые в этой книге, принадлежат торговой марке, бренду или запатентованы и являются брендами соответствующих правообладателей. Использование названий брендов, названий товаров, торговых марок, описаний товаров, общих имён, и т.д. даже без точного упоминания в этой работе не является основанием того, что данные названия можно считать незарегистрированными под каким-либо брендом и не защищены законом о брендах и их можно использовать всем без ограничений.

Coverbild / Изображение на обложке предоставлено: www.ingimage.com

Verlag / Издатель:

LAP LAMBERT Academic Publishing

ist ein Imprint der / является торговой маркой

OmniScriptum GmbH & Co. KG

Heinrich-Böcking-Str. 6-8, 66121 Saarbrücken, Deutschland / Германия

Email / электронная почта: info@lap-publishing.com

Herstellung: siehe letzte Seite /

Напечатано: см. последнюю страницу

ISBN: 978-3-659-79731-6

Zugl. / Утверд.: Алматы, Казахский Национальный Университет, 2012

Copyright / АВТОРСКОЕ ПРАВО © 2015 OmniScriptum GmbH & Co. KG
Alle Rechte vorbehalten. / Все права защищены. Saarbrücken 2015

СОДЕРЖАНИЕ

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ, СОКРАЩЕНИЯ	3
ВВЕДЕНИЕ	4
1 ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	7
1.1 Состав и энергетический спектр космических лучей	7
1.2 Природа вторичных частиц в актах множественного рождения.	11
1.3 Обзор работ по исследованиям лидирующих частиц.	15
1.4 Методы измерения энергии адронов и гамма квантов	26
1.5 Ионизационный калориметр.	28
2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ	29
2.1 Установка «Адрон – 9»	29
2.2 Установка «Адрон-44»	32
2.2.1 Ионизационный калориметр	32
2.2.2 Рентгеноэмульсионная камера и мишень	36
2.2.3 Сопоставление каскадов в ИК и РЭК	41
2.2.4 Определение высоты взаимодействия	45
2.2.5 Геометрический фактор установки	47
2.2.6 Выборка событий по величине $\sum E_\gamma$ и определение парциального коэффициента неупругости K_γ	48
2.3 Регистрация адронов и гамма-квантов	52
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	57
Статьи и тезисы автора	58
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	59

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ, СОКРАЩЕНИЯ

РЭК – рентгеноэмульсионная камера
ПКЛ – первичные космические лучи
ШАЛ – широкий атмосферный ливень
ЭФК – электронно-фотонный каскад
ИК – ионизационный калориметр
 E_γ – энергия гамма-квантов
 E_0 – полная энергия взаимодействия
КУ – канальный усилитель
БУ – блок управления
БОС – блок отбора событий
эВ – электронвольт

ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи, приходящие на Землю из мирового пространства, которые принято называть первичными космическими лучами (ПКЛ), с современной точки зрения [1], представляют собой поток частиц высокой энергии вплоть до $\sim 10^{20}$ эВ. Среди них подавляющую часть составляют ядра атомов химических элементов от водорода (протоны) до урана.

Сегодня наивысшая энергия частицы в лабораторной системе, получаемая на встречных пучках ускорителя ФНАЛ, равна $\sqrt{s} = 900$ ГэВ. После 2006 г. запуска ЛHC (ЦЕРН) на энергии встречных пучков протонов 7 ТэВ граница определения сверхвысоких энергий отодвинется примерно до $E_0 = 10^{17}$ эВ.

Вся современная физика элементарных частиц выросла из физики космических лучей. На мощных ускорителях в начале 50-х годов научились создавать пучки π - мезонов, после чего физика элементарных частиц получила мощный импульс развития, благодаря огромной статистике событий, получаемых в столкновениях π - мезонных пучков с мишенями.

В настоящее время физики, подошли к пределу достижимых на ускорителях энергий элементарных частиц (10^{15} эВ) и вынуждены снова обратить внимание на космические лучи сверхвысоких энергий ($E_0 > 10^{15}$ эВ).

ПКЛ служат предметом физических исследований в двух аспектах: астрофизическом и ядернофизическом. В первом ПКЛ рассматриваются как важный астрофизический объект, роль которого в космологических процессах очень велика и стала предметом исследований новой отрасли науки-астрофизики космических лучей [1]. Действительно, такие характеристики ПКЛ, как состав частиц, их энергетические спектры, пространственная анизотропия их прихода и т.д., рассматриваемые в широком интервале энергий от 10^{10} эВ до $\sim 10^{20}$ эВ, несут информацию о процессах их ускорения, распространения и взаимодействия в галактическом и межгалактическом пространстве.

Для второго направления ПКЛ являются источником частиц высоких энергий для изучения их взаимодействий. В последнее время этот интерес в значительной степени возродился в связи с тем, что при энергиях (10^{15} - 10^{16}) эВ, недоступных пока современным ускорителям, наблюдается целый ряд новых явлений, не получивших объяснения с точки зрения современных теоретических моделей. Заметим, что строгого деления экспериментальных исследований на астрофизические и ядерно-физические нет, т.к. для интерпретации взаимодействий необходимо знать астрофизические характеристики потока ПКЛ (массовый состав, энергию), а для астрофизических исследований необходимо знать характеристики взаимодействий в указанной области энергий. Прогресс в развитии ускорительной техники существенно сместил акцент в исследовании космических лучей в сторону астрофизики ПКЛ.

Космические лучи позволяют нам заглянуть в будущее исследований по физике элементарных частиц на ускорителях. Эта возможность является следствием единственного неоспоримого преимущества космических лучей перед ускорителями — наличия в потоке космических лучей частиц с энергией, намного превосходящей энергию частиц, достижимую как на современных, так и на будущих ускорителях. Однако многие недостатки экспериментов в космических лучах, связанные, прежде всего с низкой и сильно убывающей при росте энергии интенсивностью, приводят к тому, что предваряющий характер исследований становится предварительным. Результаты исследований в космических лучах большей частью выявляют лишь основные характерные черты неупругих столкновений адронов, но не дают детального количественного описания акта множественной генерации.

Вряд ли возможен полный обзор имеющихся экспериментальных данных о взаимодействии адронов при энергиях выше 2 ТэВ. Неразумно также ограничиваться каким-то заданным периодом времени. Более целесообразно дать подборку экспериментальных данных, рисующую общую картину неупругих адронных процессов при сверхвысоких энергиях. Ввиду недостаточной полноты экспериментальной информации такой подход может оказаться субъективным. Он допустим лишь потому, что у нас нет достаточно полных теоретических предсказаний относительно характеристик

Так как анализ и интерпретация многих экспериментальных результатов связаны с характеристиками энергетического спектра и состава первичного космического излучения, в начале статьи приведена сводка основных данных о первичном космическом излучении. В дальнейшем изложении экспериментальных результатов исследований неупругих столкновений адронов и, соответственно, процессов множественной генерации будут выделены два круга вопросов. Во-первых, обсуждается, в какой мере и до каких энергий можно говорить о приблизительной масштабной инвариантности характеристик актов неупругих столкновений адронов. Во-вторых, выделяется, чем существенно различаются процессы множественной генерации при столкновении адронов в области энергий выше 100 ТэВ и процессы в детально изученной на ускорителях области энергий 1 ТэВ

Концентрация внимания на процессах в области энергий вблизи 100 ТэВ определяется двумя обстоятельствами. Во-первых, результаты исследований в космических лучах с давних пор позволяют говорить об энергиях ~100 ТэВ как о неких граничных, при которых изменяется общая картина процесса множественного рождения. Это может стать одним из главных полученных в космических лучах результатов за последние 20 лет. Во-вторых, область энергий 10^2 — 10^3 ТэВ в ближайшее время станет областью исследований на встречных пучках в ЦЕРНе и других научных центрах физики высоких энергий. Поэтому вполне своевременно обрисовать картину неупругих столкновений, соответствующую экспериментам в космических лучах именно в этой области энергий.

В данной работе изучается калориметрический эффект космических излучении, то есть какая часть энергии космических лучей поглощается на рабочем теле. Для этого мы должны получить энергетический спектр космических лучей, для адронов и гамма-квантов. В этой работе рассматривается именно адронная часть, т.е. получаем энергетический спектр π^0 -мезонов. Полученные нами данные позволяют нам создать энергогенератор основанный на поглощении энергии космических лучей на рабочем теле. Такие энергогенератор не будет, загрязнять окружающую среду, будет работать вечно, не требуя при этом топлива.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1.1. Состав и энергетический спектр космических лучей

К космическим лучам относятся как заряженные, так и нейтральные частицы: атомы различных элементов от водорода до самых «тяжелых» представителей периодической системы Менделеева, а также такие элементарные частицы, как электроны, протоны, мюоны и другие. Диапазон их энергии очень велик - они простирается более чем на 14-15 порядков. Потоки космических лучей сильно меняются в зависимости от их энергии – при малых энергиях их значительно больше, чем при высоких и сверхвысоких энергиях.

Более 90% частиц космических лучей составляют атомы водорода, на гелии приходится около 7% и менее 1% - на более тяжелые элементы. Атомы космических лучей лишены электронных оболочек, по сути, это полностью ионизированные атомы, или «голые ядра». Причина этого – взаимодействие с веществом в процессе их переноса во Вселенной. Взаимодействуя с нейтральными частицами, они теряют свои электронные оболочки (процесс перезарядки).

Как показывают расчеты, средний путь, который проходят частицы от места генерации, достаточен, чтобы потерять все орбитальные электроны за счет взаимодействий с космической средой. Внизу показан состав космических лучей (таблица 1).

Таблица 1- Содержание некоторых элементов в космических лучах на Солнце и в звездах, приведено относительно ядер кислорода (O).

Элемент	КЛ	Солнце	Звезды
H	685	1445	925
He	48	91	150
Li	0,3	<10	10
Be-B	0,8	<10	10
C	1,8	0,6	0,3
N	<0,8	0,1	0,2
O	1,0	1,0	1,0
Mg	0,32	0,05	0,04
Si	0,12	0,06	0,04
Fe	0,14	0,05	0,06

Отсюда видно, что состав космических лучей приблизительно соответствует распространенности элементов во Вселенной за исключением двух случаев: во-первых, в космических лучах наблюдается значительно больше легких ядер (Li, Be, B) и, во-вторых, тяжелых ядер – вблизи железа.

Помимо ядер различных элементов в составе космических лучей имеются электроны. При равных энергиях интенсивность электронов в 100 раз больше, чем протонов. В отличие от протонов и более тяжелых ядер, максимальная энергия электронов находится, вероятно, где-то в районе $\sim 10^{14}$ эВ, т.к. ожидается, что при больших энергиях их поток должен резко уменьшаться из-за так называемых синхротронных потерь.

Космические лучи имеют громадную диапазон энергии: от 10 эВ до 10^{21} эВ. Для ядер, тяжелее протонов, обычно используются единицы эВ/нуклон, это полная энергия частицы, деленная на число нуклонов в ядре.

Здесь уместно сопоставить энергии космических лучей с энергиями частиц, «сделанных» на Земле человеком.

Наиболее мощный ускоритель частиц, расположенный в лаборатории имени Ферми в Чикаго, США, может разогнать частицы до энергии только 1,8 ТэВ. Даже гигантский ускоритель в Женеве, в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) - LHC (большой адронный коллайдер), не сможет приблизиться к энергиям космических лучей, достижимых в природе, - он может ускорять частицы до 14 ТэВ.

Важнейшей характеристикой космических лучей является энергетический спектр – зависимость между потоком частиц и их кинетической энергией. Направленный дифференциальный поток определяется количеством частиц N с энергией E до $E+\Delta E$ падающих на единицу площади в единицу времени и в единицу телесного угла Ω :

$$F(E) = \frac{dN}{dS} d\Omega dE dt, \quad (1)$$

где dS , $d\Omega$, dE и dt - элементы площади, телесного угла, энергии и времени. В данном случае $F(E)$ - дифференциальный энергетический спектр, в отличие от интегрального

$$F(\geq E) = \int F(E) dE. \quad (2)$$

Поток частиц, проинтегрированный по телесному углу, носит название всенаправленного.

Ввиду большого диапазона изменения потока и энергии космических лучей энергетические спектры частиц принято изображать в двойном логарифмическом масштабе, то есть $\lg F(E) = f(\lg E)$. Наиболее часто для аппроксимации используется степенная функция, т.е. $\lg F(E) \sim \lg E^\gamma$, где γ – показатель спектра. В двойном логарифмическом масштабе это прямая линия с наклоном γ .

Рассмотрим некоторые обобщающие сведения об энергетических спектрах космических лучей.

Если просуммировать дифференциальные потоки F всех частиц космических лучей (без разделения по Z), измеренных в различных экспериментах, то мы получим в двойном логарифмическом масштабе практически прямую линию для спектра, т. е. показатель γ практический постоянен в широком (10 порядков величины!) диапазоне энергии. На самом деле это не так.

Интересно отметить, каковы потоки частиц при различных энергиях. Так, при энергии ~ 10 ГэВ их поток составляет 1 частицу на 1 м^2 в 1 сек, в ПэВ-ой области - 1 частицу на 1 м^2 в 1 год, а при близких к максимальным энергиям, при нескольких ЕэВ, - 1 частицу на 1 км^2 в 1 год.

Из теории вероятности известно, что для получения достоверного результата необходимо набрать достаточную статистику событий, чтобы зарегистрировать события с ошибкой,

$$\frac{dF}{dE} \propto E^{-\gamma}. \quad (3)$$

Таким образом, можно построить энергетический спектр космических лучей (Рис. 1).

При энергиях более 10^{10} эВ он имеет наклон $E^{-2,7}$, испытывая укрупнение в районе колена (10^{15} эВ). При этих энергиях потоки частиц очень стабильны, а в области энергии менее 10^{10} эВ испытывают значительные вариации под действием солнечной активации. Предельная зарегистрированная энергия космических частиц в районе “ступни” составляет $3 \cdot 10^{20}$ эВ.

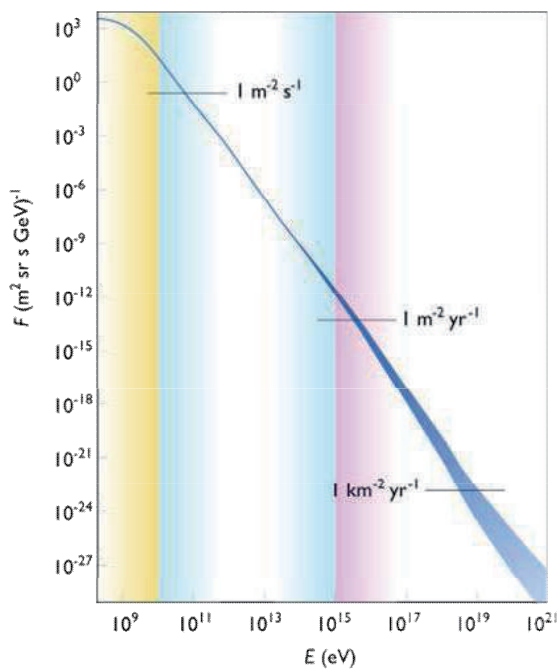


Рисунок 1- Энергетический спектр “ всех частиц” космических лучей без разделения их на отдельные компоненты.

1.2. Природа вторичных частиц в актах множественного рождения.

В области энергии $E \leq 10$ ТэВ состав адронов, образующихся при неупругих столкновениях нуклонов и пионов с ядрами, существенно не отличается от состава вторичных частиц в процессах множественного рождения при ускорительных энергиях. Большую часть частиц (~80%) составляют пионы. Доля каонов может быть оценена путем анализа углового распределения мюонов в атмосфере. Методом рентген – эмульсионных камер изучалось угловое распределение мюонов с энергией выше 3 ТэВ. Соответствующая эффективная энергия адронов, генерирующих пионов и каонов, которые после распада образуют такие мюоны, составляет 40 ТэВ. Наблюдаемое угловое распределение согласуется с долей каонов ~15%. Этим же методом можно пытаться оценить долю короткоживущих (например, чармированных) адронов, образующих в результате распада мюонов. Однако опубликованные к настоящему времени результаты анализа противоречивы. Сравнением результатов различных экспериментов о горизонтальных и вертикальных потоках мюонов, получено, что доля мюонов “прямой генерации” по отношению к пионам при энергиях первичных адронов ~10 ТэВ должна составлять $R=3\%$. Под термином мюоны прямой генерации понимается образование мюонов через короткоживущие частицы, когда можно не учитывать конкурирующие с распадом процессы. В рамках одного эксперимента с рентген – эмульсионными камерами допустимая доля мюонов прямой генерации ограничивается величиной $R=0,8\%$. Следует отметить, что величина $R=3\%$, по-видимому, не может быть обеспечена чармированными частицами, так как при известных в настоящее время вероятностях распада чармированных частиц на мюоны для того, чтобы получить $R=3\%$, нужно предполагать, что чармированные частицы составляют 30 – 50% вторичных частиц в неупругих столкновениях адронов при энергиях 10 – 30 ТэВ. Это вряд ли правдоподобно, если не привлекать новых быстро распадающихся частиц с большой вероятностью мюонного канала распада.

Поиск мюонов, генерируемых в плотном веществе адронами высокой энергии, был предпринят в работе при исследовании широких ливней космического излучения. С помощью искровых камер, помещенных в центре комплексной установки под слоем грунта ~20 м водного эквивалента, наблюдались мюонные пары, продолжения траектории которых вверх сходились в одну точку. Точки генерации мюонных пар концентрировались вблизи на поверхности Земли над искровыми камерами. Такие пары по своему числу значительно превосходили различные фоновые явления и были интерпретированы как пары мюонов, генерированные адронами высоких энергии вблизи оси широких атмосферных ливней не непосредственно, а через быстро распадающиеся частицы (например, J/Ψ – частицы). Эффективное сечение для генерации таких мюонов пар адронами с энергией

5-20 ТэВ оценивается величиной $\sim 0,2$ мб/нуклон. В результате дальнейшего анализа экспериментальных данных и соответствующих ядерно-каскадных расчетов эта оценка должна быть увеличена до ~ 1 мб/нуклон. Авторы указанного анализа не приводят этой величины, а дают значение $R \approx 0,2\%$. При этом здесь под величиной R понимается отношение “прямой генерации” пары мюонов (а не одного, как ранее) к числу заряженных пионов в акте. Все приведенные R дают величины эффективного сечения на два и более порядка больше, чем это известно для генерации Ψ -частиц в адронных столкновениях при ускорительных энергиях. Это свидетельствует о сильном росте эффективного сечения для генерации частиц со скрытым чармом и других новых частиц в сверхускорительной области энергий.

Более непосредственные поиски новых короткоживущих частиц были предприняты с помощью специально разработанной эмульсионной камеры. Верхняя часть камеры состояла из двухсторонних фотоэмульсионных пластинок, пластин-мишеней из веществ с малым атомным номером и воздушных зазоров, нижняя часть камеры собиралась из фотоэмульсионных пластинок, рентгеновских пленок и тонких свинцовых пластин. Высокая точность сборки позволяла измерять относительные углы между треками заряженных вторичных частиц, генерированных в камере, с точностью $\sim 10^{-5}$ рад. Сам принцип комбинированного использования ядерных фотоэмульсий и вещества-мишени был предложен много раньше. Уже в 1971 г. был зарегистрирован случай распада частицы, названной X -частицей, с массой $2-3$ ГэВ/ c^2 и временем жизни $\sim 10^{-13}$ с. Впоследствии этот случай был интерпретирован как наблюдение чармированной частицы. В таблице 2 дана сводка событий, зарегистрированных в экспериментах различных авторов.

Таблица 2- Событий зарегистрированных в экспериментах различных авторов.

Энергия Взаимодействия (эксперимент)	Распадный пробег, см	Тип распада	Масса частицы, ГэВ/ cm^2	Время жизни, 10^{-13} с
10 ТэВ	1,38	$X^\pm \rightarrow \pi^0 + x^\pm$	2-3,5	0,27-0,42
	4,88	$X^\pm \rightarrow x^0 + x^\pm$		~ 15
20 ТэВ	7,3	$X^0 \rightarrow \pi^0 + x^0$		0,1-1
	2,5	$X^0 \rightarrow \pi^0 + x^0$		0,2-3
25 ТэВ	7,63	$X^\pm \rightarrow X^\pm + \eta^0 + x^0$	~ 3	~ 20

Время жизни для нейтральных X^0 -частиц можно оценить как $\sim (3-5) 10^{-13}$ с, для заряженных X^\pm -частиц $\sim (1-2) 10^{-12}$ с. Вероятность образования составляет порядка одной пары частиц на 20—40 актов множественного

рождения в области энергий выше 10 ТэВ, что приводит к величине эффективного сечения для образования X-частиц 1—4 мб/нуклон.

По мере увеличения энергии взаимодействующих частиц эффективное сечение для образования X-частиц продолжает возрастать. Это следует из анализа данных одной из экспозиций рентген-эмульсионной камеры на Чакалтайе. Отбирались случаи взаимодействий адронов в верхней углеродной мишени струй адронов с суммарной энергией в электронно-фотонных каскадах $\Sigma E_{\gamma, \mu} \geq 15$ ТэВ. Это соответствует средней энергии налетающего адрона ~ 100 ТэВ. Дальнейший анализ сводился к поиску среди струй от у-квантов и электронов в нижнем рентген-эмульсионном блоке случаев, когда направление струи с учетом ошибок измерений не попадает в точку генерации в углеродной мишени под верхним рентген-эмульсионным блоком, а может быть связано с этой точкой предположением о распаде X-частицы в полутораметровом воздушном зоре между верхним и нижним блоками камеры. Найденные 4 случая таких струй в 12 проанализированных актах взаимодействия несравнимы по вероятности со всеми рассмотренными фоновыми явлениями. Оценки величины поперечного импульса при распаде (> 1 ГэВ/с) и времени жизни (10^{-13} — 10^{-12} с) близки к соответствующим характеристикам X-частиц в экспериментах. Вероятность образования X-частиц в этом эксперименте при энергиях налетающих адронов 50—100 ТэВ может быть оценена как $4 \cdot 0,5/12 \approx 16\%$, где коэффициент 0,5 учитывает, что при отборе событий для анализа один из дополнительных критериев выборки (большая множественность и повышенный средний поперечный импульс как у SH-квантов) исключает $\sim 50\%$ всех случаев неупругих столкновений в этом энергетическом интервале. Следует отметить, что при этом, как и в работе, предполагается, что X-частицы могут быть как чармированными, так и новыми тяжелыми адронами. Полученное таким путем эффективное-сечение для новых частиц ~ 10 мб/нуклон, конечно, является лишь нижней границей сечения, так как для его оценки сопоставляются отдельные, удачные по геометрии, случаи наблюдения с полным числом взаимодействий в мишени без учета эффективности поиска.

Используя метод регистрации запаздывающих частиц в широких атмосферных ливнях, обнаружены единичные случаи относительно стабильных адронов с массой, превышающей 5 ГэВ/с². Время жизни этих адронов оценивается как $\tau_0 > 10^{-7}$ с. Учитывая очень-низкий верхний предел для генерации адронов с массой 5—10 ГэВ/с² в ускорительной области энергий, следует предполагать, что наблюдаемые относительно стабильные адроны с массой > 5 ГэВ/с² и энергией в десятки ГэВ образуются при неупругих столкновениях в сверхускорительной области энергий. Как показывают расчеты, сечение для их генерации во взаимодействиях при энергии ~ 100 ТэВ должно быть ~ 50 мкб.

Анализируя ядерно-каскадные лавины в калориметре, можно предположить о генерации в адронных неупругих столкновениях при

энергиях >300 ГэВ тяжелых нестабильных частиц с массой $10\text{--}20$ ГэВ/ c^2 и временем жизни $(5\text{--}8) 10^{-11}$ с.

Конечно, отсутствие ускорительных данных о частицах, будто бы наблюдаемых в космических лучах при энергиях адронных столкновений весьма интенсивно исследуемых на ускорителях, не повышает доверие к этой гипотезе. Поэтому целесообразно привести основные доводы за высказанное предположение, опираясь на детальное изложение существа эксперимента.

По некоторым соображениям из всех адронных каскадов в калориметре были выбраны случаи каскадных кривых с двумя максимумами, причем энергия, соответствующая второму по глубине максимуму, должна была превышать половину полной энергии каскада. На опыте такая выборка оставляет менее 20% каскадов данной энергии. Вне зависимости от произведенной выборки распределение глубин начала каскадов в калориметре должно соответствовать экспоненте с пробегом взаимодействия нуклонов или пионов в калориметре. Это и наблюдается для лавин с полной энергией меньше 200 ГэВ. Для объяснения избытка каскадов, начинающихся на глубине 2 пробегов для адронного взаимодействия, предположим новый процесс образования двух Т-частиц с массами >10 ГэВ/ c^2 в незамечаемом взаимодействии адрона с ядром железа в верхней части калориметра.

Распады частиц дают два максимума каскада, а ненаблюдаемость взаимодействия, в котором они генерированы, объясняется тем, что либо две частицы уносят всю энергию взаимодействия вблизи порога генерации, либо часть энергии взаимодействия уносится немногими частицами без образования π^0 -мезонов. Альтернативным объяснением таких каскадов, начинающихся в глубине калориметра, могли бы быть мало-частичные акты неупругого столкновения $p + A \rightarrow n\pi^+ + A$ или $p + A \rightarrow -r\pi^+\pi^-$, также регистрируемые по вторичным взаимодействиям в глубине калориметра. Существуют ряд особенностей, которые делают более предпочтительным предположение об образовании Т-частиц. Это — замедленное поглощение лавин, что связывается с каскадным распадом Т-частиц и исчезновение событий с двумя максимумами, начинающимися в глубине калориметра, при переходе к большим энергиям каскада.

Эффективное сечение для образования Т-частиц оценивается по распределению с учетом выборки адронных каскадов с двумя максимумами как ~ 2 мб/нуклон при энергиях генерирующих адронов ~ 400 ГэВ. Оно растёт с энергией до $6\text{--}10$ мб/нуклон при 1 ТэВ.

1.3. Обзор работ по исследованиям лидирующих частиц.

Во многих экспериментах по исследованию неупругих взаимодействий адронов, как в космических лучах, так и на ускорителях изучаются характеристики вторичных заряженных частиц. Это связано типом применяемой детектирующей аппаратуры. Получившие в последнее время широкое распространение детекторы на сцинтилляционных счетчиках и проволочные камеры наиболее эффективно реагируют на заряженную компоненту вторичного излучения.

Уже давно при исследовании взаимодействий адронов с веществами в космических лучах и ускорительных экспериментах было отмечено наличие энергетически выделенных вторичных частиц. В импульсном или энергетическом распределении рожденных во взаимодействии частиц всегда имеется наиболее энергичная частица, которые называются лидирующие частицы. Изучению характеристик и механизмов генерации лидирующих частиц посвящено множество работ.

Долгие годы ходили кое-какие неопределенности в критериях при выделения лидирующих частиц. Предлагалось называть лидирующими вторичные частицы, имеющие минимальный угол вылета (θ_{\min}), либо обладающие минимальным значением передаваемого квадрата четырех-импульса определяемого из соотношения:

$$\Delta^2 = (q_0 - q_i)^2 = 2(E_0 E_i - P_0 P_i \cos \theta_i - \mu^2), \quad (4)$$

где $q_0, q_i, E_0, E_i, P_0, P_i$ – 4-импульс, энергия, трехмерный импульс первичной и вторичной частиц соответственно. Но потом было показано, что наиболее приемлемым критерием выделения лидирующих частиц является доля уносимой энергии или импульса.

На рисунке 1 представлен энергетический спектр пионов, полученные при взаимодействии π^- -мезонов с $E = 10$ ГэВ с протонами водородной пузырьковой камеры в магнитном поле (ЦЕРН).

Как видно из рассмотрения зависимости 1 наблюдается весьма заметное изменение спектра в области $E \approx 0,3 E_0$. На этом же рисунке () показан энергетический спектр вторичных пионов из p-p взаимодействию в ядерной эмульсии при 9 ГэВ. Спектр имеет чисто экспоненциальный вид с одним показателем без всяких изломов. В то же время, суммарный спектр пионов и протонов в этих же взаимодействиях, представленной зависимостью 2 на рисунке 2 имеет характерный излом в том же районе, что и для π^- -р взаимодействий.

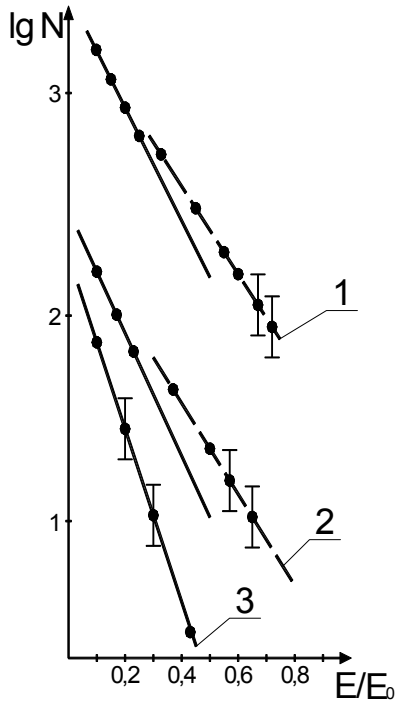


Рисунок 2- Энергетический спектр пионов, полученный при взаимодействии π^- -мезонов с $E=10$ ГэВ с протонами водородной пузырьковой камеры в магнитном поле.

Анализируя представленные результаты можно сделать следующие выводы. Во-первых, наиболее подходящим критерием выделения лидирующих частиц является излом в энергетическом спектре вторичных частиц, наступающий при E_i/E_0 при $E_0 \sim 10$ ГэВ. Во-вторых, лидирующие частицы имеют ту же природу и зачастую знак заряда, что и налетающая частица.

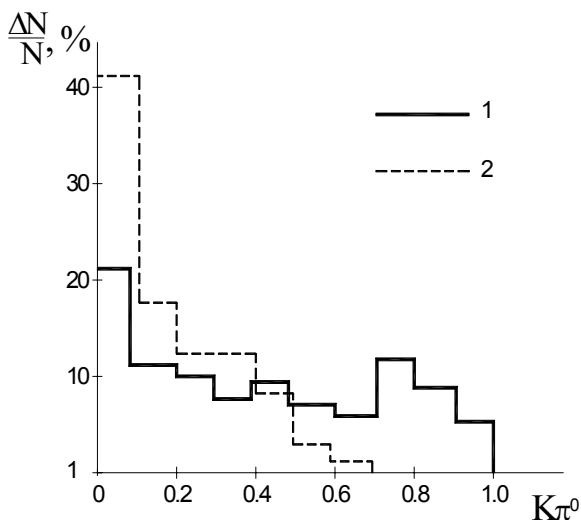
Изучение характеристик лидирующих частиц позволило сделать следующий вывод. Основная доля лидирующих частиц повторяет природу и знак заряда первичной частицы. Действительно, в π^- -p взаимодействиях (40-60%) лидирующих вторичных частиц составляют π^- -мезоны. В 20-30% случаев лидирующие частицы могут образоваться в результате возбуждения первичной частицы и последующего распада промежуточной системы, реализуемой в виде резонансов, изобары или бозонного образования. В ряде случаев (10%) налетающая частица может изменить знак заряда при

неупругом взаимодействии, т.е происходит процесс перезарядки. Показано также, что кинематические характеристики лидирующих частиц значительно отличаются от характеристик остальных вторичных частиц, при этом основные энергетические параметры лидирующих пионов из $\pi^- - N$ взаимодействий сходны с аналогичными характеристиками лидирующих протонов из p-p соударений.

Было показано также, что средний угол вылета лидирующих π^- - мезонов в Л-системе в отличие от остальных вторичных частиц не зависит от множественности генерированных в акте частиц. Как следствие этого факта следует предположение о том, что лидирующие π^- - мезоны образуются в механизмах отличных от процесса рождения остальных частиц. Наиболее вероятная интерпретация их появления – сохранение налетающей частицы, либо ее возбуждение и последующий распад. Отмечено также, что налетающий π^- - мезон в процессе взаимодействия может потерять заряд и образовать лидирующий нейтральный пион. Вероятность такого процесса для π^0 - мезонов с $U = E_{\pi^0} / E_0 \geq 0,2$ составляет 21 ± 2 %.

Характеристики лидирующих заряженных частиц не зависят от природы первичной частицы. От природы налетающей частицы зависит лишь сорт лидирующих, так в p – N взаимодействиях лидирующими частицами являются протоны, тогда как в $\pi - N$ столкновениях лидирующими частицами будут пионы.

С целью изучения лидирующих нейтральных пионов было проведено выборка событий с ($\sum E_{\gamma} \geq 0,6 E_0$), здесь $\sum E_{\gamma}$ - суммарная энергия выделенная в гамма-кванты (π^0 - мезоны), E_0 – энергия первичной частицы. В результате анализа экспериментальных данных сделан вывод о сходстве характеристик лидирующих π^0 – мезонов лидирующими π^- - мезонами в $\pi^- - p$ взаимодействиях. Так, средние энергии лидирующих π^- и π^0 – мезонов соответственно равны $\langle r_{\pi^-} \rangle^{\text{лид}} = 30 \pm 2$ ГэВ/с, $\langle r_{\pi^0} \rangle^{\text{лид}} = 31 \pm 3$ ГэВ/с. Наличие информации об энергии π^0 - мезонов позволило получить распределение по парциальным коэффициентам неупругости $K_{\pi^0} = \sum E_{\pi^0} / E_0$ ($\sum E_{\pi^0}$ – энергия, выделенная в нейтральные пионы) для протонных и пионных взаимодействий, рисунок 3.



1. π^- - p взаимодействия при 60 ГэВ,

2. p-p взаимодействия при 60 ГэВ

Рисунок 3- Распределение по парциальному коэффициенту неупругости K_{π^0}

Как видно из рисунка 2, представленные распределения по K_{π^0} резко отличаются друг от друга. В случае первичного протона (гистограмма 2) распределение обрывается на значениях $K_{\pi^0} \sim 0.6$, в тоже время, при первичном π^- - мезоне (гистограмма 1) распределение простирается вплоть до величины $K_{\pi^0} = 1$. Средние значения соответствующих K_{π^0} равны $\langle K_{\pi^0} \rangle_p = 0.16 \pm 0.01$, $\langle K_{\pi^0} \rangle_{\pi^-} = 0.38 \pm 0.01$.

На основании полученных данных можно сделать вывод, что наиболее энергичные π^0 - мезоны, вносящие основной вклад в значение K_{π^0} (лидирующие частицы), генетически обусловлены первичными пионами и не могут быть образованы в результате обычных процессов пионизации, типа распада файербола. Наиболее вероятным механизмом их генерации является процесс неупругой перезарядки заряженного пиона в нейтральный.

Более интересная ситуация со спектром гамма-квантов из неупругих π^- -p взаимодействий, исследованных при импульсе пионов 205 ГэВ. Регистрирую гамма-кванты, было получены следующие результаты. В области малых значений U энергетический спектр аппроксимируется

экспотенциальной функцией с показателем $U_0 \approx 0,08$, однако, при $U_0 \geq 0,2$ спектр гамма-квантов существенно выполаживается, что указывает на различие механизмов генерации гамма-квантов в π^\pm -р и pp взаимодействиях.

Рассмотрение итогов вышеперечисленных экспериментов позволяет сделать вывод о том, что лидирующие нейтральные пионы появляются только во взаимодействиях первичных пионов, повторяя природу нелетающей частицы.

Анализ литературы, посвященной исследованию лидирующих частиц, позволяет выделить следующие моменты:

1. Лидирующие частицы наблюдаются в широком диапазоне первичных энергий- от 7,5 ГэВ до 50 ТэВ. Они могут уносить существенную долю энергии первичной частицы, например, гамма-кванты от лидирующего π^0 -мезона могут обладать энергиями вплоть до $0,7 E_0$.

2. Лидирующие частицы можно выделять по различным критериям: максимальные энергии, максимальному поперечному импульсу, минимальному углу вылета, минимальному передаваемому четырехмерному импульсу, асимметрии в угловых распределениях вторичных частиц. Многие авторы пришли к выводу, что выделение лидирующих частиц по максимальным энергии или импульсу – наиболее надежный метод. Это обстоятельство очень важно для исследований в космических лучах, так как позволяет с помощью методики РЭК достаточно корректно изучать лидирующие нейтральные пионы.

3. Лидирующие частицы, выделенные, например по критерию $u \geq 0,3$, повторяют природу первичной частицы. В этом смысле их можно рассматривать сохранившиеся первичные частицы. Если первичной частицей был протон, то он может остаться протоном, может перезарядиться в нейтрон либо после столкновения вылететь в виде возбужденного состояния нуклона с последующим распадом. Если первичной частицей являлся заряженный пион, он также может после столкновения остаться заряженным пионом либо потерять заряд и стать π^0 -мезоном;

4. Лидирующие частицы по своим характеристикам резко отличаются от остальных вторичных частиц: их энергия линейно растет с энергией первичной частицы, они имеют более жесткий энергетический спектр, у них другое угловое распределение.

Изучение характеристик лидирующих частиц позволило сделать следующий вывод. Основная доля лидирующих частиц повторяет природу и знак заряда первичной частицы. Действительно, в π^- -р взаимодействиях (40-60 %) лидирующих вторичных частиц составляют π^- -мезоны. В 20-30 % случаев лидирующие частицы могут образоваться в результате возбуждения первичной частицы и последующего распада промежуточной системы, реализуемые в виде резонансов, изобары или бозонного образования. В ряде случаев (10 %) нелетающая частица может изменить знак заряда при неупругом взаимодействии, т.е., происходит процесс перезарядки. Известно

также, что кинематические характеристики лидирующих частиц значительно отличаются от характеристик остальных вторичных частиц, при этом основные энергетические параметры лидирующих пионов из π^-N взаимодействия сходны с аналогичными характеристиками лидирующих протонов из p-p соударений.

Также известно, что средний угол вылета лидирующих π^- -мезонов в отличие от остальных вторичных частиц не зависит от множественности генерированных в акте частиц. Как следствие этого факта следует предположение о том, что лидирующие π^- -мезоны образуются в механизмах отличных от процесса рождения остальных частиц. Наиболее вероятная интерпретация их появления – сохранение налетающей частицы, либо её возбуждение и последующий распад. Налетающий π^- -мезон в процессе взаимодействия может потерять заряд и образовать лидирующий нейтральный пион. Вероятность такого процесса для π^0 -мезонов с $E_{\pi^0}/E_0 \gtrsim 0,2$ составляет 21 ± 2 %.

Для изучения взаимодействий адронов космического излучения в области энергий $E > 10^{13}$ эВ широкое распространение в последние 30 лет получил метод рентгеноэмульсионных камер. Сравнительная дешевизна и простота процессов сборки, эксплуатации и обработки материала позволила создавать установки РЭК площадью в сотни м². Желание физиков подняться вверх по энергии неизбежно приводит к существенному увеличению площади установок. А так как интегральный энергетический спектр космических лучей имеет вид:

$$N(>E) = AE^{-\gamma}, \quad (5)$$

где $\gamma = 1,7$, то увеличение энергии исследуемых частиц на один порядок требует роста площади установки на два порядка. Естественно, что РЭК экстремально больших площадей не имеют калориметров, мишеней и ядерных эмульсий из-за дороговизны и непомерных сложностей в создании и эксплуатации таких огромных установок.

Вследствие этого, экспонируемые в последнее время рентгеноэмульсионные камеры больших размеров состоят только из поглотителя и рентгеновских пленок, что существенно уменьшает количество информации о взаимодействии и затрудняет анализ экспериментальных данных.

Рентгеноэмульсионные камеры большой площади обычно размещаются на высотах гор, это обусловлено желанием экспериментаторов уменьшить количество повторных взаимодействий первичных частиц в атмосфере. Наиболее известны эксперименты с РЭК, проводимые японо-бразильской коллаборацией на горе Чакалтай в Боливии (H=5200 м), сотрудничеством

китайских и итальянских ученых на горе Канбала в Тибете (H=5500 м), а также международной коллаборацией «Памир», где на высотах от 3 до 4,5 км над уровнем моря в горах Памира экспонировались РЭК площадью до 1000 м². В числе соавторов последнего эксперимента наряду с другими постсоветскими государствами принимали активное участие ученые Казахстана (ФТИ МОН РК).

К сожалению, информация получаемая, о взаимодействиях космических лучей с помощью РЭК весьма ограничена. Регистрируются только электронно-фотонные каскады, от γ - квантов, имеющих энергию выше пороговой, которая составляет существенную величину $E_{\text{пор}}=1,5-4$ ТэВ. При регистрации атмосферных взаимодействий остается неизвестной высота точки генерации ливня и нет сведений о природе ядра мишени, это может быть и водород, и азот, и кислород. Но самым существенным недостатком РЭК, на наш взгляд, является отсутствие информации о полной энергии взаимодействия – E_0 .

Обычно в результате взаимодействия с энергией $E > 10^{12}$ эВ в РЭК регистрируется несколько γ - квантов с одинаковыми зенитными - θ_i и азимутальными - ϕ_i углами и располагающиеся в пределах круга определенного радиуса, зависящего от высоты точки взаимодействия. Такие группы генетически связанных γ - квантов получили название γ - семейства. Для оценки величины E_0 определяется суммарная энергия гамма-квантов семейства - $\sum E_\gamma$ и закладывая значения парциального коэффициента неупругости $K_\gamma = \sum E_\gamma / E_0 \approx \sum E_\pi^0 / E_0$ определяют энергию взаимодействия $E_0 = \sum E_\gamma / K_\gamma$.

Такая оценка энергии E_0 весьма сомнительна, дело в том, что обычно используемое в эмульсионных работах значение $\langle K_\gamma \rangle \sim 0,3$ справедливо лишь в случае регистрации всех неупругих взаимодействий. Однако, в событиях, изучаемых с помощью РЭК, происходит неизбежная выборка столкновений с большой передачей энергии в нейтральную компоненту, т.е. случаи с $K_\gamma > \langle K_\gamma \rangle$. Действительно, как следует из результатов наших экспериментов на комплексной установке, в РЭК регистрируется лишь некоторая доля от общего числа взаимодействий с данной энергией E_0 , которая меняется от 20% до 70% при увеличении энергии E_0 от 3 до 50 ТэВ. Экспериментально измеренная величина $\langle K_\gamma \rangle$ с помощью установок с ионизационным калориметром составляет $\langle K_\gamma \rangle = 0,53 \pm 0,05$ по нашим данным и $\langle K_\gamma \rangle = 0,63 \pm 0,05$ по данным Н.Л. Григорова. Более подробно этот вопрос будет изложен в дальнейших разделах настоящей работы.

Несмотря на вышеуказанные трудности с использованием РЭК в качестве метода исследований в космических лучах, он остается одним из основных в экспериментах в интервале энергий $E = 10^{13} - 10^{16}$ эВ.

Интенсивную работу по изучению лидирующих π^0 - мезонов проделала группа узбекских физиков под руководством Т.С. Юлдашбаева. Исследуя

данные эксперимента «Памир» и проведя, многочисленные модельные расчеты они показали, что вероятность процесса перезарядки $\pi^\pm \rightarrow \pi^0$ с образованием лидирующего нейтрального пиона ($x > 0,5$) составляет 20% и практически не меняется с энергией в широком энергетическом интервале от 7,5 ГэВ до 2 ТэВ.

В результате анализа данных эксперимента «Памир» и сопоставления с теоретическими расчетами этой группой было показано, что некоторые характеристики взаимодействий пионов и нуклонов с ядрами существенно отличаются. В частности, значение парциального коэффициента неупругости $\langle K_\gamma \rangle$ во взаимодействиях заряженных пионов с ядром почти в два раза выше соответствующей величины для pA и nA-взаимодействий. По мнению авторов этой серии работ, данный факт объясняется вкладом процессов неупругой перезарядки налетающих заряженных пионов в нейтральные. Основываясь на различиях характеристик π -A и N-A взаимодействий Х. Нуриддинов предложил разделять пион-ядерные и нуклон-ядерные взаимодействия космических лучей в атмосфере по критериям отбора, определенным с учетом процессов неупругой перезарядки пионов. В работе получено, что более половины γ -семейств, регистрируемых в РЭК на высотах гор в интервале энергий $\Sigma E_\gamma = 5-10$ ТэВ, образуется в π -A взаимодействиях. Проведенные параллельно расчеты моделированных γ -семейств-атмосферных ливней показали, что более 60% событий, регистрируемых в РЭК, образуются в пионных взаимодействиях. При этом вероятность перезарядки $\pi^\pm \rightarrow \pi^0$ сохраняется на уровне 0,2 вплоть до энергий 10^{16} эВ.

Изучение поведения некоторых характеристик лидирующих частиц, в частности, энергетических спектров в зависимости от атомного номера ядра-мишени может дать ценную информацию о вероятности (сечении) повторных взаимодействий налетающей частицы внутри ядра. В случае, если после первого взаимодействия налетающая частица, будь то протон, либо пион, обладает возможностью повторно взаимодействовать с сечением близким к полному неупругому сечению σ_{inel} , то энергетический спектр лидирующих частиц должен неизбежно смягчаться.

Еще в 1966 году анализируя результаты экспериментов в космических лучах Ю.А. Смородин выдвинул гипотезу о пассивном состоянии бариона после первого столкновения. Он предположил, что во время взаимодействия нуклон, теряющий часть своей энергии переходит в пассивное – S состояние, в котором взаимодействует с веществом с сечением, значительно меньшим нормального. Сечение взаимодействия пассивного бариона не должно превышать 0,2-0,1 от обычного ядерного сечения.

Подтверждением этого предположения может служить тот экспериментальный факт, что множественность вторичных частиц слабо зависит от ядра мишени, коэффициент неупругости также незначительно растет, либо вообще не зависит от атомного номера ядра мишени.

Анализ экспериментальной информации, полученной в космических лучах и на ускорителях приводит многих авторов к заключению о том, что рождение новых частиц происходит не мгновенно, а занимает пространственно временной интервал, намного превышающий межнуклонные расстояния. Это означает, что растянутый в пространстве и времени процесс рождения не может быть сведен к простой суперпозиции нуклон-нуклонных актов.

Е.Л. Фейнбергом высказано мнение [7] о том, что в момент первого столкновения в ядре, налетающий адрон утрачивает и затем восстанавливает свое ядерное поле. В период пассивного состояния частица не взаимодействует с веществом, либо взаимодействует с малым сечением.

С этим утверждением согласуются результаты исследования процессов адрон-ядерных и адрон-адронных столкновений с точки зрения кварк-глюонной модели (КГМ), развитой Б.Н. Калинкиным и В.Л. Шмониным [8]. Одним из важных выводов сделанных ими при анализе адронных столкновений на основе кварк-глюонных представлений является конечность времени адронизации. Время от момента образования кластера до его распада на реальные адроны составляет в его системе покоя в среднем порядка $0,5 \cdot 10^{-23}$ с.

В основе КГМ лежит утверждение о том, что основные квантовые числа адронов определяются их валентными кварками, сохранение лидирующей частицей квантовых чисел налетающей частицы дает основание говорить о преимущественно пассивной роли кварков в адронных взаимодействиях. При этом, основную роль в процессе рождения новых частиц играют сильные взаимодействия глюонных полей сталкивающихся адронов. Показано, что рассчитанные в рамках КХД значения структурных функций для глюонов при небольших x существенно превышают аналогичные величины для валентных кварков[9]. В этой ситуации наиболее интенсивно взаимодействуют партоны с малыми импульсами, т.е. с малыми значениями x .

В свете вышесказанного, пионизационный процесс может быть обусловлен влиянием глюонной компоненты адронов, образующим кластер, распадающийся при адронизации на частицы области пионизации. В то же время, адронизация кварковой компоненты приводит к образованию частиц фрагментационной части спектра, т.е. лидирующих частиц.

В соответствии с работой [10] в результате взаимодействия адрона с одним из нуклонов ядра образуется лидирующая система, слабо взаимодействующая в ядре, и сильно возбужденная система-кластер, взаимодействие которой с нуклонами ядра является сильным. Взаимодействие кластера внутри ядра и приводит к основным отличиям характеристик взаимодействия в адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях. Относительная пассивность лидирующих частиц в ядре

обусловлена тем, что валентные кварки, лишённые глюонного поля, пролетают в ядре, практически не взаимодействуя.

Пассивность лидирующей системы экспериментально подтвержденная в ряде работ различных авторов [11-12], обеспечивает приближенное равенство коэффициентов неупругости в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях, факт не согласующийся с представлением о мгновенном восстановлении свойств неупруго взаимодействующего адрона.

Впервые с позиций квантовой хромодинамики эту проблему затронул Ван Хов [10 стр.339], согласно его предположению валентные кварки, лишённые глюонного поля в момент взаимодействия, пролетают в ядре, практически не взаимодействуя. Последующее восстановление кварками нормального глюонного поля происходит, как правило, вне ядра.

Если описанная картина неупругих адрон-ядерных взаимодействий верна, то повторные взаимодействия в ядре первичной частицы со стандартным сечением, возможны лишь в том случае, когда пробег восстановления ядерного поля $-L$ будет меньше диаметра ядра. Т.е. будет соблюдаться соотношение:

$$\langle L \rangle = \tau \gamma c < D, \quad (6)$$

где $\langle L \rangle$ - расстояние, пройденное налетающим адроном в пассивном состоянии, τ - время восстановления ядерного поля, γ -Лоренц-фактор адрона, D – диаметр ядра.

В случае, когда $\langle L \rangle \geq D$, восстановление налетающей частицы происходит за пределами ядра, т.е. в пассивном состоянии она не чувствует ядра и оно для нее становится «прозрачным».

Эксперименты по изучению вероятности повторных взаимодействий в ядре проведены в нескольких работах. Согласно данным В.С. Мурзина и Л.И. Сарычевой [13], исследовавших взаимодействия протонов с различными ядрами на Серпуховском ускорителе, сечение повторных взаимодействий при $E = 20$ ГэВ составляет 0,2-0,3 от сечения p - p взаимодействия. В работе И.Я. Часникова [6 стр.29] получено, что вероятность повторных взаимодействий в ядре находится в интервале 0,15-0,33 σ_{pp} .

Изучение вторичных частиц из области фрагментации налетающего π^- -мезона при энергии 50 и 200 ГэВ при взаимодействии с нуклонами и ядрами проведено сотрудниками ФИАН СССР Г.И. Орловой и др. [14]. Ими сделан вывод о возможности повторных взаимодействий π^- -мезонов в ядре, хотя данные о вероятности этого процесса не приводятся.

Если задать время восстановления адрона после первого столкновения - τ , то можно исходя из вышеприведенного соотношения оценить энергию налетающей частицы, при которой для нее ядра с разными атомными номерами становятся прозрачными, т.е. $L > D$. Примем в соответствии [15]

значение $\tau = 0,7 \cdot 10^{-24}$ с, исходя из соотношения $\tau \approx \frac{h}{mc^2}$, тогда в случае углеродной мишени величина предельной энергии для протонов составит $E_p^{\text{пред.}} \sim 28$ ГэВ, для пионов $E_\pi^{\text{пред.}} \sim 4$ ГэВ. При взаимодействиях с ядром мишени из железа соответствующие энергии будут равны $E_p^{\text{пред.}} \sim 44$ ГэВ, $E_\pi^{\text{пред.}} \sim 6,4$ ГэВ. Согласно данным [16] с ростом энергии поглощение нуклонов в ядре должно быстро уменьшаться и при энергиях порядка сотен ГэВ подавляющее большинство лидирующих нуклонов, вылетающих из ядра будут относиться к первому поколению.

Аналогичные оценки были сделаны в работе Э.Г.Босса и др. [14] путем сравнения быстрых распределений вторичных частиц для р-р и р-А взаимодействий. Полученные в данной работе результаты согласуются с вышеприведенными оценками. Естественно, что данные оценки существенно зависят от параметра времени восстановления адрона τ , которое в точности никто не мерил, а лишь предполагается его значение по порядку величины при различных теоретических подходах. Поэтому, данные о предельных энергиях в р-А и π -А взаимодействиях носят предварительный характер.

В результате анализа экспериментального материала получено, что энергетические спектры лидирующих нейтральных пионов из взаимодействий π^\pm С и π^\pm Fe подобны и имеют одинаковые в пределах ошибок наклоны. Величины U_0 , характеризующие наклоны спектров равны $U_0^C = 0,23 \pm 0,03$ для углеродной мишени и $U_0^{Fe} = 0,25 \pm 0,04$ для мишени из железа.

Наиболее полную информацию о взаимодействиях адронов космического излучения в области энергии $E \gtrsim 10^{12}$ эВ можно получать на комплексных установках, содержащих наряду с рентгеноэмульсионной камерой, прибор, измеряющий полную энергию взаимодействия – ионизационный калориметр и, желательно, плотную тонкую мишень.

Такие установки были созданы на ТШВНС (Космостанция), на высоте 3340 метров над уровнем моря в горах Заилийского Алатау. Площадь этих установок менялись от 1 до 44 м², они включали в себя ионизационный калориметр, РЭЖ и мишени из легкого (С) и тяжелого (Fe) вещества.

1.4. Методы измерения энергии адронов и гамма квантов

Эксперименты, нацеленные на изучение адронных взаимодействий в космических лучах, должны учитывать две особенности космического излучения: низкую интенсивность и широкий энергетический спектр адронов.

Низкая интенсивность ограничивает выбор детекторов излучений и служит причиной популярности рентген-эмульсионных камер: рентгеновская пленка специального изготовления допускает годовые экспозиции и относительно экономична для использования на больших (до 1000 м²) площадях.

Широкий энергетический спектр падающих адронов заставляет предусматривать измерения энергии взаимодействующей частицы. Наилучший метод определения энергии первичных частиц, вызвавших взаимодействие в мишени или атмосфере, — калориметрический с помощью ионизационных и сцинтилляционных калориметров и по черенковскому излучению широких атмосферных ливней в воздухе над уровнем измерения. Другие методы отбора взаимодействий по энергии первичных частиц содержат больше априорных предположений и менее точны.

Для измерения энергии электронов, фотонов и адронов широко используются так называемые толчковые установки. Они состоят обычно из двух слоев сцинтилляторов или ионизационных камер, покрытых поглотителем из свинца толщиной несколько лавинных единиц, чтобы развивающиеся в свинце электромагнитный каскад от упавшего на установку фотона или электрона достиг максимума развития. Всплеск ионизации в камере от попадания пучка электронов и называется толчком.

Толчковые детекторы адронов имеют несколько иное устройство. Над описанной выше толчковой установкой для фотонов помещается мишень из вещества с малым Z (например, углерод). Регистрация адронов происходит в результате взаимодействия в мишени первичной частицы и ее вторичных продуктов. Образующиеся во взаимодействиях π^0 -мезоны распадаются и дают поток фотонов, регистрируемых толчковой установкой. Хотя, как указывалось выше, точность измерения энергии фотонов хорошая, адронный детектор не свободен от искажений, связанных с характером спектракосмического излучения. Дело в том, что в мишени из-за ограниченной толщины почти никогда не расходуется вся энергия адрона (если сделать толстую мишень, то в ней произойдет значительное поглощение энергии фотонов). В каждой событии выделяется некоторая доля энергии (зависящая от толщины мишени), резко меняющаяся от случая к случаю.

Полную энергию гамма-квантов поглощенных на рабочем теле можно измерить по формуле

$$E = \frac{E_0}{0,437\varepsilon} \quad (7)$$

Где ε - пороговая энергия, E_0 - начальная энергия частицы.

Пусть вероятность $W(\alpha)$ выделения той или иной доли энергии $\alpha=E/E_0$ не зависит от E_0 . Тогда при степенной форме спектре адронов $N(E)dE = AE_0^{-\gamma} dE$ спектр толчков выглядит так:

$$N_T(E)dE = (1 - e^{-\frac{x}{\lambda}}) \int_E^{\infty} N(E)dE_0 W\left(\frac{E}{E_0}\right) \frac{dE}{E_0} = (1 - e^{-\frac{x}{\lambda}}) AE_0^{-\gamma} dE \int_0^1 \alpha^{\gamma-1} W(\alpha) d\alpha$$

$$dE_0 = dE / \alpha$$
(8)

Где x - толщина мишени, λ - пробег взаимодействия. Поскольку $\int W(\alpha) d\alpha = 1$, то

$$N_T(E) = AE^{-\gamma} \langle \alpha^{\gamma-1} \rangle (1 - \exp[-x/\lambda]).$$
(9)

Таким образом, в толковой установке в первом приближении спектр сохраняет свою форму, но интенсивность уменьшается в $\langle \alpha^{\gamma-1} \rangle$ раз ($\alpha \leq 1$).

Толчковые установки в силу относительной простоты могут быть сделаны очень большого размера (десятки квадратных метров), т.е., иметь большой геометрический фактор, что важно для измерения в области сверхвысоких энергии.

1.5. Ионизационный калориметр.

Толчковые установки позволяют определить суммарную энергию гамма-квантов (в конечном счете, нейтральных пионов), возникших в ядерном взаимодействии. Во многих случаях очень важно знать полную энергию адронов. Для того чтобы измерить первичную энергию частиц используется ионизационный калориметр. В этом приборы ряды ионизационных камер чередуются со слоями поглотителя – железа. В ионизационном калориметре, общее количество вещества, много раз больше длины пробега взаимодействия. Поэтому первичная частица и все ее потомки, взаимодействуя много раз, всю свою энергию расходуют на ионизацию, главным образом через цепь процессов: ядерное взаимодействие → нейтральные ионы → фотон → электронно-фотонный каскад ионизационные потери. Измерение ионизации проводится с рядами ионизационных камер, количество вещества между которыми должно быть меньше длины электронно-фотонной лавины. Энергия первичной частицы, очевидно, равна

$$E = \varepsilon \int_0^{\infty} N(t) dt = \omega \int_0^{\infty} i(x) dx \quad (10)$$

Здесь ω - энергия, расходуемая частицей на образование одной пары ионов. Поскольку в калориметре ионизация измеряется на дискретных уровнях x , то интеграл (10) на практике заменяется суммой. Обычно слои поглотителя Δx делаются одинаковыми. Тогда

$$E = \omega * \Delta x \sum_{i=1}^N i(x_i) \quad (11)$$

Здесь N – число рядов ионизационных камер.

Ионизационный калориметр находит сейчас широкое применение на ускорителях и является примером того, как метод, разработанный для исследования космических лучей, стал важной составной частью технического оснащения ускорительных экспериментов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1 Установка «Адрон-9»

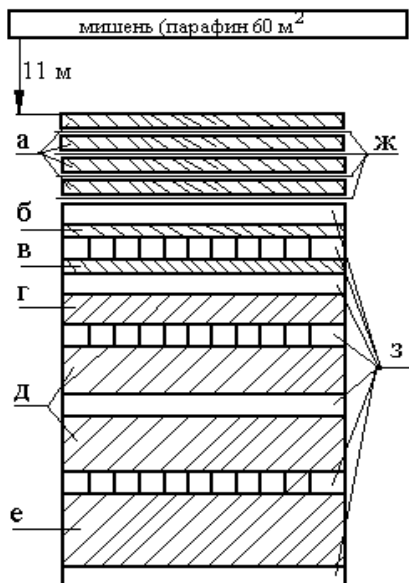
Первые исследования взаимодействия частиц космического излучения высокой энергии с использованием методик ионизационного калориметра и рентгеноэмульсионных камер в Казахстане проводились на ТШВНС (Космостанция) которая располагается в горах Заилийского Алатау на перевале Джусалы-Кезень на высоте 3340 метров над уровнем моря.

Основной упор в этих исследованиях сосредоточен на изучении взаимодействий космических лучей с атомными ядрами плотной мишени, которая расположена на строго фиксированной высоте над РЭК. Наличие плотной мишени дает возможность избавиться от многих неоднозначностей в экспериментах, изучающих атмосферные взаимодействия: неизвестная природа ядра-мишени, высота взаимодействия, и соответственно неопределенность в измерении угловых характеристик и т.д.

В 70-х годах прошлого столетия, была создана установка под названием «Адрон-9», состоящая из ионизационного калориметра площадью 9 м^2 , рентгеноэмульсионной камеры такой же площади и парафиновой мишени площадью 60 м^2 . Схема установки приведена на рисунке 4.

Ионизационный калориметр данной установки состоял из 12 рядов ионизационных камер, проложенных слоями поглотителя из свинца и железа. Каждый ряд содержал по 25 ионизационных камер ИК-6 с размерами $6 \times 12 \times 300 \text{ см}^2$, наполненных аргоном до давления 4,3 атм., высота калориметра 230 см. На центральную нить каждой камеры подавалось напряжение 600 В.

Импульсы напряжения, усиленные каналными усилителями (КУ) подавались на суммирующие усилители (СУ) рядов. Суммарный импульс с каждого ряда поступал на вход блока отбора событий (БОС). Блок отбора событий анализирует амплитуды сигналов со всех камер и суммарный сигнал со всего калориметра. Если импульс превышал некоторую заданную пороговую величину, то блок отбора событий давал команду на регистрацию события в блок управления (БУ). Блок управления производил опрос всех 25 ячеек в каждом из семи рядов калориметра. Одновременно с началом опроса блок управления запускал генераторы разверток осциллографов. Сигнал с каждой ионизационной камеры выводился на экран осциллографа и фотографировался на пленку. Также фотографировались часы с указанием времени срабатывания установки.



а- Pb толщиной 4 см, б- Pb толщиной 2 см, в- Pb толщиной 1 см, г- Fe толщиной 10 см, д- Fe толщиной по 35 см, ж- фотопакеты, з- ионизационные камеры.

Рисунок 4. Схема установки «Адрон-9»

С современной точки зрения такая система регистрации представляется довольно архаичной, т.к. для дальнейшей обработки событий было необходимо проявлять все пленки, замерять амплитуды импульсов с помощью проектора и линейной шкалы. Такая процедура отнимала очень много времени и сил лаборантов, что вносило неизбежные погрешности в процедуру измерения.

Для регистрации высокоэнергичных гамма-квантов, рожденных во взаимодействиях налетающих частиц с мишенью, использовали рентгеноимпульсионную камеру, которая располагалась непосредственно над ионизационным калориметром и имела площадь 9 м^2 . РЭК состояла из 4-х рядов свинцового поглотителя толщиной 1 см, прослоенных фоточувствительными слоями, которые состояли из листов ядерной фотозмульсии Р-2Т, переложенной двумя листами двусторонней рентгеновской пленки Р-Т6. Размеры фотопакетов $30 \times 40 \text{ см}^2$. Срок экспозиции составлял от 6 до 8 месяцев. Общая толщина свинца в РЭК была порядка 4 см или около 8t-единиц.

В качестве мишени на установке «Адрон-9» использовали парафин толщиной 10 см или $0,18 \lambda_{\text{вз}}$, который располагался на высоте 11 метров над установкой. Общая площадь мишени составляла порядка 60 м^2 . Геометрический фактор данной установки был равен $4,2 \text{ стер}^{-1} \text{ м}^{-2}$.

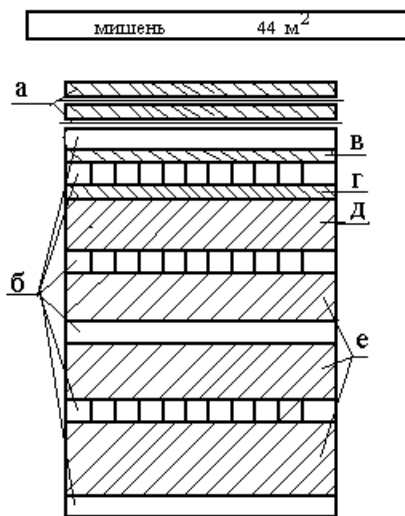
В целом, установка «Адрон-9» позволяла проводить исследования энергетических, угловых и импульсных характеристик вторичных нейтральных пионов с необходимой точностью и достоверностью в интервале энергий $E = 3\text{-}50 \text{ ТэВ}$.

2.2 Установка «Адрон-44»

Материалы настоящей работы получен на комплексной установке «Адрон-44», включающей в себя ионизационный калориметр площадью 44 м^2 , рентгеноэмульсионную камеру такой же площади и сменную мишень. В качестве мишени использовали углерод и железо.

2.2.1. Ионизационный калориметр

Ионизационный калориметр собран из железного и свинцового поглотителя, прослоенного шестью рядами ионизационных камер. Площадь калориметра равна 44 м^2 , высота составляет 1.75 м. в тело калориметра уложено 425 т железа и 30 т свинца. Общая толщина поглотителя с учетом стенок ионизационных камер составляет 1033 г/см^2 или 7.33 пробега для взаимодействия нуклонов. Ионизационные камеры наполнялись аргоном до давления 4 атм. Общее число камер в калориметре 672. Ряды ионизационных камер располагались во взаимно-перпендикулярных направлениях. На центральные электроды всех камер подавалось постоянное напряжение 600 В. Схема установки приведена на рисунке 5.



а- РЭК, б- ионизационные камеры, в- Pb толщиной 1,5 см, г- Pb толщиной 0,5 см, д- Fe толщиной 24 см, е- Fe толщиной по 32 см.

Рисунок 5. Схема установки «Адрон-44»

В таблице (3) приведены толщины поглотителя над рядами ионизационных камер в г/см².

Таблица 3- Количество вещества в г/см² в калориметре.

Поглотитель, г/см ²	Ряд					
	1	2	3	4	5	6
Свинец	45,20	16,95	5,65	–	–	–
Железо	–	–	187,2	249,6	249,6	249,6
Латунь	2,67	5,34	5,34	5,34	5,34	5,34

Точность измерения энергии калориметром растет с увеличением числа рядов ионизационных камер, но в то же время рост числа рядов неизбежно приводит к непомерному увеличению числа измерительных каналов. Поэтому пришлось решать вопрос об оптимальном количестве рядов ионизационных камер при разумном числе измерительных каналов и данной точности определения энергии. Точность измерения энергии калориметром определяется, в основном, флуктуациями в развитии электронно-ядерной лавины, общей толщины поглотителя и количеством уровней регистрации.

Наименьшие флуктуации в развитии электронно-ядерной лавины наблюдаются в её максимуме, наибольшие в начале развития и на «хвосте» лавины, причем с ростом энергии первичной частицы E_0 флуктуации уменьшаются, соответственно уменьшается относительная среднеквадратичная ошибка измерения энергии отдельной первичной частицы. Увеличение общей толщины поглотителя X (г/см²) и числа рядов регистрации ведет к уменьшению ошибки измерения E_0 .

В электронную систему установки "АДРОН-44" входили аппаратные средства сбора и обработка данных, а также программные средства.

Программные средства включали в себя программы выведения данных из промежуточной памяти, программы диагностики канальных трактов, их калибровки, программы отбора событий, вычисления энергии и других необходимых параметров, распечатки распределения ионизации по всем ионизационным камерам, тестовые программы технической диагностики и т.д. В аналоговой части системы осуществляется сбор и обработка сигналов с ионизационных камер: преобразование тока в напряжение, усиление, сжатие динамического диапазона, преобразование заряд-время, отбор событий по суммарной ионизации, выделившейся в калориметре.

В цифровой части производилось кодирование временных интервалов, поступающих от зарядово-временных преобразователей каналов, запоминание и передача цифровых данных в ОЗУ ЭВМ, обработка и

представление данных. Система сбора данных работала следующим образом. Импульсы тока с ионизирующих камер поступали на входы предусилителей, во второй секции которых происходит интегрирование зарядов. Далее импульсы подаются на индивидуальные амплитудно-временные преобразователи (АВП).

В многоканальном кодирующем устройстве (МКУ) параллельно по всем сработавшим каналам производится кодирование в двоичном коде временных интервалов, поступающих от ЗВП. Полученные таким образом цифровые данные о распределении ионизации по объему calorиметра запоминаются в быстрой промежуточной памяти БПП.

Одновременно с началом регистрации события импульсы с выхода первой секции предусилителей суммируются в суммирующих усилителях ряда С-1 и далее, собранные со всех рядов, импульсы суммируются в общем для всей системы усилителе С-2. Усилитель С-2, блок предварительного анализа (БПА) и блок отбора событий (БОС) составляют аппаратное средство отбора событий.

На данном, аналоговом уровне отбора событий отбрасываются все электронно-ядерные лавины от частиц с энергией заведомо ниже пороговой. На втором уровне производится отбор событий путем машинной оценки величины энергии, а также по другим, заданным программным путем, критериям.

Более подробное описание ионизационного calorиметра «АДРОН-44» приведено в работах.

Энергия электронно-ядерной лавины E_0 , определяется как сумма трех энергий: электронно-фотонного каскада E_{pb} , развивавшегося в свинцовом поглотителе calorиметра, E_{Fe} -энергия, выделившаяся в поглотителе из железа и поправка на энергию $E_{попр}$, вышедшую за пределы calorиметра, т.е. не зарегистрированную в нем из-за конечной толщины поглотителя.

$$E_0 = E_{pb} + E_{Fe} + E_{попр}$$

Доля энергии, регистрируемая в поглотителе из железа, определялась следующим образом:

$$E_{Fe} = J_4 \cdot \Delta X_4 + \sum_{i=5}^7 \frac{J_{i-1} + J_i}{2} \cdot \Delta X_i, \quad (12)$$

где ΔX_i ; -толщина поглотителя над данным рядом камер в г/см², J – потери энергии на 1 г/см² железа, определяемые следующим образом:

$$J = \alpha W Q \frac{1}{\varepsilon \cdot i \cdot \Delta X_{Ar} e} \eta_{Fe-Ar}, \quad (13)$$

где $\alpha = 1,05$ - коэффициент, учитывающий зазор между чувствительными объемами ионизационных камер, $W=26.4$ эВ/пара – энергия, идущая на образование одной пары ионов в аргоне, $Q=0.85$ - эффективность сбора электронов в камере, $e = 1.62 \cdot 10^{-19}$ – заряд электрона, $\varepsilon = 0,90$ - доля заряда, собираемого на положительном электроде ионизационной камеры, $\Delta X_{Ar} = 0,05$ г/см² - количество аргона в ионизационной камере, $\eta_{Fe-Ar} = (\beta/t)_{Fe} / (\beta/t)_{Ar} = 0,86$ (β и t соответственно критические энергии и каскадные единицы в железе и аргоне).

Поправка на неполную регистрацию энергии в ионизационном калориметре из-за конечной толщины поглотителя $E_{\text{попр}}$, определяется по показаниям последнего ряда калориметра и пробегу поглощения для каскадных частиц $L_{\text{полг}}$:

$$E_{\text{попр}} = 1/2 J_6 L_{\text{полг}}$$

Энергия $E_{рв}$ определяется по числу частиц в максимуме электронно-фотонного каскада в соответствии с работой [17], при этом в измеряемое число частиц вводился коэффициент, равный 1.7, учитывающий переходной эффект на границе свинец-медь. [32]. Энергия электронно-фотонного каскада определяется по числу частиц в максимуме каскада с точностью-30% [18 стр.60, 19]. Точность определения полной энергии электронно-ядерной лавины E_0 , оценивается в 20%.

2.2.2. Рентгеноэмульсионная камера и мишень

Используемая в данной экспериментальной установке рентгеноэмульсионная камера (РЭК) состоит из 2-х слоев свинцового поглотителя толщиной 2 см каждый слой, проложенных фоточувствительными слоями. В качестве фотоматериала использовались листы ядерной фотоэмульсии Р-2Т, сверху и снизу которых размещались листы двусторонней рентгеновской пленки РТ-6.

РЭК укладывалась по всей площади калориметра. Срок экспозиции на разных стадиях эксперимента составляет от 6-месяцев до 1 года. Общая толщина свинца в РЭК составляет 4 см или около 8т-единиц. Вопросы, связанные с проявкой фотоматериала, поиском гамма-квантов и измерением их энергии детально рассмотрены в работах. (19 стр. 6, 34)

Основные назначение рентгеноэмульсионной камеры- измерение энергии гамма-квантов, их координат и пространственного направления. Известно, что при прохождении электронно-фотонного каскада (ЭФК) через слои свинца и рентгеновских пленок в пленке после её проявки образуются пятна потемнения, видимые невооруженным глазом, если плотность заряженных частиц превосходит некоторое пороговое значение (в нашем случае – 300 частиц в круге $R=100$ мкм). Степень почернения пятен определяется плотностью электронов в ЭФК, т. е., энергией гамма-квантов или электронов, вызвавших данный каскад.

Плотность почернения D – участка эмульсии рентгеновской пленки S связана с числом электронов n , вызвавших данное почернение, следующим соотношением:

$$D = \lg(J / J_0) = D_{\infty} [1 - \exp(-nS)],$$

где J и J_0 -почернения в пятне и фона, $D_{\infty}=0.434 S I \rho_0$, - фотографическая плотность пленки при бесконечной экспозиции. Здесь ρ -плотность зерен в эмульсии, l -толщина эмульсионного слоя.

Первичный просмотр рентгеновских пленок проводился невооруженным глазом. Область около обнаруженных пятен просматривалась на микроскопе МБИ-9 с увеличением 150. Поскольку пленка РТ-6 имеет два эмульсионных слоя, то заряженные частицы ЭФК образуют два схожих пятна потемнения в эмульсионных слоях. По относительному смещению пятен можно определить пространственные углы ЭФК. Зенитный угол θ определяется следующим образом:

$$l / d = \operatorname{tg} \theta,$$

где d - толщина пленки, l - расстояние между центрами пятен в верхнем и нижнем слоях эмульсии.

Азимутальный угол φ измеряется непосредственно с помощью угломерной насадки. Точность измерения зенитных и азимутальных углов составляет, соответственно $\pm 5^\circ$ и $\pm 15^\circ$. Плотность потемнения пятен измерялась с точностью до 0,01-0,02 единицы плотности с помощью микрофотометров МФ-2 и МФ-4. Энергетический порог 100% -ой регистрации гамма-квантов с помощью рентгеновской пленки РТ-6 при 6-12 месячной экспозиции оценен в 1,5 ТэВ.

В ядерной эмульсии число заряженных частиц в круге определенного радиуса считалось непосредственно, при вычислении энергии ЭФК использовались расчеты Нишимуры-Каматы. Тестирование правильности определения энергии ЭФК обычно проводится с использованием гамма-квантов от распада π^0 -мезона. Масса π^0 -мезона и энергии γ -квантов, на которые он распался, связаны следующим кинематическим выражением:

$$m_{\pi^0} = \frac{l}{H} \sqrt{E_1 \cdot E_2}$$

где l -расстояние между γ -квантами, H -высота от места регистрации до точки распада π^0 -мезона.

Результаты показывают, что масса π^0 -мезона не домеряется в $1,3 \pm 0,2$ раза, по-видимому, из-за наличия зазора – 700 мкм между слоями пленки и поглотителя. При определении энергии гамма-квантов данный фактор учитывался. Ошибки в измерении E_γ , составляют по рентгеновской пленке – 30%, по ядерной эмульсии – 27 %, прослеживание ЭФК на нескольких уровнях снижает ошибку до 20%. Энергетический порог регистрации гамма-квантов в ядерной эмульсии равен- 0,5 ТэВ. Общая система координат для всей установки показана на рисунке 6.

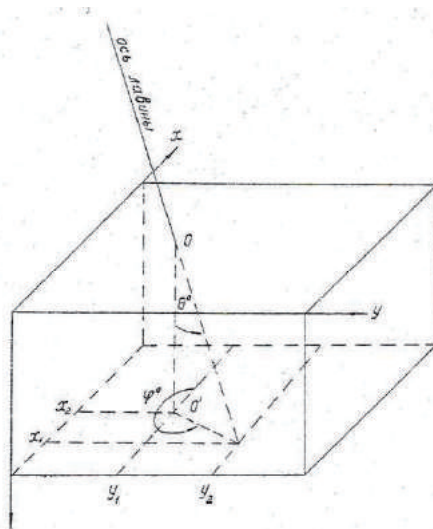


Рисунок 6- Общая система координат для всей установки.

Плоскость ХУ параллельна плоскости ионизационных камер, ось Z направлена вниз по ходу движения первичной частицы и развития ЭФК в веществе калориметра.

Рассмотрим более подробно сопоставления показаний калориметра с данным РЭК, т.к. анализ экспериментальных данных зависит от корректности сопоставления. Ионизационный калориметр дает следующую информацию о прохождении частицы через установку, необходимую для сопоставления с данными РЭК: координаты входа частицы, зенитные и азимутальные углы, суммарную энергию всех π^0 -мезонов, образовавшихся во взаимодействии, время прохождения частицы через установку. Рентгеноэмульсионная камера позволяет измерять координаты γ -квантов, их зенитные и азимутальные углы, суммарную энергию. РЭК является интегрирующим детектором и времени прохождения частиц не фиксирует.

Таким образом, сопоставление данных двух детекторов можно проводить по четырем параметрам: координатам, зенитным и азимутальным углам и по суммарной энергии γ -квантов.

2011 году ионизационный калориметр был модернизирован, то есть поставили мишень из свинца и ионизационных камер (7-8 рис.).

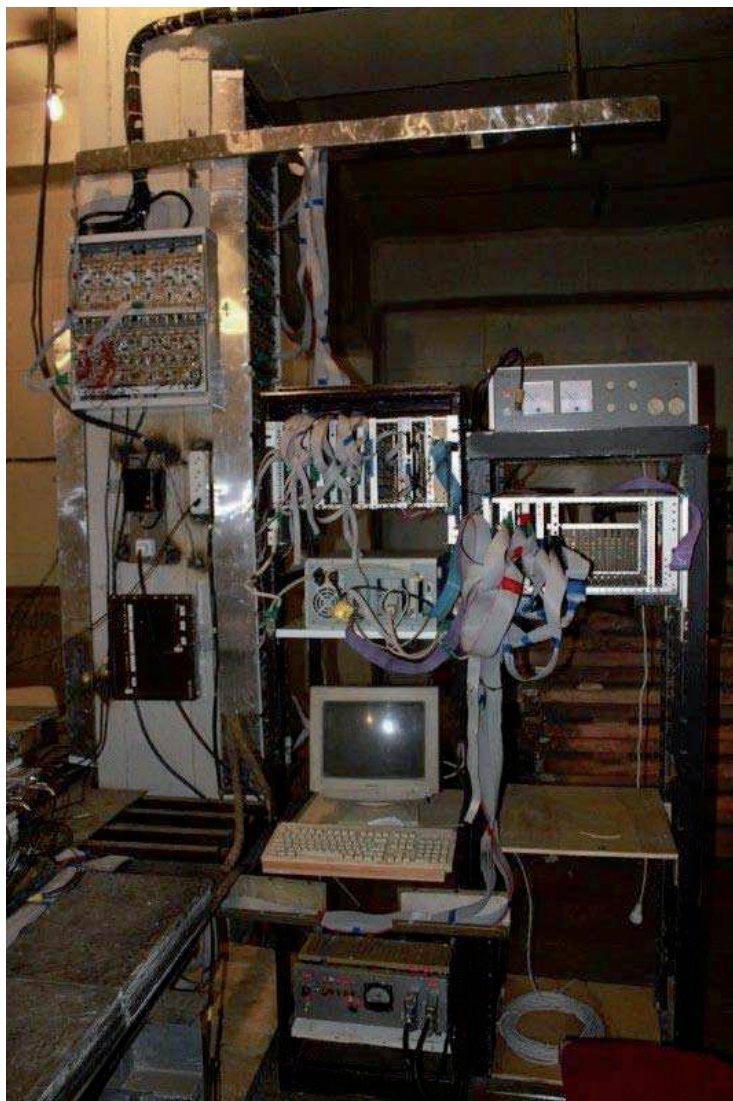


Рисунок 7- ЭВМ и центр управление установкой.

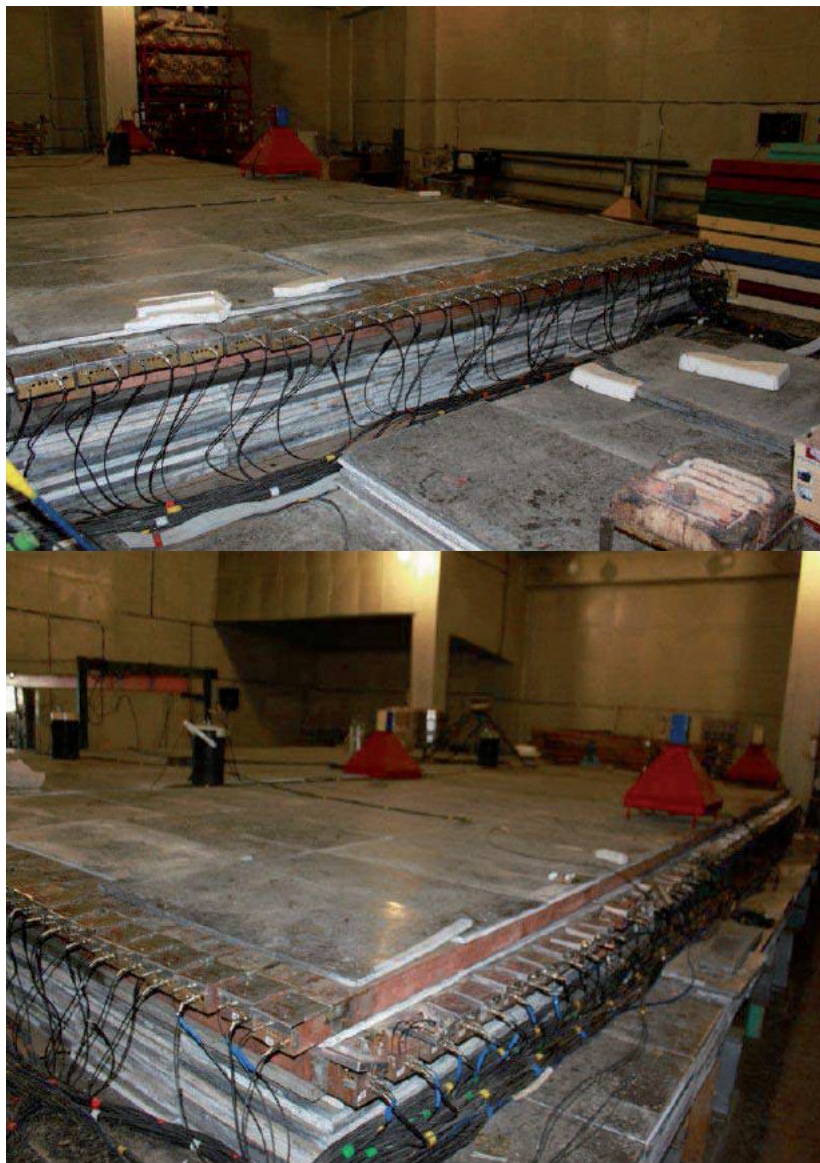


Рисунок 8- Мишень из свинца и ионизационных камер.

2.2.3. Сопоставление каскадов в ИК и РЭК

Направление электронно-ядерной лавины в калориметре следует направлению первичной частицы. Определяя центр тяжести ионизации в каждом ряду калориметра можно определить направление первичной частицы и координаты входа в РЭК. Точность определения координат X, Y по калориметру определяется точностью нахождения центров тяжести ионизации в каждом ряду и общей длиной электронно-ядерной лавины. В каждом ряду одиночной электронно-ядерный каскад регистрируется, обычно несколькими ионизационными камерами. Точность определения центров тяжести ионизации колеблется от 0,1 до 0,5 ширины ионизационной камеры, в зависимости от распределения ионизации в ряду. Координаты пятен потемнения в рентгеновской пленке измеряется с точностью $\Delta x_p = 0,01$ мм и $\Delta y_p = 0,1$ мм. Однако, необходимо учитывать точность, укладки пакетов с фотоматериалом относительно общей системы координат, она составляет в среднем 0,5 см. Общая ошибка при сопоставлении данных калориметра и РЭК по координатам не намного отличается от полуширины ионизационной камеры, т.е. 6см.

По ионизационному калориметру зенитный угол θ определяется по следующей формуле:

$$\theta_k = \arctg \frac{\sqrt{(x_v - x_n) + (y_v - y_n)^2}}{H}, \quad (14)$$

где x_v, y_v, x_n, y_n - координаты верхнего и нижнего уровней регистрации лавины в калориметре; $H = Z_H - Z_B$ проекция длины лавины на вертикаль, т.е. на ось Z . Ошибка в определении угла θ , определяется ошибками измерения координат и величиной H . По РЭК зенитные углы θ . Определяются, в среднем, с точностью до 8° .

При измерении азимутального угла φ по РЭК ошибка составляет порядка $\pm 15^\circ$. По ионизационному калориметру угол φ , можно определить следующим образом:

$$\varphi_k = \arctg[(x_v - x_n)/(y_v - y_n)] \quad (15)$$

В зависимости от знаков $(x_v - x_n)$ и $(y_v - y_n)$ угол можно принимать значения от 0° до 360° . Реальных событий с $\theta=0$ практически нет. Средние расчетные ошибки сопоставления для анализируемых событий равны: $\langle \delta\theta \rangle = 7^\circ$, $\langle \delta\varphi \rangle = 36^\circ$. Средние отклонения в углах для сопоставленных событий: $\langle \delta\theta \rangle = 7^\circ$; $\langle \delta\varphi \rangle = 25^\circ$, а среднее отклонение от расстояния $\langle \delta R \rangle = 4.7$ см. рассмотрим вопрос о надежности сопоставления γ -квантов, зарегистрированных РЭК, с электронно-ядерными каскадами калориметре.

Ясно, что при сопоставлении событий по четырем параметрам большого процента ложно сопоставленных событий быть не должно. Один из способов определения этой доли использован в работе 19 стр.61. он заключается в вычислении вероятности попадания случайного γ -квантов за время экспозиции E на площадку $\delta S = dx dy$ с зенитными и азимутальными углами, совпадающими в пределах ошибок с направлением сопоставленного события, кроме того необходимо совпадение энергий событий.

Количество γ квантов регистрируемых на площадке δS за время T и имеющих углы θ и ϕ , совпадающие с сопоставленным событием, определяется следующим образом:

$$\delta\Phi = J(\geq E_{\gamma}^{nop}) T \delta S \delta\Omega = J(\geq E_{\gamma}^{nop}) T dx dy \sin\theta \delta\theta \delta\phi \quad (16)$$

Здесь $J(\geq E_{\gamma}^{nop})$ –поток γ -квантов с энергией выше пороговой. С уменьшением величины этого выражения растет надежность сопоставления. Для нашего эксперимента вычисленная таким образом вероятность ложного сопоставления оказалось -4%, т.е на 100 сопоставленных событий возможно четыре ложно сопоставленных случая. Безусловно, надежность сопоставления можно еще повысить с учетом фактора времени. При наличии информации о моменте регистрации γ -квантов надежность сопоставления практически составила бы 100%.

В работе 20 применялся способ движущихся эмульсий, когда один слой фотоматериала через определенный промежуток времени перемещается относительно неподвижного слоя и ставятся контрольные метки. Однако, при наличии камеры большой площади этот метод сопряжен со значительными техническими трудностями: необходимо тщательное экранирование от света фотослоев, возникает электризация эмульсий и т.д.

В первый период эксплуатации установки АДРОН-44 использовалась мишень из графита толщиной $\sim 0,1 \lambda_{вз}$, что соответствует толщине мишени из парафина на прежней установке. Это было сделано по двум причинам:

- а)увеличить количество взаимодействий с легкой мишенью.
- б)проверить соответствие результатов.

После того, как на описываемой установке было зарегистрировано 20% от общего количества взаимодействий адронов с легкими ядрами, графитовую мишень заменили мишенью из железа толщиной $x \sim 0,18 \lambda_{вз}$. Обе мишени располагались на высоте 2,4 м над calorimetром и имели площадь 44 м^2 .

Рассмотрим в общем, какие характеристики позволяла измерять и получать установка, состоящая из ионизационного calorimetра, РЭК и мишени для каждого отдельного взаимодействия:

1. Энергию первичной частицы E_0 ;
2. Суммарную энергию электронно-фотонной компоненты, переданную ей при взаимодействии налетающей частицы с ядром мишени

(назовем условно ΣE_{π}^0), а также парциальный коэффициент неупругости $K_{\pi}^0 = E_{\pi}^0 / E_0$;

3. Число γ -квантов (π^0 -мезонов) с энергией выше пороговой ($E_{\gamma}^{\text{пор}} = 1,5 \text{ ТэВ}$), n_{γ} ;

4. Энергию отдельных гамма-квантов, E_{γ} ;

5. Координаты точки входа частицы в установку x, y ;

6. Зенитные Θ и азимутальные ϕ углы, траектории первичной частицы и надпороговых γ -квантов;

7. Высоту взаимодействия над установкой H (если наблюдалось не менее двух γ -квантов в РЭК);

8. Энергию сопровождающих частиц из атмосферы в пределах площади калориметра, если электронно-ядерный каскад не был одиночным;

Также имеется возможность изучать взаимодействия с различными ядрами т. к. Мишень сменная.

Из приведенного перечня возможностей установки видно, что получаемой информации вполне достаточно для изучения лидирующих нейтральных пионов.

Ниже в таблице (4) приведем сводную таблицу работы экспериментальных установок.

Таблица 4- Сводная таблица работы экспериментальных установок.

№ п/п	Экспозиция дни	Тип мишени	Тип детектора	Площадь, м ² РЭК	Площадь, м ² ИК
1	175	С	РЭК+ИК	9	9
2	182	С	РЭК+ИК	9	9
3	186	С	РЭК+ИК	9	9
4	152	С	РЭК+ИК	9	9
5	371	С	РЭК	39	-
6	337	С	РЭК	36	-
7	335	С	РЭК	34	-
8	215	С	РЭК	34	-
9	245	С	РЭК+ИК	42	11
10	225	С	РЭК+ИК	44	22
11	160	С	РЭК+ИК	44	22
12	230	Fe	РЭК+ИК	44	44
13	225	Fe	РЭК+ИК	40	44
14	385	Fe	РЭК+ИК	38	44
15	360	Fe	РЭК+ИК	40	44
16	310	Fe	РЭК+ИК	37	44

2.2.4. Определение высоты взаимодействия

Одной из наиболее сложных проблем при анализе экспериментальных данных взаимодействий космических частиц с веществом является проблема определения высоты точки взаимодействия [21]. Такой задачи не возникает, если над и под мишенью установлены детекторы частиц. Установка "АДРОН- 44" состоит из ионизационного калориметра (блок вещества, проложенный ионизационными камерами), рентгеноэмульсионной камеры (слои рентгеновской пленки и ядерной эмульсии) и мишени. Других детекторов, помимо ионизационных камер и фотоматериала, нет. В такой ситуации высота взаимодействия может быть определена только для тех событий, в которых среди вторичных частиц есть не менее двух γ -квантов с энергиями, превышающими порог регистрации (1.5 ТэВ для рентгеновской пленки и 0.5 ТэВ для ядерной эмульсии). Первый способ определения высоты с использованием энергий γ -квантов и их поперечных импульсов:

$$H = \sum_{i=1}^n E_i r_i / \langle P_{\perp} \rangle_{\gamma} n_{\gamma}, \quad (17)$$

где $\langle P_{\perp} \rangle_{\gamma} = 0.2$ ГэВ/с, n_{γ} -число γ -квантов, r_i -расстояние энерговзвешенного центра семейства γ -квантов до i -го γ -кванта. Координаты энерговзвешенного центра определяются следующим образом:

$$x = \sum_{i=1}^n E_i x_i / \sum_{i=1}^n E_i; \quad y = \sum_{i=1}^n E_i y_i / \sum_{i=1}^n E_i \quad (18)$$

Во втором случае высота до точки взаимодействия определяется с использованием кинематики распада π^0 -мезона на два γ -кванта. Поскольку все γ - кванты в семействе являются продуктами распада π^0 -мезонов, образовавшихся в акте взаимодействия, высота точки их генерации может быть определена в соответствии с выражением:

$$H = \frac{l}{m_{\pi^0}} \sqrt{E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}}, \quad (19)$$

где l -расстояние между парой γ - квантов, m_{π^0} -масса нейтрального пиона.

Известно, что пионы рождаются в атмосфере при взаимодействиях первичных космических частиц и идут всегда в сопровождении с другими вторичными частицами. Для регистрации не только нуклонных, но и пионных взаимодействий необходимо ослабить контроль за сопровождающими частицами [22]. Регистрация одиночных ЯЭК в калориметре с сопровождением означает, что среди наблюдаемых событий могут быть взаимодействия, происходящие в атмосфере. Чем большее

допускается сопровождение (по числу частиц или по их суммарной энергии), тем большая примесь взаимодействий с ядрами атомов воздуха. Предельный случай - широкие атмосферные ливни (ШАЛ), когда все взаимодействия начались в атмосфере.

В экспериментах с установкой «АДРОН-44» использовался следующий критерий отбора событий: допускалось, что одиночный ЯЭК в калориметре может сопровождаться другими частицами из атмосферы с суммарной энергией не более 10% от энергии основной лавины.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать следующие выводы:

1. Несмотря на большие ошибки определения высоты взаимодействия (они составляют 80-100%), достаточно четко можно выделить события, относящиеся к мишени из железа, потолочному перекрытию экспериментального корпуса и к слою воздуха над установкой.

2. Доля взаимодействий в мишени из железа составляет 71%, в дереве потолочного перекрытия здания и в слое воздуха толщиной 150 м -29%. Зная толщины слоя воздуха, потолочного перекрытия и мишени из железа, а также сечения взаимодействий нуклонов и пионов, нетрудно подсчитать полное количество взаимодействий, произошедших в различных частях экспериментальной установки и в атмосфере.

Полученные на установке «АДРОН-44» экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами других исследований, если считать, что доля пионов среди адронов составляет 40%. В этом случае следует, что из всего количества зарегистрированных частиц, идущих с сопровождением, не превышающим по энергии 10%, 19.2% провзаимодействовало в мишени из железа, порядка 8.0% в дереве и в воздухе (средний атомный вес близок), остальные - в свинце рентгеноэмульсионной камеры и в блоке вещества калориметра.

Возможность выделять мишенные взаимодействия позволяет решать ряд важных физических задач, в частности, исследовать энергетические спектры вторичных нейтральных пионов, генерированных при столкновениях космических адронов с различными ядрами.

2.2.5. Геометрический фактор установки

Для того, чтобы оценить ожидаемое число событий, зарегистрированных установкой при данном энергетическом пороге или наоборот, чтобы измерить поток космических частиц, необходимо знать геометрический фактор, т.к. эти величины связаны следующим соотношением:

$$I (\geq E_0) = N_{\text{cob}} (\geq E_0) / \Gamma T,$$

где $I (\geq E_0)$ - поток частиц с энергией E_0 и выше, $N_{\text{cob}} (\geq E_0)$ - число частиц, зарегистрированных установкой при энергии E_0 и выше, Γ -геометрический фактор (стер.м²), T -время проведения эксперимента.

Подробно расчет геометрического фактора установки «АДРОН-44» приведен в работе [23]. Здесь лишь укажем, что величина Γ определялась по следующей формуле:

$$\Gamma = \int_0^a dx_1 \int_0^b dy_1 \int_0^a dx_{21} \int_0^b dy_2 \frac{h^{m+2}}{[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + h^2]^{m/2+2}},$$

где h -высота установки (от нижней грани калориметра до верхней, либо до мишени); m - показатель функции $\cos^m \theta$, которая описывает распределение космических частиц по зенитным (к вертикали) углам θ .

Для величины $m=6$, которая лучше всего описывает экспериментальные данные, значения геометрического фактора следующие:

1. Калориметр без мишени $\Gamma=29.4$ стер.м².
2. Калориметр с мишенью $\Gamma= 22.9$ стер.м².

Применяемая в данном эксперименте комплексная установка, включающая ионизационный калориметр, рентгеноэмульсионную камеру и плотную мишень позволила получить всеобъемлющую информацию об акте взаимодействия. Аналогов такой установки в мире нет.

2.2.6. Выборка событий по величине $\sum E_\gamma$ и определение парциального коэффициента неупругости K_γ

В подавляющем большинстве экспериментов, с рентгеноэмульсионными камерами отсутствует устройство, определяющее полную энергию взаимодействия – E_0 , т.е. прибор типа ионизационного калориметра или спектрометра полного поглощения. Поэтому оценка энергии производится с помощью измерения суммарной энергии, выделенной в высокоэнергичные γ -кванты - $\sum E_\gamma$. А так как, при столкновении первичного адрона космических лучей с ядром мишени в нейтральные пионы передается лишь часть полной энергии, заведомо ясно, что измеренное значение $\sum E_\gamma$ будет меньше E_0 . В среднем энергия, передаваемая в π^0 -мезоны или в мягкую компоненту космических лучей в акте, составляет в р-Н взаимодействиях $\sim 0,17 E_0$, в π -N взаимодействиях $\sim 0,33 E_0$, а в потоке адронов на уровне гор, представляющем собой смесь нуклонов и пионов $\sim 0,25 E_0$ [30]. Здесь коэффициенты, стоящие перед величиной E_0 являются парциальными коэффициентами неупругости, равными по определению $K_\gamma = \sum E_\gamma / E_0$.

При отсутствии информации о значении E_0 экспериментаторы, имеющие на вооружении только РЭК вынуждены определять полную энергию E_0 по измеренной $\sum E_\gamma$, используя значение парциального коэффициента неупругости $K_\gamma \sim 0,25$.

В нашем эксперименте имеется возможность определения непосредственно величины K_γ по экспериментальным данным РЭК и ионизационного калориметра в каждом зарегистрированном взаимодействии. Данные получены на комплексных установках «Адрон-9» и «Адрон-44». На рисунке 9 приведено дифференциальное распределение значений $K_\gamma = \sum E_\gamma / E_0$ для всех анализируемых семейств гамма-квантов.

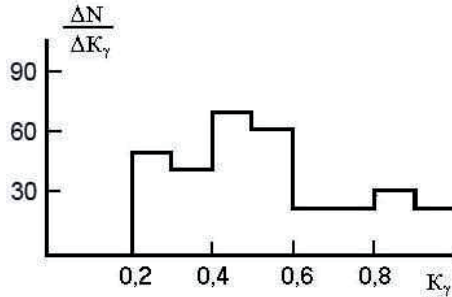


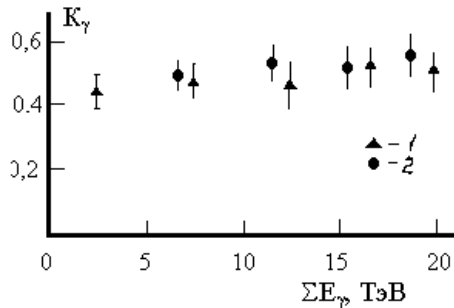
Рисунок 9 - Доля энергии первичной частицы, переданная гамма-квантам

Полученное экспериментально, среднее значение парциального коэффициента неупругости $\langle K_\gamma \rangle = 0,53 \pm 0,05$. Отсюда, появляется разногласие между общепринятым в эмульсионных экспериментах параметром неупругости взаимодействия K_γ и нашими экспериментальными данными. Здесь необходимо упомянуть, что в единственном аналогичном нашему эксперименте Н.Л. Григорова с контролируруемыми ядерными эмульсиями, расположенными на калориметре (г. Арагац), было получено экспериментальное значение $\langle K_\gamma \rangle = 0,63 \pm 0,05$ [20 стр.159]. Следовательно, результаты прямого измерения величины K_γ на комплексных установках существенно отличаются от закладываемых при пересчете от $\sum E_\gamma$ к E_0 значений K_γ , принятых в экспериментах с использованием РЭК.

Данное противоречие нетрудно объяснить, имея в виду наличие порога регистрации гамма-квантов - $E_{\text{пор}}^\gamma$, порога отбора событий по суммарной энергии гамма-квантов семейства - $\sum E_\gamma$ и крутопадающего энергетического спектра космических лучей $N(>E) \sim E^{-1,8}$.

С целью оценки влияния этих факторов на величину K_γ нами был проведен расчет ожидаемых значений K_γ в зависимости от суммарной энергии гамма-квантов семейств $\sum E_\gamma$ и полной энергии взаимодействия - E_0 . В расчет закладывались априорное распределение по K_γ для адронов космического излучения, взятое из эксперимента [34 стр.35], со средним значением $\langle K_\gamma \rangle = 0,24$, показатель интегрального энергетического спектра адронов космического излучения $\gamma = 1,8$ и пороговая энергия регистрации гамма-квантов $E_{\text{пор}} = 1,5$ ТэВ. Затем с помощью генератора случайных чисел разыгрывались ливни по возможным значениям K_γ с учетом вероятности

реализации конкретных значений, вытекающей из распределения по K_γ . После этого вводилась пороговая суммарная энергия отбора семейств $\sum E_\gamma$ и принимая во внимание падающий энергетический спектр событий, определялись средние значения K_γ для искусственных ливней в различных интервалах энергии. Результаты расчета значений K_γ приведены на рисунке 10.



1-экспериментальные данные,
2-расчетные данные
Рисунок 10- Зависимость $K_\gamma = \sum E_\gamma / E_0$ от $\sum E_\gamma$

Как следует из представленного графика, величина K_γ в пределах ошибок не зависит от $\sum E_\gamma$ и находится постоянно в районе значений $K_\gamma \sim 0,5$ во всем диапазоне рассматриваемых энергий. На этом же рисунке приведены наши экспериментальные данные. Нетрудно заметить, что измеренные значения K_γ находятся в хорошем согласии с результатами расчета. Анализируя представленный график зависимости $K_\gamma = f(\sum E_\gamma)$, можно сделать вывод о том, что при отборе гамма-семейств по величине $\sum E_\gamma$ неизбежно завышение значений K_γ вне зависимости от интервала энергии $\sum E_\gamma$. Иными словами, при наличии определенного порога отбора событий по величине $\sum E_\gamma$ значения K_γ не нормализуются с ростом $\sum E_\gamma$ и среднее значение $K_\gamma \sim 0,5$.

Наглядно интерпретировать данный факт можно следующим образом. Допустим, что мы зарегистрировали семейство гамма-квантов с $\sum E_\gamma = 10$ ТэВ. Оно может быть образовано первичной частицей с $E_0 > 10$ ТэВ, в случае реализации события с $K_\gamma = 0,2$, необходимая энергия взаимодействия $E_0 = 50$ ТэВ. Если же произошло столкновение с $K_\gamma = 0,6$, то значение $E_0 \sim 17$ ТэВ.

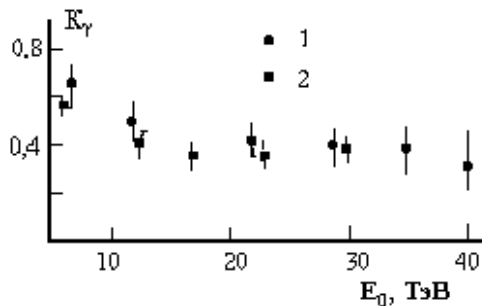
Учитывая, что дифференциальный спектр $\frac{\Delta N}{\Delta E_0} \approx E_0^{-2,8}$, т.е. увеличение

энергии первичной частицы в 3 раза ведет к уменьшению их частоты падения в 25 раз, получаем, что вероятность регистрации в РЭК семейств с $K_\gamma \sim 0,6$, гораздо выше, чем со значениями $K_\gamma \sim 0,2$. И это справедливо во всем

диапазоне энергий, несмотря на то что вероятность реализации $K_\gamma=0,2$ в 3 раза больше, чем $K_\gamma=0,6$. Т.е., регистрация в РЭК гамма-семейств обусловлена сложением двух вероятностей – частотного распределения K_γ и падающего спектра космических лучей, который превалирует в этом аспекте.

Наличие в нашем эксперименте информации о полном энерговыделении, измеряемом ионизационным калориметром, позволило определить характер зависимости парциального коэффициента неупругости K_γ от энергии взаимодействия E_0 .

На рисунке 11 показан график зависимости расчетного значения K_γ от величины полной энергии E_0 .



1- данные эксперимента,

2- данные расчета

Рисунок 11- Зависимость $K_\gamma=\sum E_\gamma/E_0$ от E_0

Как следует из рисунка 11, значение K_γ падает с ростом E_0 . В области $E_0 \sim 40$ ТэВ величина K_γ достигает значений $K_\gamma \sim 0,3$, что фактически соответствует парциальному коэффициенту неупругости заряженного пиона. Точками на этом рисунке показана зависимость K_γ от E_0 , полученная в нашем эксперименте. Из рассмотрения рисунка 11 видно, как расчетная, так и экспериментальная зависимости имеют одну и ту же тенденцию, при фиксированном $\sum E_\gamma$ с ростом E_0 среднее значение $\langle K_\gamma \rangle$ уменьшается и стремится к экспериментально установленному для смеси нуклонов и пионов значению $K_\gamma \sim 0,25$.

При регистрации ливней космических лучей только с помощью рентгеноэмульсионных камер, т.е. в условиях отсутствия информации о полном энерговыделении, происходит отбор взаимодействий с большой передачей энергии в нейтральную компоненту в какой бы области энергий $\sum E_\gamma$ мы не работали. Данное обстоятельство обусловлено отбором событий по энергии, выделенной в гамма-кванты - $\sum E_\gamma$ и крутопадающим энергетическим спектром космических лучей. Влияние этих факторов описано в общем виде в монографии В.С. Мурзина и Л.И. Сарычевой [35].

2.3. Экспериментальные данные регистрация адронов.

Интервал энергий $1-10^2$ ТэВ интересен как непосредственно прилегающий к исследуемой в настоящее время на ускорителях области энергии взаимодействия нуклонов. Он доступен для исследований в космических лучах различными методами. Очевидно, что в первую очередь здесь следует проверять, насколько возможно экстраполировать закономерности, установленные для неупругих столкновений адронов в экспериментах на ускорителях. Допустимость такой экстраполяции от меньших энергий к большим в космических лучах известна давно. Это проявляется в постоянстве среднего коэффициента неупругости нуклонов (доли энергии, уносимой нуклоном с наибольшей энергией после нуклон-нуклонного или нуклон-ядерного взаимодействия), в давно известном приблизительном подобии энергетических спектров различных компонент космического излучения в глубине атмосферы энергетическому спектру первичного излучения. Эти свойства естественно рассматривать как проявление масштабной инвариантности (скейлинга) — свойства взаимодействия, обоснованного позже в исследованиях на ускорителях. О строгой масштабной инвариантности процессов множественного рождения при неупругих столкновениях адронов, по-видимому, нельзя говорить ни при какой энергии. Уже в ускорительной области энергий обнаруживается рост эффективного сечения для неупругих столкновений нуклонов с ростом их энергии, а также увеличенная по сравнению с ожидаемой по скейлингу множественность в пионизационной части энергетического спектра вторичных частиц при энергии налетающего нуклона больше 1 ТэВ. Как будет видно из дальнейшего изложения экспериментальных результатов, полученных в космических лучах, такая же картина процессов, связанных с неупругими столкновениями адронов, сохраняется вплоть до энергий 50 — 100 ТэВ. В качественном отношении можно говорить о «квазискейлинге», понимая под этим то, что во всем рассматриваемом интервале энергий сохраняется периферический характер взаимодействий адронов, преимущественное рождение пионов среди вторичных адронов, практическое постоянство поперечных импульсов и т. п.

Было уже сказано, что РЭК регистрирует только те взаимодействия космических лучей, в которых рождаются гамма-кванты с энергией выше пороговой — $E_{\text{пор}}$. Энергетический порог регистрации гамма-квантов зависит от многих факторов: условия и длительности экспозиции РЭК, качества и сорта применяемых фотоматериалов, условия и качества проявки и даже от такой субъективной причины, как квалификация операторов.

В различных экспериментах величина $E_{\text{пор}}$ в рентгеновской пленке меняется от $E_{\text{пор}}=1,5$ ТэВ до 4 ТэВ.

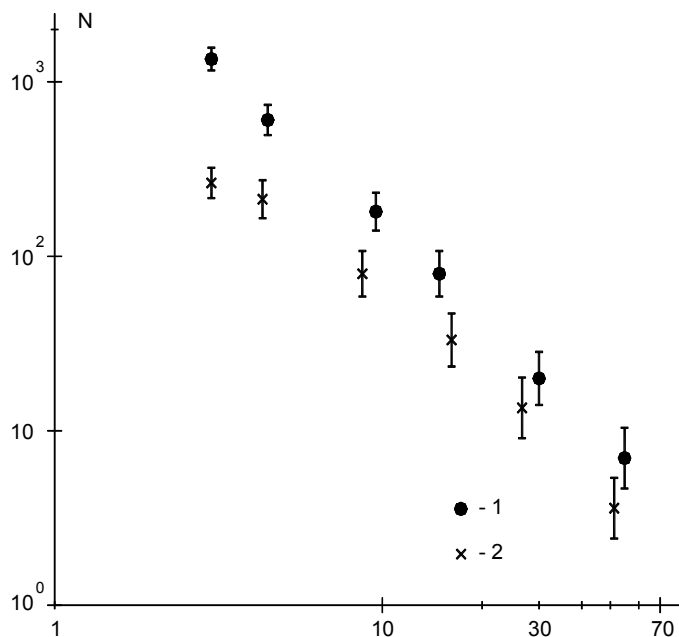
Ионизационный калориметр регистрирует практически все неупругие взаимодействия адронов космического излучения. Порог срабатывания

калориметра задается экспериментатором, он может быть равен и 100 ГэВ и 1 ТэВ. В то же время, для регистрации того же взаимодействия в РЭК, необходимо, чтобы в акте столкновения образовался хотя бы один гамма-квант с $E_\gamma = 1,5$ ТэВ.

При изучении взаимодействий космических лучей на высоте 3340 метров над уровнем моря с ядрами углерода использовался калориметр «АДРОН-44», при этом пороговая энергия срабатывания ионизационных калориметров составляла от 3 ТэВ до 10 ТэВ. В процессе накопления статистического материала было зарегистрировано 1348 взаимодействия с $E_0 \geq 3$ ТэВ, произошедших в мишени.

Здесь важно отметить, что общее количество срабатываний калориметра с порогом $E \geq 3$ ТэВ значительно выше и составляет порядка 6000, но большая часть из них является продуктом взаимодействия в атмосфере на большой высоте, поэтому электронно-ядерные лавины в калориметре от этих событий занимают большую площадь и в то же время энергия сопровождающих частиц составляет от 10 % до 70 %. Поэтому, для отбора взаимодействий, произошедших в районе мишени отбирались события, в которых в верхних рядах калориметра срабатывало не более одной ионизационной камеры и вся электронно-ядерная лавина, занимая три камеры, свидетельствовала о прохождении одиночного адрона. При этом вклад сопровождающей компоненты не должен был превышать 10 % от E_0 .

Отобранные таким образом 1348 электронно-ядерных лавин сопоставлялись с гамма-квантами, зафиксированными в рентгеноэмульсионной камере. Выяснилось, что только 23 % от всех взаимодействий адронов космических лучей, имеющих энергии в диапазоне $E = 3-50$ ТэВ образуются гамма-кванты с энергией $E_\gamma \geq 1,5$ ТэВ. Следовательно, большая часть взаимодействий пионов и нуклонов с атомными ядрами мишени не регистрируется в РЭК, особенно в области малых энергий $E_0 \sim 3-10$ ТэВ. Наглядно данный факт демонстрирует рисунок 12, на котором приведен интегральный энергетический спектр адронов, зарегистрированных в калориметре и интегральный спектр сопоставленных в РЭК.



1. События, зарегистрированные в калориметре.
2. События, зарегистрированные РЭК.

Рисунок 12- Интегральные энергетические спектры

В исследуемой области энергии 3-30 ТэВ высокоэнергичные γ -кванты ($E_\gamma \geq 1,5$) образуются только в части взаимодействий ($\sim 0,23$). Это означает, что если регистрация адрон-адронных или адрон-ядерных взаимодействий проводится только рентгеноэмульсионными камерами, то регистрируются не все взаимодействия, а только некоторый выбираемый класс событий, в которых большая доля энергии первичной частицы была передана в электронно-фотонную компоненту, причем передана таким образом, чтобы хотя бы один гамма-квант приобрел энергию $E_\gamma \geq 1,5$ Тэв. Эта выборка еще более подчеркивается, если после просмотра рентгеновских пленок и ядерных эмульсий анализируются только «семейства» гамма-квантов

(например, накладывается условие $(N_i \geq 3)$), что обычно проводится в экспериментах с рентгеномульсионными камерами.

Полученные в калориметре энергия адронов показаны на таблице 5.

Таблица 5- Полученные на калориметре данные

Е, ТэВ	Число частиц, N
4	1020
6	210
10	75
15	25
30	14
55	4

На рисунке 13 приведен энергетический спектр адронов космического излучения, которые провзаимодействовали с мишенью. По этим данным можно вычислить общую энергию адронов, поглощенных в рабочем теле.

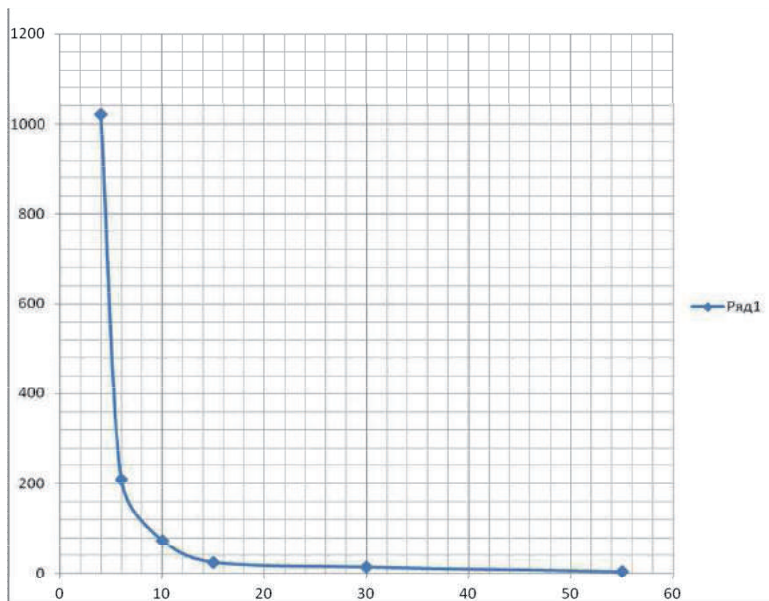


Рисунок 13- Энергетический спектр адронов зарегистрированные в калориметре

Из полученных данных можем посчитать количество энергии которых может поглощать рабочее тело. Энергия всех частиц равна $\Sigma E = 7105$ ТэВ.

На основе данных, приведенных в [24], можно сделать вывод, что гамма лучи при прохождении свинца на каждый миллиметр теряет от 2 до 3 % энергии. При толщине свинцовой мишени 40 см, получаем, что энергия событий поглощается полностью. Что составляет $E = 1,14 \cdot 10^{-3}$ Дж.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения магистерской диссертации были выполнены следующие задачи:

1. Изучена комплексная установка «АДРОН-44».
2. Изучив комплексную установку «Адрон-44», было проведено модернизация установки.
3. Рассмотрен вопрос об особенностях регистрации событий высокой энергии методом рентгеноэмульсионных камер (РЭК).
4. Получен энергетический спектр адронов.
5. Рассчитана общая энергия лидирующих нейтральных пионов.

Статьи и тезисы автора

- Искаков Б.А., Тулебаев Т.Н. Сцинтилляционный детектор большой площади для регистрации наклонных ливней ШАЛ // Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование-2011. –Алматы: КазНУ, 2011.-152 с.
- Мухамеджанов Е.С., Искаков Б.А. Изучение процессов протекающих в нейтронном мониторе типа IGY-57 // Мир науки-2012. –Алматы: КазНУ, 2012. -30 с.
- Oskomov V.V., Saduev N.O., Mukhamejanov Y.S., Iskakov B.A. Determination of the concentration of the atmosphere, water and soil surface pollutants by means of cosmic rays // The Thunderstorms and Elementary Particles Acceleration (TEPA-2012). M: Lomonosov Moscow State University
- Oskomov V.V., Saduev N.O., Mukhamejanov Y.S., Iskakov B.A. Simulation of processes taking place in the neutron monitor IGY-57 // The Thunderstorms and Elementary Particles Acceleration (TEPA-2012). M: Lomonosov Moscow State University

Список литературы

- 1 Baygubekov A.S., Chubenko A.P., Mukhamedshin R.A., Novolodskaya O.A., Sadykov T.Kh. A nev complex installation Athlet for the investigation of interactions in ultrarays on Tien-Shan mountain // Nucl. Instr. & Methods in Phys.Res.A. – 2004.- V 527.- P. 648-651.
- 2 Панасюк М. И. Странники вселенной или эхо большого взрыва. - Фрязино: изд. «Век 2», 2005 г. 272 с.
- 3 Мурзин В.С. Введение в физику высоких энергий. –М: Атомиздат, 1979 г. -303 с.
- 4 Никольский С. И. Адронные взаимодействия в космических лучах при сверхускорительных энергиях // Успехи физических наук-1981. -Т 135 № 4, -С.545-585.
- 5 Гайтинов А.Ш. Роль лидирующих частиц в неупругих пион-нуклонных взаимодействиях: автореф. ...канд.физ.-мат. наук.- Алма-Ата, 1972.- 19 с.
- 6 Часников И.Я. Лидирующие частицы в адронных взаимодействиях: автореф. ...канд.физ.-мат. наук.- Дубна, 1977.- 36 с.
- 7 Фейнберг Е.Л. Частица с неравновесным собственным полем // Проблемы теоретической физики. -Москва,1972.- С.248-264.
- 8 Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Множественное рождение адронов в веществе и кварк-глюонная модель адронов //Препринт ОИЯИ, Р2-11380.-Дубна, 1978.-20 с.
- 9 Калинин Б.Н., Любимов В.Б. Адронные компаунд-системы в процессах множественного рождения //Препринт ОИЯИ, р2-8760.- Дубна, 1975.-24 с.
- 10 Van Hove L. Internal hadron structure and high energy hadron collisions // Acta Phys. Pol., В7.-1976.- № 5.- P.339-346.
- 11 Часников И.Я. Лидирующие частицы в адронных взаимодействиях // Препринт ОИЯИ, Р-10616.-Дубна, 1977.-35с.
- 12 Анзон З.В. Импульсные характеристики лидирующих частиц и эффективность их взаимодействия внутри атомных ядер //Известия АН КазССР. -1977.- Сер.физ.,№4.- С.19-25.
- 13 Мурзин В.С., Сарычева Л.И. О сечении взаимодействия нуклонов внутри ядра //Ядерная физика.- М., 1976.- С.382-399.
- 14 Боос Э.Г., Холмецкая А.В., Якоби В.В. Об особенностях угловых распределений ливневых частиц из протон-ядерных взаимодействий при импульсах 200-400 ГэВ/с //Взаимодействия адронов и ядер высоких и сверхвысоких энергий. - Алма-Ата,1986. - С.50-60.
- 15 Орлова Г.И. Заряженные и нейтральные энергетически выделенные частицы во взаимодействиях π^- -мезонов с ядрами фотоэмульсии при энергиях 50 и 200 ГэВ // Ядерная физика.- М.,1982.-Т.35,№3.- С.706-711.

- 16 Демьянов А.И., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе. – Москва: Наука, 1977.-190 с.
- 17 Мартянов И.С. Система быстрой промежуточной памяти для многоканального кодирующего устройства //Препринт ИФВЭ АН Каз ССР: N 81-06. -Алма-Ата, 1981. -8 с.
- 18 Земельман М.А. Автоматическая коррекция погрешностей измерительных устройств. -М.: Изд.стандартов, 1972.- 62 с.
- 19 Садыков Т.Х. Характеристики семейств гамма-квантов из неупругих взаимодействий, генерированных в плотной мишени адронами с энергией 10^9 эВ: автореф.... канд. физ.-мат. наук. -Алма-Ата, 1978.-17 с.
- 20 Григоров Н.Л., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.Я. Частицы высоких энергий в космических лучах. - М., 1973. -303 с.
- 21 Бабаев М.К., Байгубеков А.С. Определение высоты взаимодействия для установки "АДРОН-44" //Препринт ФТИ МН-АН РК.-Алматы, 1996. - 7 с.
- 22 Авакян В.В. Взаимодействие нуклонов и пионов с ядрами в космических лучах в области энергий 0.5-5.0 ТэВ: автореф. ... докт. физ.-мат. наук. -Ереван, 1987.-41 с.
- 23 Рапопорт И.Д. Фотографический метод детектирования плотных ливней заряженных частиц // ЖЭТФ.- 1958.- Т.34.- С. 988.
- 24 «Руководство к лабораторным работам по разделу ядерной физики» часть 1, КазНу им. аль-Фараби, Алматы, 2012 г.
- 25 Руководство к лабораторным работам по разделу ядерной физики» часть 1, КазНу им. аль-Фараби, Алматы, 2012 г.
- 26 Baygubekov A.S., Chubenko A.P., Mukhamedshin R.A., Novolodskaya O.A., Sadykov T.Kh. A nev complex installation Athlet for the investigation of interactions in ultrarays on Tien-Shan mountain // Nucl. Instr. & Methods in Phys.Res.A. – 2004.- V 527.- P. 648-651.
- 27 Пат. 14727 РК. Детектор широких атмосферных ливней /Мартянов И.С., Новолодская О.А., Садыков Т.Х., Чубенко А.П.; опубл. 30.01.2003, Бюл. № 8. – 2 с: ил.
- 28 Azimov S.A. The simulation of generated by pions and nucleons in the dense target // In: Proc. 16-th ICRC. -1979.- Kyoto.- V.7.- P.223-227.
- 29 Новолодская О.А. Экспериментальная комплексная установка для исследования семейств гамма-квантов в области энергий 10^{12} - 10^{15} эВ // Сборник трудов Второй Международной Конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», 18-19 ноября.- 2004.- Ташкент, Узбекистан.-С.41-42.
- 30 Мурзин В.С. Астрофизика космических лучей. –Москва: Логос, 2007.- 486 с.
- 31 Садыков Т.Х., Байгубеков А.С., Новолодская О.А. Угловые характеристики фотонов из адрон-ядерных взаимодействий в области

- энергий больше 10^{13} эВ //Вестник Евразийского национального университета им. Гумилева. -2004.-№ 2.- С.56-58.
- 32 Галкин В.И., Манагадзе А.К., Оседло В.И. Изучение азимутальной анизотропии в ядерных взаимодействиях частиц космических лучей //Вестник МГУ.- 2003.-Сер. физ.астр., №6.- С.34-37.
- 33 Cocconi G. Evaluation of the fluxes of secondary particles produced in the high energy proton collisions //URL-Report UCID.-1960. - P.1444.
- 34 Lattes C.M. Characteristics of multiple production of mesons around 20 TeV //Preprint of Tokyo University, СКУ-13.-1974.- 48 p.
- 35 Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Космические лучи и их взаимодействие. – Москва: Атомиздат, 1968.- 389 с.

Люблю **книги**
ljubljudknigi.ru



yes
I want more books!

Покупайте Ваши книги быстро и без посредников он-лайн - в одном из самых быстрорастущих книжных он-лайн магазинов!
Мы используем экологически безопасную технологию "Печать-на-Заказ".

Покупайте Ваши книги на
www.ljubljudknigi.ru

Buy your books fast and straightforward online - at one of the world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.ljubljudknigi.ru

OmniScriptum Marketing DEU GmbH
Heinrich-Böcking-Str. 6-8
D - 66121 Saarbrücken
Telefax: +49 681 93 81 567-9

info@omniscrptum.com
www.omniscrptum.com

OMNI Scriptum



