

55
А-60



НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

АМИНЕВА Татьяна Павловна

На правах рукописи

ГЕНЕРАЦИЯ МЮОНОВ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

О1.04.16 – физика атомного ядра и космических лучей

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

ИЗДАТЕЛЬСТВО МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА • 1974

Работа выполнена на кафедре космических лучей физического факультета МГУ.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
И.В. РАКОБОЛЬСКАЯ

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
С.А. СЛАВАТИНСКИЙ
кандидат физико-математических наук
Б.А. ХРЕНОВ

Ведущее предприятие - Институт физики АН Грузинской ССР.

Автореферат разослан " " _____ 1974 г.

Защита состоится " " _____ 1974 г. в _____ час.

на заседании Ученого Совета НИИЯФ и Отделения ядерной физики физического факультета МГУ (секция № 2). Адрес: Москва В-234, Ленинские горы, 19 корпус МГУ, аудитория 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

Е.А. РОМАНОВСКИЙ

Работа посвящена исследованию механизма генерации мюонов в космических лучах при энергиях выше 10^{12} эв. Эта область энергий не достижима для современных ускорителей и представляет большой интерес в связи с имеющимися указаниями на возможное изменение характеристик элементарного акта / 1, 2, 3 /. Энергетический спектр и угловое распределение мюонов на уровне моря позволяют судить о деталях взаимодействий при высоких энергиях, вызываемых частицами первичных космических лучей в верхних слоях атмосферы. Как известно / 4, 5 /, мюоны в атмосфере являются продуктами распада пионов и каонов, образующихся в сильных взаимодействиях первичных космических лучей с ядрами атомов воздуха. Распад пионов и каонов при энергиях, ниже критических, протекает с вероятностью, близкой к единице. Критические энергии пионов ($\sim 10^{11} + 10^{12}$ эв) и каонов ($\sim 10^{12} + 10^{13}$ эв) определяются отношением их масс и времен жизни, а также распределением плотности атмосферы на их пути. Зависимость распределения плотности атмосферы от зенитного угла приводит к различию зенитных угловых распределений мюонов, рожденных при распаде пионов или каонов, причем это различие наиболее существенно в той области, где их критические энергии перекрываются, т.е. при $10^{11} + 3 \cdot 10^{12}$ эв. Поэтому изучение зенитных угловых распределений мюонов при этих энергиях может дать сведения о доле пионов и каонов, генерирован-



ных в ядерных взаимодействиях частиц высокой энергии, на что впервые было указано в работе И.С.Алексеева и Г.Т.Зацепина / 5 /.

Результаты работ большинства авторов / 6 - 10 / подтверждают представление о рождении мюонов при распаде пионов и каонов. Однако, к 1969 году, когда была начата настоящая работа, появились эксперименты, в которых наблюдались аномалии в поведении мюонов. Это, в первую очередь, работы группы под руководством Койфеля в Университете штата Юта (США) / 11, 12 /, в которых были получены указания на прямое рождение мюонов в сильных взаимодействиях или при распаде гипотетической короткоживущей X -частицы со временем жизни много меньше времени жизни пиона и каона. При наличии такого процесса угловое распределение мюонов должно быть существенно более изотропным, чем при π - и K -распаде, что якобы и наблюдалось авторами указанных работ. Эта работа вызвала повышенный интерес к исследованию в космических лучах вопроса о генерации мюонов и стимулировала проведение ряда новых экспериментов, в числе которых находится и настоящая работа.

В нашей работе проведено исследование мюонов космических лучей с энергиями $E_{\mu} \geq 2,2 \cdot 10^{12}$ эв. Такие энергии мюонов соответствует энергии первичной частицы, вызвавшей сильное взаимодействие, в среднем в 4-5 раз более высокой, т.е. $E_p \gtrsim 10^{13}$ эв. Интервал энергий, измеряемых на нашей установке, не ограничен сверху и накопление статистики для более высоких энергий является только вопросом времени. Таким образом, область исследуемых энергий близка к той обла-

сти, в которой ожидаются серьезные аномалии в механизме сильных взаимодействий.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В первой главе приводится обоснование выбора метода и описывается экспериментальная установка для регистрации мюонов космических лучей. Выбранная нами методика / 13 / регистрации электронно-фотонных каскадов (ЭФК) от тормозных гамма-квантов, испускаемых мюонами в поглотителе, с помощью рентгеновских пленок была впервые применена для исследования мюонов космических лучей Ю.А.Смородиным / 14 /, а также японскими физиками / 15 /. Однако, если в работе / 14 / рентгеновские пленки помещались под заданным слоем поглотителя (метод ионизационных толчков), что не позволяло определять энергию индивидуального ЭФК и его форму, то для настоящей работы была разработана многослойная система / 16 /, в которой ЭФК, вызванный тормозным излучением мюона в свинце, прослеживается вдоль пути своего развития по пятнам потемнения, вызываемым им в рентгеновской пленке, и его энергия определяется по многим точкам каскадной кривой. Из-за большого значения Z^2/A свинца велика вероятность образования мюонами тормозных фотонов, а число гамма-квантов высокой энергии, образованных в других процессах взаимодействия мюонов с веществом, мало, и можно надежно переходить от спектра и углового распределения ЭФК к этим же распределениям для мюонов. Среди других преимуществ применяемой нами установки отметим большую ее светосилу, определяющуюся произведением массы свинца M , времени экспозиции T и эффективности регистрации $Z \times K$ (в настоя-

цей работе используется $2 \text{экТМ} = 900 \text{ тонна.год.стер.}$), простоту эксплуатации, возможность одним и тем же методом измерять и зенитный угол и энергию мюона во всем интервале зенитных углов $\theta = 0^\circ \div 90^\circ$.

Установка состоит из 146 рентгено-эмульсионных камер, расположенных на глубине 5 метров грунта. Каждая камера собрана из 30 слоев свинца толщиной 1 см площадью $1 \times 0,5 \text{ м}^2$, переслоенных рентгеновской пленкой, помещенной в светонепроницаемые черные пакеты. Для регистрации вертикального и горизонтального потока мюонов камеры расположены под углом к горизонту $\alpha = 45^\circ$ и $\alpha = 60^\circ$.

В данной работе приводятся результаты, полученные при обработке 136 рентгеновских камер. Общая экспозиция их составляет 384 тонна.год. Так как время экспозиции каждой камеры колебалось от 1 года до 2 лет, то необходимо было выяснить величину регрессии скрытого изображения и определить поправки, которые необходимо вводить в экспериментальные данные для учета величины регрессии. Для этого был проведен специальный методический эксперимент, в результате которого было получено, что поправки, вводимые на регрессию, не зависят от величины энергии ЭФК и составляют для времени экспозиции 1 год - 5%, 1,5 года - 7%, 2 года - 10%.

В этой главе приводится также описание расчета эффективности установки для регистрации торьюзных гамма-квантов от мюонов для различных энергий гамма-квантов и различных зенитных углов θ .

II.

Во второй главе описывается методика обработки экспериментальных данных - поиск пятен потемнения от электроионизационных каскадов в рентгеновской пленке; определение углов, характеризующих ориентацию мюона в пространстве, - угла падения на пленку ψ , зенитного угла θ и азимутального угла φ ; измерение энергии ЭФК. Обсуждаются вопросы о точности измерения углов и энергии ЭФК.

Для оценки точности определения углов были отобраны ЭФК, давшие пятна потемнения не менее, чем в трех рядах рентгеновской пленки. Угол падения ψ и азимутальный угол φ у каждого каскада был измерен двумя независимыми наблюдателями на каждой глубине развития и найдено среднее значение по 6 (или более) измерениям $\overline{\text{tg } \psi}$ и $\overline{\varphi}$. Затем были построены распределения числа событий в зависимости от величин $\text{tg } \psi_i - \overline{\text{tg } \psi}$ и $\varphi_i - \overline{\varphi}$ для трех различных интервалов углов падения на пленку ψ : $0^\circ < \psi \leq 36^\circ$; $37^\circ \leq \psi \leq 60^\circ$; $61^\circ \leq \psi \leq 72^\circ$.

Зависимость числа событий от величины $\text{tg } \psi_i - \overline{\text{tg } \psi}$ подчиняется распределению Гаусса, причем полуширина распределения $\sigma(\text{tg } \psi) = 0,05$ для $\psi \leq 72^\circ$. В среднем, точность определения угла ψ оценивается в 3° .

Распределение числа событий в зависимости от величины $\varphi_i - \overline{\varphi}$ также подчиняется распределению Гаусса с уменьшением полуширины в области больших углов падения ψ . Это уменьшение ошибки вызвано тем, что при больших углах ψ

пятна более вытянуты и, кроме того, расстояние между ними больше, чем при малых ψ , поэтому через них можно точнее провести ось, необходимую для отсчета азимутального угла φ . Точность определения азимутального угла φ принималась 4° .

Точность измерения угла наклона камеры к горизонту α оценивается в 2° .

Исходя из ошибок в определении углов ψ , φ и α , были вычислены ошибки в определении $\cos \theta$. Величина их изменяется от 0,016 для $\cos \theta = 1 \pm 0,9$ до 0,05 для $\cos \theta = 0,1 \pm 0,0$. Как показано в / 17 /, такие ошибки не искажают зенитное угловое распределение.

В этой же главе описывается метод определения энергии ЭФК и обсуждается точность определения энергии.

Измеряя плотность потемнения пятна, оставленного ЭФК в рентгеновской пленке, можно перейти к энергии гамма-кванта, вызвавшего данный ЭФК, E_0 . Для определения E_0 используется метод осевого приближения, предложенный Пинкау / 18 / и разработанный Нишимурой / 19 /. Суть метода заключается в следующем: на малых расстояниях от оси ливня число частиц в круге радиуса R на различных глубинах развития ливня t зависит не отдельно от переменных E_0 и R , а только от их произведения $E_0 R$ и не зависит от энергии ливневых частиц E . В работе Нишимуры дается расчет числа частиц в круге радиуса R на различных глубинах t и функции пространственного распределения для фиксированной энергии. Зная зависимость потемнения \mathcal{D} от плотности n электронов $\mathcal{D}(n)$ для нашего эксперимента, можно по измеренной плотности потемнения \mathcal{D} перейти к энергии первичной частицы E_0 . На опы-

те фотометрирование производится в круге радиуса R и находится плотность потемнения $\mathcal{D}(E, t)$. Затем в координатах \mathcal{D}, t строится зависимость потемнения \mathcal{D} от глубины развития каскада t и эта экспериментальная зависимость сопоставляется с серией расчетных каскадных кривых для соответствующего радиуса фотометрирования и угла падения ψ . Энергия ЭФК E_0 определяется по расчетной кривой, наилучшим образом описывающей экспериментальную зависимость.

Как показано в работе / 20 /, точность определения энергии индивидуального события в нашем эксперименте оценивается в 20%.

III.

В третьей главе приводятся основные экспериментальные результаты.

Для того, чтобы выяснить, одинаково ли регистрируются электронно-фотонные каскады, падающие на рентгеновскую пленку под разными углами, было построено распределение числа ЭФК в зависимости от угла их падения на пленку для различных энергий ЭФК, начиная с 1,6 Тэв. Распределение показало, что интенсивность ЭФК в пределах статистических ошибок постоянна вплоть до величин $\cos \psi = 0,5$ для всех энергий ЭФК. Для больших углов ψ интенсивность ЭФК малых энергий ($E_\gamma < 3,5$ Тэв) падает из-за уменьшения эффективности установки. Однако, при энергиях $E_\gamma \geq 3,5$ Тэв область постоянной интенсивности ЭФК увеличивается до значения

$\cos \psi = 0,3$. Это согласуется и с расчетом эффективности установки, которая, начиная с $E_\gamma = 3,2$ Тэв не зависит от энергии в интервале углов падения ψ от 0° до 72° .

Поэтому в дальнейшем в обработку включались ЭФК с энергией до 3,5 Тэв в пределах угла ψ от 0° до 60° ($\cos \psi = I \pm 0,5$), а ЭФК с энергией, большей 3,5 Тэв в пределах углов ψ от 0° до 72° ($\cos \psi = I \pm 0,3$).

Исследовалось также распределение числа ЭФК в зависимости от азимутального угла φ . Число мюонов сверхвысоких энергий, регистрируемых на уровне моря, имеет определенную зависимость от зенитного угла θ , что связано с процессами генерации мюонов, но не зависит от азимутального угла φ . Поэтому распределение числа регистрируемых установкой тормозных гамма-квантов, испускаемых мюонами, в зависимости от азимутального угла φ было использовано нами для того, чтобы проверить, одинакова ли величина поглощения в грунте над установкой по разным направлениям, т.е. нет ли каких-либо неоднородностей грунта или рельефа, могущих изменить поглощение по некоторым направлениям прихода мюона.

Полученные нами экспериментальные распределения в пределах статистических ошибок хорошо согласуются с теоретическими, что дает основание сделать вывод об отсутствии в грунте над установкой каких-либо неоднородностей, которые могут существенно повлиять на поглощение падающих на установку мюонов.

Расчет поглощения мюонов в грунте над установкой был сделан с учетом флуктуаций потерь энергии с помощью метода,

закрывающегося в решении кинетического уравнения для прохождения мюонов через вещество. Полученные величины поправок на поглощение составляют $\sim I - 2\%$ для углов $0^\circ \pm 60^\circ$ и достигают $\sim 50\%$ для углов $78^\circ - 90^\circ$.

IV.

В четвертой главе проведен анализ экспериментальных результатов. Получено распределение интенсивности электронно-фотонных каскадов от тормозных гамма-квантов, испускаемых мюонами, в узких энергетических интервалах или с энергией, выше заданной, в зависимости от зенитного угла θ . При этом, как было указано выше, в рассмотрение включались события с углом падения на пленку ψ в пределах $0^\circ \leq \psi \leq 60^\circ$ для энергий $E_\gamma < 3,5$ Тэв и $0^\circ \leq \psi \leq 72^\circ$ для энергий $E_\gamma \geq 3,5$ Тэв. Эффективность камер соответственно изменялась. В экспериментальные результаты вносилась поправка на поглощение в грунте над установкой, зависящая от зенитного угла θ .

Зенитные угловые распределения для интегральных потоков представлены на рисунке I. Здесь по оси ординат отложено отношение средней интенсивности в данном интервале зенитного угла к интенсивности в интервале $\cos \theta = I \pm 0,5$. Интервалы зенитных углов по $\cos \theta$ взяты следующими: $I \pm 0,6$; $0,6 \pm 0,4$; $0,4 \pm 0,2$; $0,2 \pm 0,0$. Экспериментальные результаты нормированы к теоретическим в точке $\cos \theta = 0,8$. Переход от энергии ЭФК к энергии мюона, указанной на графике, проводился на основании расчетов Л.В.Волковой / 21 / с помощью величины $\frac{E_\mu}{E_\gamma}$.

имеющей смысл эффективной доли энергии, уносимой фотоном.

Оценивалось влияние возможных погрешностей на вид зенитного углового распределения, основными из которых являются следующие:

- 1) неточность расчета эффективности регистрации;
- 2) ошибка в определении $\cos \theta$;
- 3) ошибка в определении интенсивности (из-за ошибки в измерении энергии);
- 4) ошибка в поправке на поглощение.

Показано, что влияние каждой из этих возможных погрешностей значительно меньше статистических ошибок. На графиках отложены только статистические ошибки.

Сравним полученные экспериментальные распределения с теоретическими расчетами.

Наиболее полный расчет угловых распределений мюонов на уровне моря для различных механизмов их образования и разных энергий был сделан Л.В.Волковой / 22 / для спектров генерации пионов и каонов, которые предполагаются одинаковыми с показателем $\gamma_{\pi, \kappa} = 1,65$. Как показано в / 22 /, угловые распределения мюонов с энергиями выше 10^{12} эв мало чувствительны к значению показателя спектра $\gamma_{\pi, \kappa}$, а сильно зависят от доли пионов и каонов, ответственных за генерацию мюонов. Так увеличение показателя спектра на $\Delta \gamma = 0,35$ приводит к уменьшению анизотропии углового распределения для энергий мюонов 10^{12} эв всего на 5% для углов $\theta > 85^\circ$, а для других углов остается без изменений, т.е. не зависит от γ . С увеличением энергии мюона эта зависимость становится еще слабее. Поэтому, хотя показатель спектра, полученный на нашей установке / 23 /, несколько круче, чем 1,65, мы пользовались угловыми распределениями, рассчитанными Л.В.Волковой

в предположении, что $\gamma_{\pi, \kappa} = 1,65$.

На рисунке вместе с экспериментальными точками приведены результаты этих расчетов при различных предположениях о механизме генерации мюонов:

а) мюоны генерируются в результате распада пионов и каонов, причем вклад каонов меняется следующим образом:

- 1) только пионы (π);
- 2) пионы + 20% каонов ($\pi + 20\% \kappa$);
- 3) пионы + 70% каонов ($\pi + 70\% \kappa$).

б) мюоны дополнительно генерируются непосредственно в ядерных взаимодействиях или в результате распада некоторых короткоживущих частиц со временем жизни много меньше времени жизни пионов или каонов — прямая генерация (μ), причем доля прямой генерации может быть

- 4) постоянной для всех энергий ($\pi + 20\% \kappa + 1\% \mu$);
- 5) носить резонансный характер ($\pi + 20\% \kappa +$ прямая резонансная генерация).

Качественное сравнение результатов эксперимента с расчетом показывает, что для энергии мюонов $E_{\mu} \approx 7,0$ Тэв наши экспериментальные данные наилучшим образом описываются кривыми, рассчитанными в предположении, что мюоны образуются при распаде пионов или пионов + 20% каонов. От кривых, рассчитанных в предположении наличия механизма прямой генерации, экспериментальные точки отстоят более чем на три среднеквадратичные ошибки. При больших энергиях, $E_{\mu} \geq 7,0$ Тэв, наблюдается несколько более пологое угловое распределение, однако и оно в пределах ошибок согласуется с рассчитанным для меха-

низма π или $\pi + 20\% \pi$.

Сравнение экспериментальных угловых распределений с рассчитанными производилось методом χ^2 -теста. Результаты этого сравнения приведены в таблице 1 для интегральных распределений и в таблице 2 для дифференциальных распределений.

Таблица 1.

$\rho(\chi^2)$

Механизм генерации $E_\mu, \text{ТэВ}$	π	$\pi + 20\% \pi$	$\pi + 70\% \pi$	$\pi + 20\% \pi + 1\% \mu$	$\pi + 20\% \pi + \text{прямая резонансная генерация}$
$\geq 2,2$	0,1	0,4	0,04	$\ll 0,01$	$\ll 0,01$
$\geq 2,7$	0,2	0,3	0,04	$\ll 0,01$	$\ll 0,01$
$\geq 3,3$	0,7	0,5	0,1	$\ll 0,01$	$\ll 0,01$
$\geq 4,0$	0,4	0,3	0,08	$\ll 0,01$	$\ll 0,01$
$\geq 4,7$	0,2	0,1	0,02	$\ll 0,01$	$\ll 0,01$
$\geq 5,5$	0,6	0,5	0,4	0,01	$< 0,01$
$\geq 6,2$	0,5	0,5	0,4	0,06	0,02
$\geq 7,0$	0,4	0,4	0,4	0,1	0,1

Из таблиц также видно, что с наибольшей степенью вероятности экспериментальные данные описываются кривыми, рассчитанными в предположении образования мюонов при распаде пионов или пионов + 20% каонов, а при возрастании энергии мюона возможно увеличение доли каонов. Процесс прямой генерации в области энергий мюона 2 - 7 ТэВ отсутствует на 99% уровне достоверности, и только для энергий мюона $E_\mu \geq 7,0$ ТэВ мож-

но допустить с 10% вероятностью существование процесса прямой генерации, вклад которого, должен быть невелик - не более 1%. Однако и для этих энергий имеется хорошее согласие с расчетами для механизмов (π) или ($\pi + 20\% \pi$).

Таблица 2.

$\rho(\chi^2)$

Механизм генерации $E_\mu, \text{ТэВ}$	π	$\pi + 20\% \pi$	$\pi + 70\% \pi$	$\pi + 20\% \pi + 1\% \mu$	$\pi + 20\% \pi + \text{прямая резонансная генерация}$
2,2	0,4	0,9	0,5	0,05	$\ll 0,01$
3,0	0,4	0,5	0,2	0,06	$\ll 0,01$
4,0	0,6	0,4	0,1	0,01	$\ll 0,01$
5,5	0,6	0,6	0,4	0,02	0,08

Для более точного определения доли каонов был применен метод, описанный в диссертации А.А.Навлева / 24 /. В ней показано, что для определения доли каонов χ/π недостаточно знание только показателя спектра χ или только углового распределения, а должно быть использовано двумерное угловое и энергетическое распределение. Доля каонов, полученная по нашим экспериментальным результатам с использованием метода / 24 /, равна $\chi/\pi = 0,16 \pm 0,11^{**}$. Однако, в нашей области энергий, где угловое распределение нечувствительно к изменению показателя спектра χ , можно воспользоваться последо-

** Автор благодарит А.А.Навлева, сделавшего расчеты указанным методом по нашим экспериментальным результатам.

вательным анализом двух одномерных распределений - энергетического спектра и углового распределения. Так, определив по нашим экспериментальным данным наклон спектра $\gamma_{\pi, \kappa}$ и сравнивая полученные угловые распределения с рассчитанными для данного $\gamma_{\pi, \kappa}$ и различных механизмов генерации мюонов, можно также получить долю каонов π/κ . Полученная из таких расчетов доля каонов оказалась равной $\pi/\kappa = 0,15 \pm 0,12$, что согласуется с расчетами по методу / 24 /.

Сравним результаты нашей работы с данными других авторов по угловому распределению мюонов. Результаты большинства работ / 6 - 10 / подтверждают представление о рождении мюонов при распаде пионов и каонов. Однако, в некоторых работах наблюдались аномалии в поведении мюонов. Это, как уже говорилось, работы группы Койфеля (США). Полученные авторами результаты свидетельствовали о более изотропном угловом распределении, чем это можно ожидать, исходя из представлений о распадном характере происхождения мюонов, из чего был сделан вывод о генерации мюонов непосредственно в ядерных взаимодействиях или в результате распада некоторых короткоживущих частиц с временем жизни много меньше времени жизни пионов и каонов. Однако, последующая, более тщательная, обработка результатов, проведенная с уточненными данными о плотности скального грунта, окружающей установку, а также новые данные, полученные после модернизации установки, привели авторов к отказу от своей гипотезы / 25 /.

Результаты работ других авторов находятся в согласии с распадным механизмом генерации мюонов. Так, в группе МИФИ / 6 / угловое распределение окологоризонтальных мюонов изуча-

лось с помощью ионизационного калориметра. Полученные угловые распределения с энергиями выше 10^{11} эв в интервалах зенитных углов $60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ свидетельствует в пользу рождения мюонов вплоть до энергий порядка 10^{12} эв при распаде пионов и каонов, причем доля каонов $\alpha_{\pi} = \frac{\pi}{\pi + \kappa} = 0,26 \pm 0,15 / 6 /$. Аналогичный результат получен японскими физиками с помощью установки, содержащей рентгеновские пленки и ядерные эмульсии для интервала зенитных углов $\theta = 45^\circ \pm 90^\circ$ и энергии мюона $(2,5 \pm 4,0) \cdot 10^{12}$ эв, доля каонов $\pi/\kappa = 0,3 \pm 0,2 / 7 /$. Результаты работ по измерению углового распределения на магнитных спектрометрах / 8 / также согласуются с представлением о рождении мюонов при распаде пионов и каонов, а сопоставление горизонтальных и вертикальных потоков мюонов с энергиями до 10^{12} эв, измеренных также с помощью магнитного спектрометра, дает величину отношения пионов и каонов $\pi/\kappa = 0,2 \pm 0,4$.

Результаты исследований углового распределения, проводимых на больших глубинах под землей в Южной Индии / 10 / с помощью телескопа, состоящего из пластического сцинтиллятора и неоновых искровых счетчиков, также подтверждают распадный механизм генерации мюонов вплоть до энергии в несколько Тэв.

Таким образом, большинство экспериментальных результатов полученных к настоящему времени по угловому распределению мюонов, согласуется с основным выводом данной работы о генерации мюонов в процессе распада пионов и каонов и с тем, что доля каонов составляет величину порядка 20%.

Сравним результаты о доле пионов и каонов, рождающихся в сильных взаимодействиях, полученные в космических лучах, с

результатами, полученными на ускорителях.

В настоящее время, благодаря запуску нового ускорителя на встречных кольцах (УСР) в ЦЕРНе, область энергий, достигших на ускорителях, продвинулась до 2000 Гэв. При этом обнаружено, что начиная с энергий 15 Гэв и до 250 Гэв отношение числа каонов к числу пионов κ/π быстро растет (\sim в 3 раза), а далее, до энергий 1500 Гэв почти не увеличивается с энергией, составляя величину $\kappa/\pi = 0,09 / 26 /$.

Для сравнения экспериментальных результатов о доле каонов, полученных в космических лучах и на ускорителях, необходимо учесть то обстоятельство, что в эксперименте на ускорителях мы имеем дело с монохроматическим пучком протонов и регистрацией вторичных частиц (в частности, пионов и каонов) во всей области скейлинговой переменной x . В космических лучах, во-первых, энергии первичных протонов распределены по спектру, поэтому за генерацию пионов и каонов данной энергии могут быть ответственны первичные протоны различных энергий. во-вторых, регистрируемые на уровне моря мюоны образованы преимущественно энергетически выделенными пионами и каонами, для которых $x > 0,5$, т.е. частицами фрагментации. Поэтому с учетом степенного спектра первичных протонов и распределения пионов и каонов по переменной x мы получаем величину отношения κ/π из данных по ускорителям несколько большую, чем дают непосредственные измерения с монохроматическим пучком протонов, а именно $\kappa/\pi = 0,12 \pm 0,02$.

Таким образом, полученная в нашей работе величина доли каонов, рождающихся в сильных взаимодействиях в области фрагментации, хорошо согласуется с данными, полученными на

ускорителях, и показывает, что при увеличении энергии первичной частицы более чем на порядок (от $1,5 \cdot 10^{12}$ эв до $\sim 40 \cdot 10^{12}$ эв) не наблюдается заметного роста доли каонов.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ.

Основные выводы данной работы можно сформулировать следующим образом:

1. Впервые получены угловые распределения мюонов в широком интервале зенитных углов $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ для различных энергий мюонов, начиная с $E_\mu = 2,2$ Тэв.
2. Характер полученных зенитных угловых распределений мюонов дает основание сделать вывод об образовании мюонов в процессе распада пионов и каонов в интервале энергий $E_\mu = 2 \div 10$ Тэв.
3. Соотношение числа пионов и каонов, образованных в области фрагментации, ответственных за генерацию мюонов, составляет величину $\kappa/\pi = 0,16 \pm 0,11$.
4. Процесс прямой резонансной генерации в области энергий мюонов $2 \div 7$ Тэв отсутствует на 99% уровне достоверности, а при энергиях выше 7 Тэв статистическая обеспеченность результатов недостаточна для того, чтобы отвергнуть этот механизм, но вклад его может быть невелик — не более 1%.
5. При увеличении энергии первичной частицы, вызывающей сильное взаимодействие, более чем на порядок (от $1,5 \cdot 10^{12}$ эв до $\sim 40 \cdot 10^{12}$ эв) нет заметного роста доли каонов.



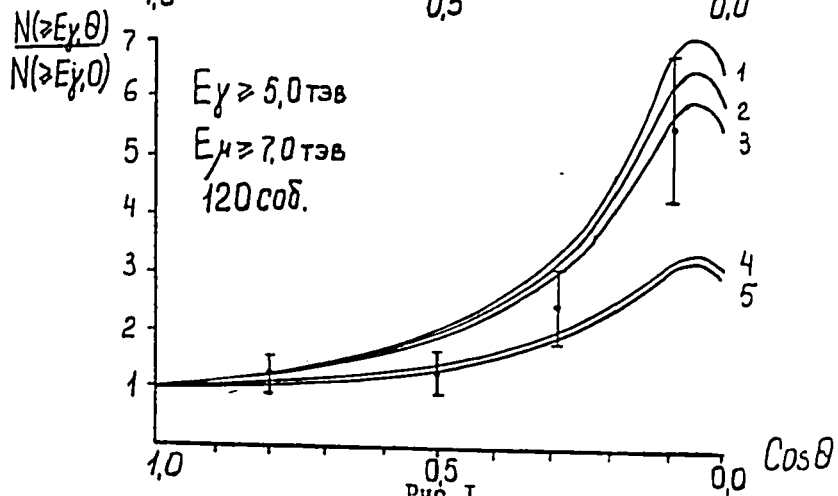
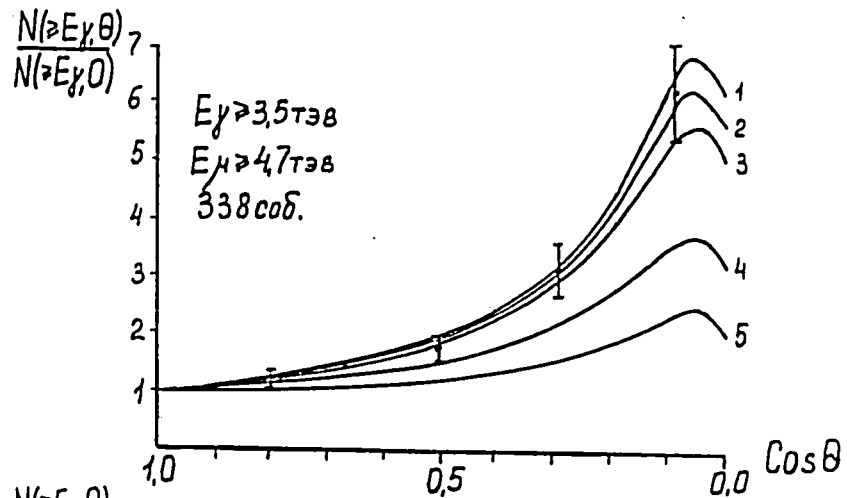
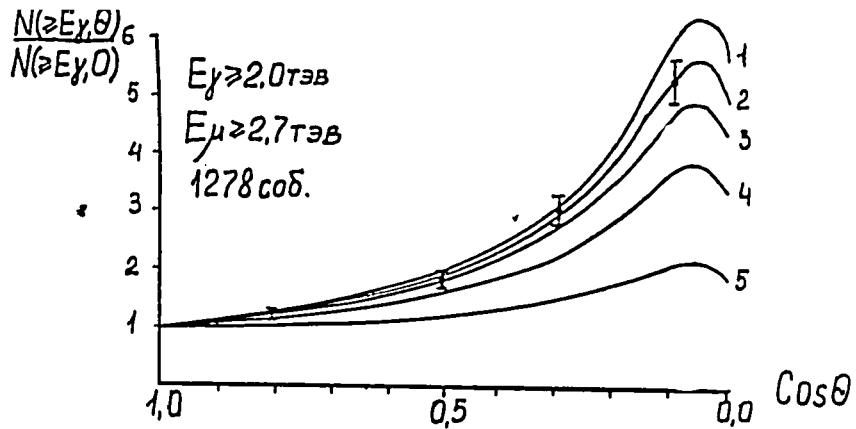


Рис. I.

Зенитное угловое распределение ЭФК.
 Кривые получены в результате расчета для различных механизмов генерации мюонов: 1 - π , 2 - $\pi + 20\% \chi$, 3 - $\pi + 70\% \chi$, 4 - $\pi + 20\% \chi + 1\% \mu$, 5 - $\pi + 20\% \chi$ + резонансная прямая генерация.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.И.Никольский. Докторская диссертация. Москва. 1967 г.
2. N.Arata, Y.Fujimoto, S.Hasegawa et al.
Proc. XIII Int.Conf. on Cosmic Rays, Denver, 3, 2210, 1973
3. Р.А.Антонов, И.П.Иваненко, Э.И.Тулинова. Ядерная физика, т. 18, вып. 3, 1973 г.
4. K.T. Macdonald. Phys. Rev 73, 521, (1948).
5. Н.С.Алексеев, Р.Т.Зацепин. Труды международной конференции по космическим лучам. Москва, т. I, стр. 326, 1960 г.
6. R.P.Kokoulin, A.A.Pavlov, A.A.Petrukhin, V.V.Shestakov
Proc. XIII Int. Conf. on Cosmic Rays, Denver, 3, 1797, 1973.
7. K.Mizutani, T.Shirai, M.Akashi, S.Watanabe.
Proc. XII Int. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, Mu-22, 1971.
8. R.I.R.Judge, W.F.Nash.
Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, 6, 36, 1963.
9. R.W.Flint, W.F.Nash.
Proc. XI Conf. on Cosmic Rays, Budapest, Mu-11, 1969.
10. M.R.Krishnaswamy, S.S.K.Menon et al. Phys. Lett. 27B, 135, 1968.
M.R.Krishnaswamy, S.S.K.Menon, V.S. Lomashin.
Proc. XI Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest, Mu-37, 1969.
11. J.M. Bergeron, J.W. Keuffel, M.O. Loran, G.W. Mason, J.S. Cittern.
Phys. Rev. Lett. 19, 1447, 1967.
Phys. Rev. Lett. 21, 1039, 1968.
12. J.M. Bergeron, G.W. Mason, J.S. Cittern et al.
Proc. XII Int. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, 1, 141, 1971.

13. Т.П.Аминова, А.Я.Варковицкая, С.А.Дубровина, М.А.Иванова, С.И.Никольский, К.Ф.Нит, И.В.Ракобольская, К.В.Чердынцева. Известия АН СССР, сер.физ., 34, 9, 2025, 1970.
- Т.П.Аминова, А.Я.Варковицкая, С.А.Дубровина, М.А.Иванова, С.И.Никольский, И.В.Ракобольская, К.В.Чердынцева. Известия АН СССР, сер.физ., 35, 10, 2049, 1971.
- Т.Р.Аmineva, К.В.Сherdyntseva, S.A.Dubrovina, I.W.Rakobolskaya, N.W.Sokol'skaya, E.A.Osipova, G.T.Zatsepin, A.Ya.Warkovitskaya. Proc.XII Int.Conf.on Cosmic Rays, Hobart, 6, 2387, 1971.
- Т.П.Аминова, А.Я.Варковицкая, Л.В.Волкова, С.А.Дубровина, Г.Т.Защепин, И.П.Иваненко, М.А.Иванова, Н.Н.Калмыков, К.В.Мандрицкая, Е.А.Мурзина, С.И.Никольский, Э.А.Осипова, И.В.Ракобольская, И.В.Сокольская, Г.Б.Христиансен, К.В.Чердынцева. Известия АН СССР, сер.физ., 36, 8, 1756 (1972).
14. L.T.Baradzei, E.A.Kanevskaya, Yu.A.Smorodin, M.V.Solov'ev. Proc. XI Int.Conf. on Cosmic Rays, Budapest, Mu-9, 1969.
15. C.M.Clatteu, Y.Fujimoto, S.Hanegawa. Nuovo Cimento, 33, 680, 1964.
16. G.T.Zatsepin, I.P.Ivanenko, S.I.Nikol'skiy, I.W.Rakobolskaya, G.B.Christiansen. Proc.XI Int.Conf.on C.R., Budapest, Mu-9, 1969.
17. Т.П.Аминова, А.Я.Варковицкая, С.А.Дубровина, Е.А.Замчалова, М.А.Иванова, И.П.Иваненко, Н.Н.Калмыков, Е.А.Мурзина, К.В.Мандрицкая, Э.А.Осипова, И.В.Ракобольская, И.В.Сокольская, Н.Н.Тулинова. Препринт № 179, 1973 г.
18. K.Pinkau. Phil. Mag. 2, 23, 1389, (1957).
K.Pinkau. Nuovo Cimento, 33, 1221 (1964).
19. K.Kamata, J.Nishimura, Suppl.Progr.Theor.Ph.6, 9, (1958).
I.Kidd, J.Nishimura, Suppl.Nuovo Cim. I, 1086, (1963).
J.Nishimura. Suppl.Progr.Th.Phys 32, 72, (1964).
20. С.А.Дубровина. Кандидатская диссертация, ИГУ, 1973 г.

21. Л.В.Волкова. Изв. АН СССР, сер.физ., 34, 9, 1982 (1970).
22. Л.В.Волкова. Препринт № 72. ФИАН, 1969.
23. Т.Р.Аmineva, K.V.Sherdyntseva, S.A.Dubrovina et al. Proc. XIII Int.Conf.on Cosmic Rays, Denver, 3, 1973.
24. А.А.Павлов. Кандидатская диссертация, МИФН, 1973 г.
25. H.E.Bergeson, G.W.Carlsen, J.W.Keuffel, J.R.Morrison. Proc.XIII Int.Conf.on Cosmic Rays, Denver, 3, 1722, 1973.
26. M.Jacob. Physics at the ISR. Preprint Ref.TH, 1639-CERN, 1973.

ПОДП. К ПЕЧАТИ 20/У1-74 Г. Л-70843. Ф. 60x90 10
Физ.п.л. 1,25. Уч.-изд.л. 1,0. ЗАКАЗ 1612. Тираж 200

ОТПЕЧАТАНО НА РОТАПРИНТАХ В ТИПОГРАФИИ ИДУ
МОСКВА, ЛЕНИНГРАД

