

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА МЮОННОГО ДИСКА ПРИ $E_0 \geq 5 \cdot 10^{16}$ ЭВ ПО ДАННЫМ ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКИ ШАЛ

А. В. Глушков^{*а}, Л. Г. Деденко^б, М. И. Правдин^а, И. Е. Слепцов^а

^а Институт космофизических исследований и астрономии им. Ю. Г. Шафера
Якутского научного центра Сибирского отделения Российской академии наук
677891, Якутск, Россия

^б Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 октября 2003 г.

Приведены результаты исследования временной структуры мюонного диска на Якутской установке в широких атмосферных ливнях с первичной энергией $E_0 \geq 5 \cdot 10^{16}$ ЭВ на расстояниях от оси 250–1500 м, полученные на большом мюонном детекторе площадью 184 м² и с порогом регистрации $E_\mu \approx 0.5 \text{ sec } \theta$ [ГэВ]. Обнаружены две компоненты с разными величинами толщины мюонного диска, требующие существенных изменений представления о развитии широких атмосферных ливней.

PACS: 96.40.-z, 98.70.-f

1. ВВЕДЕНИЕ

Мюоны с энергиями порядка 0.5–1.0 ГэВ являются важной компонентой широких атмосферных ливней (ШАЛ), образующихся от космических лучей сверхвысоких энергий ($E_0 \geq 10^{15}$ ЭВ). Они слабо поглощаются в атмосфере, чувствительны к характеристикам ядерных взаимодействий в процессе развития ШАЛ, а также к химическому составу первичного космического излучения (ПКИ).

Существует мнение, что при энергиях $3 \cdot 10^{15} < E_0 \leq 10^{17}$ ЭВ состав ПКИ заметно обогащается тяжелыми ядрами (см., например, [1, 2]), а в области $10^{17} < E_0 \leq 10^{18}$ ЭВ он вновь быстро меняется в сторону протонов [3]. Пик утяжеления состава приходится на $E_0 \approx 10^{17}$ ЭВ. Эти результаты находят свое объяснение в рамках диффузионной модели [4].

Исследования мюонов с энергиями $E_\mu \geq 1.0$ ГэВ ведутся на Якутской установке непрерывно с 1974 г. В работах [5–8] показано, что при $E_0 \geq (3\text{--}5) \cdot 10^{18}$ ЭВ ливни развиваются иначе, чем в области меньших энергий. По мнению авторов [9–19], это может быть

связано с новыми частицами ПКИ внегалактического происхождения.

С ноября 1995 г. в составе Якутской установки ШАЛ начал функционировать большой мюонный детектор (БМД) с порогом $E_\mu \approx 0.5 \text{ sec } \theta$ ГэВ (θ — зенитный угол). Предварительный анализ полученных на нем данных показал высокую его информативность в изучении развития ШАЛ [20, 21]. Ниже приведены некоторые результаты исследования временной структуры мюонного диска. Дано сравнение между собой измеренных и расчетных величин по модели кварк-глюонных струн (КГС) [22].

2. БОЛЬШОЙ МЮОННЫЙ ДЕТЕКТОР

Большой мюонный детектор состоит из 92 сцинтилляционных счетчиков площадью 2 м², аналогичных используемым на наземных станциях Якутской установки. Они расположены шестью рядами в подземном пункте размером 26 × 12 м, который находится на расстоянии 180 м от центра установки. Вся основная электроника изготовлена в стандарте КА-МАК и расположена внутри того же помещения, кроме управляющего компьютера IBM PC 486, кото-

*E-mail: a.v.glushkov@ikfia.ysn.ru

рый установлен в лабораторном корпусе. Он контролирует правильную работу электронных схем, проводит калибровку детекторов, запись и хранение информации. Обмен информацией между компьютером и электроникой в подземном помещении осуществляется с помощью двух последовательных драйверов, которые имеют по 6 линий связи каждый.

Электроника разрабатывалась так, чтобы амплитуда и время прихода сигнала в ливне измерялись от каждого счетчика независимо от срабатывания других детекторов. Для таких измерений создан блок АВК (амплитудно-временной канал), устанавливаемый на каждый сцинтилляционный счетчик. Этот блок состоит из амплитудного канала (АК), где измеряется число мюонов, и временного канала (ВК) для измерения времени прихода первой частицы. Все АВК сконцентрированы в 11 крейтах, а сигналы на вход каждого АВК подаются с фотоумножителя ФЭУ-125 по кабелю РК-75 длиной от 20 до 70 м.

Амплитудный канал работает со следящим порогом (от 1 мВ до 2 В) в режиме фоновых загрузок 100–1000 событий/с. Он имеет динамический диапазон порядка 10^3 . Аналоговый сигнал на входе амплитудного канала предварительно задерживается примерно на 100 нс (на 20 м кабеля РК-75), чтобы временной канал успел запустить на управляющем входе амплитудного канала прямоугольный сигнал длительностью 2 мкс для интегрирования заряда q с фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Через 2 мкс начинается линейное преобразование $q \rightarrow T$ и запись этой длительности в память тактовым генератором 10 МГц. Амплитудная информация в памяти АВК хранится до прихода следующего сигнала с ФЭУ или до окончания опроса БМД центральным регистратором (см. ниже).

Для измерения времени с хорошей точностью от момента срабатывания счетчика (старт) до сигнала от приемника синхроимпульсов основной установки ШАЛ (стоп) применяется временной канал АВК, состоящий из двух синхронизованных между собой каналов. Сигнал старт запускает точный временной канал (ТВК), который измеряет интервал до начала очередного такта опорного, общего для всех АВК генератора 10 МГц. В свою очередь, стоп ТВК служит стартом грубого временного канала (ГВК), в котором подсчитывается количество тактов опорного генератора до основного стопа БМД, вырабатываемого от приемника синхроимпульса установки. Сигнал стопа БМД синхронизован с началом очередного такта 10 МГц, что гарантирует одновременность останова ГВК всех сработавших в ливне счетчиков. В ТВК короткий интервал времени (от 0 до 100 нс)

растягивается приблизительно в 100 раз с помощью преобразователя «время–время», а для получения цифрового кода используется тот же тактовый генератор 10 МГц. Такая схема позволяет измерять с точностью порядка 5 нс весь интервал до внутреннего стопа БМД и иметь относительную точность такого же порядка между разными счетчиками внутри подвала.

Сигнал на временной канал подается после предварительного усиления и высокочастотной коррекции по фронту на дискриминатор со следящим порогом, который срабатывает на определенной фазе переднего фронта и делает запуск этого канала не зависящим от амплитуды входного сигнала. Синхроимпульсы установки подаются передатчиком с частотой 10 кГц.

Общее время срабатывания временного канала отдельного счетчика определяется как сумма показаний ГВК и ТВК, с учетом задержки распространения сигнала по кабелю от ФЭУ до АВК и дополнительной аппаратурной задержки.

После начала обработки поступившего сигнала АВК блокируется от повторных запусков до конца обработки в каждом канале (это время может меняться от 5 до 250 мкс). Если в течение 100 мкс с момента прихода сигнала Якутской установкой будет отобран ШАЛ или зафиксировано локальное срабатывание БМД, то сработавшие АВК блокируются для сохранения информации и передачи данных в управляющий компьютер.

В памяти АВК всегда хранится информация последнего отобранного события. Она очищается лишь с приходом нового события (если блок не заблокирован специально по команде). Для запоминания счетчиков, которые сработали в данном ливне, в АВК имеется специальный триггер. Он устанавливается в определенное положение при наличии сигнала на входе АВК в момент отбора ливня с разрешающим временем 100 мкс (бит участия) и затем опрашивается при считывании информации.

Для синхронизации работы всех АВК, получения мастера основной установки ШАЛ, отбора локальных событий и выработки сигнала прерывания для ЭВМ служит блок отбора мастера (БОМ). Сигнал о ливне, зарегистрированном основной установкой ШАЛ, с центрального регистратора поступает в БОМ по специальному кабелю, а БОМ вырабатывает прерывание для компьютера, работающего с БМД, и посылает сигнал на все АВК для выработки бита участия. Такое событие записывается всегда, независимо от того, сработали или нет счетчики БМД.

Кроме того, сам БОМ отбирает локальные ливни с энергий $E_0 \sim 10^{15}$ эВ при одновременном срабатывании нескольких счетчиков в пределах 2 мкс. Количество и расположение счетчиков определяются настройками суммирующих схем в каждом крейте и в самом БОМ. Разрешение или запрет на данный тип отбора может осуществляться программным способом. Управляющая программа может также имитировать искусственный ливень по команде оператора. Она используется для тестирования оборудования и проверки связи между компьютером и удаленной электроникой.

В БОМ имеется память на 32 шестнадцатиразрядных слова, в которую постоянно записывается время появления отдельных событий. Специальный десятиразрядный счетчик времени (часы) подсчитывает количество тактов генератора 10 МГц, начиная с очередного импульса синхронизации установки. В момент прихода такого сигнала часы обнуляются. При поступлении сигнала о разрешенном событии в очередную ячейку памяти БОМ записываются данные этого счетчика. Для запоминания времени используются десять разрядов, а в остальные шесть разрядов записывается признак события. К такого рода событиям относятся: момент прихода синхроимпульса установки, запись которого в память производится перед очисткой счетчика времени (признак 0); срабатывание любого детектора из каждого ряда по 14–16 счетчиков, признак определяется номером ряда от первого до шестого разряда; момент окончания импульса, сформированного в БОМ в ливневых событиях для выработки бита участия в АВК, при котором дальнейшая запись блокируется до опроса и последующей разблокировки управляющей программой (признак 0). Эта схема позволяет получить временную развертку событий на несколько периодов по 100 мкс до момента отбора ливня и контролировать работу временного канала индивидуальных АВК.

Для регистрации и накопления данных БМД используется отдельный компьютер. В ливнях БОМ выдает сигнал прерывания, по которому событие записывается в файл на жесткий диск компьютера. Каждая запись этого файла относится к одному ливню и имеет структуру, позволяющую хранить информацию со всех счетчиков БМД. Чтобы легко идентифицировать и объединить данные БМД и основной установки в общих ливнях, оба регистратора записывают время события от единых часов мирового времени (UT). Для этого в специальном крейте, подключенном к одной из линий последовательного драйвера, установлен входной регистр, на

который поступает код от внешних часов UT. Тот же код параллельно поступает на входной регистр основного регистратора Якутской установки.

В промежутках между ливнями программа регистрации БМД накапливает контрольно-калибровочную информацию. Она регулярно измеряет фон и амплитудные спектры со всех счетчиков и записывает эти данные в отдельные файлы на жестком диске. Последние используются для амплитудной калибровки счетчиков.

3. ИССЛЕДУЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Мы исследовали временную структуру мюонного диска в ШАЛ с энергиями $E_0 \geq 5 \cdot 10^{16}$ эВ и зенитными углами $\cos \theta \geq 0.7$. В качестве примера на рис. 1 показано распределение задержек T прихода мюонов (кривая 1) с пороговой энергией $E_\mu \approx 0.5 \cdot \sec \theta$ ГэВ относительно плоского фронта (плоскости, перпендикулярной оси ШАЛ в точке ее пересечения с плоскостью установки), вычисленное по модели КГС для первичных протонов с $E_0 = 10^{18}$ эВ и $\cos \theta \geq 0.9$ на расстоянии $R = 630$ м от оси ливня. Средняя плотность мюо-

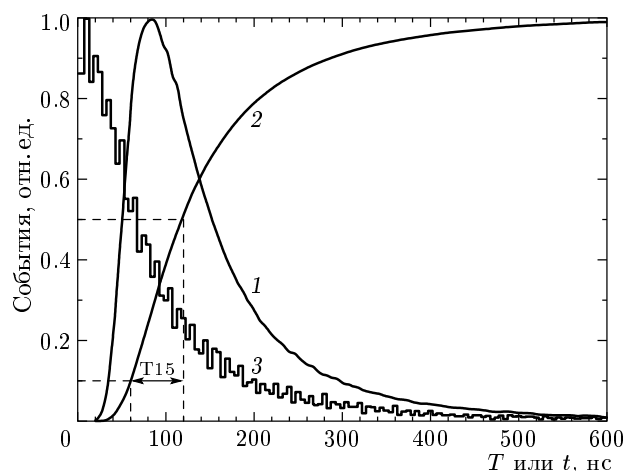


Рис. 1. Распределения задержек прихода мюонов с энергией $E_\mu \approx 0.5 \sec \theta$ ГэВ на уровне наблюдения $X = 1020 \sec \theta$ г·см⁻², вычисленные по модели КГС для первичных протонов с $E_0 = 10^{18}$ эВ на расстоянии $R = 630$ м от оси ливня с $\cos \theta \geq 0.9$: 1 — относительно плоского фронта; 3 — относительно первого мюона при плотности $\rho_\mu \leq 0.35$ м⁻² и срабатывании двух счетчиков (площадью 2 м²) в каждом из 5000 ливней; T_{15} — время нарастания кривой 2 на уровне от 10% до 50% при интегрировании кривой 1

нов на этом расстоянии равна $\rho_\mu(630) = 0.35 \text{ м}^{-2}$, средняя задержка $\langle T \rangle = 156 \text{ нс}$, стандартное отклонение $\sigma_T = 114.2 \text{ нс}$. Ширина этого импульса на полувысоте составляет $T_{1/2} = 107 \text{ нс}$, а на высоте 0.01 от основания — 475 нс. Это время полного интегрирования (99%) всех мюонов в данном конкретном событии.

Кривая 2 на рис. 1 соответствует распределению, полученному интегрированием кривой 1. Фактически она отражает форму импульса, которую зафиксировала бы развертка осциллографа на выходе идеального детектора. Ширина этого распределения на уровне от 10% до 50% равна $T_{15} = 62 \text{ нс}$. Эта величина часто измеряется в экспериментах и используется как характеристика толщины диска ШАЛ.

Практический интерес при измерении плотности частиц представляют не величины T , а относительные задержки

$$t_i = T_i - T_1, \quad (1)$$

где T_1 — время прихода самого быстрого мюона из n сработавших счетчиков БМД в каждом отдельном ливне, T_i — время прихода первого мюона на i -й счетчик. Это вызвано тем, что величины, входящие в (1), отражают реальное время, необходимое для сбора заданной доли всех частиц на выбранном расстоянии от оси ливня.

Распределение относительных задержек (1) имеет экспоненциальный вид:

$$P(t) \approx \exp(-t/\lambda). \quad (2)$$

Оно однозначно зависит от средней плотности регистрируемых мюонов $\langle \rho_\mu(R) \rangle$, а точнее, от числа мюонов m , прошедших через площадь S (в нашем случае $S = 2 \text{ м}^2$), которые при средней величине

$$\langle m \rangle = \langle \rho_\mu(R) \rangle S$$

распределены по закону Пуассона:

$$P_m(\langle m \rangle) = \langle m \rangle^m / m! \exp(-\langle m \rangle). \quad (3)$$

Гистограмма 3 на рис. 1 — распределение задержек (1), полученное методом Монте-Карло из кривой 1 для $\langle m \rangle = 0.7$ и числа сработавших счетчиков $n = 2$. Соответствующая этой гистограмме задержка $\langle t \rangle = 99 \text{ нс}$, а стандартное отклонение $\sigma_t = 115.8 \text{ нс}$. Величины $\langle t \rangle$ и T_{15} связаны между собой соотношением

$$\langle t \rangle \approx 1.6(T_{15}), \quad (4)$$

которое может оказаться полезным для оценок времени интегрирования сигналов на входе амплитудных преобразователей при измерении числа частиц на разных расстояниях от оси ШАЛ.

Анализ показал, что распределения задержек в нашем случае при $\rho_\mu \leq 1 \text{ м}^{-2}$ имеют экспоненциальный вид (2), где параметры λ и $\langle t \rangle$ близки между собой. Исходя из этого нетрудно получить соотношение для оценки времени T_η , которое необходимо для регистрации доли η всех мюонов:

$$T_\eta = -\langle t \rangle \ln(1 - \eta). \quad (5)$$

Из выражения (5) и расчетов (см. рис. 1) следует, что эффективная толщина мюонного диска (95% всех частиц) в ливнях с $E_0 \leq 10^{18} \text{ эВ}$ на расстоянии от оси $R \leq 630 \text{ м}$ не превышает 300 нс, а за время $T_\eta = 600 \text{ нс}$ будет зарегистрировано 99.7% всех мюонов.

4. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Нами проанализированы ливни, зарегистрированные на Якутской установке ШАЛ с участием БМД за период 1995–2002 гг. Энергия первичных частиц E_0 находилась из соотношений

$$E_0 = (4.8 \pm 1.6) \cdot 10^{17} (\rho_{s,600}(0^\circ))^{1.00 \pm 0.02} [\text{эВ}], \quad (6)$$

$$\rho_{s,600}(0^\circ) = \rho_{s,600}(\theta) \exp((\sec \theta - 1) \cdot 1020/\lambda_\rho) [\text{м}^{-2}], \quad (7)$$

$$\lambda_\rho = (450 \pm 44) + (32 \pm 15) \lg(\rho_{s,600}(0^\circ)) [\text{г/см}^2], \quad (8)$$

где $\rho_{s,600}(\theta)$ — плотность заряженных частиц, измеряемая наземными сцинтилляционными детекторами на расстоянии $R = 600 \text{ м}$ от оси ливня.

Ниже мы будем рассматривать лишь средние задержки, полученные из величин (1). На рис. 2 показаны значения $\langle t \rangle$ в ливнях с $10^{17} \leq E_0 \leq 10^{18} \text{ эВ}$ и $\cos \theta \geq 0.9$ на расстояниях $R = 250\text{--}1500 \text{ м}$ от оси ШАЛ. Темные кружки соответствуют $\langle t \rangle$ при срабатывании двух счетчиков БМД, когда через них прошли $m \leq 2$ ($\langle m \rangle \approx 0.9$) мюонов. Штриховая кривая отражает поведение в среднем. Сплошная кривая (1) соответствует ожидаемым в этом случае величинам $\langle t \rangle$, рассчитанным по модели КГС для первичных протонов.

Видно, что измеренная зависимость $\langle t \rangle$ имеет более пологий ход, чем предсказывает модель. Различие между зависимостями при $R < 500 \text{ м}$ связано с тем, что в расчетах брались все плотности мюонов, без их ограничения условием $m \leq 2$. Это приводит к существенному уменьшению «рыхлости» мюонного диска и, как следствие, — к уменьшению величин $\langle t \rangle$. Это различие исчезает, когда через счетчики

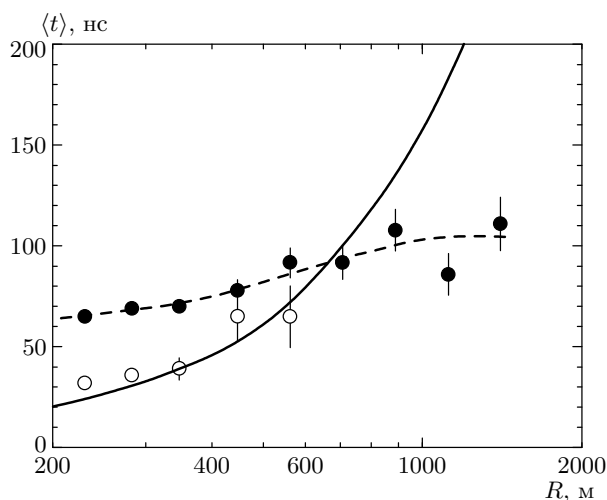


Рис. 2. Задержки $\langle t \rangle$ в ШАЛ с $\langle E_0 \rangle \approx 3 \cdot 10^{17}$ эВ и $\langle \cos \theta \rangle \approx 0.95$ на разных расстояниях от оси относительно самых быстрых мюонов в каждом ливне: плотности мюонов $\langle \rho_\mu \rangle \approx 0.45 \text{ м}^{-2}$ (●) и $\rho_\mu \geq 2.5 \text{ м}^{-2}$ (○); штриховая кривая — поведение в среднем; сплошная кривая — расчет по модели КГС для первичных протонов

БМД в эксперименте проходят $m \geq 5$ мюонов (светлые кружки). Однако несоответствие зависимостей при $R > 800$ м объяснить пока трудно.

Проанализируем теперь толщину мюонного диска на расстояниях от оси ливня $R \approx 500\text{--}800$ м. Такой выбор величины R обусловлен несколькими причинами. Во-первых, в этом диапазоне расстояний наиболее широко представлены данные БМД в зависимости от E_0 и θ . Во-вторых, плотность мюонов $\rho_{\mu,600}$, измеряемая на расстоянии от оси 600 м, слабо зависит от зенитного угла при $E_0 \leq (3\text{--}5) \cdot 10^{18}$ эВ [7, 8], поэтому является еще одним, наряду с величиной (6), удобным параметром для оценки энергии первичных частиц. На Якутской установке для мюонов с порогом $E_\mu \geq 1.0$ ГэВ получена следующая зависимость в вертикальных ливнях [8]:

$$E_0 = 2.4 \cdot 10^{18} (\rho_{\mu,600}(0^\circ))^{1.08 \pm 0.01} \text{ [эВ]}. \quad (9)$$

И, в-третьих, на расстояниях от оси ливня $R \approx 500\text{--}800$ м наблюдается определенное согласие между рассматриваемой нами моделью и экспериментом (см. рис. 2). Это обстоятельство позволяет использовать расчеты для интерпретации результатов, полученных ниже.

Мы выбрали в качестве стандартного расстояние $R = 630$ м, к которому приводили все результаты.

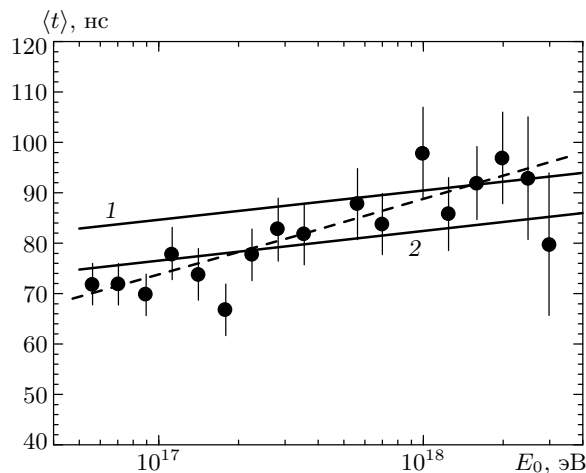


Рис. 3. Зависимость $\langle t \rangle$ от E_0 в ШАЛ с $\cos \theta \geq 0.8$ на расстоянии от оси ливня $R = 630$ м: точки — эксперимент при $\langle \rho_\mu \rangle \approx 0.45 \text{ м}^{-2}$ и срабатывании двух счетчиков БМД в каждом ливне; штриховая кривая — поведение в среднем; сплошные кривые — расчет по модели КГС для первичных протонов (1) и ядер железа (2)

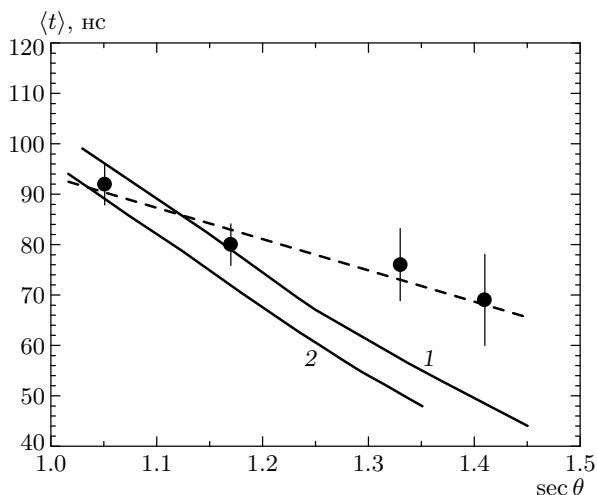


Рис. 4. Зависимость $\langle t \rangle$ от $\sec \theta$ в ШАЛ с $\langle E_0 \rangle \approx 3 \cdot 10^{17}$ эВ на расстоянии от оси $R = 630$ м. Обозначения аналогичны рис. 3

На рис. 3 и рис. 4 линиями показаны ожидаемые на этом расстоянии задержки $\langle t \rangle$, вычисленные по модели КГС от первичных протонов (1) и ядер железа (2) при срабатывании двух счетчиков БМД, когда через них прошли $m \leq 2$ мюонов: рис. 3 — в ливнях с $\cos \theta \geq 0.8$ в зависимости от E_0 ; рис. 4 — в ливнях с $10^{17} \leq E_0 \leq 10^{18}$ эВ в зависимости от $\sec \theta$. Расчеты удовлетворяют следующей зависимости:

$$\langle t \rangle \approx 104 + 5(\lg(E_0/18) - \lg A) - 140(\sec \theta - 1) + 0.194(R - 630) \quad (10)$$

для первичных частиц с атомным весом A при $10^{16.7} \leq E_0 \leq 10^{18.3}$ эВ, $\theta \leq 45^\circ$ в диапазоне расстояний от оси ливней $500 \leq R \leq 1000$ м.

Темные кружки соответствуют экспериментальным данным, полученным при тех же условиях отбора, при которых выполнен расчет. Штриховые кривые отражают поведение экспериментальных данных в среднем. Видно, что измеренные и расчетные значения $\langle t \rangle$ на рис. 3 не противоречат гипотезе о смешанном составе ПКИ при $E_0 \leq 10^{18}$ эВ. В области энергий $E_0 \approx 10^{17}$ эВ он значительно обогащен ядрами железа, а при $E_0 \approx 10^{18}$ эВ становится близким к чисто протонному составу. На первый взгляд кажется, что этот вывод неплохо согласуется с результатами, полученными многими другими исследователями (см. Введение). Однако из рис. 4 видно, что зенитно-угловая зависимость экспериментальных значений $\langle t \rangle$ хуже согласуется с результатами расчетов для наклонных ШАЛ ($\theta > 35^\circ - 40^\circ$), где средняя толщина мюонного диска оказалась значительно больше, чем ожидается согласно модели КГС.

Чтобы разобраться в этом, а также в отмеченном выше разногласии между теорией и экспериментом на рис. 2, мы исследовали более детально измеренные задержки (1). Оказалось, что их распределение при $E_0 \leq (3-5) \cdot 10^{17}$ эВ заметно отличается от чисто экспоненциального распределения (2). Это хорошо видно на рис. 5а, где показаны результаты эксперимента для выборки из 477 ливней с $10^{16.7} \leq E_0 \leq 10^{17.0}$ эВ и $\cos \theta \geq 0.8$ при срабатывании двух счетчиков БМД, когда через них прошли $m \leq 2$ мюонов. Темные кружки соответствуют интегральному распределению, которое можно представить в виде

$$N(\geq t) = N_1 \exp(-t/\lambda_1) + N_2 \exp(-t/\lambda_2). \quad (11)$$

Первый член этой суммы (сплошная линия) имеет $\lambda_1 \approx 105$ нс и включает около 50% всех событий. Он не обусловлен методическими причинами работы БМД, а отражает присутствие в данной выборке части ливней с более широким распределением мюонов на расстоянии от оси $R = 630$ м по сравнению с тем, что ожидается из модельных расчетов. Если вычесть эти события из общего распределения, то остается второй член (штриховая линия) с $\lambda_2 \approx 52$ нс. При $E_0 > (5-7) \cdot 10^{17}$ эВ картина выглядит по-другому. Здесь задержки (1) имеют чисто

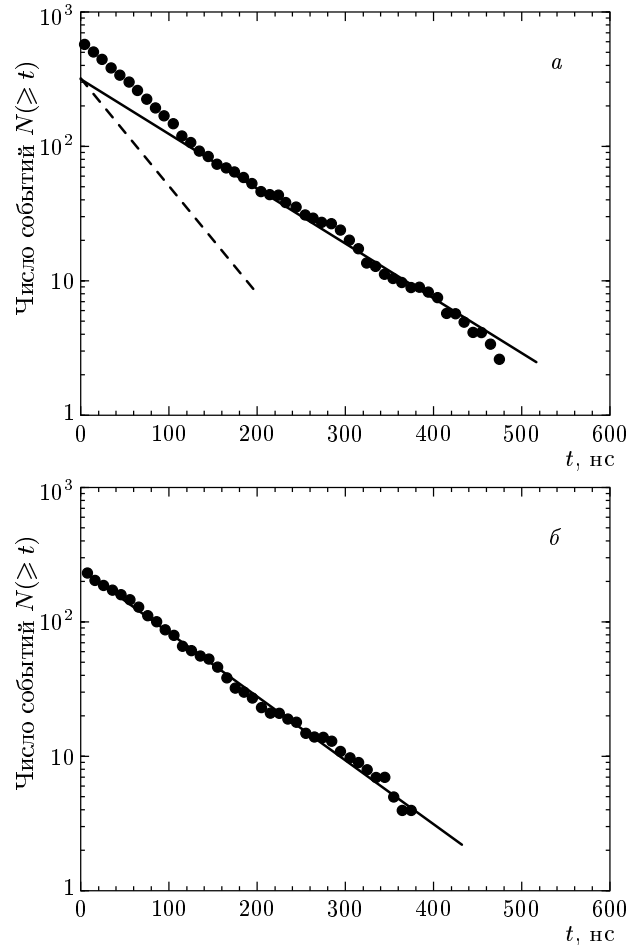


Рис. 5. Интегральное распределение задержек (1) на расстоянии $R = 630$ м в ШАЛ с $\langle \cos \theta \rangle \approx 0.9$ при срабатывании двух счетчиков БМД с $\langle \rho_\mu \rangle \approx 0.45$ м⁻² в каждом ливне для выборок с $10^{16.7} \leq E_0 \leq 10^{17.0}$ эВ (а) и $10^{17.9} \leq E_0 \leq 10^{18.2}$ эВ (б): сплошная линия — первый член (11) с $\lambda_1 \approx 105$ нс; штриховая линия — второй член (11) с $\lambda_2 \approx 52$ нс

экспоненциальный вид во всем диапазоне их измерений. Это хорошо видно на рис. 5б, где показаны результаты эксперимента для выборки из 154 ливней с $10^{17.9} \leq E_0 \leq 10^{18.2}$ эВ и $\cos \theta \geq 0.8$ при срабатывании двух счетчиков БМД, когда через них прошли $m \leq 2$ мюонов. Линия соответствует распределению

$$N(\geq t) = N_1 \exp(-t/100).$$

5. ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 6 показаны изменения структурных параметров спектра задержек (11) в зависимости от

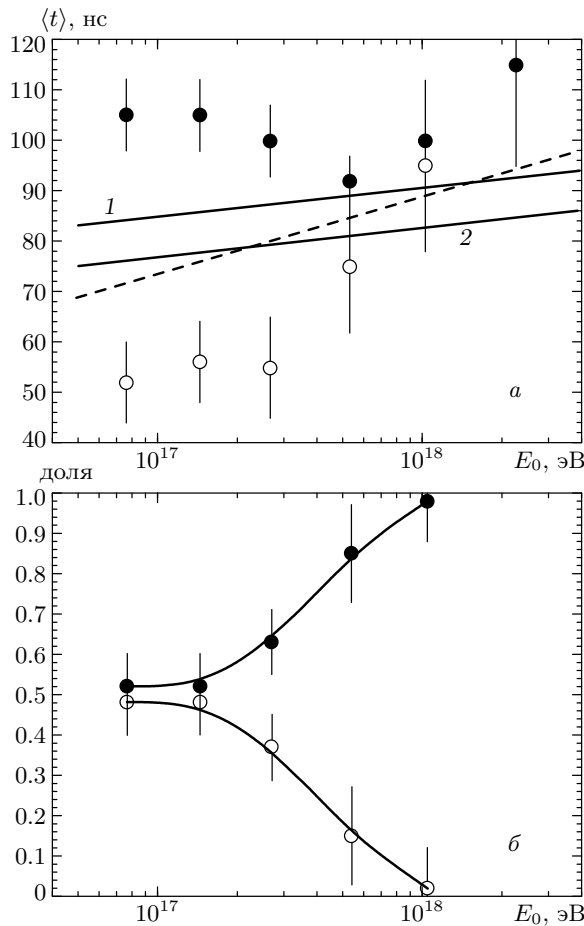


Рис. 6. Изменения структурных параметров λ_1 (•) и λ_2 (○) интегрального распределения задержек (11) (а) и доли этих компонент (б) в зависимости от энергии ШАЛ (в интервалах $\Delta \lg(E_0) = 0.3$). Штриховой и сплошными линиями приведены данные рис. 3

энергии ШАЛ в интервалах $\Delta \lg(E_0) = 0.3$. При $E_0 \leq (5-7) \cdot 10^{17}$ эВ задержки (1) характеризуются устойчивым двухкомпонентным распределением (11) с сугубо разными параметрами λ_1 (темные кружки) и λ_2 (светлые кружки). Это видно на рис. 6а, где для сравнения показаны также модельные расчеты и усредненная зависимость экспериментальных данных (штриховая линия), представленная на рис. 3. На рис. 6б показана доля обеих компонент. Все результаты относятся к $R \approx 630$ м и ливням с $\langle \cos \theta \rangle \approx 0.9$.

Прежде чем интерпретировать эти результаты, рассмотрим в общих чертах, как формируются задержки $\langle t \rangle$. Расчеты показывают, что они определяются в основном мюонами, приходящими с высот вблизи максимума развития ШАЛ. Уменьшение $\langle t \rangle$

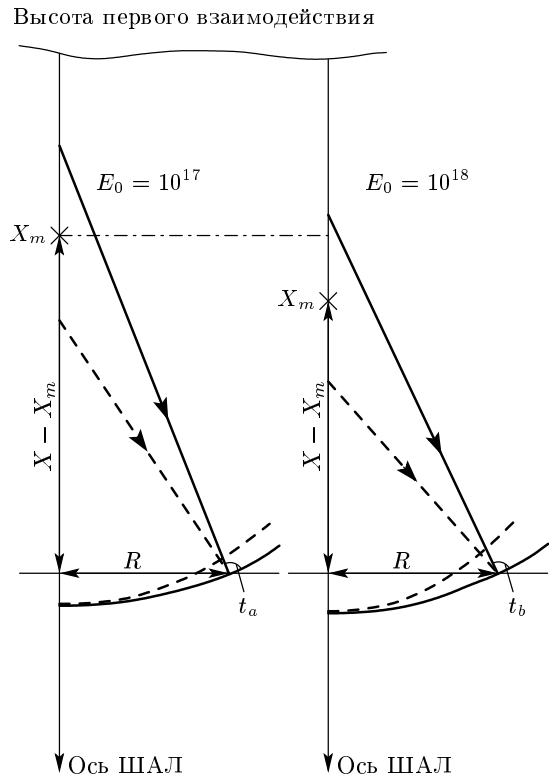


Рис. 7. Схема формирования относительных задержек в ШАЛ с разными первичными энергиями

с уменьшением первичной энергии E_0 связано с удалением глубины максимума ливня X_m от уровня наблюдения X (для Якутска $X = 1020 \text{ sec } \theta$). Это хорошо видно из поясняющего рис. 7, где относительные задержки $t_a < t_b$ из-за ухудшения геометрического фактора собирания мюонов. При фиксированной E_0 с ростом зенитного угла величина $X - X_m$ растет, а это ведет к уменьшению разницы задержек мюонов (см. рис. 4).

Вернемся к данным, представленным на рис. 6, и попытаемся понять их смысл с физической точки зрения. С учетом изложенного выше механизма формирования задержек (1) можно предположить, что они обусловлены двумя видами каскадных кривых с совершенно разными значениями X_m . Одна из них относится к ливням, глубина максимума которых находится значительно выше в атмосфере, чем ожидается по модели КГС при любом составе первичных космических лучей (от протонов до ядер железа). Доля таких ливней в области энергий $E_0 \approx (4-10) \cdot 10^{17}$ эВ быстро убывает (см. рис. 6б).

Можно предположить, что эти события обусловлены новыми по своей природе первичными частицами. В работе [19] приведены результаты

анализа направлений прихода ПККИ с энергиями $E_0 \approx 10^{16.9-17.2}$ эВ. Показано, что значительная их часть (около 50 %) входит в кластеры, которые имеют мелкомасштабную ячеистую структуру и образованы, по-видимому, нейтральными частицами внегалактического происхождения. В работе [19] также показано, что эти частицы имеют очень малый пробег для первого ядерного взаимодействия ($\Lambda_1 \approx 3.3 \cdot 10^{-2}$ г · см⁻²). После первого же взаимодействия они, по-видимому, исчезают, уступая место в развитии ШАЛ нормальному каскаду вторичных частиц, иначе ливни от них сильно отличались бы от обычных и легко себя обнаружили. Из-за столь малого пробега Λ_1 ливни от загадочных нейтральных частиц должны вызывать ускоренное развитие ШАЛ с относительно более высоким максимумом каскадной кривой по сравнению с первичными протонами. Возможно, одна из компонент, представленная на рис. 6 светлыми кружками, грубо отражает вклад этих частиц.

Что это за частицы, сказать пока трудно. Не исключено, что такими частицами могут оказаться нейтрино. Расчеты, проведенные в работе [23], показывают, что при определенных условиях роста сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами ($\sigma_{\nu N}$) в области сверхвысоких энергий возможно образование ШАЛ, во многом схожих с ливнями от обычного состава ПККИ. В работах [24, 25] рассмотрена гипотеза о нейтрино сверхвысоких энергий, которые взаимодействуют с реликтовыми нейтрино в окрестностях Земли и приводят к «*Z*-бозонным» ливням.

Этими нейтральными частицами ПККИ могут оказаться также нейтральные пионы [26]. В данной работе показана возможность существования стабильных пионов в составе космических лучей сверхвысоких энергий. Вычисления проведены по модели КГС [22] с учетом эффекта Ландау–Померанчука–Мигдала [27] в рамках гипотезы Колемана и Глэшоу об очень слабом нарушении лоренцевской инвариантности. Особенно важным здесь является кинематический запрет на реакции взаимодействия пионов с фотонами реликтового излучения, что позволяет разрешить парадокс Грейзена–Зацепина–Кузьмина [28, 29].

Вторая группа данных, представленных на рис. 6 (темные кружки), относится к ливням, глубина максимума которых находится, вероятно, гораздо ниже в атмосфере, чем ожидается по модели КГС для первичных протонов. Доля этих событий в области энергий $E_0 \approx (4-10) \cdot 10^{17}$ эВ быстро увеличивается (см. рис. 6б). Причина такого разногласия теории и эксперимента пока не ясна. Возможно, она вы-

звана несовершенством используемой нами модели КГС. Но не исключено, что эти события относятся к «длиннопробежным» ливням, у которых глубина максимума заметно «проваливается» в глубь атмосферы по сравнению с обычными ШАЛ. Экспериментально такие ливни наблюдаются на установке Тянь-Шань при $E_0 > 2 \cdot 10^{16}$ эВ [30]. Их объясняют образованием в процессе развития ШАЛ заметной доли чармированных частиц, которые проникают без взаимодействия глубоко в вещество и тем самым значительно сдвигают к уровню наблюдения максимум каскадной кривой.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На наш взгляд, результаты, приведенные на рис. 3 и 6, весьма поучительны. С одной стороны, они грубо не противоречат гипотезе о смешанном составе ПККИ в рассматриваемой области энергий, где он быстро меняется от преобладающих ядер железа при $E_0 \approx 10^{17}$ эВ на чисто протонный состав при $E_0 \approx 10^{18}$ эВ. С другой стороны, те же самые экспериментальные данные при более тщательном исследовании приводят к результатам (см. рис. 6), которые открывают совершенно иную картину развития ШАЛ. Не исключена ситуация, когда суперпозиция двух компонент на рис. 6 может «маскироваться» под ливни от смешанного состава ПККИ. Возможно, этим объясняется не решенная до сих пор проблема происхождения первого излома в спектре космических лучей при $E_0 \geq 3 \cdot 10^{15}$ эВ с тех пор, как он был обнаружен более 40 лет назад группой МГУ [31]. Отметим, что большинство методов определения состава ПККИ являются косвенными. Они основаны на сравнении различных наблюдаемых характеристик ШАЛ с расчетными, найденными из модельных представлений о развитии ШАЛ с тем или иным предполагаемым составом ПККИ.

За прошедшее время было проведено большое количество экспериментов, однако до сих пор нет однозначного понимания явления ШАЛ. Выяснение его природы во многом способствует решению проблемы происхождения космических лучей сверхвысоких энергий, вплоть до энергий порядка 10^{20} эВ. В работах [9–19] показано, что при $E_0 > 5 \cdot 10^{16}$ эВ некоторая часть ПККИ имеет мелкомасштабную упорядоченную структуру, которая связана с распределением внегалактических точечных источников ПККИ, генерирующих, по-видимому, нейтральные частицы. Эти выводы согласуются с результатами, полученными в настоящей работе

(о возможном существовании нейтральных частиц внегалактического происхождения). Однако эта проблема требует более серьезных теоретических астрофизических исследований, выходящих за рамки традиционных представлений о составе ПКИ, результаты которых согласовывались бы с экспериментально измеряемыми ядерно-физическими характеристиками развития ШАЛ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки РФ Якутской комплексной установки ШАЛ (рег. № 01-30), включенной в «Перечень уникальных научно-исследовательских и экспериментальных установок национальной значимости», и при финансовой поддержке Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» на 2002–2006 гг., контракт № 40.014.1.1.1110.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Вишневская, Н. Н. Калмыков, Г. В. Куликов и др., ЯФ **62**, 300 (1999).
2. H. Ulrich, T. Antoni, W. D. Apel et al., in *Proc. 27 th ICRC*, Hamburg (2001), p. 97.
3. T. Abu-Zayyad, K. Belov, D. J. Clay et al., E-print archives astro-ph/0010652 (2000).
4. V. S. Ptuskin et al., *Astron. Astrophys.* **268**, 726 (1993).
5. А. В. Глушков, И. Т. Макаров, Е. С. Никифорова и др., ЯФ **58**, 1265 (1995).
6. А. В. Глушков, И. Т. Макаров, М. И. Правдин и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 145 (2000).
7. А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов и др., ЯФ **63**, 1557 (2000).
8. А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов и др., ЯФ **65**, 1346 (2002).
9. А. В. Глушков, Письма в ЖЭТФ **48**, 513 (1988).
10. А. В. Глушков, Письма в ЖЭТФ **73**, 355 (2001).
11. А. В. Глушков, И. Е. Слепцов, Изв. РАН, сер. физ. **65**, 437 (2001).
12. А. В. Глушков, М. И. Правдин, ЖЭТФ **119**, 1029 (2001).
13. А. В. Глушков, М. И. Правдин, Письма в АЖ **27**, 577 (2001).
14. А. В. Глушков, Письма в ЖЭТФ **75**, 3 (2002).
15. А. В. Глушков, Изв. РАН, сер. физ. **66**, 1599 (2002).
16. А. В. Глушков, М. И. Правдин, Письма в АЖ **28**, 341 (2002).
17. А. В. Глушков, Письма в АЖ **29**, 172 (2003).
18. А. В. Глушков, М. И. Правдин, ЯФ **66**, 886 (2003).
19. А. В. Глушков, ЯФ **66**, 1292 (2003).
20. А. В. Глушков, В. Б. Косарев, И. Т. Макаров и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 361 (1998).
21. A. V. Glushkov, L. G. Dedenko, V. B. Kosarev et al., in *Proc. 26 th ICRC*, Salt Lake City (1999), Vol. 1, p. 387.
22. А. Б. Кайдалов, К. А. Тер-Мартirosян, Ю. М. Шабельский, ЯФ **43**, 1282 (1986).
23. L. Anchordoqui, H. Goldberg, T. McCauley et al., E-print archives hep-ph/001197.
24. D. Fargion, B. Mele, A. Salis, *Astrophys. J.* **517**, 725 (1999).
25. T. J. Weiler, *Astroparticle Phys.* **11**, 303 (1999).
26. Л. Г. Деденко, Т. М. Роганова, Г. Ф. Федорова и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 131 (2003).
27. A. B. Migdal, *Phys. Rev.* **103**, 1811 (1956).
28. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 748 (1966).
29. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ **4**, 78 (1966).
30. P. F. Bejl, R. U. Bejsembaev, N. G. Vildanov et al., in *Proc. 28 th ICRC*, Tsukuba (2003), Vol. 1, p. 9.
31. Г. В. Куликов, Г. Б. Христиансен, ЖЭТФ **35**, 635 (1958).