

УДК 524.1

РЕКОНСТРУКЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА КОСМИЧЕСКИХ МЮОНОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ В ПОДЗЕМНОМ ДЕТЕКТОРЕ ТЯНЬ-ШАНЬСКОЙ ВЫСОКОГОРНОЙ СТАНЦИИ

М. Ю. Азаркин, М. Р. Киракосян, О. В. Мешков,
В. А. Рябов, А. Л. Щепетов

В этой статье с помощью моделирования в программном пакете GEANT 4 исследован отклик подземного детектора Тянь-Шаньской высокогорной станции на мюоны, рожденные в широком атмосферном ливне (ШАЛ). Проанализированы возможности реконструкции энергетического спектра мюонов ШАЛ на основе множественности нейтронов, рожденных во взаимодействии мюонов с материалом детектора и зарегистрированных нейтронными счетчиками. В соответствии с полученными результатами моделирования дана рекомендация по наиболее оптимальному методу реконструкции энергетического спектра мюонов.

Ключевые слова: Тянь-Шаньская высокогорная станция, Монте-Карло моделирование детектора, широкие атмосферные ливни, энергетический спектр космических мюонов, GEANT4.

1. *Введение.* В последние годы в ряде экспериментов [1–4] по изучению широких атмосферных ливней (ШАЛ) были получены указания на наблюдение избытка мюонной компоненты в зарегистрированных ливнях по сравнению с результатами расчетов, которые проводились с использованием различных моделей адронных взаимодействий (QGSJET, SIBYLL, EPOS-LHC и др.). В основе этих моделей лежит экстраполяция нуклон-нуклонных сечений, измеренных при доступных на ускорителях энергиях, в область более высоких энергий. При этом сам процесс ядро-ядерных взаимодействий рассматривается как суперпозиция отдельных актов нуклон-нуклонных взаимодействий.

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: azarkinmy@lebedev.ru.

Независимые результаты различных экспериментов, направленных на изучение мюонной компоненты космических лучей с использованием различных методов ее регистрации, являются отправной точкой в попытках объяснения связанного с избытком мюонов в космических лучах явления, которое получило название “мюонная загадка” [5], и природа которого вплоть до настоящего времени остается неизвестной. Международная рабочая группа, сформированная из представителей большинства лабораторий, в которых проводились исследования мюонной компоненты космических лучей, проанализировала результаты множества экспериментов и сравнила их с результатами расчетов, которые проводились для всех моделей адронных взаимодействий, используемых в программе CORSIKA [6, 7]. По результатам анализа можно сделать вывод о том, что множественность мюонов в ШАЛ увеличивается в диапазоне энергий первичной частицы от 10^{15} эВ до 10^{19} эВ, причем при энергиях выше 10^{17} эВ измеренный избыток мюонов превышает значения, которые могли бы быть получены в случае предельно тяжелого состава (чистые ядра железа) первичных космических лучей.

Наблюдение избытка мюонов может указывать на некорректность нуклон-нуклонных сечений, используемых в модельных расчетах. Другая возможность состоит в проявлении коллективных эффектов, в результате которых ядро-ядерные взаимодействия при сверхвысоких энергиях приводят к образованию кварк-глюонной плазмы, вследствие чего такие взаимодействия нельзя рассматривать как простую совокупность нуклон-нуклонных столкновений. В работе [8] рассмотрены различные подходы к решению мюонной загадки, связанные с изменением энергетических характеристик мюонной компоненты космических лучей. Для объяснения избытка в количестве наблюдаемых групп мюонов предложен поиск новых процессов в ядро-ядерных взаимодействиях как на коллайдере LHC, так и в экспериментах с космическими лучами, связанными с измерением энерговыделения мюонных групп, а также измерением инклюзивного энергетического спектра мюонов.

Наконец, избыток мюонов может отражать изменение в составе первичных космических лучей, например, появление при энергиях $\sim 10^{15}$ эВ экзотической неядерной компоненты, состоящей из частиц странной кварковой материи [9, 10].

Инклюзивный энергетический спектр мюонов ШАЛ зависит как от энергетического спектра первичных космических лучей, так и от их состава. Поэтому, используя модель взаимодействия частиц ШАЛ с атмосферой и измеренный энергетический спектр мюонов, можно получить характеристики первичного излучения. Сопоставление измеренного таким образом спектра космических лучей с результатами измерений другими

способами является хорошим инструментом для проверки модели взаимодействия частиц в областях энергий, недоступных для коллайдерных экспериментов, а также для поиска экзотических компонент космического излучения.

Одной из установок, на которых в настоящее время проводится изучение мюонной компоненты космических лучей, является подземный детектор Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАН [11], входящий в состав экспериментального комплекса для исследования ШАЛ. Исследования мюонов на этом детекторе проводятся косвенным образом, на основе данных о множественности испарительных нейтронов, которые образуются в результате взаимодействия мюонов с материалом детектора (см. раздел 2). В частности, в этом эксперименте возможно измерение инклюзивного энергетического спектра мюонов благодаря существенной зависимости средней множественности образованных нейтронов от энергии взаимодействующего мюона. В настоящей работе с помощью моделирования, проводившегося с применением программного пакета GEANT4, определены калибровочные характеристики подземного детектора, и на их основе рекомендована процедура восстановления энергетического спектра мюонов.

Данная статья имеет следующую структуру. В разделе 2 приводится описание подземного мюонного детектора. В разделе 3 перечислены наиболее существенные физические модели, которые используются в GEANT4 для описания мюон-ядерных взаимодействий, изложены результаты моделирования подземного детектора в разработанной на основе GEANT4 программе, и представлена полученная в ходе моделирования зависимость средних значений и флуктуаций множественности нейтронов от энергии влетающих мюонов. Результаты проведенного расчета и процедура, предложенная для восстановления энергетического спектра мюонов по результатам измерений множественности нейтронов-продуктов мюонных взаимодействий, обсуждаются в разделе 4.

2. Описание подземного детектора. Предназначенный для исследования мюонной компоненты космических лучей детектор Тянь-Шаньской высокогорной станции [11] располагается в подземном помещении под слоем скального грунта толщиной ~ 6 м со средней плотностью 2.7 г/см^3 . Характерный химический состав грунта Тянь-Шаньской станции, определеннный с помощью рентгенактивационного анализа, включает следующие значения относительного содержания элементов: O (49%), Si (19%), Al (12%), Fe (6.6%), K (5.1%), Mg (3.1%), Ca (2.9%), Na (2.1%), Ti (0.64%). Данный скальный слой обеспечивает эффективное поглощение ядерно-активной компоненты космических лучей, снижая в $\sim 3 \cdot 10^4$ раз поток нуклонов и пионов в подземном помещении по сравнению с поверхностью. В то же время этот поглотитель обеспечивает минимальный

энергетический порог ~ 5 ГэВ для движущихся в вертикальном направлении мюонов, которые могут достигать расположенных в этом помещении детекторов. Для частиц, следующих под ненулевым зенитным углом θ , толщина поглотителя и энергетический порог возрастают пропорционально $1/\cos(\theta)$.

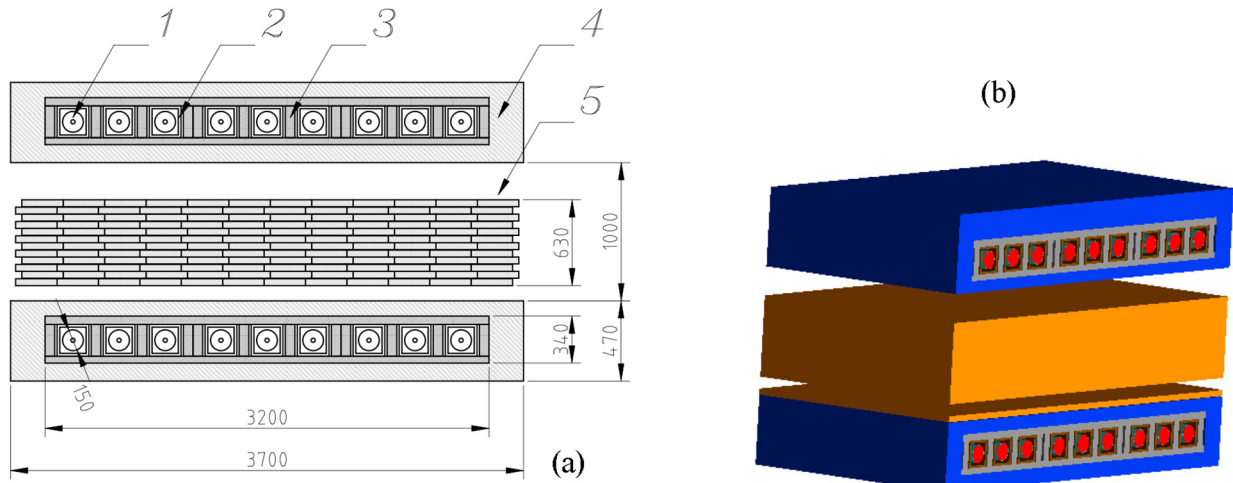


Рис. 1: Схема внутреннего устройства подземного детектора на Тянь-Шаньской станции и его программная модель, использовавшаяся для расчетов по программе GEANT4. (a) Внутреннее устройство подземного детектора Тянь-Шаньской станции: 1 – газоразрядные нейтронные счетчики СНМ15, 2 – внутренний замедлитель нейтронов (дерево и полиэтилен), 3 – свинцовая мишень, 4 – внешний замедлитель и рефлектор нейтронов из резины, 5 – железный поглотитель. Размеры указаны в миллиметрах. (b) Модель подземного детектора в GEANT4. Цветами обозначены следующие элементы: красный – счетчик СНМ15, коричневый – замедлитель из дерева и полиэтилена, оранжевый – железный поглотитель, голубой – резина, серый – свинцовая мишень.

Схема внутреннего устройства подземного детектора, который используется на Тянь-Шаньской станции для регистрации нейтронов, образующихся в результате мюонных взаимодействий, показана на рис. 1(a). Основная часть детектора аналогична по своему внутреннему устройству стандартному нейтронному монитору НМ64, который широко применяется в исследованиях адронной компоненты космических лучей [12, 13]. Так, в состав подземного детектора входит массивная мишень из свинца, при взаимодействиях с ядрами которого энергичные частицы ШАЛ, подавляющую часть которых на глубине подземного помещения составляют мюоны, образуют испарительные нейтроны,

и чередующиеся слои водородсодержащего вещества, служащие замедлителем этих нейтронов до тепловой энергии. Во внутренних полостях свинцовой мишени размещаются газоразрядные счетчики типа СНМ15, газовое наполнение которых содержит газ BF_3 , обогащенный изотопом ^{10}B , что обеспечивает протекание ядерной реакции $n(^{10}\text{B}, ^7\text{Li})\alpha$ при попадании теплового нейтрона во внутренний объем счетчика. Факт протекания такой реакции обнаруживается по появлению электрического импульса определенной амплитуды на анодном выводе счетчика. Суммарное число импульсов, поступивших от всех счетчиков подземного детектора на протяжении некоторого фиксированного времени (временных ворот) после регистрации фронта ШАЛ, пропорционально общему количеству испарительных нейтронов, образованных во взаимодействиях частиц мюонной компоненты, а это количество, в свою очередь, зависит как от суммарного числа N_μ , так и от вида энергетического распределения $\Delta N/\Delta E_\mu$ мюонов в ливне.

Система сбора данных от подземного детектора обеспечивает непрерывное измерение интенсивности поступающих от нейтронных счетчиков импульсных сигналов на протяжении 70-ти последовательных временных интервалов с фиксированной длительностью 85 мкс, так что суммарная продолжительность временных ворот в каждом зарегистрированном событии ШАЛ составляет ~ 4 мс, что в $\sim (7-8)$ раз превышает характерное время жизни тепловых нейтронов в объеме детектора. Началом отсчета времени служит поступление триггерного импульса, который вырабатывается в момент прохождения ШАЛ через детекторы располагающейся на поверхности Тянь-Шаньской станции ливневой установки. Поскольку основная масса частиц ШАЛ движется с релятивистскими скоростями и пересекает установку за время, существенно меньшее одной микросекунды, указанный алгоритм сбора данных обеспечивает эффективную сепарацию сигнала, непосредственно вызванного прохождением заряженных частиц ШАЛ, от сигналов, связанных с испарительными нейтронами, образовавшимися в ходе ядерных реакций, и на протяжении последующих нескольких сотен микросекунд диффундирующими во внутреннем объеме детектора. Интегральной мерой интенсивности нейтронного сигнала, зарегистрированного в каждом событии ШАЛ, служит суммарное число импульсов, поступивших от всех счетчиков подземного детектора на протяжении упомянутых временных ворот 4 мс. В дальнейшем эта величина будет обозначаться как множественность зарегистрированных нейтронных сигналов M .

Подземный детектор Тянь-Шаньской высокогорной станции состоит из двух секций с размерами $(3.7 \times 2.0 \times 1.2) \text{ м}^3$, в каждой из которых находится по 9 нейтронных счетчиков типа СНМ15, окруженных последовательно чередующимися слоями свин-

ца (мишень) и водородсодержащих материалов (замедлитель): полиэтилена, дерева и резины $(\text{CH})_n$. Секции располагаются вертикально друг над другом и разделены дополнительным поглотителем, состоящим из сплошной массы железа толщиной ~ 0.6 м. В каждом событии ШАЛ сигналы, поступающие от нейтронных счетчиков обеих секций, регистрируются и анализируются независимо друг от друга.

3. Моделирование нейтронного сигнала от подземного мюонного детектора. Как уже было сказано, в настоящем эксперименте спектр космических мюонов измеряется косвенным путем на основе данных о множественности нейтронов, которые образуются в результате взаимодействия мюонов с материалом подземного детектора и скального слоя над ним и затем регистрируются с помощью входящих в состав этого детектора нейтронных счетчиков. Поскольку непосредственная калибровка подземного детектора на ускорительном комплексе практически невозможна, для получения соотношения между энергией мюонов и количеством поступивших от нейтронных счетчиков сигналов мы используем моделирование по методу Монте-Карло, опираясь на физические модели взаимодействия мюонов с веществом. В данной работе эта задача решалась с помощью программного пакета для симуляции взаимодействий ионизирующего излучения с веществом GEANT4 11.1.1. В работе был использован один из стандартных наборов физических моделей QGSP_BERT_HP, широко применяемый для моделирования экспериментов в физике высоких энергий. В нем используется прецизионная модель взаимодействия нейтронов с веществом, опирающаяся на значительное количество экспериментальных данных. Мюон-ядерные взаимодействия, как и прочие реакции между лептонами и ядрами, рассматриваются в GEANT4 в виде гибридных процессов; именно, взаимодействие факторизуется на две составляющие: электрослабую вершину рождения виртуального бозона и вершину взаимодействия этого бозона с адронами ядра [14]. За взаимодействие мюонов с ядрами в GEANT4 отвечает класс G4MuonNuclearProcess. Сечение реакции определяется моделью G4KokoulinMuonNuclearXS [14], тогда как само взаимодействие описывается посредством рождения и взаимодействия виртуального гамма-кванта с ядрами. Для виртуальных гамма-квантов с энергий меньше 10 ГэВ взаимодействие с ядрами описывается каскадной моделью Бертини, тогда как для энергий выше 10 ГэВ используется струнная модель. Снятие возбуждения у остатков ядер учитывается в GEANT4 так называемыми моделями “precompound” и “de-excitation” [14].

В данной статье оценивается возможность восстановления энергетического спектра мюонов ШАЛ по данным, поступающим от описанного выше подземного детектора. С этой целью посредством моделирования по методу Монте-Карло в первую очередь была

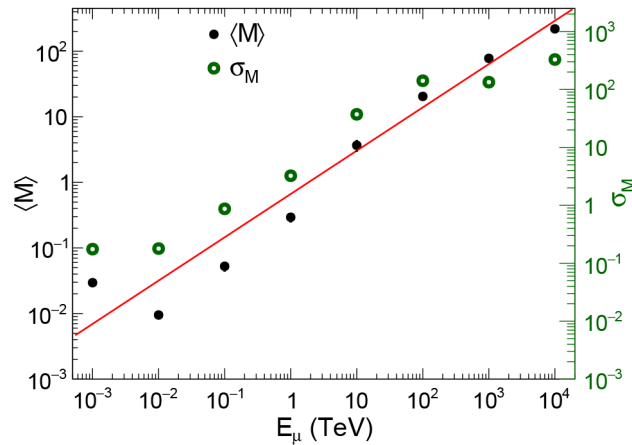


Рис. 2: Зависимость средней множественности зарегистрированных нейтронных сигналов $\langle M \rangle$, приходящихся на один попавший в объем подземного детектора мюон, и ее среднеквадратичного отклонения σ_M от энергии мюона E_μ .

определена функция отклика детектора на мюоны ШАЛ. Так, на рис. 2 показана зависимость средней множественности зарегистрированных нейтронных сигналов M и соответствующего среднеквадратичного отклонения σ_M , приходящихся на один попавший в объем детектора мюон, от энергии мюона E_μ . Из приведенной зависимости видно, что средняя множественность нейтронов растет достаточно быстро с энергией налетающего мюона, что в принципе способствует хорошей реконструкции энергетического спектра мюонов, однако при фиксированной энергии мюона наблюдается сильный разброс числа срабатываний, то есть его среднеквадратичное отклонение значительно превосходит среднее. В силу последнего обстоятельства, прямое применение калибровочной характеристики для перевода множественности зарегистрированных нейтронных сигналов в энергию мюонов ШАЛ не представляется корректным.

Такая проблема является широко распространенной при реконструкции энергетических спектров частиц в экспериментах ядерной физики и физики высоких энергий, и при этом существует несколько подходов к ее решению [15–17]. В данном случае, учитывая весьма значительные флуктуации отклика и круто падающий энергетический спектр мюонов, наиболее перспективной, с точки зрения достоверности результатов, представляется итеративная процедура, заключающаяся в последовательном приближении расчетного распределения множественности нейтронных сигналов $(\Delta N/\Delta M)_m$, полученного в результате моделирования работы детектора на основе

некоторого аргументу заданного энергетического спектра мюонов $\frac{dI_\mu}{dE_\mu}$, к аналогичному распределению $(\Delta N/\Delta M)_{\text{exp}}$, которое было непосредственно измерено в ходе эксперимента. При этом аргументом, подлежащим последовательным модификациям в ходе итераций, является совокупность параметров, описывающих конкретный вид спектра $\frac{dI_\mu}{dE_\mu}$.

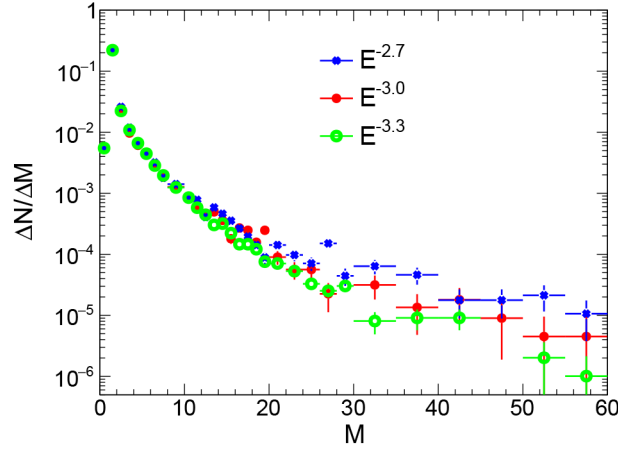


Рис. 3: Распределения множественности зарегистрированных в подземном детекторе нейтронных сигналов, полученные в результате моделирования с различными значениями показателя степенного спектра мюонов.

Чтобы убедиться в чувствительности такого метода реконструкции к характеристикам энергетического спектра мюонов ШАЛ, мы провели моделирование отклика детектора, рассчитав распределения значений множественности M нейтронных сигналов для трех относительно близких спектров $\frac{dI_\mu}{dE_\mu}$ степенного вида. Как известно, достаточно точное описание энергетической зависимости интенсивности потока мюонов дается приведенной ниже формулой Гайсера (1) [18, 19], которая действительна в широком диапазоне энергий. Однако для предварительной оценки чувствительности рассматриваемого детектора к форме энергетического спектра попадающих в него мюонов были взяты степенные аппроксимации спектра $\frac{dI_\mu}{dE_\mu} \sim E_\mu^{-\alpha}$ с показателем α , принимающим ряд значений: 2.7, 3.0, 3.3, которые рассматривались в диапазоне энергий E_μ от 5 ГэВ до 10 ТэВ. Такое упрощение является вполне обоснованным для данной цели, так как распределение (1) неплохо аппроксимируется степенной зависимостью с показателем, близким к -3 , в довольно широкой области энергий [20] (см. также ниже в тексте). В результате моделирования были получены распределения множественности нейтронных

сигналов $\Delta N/\Delta M$, показанные на рис. 3. Из этого графика следует, что распределения множественности, соответствующие энергетическим спектрам различной жесткости, заметно отличаются друг от друга, особенно в области больших значений M , где соотношение между интенсивностью представленных кривых достигает 0.5 – 1 порядка величины. Этот результат доказывает достаточную чувствительность эксперимента и предложенного метода реконструкции энергетического распределения попадающих в детектор частиц для оценки энергетического спектра мюонов ШАЛ.

В общем случае энергетический спектр мюонов ШАЛ описывается формулой Гайсера:

$$\frac{dI_\mu}{dE_\mu} = 0.14 \left(\frac{E_\mu}{\text{GeV}} \right)^{-\gamma_\mu} \left[\frac{1}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos(\theta)}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos(\theta)}{850 \text{ GeV}}} \right], \quad (1)$$

где E_μ и θ – выраженная в ГэВ энергия и зенитный угол мюона, γ_μ – степенной показатель дифференциального энергетического спектра мюонной компоненты ШАЛ. Как видим, при достаточно больших энергиях E_μ энергетический спектр мюонов хорошо описывается степенной зависимостью. Показатель степени в области энергий от ~ 1 ГэВ до ~ 50 ТэВ, измеренный во многих экспериментах, составляет примерно $\gamma_\mu = 3.7 \pm 0.1$. Существуют указания, что при энергиях ~ 30 – 100 ТэВ спектр мюонов становится существенно жестче (γ_μ может уменьшаться до 1.7), однако количество экспериментальных данных в этом диапазоне энергий мало, и в них присутствует значительная систематическая неопределенность [20, 21].

Описанные выше энергетические распределения, степенное и формула Гайсера легли в основу программы-генератора мюонов, которая осуществляет выборку из одного из них (выбранного пользователем) с заданной статистикой в определенном интервале энергий, и сохраняет её в файл, используемый как входной для программы моделирования детектора. В программе предусмотрена возможность менять параметры обоих распределений.

Для иллюстрации возможностей предложенной методики реконструкции энергетического спектра на основе данных о множественности нейтронных сигналов, в настоящей работе спектр мюонов рассматривается в максимально широкой области, практически полностью перекрывающей диапазон экспериментально исследованных значений E_μ , от 5 ГэВ до 300 ТэВ. Исходная форма спектра $\frac{dI_\mu}{dE_\mu}$ была выбрана примерно в соответствии с экспериментальными данными [20]. Этот спектр круто падает с ростом энергии, поэтому при широком диапазоне изменения E_μ разница между значениями

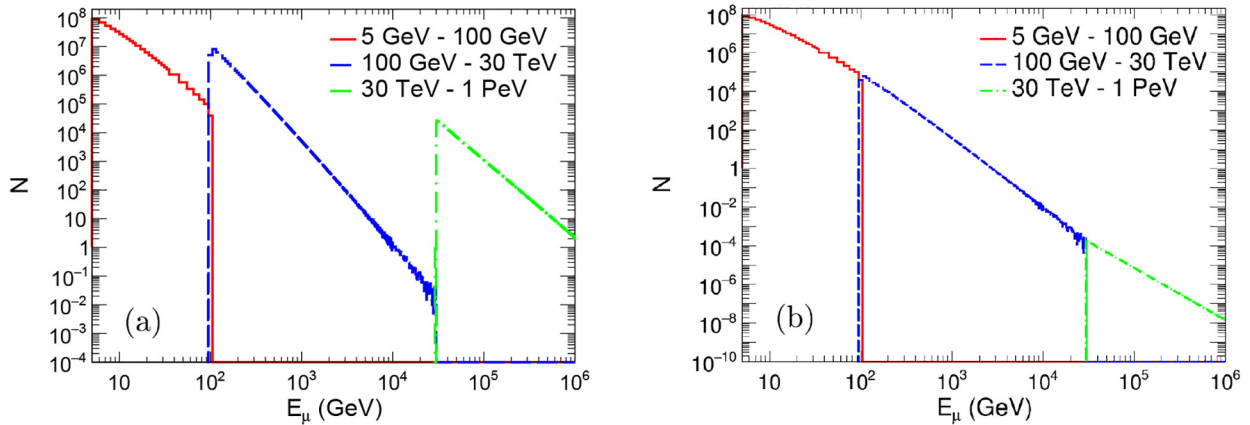


Рис. 4: Исходный энергетический спектр мюонов для процедуры моделирования: совокупность кусочно-непрерывных спектров для трех интервалов из табл. 1 (а) и результат их “сшивки” в единый спектр с учетом весовых коэффициентов (б).

интенсивности мюонного потока в начале и конце исследуемого диапазона может достигать многих порядков. По этой причине, для радикального уменьшения вычислительного времени, расчеты по методу Монте-Карло проводились для трех последовательных интервалов изменения энергии E_μ , в каждом из которых взаимодействия первичных частиц-мюонов разыгрывались в количестве, дающем сравнимое число зарегистрированных нейтронных сигналов на выходе процедуры моделирования.

Т а б л и ц а 1

Интервалы изменения энергии мюонов E_μ в модельных расчетах

Номер интервала	Диапазон энергий, E_μ	Показатель спектра, γ_μ	Весовой коэффициент	Количество событий
1	5 ГэВ – 500 ГэВ	3.7	1	$2 \cdot 10^7$
2	500 ГэВ – 30 ТэВ	3.7	$1.77 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^5$
3	30 ТэВ – 1 ПэВ	1.7	$5.8 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^3$

Характеристики интервалов, в которых изменялась энергия мюонов в данном расчете, перечислены в табл. 1. В качестве отправной точки для процедуры реконструкции энергетического спектра мюонов в каждом интервале была принята степенная функция, соответствующая формуле Гайсера (1); для обеспечения же плавности “сшивки” в единый спектр множественности нейтронов $\Delta N/\Delta M$ спектров, полученных в результате расчета по модельным событиям из отдельных интервалов, каждому интервалу

присваивались весовые коэффициенты, которые определялись следующим образом:

- каждый энергетический интервал был поделен на более узкие поддиапазоны;
- границы интервалов по энергии E_μ , указанные в табл. 1, были несколько расширены таким образом, чтобы они смогли перекрыться в нескольких узких диапазонах значений;
- веса энергетических интервалов 1–3 из табл. 1 были выбраны таким образом, чтобы интегральные значения спектра, посчитанные в области перекрытия соседних диапазонов, оказались одинаковыми.

Полученные в результате описанной процедуры значения весовых коэффициентов приводятся в отдельном столбце табл. 1.

На рис. 4 показаны исходные распределения мюонов по энергии, принятые для трех интервалов из табл. 1 и нормированные на количество событий в каждом интервале (4(a)), а также результирующий энергетический спектр мюонов, “спитый” с учетом весовых коэффициентов (4(b)).

После определения весовых коэффициентов в каждом из трех энергетических диапазонов проводилось моделирование прохождения мюонов через подземный детектор Тянь-Шаньской высокогорной станции, использующее реалистичную модель этого детектора в программе GEANT4. При этом, чтобы избежать нежелательных корреляций между результатами, для каждого интервала генерировалась своя индивидуальная выборка модельных событий.

Полученные в результате этих расчетов распределения множественности зарегистрированных нейтронных сигналов для каждого из энергетических интервалов представлены на рис. 5(a), а на рис. 5(b) эти распределения просуммированы между собой и объединены в общий спектр $\Delta N/\Delta M$ с учетом полученных ранее весовых коэффициентов.

На следующем этапе анализа данных модельное распределение множественности нейтронных сигналов $\Delta N/\Delta M$ должно быть сопоставлено с аналогичным распределением, измеренным в эксперименте, таким образом, чтобы на основании этого сравнения можно было сделать заключение о том, насколько хорошо исходный энергетический спектр, “пропущенный” через процедуру моделирования детектора, согласуется с экспериментальными данными. В случае неудовлетворительного результата форма исходного энергетического спектра мюонов должна корректироваться вплоть до получения

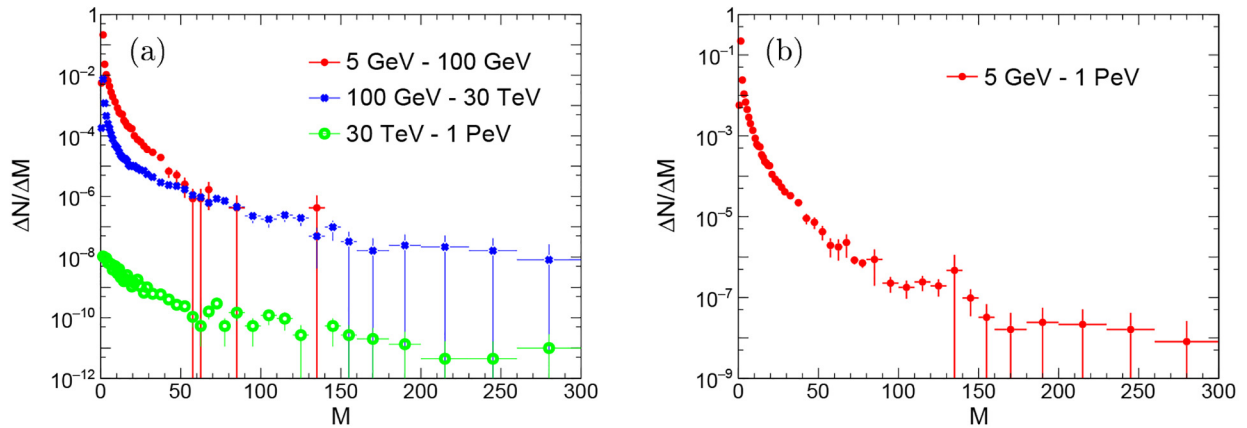


Рис. 5: Распределения числа зарегистрированных нейтронных сигналов $\Delta N/\Delta M$, полученные в результате моделирования в трех энергетических диапазонах (а) и суммарное распределение для интервала 5 ГэВ – 1 ПэВ, рассчитанное с учетом значения весовых коэффициентов в каждом диапазоне (б).

приемлемого согласия между моделью и экспериментом. С этой целью в разрабатываемой для данного эксперимента программе реконструкции спектра мюонной компоненты ШАЛ предусмотрена возможность изменения как общего числа энергетических диапазонов, так и конкретных параметров формулы Гайсера (1) в каждом диапазоне.

4. *Обсуждение.* Как следует из рис. 5, модельные распределения $\Delta N/\Delta M$ обладают довольно специфической формой. С одной стороны, их пик лежит в области наименьших значений $M \simeq (0 - 5)$ для всех трех диапазонов энергии мюона E_μ . Это связано с тем, что в большинстве случаев мюон, пролетая через детектор, передает ядрам свинцовой мишени довольно малую энергию, которой хватает для испарения лишь незначительного числа нейтронов, причем зачастую прохождение мюона через вещество и вовсе не сопровождается испусканием нейтронов. С другой стороны, полученные распределения имеют длинные “хвосты” в сторону весьма больших значений множественности $M > 10$, что вызвано редкими процессами с большими переданными импульсами, которые приводят к развитию адронных каскадов. Вероятность таких процессов довольно быстро увеличивается с энергией попавшего в детектор мюона, что отражается в росте среднего числа зарегистрированных нейтронных сигналов и его среднеквадратичного отклонения, отмеченных на рис. 2. Последнее обстоятельство может служить источником систематической ошибки при реконструкции энергетического спектра мюонов, так как развитие адронных ливней имеет довольно большие флуктуации, которые до

сих мор могут не вполне хорошо описываться физическими моделями, заложенными в Монте-Карло генераторы, включая GEANT4. Для оценки этой систематической ошибки рекомендуется при реконструкции энергетического спектра мюонов по реальным экспериментальным данным пробовать несколько разных списков физических моделей GEANT4.

Таким образом, в результате проделанной работы был создан программный комплекс для моделирования по методу Монте-Карло взаимодействия мюонов ШАЛ в подземном детекторе Тянь-Шаньской высокогорной станции. Данный программный комплекс включает в себя программу моделирования детектора с использованием библиотек GEANT4 11.1.1 и программу-генератор первичных частиц, построенную на основе доступных данных о спектре мюонной компоненты космических лучей. Исходя из исследованных характеристик детектора, предложена наиболее оптимальная методика для реконструкции энергетического спектра мюонов, и даны рекомендации по оценке соответствующих систематических ошибок.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] E. A. Yurina, N. S. Barbashina, A. G. Bogdanov, et al., *Physics of Atomic Nuclei* **82**, 680 (2019). DOI: 10.1134/S1063778819660505.
- [2] Pierre Auger Collaboration Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 192001 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.192001.
- [3] Telescope Array Collaboration Collaboration, *Phys. Rev. D* **98**, 022002 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevD.98.022002.
- [4] A. L. Shepetov, S. B. Shaulov, O. I. Likiy, et al., *Astroparticle Physics* **133**, 102642 (2021). DOI: 10.1016/j.astropartphys.2021.102642.
- [5] A. Petrukhin, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – Section A* **742**, 228 (2014). DOI: 10.1016/j.nima.2013.12.011.
- [6] H. P. Dembinski, J. C. Arteaga-Velázquez, L. Cazon, et al., *EPJ Web Conf.* **210**, 02004 (2019). DOI: 10.1051/epjconf/201921002004.
- [7] H. P. Dembinski, *Physics of Atomic Nuclei* **82**, 644 (2019). DOI: 10.1134/S1063778819660165.
- [8] A. A. Petrukhin, *Physics of Atomic Nuclei* **84**, 92 (2021). DOI: 10.1134/S1063778821010142.

- [9] С. Б. Шаулов, В. А. Рябов, А. Л. Щепетов и др., Письма в ЖЭТФ **116**, 3 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822130018.
- [10] С. Б. Шаулов, Е. А. Куприянова, В. А. Рябов, А. Л. Щепетов, Краткие сообщения по физике ФИАН **50**(8), 41 (2023). DOI: 10.3103/S1068335623080079.
- [11] A. P. Chubenko, A. L. Shepetov, V. P. Antonova, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – Section A **832**, 158 (2016). DOI: 10.1016/j.nima.2016.06.068.
- [12] C. J. Hatton, H. Carmichael, Canadian Journal of Physics **42**(12), 2443 (1964). DOI: 10.1139/p64-222.
- [13] А. А. Абунин, Е. В. Плетников, А. Л. Щепетов, В. Г. Янке, Известия Российской Академии Наук. Серия физическая **75**, 917 (2011). DOI: 10.3103/S1062873811060037.
- [14] Geant4, Physics Reference Manual for Geant4. Release 11.1. <https://geant4.web.cern.ch/docs/> (Дата обращения: 01.02.2024).
- [15] V. Blobel, *PHYSTAT 2011*, pp. 240-251 (CERN, Geneva, 2011). DOI: 10.5170/CERN-2011-006.240.
- [16] G. D’Agostini, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – Section A **362**(2), 487 (1995). DOI: 10.1016/0168-9002(95)00274-X.
- [17] A. Kondor, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **216**(1), 177 (1983). DOI: 10.1016/0167-5087(83)90348-4.
- [18] M. Schmelling, N. O. Hashim, C. Grupen, et al., Astroparticle Physics **49**, 1 (2013). DOI: 10.1016/j.astropartphys.2013.07.008.
- [19] T. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge University Press, 1990).
- [20] A. Bogdanov, R. P. Kokoulin, Yu. F. Novoseltsev, et al., Astroparticle Physics **36**(1), 224 (2012). DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.06.004.
- [21] E. V. Bugaev, A. Misaki, V. A. Naumov, et al., Phys. Rev. D **58**, 054001 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevD.58.054001.

Поступила в редакцию 29 февраля 2024 г.

После доработки 8 апреля 2024 г.

Принята к публикации 9 апреля 2024 г.