

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук

На правах рукописи

Жежер Яна Валерьевна

**Исследование массового состава космических
лучей и поиск нейтрино ультравысоких энергий
по данным эксперимента Telescope Array**

Специальность 01.04.02 – Теоретическая физика

*Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор РАН
Г.И. Рубцов

Москва 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Page
Введение	5
1. Космические лучи: современные экспериментальные результаты	8
2. Обсерватория им. Пьера Оже и эксперимент Telescope Array	17
ГЛАВА 1. Исследование массового состава космических лучей ультравысоких энергий по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array	
Array	36
1.1 Методы измерения массового состава КЛУВЭ	36
1.2 Набор экспериментальных данных	38
1.3 Набор модельных событий Монте-Карло	39
1.3.1 Процедура статистического прореживания	40
1.3.2 Восстановление мелкомасштабной структуры ШАЛ	41
1.3.3 Моделирование отклика детектора	43
1.4 Метод определения массы первичных частиц	44
1.4.1 Классификатор на основе усиленных деревьев решений	44
1.4.2 Наблюдаемые, чувствительные к составу первичных частиц	45
1.4.3 Оценка средней атомной массы первичной частицы $\langle \ln A \rangle$ на основе выходного параметра деревьев решений ξ	48
1.4.4 Корректировка смещения оценки $\langle \ln A \rangle$	50
1.4.5 Определение систематической ошибки метода	53
1.4.6 Определение ошибки, вносимой моделями адронных взаимодействий	53
1.5 Результаты	55
1.6 Выводы и обсуждение результатов главы 1	57
ГЛАВА 2. Определение доли протонов по отношению к гелию в космических лучах ультравысоких энергий с использованием распределения	

максимальной глубины развития ливня	61
2.1 Способы определения доли протонов по отношению к гелию в КЛУВЭ	63
2.2 Определение доли протонов по отношению к гелию из “хвоста” распределения X_{\max} по данным обсерватории им. Пьера Оже и эксперимента Telescope Array	64
2.3 Результаты	67
2.3.1 Влияние примеси более тяжелых элементов на определение доли отношения протонов к гелию	69
2.4 Выводы и обсуждение результатов главы 2	70
 ГЛАВА 3. Получение верхнего предела на поток нейтрино ультравысоких энергий по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array	73
3.1 Механизмы рождения нейтрино ультравысоких энергий	73
3.2 Способы экспериментального наблюдения нейтрино ультравысоких энергий	75
3.3 Обзор результатов исследований потока нейтрино в космических лучах	76
3.4 Набор экспериментальных данных	77
3.5 Монте-Карло моделирование событий, вызванных нейтрино ультравысоких энергий	78
3.6 Метод поиска нейтрино ультравысоких энергий	81
3.6.1 Оптимизация критерия отбора нейтринных кандидатов	84
3.6.2 Вычисление экспозиции	86
3.7 Результаты	87
3.8 Выводы и обсуждение результатов главы 3	89
Заключение	91
 Приложение А. Реконструкция событий наземной решетки эксперимента Telescope Array	96

Приложение Б. Усиленные деревья решений	98
Список сокращений	101
Список литературы	103

ВВЕДЕНИЕ

Космическими лучами называются частицы и стабильные ядра, рождающиеся вне Земли и попадающие в ее атмосферу. Еще в начале XX века некоторые из ученых при исследовании электропроводности воздуха выдвигали предположения о наличии сильно проникающего излучения, приходящего из-за пределов земной атмосферы [1]. Первооткрывателем космических лучей считается Виктор Гесс, который в 1911-1913 годах совершил десять полетов на воздушном шаре, измеряя при этом степень ионизации воздуха в электро-скопе. Полученные результаты явно свидетельствовали о довольно сильном возрастании скорости ионизации с высотой, вследствие чего Гесс сделал вывод о том, что ионизирующее излучение приходит в атмосферу сверху. Более того, интенсивность излучения не изменялась значительно в зависимости от времени суток, а также при солнечных затмениях, что свидетельствовало о том, что Солнце источником данного излучения не является [2].

Со временем, развитие экспериментальной техники позволило ученым изучать космические лучи все более и более высоких энергий. В 1938 году Пьер Оже при проведении эксперимента в Альпах использовал одновременно несколько детекторов и отметил высокую степень совпадения сигналов от станций, расположенных на расстоянии нескольких метров друг от друга [3, 4]. Таким образом были открыты широкие атмосферные ливни (ШАЛ) – каскады вторичных частиц, рождаемые при взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли. Исходя из конфигурации своего эксперимента, Оже пришел к выводу, что ему удалось зарегистрировать частицы с энергией порядка 10^{15} эВ.

Открытие широких атмосферных ливней привело к появлению нового типа установок для изучения космических лучей, состоящих из большого числа детекторов, расположенных на некотором расстоянии друг от друга. Они позволили изучать пространственное распределение частиц на уровне земли,

таким образом восстанавливая информацию о первичных частицах, инициировавших широкий атмосферный ливень. Одним из первых экспериментов описанного выше вида стала установка Volcano Ranch в штате Нью Мексико, США [5]. Полученные данные позволили измерить спектр космических лучей с энергиями выше 10^{18} эВ и получить первые указания на сглаживание спектра в данной энергетической области. И уже в 1963 году было зарегистрировано событие с энергией выше 10^{20} эВ [6].

В 1965 году Арно Пензиас и Роберт Вильсон открыли реликтовое излучение [8]. Всего лишь несколько месяцев спустя Кеннет Грейзен, и независимо от него, Георгий Тимофеевич Зацепин и Вадим Алексеевич Кузьмин предположили, что протоны с энергиями выше 10^{19} эВ могут взаимодействовать с фотонами реликтового излучения и терять энергию через рождение пионов. Данный эффект должен приводить к резкому падению спектра для энергий выше пороговой [9, 10].

На рисунке 1 представлен основной результат работы Г.Т. Зацепина и В.А. Кузьмина, на который также нанесено событие, зарегистрированное Линсли [6], которое плохо объяснялось в свете полученного открытия. Данный эффект получил название “эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина”. Кроме того, авторы эффекта подчеркивали, что подавление спектра будет происходить и в случае легких и тяжелых ядер: при взаимодействии с реликтовым излучением ядра будут подвержены фотодезинтеграции при энергиях выше указанного предела. Подробный учет влияния фотодезинтеграции на спектр КЛУВЭ выполнен в работе [7].

В 1960-е годы получила развитие новая технология регистрации широких атмосферных ливней самых высоких энергий, основанная на наблюдении флуоресцентного излучения при возбуждении молекул азота ионизирующими частицами. Атмосфера, таким образом, играет роль калориметра, позволяя определять энергию первичных частиц. Важную роль играет тот факт, что флуоресцентное излучение от взаимодействия широких атмосфер-

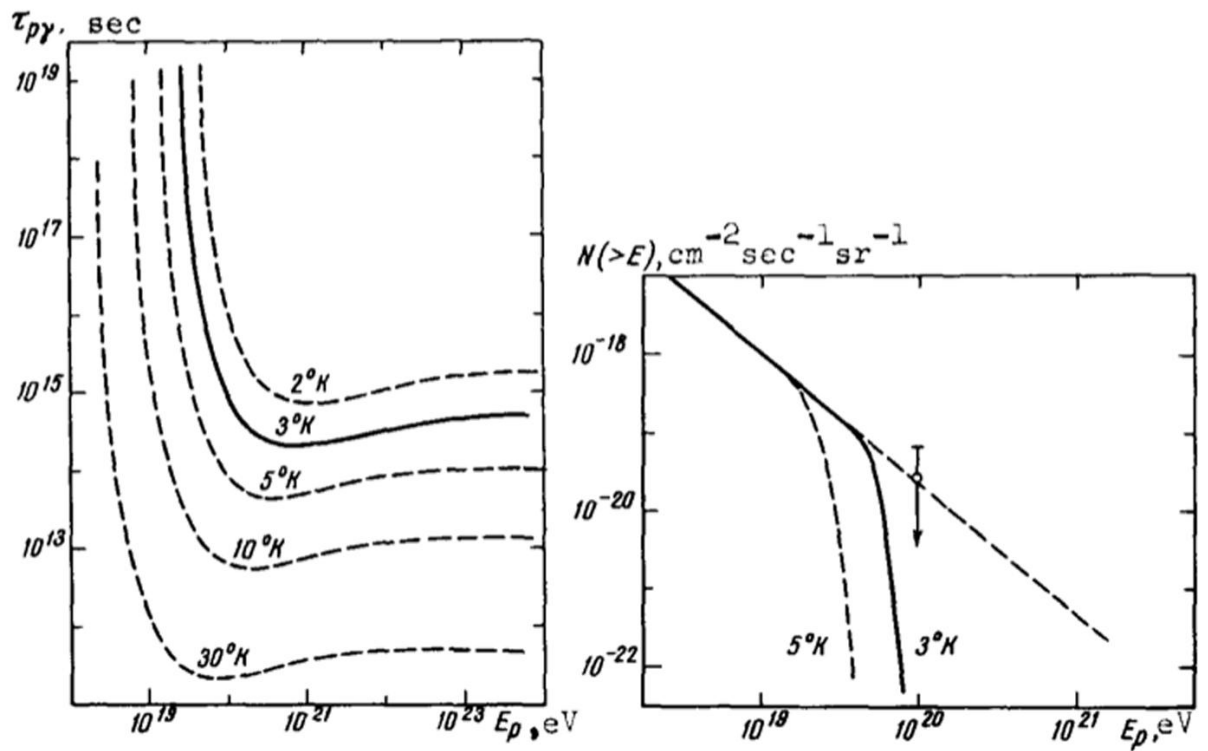


Рис. 1. Слева: характерное время ГЗК-столкновений как функция от энергии протонов для различной температуры фотонного газа. Справа: ожидаемое подавление спектра для упрощенной модели источников космических лучей [10]

ных ливней с атмосферой изотропно. Таким образом возможен одновременный мониторинг больших объемов воздуха.

В начале 1970-х годов данная идея легла в основу нового эксперимента Fly's Eye. Установка, созданная в штате Юта, США, состояла из 67 модулей, каждый из которых был снабжен сферическим зеркалом и набором из 12 или 14 трубок фотоумножителя. За 12 ночей наблюдения было зарегистрировано 44 ШАЛ с энергиями до 2.5×10^{18} эВ [11]. Несмотря на то, что экспозиция эксперимента была мала для наблюдения ГЗК-эффекта, эффективность флуоресцентного способа наблюдения широких атмосферных ливней была подтверждена и этот метод стал использоваться наравне с регистрацией распределения частиц на уровне земли при помощи наземных решеток детекторов.

На смену эксперименту Fly's Eye пришла установка нового поколения, получившая название High-Resolution Fly's Eye (HiRes). Она состояла уже из двух флуоресцентных станций, HiRes I и HiRes II, расстояние между которыми составляло 12.6 км. Значительный прогресс в технологиях регистрации ШАЛ позволил зарегистрировать и изучить множество характеристик и явлений, связанных с космическими лучами, в том числе и измерить энергетический спектр вплоть до энергий $10^{20.5}$ эВ. Было получено подавление спектра при энергиях выше $10^{19.75}$ эВ, хорошо согласующееся с предсказаниями ГЗК-эффекта [12].

1. Космические лучи: современные экспериментальные результаты

В настоящее время наблюдаемый *спектр* космических лучей занимает диапазон энергий от сотен мегаэлектронвольт до сотен эксаэлектронвольт. Поток космических лучей довольно резко падает при увеличении энергии. Так, при энергиях порядка 10^{14} эВ он достаточно велик, что позволяет проводить прямые наблюдения при помощи детекторов, расположенных на воз-

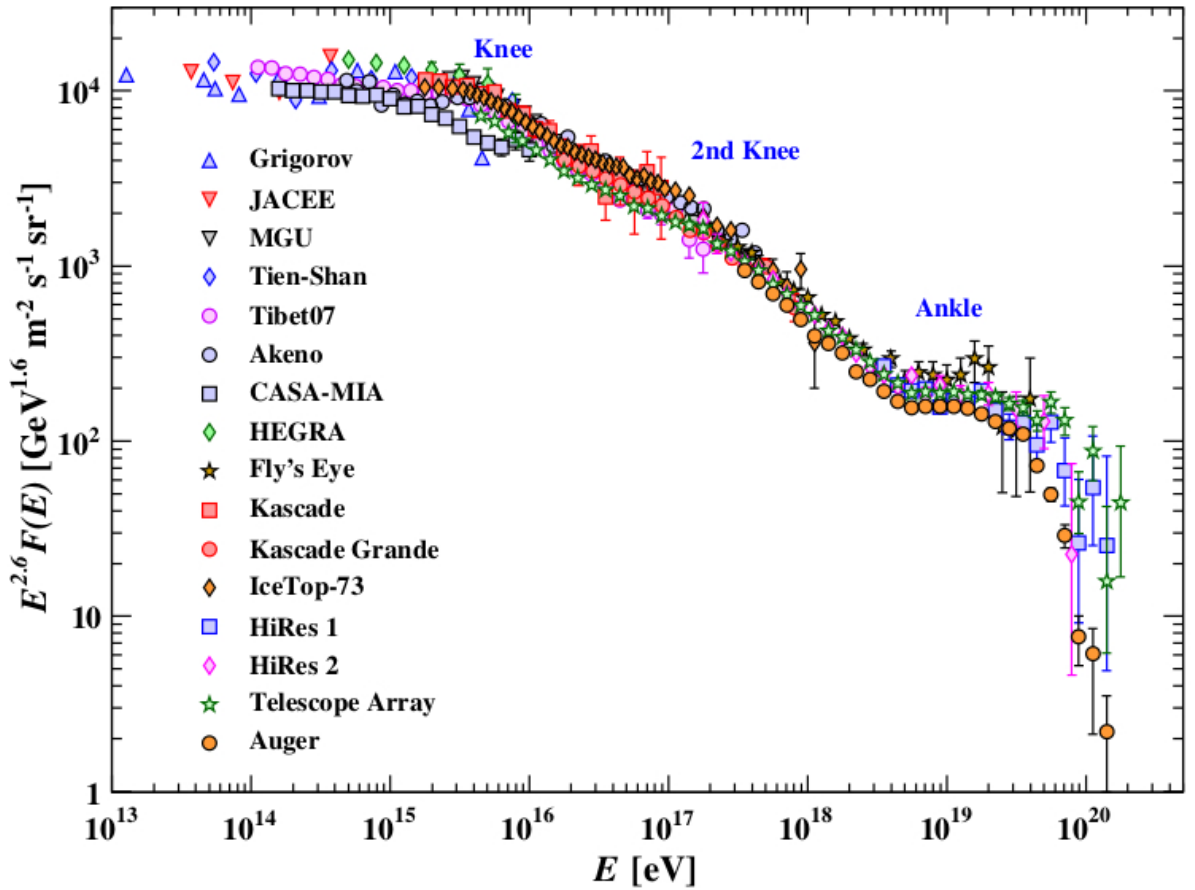


Рис. 2. Наблюдаемый спектр космических лучей с энергиями $10^{13} \text{ эВ} < E < 10^{20.5} \text{ эВ}$. В спектре наблюдаются несколько изломов: “колено”, “второе колено”, “лодыжка”, а также подавление спектра вследствие ГЗК-эффекта. Источник: [13], по данным [12, 14–29].

душных шарах и на спутниках. Однако, уже на энергии 10^{15} эВ на Землю приходит лишь одна частица на квадратный метр в год, а при начальной энергии частиц 10^{20} эВ – одна частица на квадратный километр в столетие, и ученым становятся доступными лишь косвенные методы наблюдения посредством регистрации широких атмосферных ливней.

На рисунке 2 показан спектр космических лучей с энергиями $10^{13} \text{ эВ} < E < 10^{20.5} \text{ эВ}$. Несмотря на огромный диапазон энергий, спектр космических лучей хорошо аппроксимируется ломаным степенным законом $dN/dE \propto E^{-\gamma}$.

Характерные черты спектра космических лучей наблюдаются при энергиях доступных лишь непрямому наблюдению при помощи широких атмосферных ливней. Вплоть до $E \approx 3 \times 10^{15} \text{ эВ}$ показатель степени $\gamma = 2.7$. На

энергии $E \approx 3 \times 10^{15}$ эВ спектр начинает падать резко, и показатель степени возрастает до величины $\gamma = 3.1$. Данный излом называется “коленом” (англ. “knee”): впервые он был обнаружен в эксперименте ШАЛ-МГУ [30]. Существуют различные теории объясняющие его наличие, однако чаще всего падение спектра в “колоне” связывают с тем, что основные претенденты на роль ускорителей космических лучей в Галактике, остатки сверхновых, достигают предельно доступных энергий ускорения частиц. По оценкам, ускорение в ударных волнах “типичных” остатков сверхновых придает космическим лучам максимальную энергию $E/Z \sim 10^{14}$ эВ [31, 32]. За счет введения более сильных магнитных полей, источников большего размера и переускорения во множественных источниках предел по энергии можно несколько увеличить – однако в любом случае существует характерная максимальная энергия космических лучей, линейно зависящая от Z . “Колено”, в рамках данного описания, появляется вследствие достижения протонами галактических источников максимально возможной энергии.

Следующий излом спектра, не столько выраженный по сравнению с “коленом”, наблюдается при энергии $E \approx 6 \times 10^{17}$ эВ со сменой показателя степени на $\gamma \approx 3.3$. Он получил название “второго колена” (англ. “second knee”) или “железного колена”, и наблюдался в экспериментах Akeno [33], Fly’s Eye [34], Naverah Park [35] и HiRes [12], однако в силу уменьшения потока частиц и возрастания экспериментальных ошибок положение “второго колена” определяется менее точно по сравнению с “коленом”. Появление “второго колена” принято связывать с изменением состава космических лучей от легкого, преимущественно протонного, к более тяжелому; поскольку, как было отмечено выше, максимальная энергия ускорения ядер железа в остатках сверхновых выше чем для протонов и составляет $E \sim 10^{17}$ эВ.

На энергиях порядка $\sim 3 \times 10^{18}$ эВ наблюдается следующий излом спектра, так называемая “лодыжка” (англ. “ankle”): начиная с данной энергии показатель спектра становится равным $\gamma \approx 2.8$ и спектр становится более

“жестким”. Общепринятым объяснением наличия “лодыжки” в спектре космических лучей является переход от галактических источников космических лучей к внегалактическим.

Положение последнего излома, связанного с эффектом Грейзена-Зацепина-Кузьмина, определяется теоретически, и имеет слабую зависимость от моделей космических лучей. Однако, в настоящее время экспериментально зафиксировано, что при энергиях $E \approx 10^{19.7}$ эВ имеет место резкое падение спектра, и показатель степени становится равным $\gamma \approx 5$.

Прямые измерения позволяют измерять *состав* космических лучей вплоть до энергий порядка тераэлектронвольт при помощи космических спектрометров; калориметрические измерения в экспериментах на воздушных шарах расширяют данный диапазон вплоть до сотен тераэлектровольт. Такие эксперименты, как PAMELA [36], AMS-02 [37, 38] провели измерения спектра протонов и гелия в космических лучах с энергиями порядка гигаэлектронвольт.

Спектры первичных ядер были получены в экспериментах на воздушных шарах, таких как ATIC-2 [39] и CREAM [40]; результаты измерения потоков различных ядер в диапазоне $10 - 10^6$ ГэВ показаны на рисунке 3, на котором видно, что основную долю потока на данных энергиях составляют протоны и ядра гелия. Данный диапазон удалось расширить в рамках работы эксперимента “НУКЛОН” [41], результаты работы которого показаны на рисунке 4. Распространенность ядер в космических лучах с энергиями $E \sim 1$ ГэВ по сравнению с распространенностью элементов в Солнечной системе показаны на рисунке 5.

До энергий порядка тераэлектронвольт в потоке космических лучей наблюдаются электроны, составляющие около 1 % полного потока частиц [44–46]. Электроны являются важным источником информации о рождении и распространении космических лучей в Галактике, поскольку вследствие малой массы их взаимодействие с магнитным полем Галактики и полем фотонов

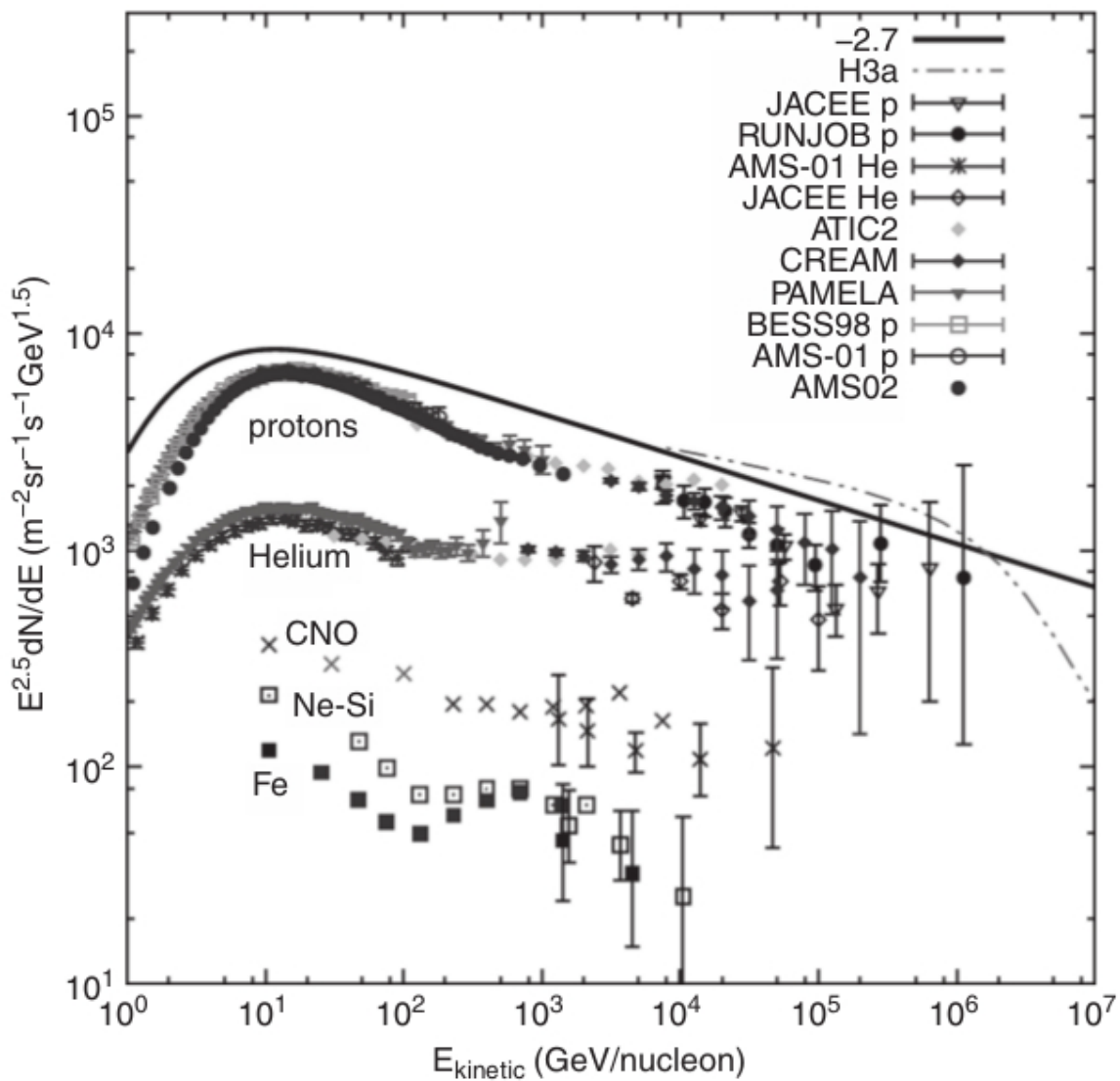


Рис. 3. Наблюдаемый спектр первичных ядер в космических лучах для энергий $E \in [1 \text{ ГэВ}; 10^6 \text{ ГэВ}]$. Источник: [42].

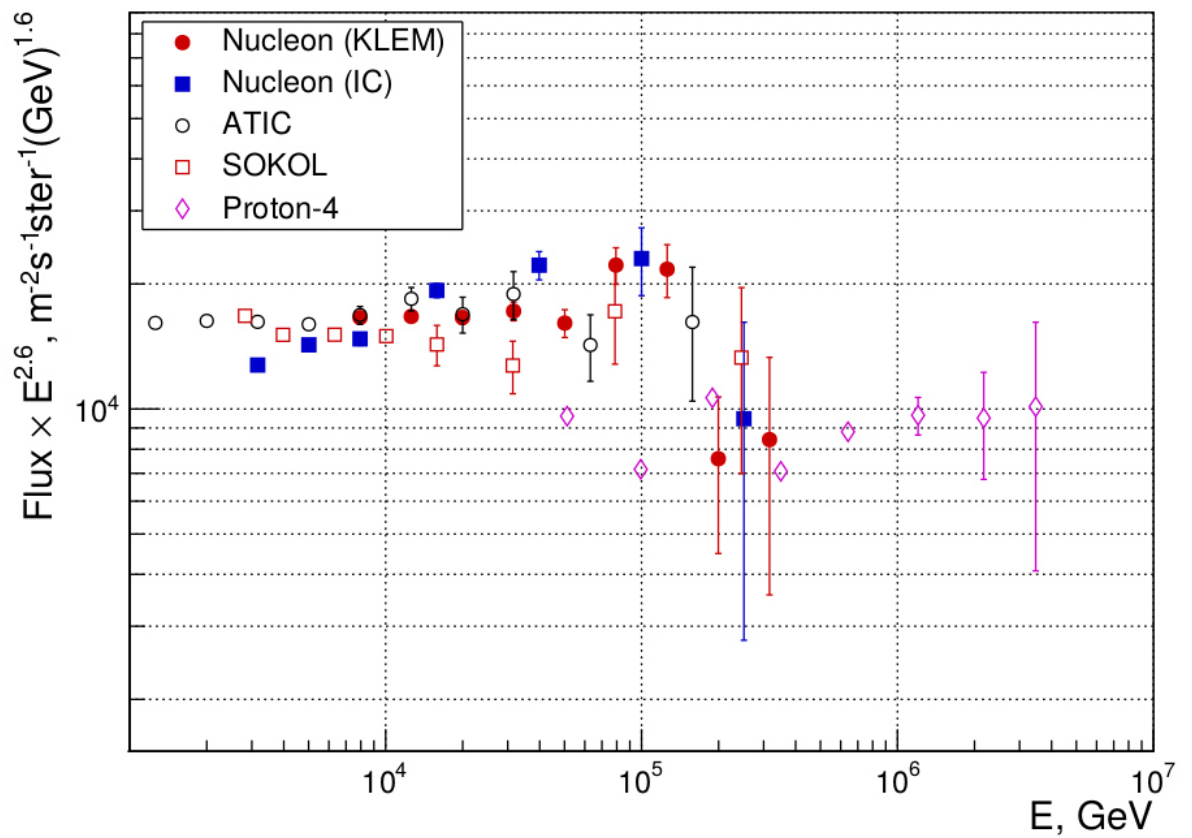


Рис. 4. Наблюдаемый суммарный спектр первичных ядер в космических лучах для энергий $E \in [10^3 \text{ ГэВ}; 10^7 \text{ ГэВ}]$. Источник: [41].

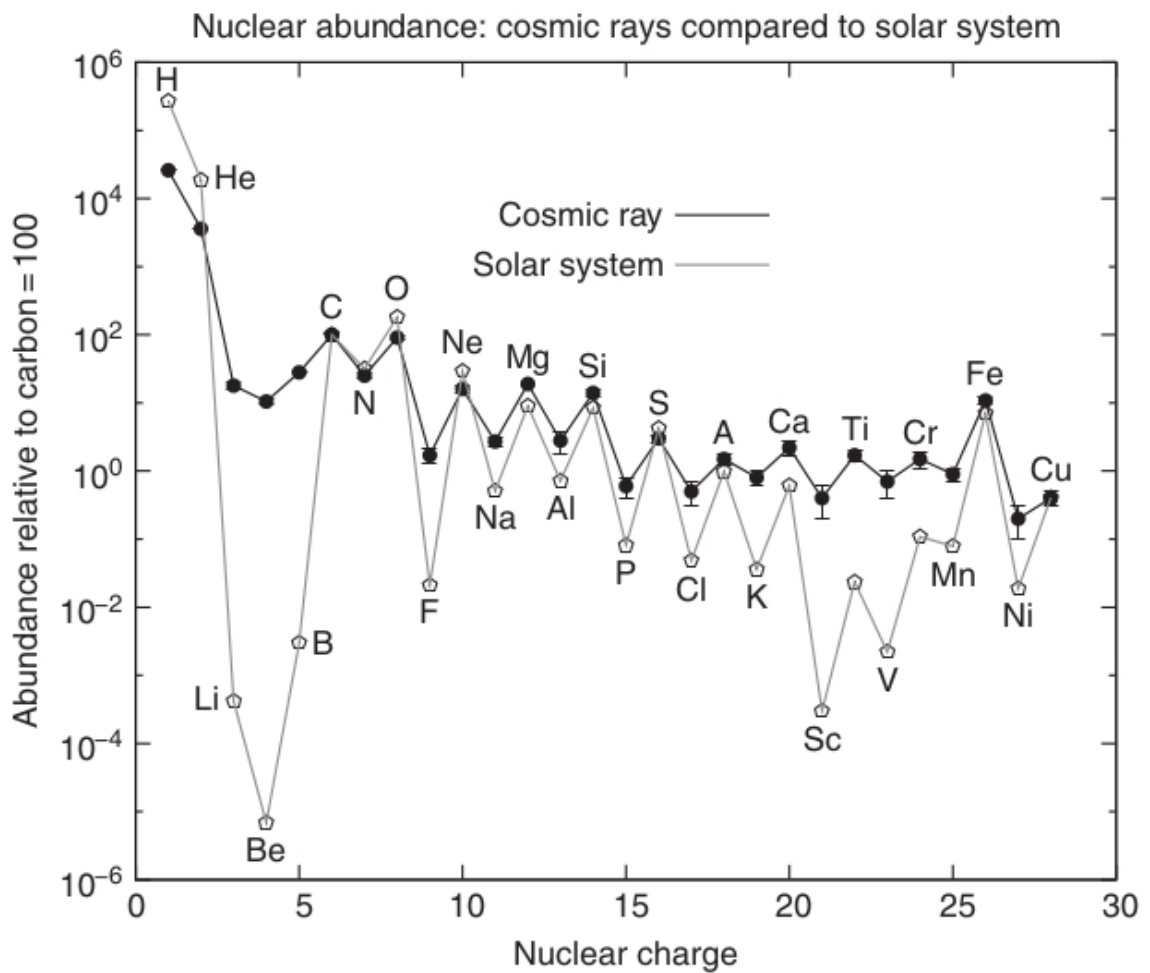


Рис. 5. Распространенность ядер в космических лучах (черные точки) с энергиями порядка ГэВ по сравнению с распространенностью в Солнечной системе (белые точки). Все значения нормированы на распространенность углерода $C = 100$. Источник: [42, 43].

с рождением соответствующих типов излучения происходит наиболее интенсивно.

Состав космических лучей с энергиями более 10^{16} эВ доступен для исследования только непрямыми методами, при помощи регистрации широких атмосферных ливней. Широкие атмосферные ливни, инициированные различными частицами крайне схожи по своим параметрам, что не позволяет определить тип каждой приходящей на Землю частицы. Имеющиеся методы позволяют получить только информацию о составе, усредненную по большому числу ШАЛ.

По данным обсерватории им. Пьера Оже и эксперимента Telescope Array, большую долю в составе космических лучей в диапазоне порядка 10^{18} до 10^{20} эВ составляют протоны [47, 48]. По данным обсерватории им. Пьера Оже с ростом энергии наблюдается утяжеление состава, в то время как данные Telescope Array указывают на независимость средней атомной массы частиц от энергии. Стоит отметить, что интерпретация данных флуоресцентных телескопов, измеряющих максимальную глубину развития ливня, X_{\max} , зависят от используемых адронных моделей, что вносит дополнительную ошибку в результаты, помимо статистической. Вопросы, связанные с определением массового состава космических лучей ультравысоких энергий, будут обсуждены подробнее в следующих главах.

При энергиях $10^{12} - 10^{16}$ эВ наблюдается поток астрофизических нейтрино, то есть нейтрино, рожденных при взаимодействии КЛУВЭ с излучением и веществом вблизи их источников и при распространении к Земле. На настоящий момент обсерваторией IceCube зарегистрировано 82 события, ассоциированных с астрофизическими нейтрино [49], в том числе два события с энергиями более 1 ПэВ [50]. Поиск нейтрино ведется и на ультравысоких энергиях, но до сих пор не было обнаружено событий, которые можно было бы ассоциировать с данным типом первичных частиц.

Исследование *анизотропии* направлений прихода космических лучей

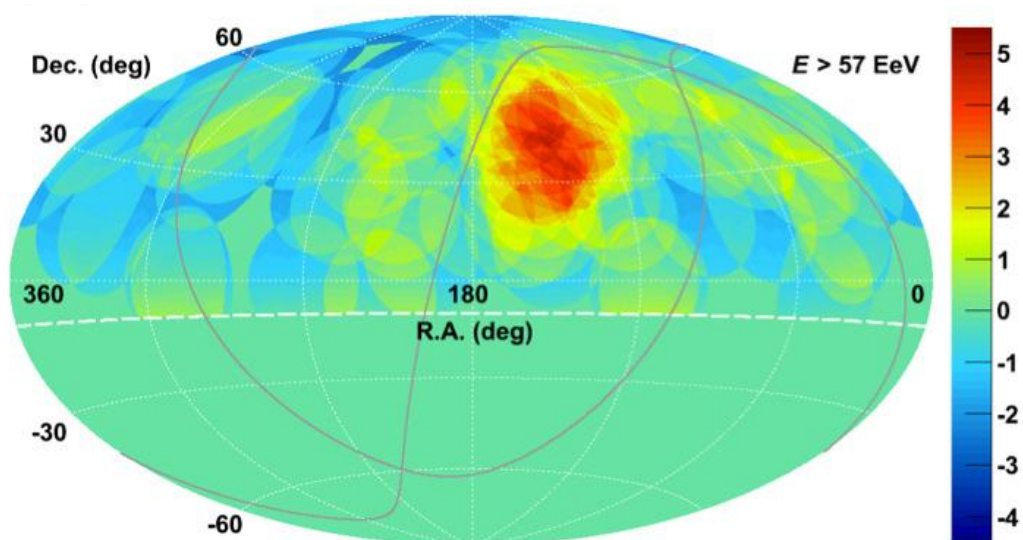


Рис. 6. “Горячее пятно”, обнаруженное по данным эксперимента Telescope Array [55], область повышенной плотности событий радиусом около 20° с центром в точке с координатами R.A. = 146.7° , Dec. = 43.2° . Центр горячего пятна отстоит от плоскости сверхгалактики на 19° .

необходимо для поиска возможных источников КЛ. На протяжении всего времени работы экспериментов Telescope Array и обсерватории им. Пьера Оже проводился анализ корреляций положений наблюдаемых событий с различными предполагаемыми источниками, такими активные ядра галактик [51] и как галактики с активным звездообразованием [52], источниками Fermi [53] а также поиск корреляций с нейтринными событиями эксперимента IceCube [54].

Несмотря на то, что не было обнаружено достоверных совпадений направлений прихода событий с каким-либо из предложенных источников, именно в процессе исследования анизотропии было получено указание на существование так называемого “горячего пятна” (англ. “hotspot”) в данных эксперимента Telescope Array. Оно представляет собой скопление событий в области с характерным размером около 20° [55], показанное на рисунке 6.

Вторым важным результатом в исследовании анизотропии КЛУВЭ стало открытие дипольной анизотропии прихода космических лучей по данным обсерватории им. Пьера Оже [56], показанная на рисунке 7. Для событий с

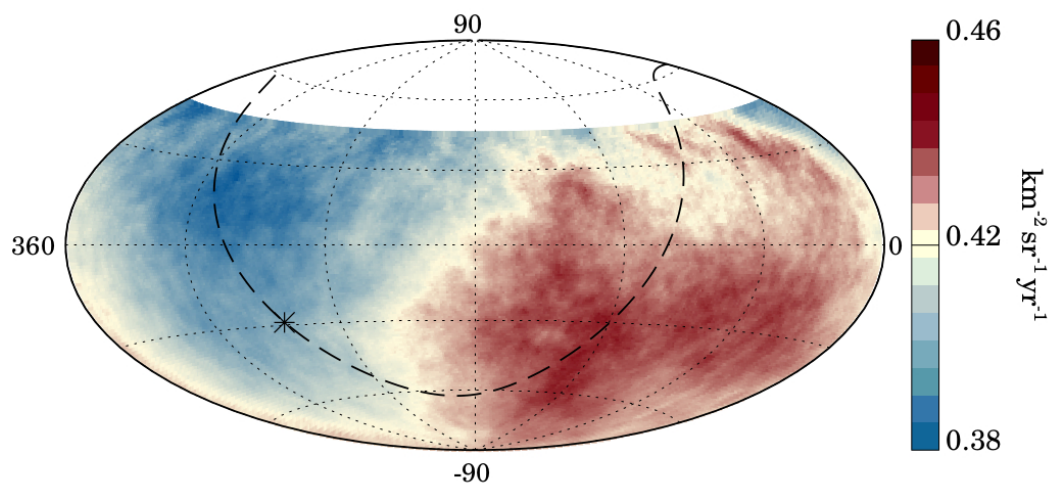


Рис. 7. Дипольная анизотропия, найденная для событий с энергиями выше чем 8×10^{18} эВ по данным обсерватории им. Пьера Оже [56]. Амплитуда диполя равна 6.5% в направлении R.A. = $100^\circ \pm 10^\circ$ и Dec. = $24^\circ \pm 12^\circ$.

энергиями более 8×10^{18} эВ амплитуда диполя составила 6.5% в направлении R.A. = $100^\circ \pm 10^\circ$ и Dec. = $24^\circ \pm 12^\circ$, что указывает на внегалактическое происхождение космических лучей в данном диапазоне энергий.

2. Обсерватория им. Пьера Оже и эксперимент Telescope Array

Как уже упоминалось ранее, космические лучи с энергиями выше 10^{16} эВ в силу малости потока недоступны наблюдению прямыми методами. Вместо этого регистрируются широкие атмосферные ливни – вторичные каскады частиц, возникающие при взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли.

Существует несколько основных методов наблюдения широких атмосферных ливней, см. рисунок 8:

- (а) При прохождении широкого атмосферного ливня происходит возбуждение молекул воздуха, в частности молекул азота, которые впоследствии излучают флуоресцентный свет. Он регистрируется при помощи флуоресцентных телескопов, которые позволяют наблюдать продольное развитие ливня, и, в частности, определять глубину, на которой плот-

ность частиц становится максимальной. В современных экспериментах используется одновременно несколько флуоресцентных станций, которые позволяют наблюдать развитие одних и тех же ливней в разных проекциях и таким образом увеличивать точность измерений.

- (b) Распределение частиц ливня на уровне Земли (электронов, мюонов, фотонов) исследуется при помощи решеток наземных детекторов, регистрирующих сами проходящие частицы или их черенковское излучение. Поскольку размер “следа” от ливня на Земле для космических лучей ультравысоких энергий может составлять несколько километров, особенно в случае наклонных событий, эффективными оказываются решетки, насчитывающие сотни и даже тысячи детекторов, расположенных друг от друга на расстояниях порядка километра.
- (c) Радио-излучение при распространении электромагнитной компоненты каскада регистрируется наземными системами радио-антенн. В данном случае оно возникает при распространении частиц в геомагнитном поле Земли или вследствие эффекта Аскарьяна.

Особое распространение получил гибридный способ регистрации широких атмосферных ливней, в котором одновременно используются сигнал от частиц ШАЛ на уровне земли и флуоресцентный свет, рождающийся на оси ливня.

На сегодняшний день в мире функционируют две крупномасштабные установки по исследованию космических лучей ультравысоких энергий: обсерватория им. Пьера Оже (англ. Pierre Auger Observatory) в Южном полушарии и эксперимент Telescope Array – в Северном.

Обсерватория им. Пьера Оже [58] находится в Аргентине, в департаменте Маларгуэ; ее схема показана на рисунке 9. Эксперимент состоит из наземной решетки из 1660 детекторов черенковского излучения, расположенных на расстоянии 1.5 км друг от друга, суммарно покрывающих площадь около

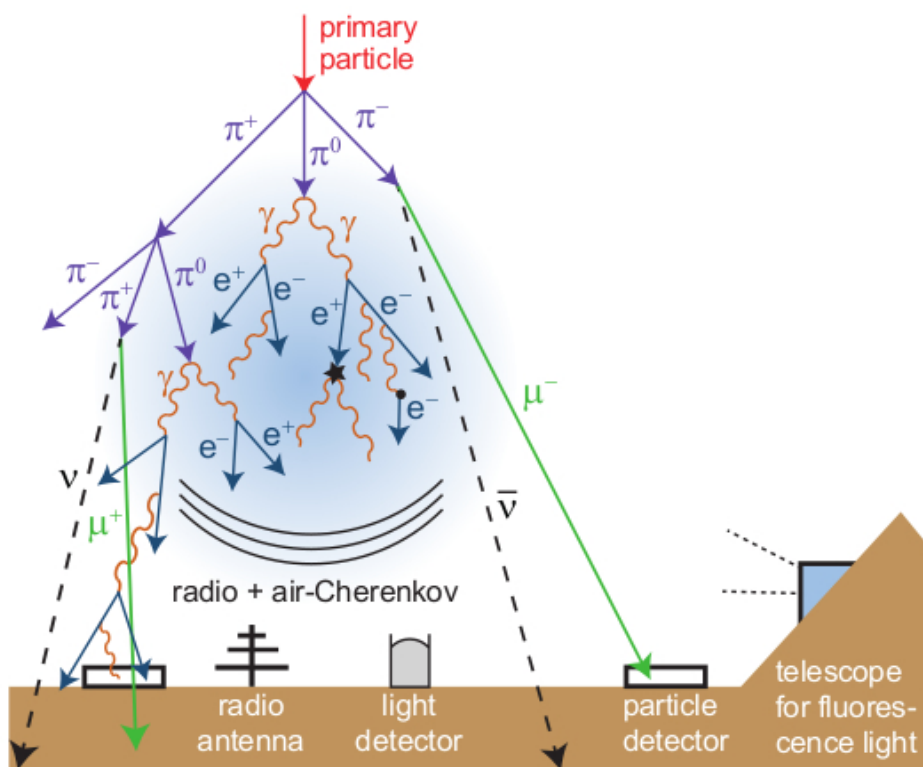


Рис. 8. Типы установок для исследования широких атмосферных ливней: флуоресцентные телескопы, регистрирующие флуоресцентное излучение при прохождении ШАЛ через атмосферы; наземные сцинтилляционные и черенковские детекторы, а также радио-антенны. Источник: [57].

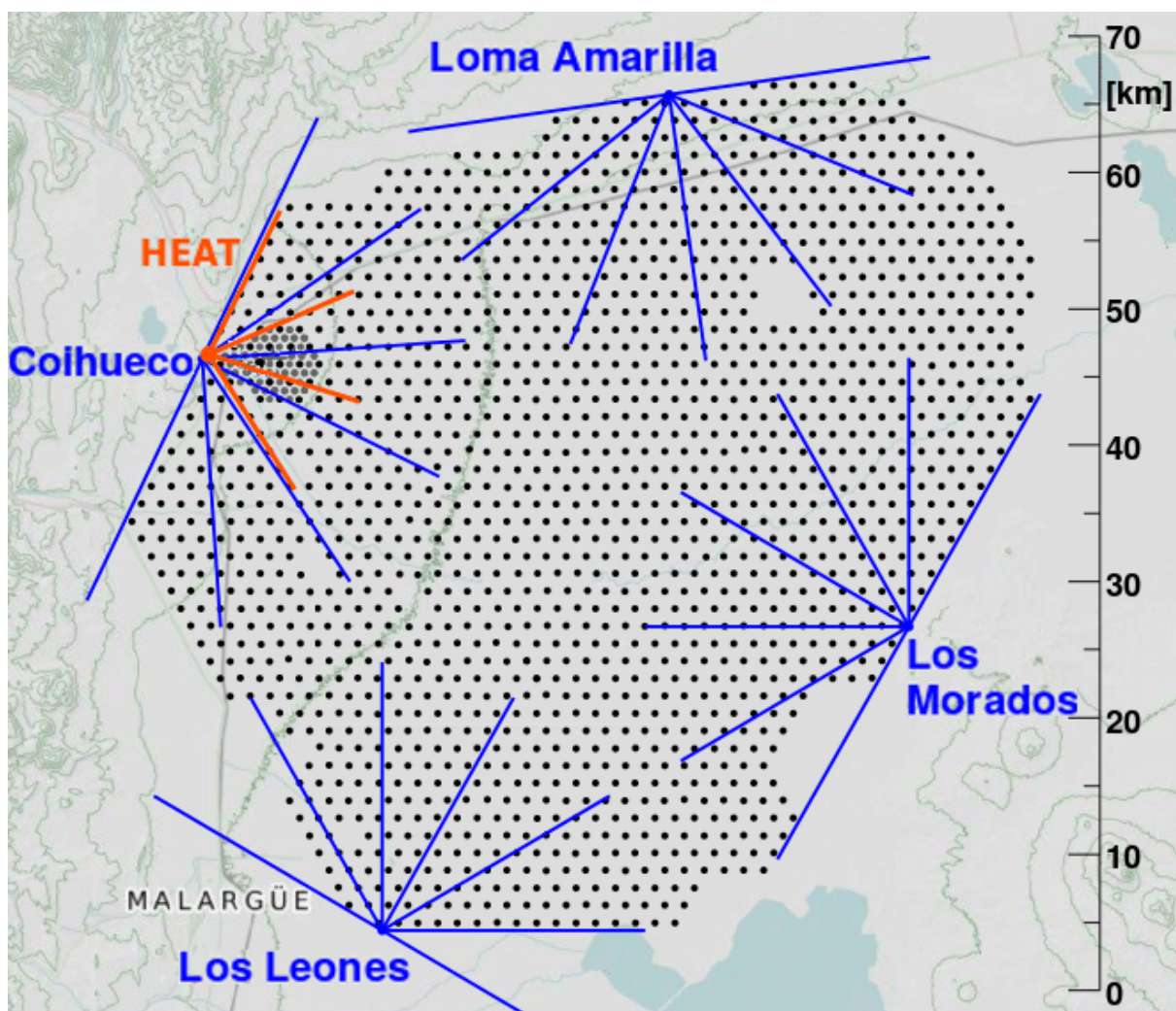


Рис. 9. Схематическое изображение обсерватории им. Пьера Оже. Источник: [59].

3000 км². Каждый детектор представляет собой бак объемом 12 м³, наполненный дистиллированной водой и оснащенный тремя фотоумножителями.

Продольное распределение ливней изучается при помощи 27 флуоресцентных телескопов, распределенных по четырём станциям: Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla и Coihueco. Каждый телескоп оснащён сферическим зеркалом площадью 3.6×3.6 м², обеспечивающим угол раствора $30^\circ \times 30^\circ$ и камерой с 440 трубками фотоумножителя.

Для изучения космических лучей более низких энергий в настоящее время реализуется проект AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array), в котором планируется установить 61 наземный детектор на площади в 25 км² вблизи станции Coihueco. Вблизи нее также установлены три телескопа HEAT (High Elevation Auger Telescopes), предназначенных для регистрации флуоресцентного излучения на большей высоте.

Радио-излучение от широких атмосферных ливней регистрируется антеннами в рамках проекта AERA (Auger Engineering Radio Array), на данный момент состоящего из 124 станций, покрывающих площадь в 6 км².

Было одобрено расширение обсерватории им. Пьера Оже, получившее название AugerPrime. Для обновления установки каждый детектор черенковского излучения в ближайшие годы будет оснащён пластиковым сцинтилляционным счетчиком, что позволит изучать отдельно электромагнитную и адронную компоненты ШАЛ.

Эксперимент *Telescope Array* [60] расположен в штате Юта, США, его схема показана на рисунке 10. Наземная решетка эксперимента состоит из 507 детекторов, расположенных в узлах квадратной решетки со стороной 1200 м. Каждая станция наземной решетки включает в себя два слоя пластикового сцинтиллятора толщиной 1.2 см и площадью 3 м², оснащенных фотоумножителями. В целом решетка детекторов покрывает площадь более 700 км².

Обзор атмосферы над наземной решеткой производится при помощи 42 телескопов, распределенных по трем флуоресцентным станциям: Black Rock

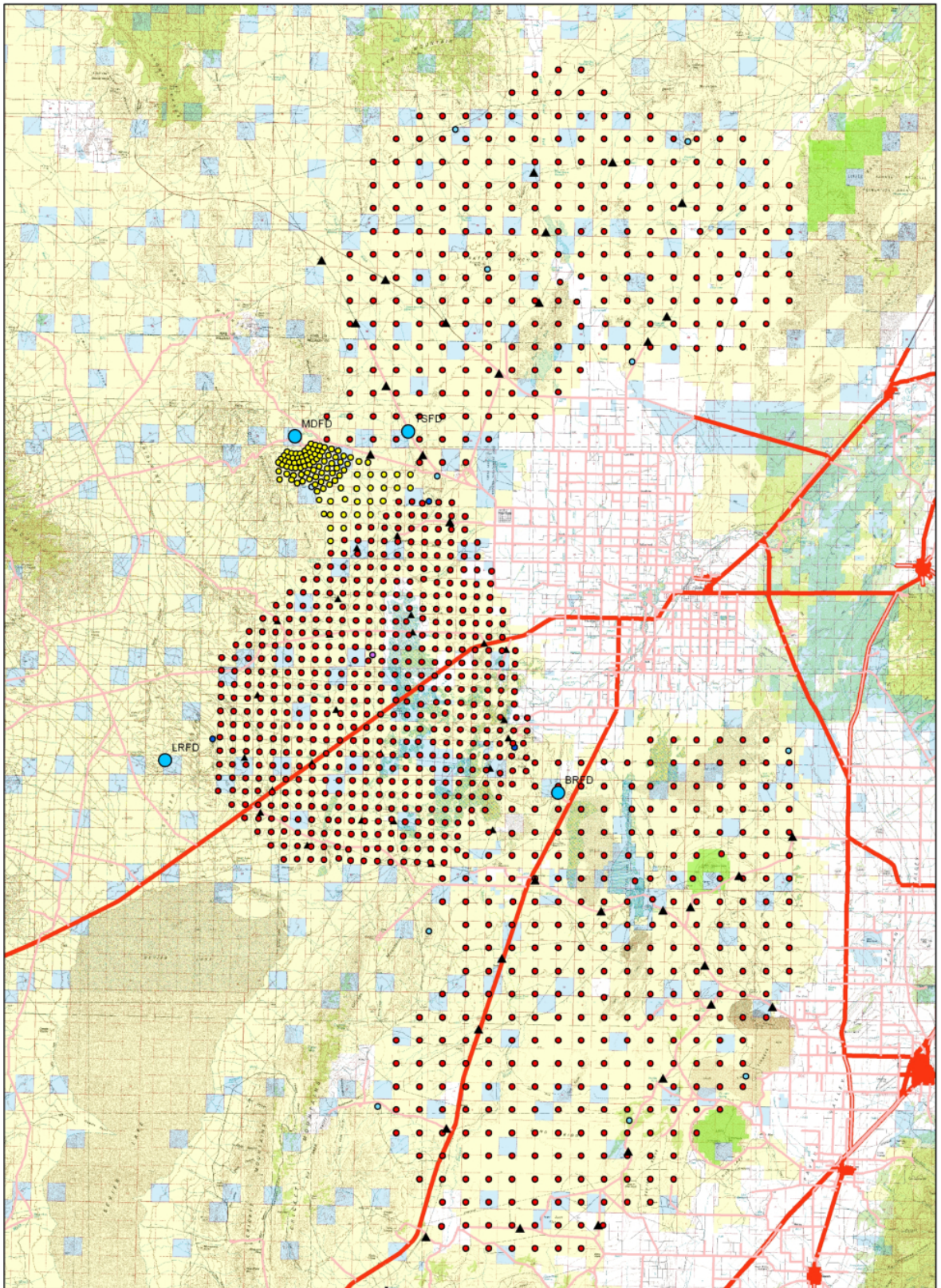


Рис. 10. Схематическое изображение эксперимента Telescope Array и расширения ТАх4.

Mesa, Long Ridge и Middle Drum. Телескопы наблюдают область неба на высоте от 3 до 33 градусов; камера каждого зеркала оснащена 256 трубками фотоумножителя.

Космические лучи с энергиями от 3×10^{16} эВ изучаются низкоэнергетическим расширением Telescope Array – TALE (Telescope Array Low Energy). 10 флуоресцентных телескопов TALE установлено на станции Middle Drum, а вокруг него будет установлено 100 дополнительных сцинтилляционных детекторов на расстоянии 400 – 600 м друг от друга.

В течении ближайших лет эксперимент Telescope Array будет значительно расширен; обновление установки получило название TAx4. Планируется установить еще 500 наземных сцинтилляционных детекторов на расстоянии 2 км друг от друга, таким образом увеличив полную площадь установки до примерно 3000 км²; на станции Black Rock Mesa появятся дополнительные флуоресцентные телескопы, направленные в область неба над новыми детекторами, а на станции Middle Drum уже установлены четыре новых телескопа.

Общая характеристика работы

Актуальность темы

В астрофизике космических лучей ультравысоких энергий, несмотря на десятилетия их исследований, существует ряд вопросов, ответов на которые до сих пор не получено. Среди них можно выделить следующие основные задачи [61]:

1. Источники КЛУВЭ и процессы их рождения.

Как уже упоминалось в предыдущих разделах, существуют основания утверждать, что космические лучи ультравысоких энергий приходят на Землю из-за пределов Галактики, однако источники и процессы, в которых рождаются частицы космических лучей пока что не определены.

Различают два сценария рождения космических лучей: модели распада (англ. “bottom-up”) и ускорительные модели (англ. “top-down”).

В ускорительных сценариях частицы рождаются в астрофизических источниках и затем ускоряются в них же или за их пределами. Как будет обсуждаться в дальнейшем, для эффективного ускорения такие объекты должны обладать довольно сильными магнитными полями, поэтому в качестве “естественных” источников рассматриваются активные ядра галактик [62], блазары [63], внегалактические нейтронные звезды, в частности, магнитары [64], а также источники гамма-всплесков [65].

В моделях распада предполагается, что космические лучи рождаются вследствие распада тяжелых реликтовых частиц или топологических дефектов массой $m_\chi \gtrsim 10^{11}$ ГэВ, родившихся в ранней Вселенной. К ним относятся: сверхтяжелая темная материя и частицы “wimpzillas”, топологические дефекты типа струн, сверхпроводящих струн, магнитных монополей и космические “бусы” [66, 67].

Ни один из описанных сценариев не получил однозначного подтверждения. Источники “снизу-вверх”, ускоряющие космические лучи и не требующие использования “новой физики” активно изучаются, но корреляций ни с одним типом пока что не было найдено.

В свою очередь, модели распада требуют тонкой настройки параметров для соблюдения следующих условий:

- (a) Время жизни частиц и дефектов должно быть таково, чтобы они распались недавно или на расстоянии не более 100 Мпк от Земли, иначе рожденные частицы при распространении потеряют слишком большую часть своей энергии.
- (b) Масса частиц должна быть не менее 10^{11} ГэВ для рождения космических лучей достаточной энергии.
- (c) Концентрация X -частиц и их время жизни должны быть согласованы с наблюдаемым на Земле потоком КЛУВЭ.

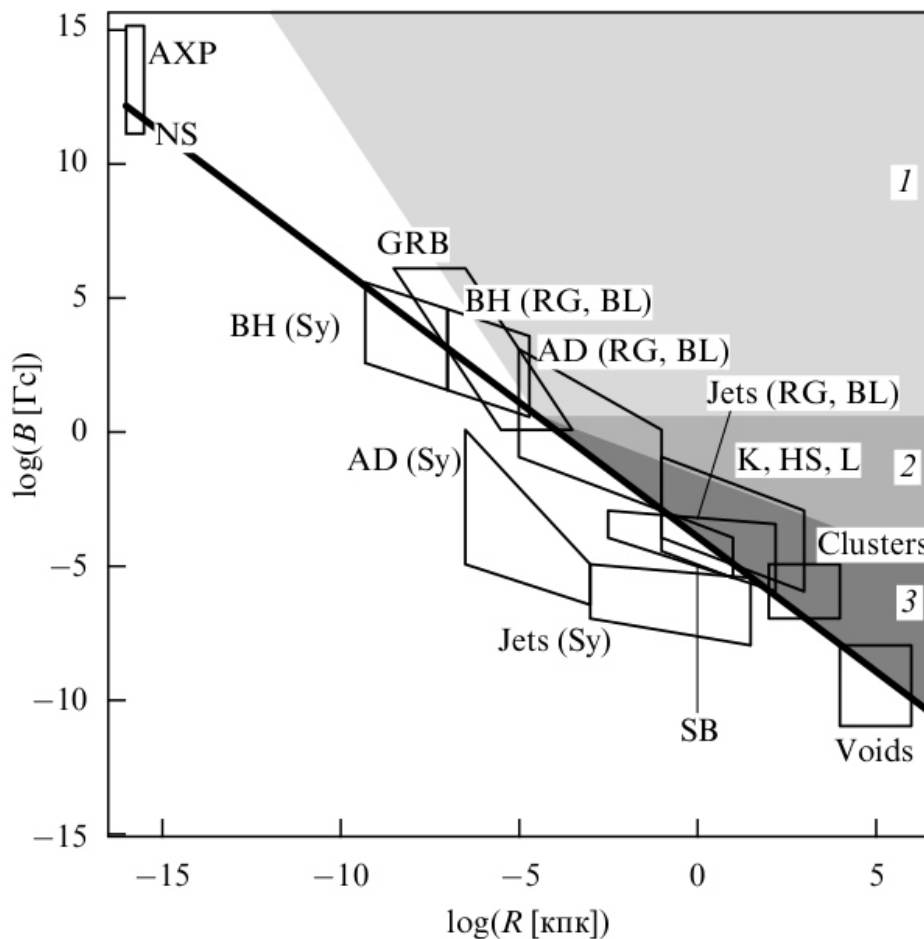


Рис. 11. Диаграмма Хиллса для возможных источников ускорения протонов до энергий до 10^{20} эВ. Источник: [75].

2. Механизмы ускорения КЛУВЭ.

Для ускорения космических лучей вплоть до самых высоких энергий необходимы высокие магнитные поля, распространяющиеся на большие расстояния. Учитывая искривление траекторий заряженных частиц в магнитных полях, можно получить ограничение на минимальный размер области ускорения R_{ac} :

$$R_{ac} > \frac{E}{qB} \quad (1)$$

где q — заряд частицы, B — среднее магнитное поле в области ускорения, E — энергия частиц. Уравнение 1 было впервые получено Хилласом [68], и в нем не учитывается конечное время жизни источников, а

также потери на излучение и рождение вторичных частиц в процессе распространения.

Различные предполагаемые ускорители космических лучей можно расположить на диаграмме “магнитное поле в источнике – размер источника”; такой график получил название диаграммы Хилласа. Вид диаграммы Хилласа зависит как от типа ускоряемых частиц, так и от максимально возможной энергии.

На рисунке 11 представлена диаграмма Хилласа для возможных источников ускорения протонов до энергий до 10^{20} эВ. Среди возможных “претендентов” – нейтронные звезды, в том числе пульсары и магнитары; активные ядра галактик различного типа, а также их струи; гамма-всплески и самые протяженные объекты во Вселенной, обладающие магнитными полями – скопления галактик и крупномасштабные пустоты.

Механизмы ускорения космических лучей можно разделить на диффузные (стохастические) и индуктивные (нестохастические). В случае диффузного ускорения частица многократно взаимодействует с ускорителем, каждый раз получая порцию энергии в результате, например, взаимодействия с ударной волной или пересечения границы между слоями, обладающими разными скоростями.

К диффузным механизмам ускорения относятся механизмы ускорения Ферми первого и второго порядков [69, 70]. Такие механизмы могут быть реализованы, в частности, в джетах активных ядер галактик [70], гамма-всплесках [71] и в межзвездном пространстве при воздействии звездных ветров, вызываемых взрывами сверхновых [72].

В индуктивных механизмах частица ускоряется за однократный проход через ускоритель, что требует довольно высоких полей, упорядоченных на больших расстояниях. Такой сценарий предположительно возможен, например, в ультрарелятивистских потоках плазмы из активных галак-

тик [73] и в сверхмассивных черных дырах [74].

Потери энергии в процессе распространения накладывают дополнительные ограничения на возможность ускорения космических лучей ультравысоких энергий; совместное изучение всех возможных условий проведено в работе [75].

Несмотря на разнообразие различных вариантов ускорения космических лучей ультравысоких энергий, задача по установлению определенного сценария, подтвержденного экспериментально, пока что не была решена.

3. Распространение КЛУВЭ в межгалактической среде.

При распространении на пути от источника, космические лучи подвергаются различным процессам, которые в свою очередь влияют на наблюдаемые на Земле параметры. Потери энергии на излучение модифицируют наблюдаемый спектр, процессы распада ядер влияют на наблюдаемый массовый состав, а отклонения в галактических и внегалактических магнитных полях меняют траектории, что, помимо прочих факторов, мешает идентифицировать конкретные источники КЛ.

Процессы распространения частиц в межзвездных и межгалактических средах, а также в электрических и магнитных полях довольно хорошо изучены в современной астрофизике. Частицы теряют энергию вследствие синхротронного излучения, обратного эффекта Комптона, изгибного и тормозного излучения, а также взаимодействий с внегалактическим фоновым излучением и частицами среды.

Большую неопределенность в процессы распространения КЛ вносят параметры межзвездных и межгалактических сред, а также конфигурации магнитных полей, которые изучаются в экспериментах косвенными методами.

Структура внегалактических магнитных полей на данный момент плохо изучена, и доступные инструментальные методы позволяют опре-

делять лишь ограничения на характерные напряженности магнитных полей. Ненаблюдение фарадеевского вращения плоскости поляризации в излучении квазаров позволило сделать вывод, что интенсивность внегалактических магнитных полей не превышает 10^{-9} Гс [76, 77]. Ограничения снизу на внегалактические поля вытекают из ненаблюдения каскадных фотонов с энергией ГэВ от источников, излучающих фотоны до энергий ТэВ [78, 79]. В то же время, в ряде работ показано, что существующие наблюдаемые данные совместны с нулевыми магнитными полями в межгалактическом пространстве [80].

Цель работы

Целью работы является изучение характеристик космических лучей ультравысоких энергий, а именно массового состава, отношения доли протонов к гелию в потоке КЛ и определение верхнего предела на поток нейтрино ультравысоких энергий по данным эксперимента Telescope Array и обсерватории им. Пьера Оже. Данные характеристики связаны с механизмами рождения и ускорения космических лучей в источниках, а также с процессами их распространения.

Для достижения поставленной цели выделены следующие задачи:

1. Вычисление средней атомной массы КЛ в диапазоне энергий 10^{18} – 10^{20} эВ по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array:
 - построение метода классификации событий, основанного на усиленных деревьях решений (УДР) с использованием наблюдаемых параметров ШАЛ;
 - создание наборов модельных Монте-Карло событий, инициированных первичными протонами и ядрами железа для тренировки метода, а также наборов МК-событий для ядер гелия и азота для определения поправки к определяемому значению средней атом-

ной массы;

- построение метода анализа средней атомной массы на основе результата работы классификатора;
- корректировка смещения оценки с использованием наборов модельных Монте-Карло событий для ядер гелия и азота;
- определение систематической ошибки метода и неопределенности, связанной с выбором модели адронных взаимодействий на высоких энергиях.

2. Вычисление доли протонов по отношению к гелию в потоке КЛ в диапазонах энергий $10^{18.0} \text{ эВ} < E < 10^{18.5} \text{ эВ}$ и $10^{18.3} \text{ эВ} < E < 10^{19.3} \text{ эВ}$ с использованием значений экспоненциальной ширины распада, измеренной обсерваторией им. Пьера Оже и экспериментом Telescope Array в соответствующих диапазонах энергий:

- создание наборов модельных Монте-Карло событий для первичных протонов, ядер гелия и углерода для наблюдаемых спектров КЛ обсерваторией им. Пьера Оже и экспериментом Telescope Array;
- определение верхней границы на долю протонов по отношению к гелию из сравнения экспоненциальной ширины распада Λ для различных смесей Монте-Карло наборов и для ее экспериментально полученных значений;
- исследование стабильности метода по отношению к потенциальной примеси более тяжелого элемента, углерода, в наблюдаемом потоке КЛ;
- получение ограничений на модели рождения и ускорения КЛ, а также исследование безопасности будущих коллайдеров с использованием полученных ограничений.

3. Определение верхней границы на поток нейтрино по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array с энергиями $E > 10^{18} \text{ эВ}$:

- создание наборов модельных Монте-Карло событий, вызванных первичными нейтрино и набора сильно наклонных событий для первичных протонов;
- классификация принадлежности событий к классам (ν, p) с использованием метода, построенного в главе 1;
- построение схемы оптимизации правила отбора кандидатов в нейтринные события;
- вычисление экспозиции наземной решетки эксперимента Telescope Array по отношению к нейтрино, а также непосредственное вычисление верхнего предела на поток нейтрино ультравысоких энергий.

Положения, выносимые на защиту

1. Построен метод анализа состава первичных частиц КЛУВЭ для данных наземной решетки эксперимента Telescope Array на основе усиленных деревьев решений.
2. Получена зависимость средней массы первичных частиц КЛУВЭ по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array в диапазоне энергий $10^{18.0} - 10^{20.0}$ эВ: среднее значение атомной массы составляет $\langle \ln A \rangle = 2.0 \pm 0.1(stat.) \pm 0.44(syst.)$.
3. Определено отношение доли протонов к гелию в потоке космических лучей с использованием данных обсерватории им. Пьера Оже и эксперимента Telescope Array: $p/He > 7.3$ и $p/He > 0.43$ в диапазонах энергий $10^{18.0} < E < 10^{18.5}$ эВ и $10^{18.3} < E < 10^{19.3}$ эВ, соответственно.
4. Созданы наборы модельных Монте-Карло событий наземной решетки эксперимента Telescope Array, вызванных первичными нейтрино и сильно наклонных событий, вызванных первичными протонами.
5. Получен верхний предел на поток нейтрино ультравысоких энергий по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array, $EF_{\nu} < 1.58 \times 10^{-6}$ ГэВ см⁻² с⁻¹ ср⁻¹.

Научная новизна

1. Впервые исследован массовый состав КЛУВЭ с использованием исключительно данных наземной решетки эксперимента Telescope Array;
2. Впервые получен нижний предел на долю протонов по отношению к гелию с использованием “хвоста” распределения глубины максимума развития ливня;
3. Впервые в эксперименте Telescope Array получен верхний предел на поток нейтрино ультравысоких энергий.

Практическая значимость

1. Полученные результаты могут применяться в изучении механизмов рождения, ускорения и распространения КЛУВЭ;
2. Полученные результаты могут использоваться для поиска фотонов, нейтрино и анализа массового состава в будущих крупномасштабных экспериментах по изучению КЛУВЭ;
3. Полученные результаты необходимы для гарантий безопасности будущих коллайдеров с энергией 100 ТэВ;
4. Полученные результаты поиска нейтрино ультравысоких энергий в свою очередь могут использоваться для исследования массового состава КЛУВЭ.

Основные публикации по теме диссертации

По материалам диссертации опубликовано 6 работ в рецензируемых международных изданиях, рекомендованных ВАК [81–86].

Апробация работы

Результаты диссертации были доложены на следующих российских и международных семинарах и конференциях:

1. 72-я ежегодная встреча Японского физического сообщества, Осака, Япония, 17–21 марта 2017 года.
2. 35-я международная конференция по космическим лучам (ICRC 2017), Пусан, Южная Корея, 12–20 июля 2017 года.
3. 18-я Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц, Москва, Россия, 24–30 августа 2017 года.
4. Всероссийская конференция “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра” (HEA 2017), Москва, Россия, 18–21 декабря 2017 года.

5. Международный семинар “XXth International Seminar on High Energy Physics (QUARKS-2018)”, Валдай, Россия, 27 мая – 2 июня 2018 года.
6. 26-й расширенный симпозиум по космическим лучам и 35-я российская конференция по космическим лучам (26th E+CRS / 35th RCRC), Барнаул, Россия, 6–10 июля 2018 года.
7. Школа ISAPP “БАК и космические лучи”, Женева, Швейцария, 27 октября – 2 ноября 2018 года.

Личный вклад

Все результаты, выносимые на защиту, получены лично автором или при его непосредственном участии. В материале первой главы автором построен и оптимизирован классификатор событий, основанный на усиленных деревьях решений; созданы наборы Монте-Карло моделирований для тренировки классификатора и реализован метод вычисления средней атомной массы первичных частиц по результатам работы классификатора. Во второй главе автором получены ограничения на долю протонов по отношению к гелию в потоке КЛУВЭ, а затем выполнена интерпретация полученных результатов. В третьей главе автором созданы наборы модельных Монте-Карло событий для первичных нейтрино, построен нейтрино-протонный классификатор, вычислена экспозиция эксперимента по отношению к нейтрино и получено верхнее ограничение на поток нейтрино ультравысоких энергий. В коллаборации Telescope Array автор является ответственным за публикацию [82], выполненную от имени коллаборации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и двух приложений. Объем работы составляет 122 страницы, включая 31 рисунок и 1 таблицу. Список литературы насчитывает 203 наименования.

Во **Введении** обоснована актуальность темы диссертации и дан краткий обзор настоящего состояния физики космических лучей.

Первая глава посвящена вопросу исследования массового состава космических лучей ультравысоких энергий по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array. В разделе 1.3 описана процедура создания наборов событий Монте-Карло, инициированных первичными протонами и ядрами железа: отдельно описана процедура статистического прореживания ШАЛ (раздел 1.3.1) и последующего восстановления мелкомасштабной структуры ШАЛ (раздел 1.3.2). В разделе 1.4.1 описана схема работы классификатора на основе усиленных деревьев решений, наблюдаемые, чувствительные к составу первичных частиц, перечислены в разделе 1.4.2. Процедура получения средней атомной массы первичных частиц описана в разделах 1.4.3–1.4.6. В разделе 1.6 обсуждаются полученные результаты.

Во **второй главе** определена доля протонов по отношению к гелию в потоке космических лучей. Метод определения доли протонов по отношению к гелию из “хвоста” распределения глубины максимума развития ливня описан в разделе 2.2. Полученные результаты представлены в разделе 2.3, выводы по главе 2 и применение полученных результатов описано в разделе 2.4.

Целью **третьей главы** является поиск нейтрино ультравысоких энергий по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array. В разделе 3.2 дано обоснование для поиска нейтрино в сильно наклонных ШАЛ; процедура создания Монте-Карло наборов для событий, вызванных первичными нейтрино и сильно наклонными протонами, описана в разделе 3.5. Экспозиция эксперимента по отношению к нейтрино вычислена в разделе 3.6.2, результаты и их обсуждение представлены в разделах 3.7 и 3.8.

Приложение А посвящено более подробному описанию процедуры реконструкции событий наземной решетки эксперимента Telescope Array, результаты которой в дальнейшем используются для получения значения наблюдаемых, чувствительных к составу первичных частиц.

В **Приложении Б** описан принцип работы методов машинного обучения, основанных на усиленных деревьях решений, которые лежат в основе методов классификации событий, используемых в главе 1 и главе 3.

ГЛАВА 1

ИССЛЕДОВАНИЕ МАССОВОГО СОСТАВА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНОЙ РЕШЕТКИ ЭКСПЕРИМЕНТА TELESCOPE ARRAY

Во Введении была описана проблема происхождения космических лучей ультравысоких энергий, относящаяся к ряду вопросов, на которые еще только предстоит ответить в будущем. Массовый состав космических лучей, наблюдаемых на Земле – одна из характеристик КЛ, которую возможно установить по наблюдаемым широким атмосферным ливням. Массовый состав напрямую связан и с механизмами ускорения в источниках, и с распространенностью последних во Вселенной, и с процессами распространения космических лучей.

Помимо вышеперечисленного, массовый состав вносит основную неопределенность в ожидаемый поток космогенных фотонов и нейтрино [87, 88]. Определение массы первичной частицы в КЛУВЭ необходимо для точных проверок нарушения Лоренц-инвариантности [89] и для проверки безопасности будущих 100 ТэВ-коллайдеров. Проверка безопасности основана на ограничениях на рождение черных дыр, которые получают из факта стабильности плотных астрофизических объектов, подвергаемых воздействию космических лучей ультравысоких энергий, таких как белые карлики и нейтронные звезды. Скорость рождения черных дыр зависит от энергии на нуклон в бомбардирующем объект космических лучах, то есть и от массового состава КЛУВЭ [90].

1.1 Методы измерения массового состава КЛУВЭ

Наиболее часто применяемый для исследования массового состава КЛУВЭ метод основан на измерении продольной формы широких атмосферных

ливней при помощи флуоресцентных телескопов. При этом в качестве величины, чувствительной к составу первичных частиц, используется глубина максимума развития ливня X_{\max} [91]. На основе измерения величины X_{\max} получены результаты по составу космических лучей в трех экспериментах: HiRes, обсерватории им. Пьера Оже и Telescope Array [92–94]. Результаты двух последних совпадают в пределах систематической погрешности, которая составляет порядка $10 - 20$ г/см² в диапазоне энергий до 10^{19} эВ [95]. Сравнение распределения X_{\max} в данных с распределением для модельных событий Монте-Карло позволяет перейти от величины X_{\max} непосредственно к средней атомной массе первичных частиц: интерпретация полученных результатов является модельно-зависимой.

Измерение максимума глубины ливня имеет некоторые ограничения, связанные с особенностью работы флуоресцентных телескопов: наблюдения возможны только в ясные безлунные ночи, что ограничивает рабочий цикл флуоресцентных станций до 10-15 %. Данная глава посвящена альтернативному подходу к измерению массового состава, основанному исключительно на данных наземной решетки эксперимента Telescope Array. Наземные детекторы, в отличие от флуоресцентных телескопов, функционируют в любое время суток, и их рабочий цикл превышает 95 %.

Глубина максимума развития ливня является характеристикой широких атмосферных ливней, максимально чувствительной к составу первичных частиц и пока что нет какой-либо иной наблюдаемой, которая смогла бы сравниться с ней по эффективности, несмотря на то, что методы, основанные на времени нарастания сигнала, также показали себя весьма состоятельными [96, 97]. В связи с этим предложенный метод одновременно использует набор из нескольких наблюдаемых. Анализ основан на усиленных деревьях решений, одном из способов анализа многомерных данных, который уже неоднократно успешно применялся при анализе данных астрофизических экспериментов [98–100].

1.2 Набор экспериментальных данных

В анализе использовались данные девяти лет работы наземной решетки эксперимента Telescope Array с 11 мая 2008 года по 10 мая 2017 года. Общая схема регистрации и записи событий, а также реконструкции параметров ШАЛ станциями наземной решетки описана в приложении А.

Для вычисления некоторых из наблюдаемых, чувствительных к составу первичных частиц, помимо стандартной реконструкции событий проводится дополнительная, в которой производится одновременная аппроксимация фронта ливня и функции продольного распределения семью свободными параметрами, x_{core} , y_{core} , θ , ϕ , S_{800} , t_0 , a [101]:

$$t_0(r) = t_0 + t_{\text{plane}} + a \times (1 + r/R_L)^{1.5} LDF(r)^{-0.5}, \quad (1.1)$$

$$S(r) = S_{800} \times LDF(r), \quad (1.2)$$

$$LDF(r) = f(r) / f(800 \text{ м}), \quad (1.3)$$

$$f(r) = \left(\frac{r}{R_m}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{R_m}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1 + \frac{r^2}{R_1^2}\right)^{-0.6}, \quad (1.4)$$

$$R_m = 90.0 \text{ м}, \quad R_1 = 1000 \text{ м}, \quad R_L = 30 \text{ м},$$

$$\eta = 3.97 - 1.79(\sec(\theta) - 1),$$

$$r = \sqrt{(x_{\text{core}} - x)^2 + (y_{\text{core}} - y)^2},$$

где x_{core} , y_{core} , x и y определяются в координатной системе наземной решетки, центр которой находится в месте размещения центральной лазерной установки эксперимента (англ. Central Laser Facility или CLF) [102], t_{plane} – запаздывание фронта ливня по сравнению с плоским фронтом, a – параметр кривизны Линсли.

Следующие ограничения накладываются на события, отобранные для анализа:

1. событие включает семь или более сработавших станций;

2. зенитный угол не превышает 45° ;
3. реконструированное положение оси ливня находится внутри решетки на расстоянии не менее 1200 м от границы;
4. $\chi^2/d.o.f.$ не более четырех для независимой аппроксимации геометрии ливня и ФПР;
5. $\chi^2/d.o.f.$ не более пяти для совместной аппроксимации геометрии ливня и ФПР;
6. направление прихода события реконструировано с точностью не хуже 5° ;
7. относительная неопределенность вычисления S_{800} не превышает 25 %.

Данные ограничения накладываются как на данные, так и на события из Монте-Карло наборов. Они более строгие чем те, которые используются в стандартных анализах коллаборации [103]. В частности, накладывается требование семи сработавших станций вместо четырех, а также дополнительное условие на значение χ^2 для совместной аппроксимации геометрии ливня и ФПР [101] – эти ограничения необходимы обеспечения для точности реконструкции параметра кривизны Линсли.

После ограничений, набор данных наземной решетки содержит 18077 событий с энергиями больше 10^{18} эВ.

1.3 Набор модельных событий Монте-Карло

Для тренировки метода классификации, основанного на усиленных деревьях решений, необходимы наборы модельных событий Монте-Карло, один из которых играет роль “фоновых” событий, второй – событий “сигнала”. В нашем случае это наборы событий, инициированных первичными протонами и ядрами железа, соответственно.

Наборы модельных Монте-Карло событий создавались при помощи программного пакета CORSIKA [104] с использованием модели адронного вза-

имодействия QGSJETII-03 для высокоэнергетичных адронных взаимодействий [105], пакета FLUKA для низкоэнергетичных адронных взаимодействий [106, 107] и EGS4 [108] для электромагнитных взаимодействий.

1.3.1 Процедура статистического прореживания

В каждом атмосферном ливне рождаются миллионы частиц, и отслеживание каждой частицы может оказаться весьма затратным по времени процессом для современных компьютеров, особенно при моделировании космических лучей ультравысоких энергий. Для сокращения времени, необходимого для работы программных пакетов, была предложена процедура статистического прореживания [109].

До введения в широкое пользование процедуры статистического прореживания экономия компьютерного времени производилась за счет использования заранее смоделированных низкоэнергетических вторичных ливней. Статистическое прореживание предполагает, что при энергиях выше некоторой заранее определенной энергии E_{th} каждая частица отслеживается в деталях, а при энергиях ниже – отслеживается лишь часть частиц, количество которых падает с энергией. Отслеживанию подлежат $1/10$ частиц с энергиями $E_{th}/10$, при этом каждая частица учитывается в расчетах развития ливня за 10 , $1/100$ частиц с энергиями $E_{th}/100$, где каждая учитывается как 100 частиц и так далее. Множественный учет частиц производится за счет приписывания весов тем частицам, которые отслеживаются. В данном анализе $E_{th} = E_{pr} \times \epsilon_{th}$, при $\epsilon_{th} = 10^{-6}$, где E_{pr} – энергия первичной частицы.

Прореживание подчиняется следующим правилам:

- (a) Вес отслеживаемых частиц определяется следующим образом:
(вес частицы) \times (вероятность отслеживания) = 1.
- (b) Вероятность выбора частицы для отслеживания пропорциональна ее энергии.

Процедура статистического прореживания значительно сокращает время, необходимое для расчетов. Как показано в работе [109], расчет одного ливня с энергией 10^{20} эВ без прореживания может занимать месяцы, в то время как прореживание на уровне $\epsilon_{th} = 10^{-4}$ уменьшает это время до десятков минут.

Частицы, находящиеся далеко от оси ливня, имеют меньшие энергии, и в процедуре прореживания им соответствуют бóльшие веса, что искусственно увеличивает флуктуации на больших расстояниях. Согласно [110] в данном анализе рекомендуется установить ограничение на максимальный вес, который может быть приписан частице. Наличие максимально возможного веса увеличивает число частиц вдали от оси ливня, улучшая точность воспроизведения характеристик ливня, при этом не влияя на моделирование ливня вблизи оси.

В работе [111] было показано, что использование статистического прореживания не приносит систематических сдвигов в характеристики ливня, такие как X_{\max} , $S(600)$ и плотность мюонов на расстоянии 1000 м от оси ливня. При этом величина флуктуаций от использования прореживания для ливней, инициированных первичными протонами с энергией 5×10^{19} эВ составляет порядка 10 % для $\epsilon_{th} = 10^{-5}$ при введении максимально возможного веса для отслеживаемых частиц.

1.3.2 Восстановление мелкомасштабной структуры ШАЛ

Применение статистического прореживания в моделировании широких атмосферных ливней не влияет на глубину максимума развития ливня, но вносит значительные флуктуации в плотность распределения частиц на уровне Земли, что является важной проблемой для моделирования откликов решеток наземных детекторов космических лучей.

Для восстановления мелкомасштабной структуры ШАЛ была предложена процедура обратного прореживания, позволяющая, с одной стороны, использовать преимущества прореживания по уменьшению временных затрат

на моделирование ливней, а с другой стороны – получать детальную информацию о распределении частиц [112].

Выходной файл пакета CORSIKA представляет собой список частиц на уровне детектора с их весами, типами, энергиями, положениями и временем прихода. Технически, восстановление данных означает добавление частиц в данный список. Для каждой частицы с весом w в список добавляется $w - 1$ частица с весом 1 следующим образом:

1. На траектории отслеживаемой частицы выбирается вершина. Она должна удовлетворять следующему условию: частицы ливня не могут приходить быстрее чем его фронт.
2. От этой точки строится гауссов конус с углом раствора в несколько градусов, на нем выбирается точка, которая станет точкой на траектории добавленной частицы.
3. Траектория добавленной частицы строится до уровня наблюдения, ей приписывается время и энергия. Данные о частице заносятся в выходной файл CORSIKA.
4. Шаги 2 и 3 повторяются $w - 1$ раз.

Угол раствора конуса, который строится на шаге 2 и спектр частиц вторичных ливней были подобраны путем моделирования большого числа ливней без прореживания и сравнения их с прореженными, а затем восстановленными ливнями. Поскольку область вблизи оси ливня содержит большое число частиц, восстановление информации в этой области не приносит дополнительной точности в определении плотности частиц на уровне наблюдения. Восстановление информации происходит для частиц на расстояниях больше некоторого расстояния r_{min} , которое определяется уровнем прореживания.

Доказано, что процедура восстановления данных работает с достаточной точностью для уровней прореживания $\epsilon_{th} \leq 10^{-6}$ и на расстояниях от оси ливня не более 4500 м.

1.3.3 Моделирование отклика детектора

После проведения процедуры восстановления данных все частицы ливня, попавшие на землю, разделяются на “плитки” размером $6 \times 6 \text{ м}^2$. При помощи пакета GEANT4 [113] моделируется отклик “виртуального” детектора с временным разрешением 20 нс, помещенного в центр каждой плитки. При этом количество виртуальных детекторов гораздо больше, чем в действительности, поскольку в реальной установке они расположены на расстоянии 1.2 км друг от друга вместо 6 м.

На заключительном этапе каждый ливень, разложенный на “плитки” определенное количество раз проходит через подробную симуляцию отклика настоящих детекторов наземной решетки. При этом варьируется положение оси ливня, азимутальный угол и время события. При моделировании отклика детекторов используется калибровка наземных станций в режиме реального времени [114] за девять лет работы эксперимента. В показания электрон-ных устройств детекторов дополнительно добавляются случайные фоновые частицы, спектр которых получен из моделирования широких атмосферных ливней низких энергий при помощи пакета CORSIKA [115].

Для настоящего анализа было создано два Монте-Карло набора для событий, инициированных первичными протонами и ядрами железа. В диапазоне энергий $10^{17.5} - 10^{20.5} \text{ эВ}$ при помощи пакета CORSIKA было создано по 9800 ливней для каждого случая, затем на основании которых смоделировано 200 миллионов событий установки.

Монте-Карло наборы проходят ту же процедуру реконструкции, что и реальные данные; на них также накладываются ограничения по “качеству” событий, описанные в разделе 1.2.

1.4 Метод определения массы первичных частиц

1.4.1 Классификатор на основе усиленных деревьев решений

Основной метод анализа данной главы основан на использовании алгоритма усиленных деревьев решений, использующего набор наблюдаемых параметров широких атмосферных ливней, чувствительных к составу первичных частиц. Подробнее схема работы усиленных деревьев решений описана в приложении Б.

Используемый классификатор на основе усиленных деревьев Toolkit for Multivariate Data Analysis (TMVA) package [116] решений является частью программного пакета ROOT [117]. В пакете TMVA интегрировано множество параметров классификатора, которые можно варьировать – способ усиления, количество “деревьев” в “лесу” при усилении, максимальное число уровней в “дереве”, предварительное преобразование переменных (нормирование, декорреляция, приведение к гауссову или равномерному распределению).

Пространство параметров классификатора было исследовано и был найден оптимальный набор параметров, который дает наилучшее разделение Монте-Карло наборов для протонов и ядер железа:

1. Механизм усиления AdaBoost.
2. Количество “деревьев” в “лесу” для построения механизма усиления $N_{Trees} = 1000$.
3. Перед построением классификатора переменные не подвергаются каким-либо дополнительным преобразованиям.
4. Максимальное число уровней в “дереве” $N_{max} = 3$.

Построенные Монте-Карло наборы делятся на три равные по числу событий части. Первая часть МК-наборов используется для построения и тренировки классификатора на основе 16 переменных, которые будут описаны ниже. Ливни, инициированные первичными протонами, играют роль фоновых событий, а ливни, инициированные ядрами железа – роль сигнала.

Диапазон энергий, в котором проводится исследование массового состава первичных частиц, поделен на отрезки величиной $\log_{10} E = 0.2$, при этом два последних бина объединены из-за малой статистики. Для каждого энергетического промежутка строится отдельный классификатор, затем применяемый к оставшимся двум частям Монте-Карло наборов и к данным.

В результате применения классификатора, каждому событию из данных и из МК-наборов ставится в соответствие число ξ , лежащее в интервале $\xi \in [-1; 1]$, где $\xi = 1$ соответствуют событию-сигналу, а $\xi = -1$ – событию-фону. Распределения переменной ξ для данных и для Монте-Карло наборов затем используются в последующем одномерном анализе.

1.4.2 Наблюдаемые, чувствительные к составу первичных частиц

Классификатор, определяющий, инициировано ли данное событие первичными протонами или ядрами железа, строится на наборе из 16 переменных, чувствительных к составу первичных частиц.

Качественно, наблюдаемые можно разделить на три группы. Первая группа связана с функцией поперечного распределения (ФПР), которая зависит от глубины максимума развития ливня, в свою очередь, чувствительного к составу. К ним относятся:

1–2. Параметр S_b для значений $b = 3$ и $b = 4.5$ [118], определяемый следующим образом:

$$S_b = \sum_{i=1}^N \left[S_i \times \left(\frac{r_i}{r_0} \right)^b \right],$$

где S_i – сигнал i -го детектора, r_i – расстояние от оси ливня до детектора в метрах, $r_0 = 1200$ м – характерное расстояние. Значения $b = 3$ и $b = 4.5$ выбраны как обеспечивающие наилучшее разделение между различными первичными частицами.

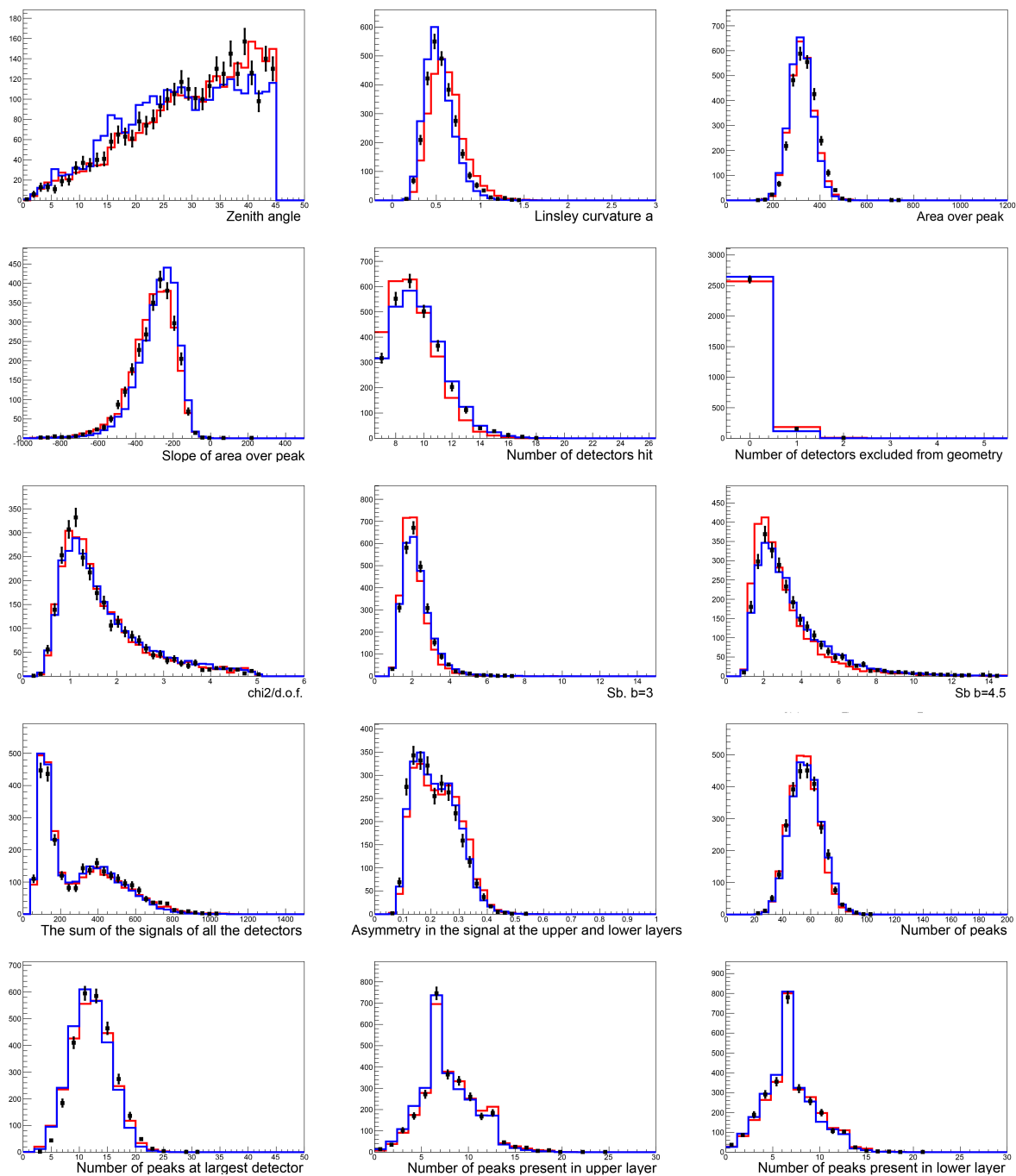


Рис. 1.1. Распределение используемых для построения УДР-классификатора наблюдаемых в диапазоне энергий $\log_{10} E = 18.8 - 19.0$. Набор модельных Монте-Карло событий для протонов показан красной линией, для ядер железа – синей линией. Экспериментальные данные обозначены черными точками.

3. Сумма сигналов со всех детекторов события.
4. Число сработавших детекторов.
5. $\chi^2/d.o.f.$ для аппроксимации ФПР.

Вторая группа связана с фронтом ливня, который зависит от величины X_{\max} , а также от мюонной компоненты ШАЛ. К ней относятся:

6. Параметр кривизны Линсли, определенный в разделе 1.2, определяющий кривизну фронта.
- 7–8. Отношение площади сигнала к его максимальному значению (AoP) и параметр наклона AoP [119]:

Используя временную развертку сигнала со станции наземного детектора, возможно посчитать площадь под ее графиком и максимальное значение амплитуды сигнала. Отношение площади сигнала к его максимальному значению аппроксимируется линейной функцией от расстояния до оси ШАЛ:

$$AoP(r) = \alpha - \beta(r/r_0 - 1.0),$$

где $r_0 = 1200$ м, α – значение $AoP(r)$ на расстоянии 1200 м, β – параметр наклона AoP.

9. Количество детекторов, исключенных из аппроксимации фронта ливня в процедуре реконструкции [120].

Параметры 7-9 связаны с шириной фронта ливня.

Третья часть параметров связана с мюонной компонентой ШАЛ. Мюоны при распространении совместно формируют один пик в развертке аналогово-цифровых преобразователей каждого из детекторов, поскольку они распространяются практически прямолинейно и имеют малую дисперсию времени прихода. К наблюдаемым третьей группы относятся:

10. Полное количество пиков в развертках всех аналогово-цифровых преобразователей события.

11. Количество пиков в детекторе с наибольшим сигналом.
12. Количество пиков, присутствующих только в верхнем слое детекторов.
13. Количество пиков, присутствующих только в нижнем слое детекторов.
14. Асимметрия сигнала между верхним и нижним слоями детекторов.

Помимо описанных выше 14 переменных для построение классификатора также используются:

15. Зенитный угол θ .
16. Энергия события.

В процессе анализа было установлено, что для всех наблюдаемых распределения данных и Монте-Карло наборов находятся в согласии. С учетом ошибок, распределения значений наблюдаемых для данных лежат между распределениями для протонного Монте-Карло набора и набора МК-событий, инициированных первичными ядрами железа. Распределение значений наблюдаемых в диапазоне энергий $\log_{10} E = 18.8 - 19.0$ показано на рисунке 1.1.

1.4.3 Оценка средней атомной массы первичной частицы $\langle \ln A \rangle$ на основе выходного параметра деревьев решений ξ

На рисунке 1.2 показаны распределения параметра ξ для наборов модельных Монте-Карло событий и для данных в каждом энергетическом бине. Предложенный метод представляет собой двухкомпонентный подход к определению типа первичной частицы, и для определения средней атомной массы КЛ в каждом энергетическом бине, к распределению величины ξ для данных и для наборов модельных Монте-Карло событий была применена процедура фитирования при помощи шаблонов. Используемый метод фитирования `TFractionFitter` является частью пакета ROOT [117, 121]: в нем гистограммы фитируются побиново при помощи метода максимального правдоподобия со статистикой Пуассона.

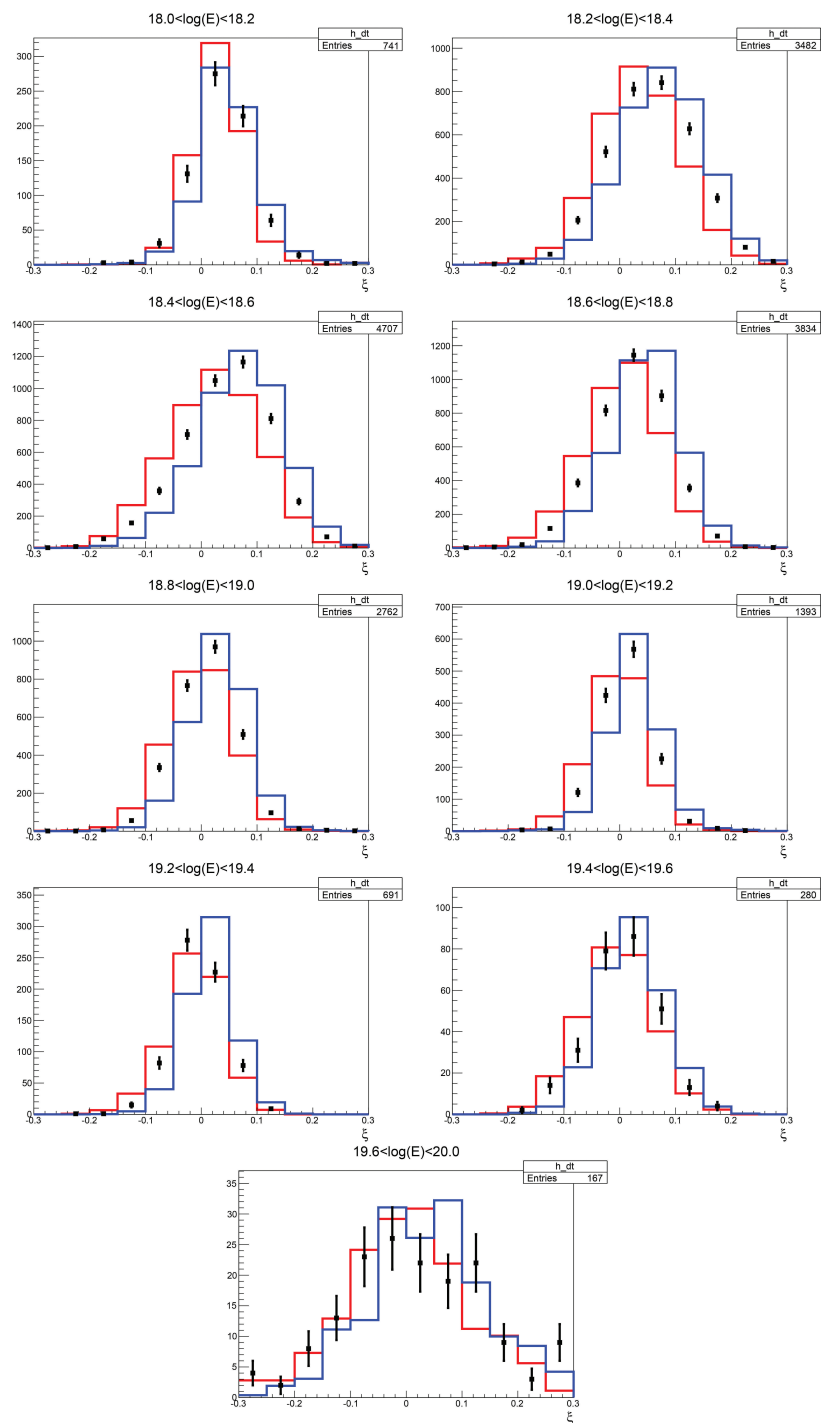


Рис. 1.2. Распределение параметра ξ в различных энергетических бинах. Набор протонных МК-событий показан красными линиями, набор МК-событий для ядер железа – синими линиями. Экспериментальные данные обозначены черными точками.

На данном шаге используется вторая часть Монте-Карло наборов, и его результатом является вычисление доли протонов и ядер железа в данных, ϵ_p и $\epsilon_{Fe} = 1 - \epsilon_p$, соответственно.

Первая оценка средней атомной массы первичных частиц может быть получена следующим образом:

$$\langle \ln A \rangle^{(1)} = \epsilon_p \times \ln(M_p) + (1 - \epsilon_p) \times \ln(M_{Fe}) , \quad (1.5)$$

где $M_p = 1.0$ и $M_{Fe} = 56.0$ – средние атомные массы протонов и ядер железа.

Значения доли протонов ϵ_p в различных интервалах энергий показаны в таблице 1.1.

Необходимо отметить, что для создания наборов Монте-Карло событий был получен отклик установки от одинакового количества смоделированных ливней для протонов и ядер железа, в то время как они реконструируются и регистрируются с разной эффективностью. Доля протонов ϵ_p представляет собой именно долю смоделированных протонных событий в МК-наборе, то есть полученный логарифм средней атомной массы $\langle \ln A \rangle^{(1)}$ представляет данную величину для частиц, приходящих в атмосферу. Эффективность работы детектора влияет на статистику событий, вызванных протонами и ядрами железа как в МК-наборах, так и в данных.

1.4.4 Корректировка смещения оценки $\langle \ln A \rangle$

Для проверки метода дополнительно были созданы Монте-Карло наборы для событий, вызванных первичными ядрами гелия и азота. Процедура их построения аналогична процедуре для МК-наборов протонов и ядер железа.

МК-наборы для ядер гелия и азота были подвергнуты такой же процедуре анализа, что и данные, и для них была вычислена средняя атомная масса в каждом диапазоне энергий, показанная на рисунке 1.3. Основываясь на результатах вычисления $\langle \ln A \rangle$ можно построить поправку к значению средней атомной массы в каждом диапазоне энергий в предположении, что поток

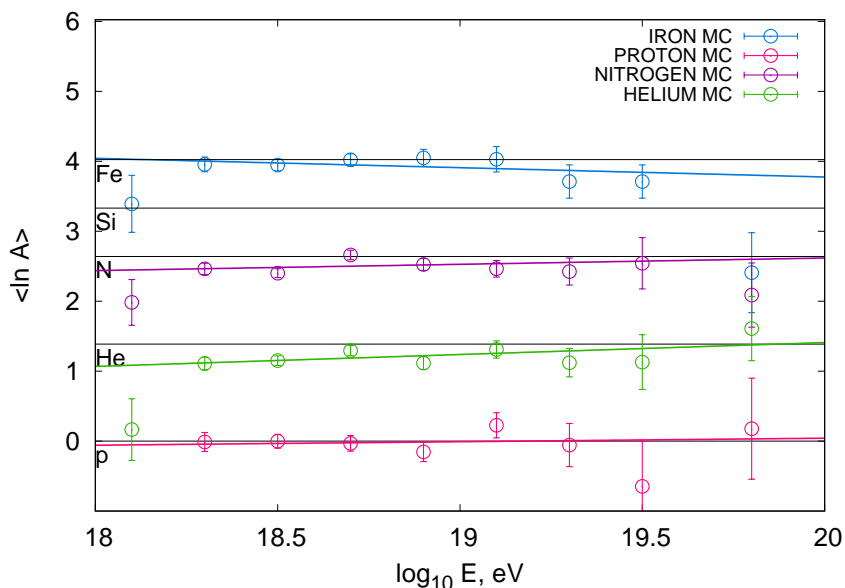


Рис. 1.3. $\langle \ln A \rangle$, аппроксимированная прямой линией для МК-наборов событий протонов (показаны малиновым), ядер гелия (показаны зеленым), ядер азота (показаны фиолетовым) и ядер железа (показаны синим). Для каждого значения $\langle \ln A \rangle$ обозначенные ошибки являются статистическими. Черными горизонтальными линиями показаны значения $\ln A$ для протонов, ядер гелия, азота, кремния и железа.

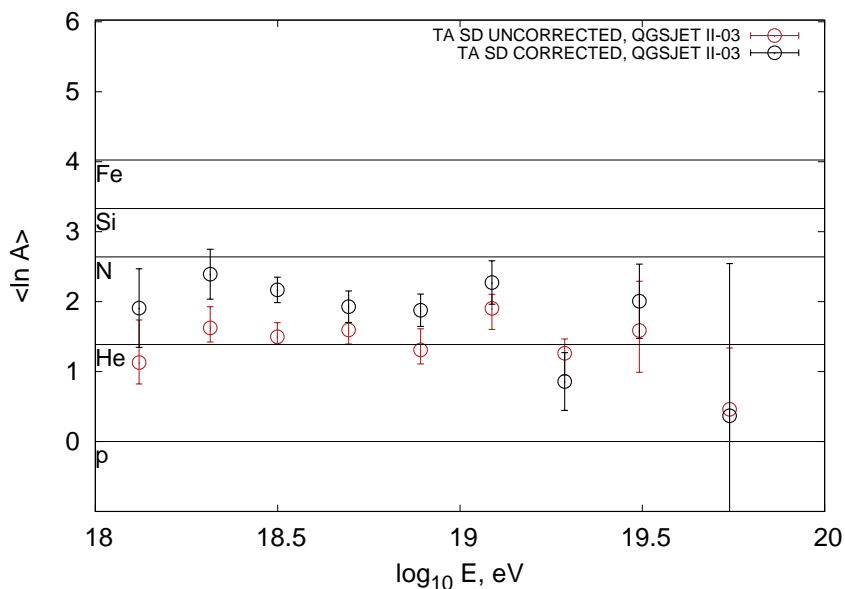


Рис. 1.4. Значения $\langle \ln A \rangle^{(1)}$ для набора экспериментальных данных без поправок (показаны красным) в сравнении со значениями $\langle \ln A \rangle_{non-linear}$ с нелинейной поправкой (показаны черным) в каждом промежутке по энергии.

Таблица 1.1. Значения доли протонов ϵ_p в КЛУВЭ как функция энергии.

$\log_{10}(E)$	ϵ_p
18.0 – 18.2	0.76
18.2 – 18.4	0.46
18.4 – 18.6	0.52
18.6 – 18.8	0.53
18.8 – 19.0	0.58
19.0 – 19.2	0.47
19.2 – 19.4	0.83
19.4 – 19.6	0.54
19.6 – 20.0	0.72

первичных частиц является монохроматическим, то есть состоит из частиц или ядер только одного типа. Для этого в каждом энергетическом бине была построена квадратичная функция $\ln A_{true}$ ($\langle \ln A \rangle$) по четырем точкам, приводящая в соответствие значения $\langle \ln A \rangle$, полученных из МК-наборов в анализе с реальными значениями средней атомной массы для частиц и ядер.

На рисунке 1.4 показаны в сравнении значения $\langle \ln A \rangle^{(1)}$ без поправок и с примененной нелинейной поправкой.

1.4.5 Определение систематической ошибки метода

Нелинейная поправка, применяемая к значению средней атомной массы первичных частиц, основана на предположении, что космические лучи в данном диапазоне энергий состоят из частиц одного типа. Главным источником систематической ошибки является невозможность для выбранного метода различать потоки космических лучей, состоящих из смеси различных частиц и частиц одного типа.

Для определения систематической ошибки, в каждом энергетическом бине было создано 100 случайных смесей из Монте-Карло наборов для протонов, ядер гелия, азота и железа. Для всех смесей было определено значение средней атомной массы с использованием фитирования при помощи шаблонов `TFractionFitter`, а также была применена нелинейная поправка. Разница между определенными в результате анализа значениями $\langle \ln A \rangle$ и значениями, посчитанными исходя из долей элементов в смеси, позволяет определить систематическую ошибку в каждом бине, а также ее среднее значение:

$$\delta \ln A_{syst.} = 0.44. \quad (1.6)$$

1.4.6 Определение ошибки, вносимой моделями адронных взаимодействий

Интерпретация любых результатов, связанных с анализом состава первичных частиц космических лучей, значительным образом зависит от выбора модели адронных взаимодействий, используемых при Монте-Карло моделировании. Это утверждение относится и к исследованиям на основе данных флуоресцентных телескопов, и на основе данных решеток наземных детекторов. Помимо модели QGSJETII-03, использованной в данном анализе, существует ее обновленная версия с учетом измерений на Большом адронном коллайдере, модель QGSJETII-04 [122]. Также широко используются модели EPOS-LHC [123] и SYBILL [124].

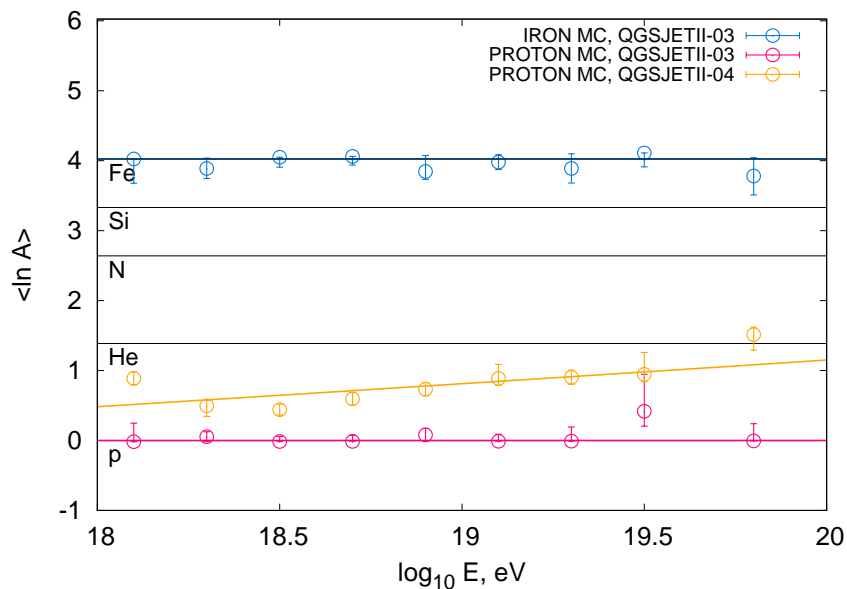


Рис. 1.5. $\langle \ln A \rangle$, аппроксимированная прямой линией для Монте-Карло событий протонов (показано малиновым) и для Монте-Карло событий для ядер железа (показано синим), полученных с использованием адронной модели QGSJETII-03; а также протонное МК, полученное с использованием модели QGSJETII-04 (показано оранжевым). Для каждого значения $\langle \ln A \rangle$ обозначенные ошибки являются статистическими.

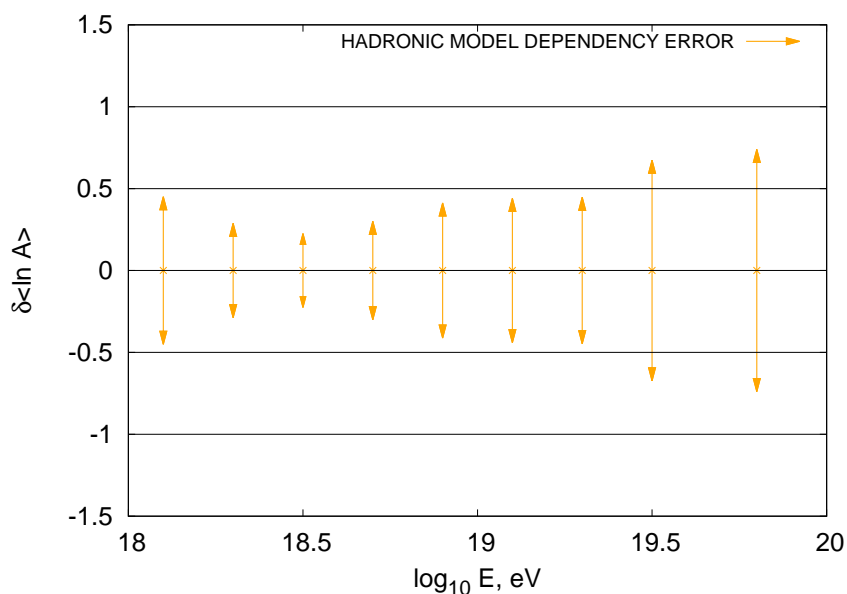


Рис. 1.6. Зависимость ошибки, вносимой использованием адронных моделей, как функция от энергии, полученная из сравнения с моделью адронных взаимодействий QGSJETII-04.

Все современные адронные модели являются феноменологическими, и вычисления в них основаны на некоторых приближениях в квантовой хромодинамике. Подбор параметров производится путем аппроксимации данных, полученных в экспериментах на ускорителях с помощью предсказаний модели. Затем, полученные характеристики экстраполируются на ультравысокие энергии. Анализ обсерватории им. Пьера Оже показал несоответствие между мюонным сигналом, предсказанным адронными моделями и реальным, наблюдаемым экспериментально [125]. Аналогичный результат был получен и основываясь на данных наземной решетки эксперимента Telescope Array [126]. Данное различие может влиять на используемые в анализе главы 1 наблюдаемые, и, соответственно, и на полученный массовый состав.

Для вычисления систематической ошибки, связанной с неопределенностью моделей адронных взаимодействий, было проведено сравнение двух моделей: QGSJETII-03 и QGSJETII-04 [122]. Был создан дополнительный набор Монте-Карло событий с использованием модели QGSJETII-04, который затем прошел полную процедуру анализа, описанную выше. Полученные значения $\langle \ln A \rangle$ для протонного набора Монте-Карло с моделью QGSJETII-04 показаны на рисунке 1.5. На рисунке 1.6 показана систематическая ошибка, связанная с неопределенностью моделей адронных взаимодействий, как функция энергии; при этом ее среднее значение составляет $\delta \ln A_{hadr.} = 0.4$.

1.5 Результаты

На рисунке 1.4 при помощи черных кружков показана средняя атомная масса первичных частиц КЛУВЭ, как функция энергии. В пределах ошибок $\langle \ln A \rangle$ не зависит от энергии, и ее среднее значение равняется $\langle \ln A \rangle = 2.0 \pm 0.1(stat.) \pm 0.44(syst.)$.

Массовый состав космических лучей ультравысоких энергий по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array в сравнении с гибридными

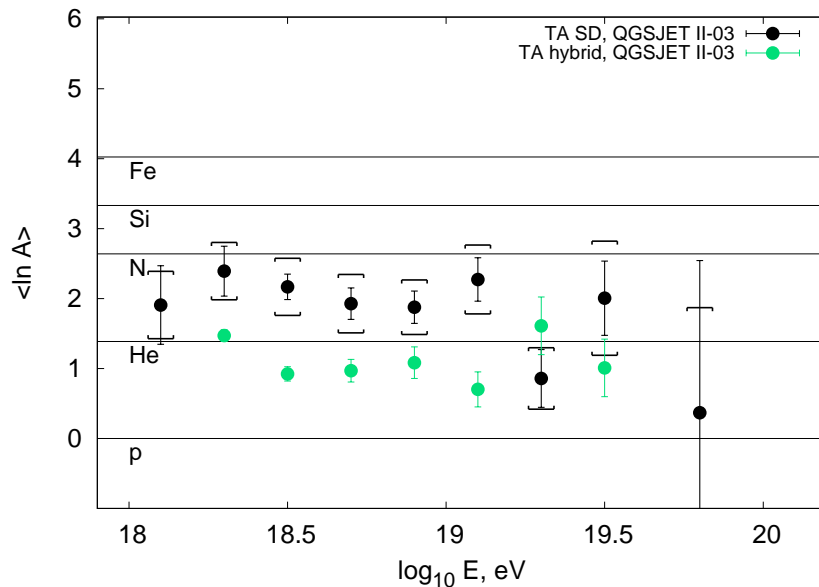


Рис. 1.7. Средняя атомная масса $\langle \ln A \rangle$, полученная при анализе в данной главе в сравнении с результатами гибридных измерений эксперимента Telescope Array [127]; статистические ошибки показаны “усами”, систематические – скобками.

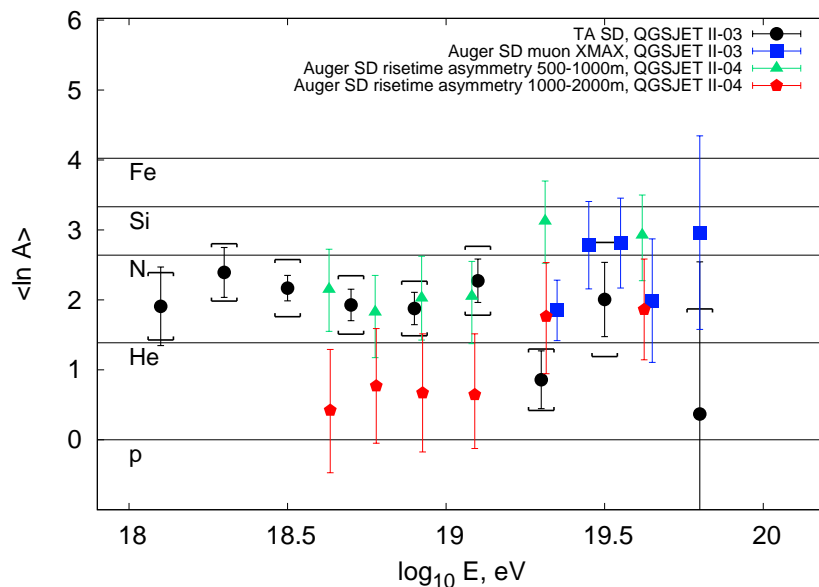


Рис. 1.8. Средняя атомная масса $\langle \ln A \rangle$, полученная при анализе в данной главе в сравнении с результатами обсерватории им. Пьера Оже, основанными на вычислении глубины максимума развития мюонной компоненты ливня X_{max}^{μ} и азимутальной асимметрии времени нарастания сигнала [96, 128]; статистические ошибки показаны “усами”, систематические – скобками.

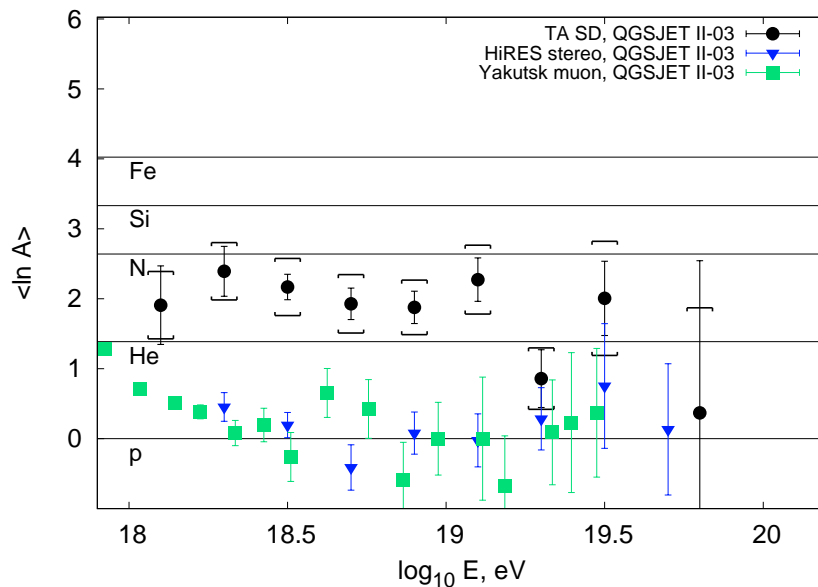


Рис. 1.9. Средняя атомная масса $\langle \ln A \rangle$, полученная при анализе в данной главе в сравнении со стерео-результатам по вычислению X_{\max} эксперимента HiRes [92] и результатам Якутской установки ШАЛ, основанными на плотности мюонов [129]; статистические ошибки показаны “усами”, систематические – скобками.

результатами этого же эксперимента показан на рисунке 1.7. Сравнение с результатами обсерватории им. Пьера Оже, основанными на глубине максимума развития мюонной компоненты ливня X_{\max}^{μ} и азимутальной асимметрии времени нарастания сигнала показаны на рисунке 1.8, сравнения со стерео-результатам по вычислению X_{\max} эксперимента HiRes и результатами Якутской установки ШАЛ, основанными на плотности мюонов – на рисунке 1.9. Полученный состав качественно согласуется с гибридными измерениями эксперимента Telescope Array и результатами, полученными обсерваторией им. Пьера Оже, в то время как его значения лежат выше чисто протонного состава, наблюдаемого в эксперименте HiRes и на Якутской установке ШАЛ.

1.6 Выводы и обсуждение результатов главы 1

Первая глава посвящена исследованию массового состава космических лучей ультравысоких энергий по данным наземной решетки эксперимента

Telescope Array. Использование данных наземной решетки имеет определенное преимущество перед данными, полученными при использовании флуоресцентных телескопов, а именно несомненный выигрыш в статистике регистрируемых событий, связанный с особенностью работы флуоресцентных станций.

Однако, именно данные флуоресцентных станций позволяют определять глубину максимума развития ливня X_{\max} , характеристику ШАЛ, наиболее чувствительную из всех известных на данный момент. В связи с этим предложенный способ определения средней атомной массы первичных частиц основывается на одном из методов анализа данных высоких размерностей, усиленных деревьях решений, в которых одновременно используется множество наблюдаемых характеристик ШАЛ, чувствительных к составу КЛ, инициирующих события.

Предложенный анализ работает следующим образом:

1. При реконструкции каждого события данных и наборов Монте-Карло событий вычисляются наблюдаемые, чувствительные к составу первичных частиц.
2. Метод анализа многокомпонентных данных превращает набор наблюдаемых в одну переменную ξ , которая позволяет определить тип события: является ли оно событием сигнала или фоновым.
3. Распределения ξ для данных сравниваются с распределениями для наборов Монте-Карло событий.
4. Средняя атомная масса $\langle \ln A \rangle$ вычисляется как функция энергии.

По результатам анализа вычислены значения средней атомной массы $\langle \ln A \rangle$ как функция энергии. Полученный результат в пределах ошибок не зависит от энергии, среднее значение $\langle \ln A \rangle$ при этом составляет $\langle \ln A \rangle = 2.0 \pm 0.1(stat.) \pm 0.44(syst.)$. Проведено сравнение с аналогичными результатами гибридного анализа эксперимента Telescope Array, обсерватории им. Пьера Оже, эксперимента HiRes и Якутской установки ШАЛ. Полученный состав

КЛУВЭ качественно согласуется с гибридными измерениями эксперимента Telescope Array и результатами, полученными обсерваторией им. Пьера Оже, но значения лежат выше чисто протонного состава, наблюдаемого в эксперименте HiRes и на Якутской установке ШАЛ.

Разработанный метод позволил добиться точности определения средней атомной массы первичных частиц на уровне результатов, основанных на данных флуоресцентных телескопов. Дальнейшее развитие метода может идти по следующим направлениям:

- Особенность предложенного метода состоит в том, что при вычислении средней атомной массы в конкретном энергетическом бине производится усреднение по большому числу событий, что не позволяет отличить два принципиально разных состава космических лучей: КЛ, образованные смесью различных частиц и КЛ, состоящие из частиц только одного типа. На этом свойстве основана оценка систематической погрешности метода. В будущем возможно обойти данное ограничение: методы, основанные на использовании сверточных нейронных сетей потенциально позволят проводить анализ данных и сравнивать его с любым количеством заранее заданных элементов, которые могут выступать в качестве первичных частиц.
- Как обсуждалось в разделе 1.4.6, довольно большое значение для вычисления средней атомной массы первичных частиц КЛУВЭ играет выбор той или иной модели адронных взаимодействий. В данном анализе использовалась модель QGSJETII-03, а также проведено сравнение с моделью QGSJETII-04, и таким образом было показано, что неопределенность, вносимая моделями адронных взаимодействий, может достигать 30 %. В последующем анализе необходимо произвести более детальное сравнение результатов вычисления $\langle \ln A \rangle$ при использовании наиболее широко применяемых адронных моделей, QGSJETII-04 [122], EPOS-LHC [123] и SYBILL [124].

- Полученные результаты обладают большими статистическими и систематическими погрешностями в области ГЗК-подавления, потенциально важной для различных сценариев рождения и ускорения КЛУВЭ. Продолжение работы эксперимента, а также проводимое в настоящее время обновление установки ТAx4 позволит значительно увеличить статистику данных и тем самым улучшить точность определения $\langle \ln A \rangle$.

ГЛАВА 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛИ ПРОТОНОВ ПО ОТНОШЕНИЮ К ГЕЛИЮ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ГЛУБИНЫ РАЗВИТИЯ ЛИВНЯ

Вторая глава также посвящена вопросу исследования массового состава космических лучей ультравысоких энергий. Помимо непосредственного измерения средней атомной массы первичных частиц, исследование распределения глубины максимума развития ливня X_{\max} позволяет определить такую характеристику потока КЛ, как долю протонов по отношению к гелию.

Доля протонов по отношению к гелию в КЛУВЭ является важной характеристикой, позволяющей ограничивать модели рождения космических лучей в источниках, а также модели популяции последних. За более чем полувековую историю изучения космических лучей было высказано множество различных теорий: их разнообразие показательно выражается в двух противоположных друг другу моделях: модели “углубления” (англ. dip model) [130–132] и так называемой “разочаровывающей” модели (англ. disappointing model) [133].

В модели с “углублением” предполагается чисто протонный состав космических лучей ультравысоких энергий. Свое название модель получила из-за особенности в спектре КЛ – углубления, связанного со взаимодействием протонов с реликтовым излучением, приводящим к рождению электрон-позитронных пар. Модель с “углублением” предсказывает потоки космогенных фотонов и нейтрино, которые могут быть зарегистрированы в современных экспериментах.

“Разочаровывающая” модель предполагает, что в источниках КЛ рождаются как протоны, так и более тяжелые ядра. Ускорение зависит от отношения энергии первичной частицы к ее заряду, $E_{\max}^{acc} = ZE_0$, где E_0 – уни-

версальная энергия, получаемая из данных; при этом обеспечивается сравнительно низкая максимальная энергия ускорения. “Разочаровывающая” модель не предсказывает рождения пионов при взаимодействии КЛ с реликтовым излучением, а, следовательно, в ней отсутствует и сопутствующий поток космогенных нейтрино. В “разочаровывающей” модели отсутствуют корреляции с ближайшими источниками в силу отклонения ядер ультравысоких энергий в галактических магнитных полях.

Не менее важна доля протонов по отношению к гелию в космических лучах ультравысоких энергий для исследования безопасности будущих коллайдеров. В определенных теоретических моделях с дополнительными пространственными измерениями становится возможным рождение микроскопических черных дыр в высокоэнергетичных взаимодействиях адронов. В частности, этот процесс рассматривался в ходе изучения безопасности Большого адронного коллайдера [134, 135]. Доказательство безопасности Большого адронного коллайдера (БАК) было основано на стабильности плотных астрофизических объектов, таких как белые карлики и нейтронные звезды, которые непрерывно подвергаются воздействию космических лучей ультравысоких энергий с энергиями в системе центра масс гораздо выше энергий, доступных на БАК.

Аналогичный метод можно применить и к исследованию возможных будущих коллайдеров, рассчитанных на энергии порядка 100 ТэВ, исследуя взаимодействия космических лучей на ультравысоких энергиях. Скорость рождения черных дыр зависит от энергии на нуклон во взаимодействиях, поэтому определение доли протонов играет важную роль для данных исследований. В работе [90] было показано, что рождение стабильных заряженных микроскопических черных дыр невозможно в подобной модели, в то время как для исключения нейтральных черных дыр необходимо точное значение доли протонов по отношению к гелию.

2.1 Способы определения доли протонов по отношению к гелию в КЛУВЭ

Исследование глубины максимума развития ливня X_{\max} проводилось и обсерваторией им. Пьера Оже [47], и в эксперименте Telescope Array [48, 127]. Помимо непосредственного применения к определению средней атомной массы первичных частиц, которое обсуждалось в главе 1, полная форма распределения X_{\max} также может быть использована для определения возможных потоков первичных ядер, путем сравнения экспериментальных данных с результатами Монте-Карло моделирования.

В анализе обсерватории им. Пьера Оже проводилась многомерная аппроксимация данных четырьмя Монте-Карло наборами первичных частиц и ядер: протонов, ядер гелия, азота и железа. Наиболее правдоподобный фит показывает, что в диапазонах энергии $10^{17.2} - 10^{17.7}$ эВ и $10^{18.4} - 10^{19.5}$ эВ ожидается ненулевой поток ядер гелия; а в диапазоне $10^{17.7} - 10^{18.4}$ эВ поток ядер гелия совместен с нулем на уровне статистической значимости 2σ .

В улучшенной процедуре анализа данных обсерватории им. Пьера Оже был предложен метод, минимизирующий влияние неопределенностей моделей адронных взаимодействий на результаты аппроксимации [136]. Данный результат дает указания на наличие ненулевого потока ядер гелия в диапазоне энергий $10^{17.2} - 10^{19.5}$ эВ с более высокой статистической значимостью.

По данным 8,5 лет работы эксперимента Telescope Array было показано, что в диапазоне энергий $10^{18.25} - 10^{19.10}$ эВ на уровне достоверности 95 % ожидается чисто протонный состав космических лучей; однако на более высоких энергиях нельзя исключить вероятность примесей более тяжелых ядер.

Независимо от распределения X_{\max} может использоваться его “хвост”, который возможно аппроксимировать экспоненциальной функцией $\exp(-X_{\max}/\Lambda)$, где Λ называется экспоненциальным декрементом затухания, который оказывается чувствительным к сечению взаимодей-

ствия протонов с воздухом. Впервые результаты, основанные на данном методе, были получены в эксперименте Fly's Eye [137, 138], а затем также использовались обсерваторией им. Пьера Оже и экспериментом Telescope Array [139–141]. В работе [142] было показано, что экспоненциальный декремент затухания также чувствителен к доле протонов по отношению к гелию p/He . Такой способ определения p/He не обладает сильной зависимостью от моделей адронных взаимодействий и экспериментальных ошибок определения X_{max} .

2.2 Определение доли протонов по отношению к гелию из “хвоста” распределения X_{max} по данным обсерватории им. Пьера Оже и эксперимента Telescope Array

В данной главе используется метод определения доли протонов по отношению к гелию, разработанный в работе [142]. Целью анализа главы 2 является применение этого метода для экспериментальных значений экспоненциального декремента затухания, измеренного по данным обсерватории им. Пьера Оже и эксперимента Telescope Array для определения доли протонов по отношению к гелию в соответствующих диапазонах энергий.

Первый этап анализа представляет собой создание наборов Монте-Карло событий ШАЛ, инициированных первичными протонами, ядрами гелия и углерода при помощи программного пакета CORSIKA [104]. Моделирование проводилось с использованием двух моделей адронных взаимодействий: QGSJET II-04 [122] и EPOS-LHC [123] для условий обоих экспериментов.

Для случая обсерватории им. Пьера Оже, каждый Монте-Карло набор состоит из 17 098 событий в диапазоне энергий $10^{18.0}$ эВ $< E < 10^{18.5}$ эВ с показателем степени спектра -3.293 [143] для каждой адронной модели.

Для Telescope Array, 17 354 событий было смоделировано в каждом наборе в диапазоне энергий от $10^{18.3}$ эВ до $10^{19.3}$ эВ со спектральным индексом

-3.226 для $E < 10^{18.72}$ эВ и -2.66 для $E > 10^{18.72}$ эВ [28].

На следующем шаге, смоделированные Монте-Карло наборы “смешиваются” в различных пропорциях от $p/\text{He} = 0.01$ до $p/\text{He} = 100.0$ с шагом $\log_{10} \Delta = 0.2$. Для каждой из смесей производится аппроксимация “хвоста” X_{max} экспоненциальной функцией для получения экспоненциального декремента затухания.

Выбор стартовой точки диапазона фитирования X_{max} можно производить различными способами: этот момент является довольно важным в используемом методе, поскольку напрямую влияет на определение величины Λ в эксперименте. В первых статьях [137, 138] верхняя граница диапазона аппроксимации была фиксирована в определенных значениях, $X_{\text{max}} = 760$ г/см² и $X_{\text{max}} = 830$ г/см², соответственно. В работе А. Юшкова и остальных [142] был предложен иной подход, в котором используется распределение X_{max} для ядер углерода. Они определили верхнюю границу диапазона как значение, в котором только $\approx 0.5\%$ ливней, инициированных ядрами углерода, попадают в диапазон фитирования.

В настоящей главе для данных обсерватории им. Пьера Оже используется способ, разработанный в работе [141]. Анализ экспериментальных данных представляет собой трехступенчатую процедуру, в которой в первую очередь определяется диапазон значений X_{max} , включающий в себя 99.8% центральных, при этом учитываются лишь те события, для которых значение X_{max} может быть определено достаточно точно. На втором шаге полученное распределение X_{max} используется, чтобы определить интервалы значений X_{max} , включающих в себя 20% наиболее глубоко развившихся в атмосфере ливней. Затем верхняя граница определяется таким образом, чтобы исключить 0.1% всех событий.

Данная процедура приводит к следующему диапазону X_{max} , в котором производится аппроксимация экспоненциальной функцией для случая обсерватории им. Пьера Оже: от $X_{\text{max,start}} = 782.4$ г/см² до $X_{\text{max,end}} = 1030.1$ г/см²

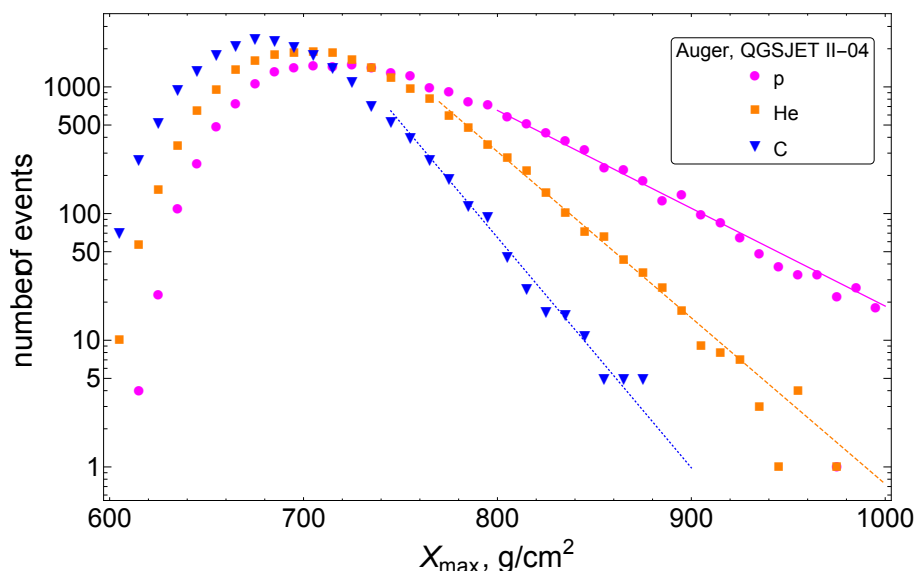


Рис. 2.1. Распределение X_{\max} для диапазона энергий $10^{18.0}\text{эВ} < E < 10^{18.5}\text{эВ}$ для случая обсерватории им. Пьера Оже для наборов модельных Монте-Карло событий, инициированных протонами (показано фиолетовым), ядер гелия (показано оранжевым) и ядер углерода (показано синим) с использованием адронной модели QGSJETII-04. Аппроксимация экспоненциальной функцией $\exp(-X_{\max}/\Lambda)$ показана линиями соответствующего цвета.

в диапазоне энергий $10^{18.0} - 10^{18.5}$ эВ.

Для данных Telescope Array в соответствующей работе [140] используется иной метод определения верхней границы диапазона аппроксимации, в которой минимальное значение определено как $X_i = \langle X_{\max} \rangle + 40\text{г/см}^2$, где $\langle X_{\max} \rangle$ – среднее значение для данного распределения X_{\max} .

Окончательно, после выполнения экспоненциального фитирования “хвоста” распределения X_{\max} для каждой смеси, значения Λ_i определяются как функция p/He. Ограничения на долю протонов по отношению к гелию получаются затем из сравнения с экспериментально измеренными значениями Λ [139–141]. Нижний предел на значение p/He на уровне достоверности 68% CL соответствует наименьшему значению Λ в пределах экспериментальных ошибок.

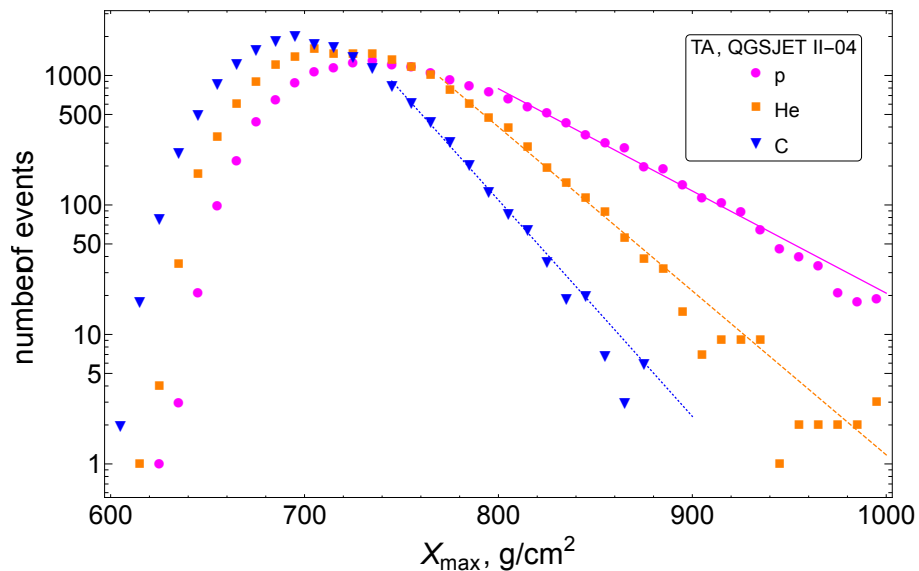


Рис. 2.2. Распределение X_{\max} для диапазона энергий $10^{18.3}\text{эВ} < E < 10^{19.3}\text{эВ}$ для случая Telescope Array для наборов модельных Монте-Карло событий, инициированных протонами (показано фиолетовым), ядер гелия (показано оранжевым) и ядер углерода (показано синим) с использованием адронной модели QGSJETII-04. Аппроксимация экспоненциальной функцией $\exp(-X_{\max}/\Lambda)$ показана линиями соответствующего цвета.

2.3 Результаты

На рисунках 2.1 и 2.2 показаны распределения X_{\max} и аппроксимации экспоненциальными функциями для наборов Монте-Карло, инициированных первичными протонами, ядрами гелия и углерода.

Значения параметра Λ как функции доли протонов по отношению к гелию для различных долей углерода для моделей QGSJET II-04 и EPOS-LHC показаны на рисунках 2.3 и 2.4. Графики включают в себя диапазон значений доли протонов по отношению к гелию от $p/\text{He} = 0.01$ до $p/\text{He} = 100.0$ с шагом $\log_{10} \Delta = 0.2$.

Для экспериментального значения Λ , полученного в анализе обсерватории им. Пьера Оже, $\Lambda = 57.4 \pm 1.8_{\text{stat.}} \pm 1.6_{\text{syst.}} \text{ г/см}^2$ [141] в диапазоне энергий $10^{18.0}\text{эВ} < E < 10^{18.5}\text{эВ}$, что приводит к следующим ограничениям:

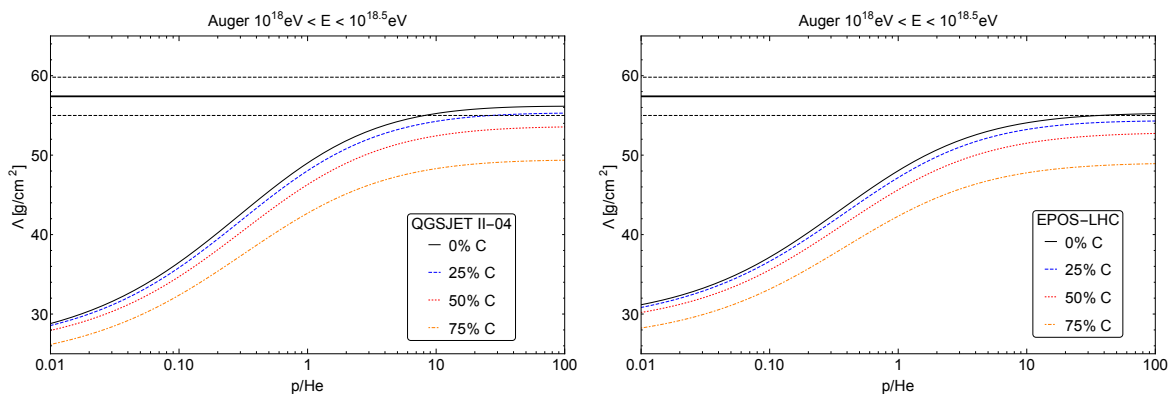


Рис. 2.3. Параметр Λ как функция доли протонов по отношению к гелию для диапазона энергий $10^{18.0}\text{эВ} < E < 10^{18.5}\text{эВ}$ для двухкомпонентной смеси (протоны и ядра гелия, показано черной линией) и для трехкомпонентной смеси (протоны, ядра гелия и 25 % ядер углерода – показано синей линией; протоны, ядра гелия и 50 % ядер углерода – показано красной линией; протоны, ядра гелия и 75 % ядер углерода – показано оранжевой линией). Каждая смесь получена с использованием наборов модельных Монте-Карло событий с моделями адронных взаимодействий QGSJET II-04 (слева) и EPOS-LHC (справа). Черная закрашенная линия и прерывистые линии соответствуют экспериментальному значению $\Lambda = 57.4 \pm 1.8_{stat.} \pm 1.6_{syst.}$ г/см² и соответствующей ошибке, полученной обсерваторией им. Пьера Оже [141].

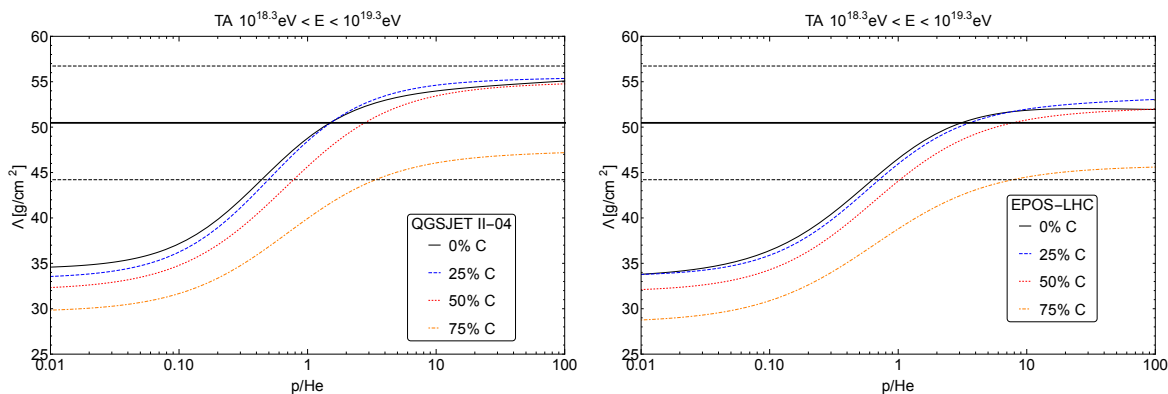


Рис. 2.4. Параметр Λ как функция доли протонов по отношению к гелию для диапазона энергий $10^{18.0}\text{эВ} < E < 10^{18.5}\text{эВ}$ для двухкомпонентной смеси (протоны и ядра гелия, показано черной линией) и для трехкомпонентной смеси (протоны, ядра гелия и 25 % ядер углерода – показано синей линией; протоны, ядра гелия и 50 % ядер углерода – показано красной линией; протоны, ядра гелия и 75 % ядер углерода – показано оранжевой линией). Каждая смесь получена с использованием наборов модельных Монте-Карло событий с моделями адронных взаимодействий QGSJET II-04 (слева) и EPOS-LHC (справа). Черная закрашенная линия и прерывистые линии соответствуют экспериментальному значению $\Lambda = 50.47 \pm 6.26$ г/см² и соответствующей ошибке, полученной экспериментом Telescope Array [140].

$$\begin{aligned} p/\text{He} > 7.3 \text{ (68\% CL)} & \quad \text{QGSJET II-04,} & (2.1) \\ p/\text{He} > 24.0 \text{ (68\% CL)} & \quad \text{EPOS-LHC.} \end{aligned}$$

Данные Telescope Array позволяют получить независимое ограничение на долю протонов по отношению к гелию. Сравнивая значения функции $\Lambda(p/\text{He})$ с экспериментальным значением $\Lambda = 50.47 \pm 6.26 \text{ г/см}^2$ [140] в диапазоне энергий $10^{18.3} \text{ эВ} < E < 10^{19.3} \text{ эВ}$, мы приходим к следующим ограничениям на долю протонов по отношению к гелию:

$$\begin{aligned} p/\text{He} > 0.43 \text{ (68\% CL)} & \quad \text{QGSJET II-04,} & (2.2) \\ p/\text{He} > 0.63 \text{ (68\% CL)} & \quad \text{EPOS-LHC.} \end{aligned}$$

Отметим, что экспериментальные значения величины Λ не исключают чисто протонного состава КЛУВЭ в соответствующих диапазонах энергий.

2.3.1 Влияние примеси более тяжелых элементов на определение доли отношения протонов к гелию

Исследуем стабильность полученного результата по отношению к возможному наличию ядер более тяжелых элементов в потоке космических лучей. Для этих целей описанная выше процедура анализа была повторена для трехкомпонентных смесей, включающих 25%, 50% and 75% углерода. Значения Λ для таких смесей показаны на рисунках 2.3 и 2.4 синими, красными и желтыми линиями, соответственно. Таким образом мы получаем, что ограничения (2.1) и (2.2) консервативны по отношению к примеси более тяжелых элементов, как было предсказано в работе [142].

Рассмотрим ограничения на долю протонов по отношению к трехкомпонентной смеси. Для этого были рассчитаны значения Λ для всех возможных

комбинаций доли протонов, ядер гелия и ядер углерода. По данным обсерватории им. Пьера Оже были получены следующие ограничения:

$$\begin{aligned} p/(p + \text{He} + \text{C}) &> 0.8 \text{ (68\% CL) QGSJET II-04,} \\ p/(p + \text{He} + \text{C}) &> 0.96 \text{ (68\% CL) EPOS-LHC.} \end{aligned} \quad (2.3)$$

И для результатов эксперимента Telescope Array:

$$\begin{aligned} p/(p + \text{He} + \text{C}) &> 0.20 \text{ (68\% CL) QGSJET II-04,} \\ p/(p + \text{He} + \text{C}) &> 0.23 \text{ (68\% CL) EPOS-LHC.} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Полученные ограничения согласуются с предсказанным потоком протонов по данным измерений X_{max} как для обсерватории им. Пьера Оже, так и для Telescope Array [47, 48, 127]. В силу меньших экспериментальных ошибок, результаты обсерватории им. Пьера Оже дают более строгие ограничения на долю протонов по отношению к гелию.

2.4 Выводы и обсуждение результатов главы 2

В главе 2 был исследован вопрос определения доли протонов по отношению к гелию в потоке космических лучей ультравысоких энергий. Данная величина может напрямую определяться из формы распределений глубины максимума развития X_{max} путем многомерного фитирования данных распределениями X_{max} для различных первичных частиц, полученных из Монте-Карло моделирований [47, 48, 127].

Однако, подобный подход сопровождается существенными экспериментальными ошибками. В главе 2 для определения доли протонов по отношению к гелию был использован альтернативный подход, основанный на определении так называемого экспоненциального декремента затухания Λ , величины,

получаемой при аппроксимации “хвоста” распределения X_{\max} экспоненциальной функцией $\exp(-X_{\max}/\Lambda)$; при этом величина Λ чувствительна к сечению взаимодействия протонов с воздухом, а также и к доле протонов по отношению к гелию.

Для определения величины p/He было созданы наборы Монте-Карло событий, инициированных первичными протонами, ядрами гелия и углерода для спектров, измеренных обсерваторией им. Пьера Оже и в эксперименте Telescope Array. Затем значение p/He было получено при сравнении Λ для различных смесей протонов, ядер гелия и углерода с экспериментальными значениями, что позволило получить следующие ограничения на минимальную долю протонов по отношению к гелию: $p/\text{He} > 7.3$ и $p/\text{He} > 0.43$ в диапазонах энергий $10^{18.0} < E < 10^{18.5}$ эВ и $10^{18.3} < E < 10^{19.3}$ эВ, соответственно.

Обсудим влияние возможных инструментальных эффектов на полученные результаты. На распределения X_{\max} влияют в первую очередь геометрическая чувствительность установки, а также процедура реконструкции событий. В рамках анализа данной главы предполагалось, что протоны, ядра гелия и ядра азота регистрируются экспериментами с одинаковой эффективностью. Для случая обсерватории им. Пьера Оже несмещенная оценка гарантируется наложением искусственных ограничений, которые определяют 20% наиболее глубоко развивающихся ШАЛ, а также выбором таких событий, для которых возможно полное наблюдение X_{\max} в определенном интервале [139].

Для Telescope Array, в работе [140] было показано, что значения Λ , полученные без учета процедуры реконструкции и с проведением полной реконструкции событий не отличаются друг от друга. Кроме того, в другом анализе коллаборации [144] обозначено, что точность реконструкции X_{\max} для событий, инициированных первичными ядрами железа выше, чем для протонных событий. Поскольку, согласно общим представлениям, параметры ШАЛ имеют гладкую зависимость от атомной массы первичных частиц,

можно также предположить, что и для промежуточных ядер влиянием процедуры реконструкции на определение X_{\max} можно пренебречь.

Полученные наименьшие значения доли протонов по отношению к гелию позволяют ограничить модели источников с преимущественно гелиевым составом, такие как видоизмененную версию “разочаровывающей” модели, в которой в источниках рождаются только ядра гелия [133]. Такие модели предполагают преимущественное ускорение гелия в источниках, или чрезмерную распространенность гелия в регионах ускорения. Результаты главы 2 совместны с оригинальной моделью с “углублением”, предполагающей чисто протонный состав [130–132], а также со стандартной версией “разочаровывающей” модели [133], в которых $p/He \sim 1$. При этом модифицированная модель с “углублением”, в которой предполагается доля протонов по отношению к гелию $p/He = 5$, исключается по данным обсерватории им. Пьера Оже, уравнение (2.1).

Применим результаты главы 2 для исследования безопасности будущих коллайдеров. Доказательства безопасности коллайдеров в значительной степени основываются на наличии ненулевого потока протонов ультравысоких энергий [90]. Результаты, приведенные на рисунке 2.3 показывают, что предсказываемые значения Λ в моделях с отсутствием протонов более чем на 5 стандартных отклонений отличаются от значений, измеренных обсерваторией им. Пьера Оже. Таким образом, безопасное функционирование будущих коллайдеров подтверждается с большой степенью статистической достоверности.

ГЛАВА 3

ПОЛУЧЕНИЕ ВЕРХНЕГО ПРЕДЕЛА НА ПОТОК НЕЙТРИНО УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНОЙ РЕШЕТКИ ЭКСПЕРИМЕНТА TELESCOPE ARRAY

Третья глава настоящей диссертации посвящена поиску нейтрино ультравысоких энергий по данным девяти лет работы наземной решетки эксперимента Telescope Array. В разделе 1 Введения обсуждалось открытие дипольной анизотропии прихода космических лучей в данных обсерватории им. Пьера Оже [56], которое указывает на то, что космические лучи ультравысоких энергий рождаются во внегалактических источниках. В таком случае, нейтрино в космических лучах являются важным инструментом для исследования моделей КЛУВЭ [88, 145–147]. Нейтрино и фотоны рождаются в адрон-адронных и фотоядерных взаимодействиях через рождение и распад каонов и пионов. В отличие от фотонов, нейтрино практически не поглощаются при распространении в силу крайне малых сечений реакций. Кроме того, нейтрино не отклоняются в магнитных полях, а значит, их направление прихода указывает на источники – изучение нейтрино в космических лучах может дать указание на то, какие типы источников КЛУВЭ распространены во Вселенной, и какие именно механизмы ускорения отвечают за наблюдаемые энергии первичных частиц [148–152]. Кроме того, если поток первичных частиц состоит не только из протонов, рождение нейтрино будет значительно подавлено; поэтому нейтрино также важны и для изучения массового состава КЛ [153].

3.1 Механизмы рождения нейтрино ультравысоких энергий

Нейтрино ультравысоких энергий рождаются во Вселенной в трех различных процессах:

1. *Астрофизические* нейтрино рождаются во взаимодействиях адронов,

составляющих космические лучи ультравысоких энергий с излучением и веществом вблизи их астрофизических источников. Среди наиболее вероятных объектов в качестве источников КЛ выделяют активные ядра галактик, а также их подкласс, блазары, в которых нейтрино рождаются во взаимодействиях протонов с фотонным полем АЯГ [154]; скопления галактик [155] и галактики с активным звездообразованием [156], межгалактическое и межзвездное вещество в которых служит “мишенью” для КЛУВЭ; сверхновые [157] и гиперновые [158] звезды, долгое время считавшиеся наиболее подходящими ускорителями космических лучей, а также гамма-всплески [149].

2. Первичные частицы и ядра могут взаимодействовать с реликтовым излучением и внегалактическим фоновым излучением при распространении во Вселенной. Протоны участвуют в реакциях с рождением электрон-позитронных пар ($p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$) и во взаимодействиях с фотонами с рождением пионов ($p + \gamma \rightarrow p/n + \pi^0/\pi^+$), в то время как для ядер соответствующие процессы – рождение электрон-позитронных пар ($(A, Z) + \gamma \rightarrow (A, Z) + e^+ + e^-$) и фотодезинтеграция ($(A, Z) + \gamma \rightarrow (A', Z') + (Z - Z')p + (A - A' + Z - Z')n$). Взаимодействия адронов ультравысоких энергий с фотонами должно приводить к наблюдению потока так называемых *космогенных* нейтрино [159–161].
3. Нейтрино ультравысоких энергий могут рождаться в моделях класса распада, подробно обсуждавшихся во Введении в распадах массивных объектов, таких как частицы тяжелой темной материи и топологические дефекты [162–166].

3.2 Способы экспериментального наблюдения нейтрино ультра-высоких энергий

Множество методов было предложено для наблюдения нейтрино ультра-высоких энергий, подробный обзор по этой теме дан в работах [167, 168]. Нейтрино могут взаимодействовать в атмосфере Земли через заряженные и нейтральные токи:

$$\nu_{\text{lepton}} + X \rightarrow \text{lepton} + X, \quad (3.1)$$

$$\nu_{\text{lepton}} + X \rightarrow \nu_{\text{lepton}} + X, \quad (3.2)$$

где X – ядра атомов, составляющих атмосферу Земли. Подобные взаимодействия приводят к рождению широких атмосферных ливней, которые можно регистрировать при помощи решеток наземных детекторов, флуоресцентных детекторов и радио-антенн. Нейтринные события такого типа называются *нисходящими* (англ. down-going).

Поскольку сечения взаимодействия нейтрино на много порядков меньше, чем сечения взаимодействия протонов и более тяжелых ядер, вероятность рождения ШАЛ первичным нейтрино сильно подавлена по сравнению с другими первичными частицами [169]. Эта проблема была решена в работах В. С. Березинского [170, 171], в которых было предложено регистрировать ливни, инициированные нейтрино, на больших зенитных углах. При вхождении в атмосферу Земли под большим зенитным углом, нейтрино проходят через большее количество вещества $X = \int \rho(l) dl$. Вероятность взаимодействия нейтрино с воздухом пропорциональна плотности атмосферы в любой точке их траектории при распространении в воздухе: ШАЛ, инициированные нейтрино, преимущественно начинают развиваться глубоко в атмосфере, в отличие от протонных и фотонных ливней, которые рождаются в верхних слоях. При этом нейтринные ШАЛ при достижении Земли оказываются “мо-

лодыми” – их электромагнитная компонента не успевает поглотиться.

Кроме того, нейтрино могут инициировать широкие атмосферные ливни при взаимодействиях через заряженные токи с минеральными веществами в коре Земли; такие события называются “скользящими” (англ. Earth-skimming). Такие ШАЛ развиваются снизу вверх в атмосфере. Мюонные и электронные нейтрино практически всегда поглощаются во взаимодействиях через заряженные токи, в то время как тау-нейтрино рождает тау-лептон, который может выйти в атмосферу и своим распадом инициировать ШАЛ [172, 173].

При прохождении нейтрино через плотное вещество, такое как лед или лунный реголит, возможно наблюдать радио-излучение вследствие эффекта Аскарьяна [174]. Эффект Аскарьяна представляет собой когерентное излучение, вызванное прохождением частиц через среду со скоростями, превышающими скорость света в данной среде. Электроны и фотоны каскада ионизируют атомы среды, в то время как позитроны каскада аннигилируют с “выбитыми” электронами, и ливень становится зарядово-асимметричным.

3.3 Обзор результатов исследований потока нейтрино в космических лучах

Многие эксперименты проводили и проводят в настоящее время исследование нейтрино в космических лучах. Нейтрино ультравысоких энергий исследовались в экспериментах HiRes [175], на радиотелескопе “Вестерборк-Синтез” [176], в проекте RESUN [177], экспериментах LUNASKA [178, 179] и RICE [180], а также в обсерватории им. Пьера Оже [181] и в полетах на воздушных шарах Антарктической импульсной переходной антенны ANITA [183], ANITA-II [184] и ANITA-III [185]. До сих пор не было зарегистрировано нейтрино с энергиями более 10^{16} эВ и были получены верхние пределы на соответствующий поток.

На энергиях от тераэлектронвольт до петаэлектронвольт результаты были получены экспериментами Askaryan Radio Array (ARA) [186], телескопом ANTARES [187] и обсерваторией IceCube [188]. Последнему эксперименту принадлежит открытие потока астрофизических нейтрино по данным трех лет работы обсерватории [189]. Последние результаты по измерению потока астрофизических нейтрино, основанных на данных шести лет работы обсерватории IceCube, включают в себя набор из 82 событий [49], включающих два события, с энергиями более 1 ПэВ и 2 ПэВ, соответственно [50].

Многообещающий результат в нейтринной астрономии был получен недавно в совместном исследовании обсерватории IceCube и коллабораций MAGIC и Fermi-LAT. Впервые было обнаружено указание на совместность пространственного положения события IceCube 170922A с энергией 290 ТэВ [190] и гамма-излучения от вспышки блазара TXS 0506+056, зарегистрированного телескопами MAGIC и Fermi.

3.4 Набор экспериментальных данных

В процедуре анализа данной главы для поиска нейтрино ультравысоких энергий используются данные девяти лет работы наземной решетки эксперимента Telescope Array с 11 мая 2008 года по 10 мая 2017 года. Общая схема регистрации и записи событий, а также реконструкции параметров ШАЛ станциями наземной решетки описана в приложении А.

Для каждого события наземной решетки производится одновременная аппроксимация фронта ливня и функции поперечного распределения, в результате которой определяется параметр кривизны Линсли [101]. Параметр S_{800} , значение сигнала на расстоянии 800 м определяется при помощи высоты пиков в сигналах наземных станций вместе с информацией о геометрии события [191].

Данный шаг реконструкции аналогичен соответствующей процедуре, ис-

пользуемой при исследовании массового состава КЛУВЭ и описан подробно в разделе 1.2.

На данные и Монте-Карло наборы накладываются следующие ограничения:

1. событие включает в себя 5 или более сработавших станций;
2. зенитный угол $\theta \in [45^\circ; 90^\circ]$;
3. реконструированное положение центра ливня находится на расстоянии не менее 1200 м от края решетки;
4. $\chi^2/d.o.f.$ не превосходит 5 для совместной аппроксимации геометрии ливня и ФПР.

Ограничение по энергии не накладывается: по итогам набор данных наземной решетки содержит 197250 событий.

3.5 Монте-Карло моделирование событий, вызванных нейтрино ультравысоких энергий

Для тренировки классификатора, основанного на усиленных деревья решений, используется МК-набор событий, инициированных первичными нейтрино в качестве событий сигнала, и набор сильно наклонных событий, инициированных протонами, в качестве фоновых событий.

Для Монте-Карло моделирования использовался программный пакет CORSIKA [104] с моделью адронных взаимодействий на высоких энергиях QGSJETII-03 [105]. Для низкоэнергетических адронных взаимодействий использовался программный пакет FLUKA [106, 107], для электромагнитных взаимодействий – пакет EGS4 [108]. Взаимодействия первичных нейтрино моделируются пакетом HERWIG [192], интегрированным в код CORSIKA.

Нейтринный набор состоит из 3000 ШАЛ, созданных при помощи пакета CORSIKA в диапазоне энергий $3 \times 10^{17} - 3 \times 10^{20}$ эВ. Из-за малых сечений взаимодействия нейтрино, подавляющее большинство брошенных в атмосферу

в CORSIKA, пройдет через нее без взаимодействия. Для моделирования ливня, инициированного первичным нейтрино, высота первого взаимодействия моделируется в отдельной процедуре, и затем фиксируется в коде CORSIKA.

Расчет точки первого взаимодействия производится следующим образом: случайно выбирается тип нейтрино в предположении равномерного распределения по ароматам, $\nu_e : \bar{\nu}_e : \nu_\mu : \bar{\nu}_\mu : \nu_\tau : \bar{\nu}_\tau = 1 : 1 : 1 : 1 : 1 : 1$. Затем случайным образом выбирается зенитный угол $\theta \in [0; 90^\circ]$. Для полученного значения θ рассчитывается пройденное в атмосфере количество вещества T_{atm} .

Глубина взаимодействия нейтрино задается следующим образом. Для неоднородной среды длина свободного пробега определяется следующим образом:

$$\int_0^\lambda n \sigma dx = 1, \quad (3.3)$$

где n – концентрация нуклонов в воздухе, σ – вероятность взаимодействия, λ – длина свободного пробега. Выразим концентрацию атомов через количество вещества:

$$n = \frac{\rho}{m_N} = \frac{-\frac{dT}{dx}}{m_N}, \quad (3.4)$$

где ρ – плотность воздуха, зависящая от высоты; m_N – масса нуклона, T – количество вещества в г/см². Подставляя уравнение 3.4 в уравнение 3.3, получаем следующее выражение для глубины взаимодействия нейтрино:

$$\int_0^\lambda \left(-\frac{\sigma}{m_N} \right) \left(\frac{dT}{dx} \right) dx = \int_{T_{int}}^0 \frac{\sigma}{m_N} dT = 1 \quad (3.5)$$

Определим вероятность для нейтрино провзаимодействовать при прохождении в атмосфере количества вещества T_{atm} . При заданной длине свободного пробега, вероятность столкновения на отрезке dx задается выражением: $dP = \frac{dx}{\lambda} = \frac{dx}{T_{int}}$, где $T_{int} \sim \frac{1}{\sigma}$. Вероятность для нейтрино пролететь расстояние $x + dx$ без взаимодействия:

$$P(x + dx) = P(x) \left(1 - \frac{dx}{T_{int}}\right). \quad (3.6)$$

Откуда с учетом нормировок мы получаем следующее выражение для вероятности взаимодействия нейтрино:

$$P(x) = \frac{1}{T_{int}} \exp\left(-\frac{T}{T_{int}}\right). \quad (3.7)$$

Вероятность провзаимодействовать в атмосфере при прохождении количества вещества T_{atm} :

$$P_{atm} = \int_0^{T_{atm}} P(T) dT = e^{-\frac{T}{T_{int}}}\Big|_0^{T_{atm}}. \quad (3.8)$$

Поскольку вероятность взаимодействия мала, $\frac{T_{atm}}{T_{int}} \ll 1$, получаем окончательно следующее значение для вероятности взаимодействия:

$$P_{atm} = \frac{T_{atm}}{T_{int}}. \quad (3.9)$$

В нашем случае глубина взаимодействия определяется как $T_{int} \sim 1/\sigma_{CC+NC}$, где сечения взаимодействия через заряженные и нейтральные токи взяты из работы [193].

Для того, чтобы определить, произошло ли взаимодействие для данного нейтрино, случайным образом выбирается величина $a \in [0; 1]$. Если $a < P_{atm}$, то взаимодействие имело место. Следующим шагом определяется глубина, на которой оно произошло – она также выбирается случайным образом в диапазоне $T_{int} \in [0; T_{atm}]$. Полученное значение T_{int} фиксируется в конфигурационном файле CORSIKA и затем выполняется последующее моделирование ШАЛ. Всего было получено 3000 ШАЛ, инициированных первичными нейтрино. При помощи полученного набора, было смоделировано 80 миллионов событий для наземной решетки эксперимента Telescope Array.

Набор сильно наклонных событий с зенитными углами $45^\circ < \theta < 90^\circ$, инициированных первичными протонами, состоит из 2400 ШАЛ в диапазоне

энергий $3 \times 10^{17} - 3 \times 10^{19}$ эВ. Полученные ливни были использованы для моделирования 100 миллионов событий наземной решетки эксперимента.

Для событий с малыми зенитными углами в пакете CORSIKA атмосфера моделируется в виде плоского диска. Данный подход теряет свою эффективность при больших зенитных углах, для которых необходимо учитывать кривизну Земли. Это учитывается в пакете CORSIKA при помощи специальной опции CURVED [104], которая использует подход “скользящих плоскостей” для учета кривизны атмосферы.

Аналогично исследованию массового состава КЛУВЭ, для экономии компьютерного времени используется процедура статистического прореживания при моделировании ШАЛ [109], а затем на следующем шаге данные о распределении частиц на уровне наблюдения восстанавливаются [112]. Отклик детектора моделируется при помощи пакета GEANT4 [113]. Моделирование событий установки использует данные о статусе и калибровке детекторов, записываемые в режиме реального времени [114]. Подробнее данные этапы создания Монте-Карло наборов описаны в разделах 1.3.1, 1.3.2 и 1.3.3.

Наборы Монте-Карло событий, инициированных первичными нейтрино и протонами, делятся на три и две части с равной статистикой, соответственно. Первая часть МК-наборов используется для тренировки и тестирования классификатора, основанного на методе усиленных деревьев решений, вторая – для оптимизации предела при поиске кандидатов в нейтринные события. Дополнительная третья часть набора событий, вызванных нейтрино, используется для вычисления экспозиции.

3.6 Метод поиска нейтрино ультравысоких энергий

Для поиска нейтрино ультравысоких энергий при помощи наборов модельных Монте-Карло событий строится нейтрино-протонный классификатор, основанный на методе усиленных деревьев решений [201, 203]. УДР от-

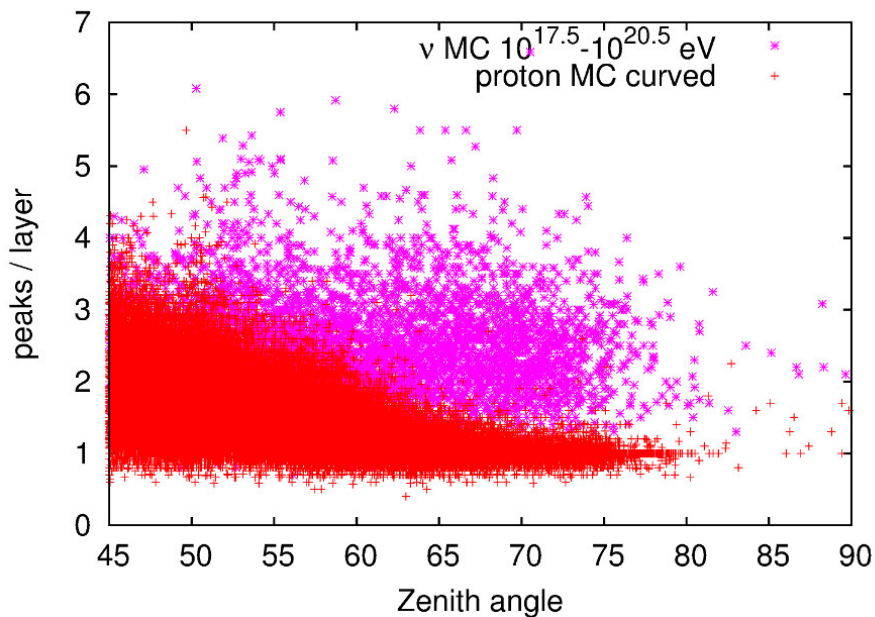


Рис. 3.1. Среднее число пиков для события в станции наземного детектора в зависимости от зенитного угла. Нейтринный МК-набор показан фиолетовыми звездочками, МК-набор для сильно наклонных протонов – красными крестиками.

носятся к способам анализа данных многих размерностей, и применяются в задачах классификации, где необходимо определить, является ли некое событие фоновым или относится к сигналу. Подробнее механизм построения усиленных деревьев решений описан в Приложении Б.

Классификатор строится и тренируется на первой части нейтринного и протонного Монте-Карло наборов: в анализе данной главы используются усиленные деревья решений, входящие в пакет ROOT [117] Toolkit for Multivariate Data Analysis (TMVA) [116].

При применении, классификатор вычисляет значение переменной ξ для каждого события, где $\xi \in [-1; 1]$. Значение $\xi = 1$ означает, что данное событие представляет собой сигнал, а $\xi = -1$ – фоновое событие.

Для построения классификатора используется набор из 16 переменных, чувствительных к составу первичных частиц. Подробное описание переменных и их отношение к параметрам ШАЛ было дано в разделе 1.4.2. Для удобства еще раз кратко перечислим используемые переменные:

1. Параметр кривизны Линсли, определение которого дано в разделе 1.2.
- 2–3. Отношение площади сигнала к его максимальному значению (AoP) и параметр наклона AoP [119].
4. Число сработавших детекторов.
5. Количество детекторов, исключенных из аппроксимации фронта ливня в процедуре реконструкции [120].
6. $\chi^2/d.o.f.$ для совместной аппроксимации ФПР и геометрии ливня.
- 7–8. Параметр S_b для значений $b = 3$ и $b = 4.5$ [118].
9. Сумма сигналов всех детекторов события.
10. Асимметрия сигнала между верхним и нижним слоями детекторов.
11. Полное количество пиков в развертках всех аналогово-цифровых преобразователей события.
12. Количество пиков в детекторе с наибольшим сигналом.
13. Количество пиков, присутствующих только в верхнем слое детекторов.
14. Количество пиков, присутствующих только в нижнем слое детекторов.
15. Зенитный угол θ .
16. Сигнал на расстоянии 800 м от оси ливня $S(800)$.

На рисунке 3.1 показано среднее число пиков в станциях наземного детектора для события как функция зенитного угла для Монте-Карло наборов нейтрино (фиолетовые звездочки) и протонов (красные крестики). Данный пример показывает возможность классификации событий, вызванных различными первичными частицами, основываясь на наблюдаемых, чувствительных к составу.

На рисунке 3.2 показано распределение параметра ξ как функция зенитного угла. Набор Монте-Карло событий, вызванных первичными нейтрино, показан фиолетовым цветом; протонные МК-события показаны красным. Точки (ξ, θ) затем используются для оптимизации критерия отбора нейтринных кандидатов.

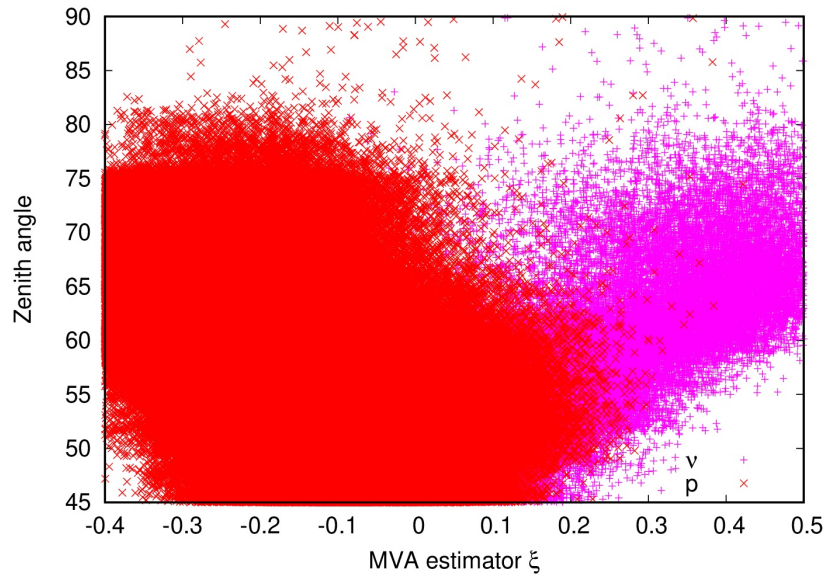


Рис. 3.2. Распределение параметра УДР-классификатора ξ в зависимости от зенитного угла. Для обозначения нейтринного МК-набора используются фиолетовые значки, для протонного МК-набора – красные.

3.6.1 Оптимизация критерия отбора нейтринных кандидатов

Поскольку сечения взаимодействия нейтрино с другими частицами малы, поиск нейтринных событий в данных ведется в предположении, что их количество гораздо меньше числа ШАЛ, инициированными первичными протонами.

Монте-Карло набор сильно наклонных событий, вызванных первичными протонами, на данном шаге используется в качестве нулевой гипотезы набора событий, не содержащего нейтринных ШАЛ.

Кандидат в событие, инициированное нейтрино, при этом должен иметь параметр ξ больше заданной функции $\xi_{cut}(\theta)$, которая задается в форме квадратичной функции от зенитного угла:

$$\xi_{cut}(\theta) = \xi_0 + \xi_1 \times \theta + \xi_2 \times \theta^2.$$

Значения ξ_0 , ξ_1 и ξ_2 определяются путем минимизации оценочной функ-

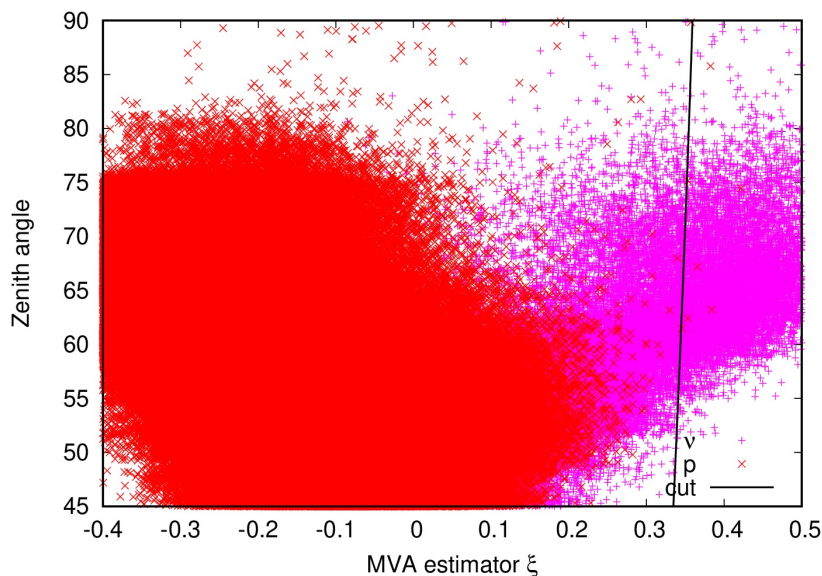


Рис. 3.3. Распределение параметра УДР-классификатора ξ как функция зенитного угла, показанное вместе с критерием отбора кандидатов в нейтринные события ξ_{cut} (черная линия). Для обозначения нейтринного МК-набора используются фиолетовые значки, для протонного МК-набора – красные.

ции, которая представляет собой среднее ожидаемое значение верхнего предела на поток нейтрино в случае справедливости нулевой гипотезы отсутствия нейтрино. Предполагая некоторые значения параметров ξ_0 , ξ_1 и ξ_2 для нулевого приближения, “исходный” критерий ξ_{cut}^0 применяется к МК-наборам: ему удовлетворяет некоторое количество протонных и нейтринных событий, n_p и n_ν , соответственно.

Экспозиция наземной решетки по отношению к нейтрино пропорциональна n_ν , при этом число ложных кандидатов в события нейтрино определяется из n_p . Оно является случайной величиной с пуассоновской статистикой, среднее для которой равно числу событий из протонного МК-набора, удовлетворяющих критерию и нормированных на статистику эксперимента.

n_p всегда является малым числом, поэтому к нему применима статистика Фельдмана-Казинса [194], которая позволяет определить верхний предел на число нейтринных событий на уровне достоверности 90%. При расчете

фоновое число событий считается равным нулю.

Затем оценочная функция определяется следующим образом:

$$f_{merit}(\xi_0, \xi_1, \xi_2, \theta) = \frac{\langle n_p \rangle_{90\% \text{ C.L.}}}{n_\nu}. \quad (3.10)$$

Для минимизации оценочной функции используется метод симплекса [195] с начальными значениями $\xi_0 = 0.2$, $\xi_1 = 0.0$ и $\xi_2 = 0.0$.

В результате оптимизации получен следующий критерий отбора событий $\xi_{cut} = 0.302 + 0.046 \times \theta - 0.006 \times \theta^2$, показанный на рисунке 3.3.

3.6.2 Вычисление экспозиции

Геометрическая экспозиция для периода наблюдений наземной решетки, равного девяти годам и зенитных углов $0^\circ < \theta < 90^\circ$ равна:

$$A_{geom}^{MC} = \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta ST d\theta, \quad (3.11)$$

где S – эффективная площадь области, в которой генерировались МК-события, определяемая как площадь круга радиусом 25 км, T – период наблюдений. Вычисляя интеграл 3.11, получаем следующее значение геометрической экспозиции $A_{geom}^{MC} = 55500 \text{ км}^2 \text{ ср год}$.

Экспозиция определяется как отношение числа Монте-Карло событий, удовлетворяющих условиям на качество событий и критерию отбора по ξ к числу событий нейтрино, брошенных в атмосферу, умноженных на геометрическую экспозицию и число ароматов нейтрино:

$$A_{eff}^\nu = A_{geom}^{MC} \times \frac{N_{pass}}{N_{thrown}} \times N_{flavor}. \quad (3.12)$$

Полученный критерий отбора по ξ проходят $N_{pass} = 8278$ событий из нейтринного МК-набора, что соответствует 20.8 % от всех событий нейтринного набора, удовлетворяющих критериям качества. Число событий, брошенных в

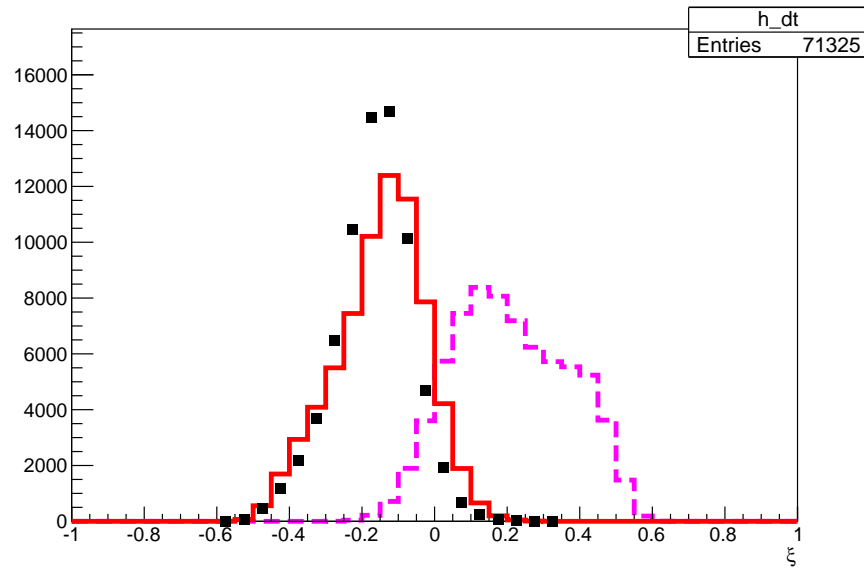


Рис. 3.4. Гистограмма распределения параметра УДР-классификатора ξ для $E > 10^{18.0}$ эВ. Протонный МК-набор показан красной линией, нейтринный набор показан прерывистой фиолетовой линией, черные точки соответствуют экспериментальным данным.

атмосферу, $N_{thrown} = 2.81 \times 10^{11}$. Таким образом, используя уравнение 3.12, мы получаем эффективную экспозицию для нисходящих нейтрино:

$$A_{eff}^{\nu} = 1.6 \times 10^{-3} \text{ км}^2 \text{ ср год.}$$

3.7 Результаты

На рисунке 3.4 показана гистограмма распределения параметра УДР-классификатора ξ для энергий больше $10^{18.0}$ эВ, на которой набор событий, инициированных первичными протонами, показан красной линией, нейтринный набор – прерывистой фиолетовой линией, а черные точки соответствуют экспериментальным данным.

Распределение параметра ξ для данных вместе с критерием ξ_{cut} показано на рисунке 3.5. В данных обнаружено 0 кандидатов в нейтринные события. Используя статистику Фельдмана-Казинса [194], мы получаем верхний предел на число нейтринных событий всех ароматов в данных: $\bar{n}_{\nu} = 2.44$ на

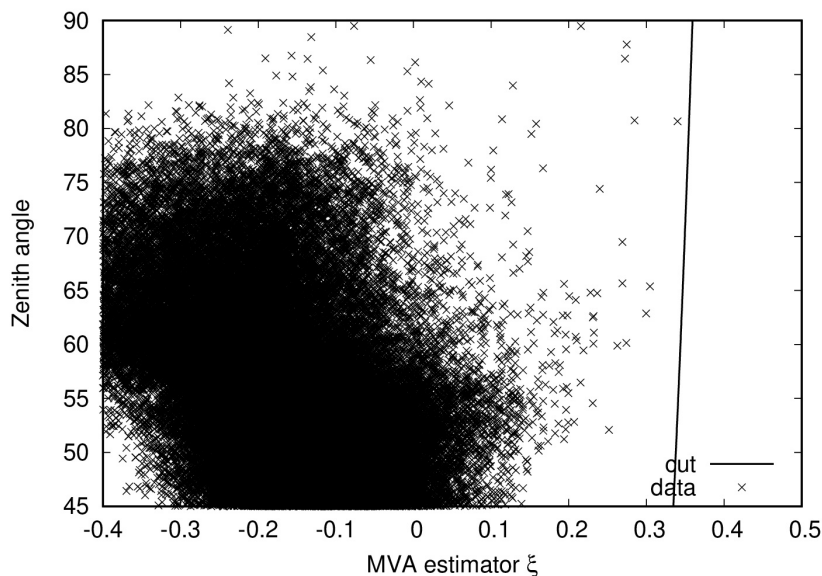


Рис. 3.5. Распределение параметра УДР-классификатора ξ как функция зенитного угла, показанное вместе с критерием отбора кандидатов в нейтринные события ξ_{cut} для экспериментальных данных.

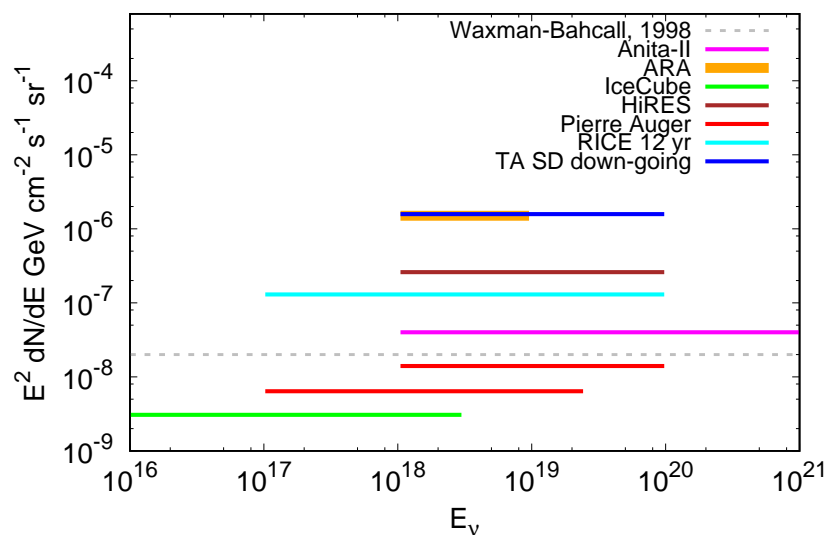


Рис. 3.6. Верхний предел на диффузный поток нейтрино одного аромата для энергий $E > 10^{18}$ эВ, полученный по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array, показанный в сравнении с результатами обсерватории им. Пьера Оже [181], ANITA-II [196], RICE [180], IceCube [197], ARA [186] и HiRes [175]. Также для сравнения приведен предел Ваксман-Бэколла [148].

уровне достоверности 90%.

По определению, интегральный поток нейтрино зависит от числа нейтринных событий и эффективной экспозиции по отношению к нейтрино:

$$F_\nu = \frac{\bar{n}_\nu}{A_{eff}^\nu}. \quad (3.13)$$

Таким образом, мы получаем верхний предел на диффузный поток нейтрино одного аромата для энергий $E > 10^{18}$ эВ:

$$EF_\nu < 1.58 \times 10^{-6} \text{ ГэВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ (90\% C.L.)}.$$

Полученный предел показан на рисунке 3.6 в сравнении с результатами обсерватории им. Пьера Оже [181], ANITA-II [196], RICE [180], IceCube [197], ARA [186] и HiRes [175] и пределом Ваксман-Бэколла [148].

3.8 Выводы и обсуждение результатов главы 3

Целью третьей главы являлся поиск нейтрино ультравысоких энергий по данным наземной решетки эксперимента Telescope Array. Для этого был предложен метод, базирующийся на построении классификатора с использованием метода усиленных деревьев решений на основе 16 переменных, чувствительных к составу первичных частиц.

Распределение параметра УДР-классификатора ξ для Монте-Карло наборов, инициированных первичными протонами и нейтрино затем использовалось для оптимизации критерия поиска кандидатов в нейтринные события с использованием протонного набора в качестве нулевой гипотезы, а также расчета эффективной экспозиции наземной решетки эксперимента Telescope Array.

Полученный верхний предел на диффузный поток нейтрино одного аромата с энергиями $E > 10^{18}$ эВ на уровне достоверности 90% равен $EF_\nu < 1.58 \times 10^{-6} \text{ ГэВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$.

Данный результат представляет собой более слабые ограничения по сравнению с результатами других экспериментов в силу технических особенностей наземной решетки эксперимента Telescope Array – плоские сцинтилляционные детекторы хуже подходят для поиска событий, вызванных первичными нейтрино. Из-за того, что последние являются сильно наклонными, их “след” на Земле лучше наблюдается в объемных детекторах, таких как баки для регистрации черенковского излучения, используемые обсерваторией им. Пьера Оже.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная диссертация посвящена исследованию космических лучей ультра-высоких энергий, определению их массового состава и поиску нейтрино ультра-высоких энергий по данным эксперимента Telescope Array с использованием данных, полученных обсерваторией им. Пьера Оже.

По данным девяти лет работы наземной решетки эксперимента Telescope Array получена зависимость средней атомной массы первичных частиц от энергии в диапазоне $10^{18} - 10^{20}$ эВ. Использование данных наземных решеток имеет преимущество перед данными флуоресцентных телескопов – они набирают гораздо бóльшую статистику, поскольку рабочий цикл наземных станций превышает 95%.

С другой стороны, ни одна переменная, измеряемая наземными станциями, не обладает такой чувствительностью к составу первичных частиц, как измеряемая именно при помощи флуоресцентных станций глубина максимума развития ливня X_{\max} . Для анализа данных системы наземных детекторов разработан метод многокомпонентного анализа, основанный на усиленных деревьях решений, позволяющий классифицировать события в зависимости от их атомной массы, которая предполагается в диапазоне $\langle A \rangle \in [0; \log(56.0)]$.

Полученный результат в пределах ошибок не зависит от энергии, среднее значение $\langle \ln A \rangle$ при этом составляет $\langle \ln A \rangle = 2.0 \pm 0.1(stat.) \pm 0.44(syst.)$. Проведено сравнение полученных результатов с результатами гибридного анализа эксперимента Telescope Array, обсерватории им. Пьера Оже, эксперимента HiRes и Якутской установки ШАЛ. Полученный состав КЛУВЭ качественно согласуется с гибридными измерениями эксперимента Telescope Array и результатами, полученными обсерваторией им. Пьера Оже, но вычисленные значения средней атомной массы лежат выше чисто протонного состава, наблюдаемого в эксперименте HiRes и на Якутской установке ШАЛ.

Получены значения доли протонов по отношению к гелию в потоке

КЛУВЭ при помощи “хвоста” распределения глубины максимума развития ливня X_{\max} . Его возможно аппроксимировать экспоненциальной функцией $\exp(-X_{\max}/\Lambda)$, где Λ называется экспоненциальной шириной распада, чувствительной к сечению взаимодействия протонов с воздухом, а также к соотношению числа протонов к числу ядер гелия в космических лучах.

Для определения доли протонов по отношению к гелию были созданы Монте-Карло наборы ШАЛ, инициированных протонами, ядрами гелия и ядрами азота. МК-наборы смешивались в различных пропорциях, для каждой “смеси” вычислялось значение Λ , которое затем сравнивалось с экспериментальными значениями, полученными в экспериментах Telescope Array и обсерватории им. Пьера Оже. Были получены следующие ограничения на минимальную долю протонов по отношению к гелию: $p/He > 7.3$ и $p/He > 0.43$ в диапазонах энергий $10^{18.0} < E < 10^{18.5}$ эВ и $10^{18.3} < E < 10^{19.3}$ эВ, соответственно.

Полученные результаты позволяют ограничить модели источников с преимущественно гелиевым составом, такие как видоизмененную версию “разочаровывающей” модели, при этом они совместны с оригинальной моделью с “углублением”, а также со стандартной версией “разочаровывающей” модели. Результаты также работают в пользу безопасного функционирования будущих коллайдеров с большой степенью статистической достоверности.

Также, по данным девяти лет работы наземной решетки эксперимента Telescope Array выполнен поиск нисходящих нейтрино ультравысоких энергий. При этом исследовались ШАЛ с большими зенитными углами: поскольку сечения взаимодействия нейтрино гораздо меньше, чем сечения взаимодействия протонов и более тяжелых ядер, при прохождении большого количества вещества в атмосфере увеличивается вероятность взаимодействия с воздухом.

Для анализа был построен классификатор на основе усиленных деревьев решений, разделяющий две возможных альтернативы – первичная частица

является нейтрино или протоном, также пришедшим на Землю под большим зенитным углом. Затем при использовании Монте-Карло набора для протонов в качестве нулевой гипотезы был получен критерий отбора кандидатов в события, инициированные первичными нейтрино.

Была рассчитана эффективная экспозиция для нисходящих нейтрино для девяти лет работы эксперимента Telescope Array:

$$A_{eff}^{\nu} = 1.6 \times 10^{-3} \text{ км}^2 \text{ ср год.}$$

В данных обнаружено 0 кандидатов в нейтринные событий. Используя статистику Фельдмана-Казинса, получен верхний предел на число нейтринных событий всех ароматов в данных: $\bar{n}_{\nu} = 2.44$ на уровне достоверности 90% и верхний предел на интегральный поток нейтрино одного аромата для энергий $E > 10^{18}$ эВ:

$$EF_{\nu} < 1.58 \times 10^{-6} \text{ ГэВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ (90\% C.L.)}.$$

Благодарности

На то, что эта диссертация все-таки увидела свет, повлияло очень большое число человек, и я заранее извиняюсь, если вы вдруг не найдете тут своего имени. Это сделано без всякого злого умысла исключительно для сохранения разумного объема раздела.

Никакими словами не получится в полной мере выразить благодарность моему научному руководителю, Григорию Игоревичу Рубцову, который на протяжении многих лет был моим наставником, оказывал помощь в решении встречавшихся на пути проблем, всячески меня поддерживал и, можно сказать, вырастил из меня настоящего (я надеюсь) ученого.

Не менее важную поддержку оказал и “официальный” научный руководитель в рамках аспирантуры в МГУ им. М.В. Ломоносова, Валерий Викторович Белокуров, который все это время с вниманием следил за ходом и прогрессом моей научной деятельности.

Мне хотелось бы выразить свою благодарность Сергею Вадимовичу Троицкому, который посвятил много времени обсуждению моей работы: именно благодаря ему родились и были решены интересные научные задачи, впоследствии ставшие частью настоящей диссертации. И все-таки была опубликована одна из моих научных статей.

Большое спасибо моим рецензентам, Владимиру Соломоновичу Птускину и Дмитрию Вадимовичу Наумову, которые кропотливо изучили мою диссертацию и дали множество важных замечаний и комментариев.

Без моих замечательных соавторов и коллег не были бы опубликованы научные работы, которые легли в основу диссертации, за что я выражаю отдельную благодарность Ивану Карпикову, Михаилу Кузнецову, Олегу Калашеву и Максиму Пширкову.

Я благодарю всех своих коллег из Отдела теоретической физики ИЯИ РАН за ту плодотворную и вдохновляющую атмосферу, которую они созда-

ют у нас в отделе и в институте в целом. Отдельно я хотела бы поблагодарить заведующего кафедрой физики частиц и космологии, Валерия Анатольевича Рубакова, за предоставленный мне шанс учиться на нашей кафедре и впоследствии работать в таком замечательном месте. Я очень надеюсь, что смогла не подвести ожидания и использовать его с пользой.

Огромную роль сыграл для данной диссертации весь коллектив эксперимента Telescope Array, которому я хотела бы сказать большое спасибо за возможность работать в рамках столь крупного научного эксперимента и честь представлять его результаты для общества. Большой труд в обсуждение моей работы вложили Гордон Томпсон, Джон Мэтьюз, Хироюки Сагава, Йошики Цунесада, Чарли Джуи, Петр Тиняков, Дмитрий Иванов и многие другие. Этот список будет неполным без Пьера Сокольского, который стал наставником всей моей работы в эксперименте, а также профессиональным рецензентом моих научных работ. Множество важных идей, задач и проблем было решено именно во время дежурств с моими коллегами на установке Telescope Array в Юте, где благоприятные условия замкнутого пространства крайне плодотворно влияют на продуктивность работы.

И, конечно же, я хочу поблагодарить свою семью и друзей: моих родителей, которые привили мне любовь к физике и помогли определиться с выбором данной профессии, поддерживали меня на всем пути, радовались моим успехам и подставляли плечо в моменты неудач. Огромное спасибо просто необходимо выразить моему брату Паше, который мужественно прочел мою диссертацию и исправил множество фактических и логических ошибок.

Мои замечательные друзья, пожалуй, вряд ли решатся прочесть эту диссертацию полностью и до момента благодарностей не дочитают. Но их поддержка всегда придавала мне сил, и они действительно всегда с интересом слушают мои рассказы о научной работе, даже если мало понимают, о чем идет речь.

Всем-всем-всем: большое спасибо!

ПРИЛОЖЕНИЕ А. РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ НАЗЕМНОЙ РЕШЕТКИ ЭКСПЕРИМЕНТА TELESCOPE ARRAY

Каждый детектор наземной решетки эксперимента Telescope Array содержит в себе два слоя сцинтиллятора и две трубки фотоумножителя, помещенные в короб из нержавеющей стали толщиной 1.2 мм и размерами 2.3 м × 1.7 м × 10 см и питается от аккумулятора напряжением 12 В, который заряжается от солнечных батарей, обеспечивающих практически непрерывную работу решетки. Данные аналогово-цифровых преобразователей от разных станций синхронизируются при помощи GPS и передаются по беспроводным каналам связи на коммуникационные башни.

Станция наземной решетки сохраняет калибровочную информацию о гистограммах амплитуды откликов при условии одновременного присутствия сигнала в верхнем и нижнем слое за период 10 минут, а также переменные состояния. Затем информация передается на коммуникационную башню, и цикл начинается заново: в день каждый детектор проходит 144 цикла сбора информации.

Положение максимума гистограммы определяет величину отклика от минимальной ионизирующей частицы (MIP) для каждого счетчика. Триггер наземной решетки срабатывает, если не менее трех соседних станций зарегистрировали сигнал не менее 3 MIP во временном интервале, не превышающем 8 мксек.

При срабатывании триггера записывается дата и время данного события по данным первого из трех сработавших детекторов, затем система запрашивает все временные развертки от детекторов с дискретизацией по времени в 20 нсек, сработавших в пределах 32 мксек от начала события.

Реконструкция событий наземной решетки происходит в два этапа, получивших названия *pass0* и *pass1*. На первом шаге определяется геометрия

события, используя время прихода частиц фронта ливня, которое измеряется сработавшими в данном событии детекторами. в качестве нулевого приближения оценки положения оси ШАЛ используется центр масс величины сигналов сработавших станций. Направление прихода первичной частицы определяется путем аппроксимации формы с помощью эмпирической функции, впервые предложенной Линсли [198], а затем модифицированной в эксперименте AGASA [199].

На втором шаге определяется профиль поперечного распределения частиц на основе высоты импульсов, зарегистрированных детекторами вместе с восстановленной на предыдущем шаге геометрией ливня; вид фитируемой функции также адаптирован из эксперимента AGASA [200]. На данном этапе восстанавливается уточненное положение оси ливня и плотность сигнала на расстоянии 800 м, $S(800)$. Затем, для уточнения вычисленных значений, аппроксимация фронта и функции поперечного распределения выполняется во второй раз.

Энергия первичной частицы является функцией $S(800)$ и зенитного угла, вид которой определяется в результате Монте-Карло моделирования [103].

ПРИЛОЖЕНИЕ Б. УСИЛЕННЫЕ ДЕРЕВЬЯ РЕШЕНИЙ

В случае, когда данные эксперимента описываются набором из более чем одной переменной, становится удобным использование методов анализа многомерных данных. Общая схема их работы такова: набор экспериментально-наблюдаемых переменных преобразуется в одну – обычно она обозначается ξ . Затем переменная ξ может использоваться для одномерного анализа.

К методам анализа многомерных данных относятся такие процедуры, как деревья решений, регрессии, нейронные сети типа многомерного перцептрона, метод k -ближайших соседей, метод опорных векторов и многие другие.

Деревья решений (англ. Decision Trees) – метод, применяемый в тех задачах, в которых необходимо классифицировать события и определить, являются ли они событиями фона или событиями сигнала [201]. Деревья решений относятся к методам машинного обучения, и требуют заранее смоделированных наборов тренировочных данных.

Схема работы метода следующая, см рисунок 3.7:

1. На вход методу подаются два набора тренировочных данных: набор события фона и событий сигнала. Для конкретно взятой переменной находится значение, обеспечивающее лучшее разделение между двумя ветвями: в одну ветвь попадают преимущественно фоновые события, в другую – сигнальные.
2. Шаг 1 рекурсивно повторяется, при этом может использоваться та же самая переменная, либо другая.
3. Итерация происходит до тех пор, пока не достигается критерий остановки – например, минимальное количество событий в ветви или максимальная глубина “дерева”. Конечный узел называется “лист”.

Таким образом, строится классификатор, “дерево”, которое задается набором разделяющих значений для каждой переменной. Событие из данных “проходит” по готовому дереву, в результате попадая в один из “листов” –

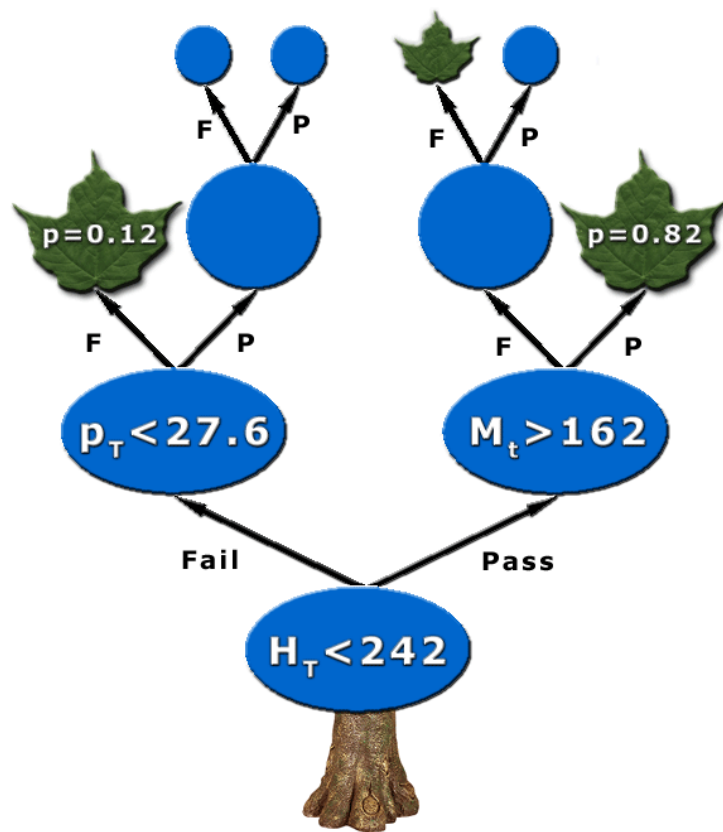


Рис. 3.7. Схема работы метода деревьев решений на примере разделения по трем переменным: H_t , p_t и M_t . Источник: [202].

в зависимости от того, является ли этот лист “сигнальным” или “фоновым”, происходит классификация события. Для проверки точности работы дерева используется набор тестовых данных, для которых заранее известен ответ классификатора.

Однако, единожды построенный классификатор может давать плохой результат при проверке на тестовом наборе. Для улучшения точности работы деревьев была разработана концепция усиления (англ. *boosting*). В процессе усиления строится набор большого числа деревьев – “лес”, и множество слабых классификаторов используется для создания одного эффективного.

Наиболее часто используемый метод усиления – AdaBoost [203] (англ. *adaptive boosting*), в котором каждое построенное дерево получает некоторый вес, определяемый как отношение числа правильно классифицированных событий из тренировочного сета к числу неправильно классифицированных событий:

$$\alpha = \frac{1 - err}{err}. \quad (3.14)$$

Каждое неправильно классифицированное событие получает вес α , и следующее дерево строится на модифицированном тренировочном сете.

“Усиленный” классификатор $y_{boosted}$ впоследствии получается путем усреднения по всем деревьям “леса” с весами $\ln(\alpha)$:

$$y_{boosted} = \frac{1}{N} \sum_1^N \ln(\alpha) h_i, \quad (3.15)$$

где N – количество деревьев “леса”, h_i – дерево, которое задается вектором переменных.

Список сокращений

- Большой адронный коллайдер – БАК
 ГЗК-эффект – эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина
 КЛ – космические лучи
 КЛУВЭ – космические лучи ультравысоких энергий
 Монте-Карло набор – МК-набор
 УДР – усиленные деревья решений
 ФПР – функция поперечного распределения
 ШАЛ – широкий атмосферный ливень
 AERA – Auger Engineering Radio Array
 AGASA – Akeno Giant Air Shower Array
 AMIGA – Auger Muons and Infill for the Ground Array
 AMS-02 – Alpha Magnetic Spectrometer-02
 ANITA – Antarctic Impulse Transient Antenna
 ANTARES – Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental
 RESearch project
 ARA – Askaryan Radio Array
 ATIC – Advanced Thin Ionization Calorimeter
 CREAM – Cosmic Ray Energetics and Mass Experiment
 HEAT – High Elevation Auger Telescopes
 HiRes – High Resolution Fly’s Eye
 LUNASKA – Lunar Ultra-high-energy Neutrino Astrophysics using the Square
 Kilometer Array
 MAGIC – Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes
 PAMELA – Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei
 Astrophysics
 RESUN – Radio Expanded Very Large Array Search for UHE Neutrinos
 RICE – Radio Ice Cherenkov Experiment

FD – fluorescence detector

SD – surface detector

TA – Telescope Array

TALE – Telescope Array Low Energy extension

ЛИТЕРАТУРА

1. Wilson C. T. R. On the ionisation of atmospheric air // Proc. Roy. Soc. A. – 1901. – V. 68. – P. 151–161.
2. V. F. Hess. Uber Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten // Physikalische Zeitschrift. – 1912. – V. 13. – P. 1084-1091.
3. P. Auger et al. Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultra-pénétrantes // Comptes Rendus. – 1938. – V. 206. – P. 721.
4. P. Auger et al. Extensive Cosmic-Ray Showers // Rev. Mod. Phys. – 1939. – V. 11. – P. 288.
5. G. W. Clark, J. Earl, W. L. Kraushaar, J. Linsley, B. B. Rossi, F. Scherb and D. W. Scott. Cosmic-Ray Air Showers at Sea Level // Phys. Rev. – 1961. – V. 122. – P. 637.
6. J. Linsley. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} -eV // Phys. Rev. Lett. – 1963. – V. 10. – P. 146.
7. J. L. Puget, F. W. Stecker, J. H. Bredekamp. Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences // Astroph. J. – 1976. – V. 205. – P. 638.
8. A. A. Penzias and R. W. Wilson. A measurement of excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s // Astroph. J. – 1965. – V. 142. – P. 419.
9. K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? // Phys. Rev. Lett. – 1966. – V. 16. – P. 748.
10. Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин. О верхней границе спектра космических лучей // Письма в ЖЭТФ. – 1966. – № 4. – С. 144.
11. H. E. Bergeson et al. Measurement of Light Emission from Remote Cosmic-Ray Air Showers // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V. 39. – P. 847.

12. R. U. Abbasi et al. [HiRes Collaboration]. First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 100. – P. 101101.
13. K. A. Olive et al. [Particle Data Group]. Review of Particle Physics // *Chin. Phys. C.* – 2014. – V. 38. – P. 090001.
14. N. L. Grigorov, V. E. Nesterov, I. D. Rapoport, I. A. Savenko and G. A. Skuridin. Investigation of energy spectrum of primary cosmic particles with high and superhigh energies of space stations *proton* // *Yad. Fiz.* – 1070. – V. 11. – P. 1058.
15. K. Asakimori et al. Energy spectra and composition of cosmic rays above 1 TeV per nucleon // *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.* – 1991. – V. 2. – P. 57.
16. K. Asakimori et al. Cosmic Ray Composition and Spectra: (II) Helium and $Z > 2$ // *Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf.* – 1993. – V. 2. – P. 25.
17. T. V. Danilova et al. The Energy Spectrum of the Primary Cosmic Rays in the Range $10^{13} - 10^{16}$ eV // *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf.* – 1977. – V. 8. – P. 129.
18. Yu. A. Fomin et al. Energy Spectrum of Cosmic Rays at Energies of $5 \times 10^{15} - 5 \times 10^{17}$ eV // *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.* – 1991. – V. 2. – P. 85.
19. M. Amenomori et al. The Cosmic-Ray Energy Spectrum between $10^{14.5}$ and $10^{16.3}$ eV Covering the “Knee” Region // *Astrophys. J.* – 1996. – V. 461. – P. 408.
20. M. Nagano, T. Hara, Y. Hatano, N. Hayashida, S. Kawaguchi, K. Kamata, T. Kifune and Y. Mizumoto. Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays Between $10^{14.5}$ eV and 10^{18} eV // *J. Phys. G.* – 1984. – V. 10. – P. 1295.
21. F. Arqueros et al. Energy spectrum and chemical composition of cosmic rays between 0.3 and 10 PeV determined from the Cherenkov-light and charged-

- particle distributions in air showers // *Astron. & Astrophys.* – 2000. – V. 359. – P. 682.
22. M. A. K. Glasmacher et al. The cosmic ray energy spectrum between 10^{14} and 10^{16} eV // *Astropart. Phys.* – 1999. – V. 10. – P. 291.
 23. T. Antoni et al. [KASCADE Collaboration]. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems // *Astropart. Phys.* – 2005. – V. 24. – P. 1.
 24. M. Amenomori et al. [TIBET III Collaboration]. The All-particle spectrum of primary cosmic rays in the wide energy range from 10^{14} eV to 10^{17} eV observed with the Tibet-III air-shower array // *Astrophys. J.* – 2008. – V. 678. – P. 1165.
 25. W. D. Apel et al. [KASCADE Grande Collaboration]. Kneelike structure in the spectrum of the heavy component of cosmic rays observed with KASCADE-Grande // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – V. 107. – P. 171104.
 26. M. G. Aartsen et al. [IceCube Collaboration]. Measurement of the cosmic ray energy spectrum with IceTop-73 // *Phys. Rev. D.* – 2013. – V. 88. – № 4. – P. 042004.
 27. J. Abraham et al. [Pierre Auger Collaboration]. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 101. – P. 061101.
 28. D. Ivanov. TA spectrum summary // *PoS(ICRC2015)*. – 2015. – № 349.
 29. I. Valino. The flux of ultra-high energy cosmic rays after ten years of operation of the Pierre Auger Observatory // *PoS(ICRC2015)*. – 2015. – № 271.
 30. Г. В. Куликов, Г. Б. Христиансен. О спектре широких атмосферных ливней по числу частиц // *ЖЭТФ*. – 1958. – Т. 35. – № 3(9). – С. 635.
 31. P. O. Lagage and C. J. Cesarsky. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks // *Astron. & Astrophys.* – 1983. – V. 125. – № 2. – P. 249.

32. E. G. Berezhko and H. J. Völk. Kinetic theory of cosmic ray and gamma-ray production in supernova remnants expanding into wind bubbles // *Astron. & Astrophys.* – 2000. – V. 357. – P. 283.
33. M. Nagano et al. Energy spectrum of primary cosmic rays above 10^{17} eV determined from the extensive air shower experiment at Akeno // *J. Phys. G.* – 1992. – V. 18. – P. 423.
34. D. J. Bird et al. [Fly’s Eye Collaboration]. Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high-energies // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V. 71. – P. 3401.
35. M. Ave, J. Knapp, J. Lloyd-Evans, M. Marchesini and A. A. Watson. The Energy spectrum of cosmic rays above 3×10^{17} eV as measured with the Haverah Park array // *Astropart. Phys.* – 2003. – V. 19. – P. 47.
36. O. Adriani et al. [PAMELA Collaboration]. PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra // *Science.* – 2011. – V. 332. – P. 69.
37. M. Aguilar et al. [AMS Collaboration]. Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GeV to 1.8 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – V. 114. – P. 171103.
38. M. Aguilar et al. [AMS Collaboration]. Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9 GeV to 3 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – V. 115. – № 21. – P. 211101.
39. A. D. Panov et al. Energy Spectra of Abundant Nuclei of Primary Cosmic Rays from the Data of ATIC-2 Experiment: Final Results // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* – 2009. – V. 73. – P. 564.
40. H. S. Ahn et al. Energy spectra of cosmic-ray nuclei at high energies // *Astrophys. J.* – 2009. – V. 707. – P. 593.

41. E. Atkin *et al.*. First results of the cosmic ray NUCLEON experiment // JCAP. – 2017. – V. 1707. – no. 07. – P. 020.
42. T. K. Gaisser, R. Engel and E. Resconi. Cosmic Rays and Particle Physics // Cambridge University Press. – 2016.
43. R. Hillier. Gamma ray astronomy // Oxford, Clarendon Pr. – 1984.
44. O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration]. The cosmic-ray electron flux measured by the PAMELA experiment between 1 and 625 GeV // Phys. Rev. Lett. – 2011. – V. 106. – P. 201101.
45. M. Aguilar *et al.* [AMS Collaboration]. Precision Measurement of the ($e^+ + e^-$) Flux in Primary Cosmic Rays from 0.5 GeV to 1 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 113. – P. 221102.
46. M. Ackermann *et al.* [Fermi LAT Collaboration]. Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope // Phys. Rev. Lett. – 2012. – V. 108. – P. 011103.
47. D. Veberič [Pierre Auger Collaboration]. The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017) // – 2017.
48. R. U. Abbasi *et al.* [Telescope Array Collaboration]. Depth of Ultra High Energy Cosmic Ray Induced Air Shower Maxima Measured by the Telescope Array Black Rock and Long Ridge FADC Fluorescence Detectors and Surface Array in Hybrid Mode // Astrophys. J.:– 2018. – V. 858. – № 2. – P. 76.
49. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration]. The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2017 Part II: Properties of the Atmospheric and Astrophysical Neutrino Flux // – 2017.
50. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration]. Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 113. – P. 101101.

51. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. An Indication of anisotropy in arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays through comparison to the flux pattern of extragalactic gamma-ray sources // *Astrophys. J.* – 2018. – V. 853. – № 2. – L. 29.
52. R. U. Abbasi *et al.* [Telescope Array Collaboration]. Testing a reported correlation between arrival directions of ultrahigh-energy cosmic rays and a flux pattern from nearby starburst galaxies using Telescope Array data // arXiv preprint arXiv:1809.01573. – 2018.
53. R. U. Abbasi *et al.* [Telescope Array Collaboration]. A Northern Sky Survey for Point-Like Sources of EeV Neutral Particles with the Telescope Array Experiment // *Astrophys. J.* – 2015. – V. 804. – № 2. – P. 133.
54. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube and Pierre Auger and Telescope Array Collaborations]. Search for correlations between the arrival directions of IceCube neutrino events and ultrahigh-energy cosmic rays detected by the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array // *JCAP.* – 2016. – V. 1601. – № 01. – P. 037.
55. R. U. Abbasi *et al.* [Telescope Array Collaboration]. Indications of Intermediate-Scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment // *Astrophys. J.* – 2014. – V. 790. – L. 21.
56. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Observation of a Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 8×10^{18} eV // *Science.* – 2017. – V. 357. – № 6537. – P. 1266.
57. F. G. Schröder. Radio detection of Extensive Air Showers // XXV ECRS 2016 Proceedings. – 2017. – eConf C16-09-04.3.
58. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory // *Nucl. Instrum. Meth. A.* – 2015. – V. 798. – P. 172.

59. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Spectral Calibration of the Fluorescence Telescopes of the Pierre Auger Observatory // *Astropart. Phys.* – 2017. – V. 95. – P. 44.
60. H. Kawai *et al.*. Telescope Array Experiment // *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements.* – 2008. – V. 175–176. – P. 221.
61. V. S. Berezinsky, S. V. Bulanov, V. A. Dogiel, V. L. Ginzburg and V. S. Ptuskin. *Astrophysics of cosmic rays* // Amsterdam, Netherlands: North-Holland. – 1990.
62. V. Berezinsky, A. Gazizov and S. Grigorieva. Propagation and signatures of ultra high energy cosmic rays // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* – 2004. – V. 136. – P. 147.
63. A. Kusenko. Ultrahigh-energy nuclei, photons, and magnetic fields // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* – 2011. – V. 212-213. – P. 194.
64. J. Arons. Magnetars in the metagalaxy: an origin for ultrahigh-energy cosmic rays in the nearby universe // *Astrophys. J.* – 2003. – V. 589. – P. 871.
65. E. Waxman. Gamma-ray bursts, cosmic rays and neutrinos // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* – 2000. – V. 87. – P. 345.
66. V. Berezinsky. Ultrahigh-energy cosmic rays from cosmological relics // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* – 2000. – V. 87. – P. 387.
67. V. A. Kuzmin and V. A. Rubakov. Ultrahigh-energy cosmic rays: A Window to postinflationary reheating epoch of the universe? // *Phys. Atom. Nucl.* – 1998. – V. 61. – P. 1028.
68. A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays // *Rev. Astron. Astrophys.* – 1984. – V. 22. – P. 425.
69. E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation // *Phys. Rev.* – 1949. – V. 75. – P. 1169.
70. R. Blandford, D. Eichler. Particle acceleration at astrophysical shocks // *Phys. Rep.* – 1987. – V. 154 – № 1. – P. 1.

71. M. Vietri. On the acceleration of ultrahigh-energy cosmic rays in gamma-ray bursts // *Astrophys. J.* – 1995. – V. 453. – P. 883.
72. V. N. Zirakashvili and V. S. Ptuskin. Cosmic ray acceleration in magnetic circumstellar bubbles // *Astropart. Phys.* – 2018. – V. 98. – P. 21.
73. M. Lyutikov, R. Ouyed. Inductive acceleration of UHECRs in sheared relativistic jets // *Astropart. Phys.* – 2007. – V. 27. – P. 473.
74. A. Y. Neronov, D. V. Semikoz and I. I. Tkachev. Ultra-High Energy Cosmic Ray production in the polar cap regions of black hole magnetospheres // *New J. Phys.* – 2009. – V. 11. – P. 065015.
75. К. В. Птицына, С. В. Троицкий. Физические условия в потенциальных ускорителях космических лучей сверхвысоких энергий: обновлённая диаграмма Хилласа и ограничения из потерь на излучение // *УФН* – 2010. – Т. 180. – С. 723.
76. P. Blasi, S. Burles and A. V. Olinto. Cosmological magnetic fields limits in an inhomogeneous universe // *Astrophys. J.* – 1999. – V. 514. – P. 79.
77. M. S. Pshirkov, P. G. Tinyakov, F. R. Urban. New limits on extragalactic magnetic fields from rotation measures // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – V. 116. – no. 19. – P. 191302.
78. A. Neronov, I. Vovk. Evidence for strong extragalactic magnetic fields from Fermi observations of TeV blazars // *Science.* – 2010. – V. 328. – P. 73.
79. A. M. Taylor, I. Vovk, A. Neronov. Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV-TeV observations of blazars // *Astron. Astrophys.* – 2011. – V. 529. – P. A144.
80. T. C. Arlen *et al.*. Intergalactic Magnetic Fields and Gamma-Ray Observations of Extreme TeV Blazars // *Astrophys. J.* – 2014. – V. 796. – P. 1.
81. I. I. Karpikov, G. I. Rubtsov and Y. V. Zhezher. Lower limit on the ultrahigh-energy proton-to-helium ratio from the measurements of the tail of the X_{max} distribution // *Phys. Rev. D* – 2018. – V. 98. – № 10. – P. 103002.

82. R. U. Abbasi *et al.* [Telescope Array Collaboration]. Mass composition of ultra-high-energy cosmic rays with the Telescope Array Surface Detector Data // Phys. Rev. D – 2019. – V. 99. – № 2. – P. 022002.
83. M. Kuznetsov *et al.*. Composition studies with the Telescope Array surface detector // PoS(ICRC2017) – 2017. – № 543.
84. G. Rubtsov *et al.*. Telescope Array search for EeV photons and neutrinos // PoS(ICRC2017) – 2017. – № 551.
85. W. Hanlon *et al.*. Telescope Array Composition Summary // PoS(ICRC2017) – 2017. – № 536.
86. Y. Zhezher. Ultra-high-energy cosmic rays mass composition studies with the Telescope Array Surface Detector data // EPJ Web of Conferences – 2018. – V. 191. – P. 08007.
87. G. Gelmini, O. E. Kalashev and D. V. Semikoz. GZK Photons as Ultra High Energy Cosmic Rays // J. Exp. Theor. Phys. – 2008. – V. 106. – P. 1061.
88. R. Aloisio *et al.*. Cosmogenic neutrinos and ultra-high energy cosmic ray models // JCAP. – 2015. – V. 1510. – № 10. – P. 006.
89. A. Saveliev, L. Maccione and G. Sigl. Lorentz Invariance Violation and Chemical Composition of Ultra High Energy Cosmic Rays // JCAP – 2011. – V. 1103. – P. 046.
90. A. V. Sokolov and M. S. Pshirkov. Possibility of hypothetical stable micro black hole production at future 100 TeV collider // Eur. Phys. J. C – 2017. – V. 77. – № 12. – P. 908.
91. T. K. Gaisser *et al.*. Cosmic-ray composition around 10^{18} eV // Phys. Rev. D – 1993. – V. 47. – P. 1919.
92. R. U. Abbasi *et al.* [HiRes Collaboration]. Indications of Proton-Dominated Cosmic Ray Composition above 1.6 EeV // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 104. – P. 161101.

93. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Depth of Maximum of Air-Shower Profiles at the Pierre Auger Observatory: Composition Implications // Phys. Rev. D – 2014. – V. 90. – № 12. – P. 122006.
94. W. Hanlon for the Telescope Array Collaboration. Auger-TA composition working group report // Contributions to the 2016 International Conference on Ultra-High Energy Cosmic Rays – 2016.
95. V. De Souza *et al.* The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017) // arxiv preprint arXiv:1708.06592. – 2017.
96. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Azimuthal Asymmetry in the Risetime of the Surface Detector Signals of the Pierre Auger Observatory // Phys. Rev. D – 2016. – V. 93. – № 7. – P. 072006.
97. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Inferences on Mass Composition and Tests of Hadronic Interactions from 0.3 to 100 EeV using the water-Cherenkov Detectors of the Pierre Auger Observatory // Phys. Rev. D – 2017. – V. 96. – № 12. – P. 122003.
98. M. Krause *et al.*. Improved γ /hadron separation for the detection of faint gamma-ray sources using boosted decision trees // Astropart. Phys. – 2017. – V. 89. – P. 1.
99. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Search for photons with energies above 10^{18} eV using the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory // JCAP – 2017. – V. 1704. – № 04. – P. 009.
100. R. Abbasi *et al.* [IceCube Collaboration]. Measurement of the atmospheric neutrino energy spectrum from 100 GeV to 400 TeV with IceCube // Phys. Rev. D – 2011. – V. 83. – P. 012001.
101. T. Abu-Zayyad *et al.* [Telescope Array Collaboration]. Upper limit on the flux of photons with energies above 10^{19} eV using the Telescope Array surface detector // Phys. Rev. D – 2013. – V. 88. – № 11. – P. 112005.

102. Y. Takahashi *et al.* [Telescope Array Collaboration]. Central laser facility analysis at the Telescope Array experiment // AIP Conf. Proc. – 2011. – V. 1367. – P. 157.
103. T. Abu-Zayyad *et al.* [Telescope Array Collaboration]. The cosmic ray energy spectrum observed with the Surface Detector of the Telescope Array experiment // Astrophys. J. – 2013. – V. 768. – P. L1.
104. D. Heck *et al.*. CORSIKA: a Monte-Carlo code to simulate extensive air showers // Report FZKA-6019, Forschungszentrum Karlsruhe – 1998.
105. S. Ostapchenko. QGSJETII: towards reliable description of very high energy hadronic interactions // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2006. – V. 151. – P. 143.
106. T. T. Böhlen *et al.*. The FLUKA Code: Developments and challenges for high energy and medical applications // Nucl. Data Sheets – 2014. – V. 120. – P. 211.
107. A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fasso and J. Ranft. FLUKA: A multi-particle transport code // CERN-2005-010, SLAC-R-773, INFN-TC-05-11.
108. W. R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers. The Egs4 Code System // SLAC-0265.
109. A. M. Hillas. Shower simulation: Lessons from MOCCA // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 1997. – V. 52B. – P. 29.
110. M. Kopal [Pierre Auger Collaboration]. A thinning method using weight limitation for air-shower simulations // Astropart. Phys. – 2001. – V. 15. – P. 259.
111. D. S. Gorbunov, G. I. Rubtsov and S. V. Troitsky. Air-shower simulations with and without thinning: Artificial fluctuations and their suppression // Phys. Rev. D – 2007. – V. 76. – P. 043004.
112. B. T. Stokes *et al.*. Dethinning extensive air shower simulations // Astropart. Phys. – 2012. – V. 35. – P. 759.

113. S. Agostinelli *et al.* [GEANT4 Collaboration]. GEANT4: A Simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. A – 2003. – V. 506. – P. 250.
114. T. Abu-Zayyad *et al.* [Telescope Array Collaboration]. CORSIKA Simulation of the Telescope Array Surface Detector // arxiv preprint arXiv:1403.0644 – 2004.
115. T. Sanuki *et al.*. Precise measurement of cosmic ray proton and helium spectra with the BESS spectrometer // Astrophys. J. – 2000. – V. 545. – P. 1135.
116. A. Hocker *et al.*. TMVA-Toolkit for Multivariate Data Analysis // PoS ACAT – 2007. – 040.
117. R. Brun and F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework // Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A – 1997. – V. 389. – P. 81.
118. G. Ros *et al.*. A new composition-sensitive parameter for Ultra-High Energy Cosmic Rays // Astropart. Phys. – 2001. – V. 35. – P. 140.
119. J. Abraham *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Upper limit on the diffuse flux of UHE tau neutrinos from the Pierre Auger Observatory // Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 100. – P. 211101.
120. T. Abu-Zayyad *et al.* [Telescope Array Collaboration]. The Cosmic Ray Energy Spectrum Observed with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment // ApJL – 2013. – V. 768. – L1.
121. R. Barlow and C. Beeston. Fitting using finite Monte Carlo samples // Comp. Phys. Comm. – 1993. – V. 77. – P. 219.
122. S. Ostapchenko. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model // Phys. Rev. D – 2011. – V. 83. – P. 014018.
123. T. Pierog, I. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko and K. Werner. EPOS LHC : test of collective hadronization with LHC data // Phys. Rev. C – 2015. – V. 92. – № 3. – P. 034906.

124. R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev. SYBILL: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades // Phys. Rev. D – 1994. – V. 50. – P. 5710.
125. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Testing Hadronic Interactions at Ultrahigh Energies with Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory // Phys. Rev. Lett. – 2016. – V. 117. – № 19. – P. 192001.
126. R. U. Abbasi *et al.* [Telescope Array Collaboration]. Study of muons from ultra-high energy cosmic ray air showers measured with the Telescope Array experiment // Phys. Rev. D – 2018. – V. 98. – № 2. – P. 022002.
127. W. Hanlon for the Telescope Array Collaboration. Composition Measurements via Depth of Airshower Maximum at the Telescope Array // Contributions to the 2016 International Conference on Ultra-High Energy Cosmic Rays – 2016.
128. P. Abreu *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. The Pierre Auger Observatory II: Studies of Cosmic Ray Composition and Hadronic Interaction models // Contributions to the 32nd International Cosmic Ray Conference – 2011.
129. A. Sabourov *et al.*. Mass composition of cosmic rays with energy above 10^{17} eV according to the data of surface detectors of Yakutsk EAS array // PoS(ICRC2017). – 2017. – № 553.
130. V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov and S. I. Grigorieva. On astrophysical solution to ultrahigh-energy cosmic rays // Phys. Rev. D – 2006. – V. 74. – P. 043005.
131. V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov and S. I. Grigorieva. Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB // Phys. Lett. B – 2005. – V. 612. – P. 147.
132. R. Aloisio, V. Berezhinsky, P. Blasi, A. Gazizov, S. Grigorieva and B. Hnatyk. A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays // Astropart. Phys. – 2007. – V. 27. – P. 76 .
133. R. Aloisio, V. Berezhinsky and A. Gazizov. Ultra High Energy Cosmic Rays: The disappointing model // Astropart. Phys. – 2011. – V. 34. – P. 620.

134. J. R. Ellis, G. Giudice, M. L. Mangano, I. Tkachev and U. Wiedemann. Review of the safety of LHC collisions // J. Phys. G – 2008. – V. 35. – P. 115004.
135. S. B. Giddings and M. L. Mangano. Astrophysical implications of hypothetical stable TeV-scale black holes // Phys. Rev. D – 2008. – V. 78. – P. 035009.
136. S. Blaess, J. A. Bellido and B. R. Dawson. Extracting a less model dependent cosmic ray composition from X_{\max} distributions // arxiv preprint arXiv:1803.02520. – 2018.
137. R. Ellsworth *et al.* [Fly’s Eye Collaboration]. Ultra-high energy cross section from study of longitudinal development of air showers // Phys. Rev. D – 1982. – V. 26. – P. 336.
138. R. Baltrusaitis *et al.* [Fly’s Eye Collaboration]. Total Proton Proton Cross-Section at $s^{*(1/2)} = 30\text{-TeV}$ // Phys. Rev. Lett. – 1984. – V. 52. – P. 1380.
139. P. Abreu *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Measurement of the Proton-Air Cross Section at $\sqrt{s} = 57\text{ TeV}$ with the Pierre Auger Observatory // Phys. Rev. Lett. – V. 109. – P. 062002.
140. R. U. Abbasi *et al.* [Telescope Array Collaboration]. Measurement of the proton-air cross section with Telescope Array’s Middle Drum detector and surface array in hybrid mode // Phys. Rev. D – V. 92. – № 3. – P. 032007.
141. R. Ulrich. Extension of the measurement of the proton-air cross section with the Pierre Auger Observatory // PoS(ICRC2015). – 2016. – № 401.
142. A. Yushkov, M. Risse, M. Werner and J. Krieg. Determination of the proton-to-helium ratio in cosmic rays at ultra-high energies from the tail of the X_{\max} distribution. – Astropart. Phys. – V. 85. – P. 29.
143. F. Fenu *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. The cosmic ray energy spectrum measured using the Pierre Auger Observatory // PoS(ICRC2017). – 2017. – № 486.

144. R. U. Abbasi *et al.*. Study of Ultra-High Energy Cosmic Ray composition using Telescope Array's Middle Drum detector and surface array in hybrid mode // *Astropart. Phys.* – 2015. – V. 64. – P. 49.
145. A. van Vliet, J. R. Hörandel and R. Alves Batista. Cosmogenic gamma-rays and neutrinos constrain UHECR source models // arxiv preprint arXiv:1707.04511. – 2017.
146. J. Heinze, D. Boncioli, M. Bustamante and W. Winter. Cosmogenic Neutrinos Challenge the Cosmic Ray Proton Dip Model // *Astrophys. J.* – 2016. – V. 825. – № 2. – P. 122.
147. G. Giacinti, M. Kachelriess, O. Kalashev, A. Neronov and D. V. Semikoz. Unified model for cosmic rays above 10^{17} eV and the diffuse gamma-ray and neutrino backgrounds // *Phys. Rev. D* – 2015. – V. 92. – № 8. – P. 083016.
148. E. Waxman and J. N. Bahcall. High-energy neutrinos from astrophysical sources: An Upper bound // *Phys. Rev. D* – 1999. – V. 59. – P. 023002.
149. E. Waxman and J. N. Bahcall. High-energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – V. 78. – P. 2292.
150. R. Engel, D. Seckel and T. Stanev. Neutrinos from propagation of ultrahigh-energy protons // *Phys. Rev. D* – 2001. – V. 64. – P. 093010.
151. K. Murase and J. F. Beacom. Neutrino Background Flux from Sources of Ultrahigh-Energy Cosmic-Ray Nuclei // *Phys. Rev. D* – 2010. – V. 81. – P. 123001.
152. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration]. Constraints on Ultrahigh-Energy Cosmic-Ray Sources from a Search for Neutrinos above 10 PeV with IceCube // *Phys. Rev. Lett.* – 2016. – V. 117. – № 24. – P. 241101.
153. R. Aloisio. Ultra High Energy Cosmic Rays, Photons and Neutrinos // *Nuovo Cim. C* – 2017. – V. 40. – № 3. – P. 142.
154. F. W. Stecker, C. Done, M. H. Salamon and P. Sommers. High-energy neutrinos from active galactic nuclei // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – V. 66. – P. 2697.

155. V. S. Berezhinsky, P. Blasi and V. S. Ptuskin. Clusters of Galaxies as a Storage Room for Cosmic Rays // *Astrophys. J.* – 1997. – V. 487. – P. 529.
156. T. A. Thompson, E. Quataert, E. Waxman and A. Loeb. Assessing The Starburst Contribution to the Gamma-Ray and Neutrino Backgrounds // arxiv preprint astro-ph/0608699. – 2006.
157. R. Budnik, B. Katz, A. MacFadyen and E. Waxman. Cosmic rays from trans-relativistic supernovae // *Astrophys. J.* – 2008. – V. 673. – P. 928.
158. X. Y. Wang, S. Razzaque, P. Meszaros and Z. G. Dai. High-energy Cosmic Rays and Neutrinos from Semi-relativistic Hypernovae // *Phys. Rev. D* – 2007. – V. 76. – P. 083009.
159. V. S. Berezhinsky and G. T. Zatsepin. Cosmic neutrinos of superhigh energy // *Yad. Fiz.* – 1970. – V. 11. – P. 200.
160. F. W. Stecker. Ultrahigh Energy Photons, Electrons, and Neutrinos, the Microwave Background, and the Universal Cosmic-Ray Hypothesis // *Astrophys. Space Sci.* – 1973. – V. 20. – P. 47.
161. C. T. Hill and D. N. Schramm. Ultrahigh-energy cosmic ray neutrinos // *Phys. Lett. B* – 1983. – V. 131. – P. 247.
162. V. S. Berezhinsky. Neutrino astronomy and massive longlived particles from big bang // *Nucl. Phys. B* – 1992. – V. 380. – P. 478.
163. P. Bhattacharjee, C. T. Hill and D. N. Schramm. Grand unified theories, topological defects and ultrahigh-energy cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 69. – P. 567.
164. J. Alvarez-Muniz and F. Halzen. 10^{20} -eV cosmic ray and particle physics with kilometer scale neutrino telescopes // *Phys. Rev. D* – 2001. – V. 63. – P. 037302.
165. G. Gelmini and A. Kusenko. Unstable superheavy relic particles as a source of neutrinos responsible for the ultrahigh-energy cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 84. – P. 1378.

166. A. Kusenko and M. Postma. Neutrinos produced by ultrahigh-energy photons at high red shift // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 86. – P. 1430.
167. B. Baret and V. Van Elewyck. High-energy neutrino astronomy: Detection methods and first achievements // *Rept. Prog. Phys.* – 2011. – V. 74. – P. 046902.
168. L. A. Anchordoqui and T. Montaruli. In Search for Extraterrestrial High Energy Neutrinos // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* – 2010. – V. 60. – P. 129.
169. A. Kusenko and T. J. Weiler. Neutrino cross-sections at high-energies and the future observations of ultrahigh-energy cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – V. 88. – P. 161101.
170. V. S. Berezinsky and G. T. Zatsepin. Cosmic rays at ultrahigh-energies (neutrino?) // *Phys. Lett.* – 1969. – V. 28B. – P. 423.
171. V. S. Berezinsky and A. Y. Smirnov. Cosmic neutrinos of ultra-high energies and detection possibility // *Astrophys. Space Sci.* – 1975. – V. 32. – P. 461.
172. S. Bottai and S. Giurgola. UHE and EHE neutrino induced taus inside the Earth // *Astropart. Phys.* – 2003. – V. 18. – P. 539.
173. J. L. Feng, P. Fisher, F. Wilczek and T. M. Yu. Observability of earth skimming ultrahigh-energy neutrinos // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – V. 88. – P. 161102.
174. G. Askaryan. Excess Negative Charge of an Electron-Photon Shower and its Coherent Radio Emission // *Sov.Phys. JETP* – 1962. – V. 14. – P. 441.
175. R. U. Abbasi *et al.*. An upper limit on the electron-neutrino flux from the HiRes detector // *Astrophys. J.* – 2008. – V. 684. – P. 790.
176. O. Scholten *et al.*. Improved flux limits for neutrinos with energies above 10^{22} eV from observations with the Westerbork Synthesis Radio Telescope // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 103. – P. 191301.
177. T. R. Jaeger, R. L. Mutel and K. G. Gayley. Project RESUN, a radio EVLA search for UHE neutrinos // *Astropart. Phys.* – 2010. – V. 34. – P. 293.

178. C. W. James, R. D. Ekers, J. Alvarez-Muniz, J. D. Bray, R. A. McFadden, C. J. Phillips, R. J. Protheroe and P. Roberts. LUNASKA experiments using the Australia Telescope Compact Array to search for ultra-high energy neutrinos and develop technology for the lunar Cherenkov technique // *Phys. Rev. D* – 2010. – V. 81. – P. 042003.
179. J. D. Bray *et al.*. Limit on the ultrahigh-energy neutrino flux from lunar observations with the Parkes radio telescope // *Phys. Rev. D* – 2015. – V. 91. – № 6. – P. 063002.
180. I. Kravchenko *et al.*. Updated Results from the RICE Experiment and Future Prospects for Ultra-High Energy Neutrino Detection at the South Pole // *Phys. Rev. D* – 2012. – V. 85. – P. 062004.
181. A. Aab *et al.* [Pierre Auger Collaboration]. Improved limit to the diffuse flux of ultrahigh energy neutrinos from the Pierre Auger Observatory // *Phys. Rev. D* – 2015. – V. 91. – № 9. – P. 092008.
182. S. W. Barwick *et al.* [ARIANNA Collaboration]. A First Search for Cosmogenic Neutrinos with the ARIANNA Hexagonal Radio Array // *Astropart. Phys.* – 2015. – V. 70. – P. 12.
183. P. W. Gorham *et al.* [ANITA Collaboration]. New Limits on the Ultra-high Energy Cosmic Neutrino Flux from the ANITA Experiment // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 103. – P. 051103.
184. P. W. Gorham *et al.* [ANITA Collaboration]. Observational Constraints on the Ultra-high Energy Cosmic Neutrino Flux from the Second Flight of the ANITA Experiment // *Phys. Rev. D* – 2010. – V. 82. – P. 022004.
185. P. W. Gorham *et al.* [ANITA Collaboration]. Constraints on the diffuse high-energy neutrino flux from the third flight of ANITA // *Phys. Rev. D* – V. 98. – № 2. – P. 022001.
186. P. Allison *et al.* [ARA Collaboration]. Performance of two Askaryan Radio Array stations and first results in the search for ultrahigh energy neutrinos // *Phys. Rev. D* – 2016. – V. 93. – № 8. – P. 082003.

187. A. Albert *et al.* [ANTARES Collaboration]. New constraints on all flavor Galactic diffuse neutrino emission with the ANTARES telescope // *Phys. Rev. D* – 2017. – V. 96. – № 6. – P. 062001.
188. A. Albert *et al.*. Joint constraints on Galactic diffuse neutrino emission from ANTARES and IceCube // arxiv preprint arXiv:1808.03531. – 2018.
189. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration]. Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector // *Science* – 2013. – V. 342. – P. 1242856.
190. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube and Fermi-LAT and MAGIC and AGILE and ASAS-SN and HAWC and H.E.S.S. and INTEGRAL and Kanata and Kiso and Kapteyn and Liverpool Telescope and Subaru and Swift NuSTAR and VERITAS and VLA/17B-403 Collaborations]. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A // *Science* – 2018. – V. 361. – № 6398. – P. eaat1378.
191. M. Takeda *et al.*. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment // *Astropart. Phys.* – 2003. – V. 19. – P. 447.
192. G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour and B. R. Webber. HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes) // *JHEP* - 2001. – V. 0101. – P. 010.
193. A. Cooper-Sarkar and S. Sarkar. Predictions for high energy neutrino cross-sections from the ZEUS global PDF fits // *JHEP* – 2008. – V. 0801. – P. 075.
194. G. J. Feldman and R. D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // *Phys. Rev. D* – 1998. – V. 57. – P. 3873.
195. K. G. Murty. *Linear Programming* // Wiley – 1983.
196. P. W. Gorham *et al.* [ANITA Collab.]. Observational Constraints on the Ultra-high Energy Cosmic Neutrino Flux from the Second Flight of the ANITA Experiment // *Phys. Rev. D* – 2012. – V. 85. – P. 049901(E).

197. M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration]. Probing the origin of cosmic rays with extremely high energy neutrinos using the IceCube Observatory // Phys. Rev. D – 2013. – V. 88. – P. 112008.
198. J. Linsley and L. Scarsi. Arrival times of air shower particles at large distances from the axis // Phys. Rev. – 1962. – V. 128. – P. 2384.
199. M. Teshima *et al.*. Properties of 10^9 GeV – 10^{10} GeV extensive air showers at core distances between 100 m and 3000 m // J. Phys. – 1986. – V. G12. – P. 1097.
200. K. Shinozaki and M. Teshima. AGASA results // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2004. – V. 136. – P. 18.
201. L. Breiman *et al.*. Classification and Regression Trees // Wadsworth International Group – 1984.
202. Y. Coadou. Boosted decision trees // ESIPAP – 2016.
203. R.E. Schapire. The strength of weak learnability // Mach. Learn. – 1999. – V. 5. – P. 197.