

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи

Рубцов Григорий Игоревич

**Диффузное астрофизическое излучение от
 10^{-4} эВ до 10^{+20} эВ и ограничения на новые
модели физики элементарных частиц.**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2016

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Ограничения на модели новой физики частиц из наблюдений реликтового излучения	21
1.1. Обзор данных спутника Планк	21
1.2. Ограничения на параметры моделей частиц с дробным электрическим зарядом	29
1.3. Ограничения на параметр самодействия скалярного поля в модели псевдоконформной Вселенной	40
1.4. Выводы к первой главе	49
Глава 2. Гамма-излучение блазаров и модели аксионоподобных частиц	51
2.1. Аксионы и аксионоподобные частицы в физике частиц и астрофизике	52
2.2. Распространение гамма-излучения в межгалактической среде	55
2.3. Ограничение на протяженность гамма-излучения блазара 3C 279 из наблюдений его затмений	58
2.4. Исследование поглощения гамма-излучения далеких блазаров в межгалактической среде по данным наземных гамма-телескопов и орбитального телескопа Fermi LAT	65
2.5. Выводы ко второй главе	79
Глава 3. Ограничения на модели происхождения космических лучей ультравысоких энергий по данным Якутской установки 80	
3.1. Якутская комплексная установка ШАЛ	81
3.2. Модели происхождения космических лучей сверхвысоких энергий 85	

3.3. Ограничения на поток фотонов с энергией выше 10^{18} эВ на основе мюонных данных	90
3.4. Ограничения на модели распада топологических дефектов и модели сверхтяжелой темной материи	100
3.5. Выводы к третьей главе	114
Глава 4. Космическое излучение ультравысоких энергий по данным обсерватории Telescope Array	116
4.1. Обсерватория Telescope Array	117
4.2. Монте-Карло моделирование регистрации ШАЛ наземной решеткой Telescope Array	121
4.3. Горячее пятно на карте космических лучей с энергиями выше $5.7 \cdot 10^{19}$ эВ	126
4.4. Ограничения на поток фотонов с энергиями выше 10^{19} эВ	136
4.5. Ограничения на модели источников космических лучей	144
4.6. Выводы к четвертой главе	146
Заключение	147
Приложение А. Вычисление матрицы Фишера в методе квадратичного максимального правдоподобия для неполного неба	150
Приложение Б. Анализ излучения Солнца как движущегося объекта по данным Fermi LAT	154
Приложение В. Описание процедуры реконструкции событий наземной решетки обсерватории Telescope Array	156
Список сокращений и условных обозначений	160
Список литературы	165

Введение

Астрофизика предоставляет уникальные возможности для анализа фундаментальных физических процессов. Доступные для наблюдения масштабы расстояний и времен на много порядков превышают возможности наземных и космических лабораторий. Кроме того, в видимой части Вселенной присутствуют крупномасштабные магнитные поля, подобные которым достигаются в экспериментах лишь на микроскопических масштабах и происходят взаимодействия частиц с энергиями, значительно превосходящими достижимые на Большом адронном коллайдере (БАК). Ранние стадии эволюции Вселенной, характеризующиеся высокими температурами и плотностями, недоступны для прямого наблюдения из-за непрозрачности первичной плазмы до рекомбинации. Тем не менее, информация о физике в эти эпохи может быть получена из анализа реликтового излучения и крупномасштабных структур.

Диффузное излучение — поток астрофизических частиц, не исходящих от одного или нескольких источников. Такое излучение обычно связано с масштабными космологическими или астрофизическими процессами, сопровождающимися выделением большой энергии. На Рисунке 1 показан диапазон энергий, являющийся предметом изучения в настоящей диссертации.

Наибольшую известность приобрело реликтовое излучение — диффузное излучение в микроволновом диапазоне энергий (порядка 10^{-4} эВ). Сформированное в эпоху рекомбинации, реликтовое излучение сегодня представляет собой снимок Вселенной в возрасте 380 тысяч лет, наблюдаемый через объектив поздней эволюции. Кроме данных о возмущениях плотности в эпоху рекомбинации, карта температуры реликтового излучения несет информацию о законе эволюции Вселенной после рекомбинации, реионизации вещества во Вселенной и формировании скоплений галактик. Все эти вклады, включая последний, связанный с гравитационным линзированием, могут быть разделены при условии прецизионного измерения карты температуры данного излучения. Такие изме-

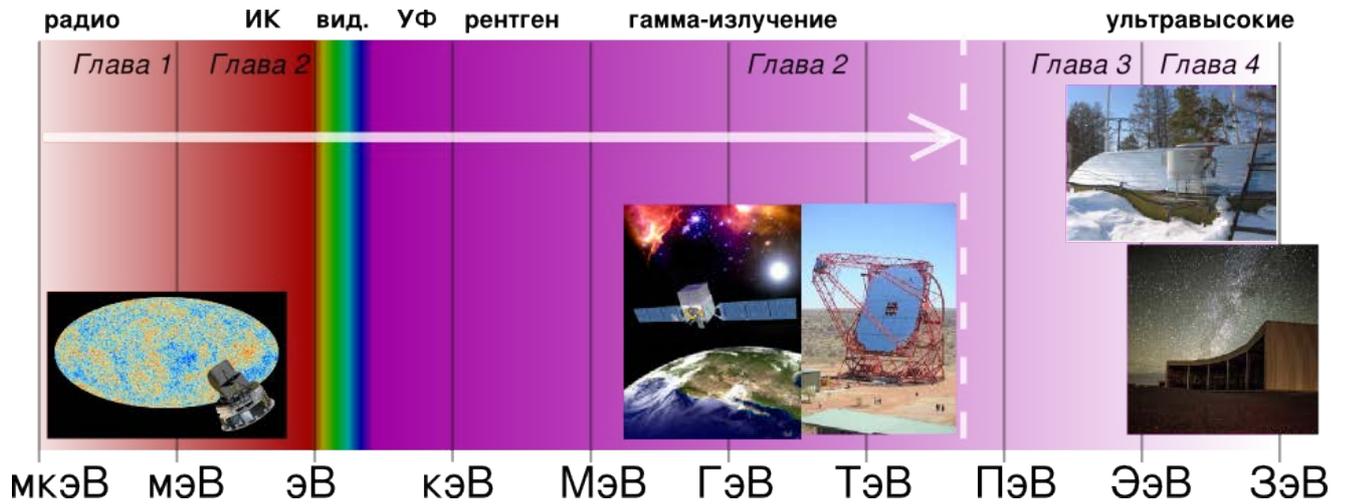


Рис. 1. Спектр электромагнитного излучения. Стрелкой показан диапазон наблюдаемых сегодня энергий астрофизических фотонов. Цветные вставки слева направо соответствуют экспериментам Планк, Fermi LAT, H.E.S.S., Якутской установке ШАЛ и обсерватории Telescope Array. В верхней части рисунка указаны главы диссертации, в которых рассмотрены соответствующие спектральные области.

рения были выполнены недавними космическими экспериментами WMAP и Планк [26, 27], см. также обзор [28]. Измерения Планк обладают чувствительностью к мультиполям до $l \sim 2500$, что соответствует угловому разрешению порядка 10 угловых минут. Эволюция возмущений до рекомбинации, а также движение реликтовых фотонов от рекомбинации до нашей эпохи описываются классическими уравнениями. Однако, согласно современным представлениям, первичные возмущения имеют квантовую природу и появились как квантовые возмущения некоторого поля, живущего до Большого взрыва. Последнее верно как для стандартной инфляционной модели так и для альтернативных сценариев псевдоконформной Вселенной [29–31]. Свойства квантового мира той эпохи отражаются на статистических свойствах возмущений плотности на более поздних этапах. Как следствие, исследование статистической анизотропии и негауссовости реликтового излучения дает возможность различить различные сценарии генерации первичных возмущений и исследовать свойства квантовых полей, существовавших до Большого взрыва.

Помимо реликтового излучения в микроволновом диапазоне, диффузное излучение зарегистрировано и во всех других доступных для астрономии диапазонах энергии: от радиоволн — 10^{-7} эВ до высокоэнергичного гамма-излучения — 10^{10} эВ. Кроме того, осуществляется поиск диффузного излучения с более высокими энергиями вплоть до 10^{20} эВ, предсказанного во многих теоретических моделях астрофизики и физики частиц.

Фоновое излучение в инфракрасном и оптическом диапазоне (0.1 – 1 эВ) заметно более слабое, чем РИ, однако его достаточно для поглощения высокоэнергичного гамма-излучения (10^{11} – 10^{12} эВ) от далеких точечных источников (блазаров). Анализ спектра таких источников указывает на то, что поглощение слабее предсказанного даже в минимальных моделях внегалактического фона [32]. Исследование аномальной прозрачности интересно как с точки зрения возможных новых явлений астрофизики, так и в контексте поиска новой физики частиц. Среди актуальных расширений стандартной модели физики частиц, способных объяснить указанную аномалию, можно выделить модель гипотетических аксионов или аксионоподобных частиц. В соответствующих сценариях, поглощение подавлено за счет конверсии фотона в аксионоподобные частицы и обратно в астрофизических магнитных полях. Поиск аксионов и аксионоподобных частиц мотивирован еще и тем, что они остаются в числе кандидатов на роль холодной темной материи.

В физике космических лучей ультравысоких энергий $E \gtrsim 10^{19}$ эВ остается ряд нерешенных фундаментальных вопросов. Во-первых, несмотря на интенсивные поиски, не удалось обнаружить источники частиц с такими энергиями. В качестве альтернативы астрофизическим моделям ускорения КЛ были выдвинуты модели, связанные с распадом гипотетических тяжелых частиц, таких как частицы сверхтяжелой темной материи. Во-вторых, состав частиц предельно высоких энергий, от которого зависит успех поиска источников, определен с большими систематическими и статистическими ошибками. В случае протонного состава, отклонения частиц с энергиями выше 5×10^{19} эВ в магнитных

полях Галактики составят несколько градусов, что позволит увидеть точечные источники. Если же космические лучи представляют собой преимущественно ядра химических элементов, поиск будет затруднен тем, что видимое изображение каждого источника будет иметь размер $10^\circ - 40^\circ$.

Ответы на оба указанных выше вопроса могут быть получены посредством исследования фотонов ультравысоких энергий. Ключевым предсказанием моделей распада сверхтяжелой темной материи является значительный поток гамма-квантов с энергиями выше 10^{19} эВ. Такой поток может быть обнаружен в существующих экспериментах. Поток фотонов ультравысоких энергий предсказывается и в астрофизических моделях происхождения космических лучей [33, 34]. Так называемые, космогенные фотоны рождаются в результате взаимодействия протонов ультравысоких энергий с РИ — реакции Грейзена–Зацепина–Кузьмина [35, 36]. В случае протонного состава космических лучей, предсказанный поток космогенных фотонов по крайней мере на порядок ниже потока фотонов, предсказанного в моделях СТТМ. В этом случае, фотоны ультравысоких энергий могут быть зарегистрированы в ближайшем будущем. Если космические лучи ультравысоких энергий состоят преимущественно из ядер химических элементов, регистрация потока гамма-квантов потребует строительства экспериментов нового поколения. Таким образом, наблюдение фотонов ультравысоких энергий или установление верхнего предела на их поток позволит отличить астрофизические модели происхождения космических лучей от моделей, связанных с новой физикой. Кроме того, в случае астрофизических моделей, поиск фотонов принципиально позволяет получить информацию о составе ускоряемых частиц.

Отметим, что поиск фотонов ультравысоких энергий интересен и с точки зрения проверки Лоренц-инвариантности при рекордно больших лоренц-факторах [37]. Взаимодействие гамма-квантов ультравысоких энергий в атмосфере происходит за счет рождения электрон-позитронных пар в поле ядра атома азота или кислорода. Последняя реакция чувствительна к гипотетическим на-

рушениям Лоренц-инвариантности [38], предсказанным в некоторых современных моделях квантовой гравитации, таких как модель Хоравы-Лифшица [39].

Эксперимент	годы работы	место размещения	площадь, км ²	число ФД	ссылка
Якутская установка	с 1973	Якутск, Россия	18	-	[40]
AGASA	1990 - 2004	Акено, Япония	100	-	[41]
HiRes	1998 - 2006	Дагвей, Юта, США	-	2	[42]
РАО	с 2004	Маларгуэ, Аргентина	3000	4	[43]
Telescope Array	с 2008	Дельта, Юта, США	700	3	[44, 45]

Таблица 1. Установки, регистрирующие ШАЛ, вызванные космическими лучами ультравысоких энергий. В таблице приведены годы работы, место размещения, площадь наземной решетки и число флуоресцентных детекторов.

Поиск фотонов ультравысоких энергий проводится на установках большой площади, регистрирующих широкие атмосферные ливни (ШАЛ). Такие установки используют две взаимодополняющие методики регистрации: наземную решетку детекторов, регистрирующую частицы на уровне земли и флуоресцентные телескопы, регистрирующие флуоресцентный свет, вызванный распространением частиц ШАЛ в атмосфере. В Таблице 1 перечислены действующие и относительно недавно завершившиеся эксперименты, упоминающиеся в настоящей диссертации, см. обзоры [46, 47] для более полной картины.

Широкие атмосферные ливни, вызванные первичными фотонами развиваются глубже в атмосфере и содержат значительно меньше мюонов по сравнению с адронными ШАЛ. Для разделения фотонных и адронных ШАЛ в различных экспериментах используют разные наблюдаемые величины. Наилучшее качество разделения сегодня достигается прямым измерением плотности числа мюонов в эксперименте AGASA [48, 49] и на Якутской установке [7, 50, 51]. На установке Telescope Array и в Обсерватории им. Пьера Оже, в качестве наблюдаемых величин (далее — наблюдаемые) используется кривизна фронта [10] и время нарастания сигнала [52], измеренные наземной ре-

шеткой, а также глубина максимума ШАЛ, измеренная флуоресцентным детектором [53]. Эти наблюдаемые не позволяют событийно различать ШАЛ, вызванные различными первичными частицами, поэтому выигрыш от большой площади новых установок достигается только при условии разработки соответствующих методов анализа.

Актуальность темы исследования. Развитие ускорительных экспериментов по физике частиц позволило обнаружить последнюю из частиц, предсказанных Стандартной моделью физики частиц (СМ) - скалярный бозон [54, 55]. Однако, Стандартная модель остается феноменологически неполной. В частности, в СМ нет механизма для наделения нейтрино массой и, как следствие, нет объяснений для нейтринных осцилляций. Кроме того, в СМ нет частиц для описания темной материи. Введение дополнительных частиц может также оказаться необходимым для описания феноменологии ранней Вселенной. Так, генерация первичных возмущений требует новых полей за единственным исключением модели инфляции на потенциале скалярного бозона СМ [56]. Барионная асимметрия Вселенной также относится к числу проблем, неразрешенных в рамках СМ. Все это мотивирует продолжение поисков проявлений новой физики. В результаты таких поисков на первом этапе работы Большого адронного коллайдера (БАК), поставлен ряд ограничений на модели расширения СМ, в том числе на минимальное суперсимметричное расширение СМ [57].

Многие интересные для исследования физические процессы протекают в естественном порядке в звездах, в межгалактическом пространстве или протекали ранее, в течение прошедших эпох развития Вселенной. Диффузное астрофизическое излучение может быть непосредственным участником или свидетелем протекающих во Вселенной процессов. Так, реликтовое излучение (РИ), с одной стороны несет информацию о составе Вселенной в эпоху рекомбинации и об эволюции на более поздних стадиях, а с другой стороны, содержит отпечаток эпохи, в которую сформировались первичные возмущения плотности.

Один из кандидатов на роль темной материи — аксионоподобные частицы — могут быть обнаружены по особенностям рассеяния энергичных гамма-квантов на диффузном межгалактическом фоновом излучении. Существенное влияние на распространение также оказывают крупномасштабные магнитные поля, в которых может происходить конверсия фотонов в аксион и обратно.

Гамма-кванты и заряженные частицы ультравысоких энергий позволяют исследовать физические процессы, протекающие при недостижимых в земных экспериментах энергиях в системе отсчета, связанной с РИ. Энергии указанных процессов в системе центра масс, в настоящий момент, являются также рекордными. Исследование диффузного излучения в этом диапазоне открывает возможность поиска сверхтяжелой темной материи, гравитации на масштабах энергии ТэВ и других проявлений новой физики.

Актуальность темы диссертации определяется тем, что наблюдение астрофизического излучения дает возможность исследовать процессы на недоступных в лаборатории пространственных и энергетических масштабах.

Цели и задачи диссертационной работы:

Настоящая работа посвящена исследованию моделей физики элементарных частиц, космологии и астрофизики высоких энергий на основании наблюдений диффузного астрофизического излучения в широком спектральном диапазоне.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

- Получены ограничения на реликтовую плотность частиц с дробным электрическим зарядом из наблюдений реликтового излучения.
- Из наблюдений реликтового излучения установлены ограничения на модели псевдоконформной Вселенной и анизотропной инфляции.
- Из наблюдения затмений блазара 3C 279 Солнцем получены ограничения на размер и поток протяженного гало в диапазоне гамма-лучей.

- Обнаружена аномальная прозрачность Вселенной по отношению к гамма-излучению высоких энергий.
- Получены ограничения на поток гамма-квантов с энергией выше 10^{18} эВ по данным мюонных детекторов Якутской установки и с энергией выше 10^{19} эВ по данным Обсерватории Telescope Array.
- Установлены ограничения на параметры сверхтяжелой темной материи.
- Обнаружено указание на анизотропию космических лучей с энергиями выше 5.7×10^{19} эВ на средних угловых масштабах.

Научная новизна. В ходе выполнения работы впервые было получено несколько важных результатов:

- Получены наиболее сильные ограничения на реликтовую плотность частиц с дробным электрическим зарядом по данным космической обсерватории Планк.
- Впервые установлены наблюдательные ограничения на параметры гипотетического скалярного поля в моделях псевдоконформной Вселенной, альтернативных инфляционной модели.
- Впервые получены ограничения на размер протяженного гало блазара 3C 279.
- Впервые установлена аномальная прозрачность Вселенной по отношению к гамма-излучению высоких энергий с высоким уровнем статистической достоверности (впервые выше 5 стандартных отклонений).
- Впервые поставлено ограничение на интегральный поток гамма-квантов с энергиями от 10^{18} эВ. Полученные по данным Якутской установки ограничения — лучшие на момент публикации и лучшие в северном полушарии в настоящее время.

- Впервые установлено, что модель сверхтяжелой темной материи не может объяснить весь наблюдаемый поток космических лучей с энергиями выше 10^{20} эВ.
- Впервые в северном полушарии обнаружено указание на “горячее пятно” космических лучей с энергиями выше 5.7×10^{19} эВ.
- Получены наиболее сильные в северном полушарии ограничения на поток фотонов с энергией выше 10^{19} эВ по данным Обсерватории Telescope Array.

Теоретическая и практическая значимость Полученные ограничения на реликтовую плотность частиц с дробным электрическим зарядом применяются при построении моделей темной материи [58–61], физики элементарных частиц [62, 63], а также для проектирования экспериментов по прямому поиску новых частиц [64–66].

Ограничения на параметры статистической анизотропии Вселенной используются при построении новых космологических моделей, альтернативных стандартной инфляции [67, 68].

Ограничения на размер гало 3C 279 могут использоваться при разработке астрофизических моделей, включающих крупномасштабные магнитные поля.

Факт обнаружения аномальной прозрачности Вселенной для гамма-излучения высоких энергий используется при проектировании экспериментов, способных прямо или косвенно обнаружить аксионы и аксионоподобные частицы (IAХО, СТА и другие) [69–71].

Обнаружение горячего пятна на карте космических лучей повлияло на развитие моделей астрофизического происхождения нейтрино [72, 73] и отразилось в научной программе будущих космических экспериментов [74].

Разработанный метод реконструкции событий Telescope Array с аппроксимацией кривизны фронта используется для исследования химического состава космических лучей по данным наземной решетки детекторов [75].

Полученные ограничения на поток гамма-квантов ультравысоких энергий используются при исследовании астрофизических сценариев [76], разработке новых методик поиска фотонов ультравысоких энергий [77] и экспериментов следующего поколения [78].

Положения, выносимые на защиту:

1. Построена система кинетических уравнений плазмы эпохи рекомбинации и рассчитан спектр реликтового излучения в присутствии гипотетических частиц с дробным электрическим зарядом. На основании данных спутника Планк по анизотропии микроволнового излучения получено ограничение на реликтовую плотность таких частиц. Показано, что в широком классе моделей реликтовая плотность частиц с дробным электрическим зарядом не может составлять более 1% от плотности холодной темной материи.
2. Из данных спутника Планк установлены наблюдательные ограничения на параметры гипотетического скалярного поля в моделях псевдоконформной Вселенной. Показано на уровне достоверности 95%, что параметр самодействия скалярного поля в модели конформного скатывания с промежуточной стадией не превышает $1.3 \cdot 10^{-3}$, а в модели без промежуточной стадии не превышает 0.52.
3. На основе данных спутника Fermi исследовано гамма-излучение с энергией выше 100 МэВ от блазара 3C 279 во время его семи затмений Солнцем. Получены ограничения на размер и поток протяженного гамма-излучения блазара.
4. Из наблюдений гамма-излучения далеких блазаров наземными гамма-телескопами и орбитальным телескопом Fermi LAT установлена аномальная прозрачность Вселенной для фотонов с энергиями выше 100 ГэВ. Эффект обнаружен с высокой статистической значимостью и указывает на

новые физические или астрофизические явления. Результат может быть интерпретирован в модели физики частиц с новыми аксионоподобными частицами.

5. На основании мюонных данных Якутской установки ШАЛ получены ограничения на поток фотонов с энергиями выше 10^{18} эВ, $2 \cdot 10^{18}$ эВ и $4 \cdot 10^{18}$ эВ. Показано, что доля фотонов при этих энергиях не превышает 0.4%, 0.8% и 4.1%, соответственно, с уровнем достоверности 95%. Результат противоречит предсказаниям моделей распада топологических дефектов.
6. Получены ограничения на параметры сверхтяжелой темной материи из ненаблюдения фотонов ультравысоких энергий и формы спектра космических лучей. Показано, что модель сверхтяжелой темной материи не может описать весь поток космических лучей при энергиях порядка 10^{20} эВ. Установлены ограничения на допустимую долю потока, связанную с такой темной материей.
7. По данным 5 лет наблюдений наземной решетки Telescope Array на карте космических лучей с энергиями выше $5.7 \cdot 10^{19}$ эВ обнаружен избыток событий из определенной области неба (“горячее пятно”). В круг радиуса 20 градусов попадают 19 из 72 событий при ожидании 4.5 для изотропного распределения.
8. Разработан метод поиска первичных фотонов ультравысоких энергий по данным наземной решетки сцинтилляционных детекторных станций установки Telescope Array. Разработана и применена к событиям Telescope Array методика реконструкции, включающая оценку параметра кривизны Линсли для каждого события.
9. Установлены ограничения на поток первичных фотонов с энергиями выше 10^{19} эВ, $10^{19.5}$ эВ и 10^{20} эВ по данным трех лет наблюдения назем-

ной решетки Telescope Array. Установлено, что поток фотонов при этих энергиях не превышает $1.9 \cdot 10^{-2}$, $0.97 \cdot 10^{-2}$ и $0.71 \cdot 10^{-2} \text{ km}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ yr}^{-1}$, соответственно, с уровнем достоверности 95%. Результаты согласуются с астрофизическим происхождением космических лучей с энергиями выше 10^{19} эВ.

Степень достоверности и апробация результатов. Основные результаты диссертации докладывались автором лично на следующих семинарах и конференциях:

1. 4-ое международное рабочее совещание “Космические лучи высших энергий и их источники”, Москва, 20-22 мая 2008 г.
2. 15-ый международный семинар по физике высоких энергий Кварки-2008, Сергиев Посад, 23-29 мая 2008 г.
3. Семинар физического факультета Университета Тулейн, Новый Орлеан, США, 23 июля 2008 г.
4. 31-ая международная конференция по космическим лучам (ICRC-2009), Лодзь, Польша, 7-15 июля 2009 г.
5. Семинар лаборатории JEM-EUSO, RIKEN, Сайтама, Япония, 4 сентября 2009 г.
6. Рабочее совещание Японского физического общества, Окаяма, Япония, 21-23 марта 2010 г.
7. 377-е, 400-е, 410-е и 421-е заседания Семинара лаборатории Нейтринной астрофизики высоких энергий ИЯИ РАН, Москва, 28 мая 2010 г., 18 ноября 2011 г., 24 февраля 2012 г. и 15 февраля 2013 г.
8. 16-ый международный семинар по физике высоких энергий Кварки-2010, Коломна, 6-12 июня 2010 г.
9. 31-ая всероссийская конференция по космическим лучам, Москва, 5-9 июля 2010 г.

10. 19-ое международное рабочее совещание QFTHEP-2010, Голицыно, 8-15 сентября 2010 г.
11. Международный симпозиум по последним результатам в области космических лучей сверхвысоких энергий, Нагоя, Япония, 10-12 декабря 2010 г.
12. Семинал отдела теоретической физики Свободного Университета Брюсселя, 4 февраля 2011 г.
13. 1034-й и 1065-й семинары “Нейтринная и ядерная астрофизика” имени академика Г.Т. Зацепина, ИЯИ РАН, 15 октября 2010 г. и 16 ноября 2012 г.
14. Семинар по астрофизике частиц, Университет Гамбурга, 4 мая 2011 г.
15. Семинар DESY, Цойтен, 6 мая 2011 г.
16. Рабочее совещание “Крупномасштабные эксперименты, регистрирующие космические лучи во втором десятилетии 21 века”, Москва, 16-18 мая 2011 г.
17. 32-ая международная конференция по космическим лучам (ICRC-2011), Пекин, Китай, 11-18 августа 2011 г.
18. Рабочее совещание Россия-Испания, Барселона, Испания, 8-11 ноября 2011 г.
19. Международное рабочее совещание по перспективам развития совместных российско-германских проектов в области астрофизики, Дубна, 8-9 декабря 2011 г.
20. Международный симпозиум по направлениям будущего развития физики космических лучей ультравысоких энергий, ЦЕРН, 13-16 февраля 2012 г.
21. Семинар кафедры физики колебаний физического факультета МГУ, 13 апреля 2012 г.

22. 17-ый международный семинар по физике высоких энергий Кварки-2012, Ярославль, 4-10 июня 2012 г.
23. Всероссийская конференция “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра”, Москва, 24-27 декабря 2012 г.
24. 23-й европейский симпозиум по космическим лучам ECRS-2012, Москва, 2-6 июля 2012 г.
25. Семинар Научно-исследовательского института прикладной физики Иркутского Государственного Университета, 11 октября 2012 г.
26. Семинар ЛТФ ОИЯИ, 14 марта 2013 г.
27. Семинары отдела частиц сверхвысоких энергий НИИЯФ МГУ 14 февраля 2013 г., 23 мая 2013 г.
28. Международная конференция “25-ая встреча в Блуа по физике частиц и космологии”, Блуа, Франция, 26-31 мая 2013 г.
29. Международное рабочее совещание “Актуальные темы современной космологии”, Каржез, Франция, 6-11 мая 2013 г.
30. 21-ое международное рабочее совещание QFTNER-2013, г. Репино, 23–30 июня 2013 г.
31. 33-ая международная конференция по космическим лучам (ICRC-2013) Рио-де-Жанейро, Бразилия, 2-9 июля 2013 г.
32. 18-ый международный семинар по физике высоких энергий Кварки-2014, Суздаль, 2-8 июня 2014 г.
33. 33-ая всероссийская конференция по космическим лучам, Дубна, 11-15 августа 2014 г.
34. 16-ое международное рабочее совещание по вычислительным методам (ACAT-2014), Прага, Чехия, 1-5 сентября 2014 г.

35. Семинар "Астрофизика космических лучей и физика космоса НИИЯФ МГУ, Москва, 10 сентября 2014 г.
36. Семинар обсерватории Туорла, Турку, Финляндия, 23 и 26 сентября 2014 г.
37. Международное рабочее совещание по перспективам физики частиц "Физика нейтрино и астрофизика", Валдай, 1-8 февраля 2015 г.
38. 34-ая международная конференция по космическим лучам (ICRC-2015) Гаага, Нидерланды, 30 июля – 6 августа 2015 г.
39. 17-ая Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц, 20-26 августа 2015 г.
40. Международная сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН, посвященная 60-летию ОИЯИ, Дубна, 12-15 апреля 2016 г.

Результаты диссертации легли в основу специального курса "Обработка данных астрофизических экспериментов" для аспирантов физического факультета МГУ им М.В. Ломоносова.

Список публикаций по теме диссертации По материалам диссертации опубликовано 25 работ, из них 12 статей в рецензируемых научных журналах [1–12], 13 статей в сборниках трудов конференций [13–25].

Личный вклад автора. Диссертация основана на работах, выполненных автором в ИЯИ РАН (Москва) в 2003-2015 гг. Часть работ выполнена в обсерватории Telescope Array (Юта, США) в рамках международной коллаборации в 2008-2015 гг. Основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав основного текста, заключения, библиографии и трех приложений. Она содержит 44 рисунка и 7 таблиц. Общий объем диссертации 200 страниц. Библиография включает 360 наименований.

Благодарности. Я глубоко признателен своим учителям В.А. Рубакову и С.В. Троицкому. Без их постоянного внимания и поддержки работа не могла бы состояться.

Я невыразимо благодарен своим родителям за то, что передали интерес к миру и за личный пример решения задач, которые сначала кажутся неразрешимыми. Безгранично благодарен своей супруге Наталии за вдохновение, поддержку и терпение.

Я обязан научной атмосфере МГУ им. М.В. Ломоносова, где провел студенческие годы, МФТИ, где жил первые годы с рождения, и Отдела теоретической физики ИЯИ РАН, с которым связана вся моя научная работа. Хочется отметить гостеприимство Университета Бостона, Института Макса Планка в Мюнхене, Свободного Университета Брюсселя, Института исследований космических лучей Университета Токио, Иркутского государственного университета, Университета Юты, Новосибирского государственного университета, где родились многие идеи, отразившиеся в диссертации.

Я признателен своим соавторам Д.С. Горбунову, Л.Г. Деденко, А.Д. Долгову, С.Л. Дубовскому, Я.В. Жежер, Д. Иванову, М.М. Иванову, О.Е. Калашеву, В.А. Кузьмину, Л.А. Кузьмичеву, М.В. Либанову, Дж.Н. Мэтьюзу, Э.Я. Нугаеву, М.И. Правдину, М.С. Пширкову, С.Р. Рамазанову, М. Риссу, Х. Сагаве, П.С. Сатунину, С.М. Сибирякову, Е.В. Соколовой, П. Сокольскому, Б.Т. Стоксу, П.Г. Тинякову, И.И. Ткачеву, Ф. Урбану, М. Фукушима за интересную и плодотворную совместную работу. Благодарен коллегам Ф.Л. Безрукову, С.В. Демидову, М. Кахелрису, Л.В. Кравчуку, М.Ю. Кузнецову, Д.Г. Левкову, М.И. Панасюку, А.Г. Панину, К.А. Постнову, К.В. Птицыной, К. Ребби, М.Н. Смолякову, М. Тешиме, Ж.-М. Фреру, Д. Хансону, П. Хомоле, К. Шинозаки за интересные обсуждения и Л.Б. Безрукову за предложение не ограничивать научные интересы спектральной областью ультравысоких энергий. Выражаю благодарность всем членам коллаборации Telescope Array за увлекательную работу в международном коллективе, в котором научное знание

имеет приоритет над остальными аргументами, Г.Б. Томсону за то, что показал как корректно выполнять сравнение данных и результатов Монте-Карло моделирования.

Работа автора была поддержана грантами РФФИ, Президента РФ для молодых кандидатов наук, Минобрнауки РФ, Фонда “Династия” и РФФИ, программой Президиума РАН, премией Правительства Москвы молодым ученым.

Глава 1

Ограничения на модели новой физики частиц из наблюдений реликтового излучения

Реликтовое излучение (РИ) - диффузное микроволновое космическое излучение, сформированное в эпоху рекомбинации в ранней Вселенной. Спектр излучения близок к спектру абсолютно черного тела с температурой 2.725 К. Температура РИ неоднородна по небу, ее среднеквадратичное отклонение составляет около 0.1 мК без учета дипольной компоненты. Анизотропия температуры РИ несет в себе информацию о возмущениях плотности вещества в эпоху рекомбинации и об эволюции Вселенной от рекомбинации до настоящего времени [79]. В настоящей главе, с помощью измерений температуры РИ, выполненных космической обсерваторией Планк, исследованы два класса моделей физики частиц. В моделях Раздела 1.2, часть темной материи составляют гипотетические частицы с дробным электрическим зарядом. Исследование динамики первичной плазмы в присутствии таких частиц позволило ограничить их вклад в плотность темной материи. В Разделе 1.3 показано, что статистические свойства карты температуры РИ чувствительны к свойствам частиц и полей на самых ранних этапах развития Вселенной — до, так называемого, Большого взрыва. Исследованы наблюдательные следствия моделей псевдоконформной Вселенной, являющихся альтернативой инфляционной модели Вселенной.

1.1. Обзор данных спутника Планк

1.1.1. Миссия космической обсерватории Планк

Спутник Планк Европейского космического агентства предназначен для измерения карт температуры и поляризации реликтового излучения. Планк запущен 14 мая 2009 года и выполнял задачи научной миссии в точке Лагранжа

L2 системы Земля-Солнце с 12 августа 2009 года по 23 октября 2013 года [80]. Стратегия сканирования неба такова, что Планк строит полную карту неба за интервал длительностью около полугода. За счет использования жидкого гелия для охлаждения радиоприемника и ряда других усовершенствований, угловое разрешение и чувствительность Планк являются рекордными и значительно превосходят соответствующие параметры спутника WMAP, работавшего с 2001 по 2010 год [26, 28].

Космический аппарат Планк успешно завершил миссию, выполнив все поставленные задачи. Результаты работы обсерватории опубликованы в форме двух открытых релизов данных и нескольких циклов научных публикаций [27, 81]. Научные результаты включают в себя оценку космологических параметров по измеренному спектру мощности анизотропии РИ (Рисунок 1.1) и измерение интегрированного по времени распределения массы во Вселенной по гравитационному линзированию РИ [82, 83]. Кроме того, получены ограничения на массу активного и стерильного нейтрино, первичные магнитные поля, параметры инфляционной модели, негауссовость первичных возмущений, свойства темной энергии и модифицированную гравитацию [84–87], см. также обзор [28].

1.1.2. Научные приборы на борту Планк

На борту космической обсерватории Планк находится телескопическая система из двух зеркал, в фокальной плоскости которой расположены два основных прибора: низкочастотный инструмент (Low Frequency Instrument — LFI) и высокочастотный инструмент (High Frequency Instrument — HFI). LFI состоит из трех групп радиометров, чувствительных в полосах частот с центром 30, 44 и 70 ГГц. HFI включает в себя 6 групп болометров с центральными частотами 100, 143, 217, 353, 545 и 857 ГГц. Приборы помещены в криогенную систему, разработка которой потребовала создания ряда новых технологий. Среди таких технологий, растворение ^3He в ^4He , позволяющее достигнуть температуры

Характеристика	Частотная полоса								
	LFI			HFI					
	30	44	70	100	143	217	353	545	857
Центральная частота, ГГц	28.4	44.1	70.4	100	143	217	353	545	857
Температурный шум, мкК $\text{с}^{1/2}$ кЯн $\text{ср}^{-1} \text{с}^{1/2}$	148.1	174.2	152.0	40.0	17.3	24.0	81.4	26.3	24.6
Эффективная ширина диаграммы направленности, '	32.3	27.0	13.2	9.69	7.30	5.02	4.94	4.83	4.64
Эллиптичность диаграммы направленности	1.37	1.25	1.27	1.19	1.04	1.18	1.15	1.16	1.39

Таблица 1.1. Основные характеристики низкочастотного [89, 90] и высокочастотного [91, 92] инструментов Планк

0.1 К. Детекторы LFI охлаждены до температуры около 20 К, основные системы HFI работают при 4 К, а болометры при 0.1 К [88].

Реликтовое излучение имеет наибольшую интенсивность в первых трех частотных полосах HFI. Данные LFI и остальных частотных полос HFI используются для точной оценки параметров других компонент диффузного излучения, выступающих в качестве фона для РИ.

Чувствительность и угловое разрешение детекторов характеризуется величиной температурного шума и шириной диаграммы направленности, приведенными в Таблице 1.1 для каждой из частотных полос. Диаграммы направленности антенн не обладают осевой симметрией. В первом приближении их можно описать эллиптической гауссовой функцией с параметром эллиптич-

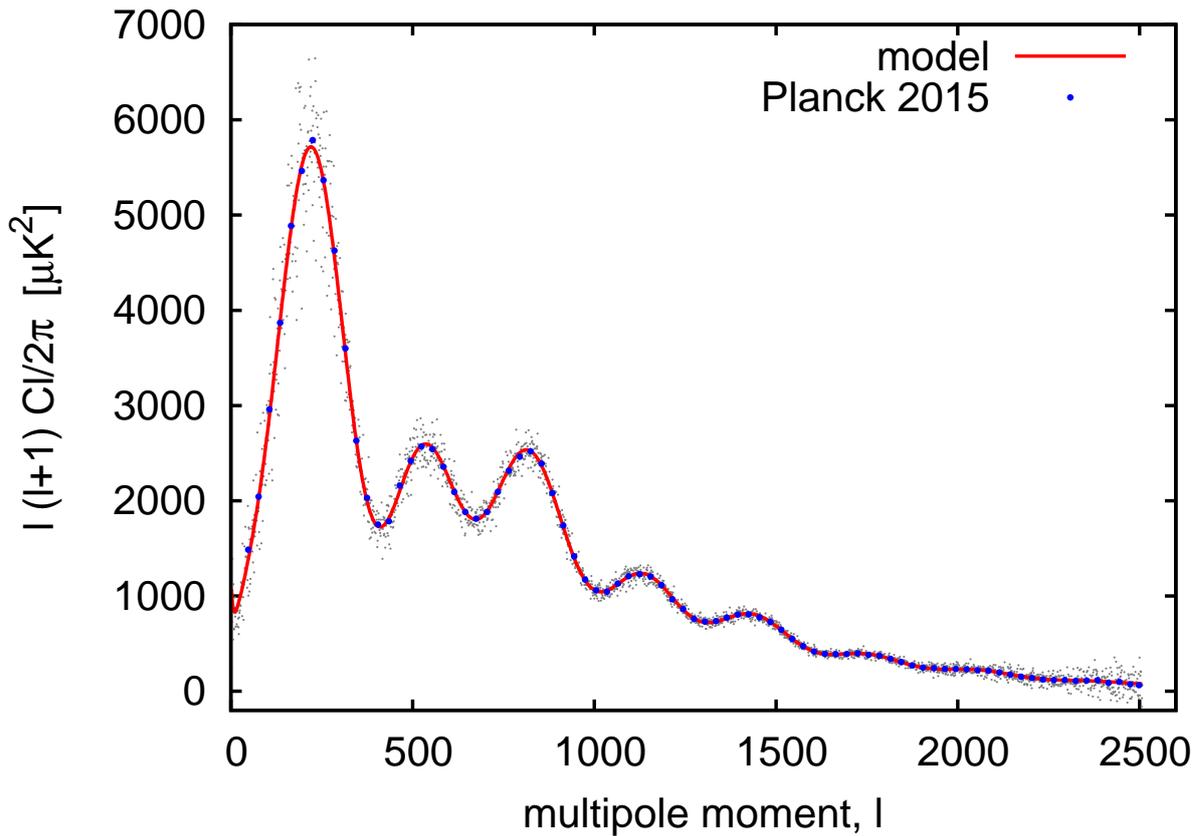


Рис. 1.1. Спектр мощности РИ по данным Планк [93].

ности приведенным в Таблице 1.1. Асимметрия диаграммы направленности совместно с заданной стратегией сканирования неба приводит к наблюдаемым корреляциям между различными спектральными компонентами карты температуры РИ. Аналогичные корреляции возникают при статистической анизотропии РИ, поэтому анализ статистических свойств РИ должен включать в себя детальный учет эффектов, связанных с диаграммами направленности.

1.1.3. Данные Планк

Коллаборация Планк сделала результаты измерения открытыми для научного сообщества. Данные доступны для загрузки через веб-интерфейс Архива Планк (Planck Legacy Archive — PLA) [94], а также для использования объемных данных без загрузки в Национальном научном вычислительном центре энергетических исследований (National Energy Research Scientific Computing

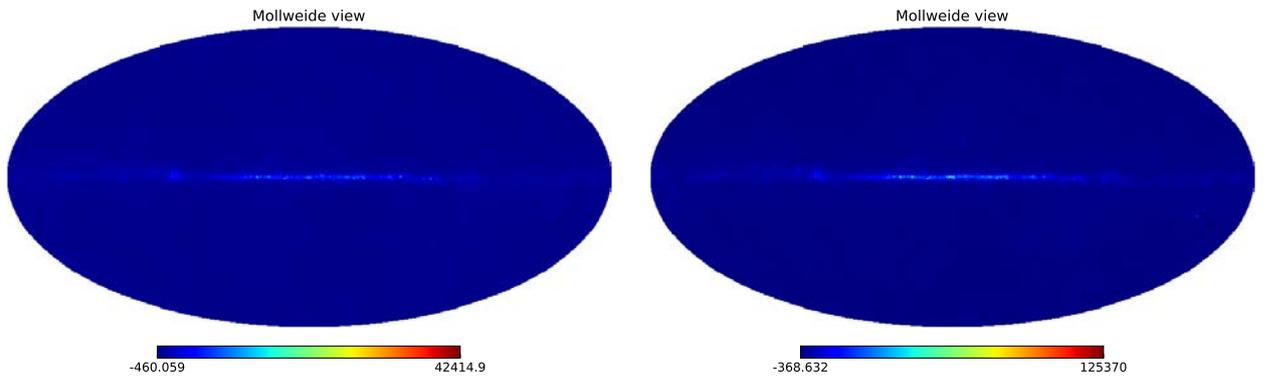


Рис. 1.2. Карты температуры (мК) в частотных полосах 143 ГГц (слева) и 217 ГГц (справа), зарегистрированные высокочастотным инструментом Планк.

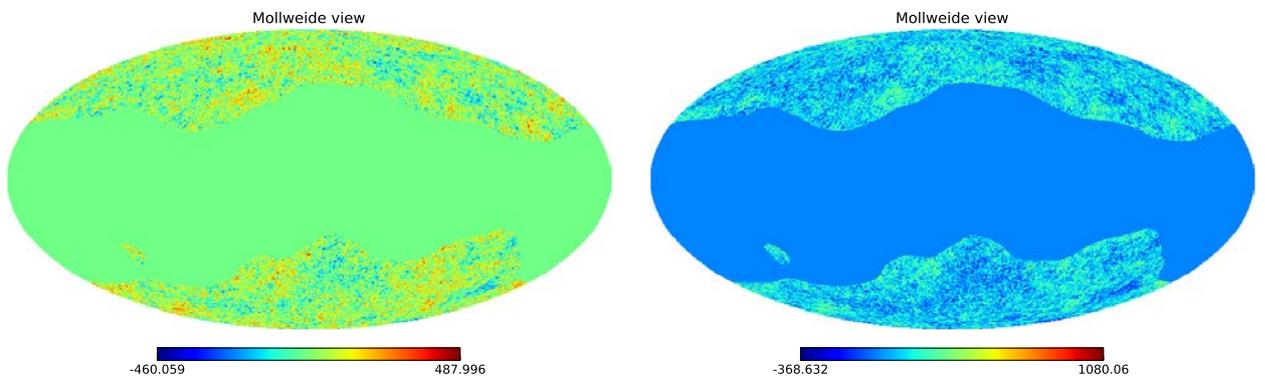


Рис. 1.3. Карты температуры (мК) в частотных полосах 143 ГГц (слева) и 217 ГГц (справа), зарегистрированные высокочастотным инструментом Планк с наложенной маской галактического излучения, сохраняющей открытым 40% неба, и маской точечных источников.

Center — NERSC) [95]. Опишем основную информацию, доступную в PLA, условно разделив ее на 7 групп.

I *Упорядоченные по времени последовательности измерений.* Файлы упорядочены по времени и содержат откалиброванные результаты измерений детекторов, входящих в состав низкоэнергетического и высокоэнергетического инструментов. Упорядоченные по времени данные могут использоваться для исследования переменных астрономических объектов, для проверки корректности учета всех систематических эффектов при построении карт Планк. Для космологических задач обычно используются готовые

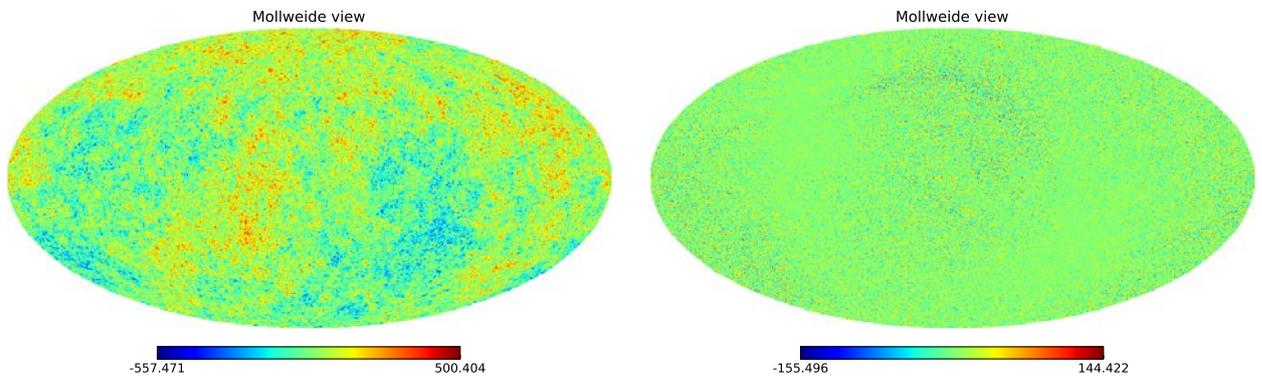


Рис. 1.4. Модельная карта РИ номер 0071, смоделированная для частотного диапазона 217 ГГц высокочастотного инструмента Планк (слева). Соответствующая карта шума детектора (справа).

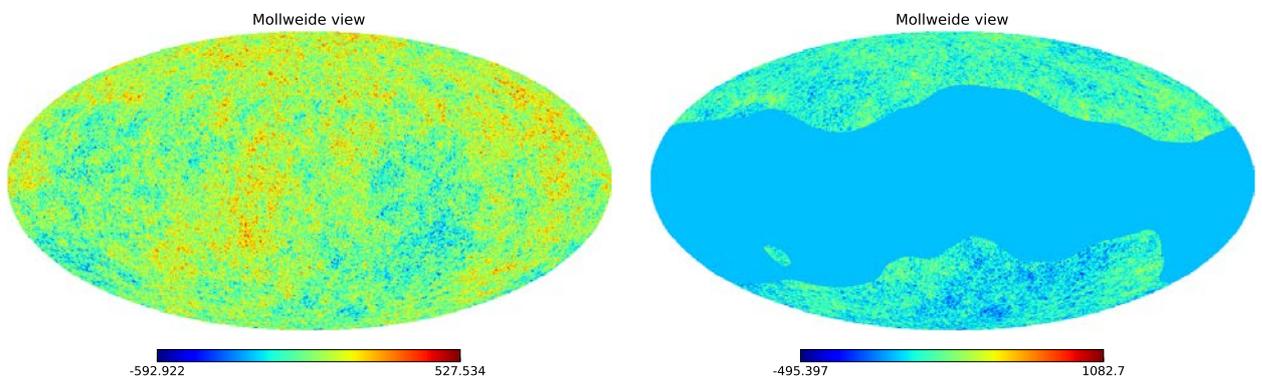


Рис. 1.5. Модельная карта РИ номер 0071, смоделированная для частотного диапазона 217 ГГц высокочастотного инструмента Планк, с добавленным шумом детектора (слева). Та же карта с добавлением фонового астрофизического излучения и наложенной маской (справа).

карты, построенные на основе этих данных.

II *Карты излучения в частотных полосах.* Для каждой частотной полосы построены карты температуры и поляризации излучения, покрывающие все небо. Карты записаны в формате HEALPix [96] и содержат сумму всех видов излучения, кроме зодиакального света. Последний уже вычтен из карт и поставляется в форме отдельных файлов. На Рисунке 1.2 приведены карты температуры в частотных полосах 143 ГГц и 217 ГГц, зарегистрированные высокочастотным инструментом Планк.

III *Маски, данные о диаграмме направленности.* Измеренные карты температуры включают в себя вклад нетеплового излучения. Последнее - излучение точечных источников, а также галактическое и внегалактическое диффузное излучение. Для анализа РИ обычно исключают области неба, в которых нетепловое излучение доминирует. Коллаборация Планк предоставляет ряд масок, закрывающих наиболее яркие области неба. Диаграммы направленности приведены в виде разложения по сферическим гармоникам эффективной симметричной гауссовой функции. Для учета асимметрии диаграмм направленности, необходимо использовать специальный код FEBeCoP [97] или работать с готовыми Монте-Карло картами, смоделированными с учетом этой асимметрии. На Рисунке 1.3 приведены карты температуры в частотных полосах 143 ГГц и 217 ГГц, закрытые маской галактического излучения, сохраняющей открытым 40% неба, и маской точечных источников. Карты этих частотных полос используются в настоящей диссертации в разделе 1.3 для поиска статистической анизотропии РИ.

IV *Карты компонент диффузного излучения.* Коллаборацией Планк выполнен анализ диффузного излучения, основанный на наблюдениях во всех частотных полосах и теоретических спектрах различных компонент релик-

тового и астрофизического микроволнового излучения. Построены карты интенсивности для РИ, синхротронного излучения, свободно-свободного излучения, излучения горячей пыли, излучения вращающейся пыли и излучения при переходах между вращательными уровнями в молекулах CO. Кроме того, представлены карты поляризации для компонент РИ, синхротронного излучения и излучения горячей пыли [98, 99]. В настоящем Разделе карта температуры РИ будет часто представлена в форме коэффициентов разложения по сферическим гармоникам $\{a_{lm}\}$. Спектр мощности РИ определяется в терминах этих коэффициентов как $C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l a_{lm}^* a_{lm}$.

V *Код для вычисления функции правдоподобия.* В эксперименте WMAP и более ранних экспериментах, сравнение данных и космологических моделей осуществлялось на уровне спектра мощности РИ. В силу сложности алгоритмов выделения компоненты РИ и использования масок, закрывающих часть неба, измеренные компоненты спектра мощности не являются полностью независимыми. Для сравнения результатов измерения с модельным спектром мощности используется специальный код `Plik`, разработанный коллаборацией Планк. Код `Plik` вычисляет функцию правдоподобия для заданного спектра мощности РИ, используя все необходимые карты Планк [93]. Код правдоподобия Планк используется в настоящей диссертации в Разделе 1.2 для проверки предсказаний модели ранней Вселенной с частицами дробного заряда.

VI *Марковские цепочки космологических моделей.* Для расчета спектра мощности РИ в космологических моделях используется специальное программное обеспечение, разработанное для решения линеаризованных уравнений Больцмана для возмущений в ранней Вселенной. Одним из таких пакетов является `SAMB` [100]. Исследование многомерного пространства параметров моделей Вселенной удобно выполнить методом Монте-Карло марковских цепей с помощью, например, пакета `COSMOMC` [101]. При

этом каждый шаг в марковской цепи требует расчета спектра мощности РИ и вычисления функции правдоподобия. Моделирование такой цепочки требует достаточно много вычислительных ресурсов. Для упрощения анализа, коллаборация Планк сделала доступными марковские цепочки для исследованных коллаборацией космологических моделей [82]. В файле `COM_CosmoParams_fullGrid_R2.00.tar.gz` объемом 3.6 Гб содержатся цепочки, достаточные для того, чтобы воспроизвести результаты Планк по оценке космологических параметров, ограничениям на дополнительные нейтрино, исследованию уравнения состояния темной энергии и др. В Разделе 1.2 настоящей диссертации выполнено моделирование собственных марковских цепочек, так как пространство параметров потребовалось расширить за счет частиц с дробным электрическим зарядом.

VII *Монте-Карло карты РИ и шума.* Для пользователей данных Планк доступны 1000 наборов модельных карт РИ, рассчитанных с учетом отклика детекторов в каждом из частотных диапазонов. Случайные реализации шума в каждом частотном диапазоне поставляются в отдельных файлах [102], см. Рисунки 1.4, 1.5. С одной стороны, ряд приложений требует значительного количества карт. С другой стороны, скачивание этих карт может вызвать технические трудности, так как 1000 карт РИ занимают по 1.1 Тб для каждого частотного диапазона. Для разрешения данного противоречия, пользователи имеют возможность работать с картами непосредственно на вычислительных машинах NERSC [95].

1.2. Ограничения на параметры моделей частиц с дробным электрическим зарядом

В настоящем разделе рассмотрена модель гипотетических частиц с дробным электрическим зарядом (МЗЧ или миллизаряженные частицы). Такие

частицы могут рождаться в ранней Вселенной и составлять сегодня часть холодной темной материи. Несмотря на малый заряд, взаимодействие МЗЧ с электронами и протонами плазмы эпохи рекомбинации может приводить к наблюдаемым изменениям в спектре мощности РИ. Будет показано, что прецизионные данные космической обсерватории Планк позволяют обнаружить примесь таких частиц в холодной темной материи на уровне чувствительности одного процента.

1.2.1. Частицы с дробным электрическим зарядом

В настоящей диссертации будем называть МЗЧ гипотетические частицы, несущие электрический заряд $e' = \epsilon e$. Здесь e — заряд электрона, а $\epsilon \ll 1$ — безразмерная константа. Эти частицы могут быть как бозонами, так и фермионами. Хотя нет запрета на искусственное введение МЗЧ в теорию, такие частицы естественно возникают в широком классе моделей физики частиц [103]. Рассмотрим в качестве примера модель, включающую скрытый калибровочный сектор. В этом секторе может быть калибровочная симметрия группы $U(1)$. Соответствующее калибровочное поле “темного фотона” A'_μ может быть кинетически связано с обычными фотонами A_μ с помощью следующего члена в Лагранжиане [104]:

$$\mathcal{L}_{\text{mix}} = \frac{\epsilon}{2} F'_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

где $F^{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля, $F'^{\mu\nu}$ — соответствующий тензор для поля A'_μ . Указанное смешивание делает частицы скрытого сектора заряженными относительно электромагнитной калибровочной группы нашего мира. Частицы, имеющие единичный скрытый заряд, будут иметь электромагнитный заряд e' . Кроме того, в некоторых моделях, эти частицы могут быть зеркальными копиями электронов и протонов. В этом случае темная материя может представлять собой “зеркальный” мир, состоящий из скрытых частиц. Взаимодействия частиц в “зеркальном” мире могут быть аналогичны сильным

и электрослабым взаимодействиям традиционных частиц. Физика “зеркального” мира может полностью совпадать с физикой нашего мира, а может различаться характерными масштабами взаимодействий [105], см. также обзор [106]. Дробный электрический заряд частиц “зеркального” мира, естественно возникающих в ряде моделей, открывает возможности поиска наблюдательных проявлений или фальсификации этих моделей.

В настоящее время, параметры МЗЧ ограничены как из прямых лабораторных экспериментов, так и из космологических и астрофизических наблюдений. Каждое из ограничений действует в определенном диапазоне масс МЗЧ. Будем обозначать далее МЗЧ X -частицей, а ее массу m_X .

Начнем с рассмотрения ограничений из экспериментов по физике частиц. Если МЗЧ легче электрона, то $m_X < m_e$, лучшее ограничение следует из данных по невидимой моде распада ортопозитрония на пару $\bar{X}X$, согласно которому $\epsilon < 3.4 \cdot 10^{-5}$ [107]. Для очень легких частиц, $m_X < 1$ кэВ, более сильные ограничения $\epsilon < 10^{-5}$ вытекают из результатов реакторных экспериментов [108]. Прямые ограничения для случая $m_X > m_e$ получены в Стэнфордском центре линейного ускорителя (SLAC) [109]. Ограничения на заряд начинаются от $\epsilon < 4.1 \times 10^{-5}$ для $m_X = 1$ МэВ и становятся слабее с ростом массы, вплоть до $\epsilon < 5.8 \times 10^{-4}$ при $m_X = 100$ МэВ. Для частиц тяжелее 100 МэВ заряд на уровне одной сотой заряда электрона не запрещен лабораторными экспериментами, а для частиц тяжелее 1 ГэВ, разрешенным являются величины заряда вплоть до $\epsilon = 0.1$.

Достаточно сильные ограничения на ϵ при $m_X < 10$ кэВ следуют из звездной эволюции [110–112]. Кроме того, обладая относительно большим зарядом, МЗЧ могут избежать аннигиляции и сохраниться до наших дней, образовав связанные состояния с протонами и α -частицами. Как следствие, ограничение $\epsilon < 0.01$ для $m_X > 1$ ГэВ может быть получено из земных поисков [65].

Частицы с дробным электрическим зарядом, присутствуя в эпоху первичного нуклеосинтеза, меняют стандартную космологическую картину в несколь-

ких аспектах. В частности, одновременно существенно изменяется темп расширения Вселенной и барион-фотонное отношение, что меняет распространенность химических элементов по итогам нуклеосинтеза [111, 112]. Однако, ограничения на заряд МЗЧ из первичного нуклеосинтеза можно обойти, если предположить ненулевую лептонную асимметрию [113].

Распространенность МЗЧ в поздней Вселенной может привести к заметным космологическим последствиям даже если не вся холодная темная материя состоит из таких частиц. Так, в работе [114] показано, что различие в силе взаимодействия МЗЧ с протонами и электронами в процессе образования галактик может решить проблему происхождения начальных магнитных полей в галактиках и скоплениях галактик.

С другой стороны, если МЗЧ достаточно сильно взаимодействуют с барионами и участвуют в акустических осцилляциях в эпоху рекомбинации, то спектр мощности РИ должен включать в себя несколько поправок [115]. Для мультипольных моментов $l \lesssim 1000$ вклад МЗЧ практически совпадает с вкладом барионного вещества. Используя этот факт и данные о плотности барионов из первичного нуклеосинтеза, получены ограничения на реликтовую плотность МЗЧ из данных космического аппарата WMAP [1]. Однако подавление спектра при $l \gtrsim 1000$ за счет конечной толщины сферы конечного рассеяния происходит по-разному для чисто барионного состава или в присутствии МЗЧ. Взаимодействие МЗЧ с фотонами подавлено четвертой степенью ϵ , поэтому их присутствие увеличивает толщину сферы последнего рассеяния и усиливает подавление спектра мощности РИ при высоких l . Данные космической обсерватории Планк обладают высокой чувствительностью к старшим мультиполям спектра, вплоть до $l \sim 2500$ [81]. Как следствие, возможное подавление спектра, вызванное МЗЧ, может быть исследовано по данным Планк. Подробный анализ и соответствующие ограничения на МЗЧ будут описаны в следующих подразделах настоящего раздела [2].

1.2.2. Ограничения на реликтовую плотности МЗЧ по данным РИ

В эпоху рекомбинации могут происходить процессы рассеяния МЗЧ на электронах и протонах плазмы. Было показано, что, если темп передачи скорости в этих процессах превышает темп расширения Вселенной, поведение компоненты плазмы, связанной с МЗЧ, подобно поведению барионной компоненты вплоть до рекомбинации [115]. Решение кинетических уравнений в ранней Вселенной позволяет записать условие сильной связи количественно в виде [1]:

$$\Gamma_{\text{мсп}}(\Omega_b + \Omega_{\text{мсп}})H^{-1} \gtrsim 250, \quad (1.2)$$

где Ω_b и $\Omega_{\text{мсп}}$ — реликтовые плотности барионов и МЗЧ, соответственно, H — параметр Хаббла, а $\Gamma_{\text{мсп}}$ — темп передачи скорости на момент рекомбинации. Последняя величина задается следующим соотношением:

$$\Gamma_{\text{мсп}} = \frac{4\sqrt{2\pi}\alpha^2\epsilon^2\rho_{\text{crit}}}{3m_X m_p T^{3/2}} |\ln \theta_D| (\sqrt{\mu_{X,e}} + \sqrt{\mu_{X,p}}), \quad (1.3)$$

где $\mu_{X,e(p)}$ — приведенная масса МЗЧ и электрона (протона), α — постоянная тонкой структуры, T — температура, ρ_{crit} — критическая плотность в момент рекомбинации, $\theta_D = \sqrt{2\pi\alpha n_e/T^2 m_e}$ — угол Дебая. Последний задает нижнюю границу угла Резерфордского рассеяния, связанную с дебаевским экранированием.

Условие сильной связи (1.2) справедливо в широкой области пространства параметров, задаваемой приближенным соотношением:

$$\epsilon^2 \gtrsim 5 \cdot 10^{-11} \text{ ГэВ}^{-1/2} \frac{m_X}{\sqrt{\mu_{X,e}} + \sqrt{\mu_{X,p}}}. \quad (1.4)$$

В отличие от барионов, частицы с дробным электрическим зарядом не вносят вклад в непрозрачность плазмы в момент рекомбинации, так как комптоновское рассеяние подавлено четвертой степенью заряда. Как следствие, длина свободного пробега фотона увеличивается, если часть барионов заменена МЗЧ. Эффект МЗЧ выражается в дополнительном размывании возмущений

на малых масштабах и соответствующему подавлению спектра мощности РИ при больших мультипольных моментах. Следовательно, в соответствии с предсказанием сформулированным в [1], точное измерение высших мультиполей спектра мощности РИ позволяет ожидать более сильных ограничений на МЗЧ. Анализ будет проведен с данными релиза 2013 года коллаборации Планк [81]. В дальнейшем будем предполагать, что МЗЧ стабильны и условие сильной связи выполняется.

В настоящей работе в стандартную 6-параметрическую Λ CDM-модель пространственно плоской Вселенной [116] добавлен один параметр: реликтовая плотность МЗЧ в настоящее время $\Omega_{\text{мзр}} h^2$. Сначала будем считать, что нейтрино эффективно безмассовы, то есть масса одного из нейтрино $m_\nu = 0.06$ эВ, а эффективное число нейтрино $n_\nu = 3.046$. От этого предположения впоследствии откажемся и рассмотрим Λ CDM-модель, включающую массивные нейтрино и МЗЧ.

Линеаризованные кинетические уравнения плазмы будем решать в синхронной калибровке с помощью пакета *CAMB* [100], основанного на подходах, предложенных в более раннем пакете *CMBFAST* [117]. Взаимодействие электронов и протонов до рекомбинации достаточно интенсивно для того, чтобы считать, что эти компоненты имеют одинаковые скорости. Поэтому электроны и протоны считаются единой жидкостью, которую принято называть барионной компонентой [118]. Взаимодействие электронов и протонов с МЗЧ приводит к модификации стандартных уравнений для барионной компоненты. Кроме того, к системе кинетических уравнений плазмы добавляются уравнения для компоненты, связанной с МЗЧ [1]:

$$\begin{aligned}
\dot{\delta}_b &= -\theta_b - \frac{1}{2}\dot{h}, \\
\dot{\theta}_b &= -\frac{\dot{a}}{a}\theta_b + c_s^2 k^2 \delta_b + \frac{4\bar{\rho}_\gamma}{3\bar{\rho}_b} a n_e \sigma_T (\theta_\gamma - \theta_b) \\
&\quad + a\Gamma_{\text{мсп}}\Omega_{\text{мсп}}(\theta_{\text{мсп}} - \theta_b),
\end{aligned} \tag{1.5}$$

$$\begin{aligned}
\dot{\delta}_{\text{мсп}} &= -\theta_{\text{мсп}} - \frac{1}{2}\dot{h}, \\
\dot{\theta}_{\text{мсп}} &= -\frac{\dot{a}}{a}\theta_{\text{мсп}} + c_{s,\text{мсп}}^2 k^2 \delta_{\text{мсп}} \\
&\quad + a\Gamma_{\text{мсп}}\Omega_b(\theta_b - \theta_{\text{мсп}}),
\end{aligned} \tag{1.6}$$

где δ и θ — возмущения плотности и скорости в приближении идеальной жидкости, a — масштабный фактор Вселенной, k — волновой вектор рассматриваемой Фурье-компоненты возмущений, h — продольное возмущение метрики, точка — производная по конформному времени τ ; c_s , $c_{s,\text{мсп}}$ — скорости звука для барионной компоненты и компоненты, связанной с МЗЧ, n_e — плотности электронов, остальные стандартные обозначения соответствуют работе [119].

Для исследования пространства параметров используется метод Монте-Карло марковских цепей (МКМЦ). Метод основан на построении последовательности (марковской цепи) точек многомерного пространства параметров. Цепочка строится таким образом, что плотность вероятности появления в цепочке каждой точки пространства пропорциональна функции правдоподобия соответствующей космологической модели по отношению к данным Планк. Технически, построение марковской цепочки состоит из трех стадий:

- (i) Для заданной космологической модели спектр мощности РИ вычисляется с помощью пакета *SAMB*, модифицированного с учетом уравнений (1.5)-(1.6).
- (ii) Вычисленный спектр используется в качестве входного параметра для кода, вычисляющего функцию правдоподобия Планк *plc-1.0* [120].

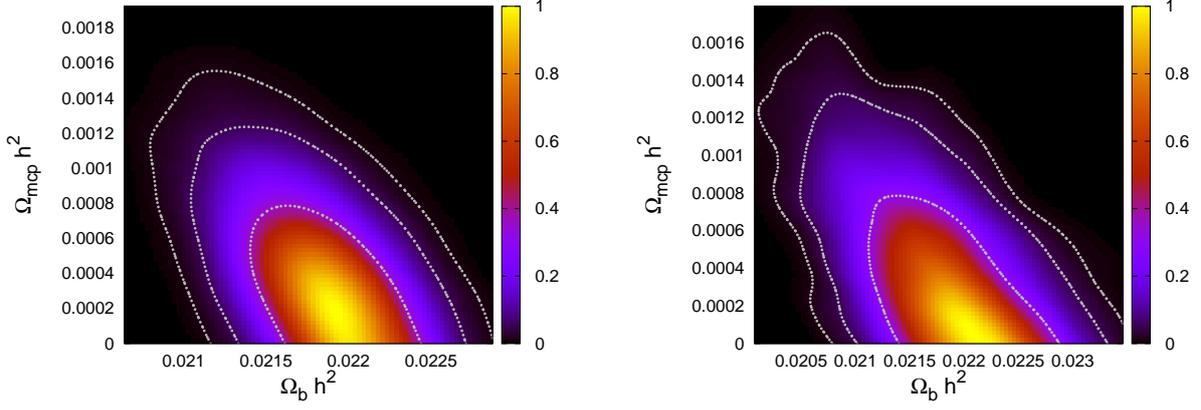


Рис. 1.6. Частная функция правдоподобия в плоскости $\Omega_{\text{мсп}}h^2 - \Omega_b h^2$ по данным Планк. Контуры ограничивают области, соответствующие вероятностям 68%, 95% и 99%. На левом рисунке вычисления проведены в модели с тремя эффективно безмассовым нейтрино, на правом рисунке число нейтрино и масса являются свободными параметрами модели.

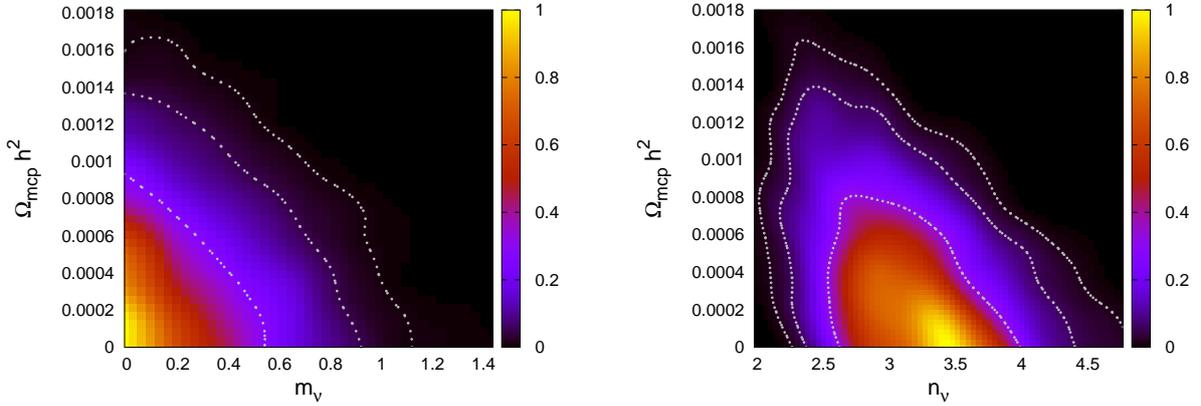


Рис. 1.7. Частная функция правдоподобия в двумерных плоскостях $\Omega_{\text{мсп}}h^2 - m_\nu$ и $\Omega_{\text{мсп}}h^2 - n_\nu$. Контуры ограничивают области, соответствующие вероятностям 68%, 95% и 99%.

- (iii) Шаг в пространстве параметров моделей производится с помощью пакета *COSMOMC* (версия от марта 2013) [101], реализующего метод МКМЦ, оптимизированный для работы функцией правдоподобия Планк [121]. Отличие от классического метода МКМЦ состоит в том, что более эффективно реализовано перемещение в подпространстве “быстрых” параметров, не требующих вычисления передаточных функций РИ. К быстрым параметрам относится, например, общая нормировка спектра и параметры калибровки приборов Планк.

Описанным методом были построены 10 марковских цепочек, содержа-

ших в общей сложности 3×10^5 точек пространства параметров. Для повышения эффективности обхода пространства использовалась матрица ковариации, поставляемая в составе пакета *COSMOMC*. Марковская цепочка позволяет построить частные функции правдоподобия для любого подпространства пространства параметров, то есть результат интегрирования функции правдоподобия по подпространству ортогональному исследуемому. Для построения такой функции достаточно взять значения исследуемых параметров в точках марковской цепочки и построить функцию распределения этих значений. Частная функция правдоподобия в плоскости $\Omega_{\text{мсп}}h^2 - \Omega_b h^2$ показана на Рисунке 1.6. Левая часть рисунка соответствует описанной выше модели ΛCDM со стандартными нейтрино.

Как следствие, получаем следующее ограничение на реликтовую плотность МЗЧ:

$$\Omega_{\text{мсп}}h^2 < 0.001 \text{ (95\% CL)} \quad (1.7)$$

На Рисунке 1.6 заметно приближенное вырождение в пространстве параметров. А именно, увеличение $\Omega_{\text{мсп}}h^2$ приводит к уменьшению $\Omega_b h^2$. Вид вырождения согласуется с предсказанием, сделанным до миссии Планк [1], основанным на предположении о чувствительности к спектру РИ вплоть до мультипольных компонент $l = 1600$. Так как космическая обсерватория Планк измерила спектр с более высокой точностью, чем предполагалось, ограничение оказалось сильнее ожидаемого. Отметим, что точность данных Планк настолько высока, что ограничение на МЗЧ не усиливается при использовании результатов экспериментов по исследованию первичного нуклеосинтеза [122], которые были необходимы для получения ограничений из данных WMAP [1].

Для того, чтобы проверить устойчивость результата, анализ был повторен для космологической модели, в которой эффективное число нейтрино и масса одного из нейтрино являются свободными параметрами. Были построены 10

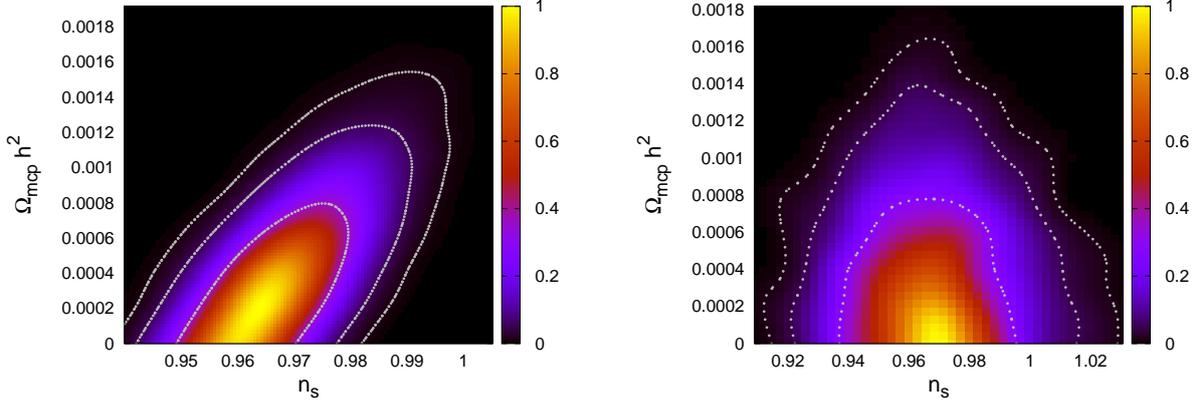


Рис. 1.8. То же, что на Рисунке 1.6, но для плоскости $\Omega_{\text{мсп}}h^2 - n_s$.

новых марковских цепочек с общей статистикой 1×10^5 элементов. Частная функция правдоподобия в плоскости $\Omega_{\text{мсп}}h^2 - \Omega_b h^2$ показана в правой части Рисунка 1.6. Частные функции правдоподобия в плоскостях $\Omega_{\text{мсп}}h^2 - m_\nu$ и $\Omega_{\text{мсп}}h^2 - n_\nu$ представлены на Рисунке 1.7. Итоговое ограничение на реликтовую плотность МЗЧ остается на уровне (1.7), так как увеличение m_ν или n_ν требует уменьшения $\Omega_{\text{мсп}}h^2$ для сохранения правдоподобия Планк.

1.2.3. Частицы с дробным электрическим зарядом и ограничения на параметры инфляционной модели ранней Вселенной

Из результатов Планк следует, что наклон спектра скалярных возмущений в стандартной космологической модели Λ CDM и Стандартной модели физики частиц ограничен в диапазоне $n_s = 0.9603 \pm 0.0073$ [116], то есть на 6 стандартных отклонений отличается от единицы, соответствующей масштабнo-инвариантному спектру Харрисона-Зельдовича [123, 124]. Данное ограничение означает, что многие инфляционные модели исключены [125], а предпочтительными являются модели R^2 -инфляции [126] и Хиггс-инфляции [56]. Данный результат имеет настолько большое значение для космологии, что представляется необходимым исследовать его устойчивость по отношению к расширению Стандартной модели физики частиц.

В присутствии частиц с дробным электрическим зарядом, предсказанный

спектр РИ дополнительно подавлен на высоких мультиполях, что оказывает влияние на величину n_s , восстановленную из данных Планк. Количественно данный эффект виден на Рисунке 1.8, на котором показана частная функция правдоподобия в плоскости $\Omega_{\text{мсп}}h^2 - n_s$. Левая часть рисунка соответствует случаю трех нейтрино, в котором видно, что включение МЗЧ увеличивает значение n_s . Как следствие данные Планк могут быть согласованы не только с R^2 , но и с другими моделями инфляции, например с моделью, основанной на спонтанном нарушении суперсимметрии [127].

Если ослабить ограничения на число нейтрино, диапазон разрешенных n_s существенно расширится и будет включать в себя масштабно-инвариантный спектр, см. правую часть Рисунка 1.8. В этом случае оценка n_s перестает зависеть от плотности МЗЧ.

1.2.4. Обсуждение результатов

Показано, что данные Планк ограничивают реликтовую плотность частиц с дробным электрическим зарядом на уровне $\Omega_{\text{мсп}}h^2 < 0.001$. Ограничение позволяет МЗЧ составить лишь незначительную долю холодной темной материи. Тем не менее, МЗЧ с такой плотностью могут участвовать в генерации первичных галактических магнитных полей [114]. Максимальная разрешенная плотность МЗЧ может быть достигнута в модели физики частиц с 3 эффективно безмассовыми нейтрино. Присутствие дополнительного легкого нейтрино усилит ограничение на МЗЧ.

Кроме того, плотность МЗЧ частично вырождена с наклоном спектра скалярных возмущений. Возможное существование МЗЧ расширяет диапазон разрешенных инфляционных сценариев. Кроме того, аналогичный эффект возникает в моделях без МЗЧ при рассмотрении массы и числа нейтрино в качестве свободных параметров.

1.3. Ограничения на параметр самодействия скалярного поля в модели псевдоконформной Вселенной

В настоящем разделе установлены ограничения на модели псевдоконформной Вселенной из ненаблюдения статистической анизотропии температуры РИ. Анализ карт Планк в частотных полосах 143 ГГц, 217 ГГц и их кросс-корреляции выполнен методом максимального правдоподобия в квадратичном приближении. Будет показано, что в сценарии псевдоконформной Вселенной с промежуточной стадией, параметр самодействия скалярного поля существенно ограничен сверху. Получены также ограничения на параметр самодействия в сценарии без промежуточной стадии и на параметры анизотропной инфляции.

1.3.1. Статистическая анизотропия Псевдоконформной Вселенной

Одним из предсказаний модели космологической инфляции в режиме медленного скатывания является статистическая изотропия скалярных возмущений. Следовательно, стандартная космологическая модель должна быть нетривиально расширена, если в наблюдениях РИ или крупномасштабных структур Вселенной будет обнаружено отклонение от изотропии. Такое расширение обычно предполагает присутствие новых полей и взаимодействий.

Недавно были предложены модели инфляции с векторными полями [128–135] (см. также обзор [136, 137]), в которых Вселенная является анизотропной, а статистическая анизотропия потенциально детектируема. Оказалось, что во многих моделях такого типа присутствуют духи [138, 139] или требуется тонкая настройка пространства параметров [140]. Указанных проблем нет в альтернативных инфляции моделях псевдоконформной Вселенной [29–31], которые будут рассмотрены в настоящем Разделе.

В моделях псевдоконформной Вселенной пространство-время имеет до Большого взрыва геометрию пространства Минковского. Состояние ранней Вселенной описывается в этой картине в терминах конформной теории поля.

Предполагается, что конформная симметрия спонтанно нарушается до подгруппы де Ситтера. В ранней Вселенной присутствует поле с нулевым конформным весом, возмущения которого приобретают плоский спектр мощности [29–31]. Возмущения этого поля превращаются в адиабатические возмущения в более позднюю эпоху. Нетривиальная феноменология данного сценария следует из взаимодействия возмущений поля с нулевым конформным весом с полем с единичным конформным весом [141–145]. Самые длинноволновые моды последнего приводят к статистической анизотропии (СА) [141, 145, 146], а более короткие к негауссовости [142, 143, 145].

Конкретные реализации псевдоконформной Вселенной включают в себя сценарий конформного скатывания [29] и генезис галилеона [30] (см. также обзор [3]). В этих моделях присутствуют два поля ρ и θ с конформными весами 1 и 0. Конформная группа спонтанно нарушена до подгруппы де Ситтера пространственно однородным зависящем от времени решением для поля с единичным весом ρ . Форма решения определяется дилатационной инвариантностью, которая остается ненарушенной при спонтанном нарушении симметрии.

$$\rho = \frac{1}{h(t_* - t)}.$$

Здесь константа h — наиболее важный параметр сценария, определяющий его феноменологию, t_* — константа интегрирования, имеющая смысл времени конца скатывания. В сценарии конформного скатывания h имеет смысл константы самодействия скалярного поля.

На уровне первичных возмущений кривизны ζ , СА проявляется в виде зависимости спектра мощности от направления,

$$\mathcal{P}_\zeta(\mathbf{k}) \propto \left(1 + \sum_{LM} q_{LM}(k) Y_{LM}(\hat{\mathbf{k}}) \right). \quad (1.8)$$

Здесь $Y_{LM}(\hat{\mathbf{k}})$ — сферические функции, $\hat{\mathbf{k}}$ — направление волнового вектора возмущений \mathbf{k} , а $q_{LM}(k)$ — коэффициенты, параметризующие СА.

В сценарии псевдоконформной Вселенной существует два альтернативных предсказания величины СА. Одно из них получено в моделях, в которых к концу скатывания (времена близкие к t_*) космологические моды уже вышли за горизонт. В этом случае зависимость спектра возмущений от направления квадрупольная [141, 145],

$$q_{2M} = \frac{H_0}{k} q'_{2M} + q''_{2M}. \quad (1.9)$$

Здесь q'_{2M} , q''_{2M} — вклады в СА в линейном и квадратичном порядке теории возмущений по h , соответственно. Отметим, что амплитуда в лидирующем порядке (ЛП) убывает с ростом волнового вектора. Параметр Хаббла H_0 играет роль ультрафиолетового обрезания инфракрасных мод возмущений, дающих вклад в СА. Коэффициенты q'_{2M} подчиняются гауссовской статистике с нулевым средним и дисперсией, заданной следующим выражением:

$$\langle q'_{2M} q'^*_{2M'} \rangle = \frac{\pi h^2}{25} \delta_{MM'}.$$

Вклад в следующем за лидирующем порядке (СЛП) представляет собой квадруполь специального, осесимметричного, вида:

$$q''_{2M} = -\frac{4\pi v^2}{5} Y_{2M}^*(\hat{\mathbf{v}}).$$

Здесь \mathbf{v} — гауссов случайный вектор, компоненты которого имеют нулевые средние и дисперсии, заданные соотношением:

$$\langle v_i^2 \rangle = \frac{3h^2}{8\pi^2} \ln \frac{H_0}{\Lambda},$$

где Λ — масштаб инфракрасного обрезания, связанный с неизвестной динамикой в начале стадии конформного скатывания; $\hat{\mathbf{v}} = \mathbf{v}/v$ — единичный вектор.

Для сценариев, в которых интересующие космологические моды в конце скатывания находятся под горизонтом предсказания иные. После стадии скатывания, эволюция возмущений в этих сценариях продолжается в течение так называемой промежуточной стадии [146, 147]. Структура СА в этом случае

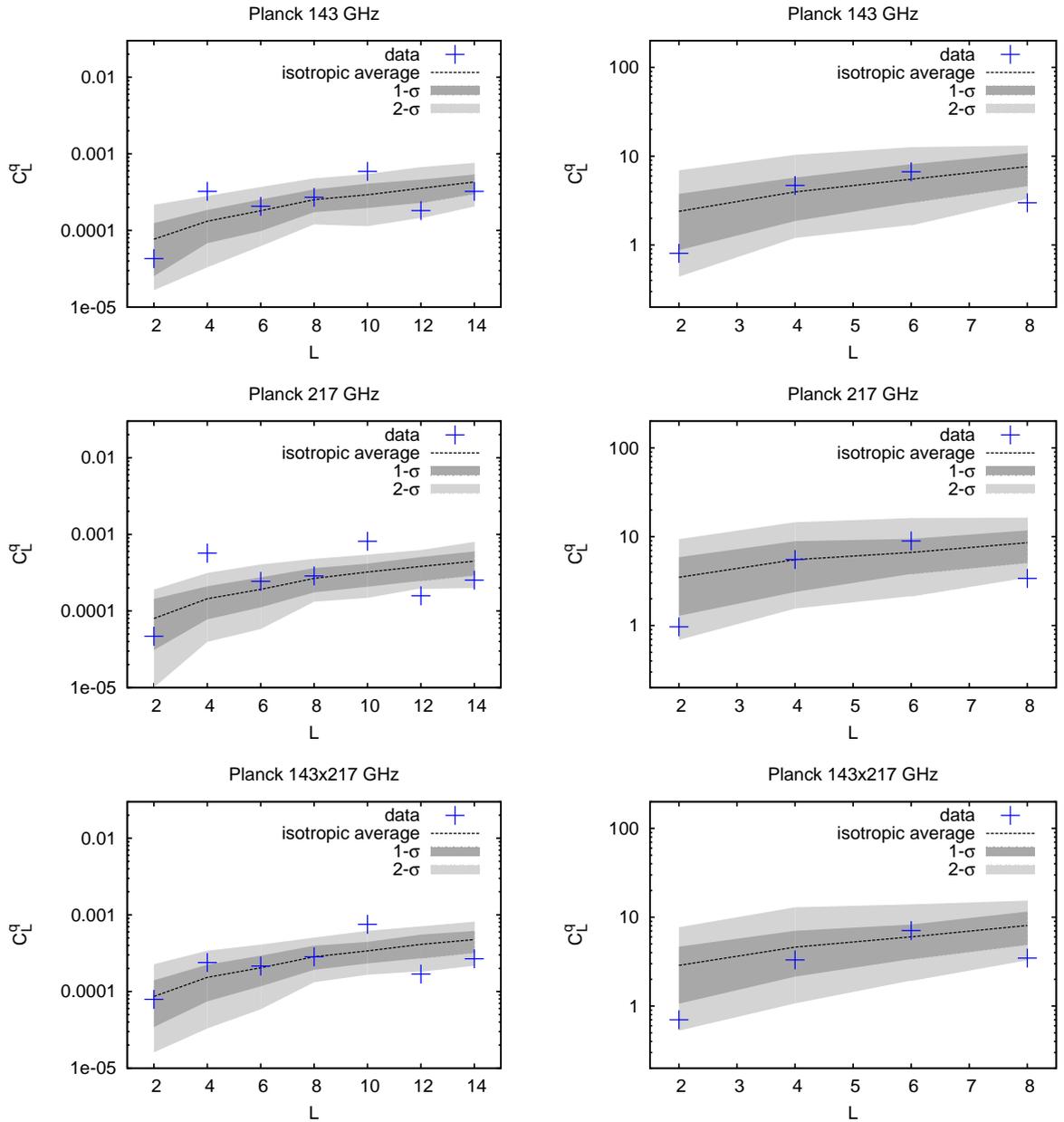


Рис. 1.9. Коэффициенты C_L^q , заданные соотношением (1.16), восстановленные из данных Планк. Рисунки в левой и правой колонках соответствуют выбору $a(k) = 1$ и $a(k) = H_0 k^{-1}$ в Уравнении (1.13), соответственно. Доверительные интервалы 68% и 95% нанесены темно-серым и светло-серым цветом, соответственно.

особенно богата. А именно, в уравнении (1.8) все коэффициенты q_{LM} с четными L отличны от нуля. Они являются гауссовыми случайными величинами с нулевыми средними и дисперсиями, заданными соотношением [146]:

$$\langle q_{LM} q_{L'M'}^* \rangle = \tilde{Q}_L h^2 \delta_{LL'} \delta_{MM'} , \quad (1.10)$$

где

$$\tilde{Q}_L = \frac{3}{\pi} \times \frac{1}{(L-1)(L+2)} .$$

В дальнейшем модели псевдоконформной Вселенной без промежуточной стадии будем называть “Сценарием А”, а модели с промежуточной стадией “Сценарием Б”. Статистическая анизотропия задается в этих сценариях уравнениями (1.9) и (1.10), соответственно.

1.3.2. Метод оценки параметров статистической анизотропии

Для оценки коэффициентов q_{LM} из данных по анизотропии РИ, использован метод максимального правдоподобия в квадратичном приближении (QML), впервые предложенный в работе [148]. Данный метод использовался ранее для исследования СА по данным космических обсерваторий WMAP [148–150] и Планк [151]. Более того, результаты метода максимального правдоподобия в квадратичном приближении согласуются с точными расчетами, выполненными в работах [152, 153]. Оптимальная оценка параметров в рамках метода QML дается квадратичной формой в пространстве карт температуры РИ. В настоящем Разделе мы перепишем оценку в виде билинейной функции от двух карт по аналогии с построением кросс-спектра мощности WMAP [154]. Пусть $\hat{a}_{lm}^i, \hat{a}_{lm}^j$ — коэффициенты разложения двух карт по сферическим функциям, а i, j — номера частотных полос. Исходная оценка при $i = j$ и новая кросс-оценка при $i \neq j$ могут быть одновременно записаны в виде следующего выражения:

$$q_{LM}^{ij} = \sum_{L'M'} (\mathbf{F}^{ij})_{LM;L'M'}^{-1} (h_{L'M'}^{ij} - \langle h_{L'M'}^{ij} \rangle) , \quad (1.11)$$

где $\langle \rangle$ обозначают усреднение по различным реализациям изотропных карт, а

$$h_{LM}^{ij} = \sum_{ll'mm'} \frac{1}{2} i^{l'-l} C_{ll'} B_{lm;l'm'}^{LM} \bar{a}_{l,-m}^i \bar{a}_{l'm'}^j. \quad (1.12)$$

Здесь \bar{a}_{lm}^i — результат фильтрации карты температуры РИ с помощью обратной ковариации,

$$\bar{a}_{lm} = (\mathbf{S}^{iso} + \mathbf{N}^i)^{-1}_{lm;l'm'} \hat{a}_{l'm'},$$

где \mathbf{S}^{iso} — расчетная ковариация для изотропных карт, а \mathbf{N} — матрица шума.

Коэффициенты $C_{ll'}$ в Уравнении (1.12) определяются соотношением:

$$C_{ll'} = 4\pi \int d \ln k \Delta_l(k) \Delta_{l'}(k) a(k) \mathcal{P}_\zeta(k), \quad (1.13)$$

где $\Delta_l(k)$ — функция передачи. Функция $a(k)$ задает возможную зависимость амплитуды СА от масштаба k . Эта функция равна $a(k) = H_0 k^{-1}$ для вклада ЛП в сценарии А и единицы в остальных рассматриваемых случаях. Коэффициенты $B_{lm;l'm'}^{LM}$ выражаются через 3j-символы Вигнера:

$$B_{lm;l'm'}^{LM} = (-1)^M \sqrt{\frac{(2L+1)(2l+1)(2l'+1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} L & l & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & l & l' \\ M & m & -m' \end{pmatrix}.$$

Наконец, \mathbf{F}^{ij} в Уравнении (1.11) — матрица Фишера, определенная как ковариация коэффициентов h_{LM}^{ij}

$$F_{LM;L'M'}^{ij} \equiv \langle h_{LM}^{ij} (h_{L'M'}^{ij})^* \rangle - \langle h_{LM}^{ij} \rangle \langle (h_{L'M'}^{ij})^* \rangle. \quad (1.14)$$

В приближении однородного шума матрица Фишера может быть вычислена аналитически:

$$F_{LM;L'M'}^{ij} = \delta_{LL'} \delta_{MM'} f_{sky} \sum_{l,l'} \frac{(2l+1)(2l'+1)}{16\pi} \begin{pmatrix} L & l & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \frac{C_{ll'}^2 (C_l^{\text{tot},i} C_{l'}^{\text{tot},j} + \tilde{C}_l^i \tilde{C}_{l'}^j)}{(C_l^{\text{tot},i})^2 (C_{l'}^{\text{tot},j})^2}. \quad (1.15)$$

Здесь $C_l^{\text{tot},i} = C_l + N_l^i$, где C_l — стандартный спектр мощности РИ, N_l^i — спектр мощности однородного шума, f_{sky} — доля неба, не закрытого маской; $\tilde{C}_l^i = C_l^{\text{tot},i}$ для $i = j$ и $\tilde{C}_l^i = C_l$ в противном случае. Детали вывода данной формулы для одной частотной полосы приведены в Приложении А.

Модель/полоса	143 ГГц	217 ГГц	143 × 217 ГГц
Сценарий А (ЛП)	$h^2 < 8.8$	$h^2 < 8.0$	$h^2 < 3.0$
Сценарий А (СЛП)	$h^2 \ln \frac{H_0}{\Lambda} < 0.34$	$h^2 \ln \frac{H_0}{\Lambda} < 0.30$	$h^2 \ln \frac{H_0}{\Lambda} < 0.52$
Сценарий Б	$h^2 < 0.0011$	$h^2 < 0.0090$	$h^2 < 0.0013$
Инфляция	$ g_* < 0.020$	$ g_* < 0.020$	$ g_* < 0.026$

Таблица 1.2. Ограничения на параметр псевдоконформной Вселенной h^2 и амплитуду осесимметричной квадрупольной анизотропии на уровне достоверности 95%.

1.3.3. Анализ данных Планк

Для анализа использованы карты температуры Планк в частотных полосах 143 ГГц и 217 ГГц, соответствующие первым 15.5 месяцам наблюдения (первый релиз данных) [81, 94, 155]. Для того, чтобы минимизировать систематический вклад излучения Галактики и точечных источников, использована маска, предназначенная для спектрального анализа данных высокочастотного инструмента Планк [94, 120, 155], оставляющая незакрытым 43% неба. Усреднение по статистически изотропным реализациям произведено используя 100 многочастотных Монте-Карло карт Планк, сложенных с соответствующими 100 картами шума и картой фонового излучения [94, 155, 156]. Монте-Карло карты включают в себе эффекты асимметрии диаграмм направленности и стратегии сканирования Планк [97], существенные для исследования статистической анизотропии [151, 156, 157]. Работа с картами выполнена с помощью пакетов HEALPix и healpy [96].

Оценка параметров СА (1.11) выполнена в несколько шагов. На первом шаге выполняется фильтрация с обратной ковариацией методом многих решеток с предобуславливанием [158], подробно описанным в работе [148]. На втором шаге производится вычисление суммы (1.12) с использованием библиотек `gsl` [159] и `slatec` [160]. Необходимые коэффициенты C_{ll} вычислены с помощью пакета `SAMB` [161]. Исследование ограничено мультипольными мо-

ментами $2 \leq l \leq 1600$, так как для больших значений l сигнал доминирован шумом детектора.

На Рисунке 1.9 показаны коэффициенты спектральной мощности статистической анизотропии

$$C_L^q = \frac{1}{2L+1} \sum_M |q_{LM}|^2, \quad (1.16)$$

вычисленные с помощью карт температуры РИ в частотных полосах 143 ГГц и 217 ГГц, а также их кросс-корреляции. Как видно из рисунка, данные Планк совместны с гипотезой статистической изотропии на уровне квадруполья. Тем не менее, спектральная мощность СА для $L = 4$ в частотных полосах 143 и 217 ГГц отличается от изотропных предсказаний более чем на 2 стандартных отклонения. Отметим, что амплитуда и ориентация мультипольных векторов для $L = 4$ различны в различных частотных полосах. Кроме того, значимость избытка растет с ростом l_{max} . Наконец, сигнал совместен с изотропной гипотезой при использовании оценки на основании кросс-корреляции. Таким образом, сигнал на $L = 4$ может быть связан со статистической флуктуацией или систематическими эффектами, связанными с шумом. Температура в различных частотных полосах измеряется независимыми приборами, поэтому шум в этих частотных полосах взаимно нескоррелирован. Часть эффектов, связанных с шумом, исчезают при использовании кросс-корреляции, поэтому в дальнейшем будем считать использование кросс-корреляции предпочтительным для анализа данных Планк.

Начнем с ограничений на модели псевдоконформной Вселенной без промежуточной стадии (Сценарий А). Оценка параметра h^2 выполняется на основании квадрупольного коэффициента спектральной плотности мощности СА C_2^q . Сравнение данных с результатами моделирования и получение ограничений выполнено методом, подробно описанным в работе [150]. Итоговые ограничения на основании вкладов в лидирующем и следующем за лидирующим порядках теории возмущений представлены в Таблице 1.2. Отметим, что огра-

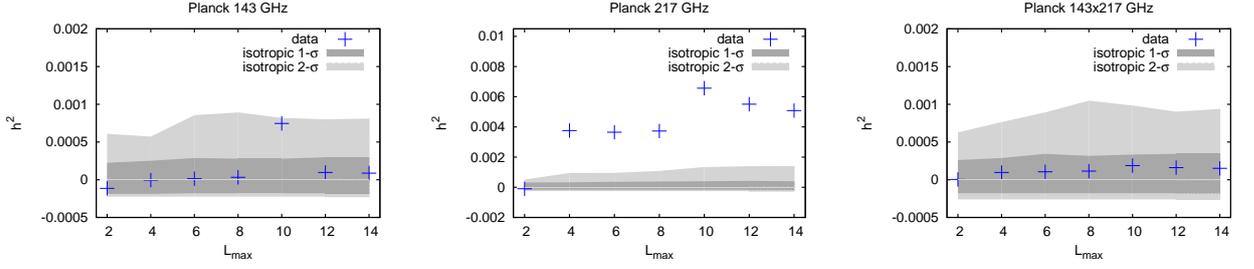


Рис. 1.10. Оценка параметра h^2 в моделях псевдоконформной Вселенной с промежуточной стадией из данных Планк. Доверительные интервалы 68% и 95% нанесены темно-серым и светло-серым цветом, соответственно.

нение, полученное из СЛП вклада в Уравнении (1.9) оказалось сильнее. Это неудивительно, так как вклад в лидирующем порядке падает с увеличением волнового вектора и, как следствие, не проявляется в старших мультиполях температуры РИ, обладающих большой статистикой.

В Таблице 1.2 также представлены ограничения на амплитуду СА g_* квадрупольного осесимметричного типа, $\mathcal{P}_\zeta(\mathbf{k}) \propto (1 + g_* \cos^2 \theta)$, где θ — угол, между волновым вектором возмущения \mathbf{k} и выделенным направлением нарушения статистической анизотропии. Ограничение интересно в свете предсказаний нескольких инфляционных сценариев, в которых СА возникает в результате динамики векторных полей [128–135]. Полученные ограничения на этот параметр несколько сильнее, чем представленные ранее в работе [151], что можно объяснить использованием процедуры фильтрации с обратной ковариацией.

Для получения ограничений на параметр h^2 в моделях псевдоконформной Вселенной с промежуточной стадией (Сценарий Б), использована следующая оценка: [149]

$$h^2 \sum_L \frac{(2L+1)F_L^2 \tilde{Q}_L^2}{(1 + F_L \tilde{Q}_L h^2)^2} = \sum_L \frac{(2L+1)F_L \tilde{Q}_L}{(1 + F_L \tilde{Q}_L h^2)^2} (F_L C_L^q - 1). \quad (1.17)$$

Здесь F_L — элементы матрицы Фишера, которую мы предполагаем диагональной. Результаты применения оценки к данным Планк в частотных полосах 143 ГГц и 217 ГГц и их кросс-корреляции показаны на Рисунке 1.10. Значения

h^2 получены с использованием 7 диапазонов мультиполей, которые начинаются с квадруполья $L = 2$, а заканчиваются на $L_{max} = 2, \dots, 14$. Результаты для частотной полосы 217 ГГц явно указывают на СА, связанную с уже обсуждавшимся избытком при $L = 4$, см. Рисунок 1.9. Итоговые ограничения представлены в Таблице 1.2.

1.3.4. Обсуждение результатов

Статистическая анизотропия — ключевое предсказание Сценария Б в модели псевдоконформной Вселенной. Сценарий А, напротив, предсказывает относительно малую амплитуду СА. Поиск проявлений Сценария А может быть выполнен посредством исследования негауссовости возмущений температуры РИ на уровне триспектра [142, 143, 145]. Лидирующий вклад в негауссовость в этих моделях возникает в порядке h^2 , однако вклад в порядке h^4 дополнительно усилен и также потенциально наблюдаем. Предварительные оценки указывают на то, что детальный анализ триспектра по данным WMAP и Планк позволит ограничить h^2 в Сценарии А на уровне $h^2 \lesssim 0.01 - 0.1$ [4, 13].

1.4. Выводы к первой главе

На основании рекордно точных измерений температуры РИ космической обсерваторией Планк проведен поиск проявлений двух групп моделей новой физики частиц. Во-первых, поиск проявлений гипотетических частиц с дробным электрическим зарядом в эпоху рекомбинации выполнен с использованием измеренного спектра мощности РИ. В широком классе моделей показано, что реликтовая плотность таких частиц не может составлять более 1% от плотности холодной темной материи. Частицы с дробным электрическим зарядом могут составлять темную материю только если нарушается неравенство (1.4), то есть малость заряда не позволяет им находиться в равновесии с первичной плазмой. Во-вторых, физика частиц и полей в эпоху до Большого взры-

ва может оставлять отпечатки в корреляциях спектральных компонент РИ в форме статистической анизотропии и негауссовости. В результате анализа статистической анизотропии РИ квадрупольного типа и старших мультиполей поставлены ограничения на параметр самодействия скалярного поля в моделях конформного скатывания.

Глава 2

Гамма-излучение блазаров и модели аксионоподобных частиц

Наиболее энергичные астрономические объекты и явления могут наблюдаться на космологических расстояниях, то есть с красным смещением порядка единицы. К подобным объектам относятся блазары — активные ядра галактик с близким к лучу наблюдателя релятивистским джетом. Блазары могут излучать гамма-кванты с энергиями до ТэВ (10^{12} эВ) и выше. Энергия гамма-квантов, излучаемых блазарами, достаточна для рождения электрон-позитронных пар при взаимодействии с инфракрасным и видимым внегалактическим фоновым излучением (0.1–1 эВ). Указанное взаимодействие чисто электромагнитное и, согласно современным представлениям, хорошо описано квантовой электродинамикой. С другой стороны, плотность внегалактического фонового излучения может быть рассчитана как сумма света всех звезд настоящего и прошлого и сопровождающего галактики горячего газа. Несмотря на ряд неопределенностей, связанных с темпом звездообразования, распределением звезд по массе и другими неточно известными астрофизическими параметрами, существуют оценки внегалактического фона снизу, основанные на подсчете числа галактик.

Аномалии в поглощении гамма-квантов на фоновом излучении могут указывать на неточность астрофизической модели. Однако, если поглощение оказывается слабее, чем даже минимальные оценки фонового излучения, рассматриваются объяснения, связанные с физикой частиц. Так, аномальная прозрачность может наблюдаться, если гамма-квант превращается в магнитном поле в гипотетическую аксионоподобную частицу, которая не испытывает поглощения.

Аксионоподобные частицы (АПЧ) дополнительно интересны тем, что яв-

ляются одним из кандидатов на роль темной материи. Кроме того, эти гипотетические частицы могут привлекаться для объяснения других астрофизических явлений, не описываемых сегодня в рамках СМ. В частности, корреляции космических лучей ультравысоких (10^{19} эВ) энергий, зарегистрированных установкой HiRes, с положением лацертид (подкласса блазаров) [162, 163] не могут быть описаны с помощью частиц СМ [164]. Отсутствие описания связано с тем, что заряженные частицы СМ отклоняются в магнитном поле Галактики, а нейтральные частицы (фотон, нейтрон) поглощаются или распадаются в процессе распространения от далекого источника до Земли. Корреляции можно объяснить присутствием аксионоподобных частиц [165]. В этом сценарии блазары окружены крупномасштабными магнитными полями, в которых и происходит конверсия гамма-квантов в АПЧ. Одним из предсказаний этой модели является протяженное гало гамма-лучей вокруг источника. В Разделе 2.3 установлены ограничения на размер и поток излучения протяженного гало блазара 3C 279. Этот источник характерен тем, что ежегодно испытывает солнечные затмения. Во время затмения, поток точечного источника полностью поглощается, а все наблюдаемые гамма-кванты относятся либо к Солнцу либо к гало источника. Анализ проведен для семи затмений в 2008–2014 гг. В Разделе 2.4 с использованием данных Fermi LAT и наземных гамма-телескопов выполнено исследование аномальной прозрачности Вселенной для гамма-квантов. Полученный результат обсуждается в контексте моделей АПЧ и астрофизики.

2.1. Аксионы и аксионоподобные частицы в физике частиц и астрофизике

Аксион — гипотетическая псевдоскалярная частица, введение которой обусловлено требованием сохранения CP-симметрии в сильных взаимодействиях. Он возникает как псевдоголдстоуновский бозон при спонтанном нарушении $U(1)$ -симметрии Печей-Куина [166], см. также обзор [167]. Позднее было пока-

зано, что наличие многочисленных аксионов всевозможных масс начиная от 10^{-33} эВ до 10^{-10} эВ — предсказание теории суперструн, которое может быть экспериментально проверено [168, 169], см. также обзор [170].

В модели Печеи-Куина, как и в других моделях, решающих CP-проблему сильных взаимодействий, взаимодействие аксиона с калибровочными полями и другими частицами однозначно определяется его массой. Аксионоподобные частицы — гипотетические частицы, лагранжиан которых имеет структуру, подобную лагранжиану рассмотренных выше “адронных” аксионов. Однако, АПЧ не призваны решать CP-проблему сильных взаимодействий, поэтому их масса может изменяться независимо от констант взаимодействия. Отказ от мотивации, связанной с сильными взаимодействиями, позволяет построить более богатый набор феноменологических следствий. Лагранжиан, описывающий взаимодействие АПЧ a с электромагнитным полем (тензор поля — $F^{\mu\nu}$) имеет следующий вид:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu a)^2 - \frac{1}{2}m^2 a^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 - \frac{a}{4M}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

где m — масса АПЧ, M^{-1} — константа взаимодействия АПЧ с фотонами.

Недавние точные измерения функции светимости белых карликов указывают на необходимость дополнительного канала потери энергии. Такую потерю энергии можно объяснить с помощью аксионов или АПЧ, уносящих энергию белых карликов [171]. Кроме того, данные о скорости изменения периода вращения двух пульсирующих белых карликов указывают на такие же параметры аксионов и АПЧ, как функция светимости [172, 173].

В ранней Вселенной при температуре выше масштаба нарушения симметрии Печеи-Куина, поле аксиона принимает случайное значение в каждой из причинно-связанных областей. При более низких температурах аксионное поле начинает осциллировать вокруг вакуумного значения. Эти осцилляции и создают плотность энергии, составляющую холодную темную материю [179]. На Рисунке 2.1 указаны области параметров, при которых АПЧ и аксионы мо-

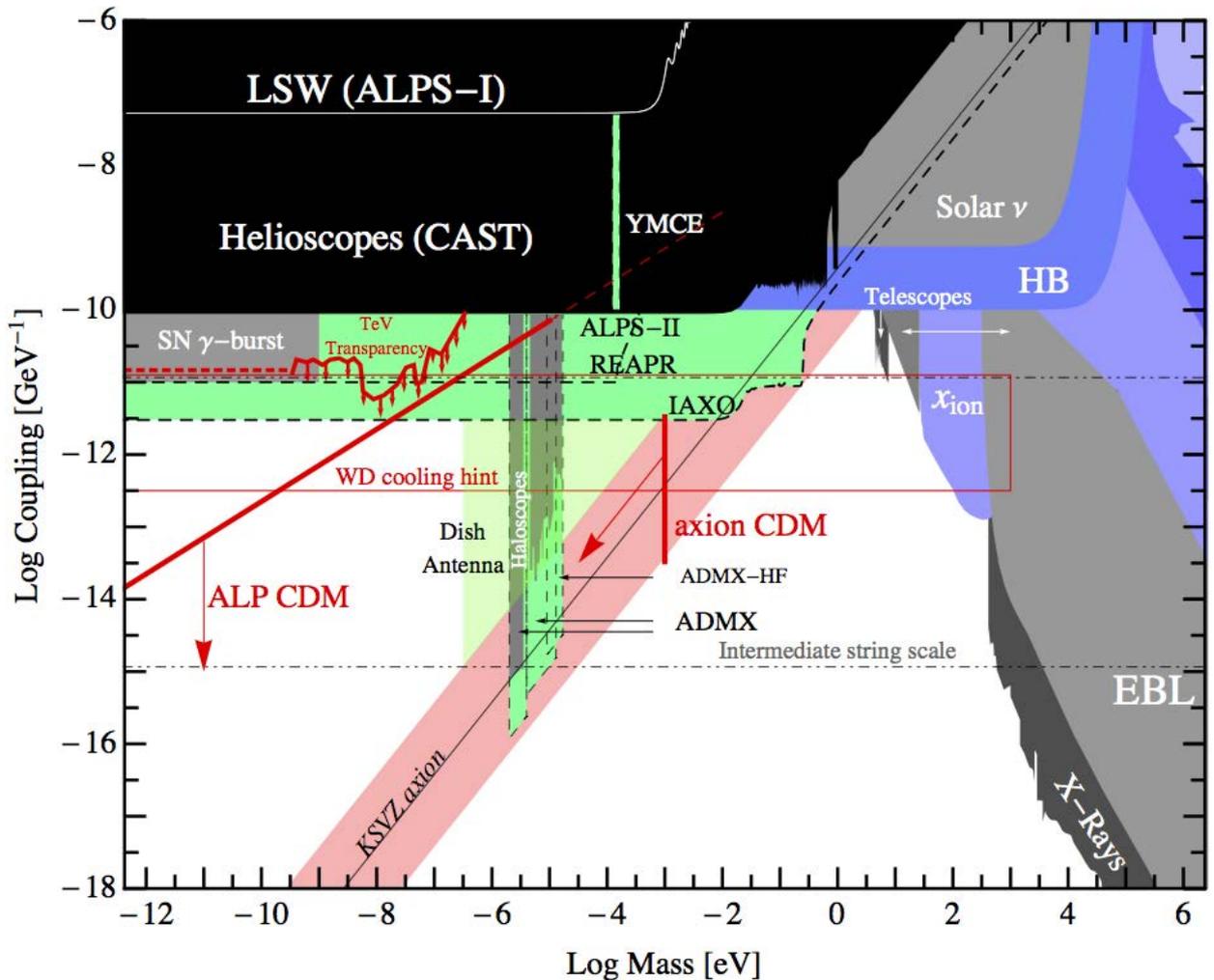


Рис. 2.1. Экспериментальные ограничения на параметры моделей аксионов и АПЧ. Красным показана область “адронных” аксионов [174, 175], красными стрелками — области параметров, в которых АПЧ или аксион могут составлять холодную темную материю [176–178].

гут быть холодной темной материей. На Рисунке 2.1 также приведены экспериментальные ограничения на пространство параметров АЛП. Показаны ограничения из лабораторного эксперимента по прямому поиску аксионной темной материи ADMX и проектная чувствительность будущих экспериментов YMCE и “Dish Antenna”; ограничения из эксперимента CAST по поиску солнечных аксионов и проектная чувствительность обсерватории IAXO; ограничения из эксперимента по прохождению света сквозь стену ALPS-I и проектная чувствительность ALPS-II и REAPR, астрофизические ограничения [177, 178]. Из рисунка видно, что значительная часть области параметров аксионной темной

материи остается разрешенной, а планируемые эксперименты смогут исследовать только часть этой области.

Аксионы и АПЧ могут быть ответственными за аномальную прозрачность Вселенной. Такие сценарии будут рассмотрены в следующем разделе.

2.2. Распространение гамма-излучения в межгалактической среде

Гамма-излучение высоких энергий может рассеиваться на мягких фотонах внегалактического фонового излучения, рождая электрон-позитронные пары [180]. Эти процессы, протекающие в течение распространения фотонов сквозь Вселенную, существенно влияют на наблюдаемые спектры далеких объектов, а в ряде случаев и на наблюдаемую протяженность источников [181, 182]. Исследуемые в настоящей работе гамма-кванты с энергиями от 100 ГэВ до нескольких ТэВ взаимодействуют преимущественно с фотонами инфракрасного и видимого спектрального диапазона. Поток внегалактического излучения не может быть точно измерен из-за доминирующего вклада зодиакального света, см. обзоры [183, 184]. Тем не менее, установлен ряд нижних ограничений на этот поток, основанных на счете видимого числа галактик, неизбежно вносящих свой вклад в этот поток [185] и построены модели фонового излучения, согласующиеся с наблюдениями [186–189]. Из указанных ограничений следует, что длина свободного пробега фотона с энергией ТэВ должна составлять десятки мегапарсек. Однако, фотоны с такими энергиями были зарегистрированы от многочисленных источников, расположенных на существенно больших расстояниях [190]. В случае каждого конкретного источника, эффект можно объяснить увеличением жесткости спектра источника, вызванным пока неизвестным астрофизическим механизмом [191]. Особенности внутреннего спектра источника и особенности поглощения можно разделить посредством наблюдения ансамбля источников, расположенных на разных расстояниях от

наблюдателя. После такого разделения, аномальная прозрачность Вселенной будет свидетельствовать о новых физических явлениях. Далее рассмотрим три таких сценария, различающиеся величиной внегалактических магнитных полей.

Два сценария основаны на расширении СМ с помощью аксионоподобных частиц, описанных в Разделе 2.1. Во внешних магнитных полях эти гипотетические частицы могут превращаться в фотоны и обратно. Такие превращения возможны во внегалактических магнитных полях [192], если поля достаточно велики ($> 10^{-9}$ Гс). В этом режиме фотоны высоких энергий будут конвертироваться в АПЧ и назад на всем пути от источника до наблюдателя подобно тому, как происходят нейтринные осцилляции. Так как АПЧ не рождают пары на межгалактическом фоне, эффективная длина свободного пробега гамма-кванта увеличивается. В приближении максимального смешивания оптическая толщина уменьшается в $\sim 2/3$ раз, так как частица будет находиться в одном из трех состояний: в двух поляризационных состояниях гамма-кванта или в одном АПЧ. Поглощение при этом происходит только при нахождении в фотонных состояниях.

Во втором сценарии, внегалактические магнитные поля предполагаются более слабыми $\lesssim 10^{-10}$ Гс и недостаточными для конверсии. Вместо этого, превращение фотонов в АПЧ происходит в областях с более сильными магнитными полями вблизи источника, а обратный переход — вблизи наблюдателя. Такой сценарий может быть реализован на магнитных полях галактик [193], скоплений и сверхскоплений галактик [165]. Качественная картина явления может быть описана так: $\sim 1/3$ гамма-квантов источника превращаются в АПЧ вблизи источника, и распространяются без поглощения. В окрестности наблюдателя, $\sim 2/3 \times 1/3 = 2/9$ исходного потока превращается из АПЧ в гамма-кванты. Остальные $\sim 2/3$ фотонов распространяются обычным способом до окрестности наблюдателя, где $\sim 1/3$ из оставшихся после затухания превращается в невидимые АПЧ. Отметим, для второго сценария, может быть ха-

рактерна анизотропия потока, связанная с неоднородностью магнитного поля Галактики [194].

Третий рассматриваемый сценарий [195] не требует новой физики за пределами СМ, а опирается на нестандартные астрофизические предположения. В этом сценарии происходит дополнительное рождение гамма-квантов по пути от источника к наблюдателю, которое конкурирует с поглощением гамма-квантов. Дополнительные фотоны рождаются во взаимодействиях с фоновым излучением космических протонов ультравысоких энергий, которые, согласно предположению модели, рождаются в том же источнике, что и гамма-кванты. Предсказание сценария относительно спектра гамма-квантов будет зависеть от свойств потока протонов. Отметим, что сценарий основан на достаточно сильном предположении о том, что все блазары, излучающие в ТэВ-диапазоне являются также источниками достаточного количества протонов. Также, сценарий требует очень слабых межгалактических магнитных полей $\lesssim 10^{-14}$ Гс, так как в противном случае траектория протонов будет отличаться от прямой.

Величины межгалактических магнитных полей, необходимые для функционирования каждого из трех сценариев, не исключены другими экспериментами. Магнитные поля ограничены сверху величиной 1.710^{-9} Гс по данным о фарадеевском вращении поляризации излучения далеких источников [196]. Ограничения того же порядка получены в эксперименте Планк [84]. Ограничения снизу вытекают из ненаблюдения каскадных фотонов с энергией ГэВ от источников, излучающих фотоны до энергий ТэВ. Если предположить, что ненаблюдение связано с отклонением частиц каскада в магнитных полях, то получим, что внегалактические магнитные поля должны быть сильнее, чем $10^{-17} - 10^{-15}$ эВ [197, 198].

Отметим, что следует относиться с осторожностью к объяснениям прозрачности Вселенной, основанным на нарушении Лоренц-инвариантности. Такие модели предполагают, что у фотонов высоких энергий появляется допол-

нительная поправка к дисперсионному соотношению, которая сдвигает порог рождения пар в область более высоких энергий. Следует учитывать, что подобная поправка подавляет и взаимодействие гамма-квантов в атмосфере [37]. Как следствие, в значительной части сценариев с Лоренц-нарушением, атмосфера станет прозрачной для гамма-квантов при энергиях, близких к энергиям, при которых Вселенная станет аномально прозрачной. Такие модели вступают в противоречие с самим фактом наблюдения фотонов высоких энергий на черенковских гамма-телескопах.

2.3. Ограничение на протяженность гамма-излучения блазара 3С 279 из наблюдений его затмений

Некоторое время назад было замечено, что блазар 3С 279 — один из наиболее ярких источников гамма-лучей на небе, ежегодно закрывается Солнцем [199]. Так как Солнце — не очень яркий источник фотонов с энергиями $\gtrsim 100$ МэВ, эти события выглядят как затмения и могут использоваться для ограничения некоторых новых моделей физики и астрофизики. В частности, если вокруг источника существует протяженное гало, его излучение не будет полностью закрыто Солнцем в то время, когда сам источник будет закрыт. Измерение потока гамма-излучения от 3С 279 во время затмений позволит поставить ограничение на размер и поток протяженного гало [199] аналогично ранним измерениям углового размера звезд во время их затмений луной, точность которых превышала угловое разрешение приборов.

Анализ четырех затмений 3С 279 (2008–2011) был недавно выполнен коллаборацией Fermi LAT [200]. В результате анализа был ограничен поток источника в периоды затмения. Коллаборация Fermi LAT рассмотрела и ограничила два сценария: (а) прозрачность Солнца для гамма-лучей и (б) протяженный диск с резкой границей и постоянной поверхностной плотностью. Во втором случае радиус диска был однозначно задан как функция энергии и составлял

$1.5^\circ \times (E/500 \text{ МэВ})^{-1}$, где E — энергия фотона [200]. Однако, полученные ограничения не позволяют исследовать предсказания многих моделей физики частиц и астрофизики. Отметим, что сценарий прозрачности Солнца (а), предложенный в [199], требует АЛП с параметрами, исключенными к настоящему времени несколькими лабораторными экспериментами, см., например, [201], [202] и [203]. Протяженное гало сценария (б), если существует, должно быть сформировано в результате случайных процессов рассеяния и, в большинстве моделей не будет иметь постоянную поверхностную светимость. Размер гало определяется многими свойствами источника и межгалактической среды, в том числе величинами магнитных полей.

В настоящей работе размер гало является свободным параметром и выбрана гауссова форма гало, в соответствии с предложением [204]. Такой подход позволяет сохранить гибкость в анализе предсказаний различных моделей образования гало, а также физических параметров источника и величины межгалактического магнитного поля. Отметим, что величина последнего — предмет интенсивных научных обсуждений. Для анализа использованы публично доступные данные Fermi LAT за время семи затмений (2008–2014), что почти вдвое превышает статистику, использованную коллаборацией Fermi LAT [200].

2.3.1. Анализ данных Fermi LAT

В настоящей работе использованы данные Fermi LAT в 7-ой версии реконструкции Pass 7REP (V15) [205] [206]. Рассмотрены семь затмений 3C 279 Солнцем, произошедшие 8 октября 2008–2014 гг. Точная продолжительность затмений вычислена с помощью программного сервиса HORIZONS [207, 208]. Обработка данных выполнена с помощью стандартной программы `gtlike` из пакета `Fermi Science Tools v9r32p5`. Для анализа выбраны фотоны класса “SOURCE” с энергиями выше 100 МэВ после наложения стандартных условий отбора. В том числе, мы требуем, чтобы зенитный угол гамма-квантов по отношению к Земле не превышал 100° , а угол наклона оси спутника был менее 52° .

В момент затмения требуется отделить поток Солнца от искомого потока блазара. Солнце — источник гамма-излучения, надежно зарегистрированный Fermi LAT [209]. Поток солнечного диска — результат взаимодействия космических лучей с поверхностью Солнца. Кроме того, дополнительная, значительно более протяженная компонента потока, вызвана обратным комптоновским рассеянием космических электронов на солнечном свете [210–212]. При условии отсутствия солнечных вспышек, поток гамма-лучей от Солнца стабилен на временных масштабах от недели до месяца и может быть определен с помощью специального набора утилит Fermi-LAT Solar System Tools, разработанного коллаборацией Fermi LAT [213].

Для определения солнечного потока использован 4-недельный период, центром которого является исследуемое затмение. Утилиты Solar System Tools работают в предположении, что поток пропорционален пространственно-спектральному шаблону, соответствующем среднему солнечному потоку. С помощью программы gtsuntemp строится пространственно-спектральный шаблон, соответствующий движению Солнца за заданный период. Этот шаблон включает в себя диск и протяженное излучение и используется для поиска неизвестного общего нормировочного множителя с помощью программы gtlike. Полная модель участка неба включает в себя Солнце, галактическое и изотропное диффузные излучения, 3C 279 и другие источники из каталога 2FGL [214]. Путь Солнца среди источников гамма-излучения показан на Рисунке 2.2. Анализ потока Солнца с помощью набора утилит Solar System Tools описан в Приложении Б.

Результаты анализа потока Солнца и 3C 279 вне затмения приведены в Таблице 2.1. Отметим, что солнечный поток в 2013 году значительно выше, чем в другие периоды. Причина этого увеличения потока найдена — в базе данных NOAA, <http://www.solarmonitor.org>, описана серия солнечных вспышек между 9 и 14 октября 2013 г. Проверено, что не было зарегистрировано ни одной солнечной вспышки во время каждого из семи исследуемых

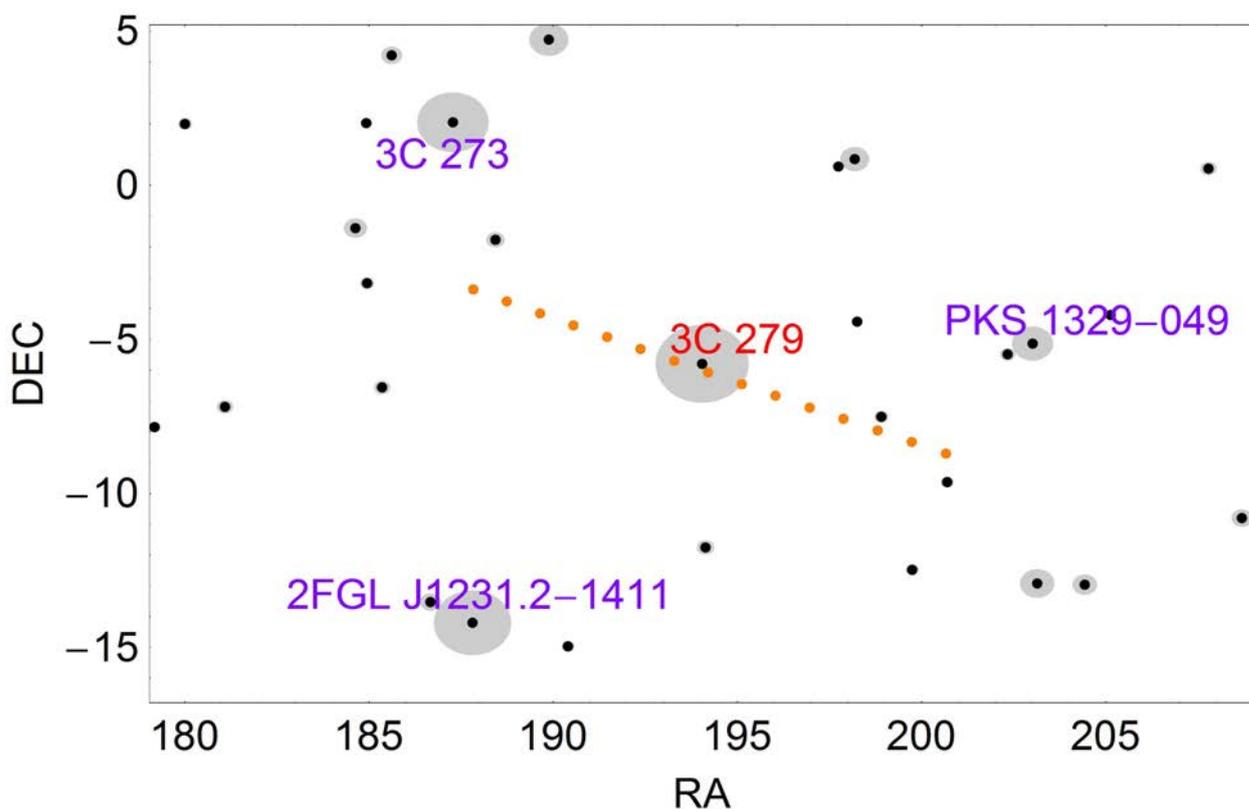


Рис. 2.2. Карта источников гамма-лучей в окрестности 3C 279. Черные точки соответствуют источникам, присутствующим в каталоге 2FGL [214], площадь серых кругов вокруг точек пропорциональна потоку источников, приведенному в каталоге 2FGL. Путь Солнца за период ± 1 неделя от затмения показан оранжевыми точками.

затмений. Кроме того, систематический вклад солнечных вспышек 2013 года в итоговый результат не превышает 10%.

Анализ гамма-квантов во время затмения проводится с учетом фиксированного солнечного потока, являющегося частью фона. С помощью утилиты `gtlike` получаем поток 3C 279 в течение 8-часового временного интервала, в котором объект закрыт Солнцем. Результат приведен в последнем столбце Таблицы 2.1. Для каждого индивидуального затмения поток совместен с нулем в пределах статистических ошибок. Для увеличения статистики данные семи затмений объединены следующим образом:

- (a) 7 файлов с гамма-квантами объединены в один,
- (b) кубы экспозиции Fermi LAT просуммированы с помощью утилиты

год	Поток, ± 2 недели, $10^{-7} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$		Поток при затмении, $10^{-7} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
	диск Солнца	ЗС 279	ЗС 279
2008	4.6 ± 0.4	3.6 ± 0.4	2.5 ± 2.6
2009	5.2 ± 0.5	7.1 ± 0.6	5.0 ± 5.3
2010	3.0 ± 0.4	8.1 ± 0.6	1.7 ± 4.6
2011	3.2 ± 0.4	2.6 ± 0.3	0.8 ± 1.5
2012	4.9 ± 0.4	2.4 ± 0.4	2.1 ± 2.7
2013	7.4 ± 0.4	6.2 ± 0.6	2.0 ± 2.1
2014	3.9 ± 0.4	3.8 ± 0.4	5.5 ± 3.1
средний	4.7 ± 0.2	4.0 ± 0.2	2.6 ± 1.1

Таблица 2.1. Поток ($E > 100$ МэВ) диска Солнца и ЗС 279, определенный за период ± 2 недели вокруг затмения и поток ЗС 279 во время затмения, см. описание в тексте. Поток протяженного гало Солнца, проинтегрированный по большой площади до 20° в 1.48 раз превышает поток диска. В последней строке приведены усредненные потоки, вычисленные на основе суммарной экспозиции за 7 затмений.

gtltsun,

- (с) фоновый поток Солнца учтен в виде семи протяженных источников, каждый из которых соответствует движению Солнца по небу в конкретный год.

Совместный анализ семи затмений приводит к небольшой статистической значимости отличия потока от нулевого $(2.6 \pm 1.1) \times 10^{-7} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Как следствие, ограничение на наблюдаемый поток ЗС 279 во время затмения достаточно слабое,

$$F_{\text{obs}} < 4.8 \times 10^{-7} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \quad (95\% \text{ CL}). \quad (2.2)$$

Превышение над фоном, согласно результату `gtlike` соответствует ≈ 22 фотонам от источника при фоновом количестве событий ≈ 90 . Средний солнечный

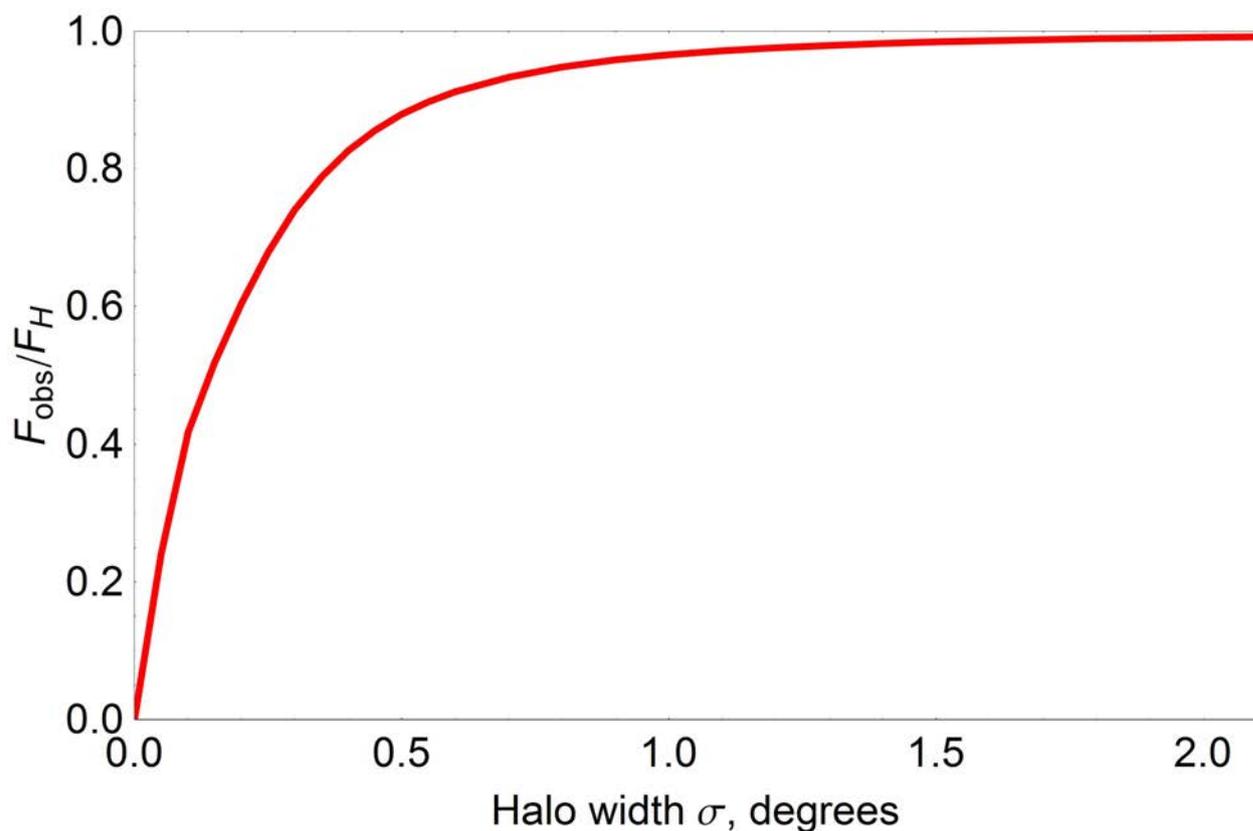


Рис. 2.3. Доля потока F_{obs}/F_H протяженного гауссова источника с центром в ЗС 279 не закрытая солнечным диском во время затмения как функция размера источника σ .

поток, полученный в анализе за указанные периоды в (1.02 ± 0.04) раз превышает поток, полученный в работе [209].

Для интерпретации ограничений в терминах излучения протяженного источника, выполнено моделирование фотонов с общим потоком F_H и гауссовым распределением с центром в положении ЗС 279 и шириной σ . Таким образом поток на угловом расстоянии θ задается соотношением

$$\exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right).$$

С учетом движения Солнца вычислена доля потока фотонов F_{obs}/F_H не закрытых солнечным диском как функция σ , см. Рисунок 2.3. Используя этот результат, ограничение на F_{obs} может быть преобразовано в ограничение на область пространства параметров (F_H, σ) , в соответствии с методом, предложенным в работе [204]. Результаты представлены на Рисунке 2.4.

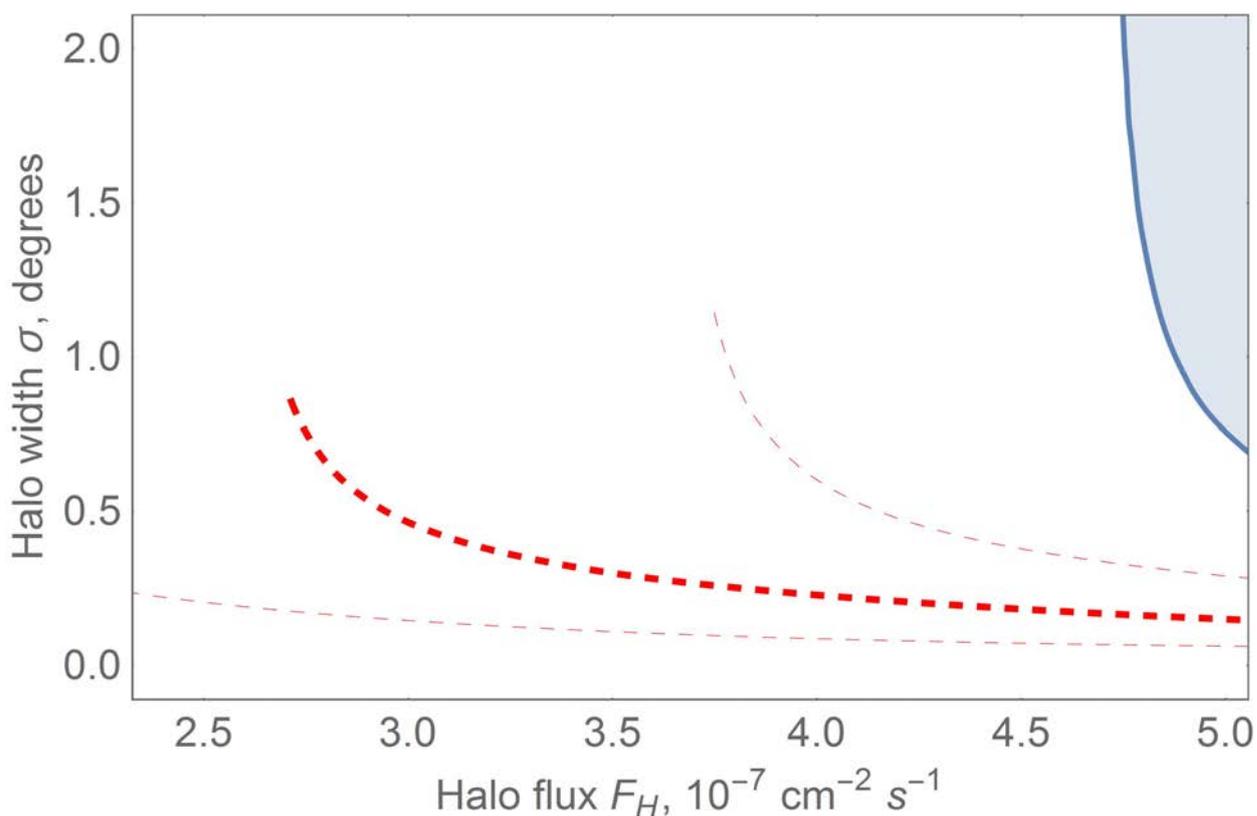


Рис. 2.4. Ограничения на размер гауссова гало гамма-лучей с энергией $E > 100$ МэВ вокруг 3С 279. Закрашенная область исключена на уровне достоверности 95%; жирная пунктирная линия соответствует лучшему приближению, а тонкие пунктирные линии - доверительный интервал на уровне достоверности 68% вокруг наилучшего приближения.

2.3.2. Обсуждение результатов

Полученный поток от источника, закрытого Солнцем, приведенный в Таблице 2.1, согласуется с предыдущими исследованиями четырех затмений, наблюдаемых Fermi LAT [200] и одним затмением по данным EGRET [199], переработанным с учетом потока Солнца [200]. В настоящей работе впервые получены ограничения на размер возможного гало источника [5]. Эти ограничения представлены в двумерном пространстве параметров поток–размер на Рисунке 2.4 в виде, подходящем для анализа конкретных моделей образования гало, например, [181], [215], [216], [217] и др. Отметим, что измеренный сигнал отличается от нуля на уровне достоверности ~ 2.4 стандартных отклонения. Если считать сигнал реальным, он может быть интерпретирован как гало раз-

мером $\sim (0.5^\circ - 1^\circ)$ с потоком $\sim (2 - 3) \times 10^{-7} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ или как прозрачность Солнца в аксионном сценарии, предсказывающим что 1/3 исходного потока пройдет сквозь Солнце. Последний сценарий в настоящее время не имеет самосогласованного описания, не противоречащего лабораторным экспериментам.

2.4. Исследование поглощения гамма-излучения далеких блазаров в межгалактической среде по данным наземных гамма-телескопов и орбитального телескопа Fermi LAT

Аномальное поглощение гамма-квантов от каждого конкретного источника можно объяснить увеличением жесткости спектра конкретного источника, вызванным пока неизвестным астрофизическим механизмом [191]. В данном разделе показано, что эта интерпретация не подтверждается анализом всех наблюдаемых гамма-источников. В рамках модели внегалактического фона с наименьшей оптической толщиной [189] восстановлен спектр гамма-квантов, испущенный блазарами. Показано, что восстановленные спектры испытывают излом вверх ровно на тех энергиях, на которых становятся существенными эффекты поглощения. Так как энергии различны для источников, расположенных на различных расстояниях, эффект может быть вызван лишь некорректным учетом поглощения. Таким образом, оптическая толщина Вселенной по отношению к гамма-излучению переоценена даже в самой консервативной модели. Объяснение аномального поглощения требует новых физических или астрофизических явлений, см. Раздел 2.2. Результаты настоящего раздела находятся в согласии с предсказанием сценария, в котором фотоны превращаются в АПЧ в окрестности источника, а обратно вблизи наблюдателя [165, 193].

2.4.1. Метод исследования

Современные наземные черенковские телескопы и космическая гамма-обсерватория Fermi LAT регистрируют гамма-излучение с энергиями выше 100 ГэВ от все более далеких источников [191, 218, 219]. Для таких энергий ожидается значительное поглощение фотонов на внегалактическом фоновом излучении, которое будет сильнее для удаленных объектов по сравнению с подобными близкими. Такое поглощение действительно наблюдается по данным обсерватории Fermi LAT [220].

При заданной модели внегалактического фона, спектр источника может быть восстановлен из наблюдаемого спектра с учетом эффектов поглощения. Для многих удаленных источников наблюдаемый спектр описывается степенным законом, а вследствие того, что поглощение сильно зависит от энергии, восстановленный спектр испускания содержит увеличение жесткости или изломы вверх. Длина свободного пробега фотонов с энергией ГэВ того же порядка, что и размер видимой части Вселенной, а для фотонов с энергией ТэВ не превышает 100 Мпк.

Все наблюдаемые далекие источники гамма-излучения высоких энергий являются блазарами, то есть принадлежат к классу активных ядер галактик (АЯГ), имеющих релятивистский джет, направленный на наблюдателя. Хотя механизм излучения блазаров — предмет активных дискуссий, спектры большинства из них описываются функцией с двумя широкими горбами. Принято считать, что низкоэнергетический горб образован синхротронным излучением релятивистских электронов, а высокоэнергетичный — обратным комптоновским рассеянием электронов. Общая форма спектра определяется положением синхротронного пика, задающего масштаб энергий популяции электронов. Часто различают два класса блазаров — радиокварзары с плоским спектром (FSRQ) с пиком в области от радио до инфракрасных частот и лацертиды с пиком от оптических до рентгеновских длин волн. Восстановленные спектры далеких

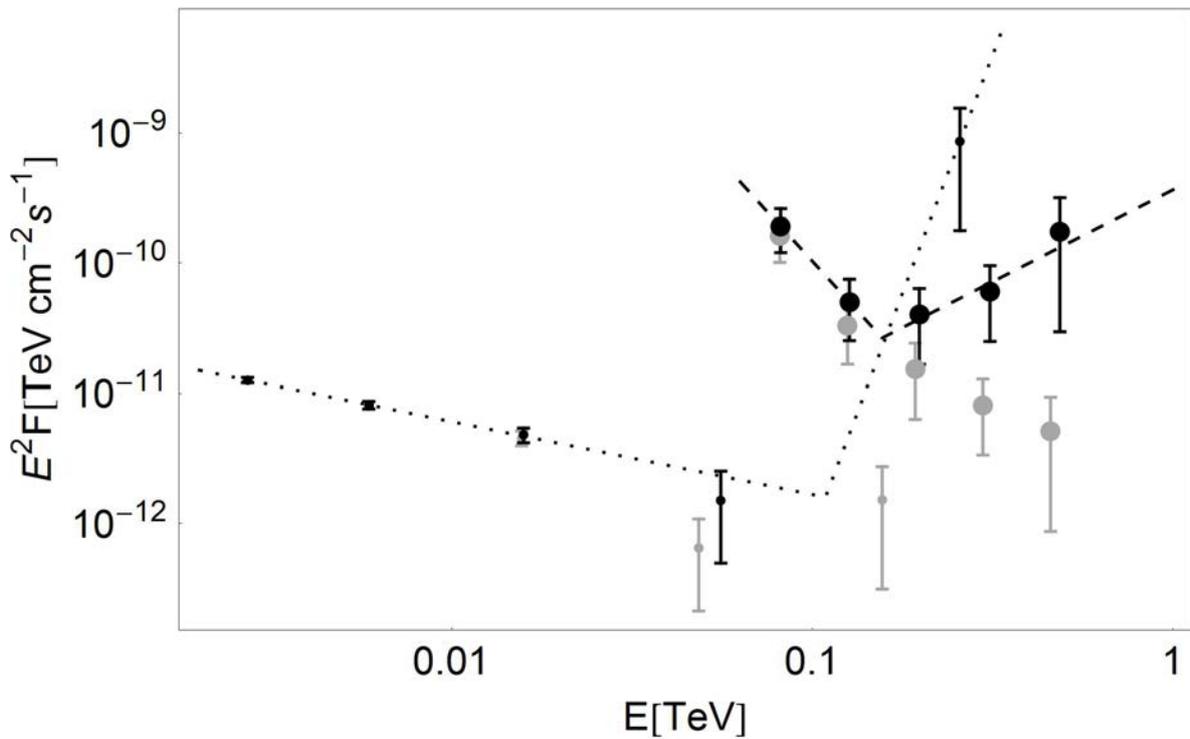


Рис. 2.5. Пример спектров двух блазаров: 3C 279 (красное смещение $z = 0.536$, большие точки) и PKS J0730-1141 (красное смещение $z = 1.591$, маленькие точки). Оба объекта — радиоквезары плоского спектра с похожими спектрами в области энергий, в которой поглощение несущественно. Однако, восстановленные спектры содержат излом, расположенный на энергиях, на которых поглощение становится существенным для каждого из источников. Наблюдаемый спектр нанесен серыми точками, восстановленный в наиболее консервативной модели внегалактического фона — черными.

блазаров часто демонстрируют увеличение жесткости спектра, которая не наблюдается для близких источников. Различие энергии, на которой происходит увеличение жесткости, для блазаров, расположенных на различных расстояниях проиллюстрировано на Рисунке 2.5. В дальнейшем это наблюдение будет исследовано количественно посредством статистического анализа большой выборки блазаров, зарегистрированных в области высоких энергий.

Для начала сформулируем три опорные гипотезы, в рамках которых можно объяснить необычные изломы восстановленного спектра на высоких энергиях:

(i) изломы в спектрах блазаров имеют физическую причину, связанную с механизмом работы источника. В рамках этого естественного объяснения по-

ложения и размеры изломов должны зависеть от физических условий в источнике, в том числе от положения синхротронного пика, и не должны зависеть от расстояния до источника;

(ii) форма спектра модельного фонового излучения известна неточно и, как следствие, поглощение переоценено для некоторой конкретной энергии. Это приведет к нефизическому излому, расположенному строго вблизи фиксированной энергии и выраженному более сильно для далеких источников;

(iii) поглощение однородно переоценено вследствие, например, некорректной нормировки плотности внегалактического излучения или неучета других явлений, повышающих непрозрачность Вселенной. В этом случае нефизические изломы появятся на энергиях, на которых поглощение становится существенным. Энергия излома и его величина будут больше для далеких источников.

Для количественного исследования эффекта нам потребуется набор блазаров, расположенных на разных расстояниях, с измерениями потока при энергиях, на которых поглощение становится существенным. Исследуемый набор построен на базе измерений черенковских телескопов, включенных в каталог TeVCat [190], дополненных более далекими объектами, наблюдаемыми Fermi LAT. Критерии отбора и процедура построения ансамбля подробно описаны в следующем подразделе.

2.4.2. Построение ансамбля источников

Исследуемый ансамбль включает в себя все объекты, удовлетворяющие следующим критериям:

(1) красное смещение источника известно и определено спектроскопически. Используются данные о красном смещении из астрономической базы данных SIMBAD [235, 236] для источников, зарегистрированных Fermi LAT и данные каталога TeVCat [190] для остальных источников;

(2) средняя энергия в последнем спектральном бине E_{last} восстановленно-

имя источника	красное смещение	спектральный класс	телескоп	ссылка
1ES 1959+650	0.048	BLL	VERITAS	[221]
PKS 2005–489	0.071	BLL	HESS	[222]
RGB J0152+017	0.080	BLL	HESS	[223]
W Com	0.102	BLL	VERITAS	[224]
1ES 1312–423	0.105	BLL	HESS	[225]
PKS 2155–304	0.116	BLL	HESS	[226]
RGB J0710+591	0.125	BLL	VERITAS	[227]
1ES 1215+303	0.130	BLL	MAGIC	[228]
1ES 0229+200	0.140	BLL	VERITAS	[229]
H 2356–309	0.165	BLL	HESS	[230]
1ES 1101–232	0.186	BLL	HESS	[231]
1ES 0347–121	0.188	BLL	HESS	[232]
1ES 0414+009	0.287	BLL	HESS	[233]
4C +21.35	0.432	FSRQ	MAGIC	[234]
3C 279	0.536	FSRQ	MAGIC	[218]
PKS 0454–234	1.003	FSRQ	LAT	–
PKS 0426–380	1.110	BLL	LAT	–
RGB J1448+361	1.508	BLL	LAT	–
PKS J0730–1141	1.591	FSRQ	LAT	–
B3 1307+433	2.156	BLL	LAT	–

Таблица 2.2. Список исследуемых источников. В таблице приведены источники, используемые для получения основного результата (Рисунок 2.7). Дополнительные 39 объектов, для которых известен только верхний предел на поток в исследуемом диапазоне энергий.

го спектра удовлетворяет условию $\log_{10}(E_{\text{last}}/E_0) > 0.1$. Здесь E_0 — энергия, при которой поглощение становится существенным, то есть оптическая толщина принимает значение $\tau = 1$. Последний бин может содержать как измерение потока так и верхний предел, но предыдущий бин должен обязательно содержать измерение потока;

(3) измеренный спектр содержит не менее пяти точек.

Данные об источниках, наблюдаемых черенковскими телескопами получены из каталога TeVCat, а спектры взяты из оригинальных публикаций, приведенных в Таблице 2.2. Спектры одного источника, измеренные различными приборами, не объединялись, чтобы исключить возможное влияние переменности блазаров. Для каждого объекта использован только один спектр.

Предварительный отбор источников, зарегистрированных Fermi LAT проведен по данным каталога 2FGL [214]. Отобраны объекты с красным смещением $z \geq 0.7$, зарегистрированные при $E > 10$ ГэВ с величиной статистического критерия $TS \geq 16$. Для каждого из отобранных таким образом 99 блазаров, построен спектр для энергий $E > 2$ ГэВ по пяти точкам, соответствующим диапазонам энергий (2-4) ГэВ, (4-10) ГэВ, (10-30) ГэВ, (30-100) ГэВ и (100-300) ГэВ. Анализ выполнен с помощью стандартной утилиты `gtlike` из пакета *Fermi Science Tools v9r27p1* по данным Fermi LAT с 4 августа 2008 г. до 19 апреля 2014 г. в реконструкции версии 7REP (V15) [205, 206]. Ограничение по энергии снизу (2 ГэВ) выбрано для того, чтобы исключить влияние особенностей спектра, которые часто имеют место при более низких энергиях. К полученным спектрам применяется критерий отбора (2).

Итоговый набор блазаров, зарегистрированных различными установками и удовлетворяющих описанным критериям, приведен в Таблице 2.2. Для каждого объекта восстановлен спектр источника как описано далее в подразделе 2.4.3.

Для проверки результата, построен дополнительный набор источников без условия предварительного отбора $z \geq 0.7$ и с заменой E_0 на 100 ГэВ в

критерии (2), см. обсуждение в подразделе 2.4.4 и Рисунок 2.8

2.4.3. Восстановление исходного спектра источника

Для получения основного результата настоящего раздела используется модель внегалактического фона с наименьшим поглощением, “реперная” (“fiducial”) модель из работы Гилмор и др. [189]. Оптическая толщина как функция энергии и красного смещения предоставлена авторами [189] на веб-странице [237]. Для сравнения, анализ был затем повторно выполнен с использованием другой популярной модели поглощения Франческини и др. [187]. При использовании другой модели получились близкие результаты, подтверждающие сделанные выводы.

Обратный учет эффекта поглощения выполняется для каждой точки исследуемых спектров. Отметим, что процедура включает в себя не только увеличение потока в $\exp(\tau)$ раз, но и сдвиг средней энергии в бине, так как более энергичные гамма-кванты поглощаются сильнее. Последний эффект учитывается в приближении степенного спектра с использованием спектрального индекса для всего спектра, приведенного в цитируемых статьях для данных черенковских телескопов и полученного с помощью `gtlike` для данных Fermi LAT.

Для первого предварительного теста выполнено приближение каждого спектра степенной функцией и, независимо, двумя степенными функциям с изломом. При этом положение излома рассматривалось как свободный параметр. Были отобраны объекты, для которых приближение функцией с изломом оказалось лучше, чем без излома (в соответствии с критерием R^2) и излом соответствует увеличению жесткости (это условие нарушалось для нескольких близких источников).

Положения полученных изломов сопоставлено с энергией E_0 , при которой поглощение становится существенным. Результаты представлены на Рисунок 2.6. Положение излома в среднем соответствует $\log_{10}(E/E_0) = 0.18 \pm 0.32$,

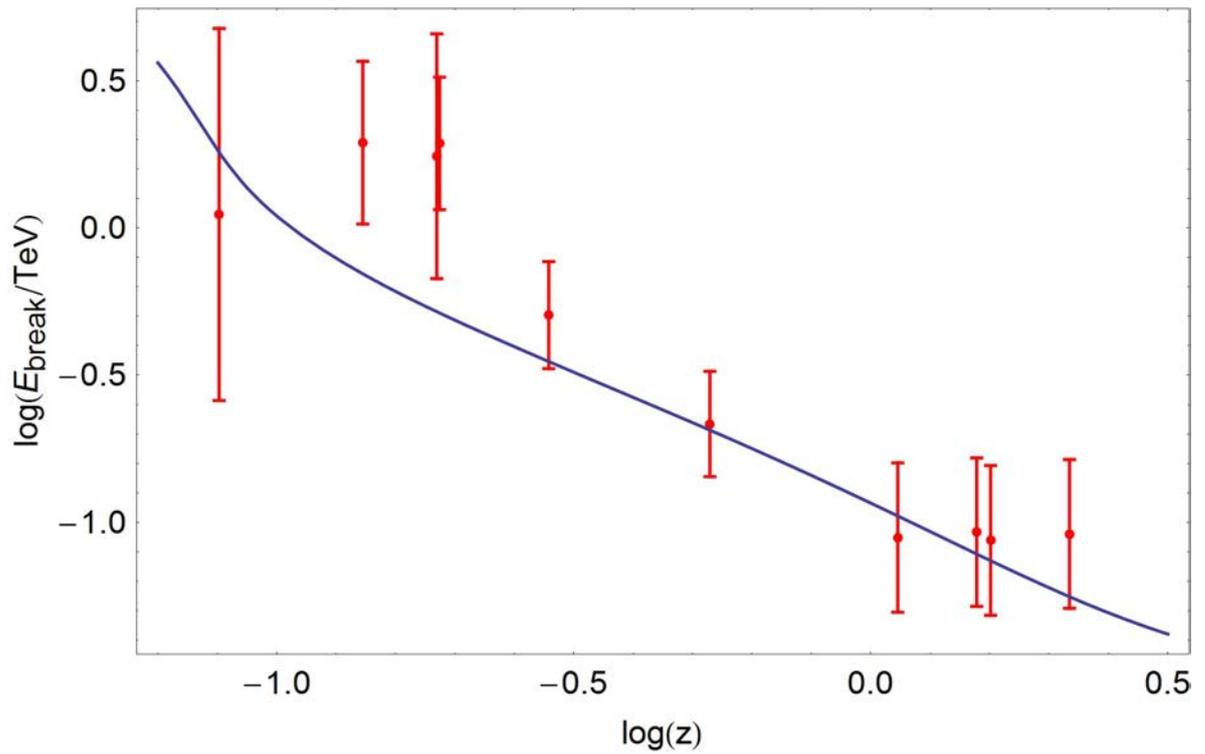


Рис. 2.6. Положения индивидуальных статистически значимых изломов восстановленных спектров как функция красного смещения z . Линия воспроизводит зависимость от красного смещения энергии $E_0(z)$, при которой рождение пар приводит к существенному поглощению гамма-квантов $\tau = 1$.

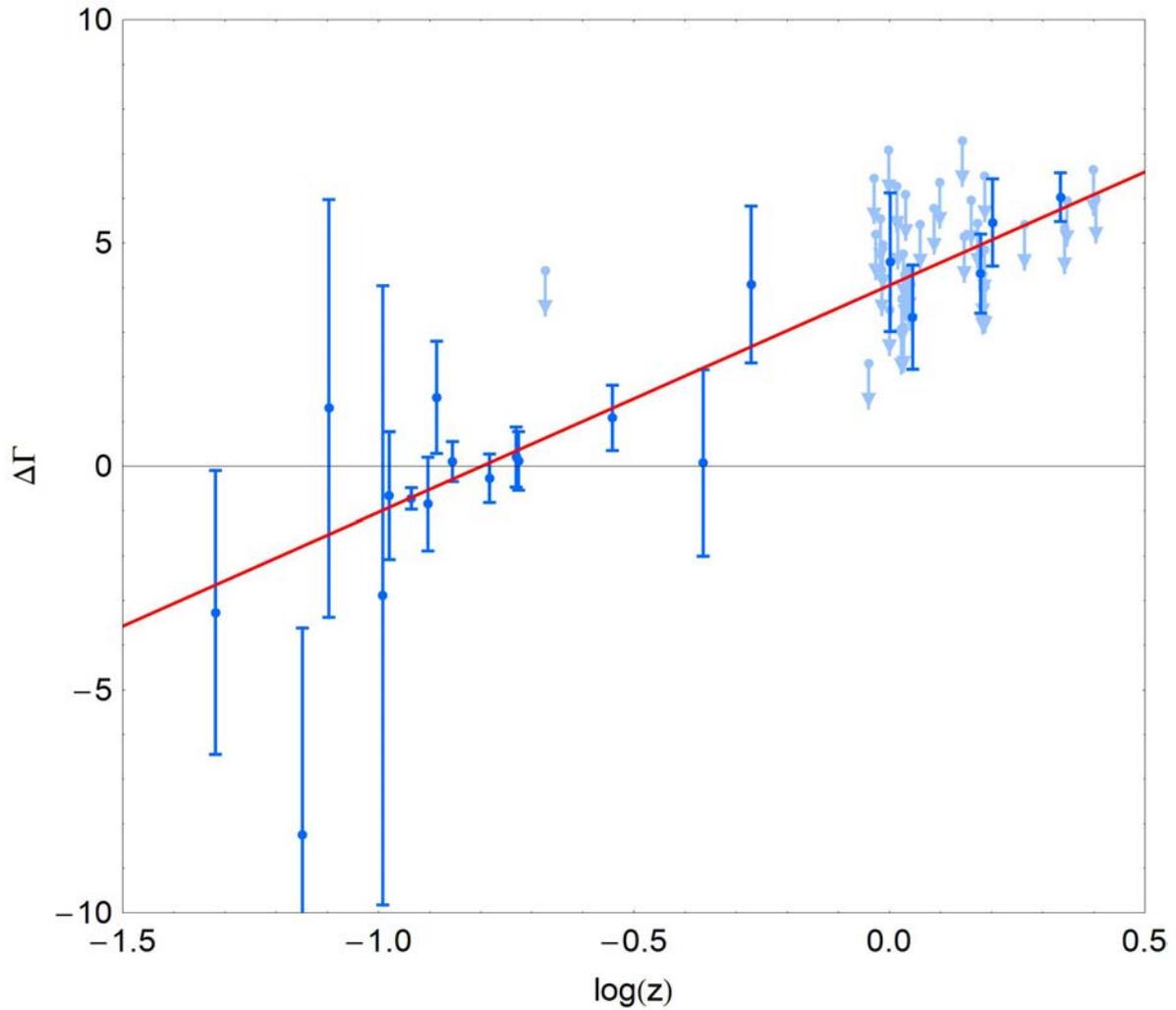


Рис. 2.7. Амплитуда излома $\Delta\Gamma$ в спектре, восстановленном в рамках наиболее консервативной модели поглощения, как функция красного смещения. Положение излома зафиксировано при $E = E_0$. Линия — наилучшая аппроксимация прямой линией; ее наклон отличается от нуля на уровне достоверности 12σ .

что статистически совместно с точным совпадением $E = E_0$. Это первое наблюдение свидетельствует в пользу гипотезы (iii) и является основанием для статистически более строгой проверки этой гипотезы.

Перейдем к описанию основного теста. Предположим, что положение излома спектра фиксировано на энергии E_0 , и определим амплитуду излома как разницу $\Delta\Gamma$ между показателями степени до и после излома. Будем исследовать зависимость амплитуды излома от красного смещения z . Для данного анализа используются все источники даже если существование излома не статистически значимо. Искомая зависимость и ее аппроксимация прямой линией,

$\Delta\Gamma = (5.08 \pm 0.37) \log_{10} z + (4.05 \pm 0.29)$, представлены на Рисунке 2.7. Верхние пределы на рисунке соответствуют объектам, для которых не было значимого измерения потока выше предполагаемого излома. Они не используются для аппроксимации. Для приближения прямой линией $\chi^2 \simeq 9.9$ на 18 степеней свободы. Для гипотезы отсутствия изломов $\Delta\Gamma = 0$, соответствующее значение $\chi_0^2 \simeq 217.5$ на 20 степеней свободы; для предположения о независимом от расстояния изломе $\Delta\Gamma = \text{const}$, $\chi_C^2 \simeq 201.0$ на 19 степеней свободы. (19 d.o.f.). В терминах гауссового распределения результат означает, что отсутствие зависимости увеличения жесткости спектра от расстояния исключено на уровне 12.4 стандартных отклонений (12.4σ) [6]. Это основной результат настоящего раздела диссертации, свидетельствующий в пользу гипотезы (iii), сформулированной выше.

2.4.4. Обсуждение результатов

Обсудим потенциальные систематические ошибки и статистические отклонения, способные повлиять на результат. Исследуемый набор блазаров не является полным ни в каком смысле, так как выбор объектов для наблюдения черенковскими телескопами определяется командой каждого из телескопов.

Во-первых, исследуем вклад ошибки отбора (ошибка Мальмквиста): источники с изломом спектра попадут в исследуемый набор с большей вероятностью. Для оценки влияния эффектов отбора, каталог дополнен блазарами, которые зарегистрированы при энергиях ниже E_0 , но не были зарегистрированы при энергиях выше. Из Рисунка 2.7 видно, что включение этих объектов (верхние пределы) не влияет на результат, то есть ненаблюдение этих источников при энергиях выше E_0 совместно с присутствием излома в их спектрах.

Во-вторых, существует разброс внутренних свойств блазаров. Радиоквазары плоского спектра обычно ярче, чем лацертиды и, как следствие, детектируются на больших расстояниях. Возможно, положение излома зависит от класса блазара и лишь случайно коррелирует с расстоянием до него. Такое объясне-

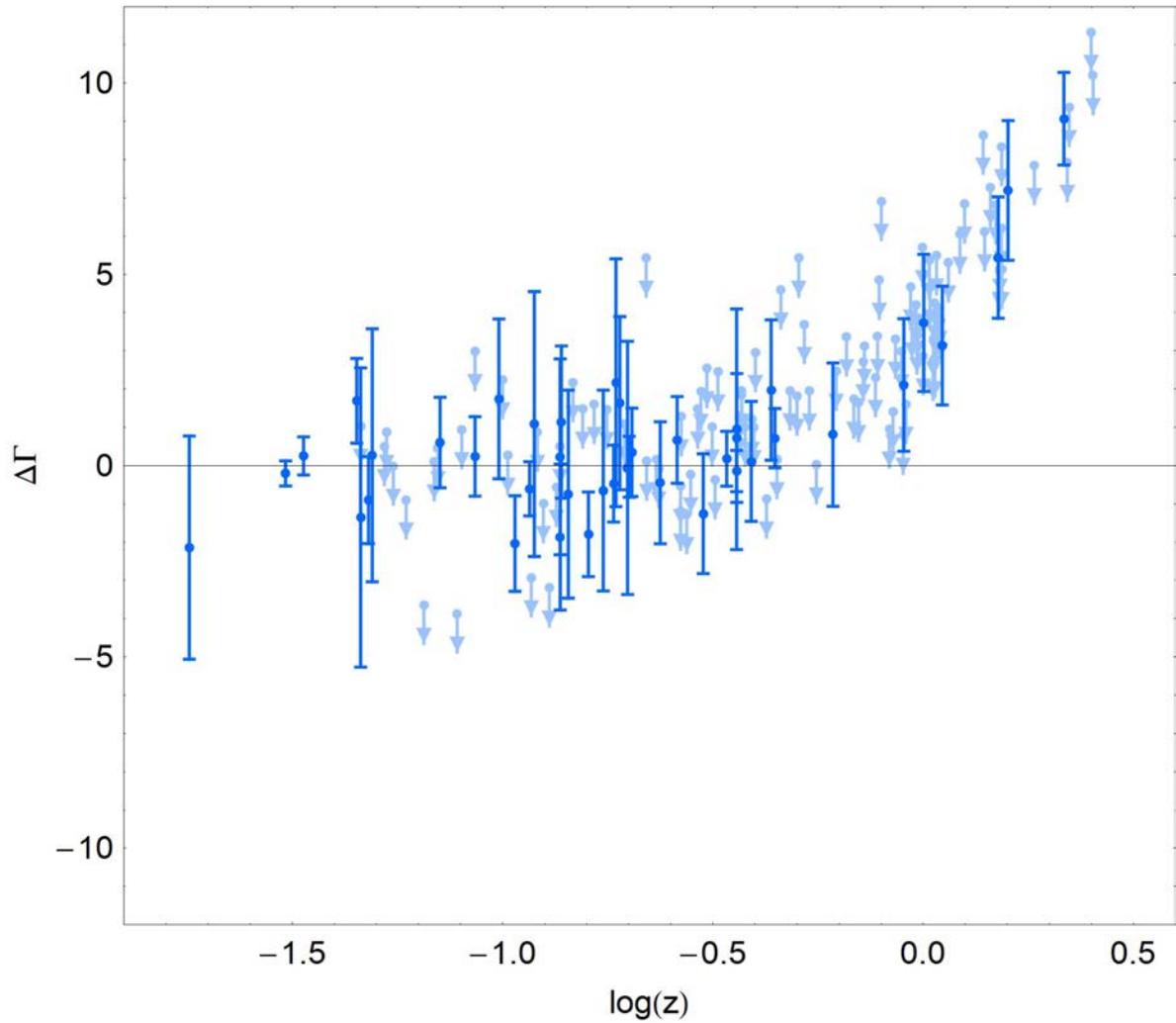


Рис. 2.8. То же, что на Рисунке 2.7, но для фиксированной энергии излома $E = 100$ ГэВ для расширенного набора блазаров Fermi LAT, описанного в подразделе 2.4.2. Излом присутствует только для далеких источников, для которых $E_0 \sim 100$ ГэВ.

ние неправдоподобно в силу присутствия в наборе очень далекой лацертиды и нескольких относительно близких радиоквazarов с плоским спектром, амплитуда излома которых соответствует полученной зависимости. В качестве дополнительной проверки, на Рисунке 2.8 представлен большой набор блазаров Fermi LAT с известным красным смещением, зарегистрированных выше 10 ГэВ. Из рисунка видно, что излом присутствует только для далеких источников, для которых $E_0 \sim 100$ ГэВ, что согласуется с основным результатом.

В-третьих, комбинация ошибок определения энергии индивидуальных фотонов и резко падающего спектра могут привести к искусственной переоценке потока в бине с наиболее высокой энергией. Кроме того, систематическая переоценка энергий всех фотонов сдвинет спектр в сторону бóльших энергий и, соответственно, бóльших оптических плотностей, что приведет к переоценке поглощения при восстановлении спектра источника. Однако, так как в анализ включены данные нескольких телескопов, один из которых использует принципиально отличную методику регистрации, когерентное совпадение систематических ошибок вряд ли возможно. Несмотря на то, что, действительно, для ряда объектов увеличение жесткости происходит в последнем энергетическом бине, для многих относительно близких и далеких объектов это не так.

Наконец, рассмотрим возможные неточности в измерении красного смещения. Действительно, если источники не так далеки, как мы думаем, поглощение будет переоценено. Известно, что определение красного смещения конкретных источников могут оказаться ошибочным из-за ложного отождествления спектральных линий. В проведенный анализ включены только источники с надежным спектроскопическим определением красного смещения. Учитывая размер исследуемого набора, вряд ли можно допустить, что у большинства источников красные смещения оказались значительно переоценены.

Приведенное рассмотрение возможных эффектов отбора и систематических ошибок показывает, что их влияние на результат маловероятно. Тем не менее, полный количественный анализ систематических эффектов вряд ли воз-

можен без полного набора источников, доступность которого не ожидается в ближайшем будущем.

Среди всех исследований поглощения гамма-излучения блазаров на внегалактическом фоне, в работах двух групп были рассмотрены ансамбли источников. Первая группа — коллаборация Fermi LAT [220] обнаружила подавление спектра удаленных лацертид путем сравнения сгруппированных по красному смещению спектров. Результат интерпретирован с терминах поглощения на внегалактическом фоне. Так как значительная часть данных соответствует энергиям, на которых поглощение невелико, эффект виден только при сложении спектров многих объектов. Результат работы коллаборации Fermi LAT не противоречит нашему, так как он не исключает значения оптической толщины ниже, чем предсказывает наиболее консервативная модель. Более низкие значения даже оказываются предпочтительны при высоких энергиях, см. Рисунок 1 в работе [220]. Хорнс и Мейер [32] рассмотрели набор блазаров, фотоны от которых зарегистрированы после прохождения большой оптической толщины $\tau \geq 2$ и обнаружили указание на аномалию со статистической значимостью на уровне 4 стандартных отклонений. Отличия настоящей работы, за счет которых достигнута значимость на уровне 12σ заключаются в следующем. Во-первых, в настоящей работе нет требования $\tau \geq 2$ и включены объекты, зарегистрированные Fermi LAT. Во-вторых использовались спектры, измеренные для каждого источника в течение единого интервала времени. Отказ от соединения спектров, зарегистрированных в разные эпохи позволил исключить соответствующее размывание спектров, связанное с переменностью источников и систематическими приборными эффектами. Кроме того, в настоящей работе учитывается существенный при больших оптических плотностях сдвиг средней энергии в бине восстановленного спектра по отношению к измеренному.

После того, как установлено, что наиболее консервативная модель внегалактического фона переоценивает поглощение, перейдем к рассмотрению возможных объяснений эффекта. Вероятность рождения пар вычислена в рамках

квантовой электродинамики при энергиях в системе центра масс, при которых процесс наблюдался экспериментально. Аргументы против возможных сомнений в Лоренц-инвариантности приведены в конце Раздела 2.2. Уменьшение плотности фотонов фонового излучения приведет к противоречию с текущими астрофизическими представлениями, так как используемая модель фонового излучения уже близка к ограничениям снизу [185]. Проверено, что для того, чтобы значимость эффекта уменьшилась до уровня $\sim 2\sigma$, плотность внегалактического фона необходимо искусственно уменьшить в 2.1 раз. При таком значительном искусственном занижении фона, значимость падает, в основном, за счет сокращения числа объектов, удовлетворяющих критерию (2) подраздела 2.4.2.

Перейдем к рассмотрению объяснений эффекта, связанных с новыми физическими явлениями. Предсказания трех сценариев, описанных в Разделе 2.2, будут рассмотрены в контексте полученного результата.

В первом сценарии, фотоны превращаются в гипотетические аксионоподобные частицы и обратно во внегалактических магнитных полях [192]. Сценарий предсказывает уменьшение оптической толщины в $\sim 2/3$ раз, что снижает статистическую значимость результата с $\sim 12\sigma$ до $\sim 6\sigma$. Тем не менее, этот сценарий не описывает эффект полностью.

Во втором сценарии, превращение фотонов в АПЧ происходит вблизи источника, а обратный переход — вблизи наблюдателя [165, 193]. Характерной особенностью сценария является то, что $\sim 2/9$ гамма-квантов достигают наблюдателя вообще без поглощения. Учет данного сценария снижает статистическую значимость эффекта до $\sim 2\sigma$, то есть полностью описывает наблюдаемый результат. Отметим также, что отличие данного сценария от стандартного поглощения и от первого сценария проявляется наиболее ярко при больших оптических толщинах и, как следствие, сценарий не будет противоречить наблюдениям при меньших оптических толщинах [220].

В третьем сценарии происходит дополнительное рождение гамма-кван-

тов по пути от источника к наблюдателю, которое конкурирует с поглощением гамма-квантов [195]. Данный сценарий, в отличие от первых двух, не допускает простой проверки, так как его предсказания зависят от спектра излучаемых протонов, который может различаться от источника к источнику.

2.5. Выводы ко второй главе

В настоящей главе выполнен поиск проявлений новой физики на основании данных космической обсерватории Fermi LAT и наземных гамма-телескопов. Получены ограничения на поток и размер протяженного гало вокруг блазара 3C 279 методом исследования затмений гамма-источника Солнцем.

Обнаружена аномальная прозрачность Вселенной по отношению к гамма-излучению высоких энергий. Результат указывает на то, что в рамках даже самой консервативной модели межгалактического фонового излучения, поглощение переоценено более, чем в 2 раза. Наблюдаемый эффект полностью описывается в рамках модели новой физики, включающей конверсию фотонов в аксионоподобные частицы в окрестности источника и обратно в нашей Галактике.

Глава 3

Ограничения на модели происхождения космических лучей ультравысоких энергий по данным Якутской установки

Спектр наблюдаемого в настоящее время электромагнитного излучения ограничен сверху величиной около 100 ТэВ. Зарегистрировать гамма-кванты более высоких энергий пока не удалось из-за того, что падающий с энергией поток фотонов дополнительно подавлен процессами поглощения на межгалактическом фоновом излучении и реликтовом излучении. Таким образом, сегодня сохраняется темная спектральная полоса протяженностью в шесть порядков — от 10^{14} эВ до 10^{20} эВ, представляющая для исследователей огромный интерес. Наблюдение электромагнитного излучения рекордных энергий позволит расширить границы применимости фундаментальных физических законов или обнаружить отклонения, предсказываемые многими моделями физики частиц. Кроме того, фотоны с такими энергиями могут раскрыть природу наиболее мощных астрофизических явлений. Высокие ожидания исследователей также опираются на исторический опыт: измерение свойств излучения в каждом новом энергетическом диапазоне приводило к открытиям новых физических или астрофизических явлений.

Поиск фотонов с энергиями в указанном диапазоне проводится на черенковских телескопах, на наземных решетках детекторов частиц и на гибридных установках. В настоящее время собирают данные эксперименты HAWC [238], TAIGA [239], IceCube [240, 241], Якутская установка ШАЛ [242], Обсерватория им. Пьера Оже [243], Telescope Array [44, 45] и проектируются обсерватории CTA [244] и LHAASO [245]. Предметом исследований этой и следующей глав является излучение в высшей части темного энергетического диапазона, с энер-

гиями выше 10^{18} эВ.

Результаты настоящей главы основаны на данных подземных мюонных детекторов Якутской установки ШАЛ, описание которой приведено в Разделе 3.1. В Разделе 3.2 рассмотрены основные астрофизические модели происхождения космических лучей ультравысоких энергий и модели, основанные на новой физике. Описанные модели различаются величиной предсказанного потока фотонов ультравысоких энергий. В Разделе 3.3 установлены ограничения на поток гамма-квантов с энергией выше 10^{18} эВ. Интерпретация полученных ограничений в рамках моделей распада гипотетических топологических дефектов и сверхтяжелой темной материи выполнена в Разделе 3.4.

3.1. Якутская комплексная установка ШАЛ

Якутская комплексная установка ШАЛ создана в 1973 г. в селе Октемцы в 55 км от Якутска и работает по настоящее время. Якутская установка стала первым экспериментом, способным одновременно исследовать все аспекты физики космических лучей ультравысоких энергий (КЛУВЭ). Проект установки как гибридного эксперимента, включающего в себя элементы для независимой регистрации электронной, мюонной и черенковской компонент, значительно опередил свое время, что позволило эксперименту сохранить конкурентоспособность, несмотря на появление новых установок большей площади (Обсерватории им. Пьера Оже и Telescope Array). Регистрация нескольких компонент ШАЛ позволяет сравнивать различные экспериментальные методы и проверять многие теоретические модели. В настоящее время установка содержит 59 станций наземной решетки сцинтилляционных детекторов, в большинстве из которых установлен оптический приемник излучения Вавилова-Черенкова, а также 6 подземных мюонных станций, см. Рисунок 3.1. Станции размещены в узлах треугольной решетки и покрывают общую площадь 10 квадратных километров. Расстояние между узлами решетки 500 м, а в центральной ча-

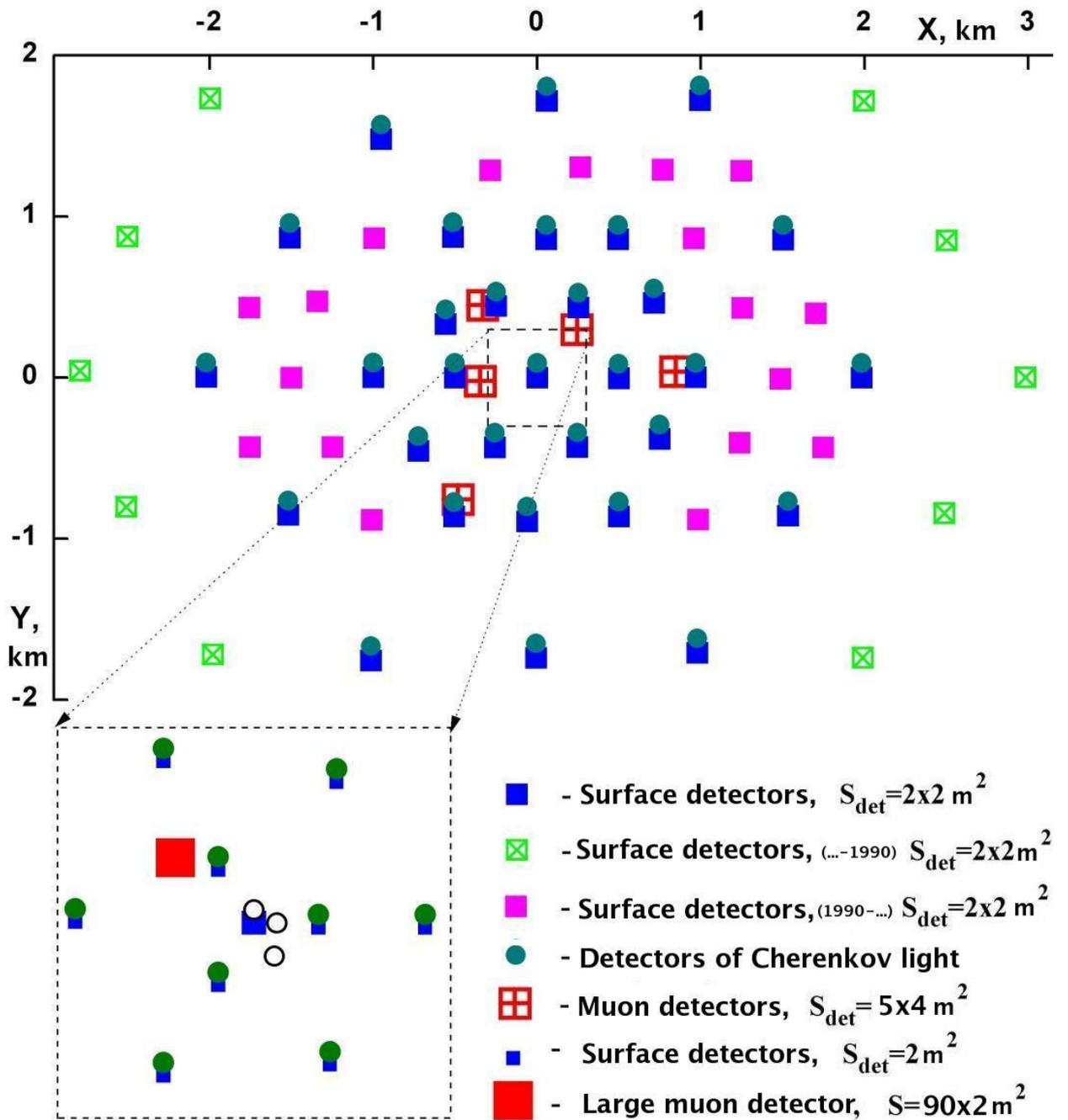


Рис. 3.1. Схематический план Якутской установки ШАЛ. Каждый детектор наземной решетки содержит два сцинтиллятора общей площадью 4 m^2 , а каждый подземный мюонный детектор — пять сцинтилляторов, общей площадью 20 m^2 . Мюонный детектор расположен на глубине, эквивалентной двум метрам бетона. В настоящем исследовании не используются данные большого мюонного детектора и центральной плотной решетки, изображенной на врезке.



Рис. 3.2. Станция наземной решетки Якутской установки ШАЛ с установленным на ней детектором черенковского излучения [246].

сти установки — 250 м. Конфигурация установки менялась с течением времени, а площадь варьировалась в пределах между 10 и 20 квадратных километров [242, 247, 248].

Расположенная на поверхности земли решетка наземных детекторов, Рисунок 3.2, регистрирует суммарный отклик сцинтиллятора от всех попадающих на него частиц: электронов, фотонов, мюонов и адронов. Мюонный детектор, Рисунок 3.3, представляет собой сцинтилляционный детектор, закопанный на глубину 2-3 м. На такую глубину практически не проникают электроны и фотоны. Черенковский детектор, Рисунок 3.4 регистрирует черенковское излучение, рождаемое энергичными частицами в ливне. Солнечный и лунный свет намного интенсивнее черенковского, поэтому такие детекторы работают только в безлунные ночи. Кроме того, наблюдение черенковского света требует



Рис. 3.3. Подземный мюонный детектор Якутской установки ШАЛ площадью 20 квадратных метров [246].

отсутствия облаков, на которых происходит рассеяние.

Мастер установки (триггер) формируется при условии срабатывания трех детекторов в вершинах одного из треугольников с относительной задержкой, не превышающей 2 микросекунды. В этом случае сигнал со всех детекторов установки поступает в центр управления и регистрируется в базе данных. В базе данных также хранится информация о метеорологических условиях и журнал неисправностей отдельных детекторов. Установка фиксирует ШАЛ с энергиями выше 10^{17} эВ примерно раз в 3-4 минуты.

Для определения химического состава космических лучей необходимо одновременное измерение нескольких наблюдаемых величин. Одна из них необходима для восстановления первичной энергии, а другие — для разделения ШАЛ, вызванных различными первичными частицами. Для Якутской уста-

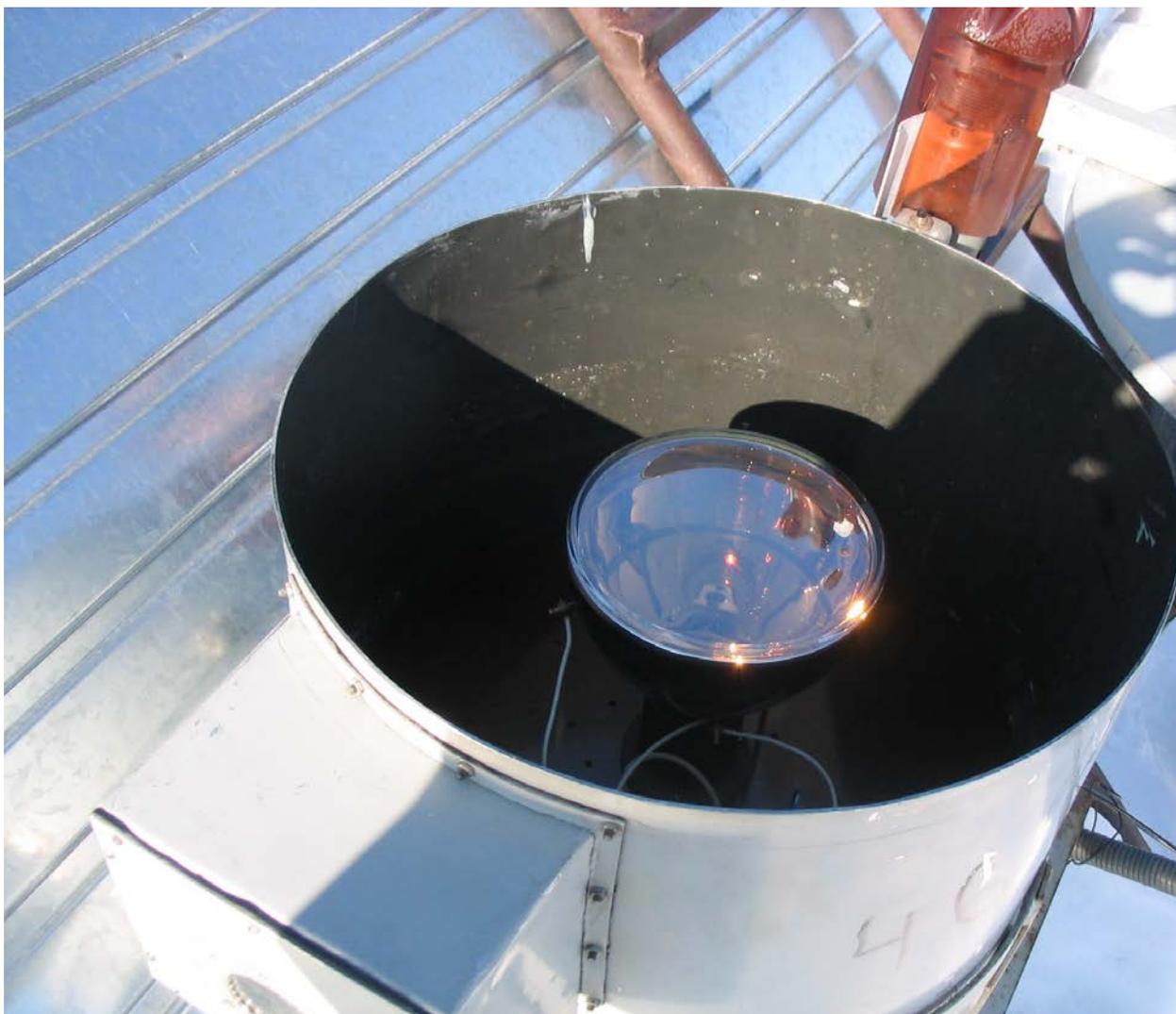


Рис. 3.4. Один из детекторов черенковского излучения Якутской установки ШАЛ [246].

новки, метод определения типа частицы опирается на плотность мюонов в ШАЛ, зарегистрированную мюонными детекторами.

3.2. Модели происхождения космических лучей сверхвысоких энергий

Происхождение космических лучей ультравысоких энергий $\gtrsim 10^{18}$ эВ остается загадкой в течение многих лет. Модели, описывающие существование таких частиц, можно условно разделить на два класса. Первый класс — астрофизические модели или модели ускорения — предполагает ускорение заряженных частиц в электрических полях источников. Ускорение до ультравысоких

энергий требует, чтобы ларморовский радиус частицы не превышал размера области, в которой происходит ускорение. Это условие, называемое критерием Хилласа [249], должно быть дополнено рассмотрением потерь ускоряемой частицы в источнике [250]. Все физические условия ускорения выполняются лишь для нескольких классов астрофизических источников, среди которых активные ядра галактик и сверхмассивные черные дыры [250, 251].

Второй класс моделей — модели распада объектов новой физики. Одна из таких моделей — модель распада частиц гипотетической сверхтяжелой темной материи (СТМ) [252]. Другой пример моделей этого типа — распад или аннигиляция гипотетических топологических дефектов, таких как, например, космические струны [253, 254].

Для результатов настоящей Главы существенным является тот факт, что модели происхождения космических лучей различаются в своих предсказаниях относительно потока гамма-квантов ультравысоких энергий. Предсказания астрофизических моделей определяются в первую очередь химическим составом ускоряемых частиц [255]. В случае ускорения протонов, наблюдаемая форма спектра космических лучей содержит подавление при самых высоких энергиях $E \gtrsim 10^{19.7}$ эВ, носящее имя эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина(ГЗК) [35, 36]. Эффект связан с тем, что протоны испытывают неупругое рассеяние на фотонах реликтового излучения, в результате которого рождаются пи-мезоны:

$$p + \gamma_{2.7K} \rightarrow n + \pi^+ \quad (3.1)$$

$$\rightarrow p + \pi^0. \quad (3.2)$$

Интенсивное развитие установок по регистрации ШАЛ в последнее десятилетие отчасти обязано тому, что в эксперименте AGASA не было обнаружено предсказанное подавление спектра [256]. Эксперимент AGASA зарегистрировал 11 событий с энергией $E > 10^{20}$ эВ при математическом ожидании 1.9 событий в модели равномерного пространственного распределения источников.

Впоследствии, предсказание ГЗК было подтверждено в спектрах трех независимых экспериментов — HiRes [257], Обсерватории им. Пьера Оже [258, 259], Telescope Array [11]. Возможно, результат AGASA был вызван систематической ошибкой в формуле оценки энергии для наклонных событий [260]. В результате реакции ГЗК 3.1 рождаются вторичные пи-мезоны. Распады нейтральных пи-мезонов производят, так называемые, космогенные или ГЗК-фотоны [33, 34].

Распространение ядер химических элементов отличается от распространения протонов. Они также взаимодействуют с РИ, но результатом реакции является фотодезинтеграция ядра. Эти реакции также приводят к подавлению спектра при энергиях, близких к порогу ГЗК-реакции. Отметим также, что несмотря на то, что соответствующий процесс упомянут и в статье Грейзена [35] и в статье Зацепина-Кузьмина [36], в современной литературе подавление спектра ядер не связывают с ГЗК-эффектом. Процессы фотодезинтеграции ядер ультравысоких энергий детально исследованы в работах [261, 262] и в последующих публикациях. Для нас важно, что реакция фотодезинтеграции не производит гамма-квант и, как следствие, в случае тяжелого состава космических лучей, предсказанный поток гамма-квантов во много раз ниже [263]. Таким образом, измерение потока гамма-квантов ультравысоких энергий может использоваться для косвенного определения химического состава космических лучей с энергиями $E \sim (10^{19} \dots 10^{20})$ эВ, прямые измерения которого содержат большие неопределенности [17, 264, 265].

Большинство моделей второго класса — распада объектов новой физики — предсказывают значительный поток гамма-квантов ультравысоких энергий, превышающий поток в астрофизических моделях [252, 266]. Это связано с тем, что среди продуктов распада большинства таких объектов есть нейтральные пи-мезоны, которые затем распадаются на 2 фотона.

Отметим, что гипотетическое нарушение Лоренц-инвариантности [38] может приводить к увеличению длины свободного пробега гамма-квантов во Вселенной и, как следствие, к увеличению потока гамма-квантов ультравысоких

энергий [267, 268]. Кроме того, такое нарушение одновременно приводит к увеличению длины свободного пробега гамма-квантов в атмосфере, что затрудняет регистрацию [269]. Учитывая указанные эффекты, регистрация ШАЛ, вызванных фотонами ультравысоких энергий позволит установить лучшие ограничения на параметры нарушения Лоренц-инвариантности [37].

Вернемся к астрофизическим моделям происхождения космических лучей. Одним из естественных кандидатов на роль источника являются активные ядра галактик (АЯГ) [255]. Как было показано, черная дыра в центре АЯГ может ускорять протоны до энергий вплоть до 10^{20} эВ [270].

В эксперименте HiRes было обнаружено указание на корреляции космических лучей с энергиями $E > 10^{19}$ эВ с подклассом АЯГ — лацертидами [162, 163]. Доля коррелирующих событий составляет около 3%, а угловой масштаб корреляций менее 1° , что заведомо меньше, чем угол отклонения протонов в галактическом магнитном поле. Если корреляции с лацертидами подтвердятся, их объяснение может потребовать введения гипотетических аксионоподобных частиц [165], см. Раздел 2.1.

В ноябре 2007 года, коллаборация Обсерватории им. Пьера Оже (РАО) объявила о наблюдении корреляций КЛУВЭ с ближайшими (до 71 Мпк) АЯГ [271]. Из 13 зарегистрированных событий с энергиями выше $5.7 \cdot 10^{19}$ эВ, 9 коррелируют с соответствующими АЯГ на углах до 3.1° при математическом ожидании числа фоновых событий — 2.7. Угловой масштаб корреляций примерно соответствует отклонению протонов в магнитном поле Галактики. Если АЯГ — действительно источники протонов ультравысоких энергий, поток вторичных гамма-квантов будет достаточным для его обнаружения на действующих установках ШАЛ или установках ближайшего будущего.

Гипотеза Обсерватории им. Пьера Оже была проверена коллаборацией HiRes. В северном небе аналогичные корреляции не обнаружены: коррелируют 2 из 13 событий при ожидаемых в рамках изотропной модели 3 событиях [272]. Гипотеза корреляций с АЯГ, выдвинутая РАО была проверена также

в объединенном наборе данных экспериментов в северном полушарии. Из 21 события, зарегистрированного в экспериментах HiRes, AGASA и на Якутской установке, коррелируют только 3 при изотропном ожидании 5 [9].

Интерпретация Обсерватории им. Пьера Оже была подвергнута критике в комментарии, появившемся в том же году [273], см. также развернутую версию [274]. Вот два основных утверждения, сделанные в комментарии:

- События, зарегистрированные в Обсерватории им. Пьера Оже не соответствуют предсказанию гипотезы АЯГ. Так, практически нет событий из сверхскопления Девы, которое содержит значительную часть ближних АЯГ.
- События можно объяснить корреляцией с единственным источником Centaurus A с углом корреляции около 20° .

Позднее было установлено, что физические условия в конкретных АЯГ, коррелирующих с событиями Обсерватории им. Пьера Оже, не позволяют ускорить протоны до наблюдаемых энергий, а ядра не могут коррелировать на указанных углах, так как существенно отклоняются в галактическом магнитном поле [250, 275].

Наблюдения Обсерватории им. Пьера Оже в период, последующий за исходной публикацией, не согласуются с изначальной интерпретацией. Только 12 из 42 событий коррелируют с ближним АЯГ при изотропном ожидании — 8.9 [276]. В новом наборе данных присутствует указание на корреляции с Centaurus A на углах порядка 20° [277].

В данных Telescope Array с ближайшими АЯГ коррелируют 11 событий из 25, что на 2 стандартных отклонения превышает изотропное ожидание 5.9, но не позволяет сделать однозначного вывода [278]. Результат Telescope Array может быть связан с наблюдаемой анизотропией другого типа — протяженным горячим пятном, см. Раздел 4.3. Отметим также, что картина в северной и южной полусферах может различаться, так как горячее пятно находится вне

поля зрения РАО, а Centaurus A — вне поля зрения Telescope Array. Поиск корреляций с распределением массы в крупномасштабной структуре Вселенной, корреляций с точечными источниками различных типов по данным первых 40 месяцев наблюдения наземной решетки Telescope Array также не дал положительных результатов [278, 279].

В заключение раздела, отметим, что идентифицировать источники КЛУ-ВЭ к настоящему моменту не удалось. Поиск фотонов ультравысоких энергий позволит сделать выбор между гипотезами о происхождении и составе космических лучей и ограничить модели новой физики.

3.3. Ограничения на поток фотонов с энергией выше 10^{18} эВ на основе мюонных данных

В данном разделе представлены результаты анализа мюонной компоненты ШАЛ, зарегистрированные Якутской установкой. Получены ограничения на поток фотонов с энергиями выше 10^{18} эВ, 2×10^{18} эВ и $E > 4 \times 10^{18}$ эВ. Ограничения настоящего раздела интересны с точки зрения моделей происхождения космических лучей, см. Раздел 3.4.

3.3.1. Метод

Метод анализа основан на событийном сравнении наблюдаемой мюонной плотности в наблюдаемом ШАЛ с модельными ШАЛ, совпадающими с ним по направлению прихода и плотности сцинтилляционного сигнала. Метод подробно изложен в работе [280] и применялся ранее для мюонных данных Якутской установки и эксперимента AGASA с более высокими энергиями [50, 51]. Подобные статистические методы использовались для поиска фотонов в данных флуоресцентных детекторов Обсерватории им. Пьера Оже [53].

Одно из преимуществ метода — его независимость как от процедуры восстановления энергии, так и от Монте-Карло моделирования ШАЛ, вызванных

адронами. Первое связано с тем, что отбор модельных событий осуществляется по плотности сцинтилляционного сигнала, а не по энергии, что эффективно соответствует собственной оценке энергии событий в предположении фотона в качестве первичной частицы. Второе преимущество связано с тем, что метод использует только результаты моделирования ШАЛ, вызванных первичными фотонами. Развитие таких ШАЛ, определяется, в основном, электромагнитными процессами, и, следовательно, содержит меньше модельных неопределенностей.

Для анализа использованы данные наземной решетки, состоящей из 49 детекторов (а до 1990 года из 41), каждый из которых состоит из двух сцинтилляционных счетчиков площадью 2 м^2 , см. Рис 3.1. Мюонные данные получены с пяти мюонных детекторов, площадью 20 м^2 , работающих с 1982 года. Порог срабатывания мюонных детекторов составляет 1 ГэВ для вертикальных мюонов [281]. На момент проведения исследования, Якутская установка была единственной установкой ШАЛ, чувствительной в диапазоне ультравысоких энергий и содержащей мюонные детекторы. Восстановление параметров событий основано на одновременной аппроксимации функции пространственного распределения (ФПР) и времен прихода фронта [282]. Результатом этой процедуры является оценка направления прихода частицы, вызвавшей ШАЛ, и плотность сцинтилляционного сигнала на расстоянии 600 м от оси ШАЛ. Для используемых событий угловое разрешение составляет $\approx 5^\circ$, а ошибка оценки $S(600)$ составляет $\approx 17\%$. В Якутском эксперименте оценка энергии первичной частицы выполняется с помощью калибровки на интенсивность черенковского излучения [248, 283, 284] и методом сечений постоянной интенсивности, предложенным в работе [285]. Последний метод используется также другими экспериментами: Haverah Park [286], AGASA [287] и Обсерватория им. Пьера Оже [288]. Восстановленная таким методом энергия E_{est} может отличаться от первичной энергии E как в силу естественных флуктуаций ШАЛ, так и из-за возможных систематических ошибок. Оценка энергии зависит от типа

первичной частицы, в частности, как показано в Разделе 3.4.1, связь энергии и $S(600)$ для протонов и фотонов существенно различается [8]. Для того, чтобы избежать описанную систематическую ошибку, метод поиска фотонов не должен опираться на оценку энергии, стандартную для других исследований на Якутской установке.

3.3.2. Отбор данных и моделирование ШАЛ

Отбор событий осуществлялся согласно следующим критериям:

- (1) выполняются стандартные условия отбора событий наземной решетки, описанные в работах [247, 248];
- (2) восстановленное положение оси ШАЛ внутри границы установки;
- (3) зенитный угол удовлетворяет условию $\theta \leq 45^\circ$;
- (4) восстановленная энергия $E_{\text{est}} \geq 10^{18}$ эВ;
- (5) расстояние от оси ШАЛ до ближайшего работающего мюонного детектора не превышает 300 м.

Набор данных включает в себя 1647 событий, зарегистрированных между 10 декабря 1982 г. и 30 июня 2005 г. и удовлетворяющих описанным выше условиям отбора. Эффективная экспозиция для данного набора данных с учетом условия (5) составляет 7.4×10^8 км² с ср для $E > 10^{18}$ эВ.

Для каждого события, используя эмпирическую ФПР мюонов [281] мы восстанавливаем мюонную плотность на расстоянии 300 м от оси ШАЛ, $\rho_\mu(300)$. Затем, используя мюонную плотность в качестве параметра, чувствительного к химическому составу, для каждого события вычисляется вероятность того, что оно вызвано первичным фотоном [280]. Последняя процедура использует набор из $\sim 2 \times 10^4$ модельных событий, вызванных первичными фотонами с различными энергиями в диапазоне 2×10^{17} эВ $< E < 2 \times 10^{19}$ эВ,

пришедшими с различных направлений. Для каждого реального события отбираются соответствующие ему по $S(600)$ и направлению прихода модельные события, см. подробное описание метода в работах [51, 280]. Отметим, что, так как восстановленная энергия всех исследуемых событий не превышает 10^{19} эВ, рождения пар в геомагнитном поле не происходит. Поэтому условие совпадения направлений прихода может накладываться только на зенитный угол.

Для моделирования искусственных ШАЛ использован программный пакет CORSIKA 6.611 [289] с библиотекой FLUKA 2006.3 [290] для моделирования адронных взаимодействий при низких энергиях и EPOS 1.61 [291] для моделирования адронных взаимодействий при высоких энергиях. На примере моделей EPOS 1.61 и QGSJET II [292] проверено, что отличие плотности мюонов в различных моделях незначительно для ШАЛ, вызванных первичными фотонами. Для сокращения времени моделирования использована процедура статистического прореживания с параметром прореживания 10^{-5} и оптимальным ограничением весов [293]. Использование процедуры прореживания вносит в модельные ливни искусственные флуктуации сцинтилляционной и мюонной плотности на уровне 5% [294]. Дополнительные флуктуации в модельных событиях, не присутствующие в данных, увеличивают вероятность того, что адронное событие будет выглядеть как фотонное, что делает ограничения несколько слабее результата, который можно получить при точном моделировании.

Для искусственных событий сцинтилляционная $S(600)$ и мюонные плотности $\rho_\mu(300)$ вычисляются с использованием результатом моделирования отклика детектора кодом GEANT [295]. Для реальных событий $\rho_\mu(300)$ — результат аппроксимации показаний мюонных детекторов с помощью ФПР мюонов [280, 281]. Ошибка определения $\rho_\mu(300)$ индивидуальных событий изменяется в диапазоне от $\sim 15\%$ до $\sim 40\%$. Основной вклад в эту ошибку вносит неопределенность в восстановлении положения оси ШАЛ.

Для каждого реального события вычисляем распределение плотности мюонов в искусственных событиях, совместных с реальным по зенитному углу

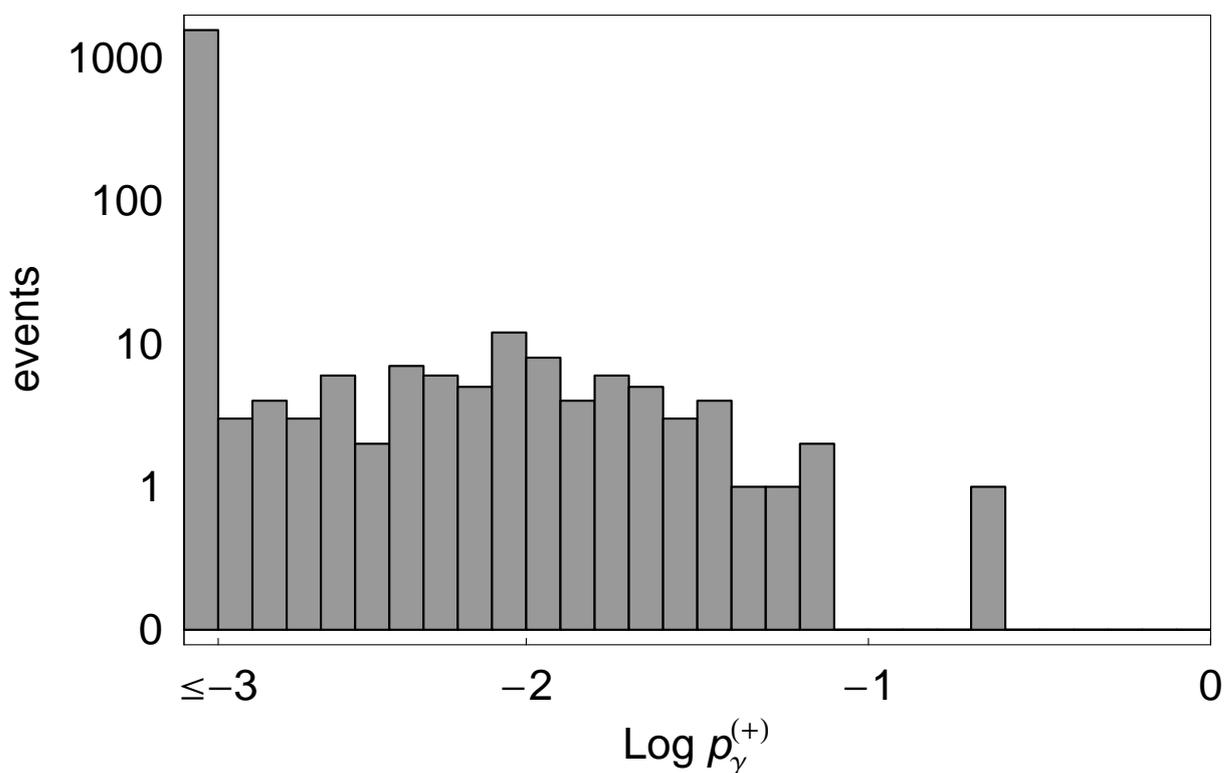


Рис. 3.5. Распределение величины $p_\gamma^{(+)}$ для набора событий, зарегистрированных Якутской установкой для диапазона энергий $E \geq 10^{18}$ эВ.

и $S(600)$. Из этого распределения, получаем величину $p_\gamma^{(+)}$, имеющую смысл вероятности того, что событие вызвано первичным фотоном с энергией в исследуемом диапазоне $E > E_{\min}$, где $E_{\min} = 10^{18}$ эВ, 2×10^{18} эВ или 4×10^{18} эВ. Распределение $p_\gamma^{(+)}$ для наблюдаемых событий представлено на Рисунке 3.5. Из Рисунка 3.6 видно, что в большинстве событий мюонная плотность значительно превышает результат моделирования ШАЛ, вызванных первичными фотонами.

Ограничения на поток и долю фотонов получены из величин $p_\gamma^{(+)}$ с помощью статистической процедуры, описанной в работе [280]. Ограничения на долю фотонов получены с использованием явной формулы [280]. Эти ограничения зависят от масштаба энергий для адронных первичных частиц, который имеет систематическую ошибку на уровне 30% [242]. Ограничения на поток не зависят ни от выбора модели адронных взаимодействий при моделировании, ни от метода оценки энергии в эксперименте. Единственное предположение в том,

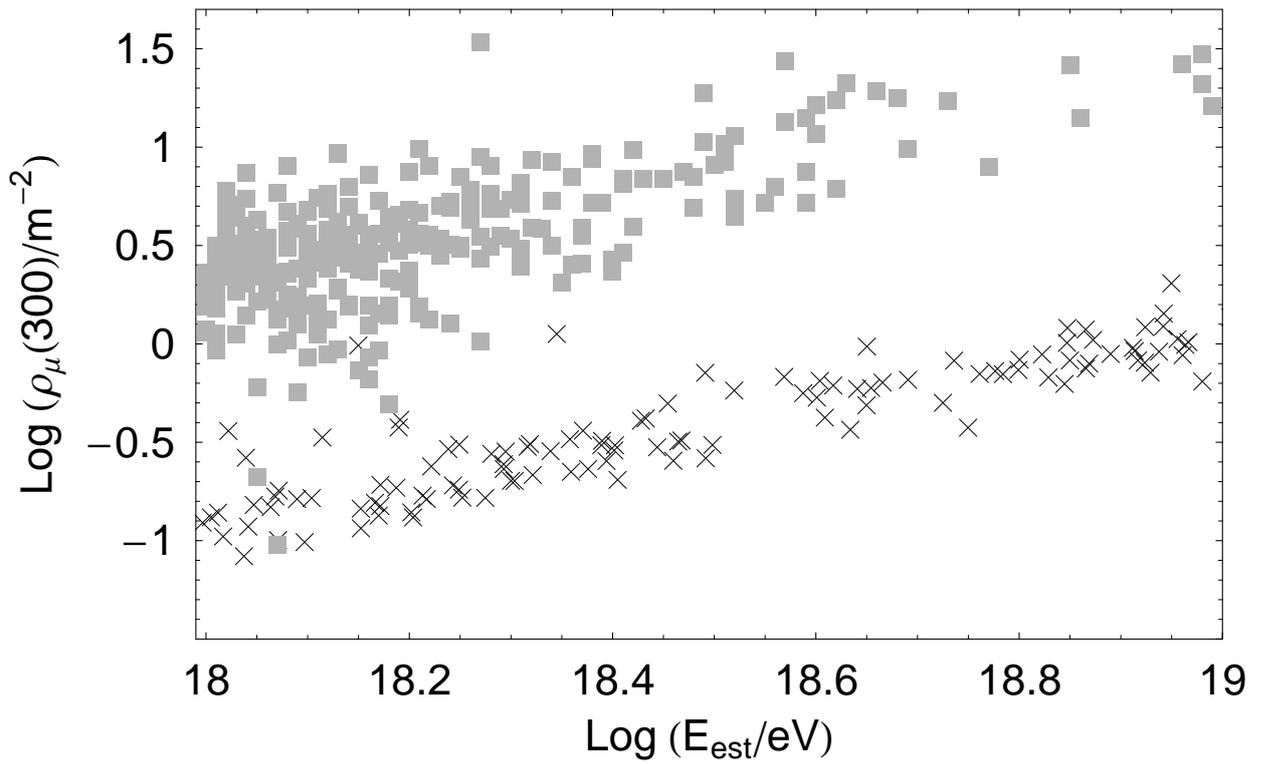


Рис. 3.6. Плотность мюонов $\rho_\mu(300)$ ШАЛ в диапазоне зенитных углов $30^\circ < \theta < 35^\circ$ как функция энергии первичной частицы E_{est} , восстановленной с помощью стандартной процедуры, для модельных ШАЛ, вызванных фотонами (крестики) и для реальных данных (квадраты).

что моделирование развития электромагнитных ШАЛ выполнено корректно.

Для получения ограничения на поток, используем следующую процедуру. Пусть F_γ — интегральный поток первичных фотонов в заданном диапазоне энергий. При заданном потоке, ожидаемое среднее число зарегистрированных фотонов:

$$\bar{n}(F_\gamma) = F_\gamma A(1 - \lambda), \quad (3.3)$$

где A — экспозиция эксперимента, а λ — доля “потерянных” фотонов, то есть событий, вызванных частицей с энергией выше E_{\min} , имеющих восстановленную энергию ниже порога (значения λ приведены в Таблице 3.1). Пусть $\mathcal{P}(n)$ — вероятность того, что в наборе данных n фотонов, вычисленная как описано в [280]. Для того, чтобы получить ограничение на поток F_γ с уровнем достоверности ξ , потребуем

$$\sum_n \mathcal{P}(n) W(n, \bar{n}(F_\gamma)) < 1 - \xi, \quad (3.4)$$

где $W(n, \bar{n})$ — вероятность Пуассона наблюдать n частиц при математическом ожидании \bar{n} .

3.3.3. Результаты

Ограничения на поток и долю гамма-квантов приведены в Таблице 3.1 [7, 14]. Сравнение ограничений с полученными ранее результатами приведено на Рисунке 3.7 и Рисунке 3.8 для доли и потока гамма-квантов, соответственно. Ограничения Якутской установки сильнее, чем полученные ранее ограничения Обсерватории им. Пьера Оже за счет того, что использована наиболее чувствительная к гамма-квантам наблюдаемая — плотность мюонов.

Для сравнения методов мы применили статистическую процедуру, используемую Обсерваторией им. Пьера Оже [296] к данным Якутской установки. В работе РАО набор данных состоял из 1050 событий с энергией выше 2×10^{18} эВ, 8 из которых были названы “фотонными кандидатами”. Последние определя-

E_{\min} , эВ	10^{18}	2×10^{18}	4×10^{18}
n_γ	5.1	3.1	3.0
F_γ , км ⁻² ср ⁻¹ год ⁻¹	0.22	0.13	0.13
$E^2 F_\gamma$, 10 ³⁵ эВ ² км ⁻² ср ⁻¹ год ⁻¹	2.2	5.2	20.8
ϵ_γ	0.004	0.008	0.041
$\epsilon_\gamma (E_{\text{est}} + 30\%)$	0.003	0.005	0.022
$\epsilon_\gamma (E_{\text{est}} - 30\%)$	0.006	0.018	0.108
$N(E_{\text{est}} > E_{\min})$	1647	341	63
λ	0.02	< 0.01	< 0.01
$\max(p_\gamma^{(+)})$	0.25	0.026	< 0.001
F_γ , км ⁻² ср ⁻¹ год ⁻¹ , метод [296]	0.25	0.25	0.25

Таблица 3.1. Верхние ограничения на уровне достоверности 95% на число фотонов n_γ в наборе, на интегральный поток F_γ и на долю фотонов ϵ_γ в интегральном потоке космических лучей с энергией $E > E_{\min}$. Ограничения на поток не зависят от процедуры восстановления энергии. Ограничения на долю приведены в предположении, что оценка энергии адронных ШАЛ выполнена правильно и, отдельно, в предположении сдвига энергии на $\pm 30\%$. Кроме того, приведено число событий N с энергией $E_{\text{est}} > E_{\min}$, доля “потерянных” фотонов λ , максимальное из значений $p_\gamma^{(+)}$ для заданного E_{\min} и ограничения на поток F_γ , полученные применением метода Обсерватории им. Пьера Оже [296] к данным Якутской установки.

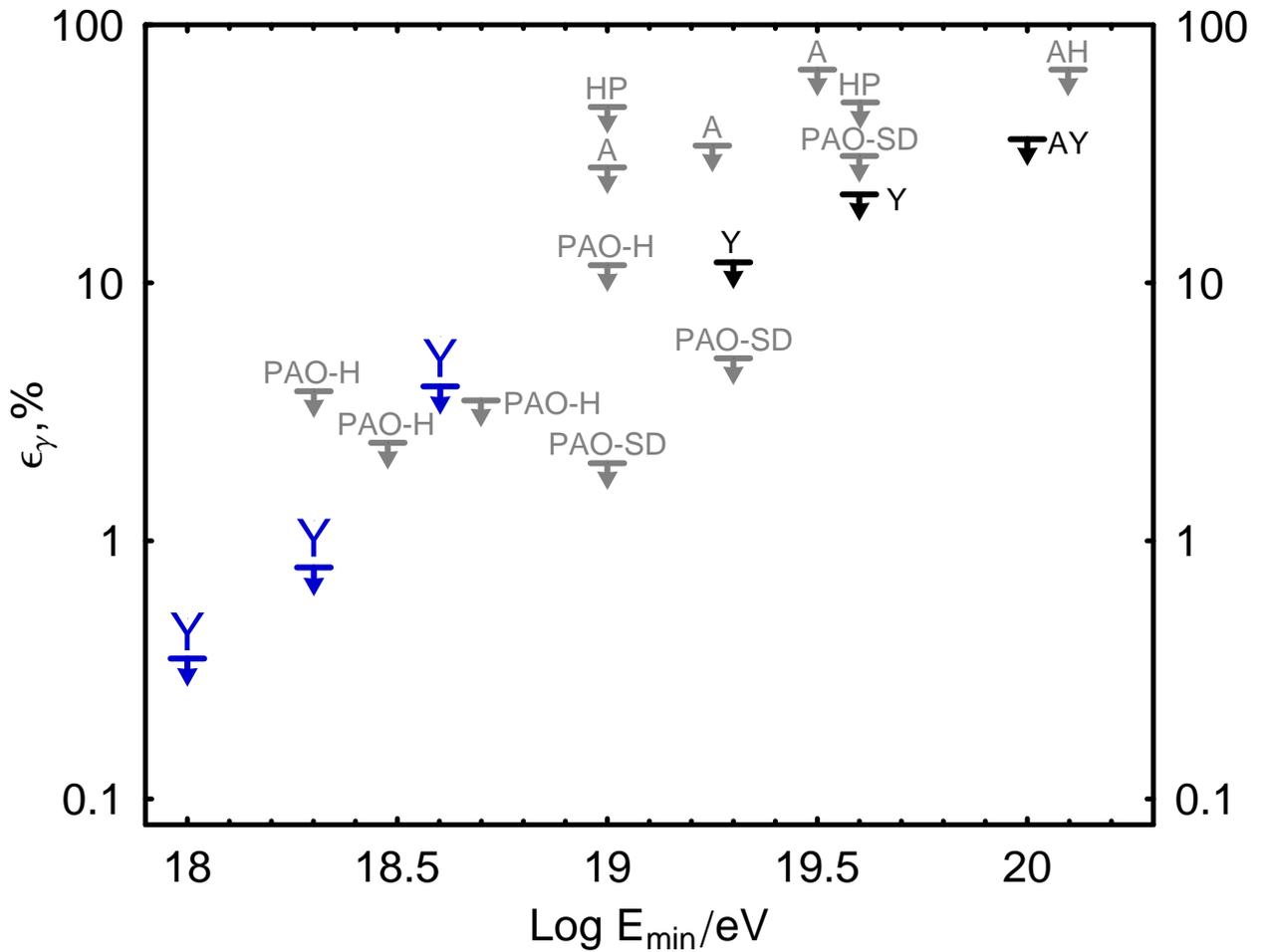


Рис. 3.7. Ограничения на уровне достоверности 95% на долю первичных гамма-квантов в интегральном потоке космических частиц с энергией $E_0 > E_{\min}$ полученные в настоящей диссертации по данным Якутской установки (большие Y); полученные ранее из анализа гибридных событий Обсерватории им. Пьера Оже (PAO-H) [296]; из анализа данных наземной решетки Обсерватории им. Пьера Оже (PAO-SD) [52]; по данным Якутской установки (маленькие Y) [50]; по данным AGASA (A) [48] и (AH) [49], по совместному набору данных AGASA и Якутской установки (AY) [51]; по данным Haverah Park (HP) [297].

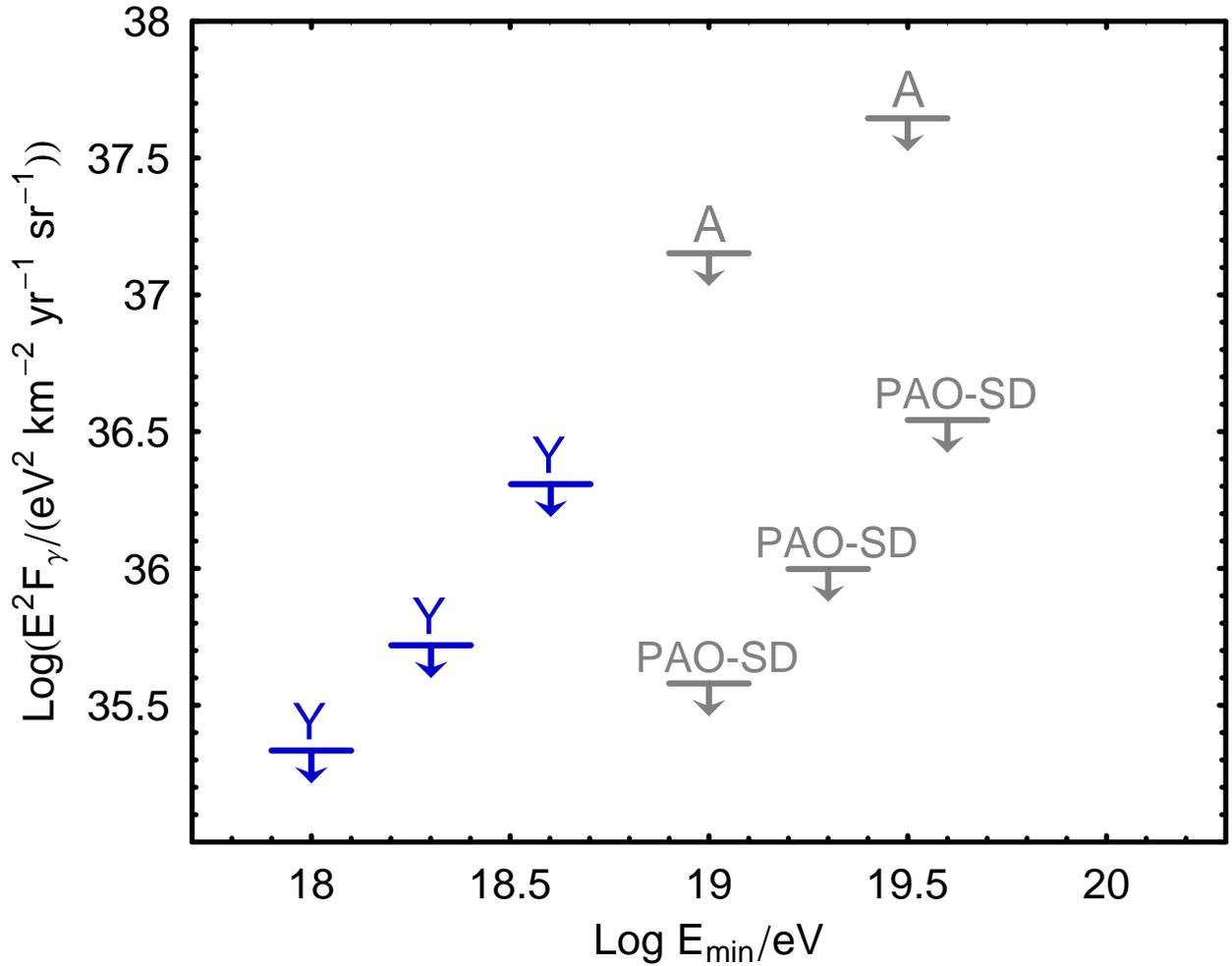


Рис. 3.8. Ограничения на уровне достоверности 95% на интегральный поток первичных гамма-квантов с энергией $E_0 > E_{\min}$ полученные в настоящей диссертации по данным Якутской установки (Y), полученные ранее по данным наземной решетки Обсерватории им. Пьера Оже (PAO-SD) [52] и по данным AGASA (A) [48].

лись как события, глубина максимума X_{\max} которых превышала 50% фотонных Монте-Карло событий. В нашем случае из 401 события¹ в этом диапазоне энергий ни одно не является фотонным кандидатом, что соответствовало бы $p_{\gamma}^{(+)} > 0.5$. Отметим, что в рассматриваемом наборе событий Якутской установки, максимальное значение $p_{\gamma}^{(+)} = 0.026$. Ограничения, полученные методом Обсерватории им. Пьера Оже также приведены в Таблице 3.1. Используемый нами метод дает несколько более сильные ограничения, так как значения $p_{\gamma}^{(+)}$ существенно ниже, чем выбранное в методе Обсерватории им. Пьера Оже пороговое значение 50%. Зависимость ограничений на долю фотонов от систематической неопределенности метода оценки энергии приведена в Таблице 3.1.

Впервые полученные ограничения на энергиях выше 10^{18} эВ сокращают интервал между существующими ограничениями на диффузный поток фотонов при энергиях $\lesssim 10^{16}$ эВ и энергиях $\gtrsim 10^{19}$ эВ. В следующем Разделе будет дана интерпретация полученных ограничений в рамках моделей распада топологических дефектов и сверхтяжелой темной материи.

3.4. Ограничения на модели распада топологических дефектов и модели сверхтяжелой темной материи

В настоящем Разделе выполнена оценка чувствительности экспериментов, регистрирующих ШАЛ, к первичным фотонам с энергиями выше 10^{19} эВ. Показано, что энергия первичного фотона, пришедшего с некоторых направлений с определенными энергиями может быть значительно недооценена или переоценена (вплоть до множителя 10). Вычислен возможный вклад фотонной компоненты в спектр космических лучей, измеренный разными установками. На основании измеренных спектров и ограничений на поток фотонов ультравысоких энергий получены ограничения на пространство параметров

¹ Число отличается от приведенного в Таблице 3.1 из-за отличия между E_{est} и энергией в предположении первичного гамма-кванта

сверхтяжелой темной материи. Показано, что существующие ограничения на поток фотонов противоречат предсказаниям моделей распада топологических дефектов.

Существующие исследования ограничивают долю фотонов с энергией $\sim 10^{19}$ эВ величиной около 2% [52]. Однако, при энергиях 10^{20} эВ доля гамма-квантов ограничена сверху лишь величиной 36% [51]. В то же время, восстановление спектра опирается на предположение адронных первичных частиц. Это предположение сделано явно при оценке энергии методом Монте-Карло в экспериментах Telescope Array [11] и AGASA [287] и неявно при использовании соотношений, полученных из исследования событий более низких энергий на Якутской установке [298] и в Обсерватории им. Пьера Оже [288]. Такое предположение, будучи оправданным при 10^{19} эВ и ниже, может приводить к искажению спектра в интересном диапазоне энергий $\gtrsim 10^{20}$, в котором допускается значительная доля фотонов. В данном Разделе будет проведен количественный анализ спектров, восстановленных в различных экспериментах, в присутствии фотонов ультравысоких энергий. Такой анализ обязателен для сценариев происхождения космических лучей, связанных с новой физикой, предсказывающих значительную долю гамма-квантов.

Широкие атмосферные ливни, вызванные первичными фотонами, существенно отличаются от ШАЛ, вызванных адронами, см., например, обзор [299]. Отличие определяется двумя конкурирующими эффектами. Во-первых, в силу эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала [300, 301] (ЛПМ) сечение электромагнитного взаимодействия испытывает подавление при энергиях $E > 10^{19}$ эВ. Эффект ЛПМ приводит к тому, что первое взаимодействие происходит глубже в атмосфере и ШАЛ достигает Земли на более ранней стадии своего развития. Второй эффект — рождение гамма-квантом пар e^\pm в геомагнитном поле до вхождения в атмосферу. Дальнейшее развитие каскада в геомагнитном поле продолжается за счет синхротронного излучения электронов и позитронов. Вероятность рождения пар пропорциональна квадрату произведения энергии

фотона и величины магнитного поля, перпендикулярного направлению распространения. Как следствие, развитие ШАЛ зависит как от зенитного так и от азимутального углов направления прихода гамма-кванта. Если эффект достаточно сильный, в атмосферу попадает группа вторичных частиц с энергиями ниже порога ЛПМ. Таким образом энергия, восстановленная в эксперименте может существенно отличаться от настоящей энергии фотона, причем это отличие нетривиально зависит от энергии и направления прихода. Кроме того, эффективность регистрации фотонов флуоресцентными телескопами может отличаться от величин, используемых при расчета спектра.

Для дальнейшего важно отметить, что спектры КЛ, измеренные различными экспериментами могут содержать систематическую ошибку в определении абсолютного масштаба энергии. Масштабированием энергии можно добиться одновременного совпадения нормировки и положения астрофизически мотивированного провала [302] в спектрах, полученных AGASA [287], HiRes [303] и Якутской установкой [242]. Спектр, измеренный Обсерваторией им. Пьера Оже [258] согласуется с другими экспериментами в тех же предположениях в диапазоне энергий выше 10^{19} эВ [304].

Перемасштабирование энергии мотивировано систематическим отличием энергии адронных ШАЛ, измеренной различными методами. Так, оценка энергии по данным наземной решетки Обсерватории им. Пьера Оже на 30% превышает оценку энергии тех же событий, основанную на калибровке по данным флуоресцентных детекторов [305]. Кроме того, оценка энергии AGASA и Якутской установки с помощью пакета CORSIKA приводит к систематическому снижению энергий на 10-15% и 40%, соответственно [260, 306–308]. Отметим, что перемасштабированные спектры не совпадают при самых высоких энергиях $E \gtrsim 10^{20}$ эВ. Причиной различий может быть как недостаточная статистика так и систематическая ошибка, зависящая от энергии.

Отметим, что ограничения на поток фотонов, Рисунок 3.8 и Рисунок 3.7, построены с учетом отличия восстановленной энергии для ШАЛ, вызванных

фотонами. Однако, ограничения на долю фотонов, к которым относится и самое сильное ограничение при энергии 10^{20} эВ, содержат зависимость от масштаба энергий адронных ШАЛ. В данном разделе предсказания модели распада СТТМ будут нормированы на наблюдаемые спектры. В случае, если продукты распада СТТМ составляют заметную долю КЛУВЭ, нормировка требует учет различий в восстановлении энергии первичных фотонов и адронов в каждом из экспериментов. В Разделе 3.4.1 будет проведена оценка чувствительности четырех установок к первичным фотонам: AGASA, HiRes, Обсерватории им. Пьера Оже и Якутской установки. В Разделе 3.4.2 будут получены ограничения на параметры СТТМ на основании наблюдаемых спектров и ограничений на поток фотонов.

3.4.1. Чувствительность экспериментов ШАЛ к фотонам ультравысоких энергий

Выполним оценку чувствительности для каждой из четырех установок.

AGASA. Для вычисления восстановленной энергии первичных фотонов, выполнено Монте-Карло моделирование с помощью пакета CORSIKA 6.611 [289] с библиотекой GHEISHA [309] для низкоэнергетических адронных взаимодействий и EPOS 1.61 [291] для взаимодействий при высоких энергиях. Так как адронная компонента несет лишь малую долю энергии ШАЛ, вызванного первичным фотоном, результаты моделирования не зависят от выбора конкретных адронных моделей в пределах требуемой точности. Моделирование электромагнитных взаимодействий в атмосфере выполнено пакетом EGS4 [310], а развитие электромагнитных каскадов в геомагнитном поле с помощью библиотеки PRESHOWER [311]. Восстановление первичной энергии производилось с помощью стандартной процедуры, применяемой в эксперименте AGASA [287] с использованием откликов детектора, полученных с помощью пакета GEANT в работе [312].

Первое взаимодействие первичного фотона в атмосфере происходит глуб-

же, чем взаимодействие адронов. Как следствие, фотонные ШАЛ приходят на уровень Земли более молодыми. Это, в свою очередь, приводит к переоценке первичной энергии, так как применяемая поправка на затухание ШАЛ рассчитана методом сечений постоянной интенсивности и, по построению, корректна для адронных событий, составляющих большинство. Энергии ШАЛ $E > 10^{19}$ эВ, в среднем, переоценены в ~ 2 раза, но переоценка может достигать десяти для направлений и энергий, при которых эффект ЛПМ не скомпенсирован развитием каскада в геомагнитном поле. Отметим, что проведенный ранее поиск фотонов по данным AGASA [51] учитывает это отличие в оценке энергии, так как основан на анализе индивидуальных событий в рамках гипотезы первичных фотонов.

Установка обладает геометрической экспозицией по отношению к адронным первичным частицам с энергиями выше $10^{18.5}$ эВ. Вероятность срабатывания установки определяется плотностью сцинтилляционного сигнала, которая при заданном направлении прихода однозначно определяется энергией первичной частицы. Экспозицию по отношению к гамма-квантам можно также считать геометрической в этом диапазоне, так как моделирование показало, что сцинтилляционная плотность в ШАЛ, вызванных первичными фотонами выше, чем в адронных ШАЛ.

HiRes. В работе [313] рассчитана экспозиция флуоресцентного детектора HiRes по отношению к первичным фотонам и показано, что она примерно в два раза ниже, чем экспозиция по отношению к протонам. Причина этого в том, что для качественной реконструкции требуется, чтобы максимум ШАЛ находился в поле зрения детектора, что может быть не выполнено для фотонных ШАЛ, развивающихся глубоко в атмосфере. Оценка энергии в флуоресцентном методе производится на основании наблюдения электромагнитного каскада. Для фотонов эта оценка получается завышенной примерно на 10%, так как в ШАЛ, вызванных гамма-квантами, доля энергии в электромагнитном каскаде выше, чем в адронных ШАЛ. Вычисление данной поправки выполнено в

работе [314].

Обсерватория им. Пьера Оже. Наземная решетка РАО также обладает геометрической экспозицией по отношению к космическим лучам исследуемого диапазона энергий (выше 10^{20} эВ). Так как отклик водных черенковских станций, используемых РАО, не опубликован, проведем оценку энергии на основании значений сцинтилляционной плотности $S(1000)$ для ШАЛ, вызванных первичными фотонами, приведенных на Рисунке 3 в работе [315]. Так как цитируемый результат не учитывает возможные каскады в геомагнитном поле, моделирование каскадов было выполнено отдельно с помощью программ CORSIKA и PRESHOWER для геомагнитного поля в месте расположения станции — Эль-Ниуйль, Аргентина. Плотность $S(1000)$ была получена в результате суммирования сцинтилляционной плотности ШАЛ, вызванных отдельными частицами геомагнитного каскада, попавшими в атмосферу, а затем преобразована в восстановленную энергию с помощью формулы для оценки энергии РАО [288]. Оказалось, что первичные энергии гамма-квантов недооценены стандартной процедурой Обсерватории им. Пьера Оже в среднем в 4 раза. Физическая причина недооценки заключается в том, отклик водных баков доминирован мюонной компонентой ШАЛ, которая подавлена в событиях, вызванных гамма-квантами. Отметим, что эффект корректно учитывался при поиске первичных гамма-квантов, выполненном в Обсерватории им. Пьера Оже [52]. В силу этого, предсказанный в модели физический поток гамма-квантов можно напрямую сравнивать с установленными ограничениями. Вклад гамма-квантов в измеренный спектр, напротив, требует отдельной оценки, которая будет проведена в Разделе. 3.4.2.

Якутская установка. Экспозиция Якутской установки также близка к геометрической, однако, события с энергиями ниже 10^{19} эВ регистрируются более плотной “малой” установкой [242]. Аналогично приведенному выше результату для эксперимента AGASA, восстановленные энергии первичных фотонов вычислены с использованием результатов Монте-Карло моделирования паке-

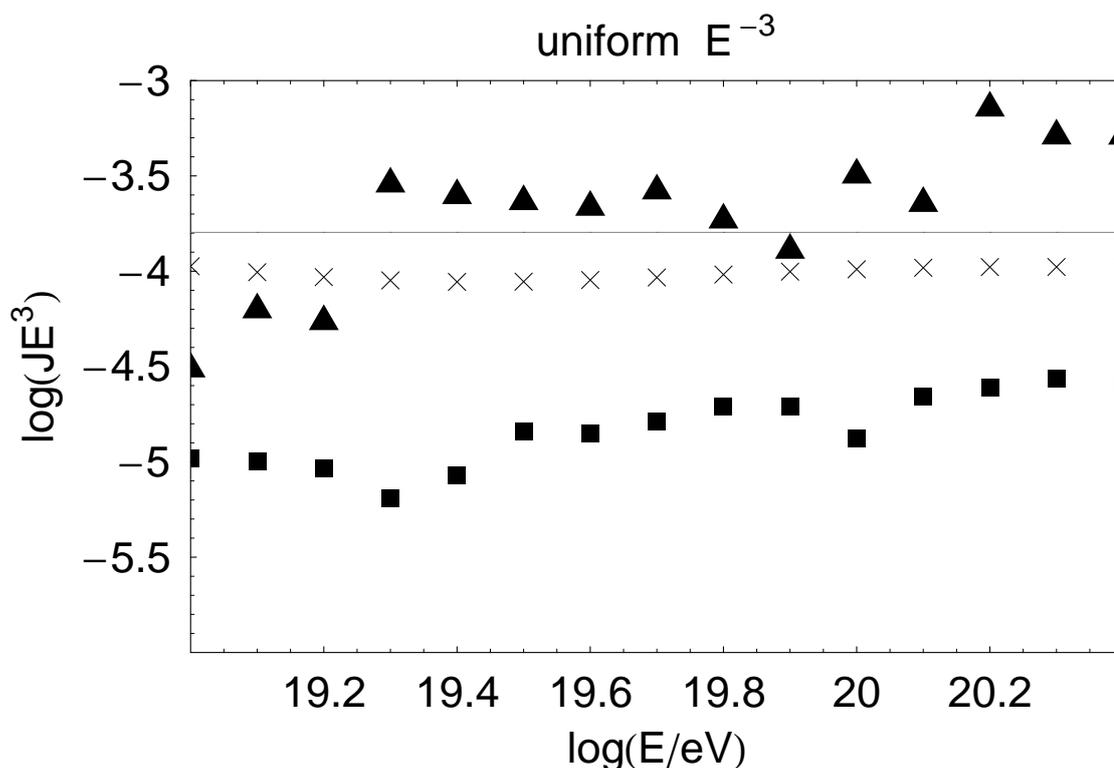


Рис. 3.9. Спектры, восстановленные каждым из четырех экспериментов (треугольники — AGASA, крестики — HiRes, квадратики — PAO, звездочки — Якутская установка) в предположении первичного изотропного фотонного потока со спектром, пропорциональным E^{-3} (серая линия).

том CORSIKA и отклика Якутской установки, рассчитанного программой GEANT в работе [295]. Количественные результаты похожи на результаты, полученные для эксперимента AGASA. Ограничения на поток фотонов, полученные в Разделе 3.3 и в работах [50, 51] построены с учетом особенности оценки энергии для первичных гамма-квантов.

Результаты анализа для четырех экспериментов проиллюстрированы на Рисунке 3.9. Из изложения и рисунков следует, что присутствие нестандартной компоненты космических лучей может рассматриваться как один из факторов, ответственных за различия спектров, регистрируемых экспериментами разного типа.

3.4.2. Ограничения на параметры сверхтяжелой темной материи

Частицы сверхтяжелой темной материи могут рождаться на ранних стадиях эволюции Вселенной [316]. Из космологических моделей следуют определенные ограничения на их массу, см., например [317], тогда как время жизни СТТМ ограничено достаточно слабо. Модели СТТМ предсказывают очень жесткий спектр космических лучей, значительную долю которых составляют гамма-кванты ультравысоких энергий. Как следствие, и исследование формы спектра и ограничения на поток фотонов могут использоваться для проверки предсказаний этих моделей. В данном разделе проведена совместная аппроксимация спектров четырех экспериментов при энергиях выше 10^{19} эВ суммой астрофизического вклада и вклада СТТМ. В результате аппроксимации спектров при условии выполнения ограничений на поток фотонов получены ограничения на модели СТТМ. Анализ спектров выполнен на основе результатов Раздела 3.4.1 с учетом протонов и фотонов, рожденных в распадах СТТМ.

Астрофизический вклад. Моделирование распространения космических лучей от предполагаемых астрофизических источников выполнено с помощью программы TransportCR [263, 318–320].

Основа программы — решение кинетических уравнений, описывающих основные процессы [254], связанные с распространением нуклонов, стабильных лептонов и гамма-квантов. В программе также предусмотрена возможность исследовать распространение ядер химических элементов, не используемая в настоящем исследовании. Для нуклонов доминантный вклад вносят одиночное и множественное рождение пи-мезонов, рождение пар e^\pm на РИ и межгалактическом инфракрасном, оптическом и радиочастотном фоновом излучении, бета-распад нейтрона и расширение Вселенной. Для гамма-квантов программа учитывает рождение одиночных пар e^\pm , $\gamma + \gamma_B \rightarrow e^+e^-$ и рождение двойных пар, $\gamma + \gamma_B \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. Для электронов и позитронов учитываются процессы обратного комптоновского рассеяния, $e^\pm + \gamma_B \rightarrow e^\pm\gamma$, рождения трех частиц,

$e^\pm + \gamma_B \rightarrow e^\pm e^+ e^-$, и потери энергии на синхротронное излучение во внегалактических магнитных полях. Сечения адронных взаимодействий нуклонов получены из генератора SOPHIA [321].

Протоны рассеиваются, в основном, на РИ, а для процессов рассеяния фотонов важны радиочастотное, инфракрасное и оптическое излучения. В программе TransportCR для радиочастотного фона использованы оценки из работы [322], а для инфракрасного излучения — из работы [186]. Радиочастотный фон известен с большой неопределенностью, но это не влияет на выводы настоящего Раздела, в силу того, что поток вторичных фотонов, рожденных во взаимодействиях протонов остается ниже существующих ограничений [263]. Поглощение фотонов от СТТМ на радиочастотном фоне также не влияет на результаты, так как поток фотонов от ССТМ доминирован вкладом Млечного Пути. Поглощение на инфракрасном и оптическом фоновом излучении существенно при энергиях ниже 100 ТэВ, вне исследуемого диапазона, см. Раздел 2.2.

Предполагаем, состав космических лучей, испущенных источником, чисто протонный, а спектр имеет вид:

$$F(E) = f E^{-\alpha} \Theta(E_{max} - E), \quad (3.5)$$

где f — нормировка потока, α — наклон спектра, а E_{max} — максимальная энергия, до которой протоны могут быть ускорены в источнике. Предполагаем стандартную модель расширения Вселенной с постоянной Хаббла $H = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, космологической постоянной в единицах критической плотности $\Omega_\Lambda = 0.7$ и плотности материи $\Omega_m = 0.3$. Плотность источников предполагается зависящей от красного смещения z :

$$n(z) = n_0 (1 + z)^{3+m_z} \Theta(z_{max} - z) \Theta(z - z_{min}), \quad (3.6)$$

где m_z определяет эволюцию плотности источников таким образом, что $m_z = 0$ соответствует постоянной плотности в сопутствующем объеме, а z_{min} и z_{max}

— красные смещения ближайшего и наиболее удаленного источника. Для задач настоящего раздела последняя величина предполагается фиксированной $z_{\max} = 3$.

Вклад СТТМ. Распад частиц сверхтяжелой темной материи может быть в первом приближении описан модельно независимым образом, так как конечные продукты представляют собой легкие частицы и рождаются в результате адронизации. Введем обозначение $x \equiv \frac{2E}{M_X}$, где E — энергия продукта распада частицы СТТМ массой M_X .

Спектры продуктов распада, рассчитанные различными методами [323–326] находятся в хорошем взаимном согласии в диапазоне $10^{-4} \lesssim x \lesssim 0.1$. Кроме того, зависимость формы спектра $\frac{dN}{dE}(x)$ от M_X достаточно слабая [323] и ей можно пренебречь в настоящем исследовании. В данном разделе использованы спектры продуктов распада из работы [323], любезно предоставленные М. Кахелрисом в виде числовых таблиц.

Темп распада СТТМ определяется концентрацией n_X и временем жизни τ_X частиц, $\dot{n}_X = n_X/\tau_X$. Поток вторичных частиц на Земле определяется соотношением:

$$j = \mathcal{N} \frac{1}{\tau_X} \frac{dN}{dE}, \quad (3.7)$$

где \mathcal{N} — геометрический множитель,

$$\mathcal{N} = \int d^3r \frac{n_X(\mathbf{r})}{4\pi r^2} \quad (3.8)$$

а \mathbf{r} — радиус-вектор от Земли к источнику. Строго говоря, интегрирование должно быть выполнено по всей Вселенной с учетом эффектов ее расширения. Однако, как показано в работе [327], в большинстве случаев преобладает излучение от гало Млечного Пути.

Итоговый поток представлен в виде суммы астрофизического вклада и вклада от распада СТТМ. Первый вклад предполагается изотропным, а второй — анизотропным из-за нецентрального положения Солнца в Млечном Пути. Учет анизотропии выполнен согласно описанию в работе [328] в предполо-

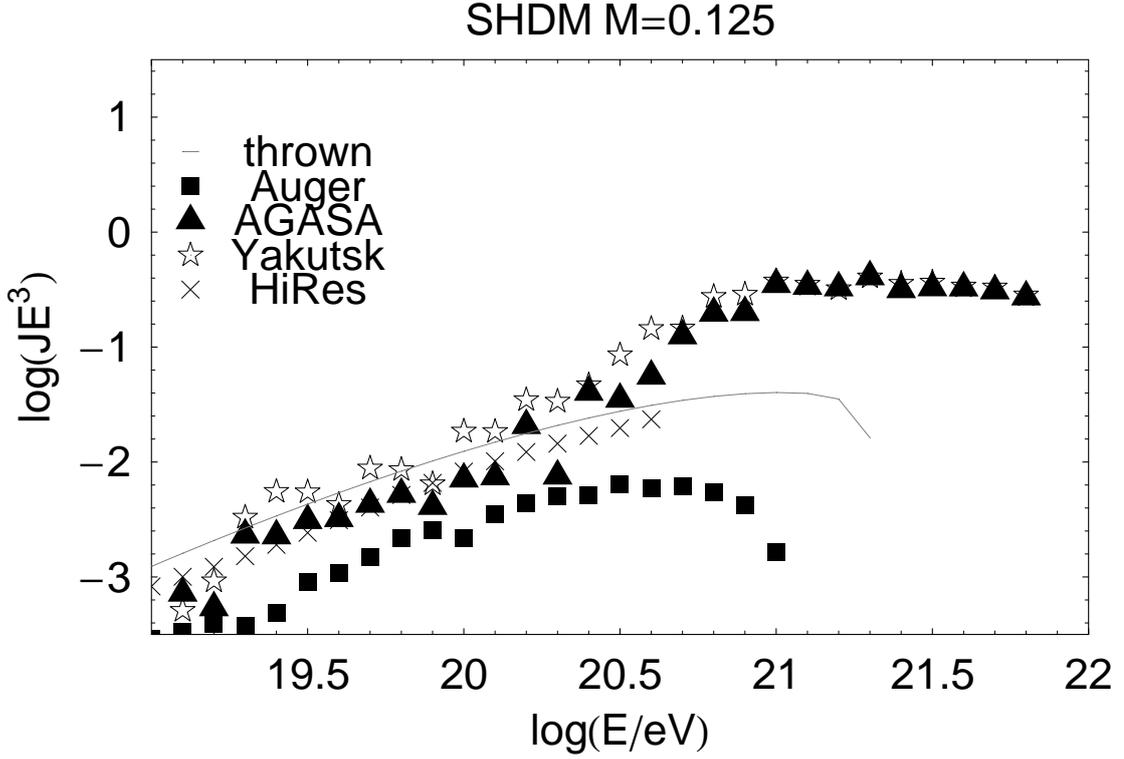


Рис. 3.10. То же, что на Рисунке 3.9, но в предположении спектра фотонов от распада СТТМ с массой $M_X = 1.25 \times 10^{21}$ эВ.

жении распределения темной материи Наварро-Френка-Уайта [329] и с учетом поля зрения каждого из экспериментов. Учет анизотропии уменьшает различия восстановленных спектров, так как недооценка энергии гамма-квантов в Обсерватории им. Пьера Оже частично компенсируется бóльшим потоком фотонов, наблюдаемым в южном полушарии, см. Рисунок 3.10.

Процедура аппроксимации. Спектры космических лучей определяются четырьмя астрофизическими параметрами (α , E_{\max} , m_z и z_{\min}), нормировкой астрофизического вклада, массой M_X и временем жизни СТТМ, определяющей нормировку вклада СТТМ. Выполнено сканирование 5-мерной решетки параметров. Для массы M_X рассмотрены значения $2^k \times 10^{22}$ эВ для семи целых значений k , $-3 \leq k \leq 3$, а решетка астрофизических параметров построена аналогично работе [263]. Для каждой точки пятимерной решетки выполнена одновременная аппроксимация спектров AGASA [287], Якутской установки [242], HiRes [303] и PAO [258]) с шестью свободными параметрами, четыре из кото-

рых — систематический сдвиг масштаба энергии в каждом из экспериментов, а два — нормировка астрофизического вклада и вклада СТТМ. Аппроксимация выполнена с помощью аналога метода χ^2 для данных, описываемых распределением Пуассона [330]. Статистические ошибки оценки энергии считаются гауссовыми в логарифмическом масштабе с шириной 25%, 20%, 6% и 17% для AGASA, HiRes, PAO и Якутской установки, соответственно [258, 287, 298, 303]. Степень согласия результата аппроксимации и данных определена из Монте-Карло моделирования [331]. Аппроксимация считается приемлемой, если степень согласия превышает 0.05.

Результаты. Итоговые ограничения на параметры ССТМ из аппроксимации спектров и верхних пределов на поток фотонов представлены на Рисунке 3.11 [8, 15]. Качество аппроксимации находится на одном уровне в астрофизических моделях и в моделях с СТТМ. Лучшая аппроксимация без СТТМ имеет степень согласия 0.19 и соответствует множителям перемасштабировки энергии 0.92, 1.04, 0.70 и 0.60 для HiRes, PAO, AGASA и Якутской установки, соответственно, и параметрам $z_{\min} = 0$, $m_z = 4$, $\alpha = 2.45$, $E_{\max} = 1.28 \times 10^{21}$ эВ. Лучшая аппроксимация с СТТМ, удовлетворяющая фотонным ограничениям, имеет степень согласия 0.25, энергетические множители 0.95, 1.07, 0.72 и 0.61, параметры астрофизической модели $z_{\min} = 0$, $m_z = 4$, $\alpha = 2.45$, $E_{\max} = 6.4 \times 10^{20}$ эВ и массу СТТМ $M_X = 2.5 \times 10^{21}$ эВ. В последней модели, общий поток космических лучей (протонов и гамма-квантов), рожденных в распадах СТТМ составляет 43% от общего потока космических лучей выше 10^{20} эВ. Для иллюстрации результата, на Рисунке 3.12 представлены результаты аппроксимации спектров в модели с максимальным разрешенным вкладом СТТМ.

В заключение отметим, что весь поток космических лучей предельно высоких энергий не может быть объяснен распадом СТТМ. Кроме того, из Рисунка 3.13 видно, что полученные ограничения на поток фотонов противоречат предсказаниям модели распада гипотетических топологических дефек-

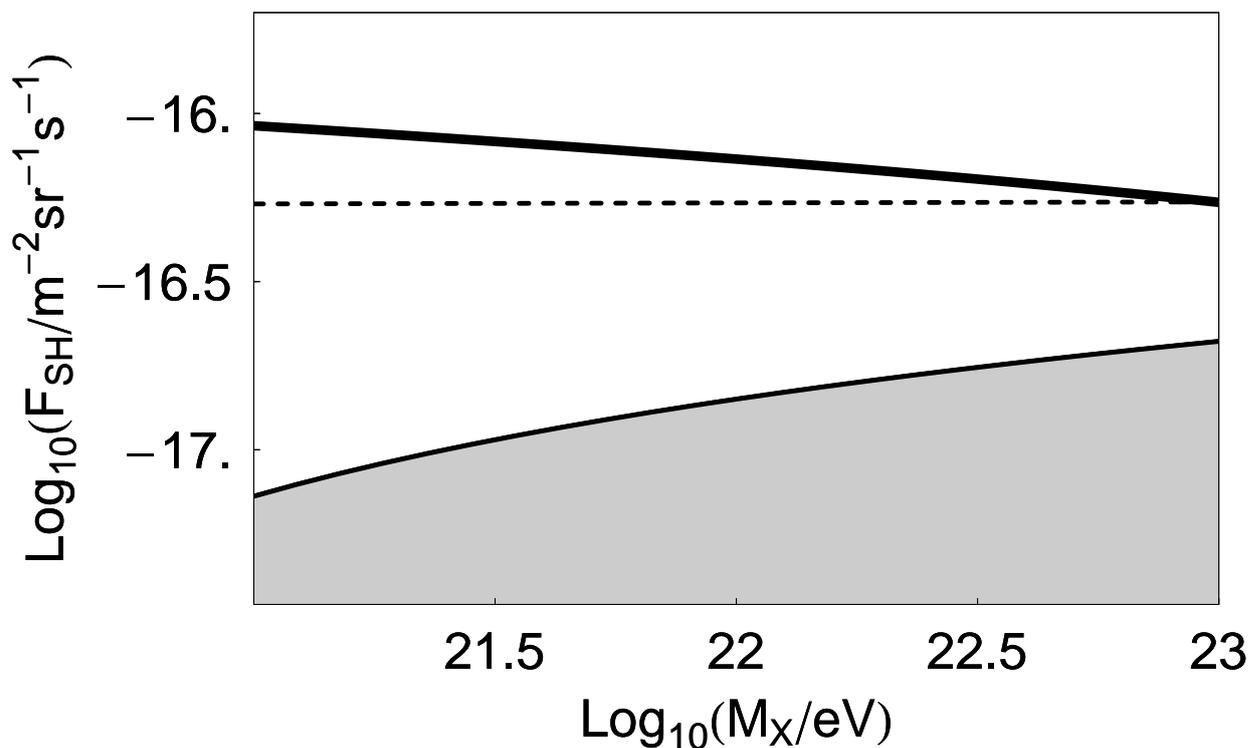


Рис. 3.11. Пространство параметров моделей сверхтяжелой темной материи: общий интегральный поток F_{SH} космических лучей с энергией $E > 10^{20}$ эВ от распадов СТТМ (величина, обратно пропорциональная времени жизни τ_{χ} частиц СТТМ) и масса частицы M_{χ} . Область выше жирной линии исключена результатами аппроксимации спектра, область выше пунктирной линии — ограничением на долю фотонов выше 10^{20} эВ [51], область выше тонкой линии - ограничением на поток гамма-квантов выше 10^{19} эВ [52]. Затененная область совместна со всеми ограничениями.

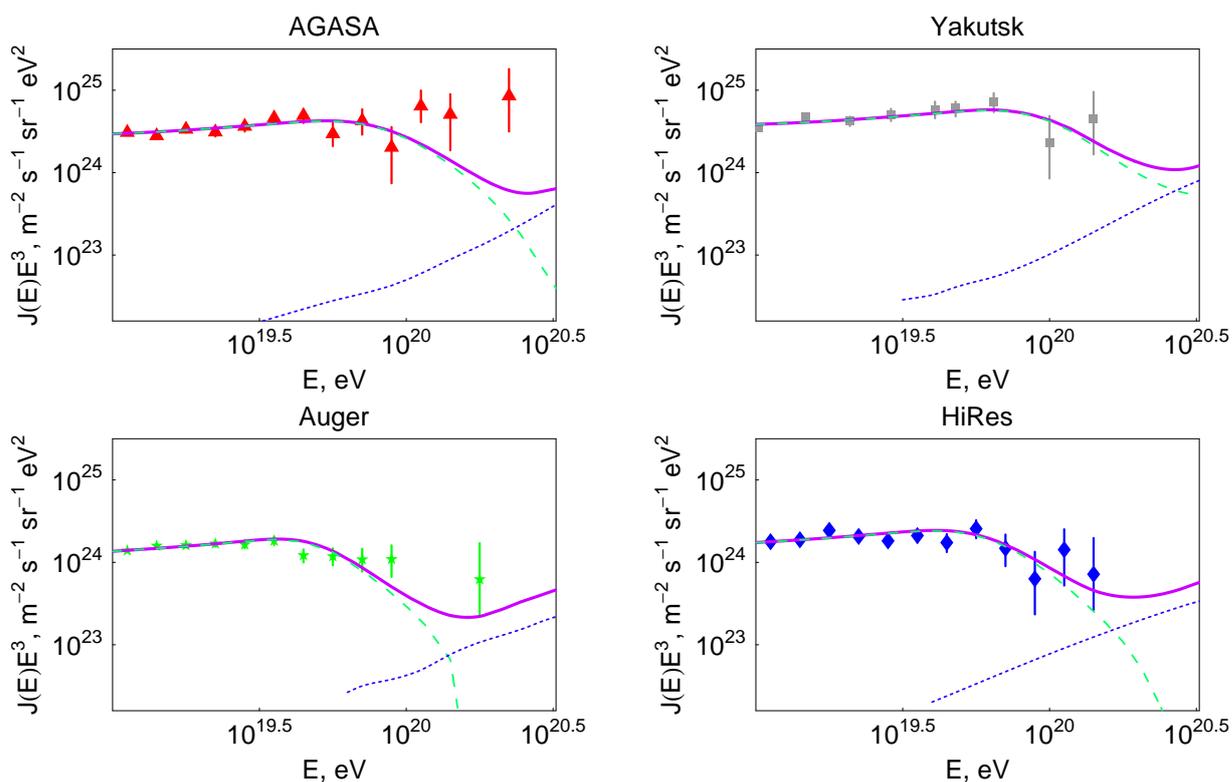


Рис. 3.12. Аппроксимация спектров космических лучей в модели, предсказывающей максимальный поток от распада СТТМ, среди моделей удовлетворяющих ограничениям на поток фотонов ультравысоких энергий. Символы с ошибками — экспериментальные точки, жирные линии — предсказания модели, складывающиеся из астрофизического внегалактического вклада (штриховые линии) и галактического вклада от распадов СТТМ (пунктирные линии).

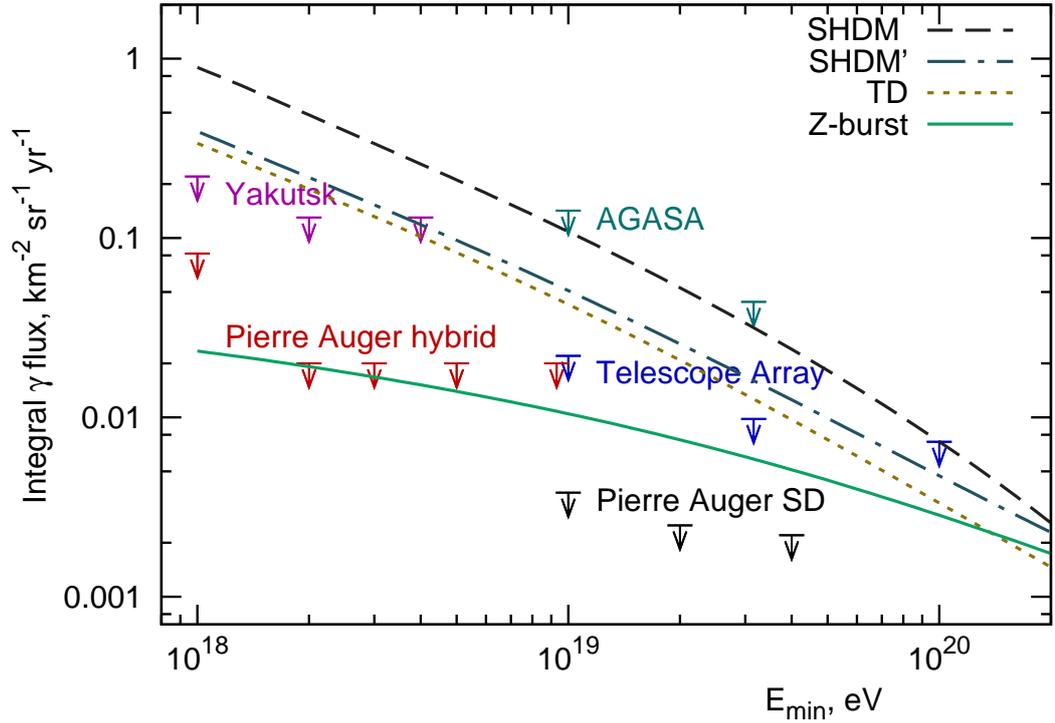


Рис. 3.13. Поток фотонов ультравысоких энергий, предсказанный в двух моделях СТТМ, модели распада топологических дефектов и модели Z-вспышек в сравнении с экспериментальными ограничениями [16].

тов [253, 254]. В то же время все спектры могут быть объяснены астрофизическим происхождением КЛ, если допустить возможность систематических различий масштабов энергий в разных экспериментах.

3.5. Выводы к третьей главе

По данным Якутской установки ШАЛ получены ограничения на поток фотонов с энергиями выше 10^{18} эВ, 2×10^{18} эВ и $E > 4 \times 10^{18}$ эВ. Показано, что предсказания модели распада гипотетических топологических дефектов противоречат установленным ограничениям. На основании существующих ограничений на поток фотонов и из наблюдаемой формы спектра космических

лучей установлены ограничения на параметры гипотетической сверхтяжелой темной материи. Из полученных ограничений вытекает, что распад таких частиц не может быть ответственным за происхождение всех космических лучей ультравысоких энергий.

Глава 4

Космическое излучение ультравысоких энергий по данным обсерватории Telescope Array

В настоящей Главе продолжено исследование проблемы происхождения космических лучей ультравысоких энергий. Как показано в Разделе 3.2, происхождение и химический состав КЛУВЭ тесно связаны с потоком фотонов ультравысоких энергий. Результаты настоящей главы основаны на данных одной из новейших установок ШАЛ большой площади — Обсерватории Telescope Array (ТА).

В Разделе 4.1 дано краткое описание наземной решетки детекторов и флуоресцентных телескопов, входящих в состав Обсерватории Telescope Array и работающих в гибридном режиме. Результаты настоящей Главы основаны на событиях, зарегистрированных наземной решеткой. При этом данные флуоресцентных телескопов используются для определения абсолютного масштаба энергии адронных ШАЛ. В Разделе 4.2 описано Монте-Карло моделирование событий ШАЛ в условиях наземной решетки ТА. Моделирование учитывает данные калибровки реального времени, а модельные события записываются в файлы того же формата, в котором хранятся откалиброванные данные ТА. Как следствие, вызов программ реконструкции осуществляется одинаковым образом для данных и результатов Монте-Карло. Процедура реконструкции событий наземной решетки, применяемая как к данным, так и к Монте-Карло, описана в Приложении В.

В Разделе 4.3 проведен поиск анизотропии направлений прихода космических лучей с энергиями выше 5.7×10^{19} эВ по данным наземной решетки Telescope Array за 5 лет наблюдения. Обнаружено “горячее пятно” — область повышенной плотности событий радиусом 20° с центром $R.A. = 146^\circ 7$, $Dec. = 43^\circ 2$. Центр горячего пятна отстоит от плоскости сверхгалактики на

19°. Вероятность случайного обнаружения “горячего пятна” в случае изотропного распределения космических лучей составляет 3.7×10^{-4} , что соответствует статистической достоверности на уровне 3.4 стандартных отклонений.

В Разделе 4.4 описан статистический метод поиска фотонов ультравысоких энергий по данным наземной решетки ТА. Метод основан на анализе кривизны фронта ШАЛ и использует Монте-Карло моделирование ШАЛ, вызванных первичными фотонами. Установлены ограничения на поток гамма-квантов с энергиями выше 10^{19} , $10^{19.5}$ и 10^{20} эВ по данным трех лет наблюдения Обсерватории Telescope Array.

В Разделе 4.5 дана интерпретация наблюдения горячего пятна и полученных ограничений на поток фотонов в терминах моделей происхождения космических лучей.

4.1. Обсерватория Telescope Array

Обсерватория Telescope Array (ТА) — гибридный эксперимент, регистрирующий ШАЛ, вызванные космическими лучами ультравысоких энергий. Эксперимент расположен в западной пустыне Юты, США и покрывает площадь около 700 км^2 . Центр установки имеет географические координаты 39.3° северной широты и 112.9° западной долготы и находится в юго-западном направлении от Солт-Лейк-Сити на расстоянии 200 км. Центр управления экспериментом расположен в г. Дельта на северо-восточной стороне установки. Расположение установки на высоте от 1300 до 1500 м над уровнем моря позволяет регистрировать ШАЛ, вызванные космическими лучами ультравысоких энергий вблизи максимума развития каскада. Наблюдения на установке Telescope Array в полной конфигурации начались в марте 2008 г. Работа установки ТА рассчитана на более, чем десятилетний период. Детекторы спроектированы с учетом устойчивой работы в условиях пустыни с большими вариациями температуры в течение дня в рамках общего диапазона температур от -20°C до

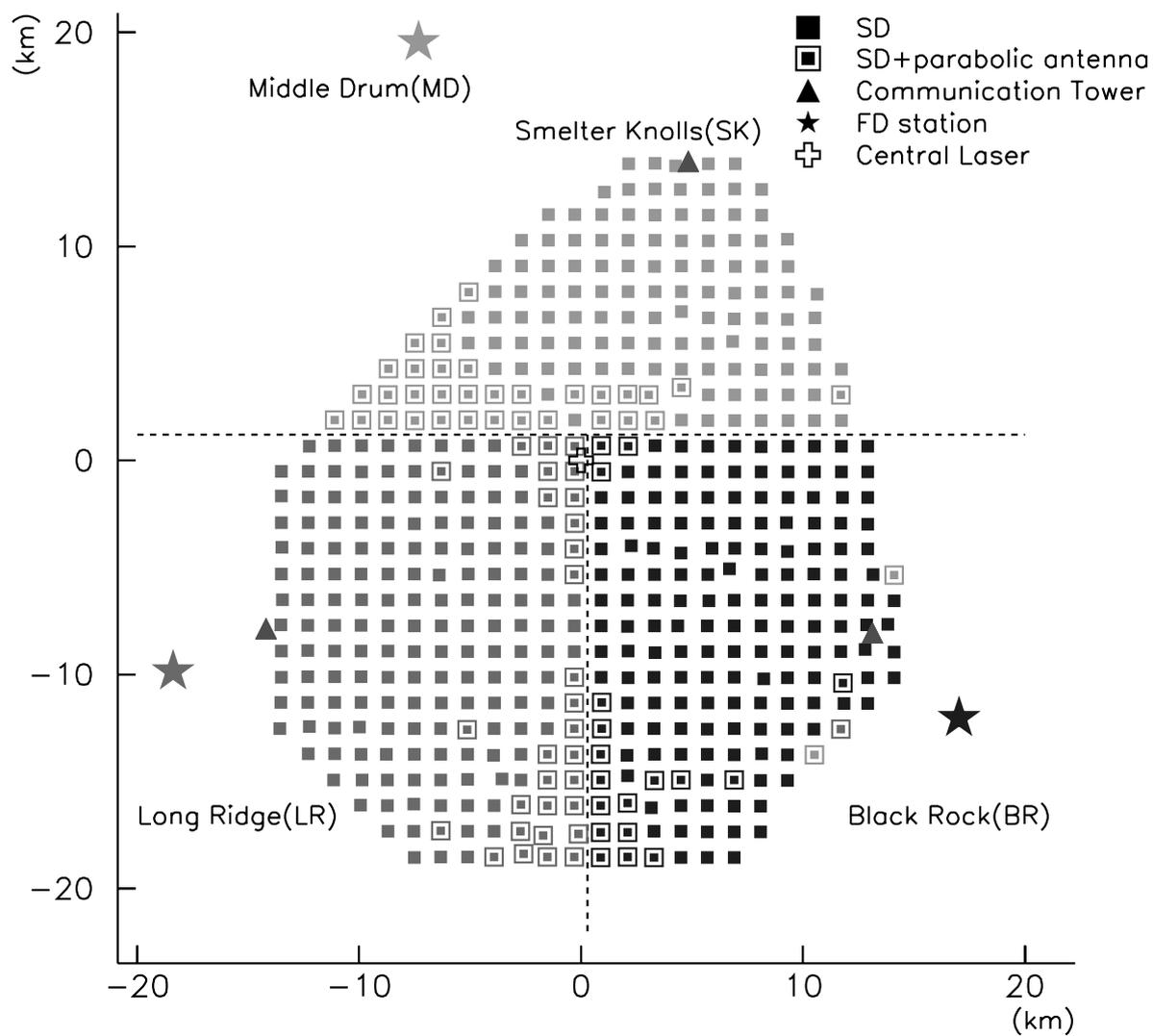


Рис. 4.1. Схема размещения детекторов Обсерватории Telescope Array (Юта, США). Квадратами обозначены 507 станций наземной решетки, управляемых тремя коммуникационными вышками (треугольники). Положения трех флуоресцентных телескопов отмечены звездочками.

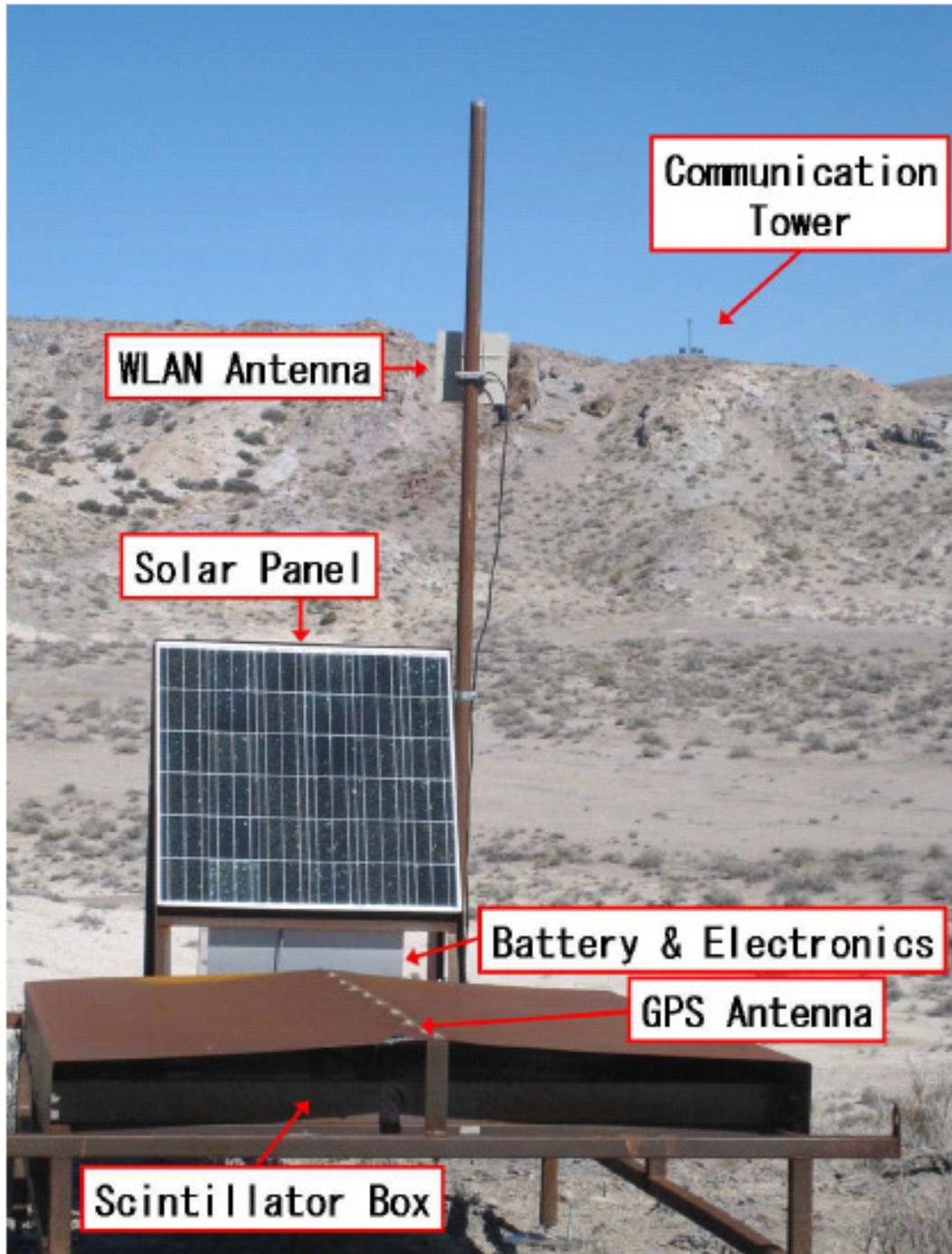


Рис. 4.2. Детектор наземной решетки в работе. Коробка со сцинтиллятором и коробка с электроникой размещены на металлической раме. Также показаны солнечная панель, антенна беспроводной сети, место крепления антенны GPS и коммуникационная башня на горизонте.

+50°C. Все системы включают системы мониторинга и регулярной калибровки для контроля изменения отклика детектора во времени.

На Рисунке 4.1 изображена общая схема размещения детекторов Telescope Array. Наземная решетка детекторов содержит 507 станций, размещенных в узлах квадратной решетки со стороной 1200 м [44]. Каждая станция наземной решетки включает в себя два слоя пластикового сцинтиллятора толщиной 1.2 см и площадью 3 м². Электропитание детекторов осуществляется с помощью аккумулятора и солнечной батареи. Как показано на Рисунке 4.1, решетка разбита на три части, каждая из которых связана со своей коммуникационной башней по беспроводному каналу связи. На Рисунке 4.2 показана одна из станций наземной решетки детекторов.

Вероятность срабатывания наземной решетки близка к 100% для событий с энергиями выше 10¹⁹ эВ и зенитными углами менее 45 градусов. Эффективная апертура установки 1100 км² ср. Типичное угловое разрешение на энергии выше 10¹⁹ эВ составляет 1.5° [11].

Наземная решетка детекторов окружена тремя флуоресцентными станциями, содержащим 38 телескопов [45]. Работа в гибридном режиме позволяет одновременно регистрировать сцинтилляционный сигнал от частиц ШАЛ на уровне земли и флуоресцентный свет, рождающийся на оси ливня. Установка размещена в малонаселенной местности с сухим климатом, что делает эффективной регистрацию флуоресцентного света, которая возможна в течение примерно 10% общего времени. Вместе с тем, наземная решетка работает более 95% времени, что позволяет набрать значительную статистику при самых высоких энергиях.

Станции наземной решетки регистрируют поперечное распределение частиц в ШАЛ. Для оценки энергии используется величина отклика сцинтиллятора, приведенная к заданному расстоянию от оси ШАЛ, которое в эксперименте Telescope Array составляет 1000 м. Связь первичной энергии и отклика устанавливается с помощью Монте-Карло моделирования. Кроме того,

для гибридных событий энергия, определенная по данным наземной решетки, может быть сопоставлена с энергией, измеренной флуоресцентным методом. Результаты настоящей главы основаны на анализе данных наземной решетки с использованием данных флуоресцентных детекторов (ФД) для калибровки энергетического масштаба адронных ШАЛ.

В дополнение к основной системе калибровки и мониторинга, в эксперименте проводится абсолютная калибровка флуоресцентного телескопа с помощью искусственных ШАЛ, вызванных пучком электронов от компактного линейного ускорителя электронов, размещенного на экспериментальной площадке ТА [332].

Основные научные задачи Обсерватории Telescope Array связаны с исследованием происхождения космических лучей ультравысоких энергий. Среди задач: определение спектра в широком диапазоне энергий, исследование химического состава, поиск потенциальных источников КЛ. Задача определения источников, как показано в Разделе 3.2, напрямую связана с поиском космогенных фотонов. Кроме того, важная роль отводится задачам регистрации нейтрино ультравысоких энергий и исследованию свойств взаимодействий при высших энергиях.

4.2. Монте-Карло моделирование регистрации ШАЛ наземной решеткой Telescope Array

Развитие ШАЛ в атмосфере — сложный каскадный процесс, содержащий в качестве составных частей адронные и электромагнитные взаимодействия, распады, распространение частиц в трехмерном пространстве в геомагнитном поле. Уровня земли достигают миллиарды частиц, включая мюоны, электроны, фотоны, нейтроны и др. Попадая внутрь детектора наземной решетки, эти частицы и продукты их взаимодействий теряют часть энергии в сцинтилляторе. Сигнал станции наземной решетки формируется на фотоэлектроном

умножителе (ФЭУ) и поступает на аналого-цифровой преобразователь (АЦП), имеющий частоту дискретизации 50 МГц.

Несмотря на развитие методов аналитического описания развития ШАЛ (см., например, [333]), трехмерное Монте-Карло (МК) моделирование остается единственным методом, обеспечивающим необходимую для современных экспериментов точность описания развития и регистрации ШАЛ. В качестве альтернативы полному трехмерному моделированию, в ряде приложений используются гибридные схемы [334, 335], совмещающие решение одномерных каскадных уравнений на ранних стадиях развития ШАЛ с трехмерным МК моделированием на поздних стадиях. Полное моделирование ШАЛ, вызванного КЛСВЭ требует отслеживания траекторий миллиардов частиц, лишь малая доля которых попадает в детектор. Для ускорения моделирования таких ливней, А. М. Хилласом предложена процедура статистического прореживания (thinning) [336]. Суть процедуры заключается в том, что ниже определенной энергии из частиц, рожденных в акте взаимодействия, случайным образом выбирается одна. Дальнейшая эволюция прослеживается только для выбранной частицы, которой приписывается вес, определяемый из условия сохранения энергии. Сохранение относительной доли частиц каждого типа достигается за счет того, что вероятность выбора каждой частицы пропорциональна ее энергии. Отметим, что процедура прореживания сохраняет энергию точно, а состав частиц в смысле усреднения по ансамблю. Для уменьшения флуктуаций, процедура обычно выполняется с ограничением величины максимального веса одной эффективной частицы [293].

Моделирование событий, зарегистрированных наземной решеткой Telescope Array, выполняется в несколько этапов [19, 337]. На первом этапе производится моделирование развития ШАЛ с помощью пакета CORSIKA [289], использующего библиотеки QGSJET II-03 [292], FLUKA [290] и EGS4 [310] для адронных взаимодействий при высоких энергиях, адронных взаимодействий при низких энергиях и электромагнитных взаимодействий, соответственно. Из-за

использования процедуры прореживания, уровня земли достигает некоторое количество эффективных частиц. Каждая из них является статистическим представителем определенной группы частиц, размер которой определяется весом. Тем не менее, в отличие от заменяемой группы, эффективная частица имеет фиксированное время прихода и фиксированную точку пересечения земной поверхности. Так как детекторы занимают лишь малую долю площади установки, концентрация энергии в точках попадания эффективных частиц приводит к искусственным флуктуациям. Для того, чтобы исключить влияние этих флуктуаций на результат моделирования, на втором этапе проводится процедура уплотнения (dethinning), частично компенсирующая прореживания. В рамках процедуры уплотнения, эффективные частицы заменяются на группы частиц с единичным весом, разбросанных в некоторой области вокруг исходной эффективной частицы [338]. Время прихода этих частиц корректируется с учетом их координат и направления распространения ШАЛ.

На третьем этапе для каждой частицы разыгрывается отклик детектора наземной решетки с использованием базы данных откликов, построенной с помощью пакета GEANT4 [339]. На четвертом этапе генерируется случайная дата и время прихода ШАЛ, а также его положение относительно установки Telescope Array. Отклик станций наземной решетки вычисляется исходя из работоспособности и параметров калибровки детекторов в заданное время. В качестве калибровки используется гистограмма амплитуды сигнала от атмосферных мюонов, записываемая каждые 10 минут. Итоговые Монте-Карло события записываются в том же формате, в котором хранятся откалиброванные данные. Последнее позволяет обрабатывать данные и МК с помощью одних и тех же программ.

Основной набор Монте-Карло событий TA, используемый для оценки энергии, построения спектра и поиска источников [11], смоделирован в предположении протонного состава КЛ. Для задачи поиска первичный гамма-квантов используется дополнительный набор МК-событий, вызванных первичными

hadron-induced EAS

gamma-induced EAS

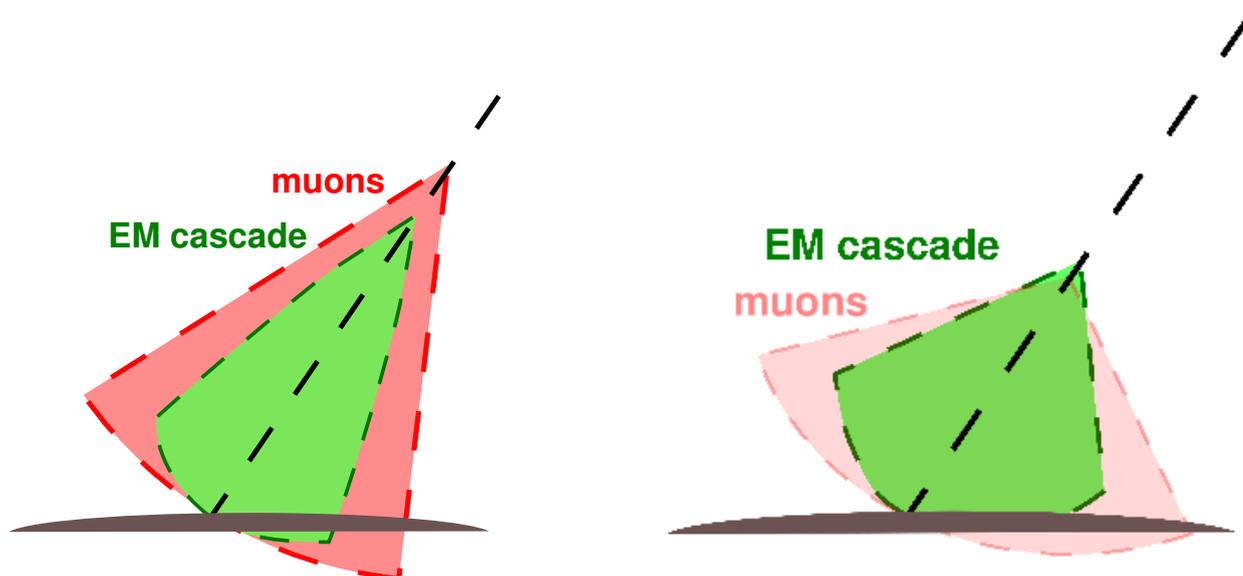


Рис. 4.3. Иллюстрация развития ШАЛ, вызванных адронами (слева) и гамма-квантами (справа). ШАЛ, вызванные фотонами, развиваются глубже в атмосфере из-за более низкого сечения первого взаимодействия. Кроме того, в таких ШАЛ адронный каскад является вторичным по отношению к электромагнитному. Как следствие, ШАЛ, вызванные фотонами содержат меньше мюонов (показаны красным) и обладают большей кривизной фронта.

фотонами. Развитие таких ШАЛ существенно отличается от каскадов, вызванных первичными адронами, см. обзор [299]. В частности, ШАЛ, вызванные первичными фотонами, содержат меньше мюонов и обладают большей глубиной максимума развития ливня. Оба этих фактора влияют на наблюдаемую кривизну фронта в направлении увеличения, см. Рисунок 4.3.

Развитие ШАЛ, вызванных фотонами ультравысоких энергий, в значительной степени определяется двумя конкурирующими эффектами. Во-первых, сечение электромагнитного взаимодействия испытывает дополнительное подавление при энергиях $E > 10^{19}$ эВ из-за эффекта Ландау, Померанчука [300] и Мигдала [301] (ЛПМ). Эффект ЛПМ задерживает первое взаимодействие и каскад достигает уровня земли недостаточно развитым. Кроме того, эффект ЛПМ усиливается с плотностью, поэтому распределение глубины первого взаимодействия отличается от экспоненциального. Второй эффект — рождение электрон-позитронных пар за счет взаимодействия фотонов с геомагнитным полем до входа в атмосферу. Вторичные электроны и позитроны, в свою очередь, порождают гамма-кванты за счет синхротронного излучения. Как следствие в атмосферу приходит не одна частица, а группа вторичных частиц, энергии которых обычно ниже порога эффекта ЛПМ. Вероятность рождения пар в магнитном поле — функция от произведения энергии фотона и перпендикулярной составляющей магнитного поля [340]. Как следствие, развитие ШАЛ, вызванных фотонами, зависит как от зенитного, так и от азимутального угла направления прихода первичной частицы. Описанные выше эффекты приводят к разнообразию ШАЛ, вызванных фотонами. Развитие каскада может начинаться как глубоко в атмосфере, так и за ее пределами, причем выбор между этим двумя крайними сценариями зависит от энергии и направления прихода. Используемый для моделирования пакет CORSIKA включает в себя эффект ЛПМ, а развитие каскада в геомагнитном поле рассчитывается с помощью подключаемого модуля PRESHOWER [311].

4.3. Горячее пятно на карте космических лучей с энергиями выше $5.7 \cdot 10^{19}$ эВ

В настоящем Разделе проведен поиск анизотропии направлений прихода космических лучей с энергиями выше 5.7×10^{19} эВ на промежуточных угловых масштабах по данным наземной решетки Telescope Array за 5 лет наблюдений.

Происхождение космических лучей ультравысоких энергий до сих пор остается загадкой, см. Раздел 3.2. Из-за эффекта ГЗК и фотодезинтеграции ядер, основные источники протонов и железа ультравысоких энергий должны находиться на расстояниях не более 100 Мпк а источники ядер промежуточной массы (гелий, углерод, азот, кислород) — на расстояниях не более 20 Мпк [341]. Основная сложность обнаружения источников КЛУВЭ связана с потерей информации о направлении распространения частиц из-за искривления траектории в магнитных полях. Отклонение происходит как в галактических, так и во внегалактических магнитных полях. Отклонение протона с энергией 6×10^{19} эВ от источника на расстоянии 50 Мпк во внегалактических полях составляет несколько градусов лишь в предположении величины поля 1 нГ, что близко к верхней экспериментальной границе [196]. Однако диапазон разрешенных величин внегалактических магнитных полей очень широк, см. Раздел 2.2, и, вероятно, величина не достигает предельных значений. Галактические магнитные поля известны значительно лучше [342, 343]. Отклонение описанного выше протона составит в них $1 - 10^\circ$ в зависимости от направления прихода. Так как угол отклонения ультрарелятивистской частицы обратно пропорционален ее энергии, идентификация источников по испускаемым ими заряженным частицам возможен только при достаточно высоких энергиях. Интересно, что энергия, при которой протон в галактических магнитных полях отклоняется на несколько градусов близка к порогу реакции ГЗК. Таким образом, при энергиях выше данного порога, с одной стороны, наблюдаемые КЛ должны приходить от ограниченного числа относительно близких источников, а с другой

стороны, их направление прихода должно быть связано с положением источника. В настоящем Разделе, пороговое значение энергии выбрано на уровне 5.7×10^{19} эВ, так как это значение использовалось в работах Обсерватории им. Пьера Оже [271, 276].

4.3.1. Набор данных и реконструкция

Для анализа настоящего Раздела использованы данные за 5 лет наблюдения наземной решетки Telescope Array с 11 мая 2008 г. по 4 мая 2013 г. Полный набор данных включает около миллиона событий, вызвавших мастер установки (триггер). Для целей настоящего раздела используется стандартная процедура реконструкции событий наземной решетки, описанная в Приложении В, включающая калибровку энергии по данным ФД. Однако условия отбора событий в данном анализе ослаблены как по сравнению со стандартными, используемыми для исследования спектра КЛ [11], так и по сравнению с используемыми ранее для анализа анизотропии [278]. Отбор событий осуществлялся по следующим критериям:

1. По крайней мере 4 детектора наземной решетки сработали и участвуют в аппроксимации геометрии ШАЛ.¹
2. Зенитный угол восстановленного направления прихода не превышает 55° .
3. Восстановленная энергия выше 5.7×10^{19} эВ. Порог по энергии выбран таким же, как в работах Обсерватории им. Пьера Оже [271].

Указанным условиям удовлетворяет 72 события. Статистика увеличена за счет ослабления условий отбора. Так, в прошлых работах по анизотропии

¹ Из процедуры аппроксимации исключаются сработавшие детекторы, сигналы которых вызваны случайными атмосферными мюонами. Алгоритм определения детекторов, относящихся к событию основан на построении пространственно-временного кластера.

требовалось, чтобы станция с наибольшим сигналом была окружена четырьмя сработавшими станциями. Такое условие накладывалось для того, чтобы добиться высокого углового и энергетического разрешения, исключив события с осью вблизи границы установки. Из указанных 72 событий, 20 не удовлетворяют описанному выше условию.

Последствия отказа от граничного условия исследованы с использованием полного набора Монте-Карло событий [11], см. Раздел 4.2. Согласно результату Монте-Карло моделирования, это условие должно в среднем затрагивать 13.2 события. Наблюдаемое значение в 20 событий ожидается в 5% случаях, что находится в пределах допустимых статистических флуктуаций. Угловое разрешение для граничных событий ухудшается до 1.7° по сравнению с 1.0° для удовлетворяющих граничному условию. Разрешение по энергии соответственно изменяется с $\sim 15\%$ до $\sim 20\%$. Полученные угловое и энергетическое разрешения достаточны для анализа анизотропии на средних угловых масштабах. В качестве дополнительного тестирования, проверено, что спектр КЛ, восстановленный с ослабленными условиями, согласуется со спектром, построенным стандартным образом.

4.3.2. Результаты

На Рисунке 4.4 (а) представлена карта 72 событий с энергией выше 5.7×10^{19} эВ, зарегистрированных наземной решеткой Telescope Array [12]. На карте можно видеть скопление событий диаметром $\sim 30^\circ$ – 40° вблизи прямого восхождения $\sim 150^\circ$ и склонения $\sim 40^\circ$. Для того, чтобы исследовать свойства этой группы событий и оценить статистическую значимость анизотропии, используем избыточную выборку событий, попадающих во всевозможные круги радиусом 20° — метод, применявшийся коллаборацией AGASA для анализа крупномасштабной анизотропии [344, 345]. Метод с тем же угловым масштабом использовался коллаборациям HiRes и TA для проверки результата AGASA [346, 347] в диапазоне энергий выше 10^{18} эВ. В настоящей работе ска-

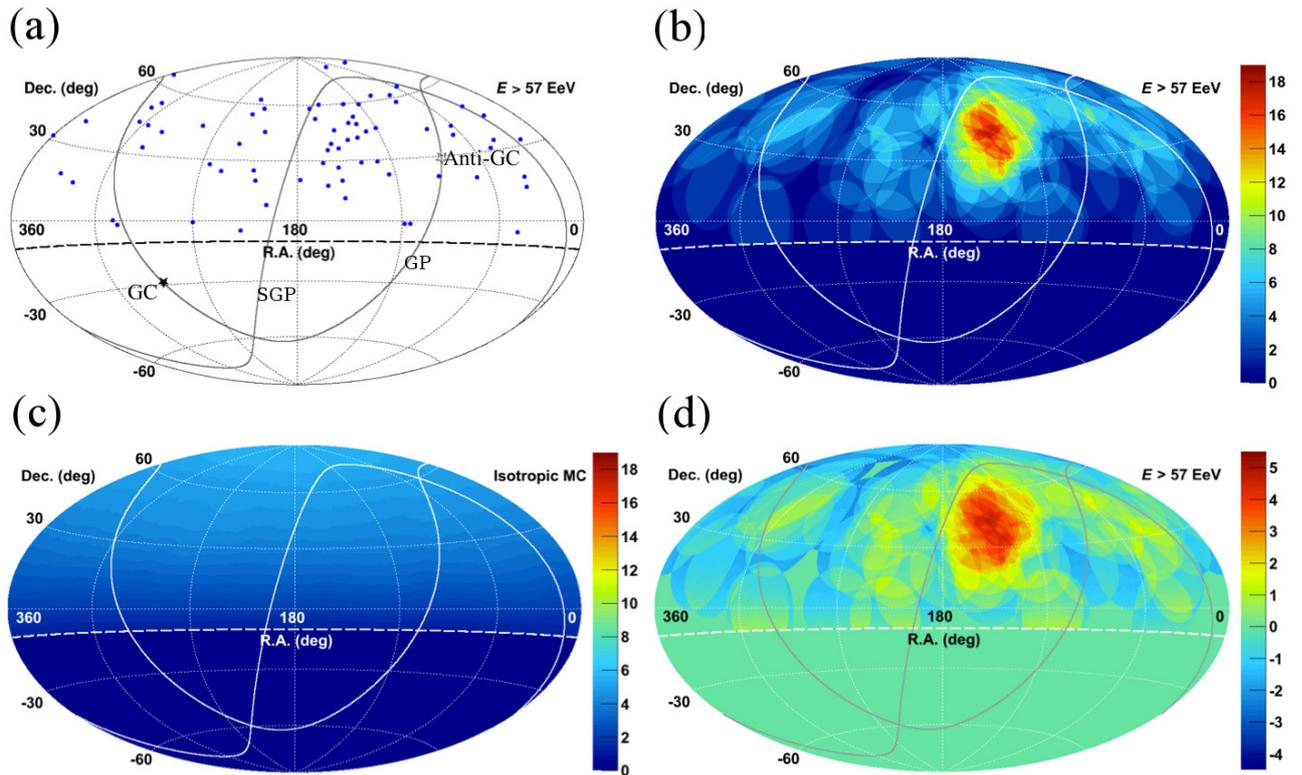


Рис. 4.4. Карта КЛУВЭ в экваториальных координатах в проекции Аитова. Сплошные линии — галактическая плоскость (GP) и плоскость Местного сверхскопления галактик (SGP). Поле зрения TA — область над штриховой линией $\text{Dec.} = -10^\circ$. (a) Точки — направления прихода КЛУВЭ с энергиями выше $E > 5.7 \times 10^{19}$ эВ, зарегистрированные наземной решеткой Обсерватории Telescope Array, звездочки — галактический центр (GC) и антицентр (Anti-GC); (b) цвет соответствует числу наблюдаемых событий в круге радиусом 20° с центром в данной точке; (c) количество ожидаемых фоновых событий в круге радиусом 20° ; (d) Карта статистической значимости, рассчитанная методом Ли и Ма, Уравнение (4.1).

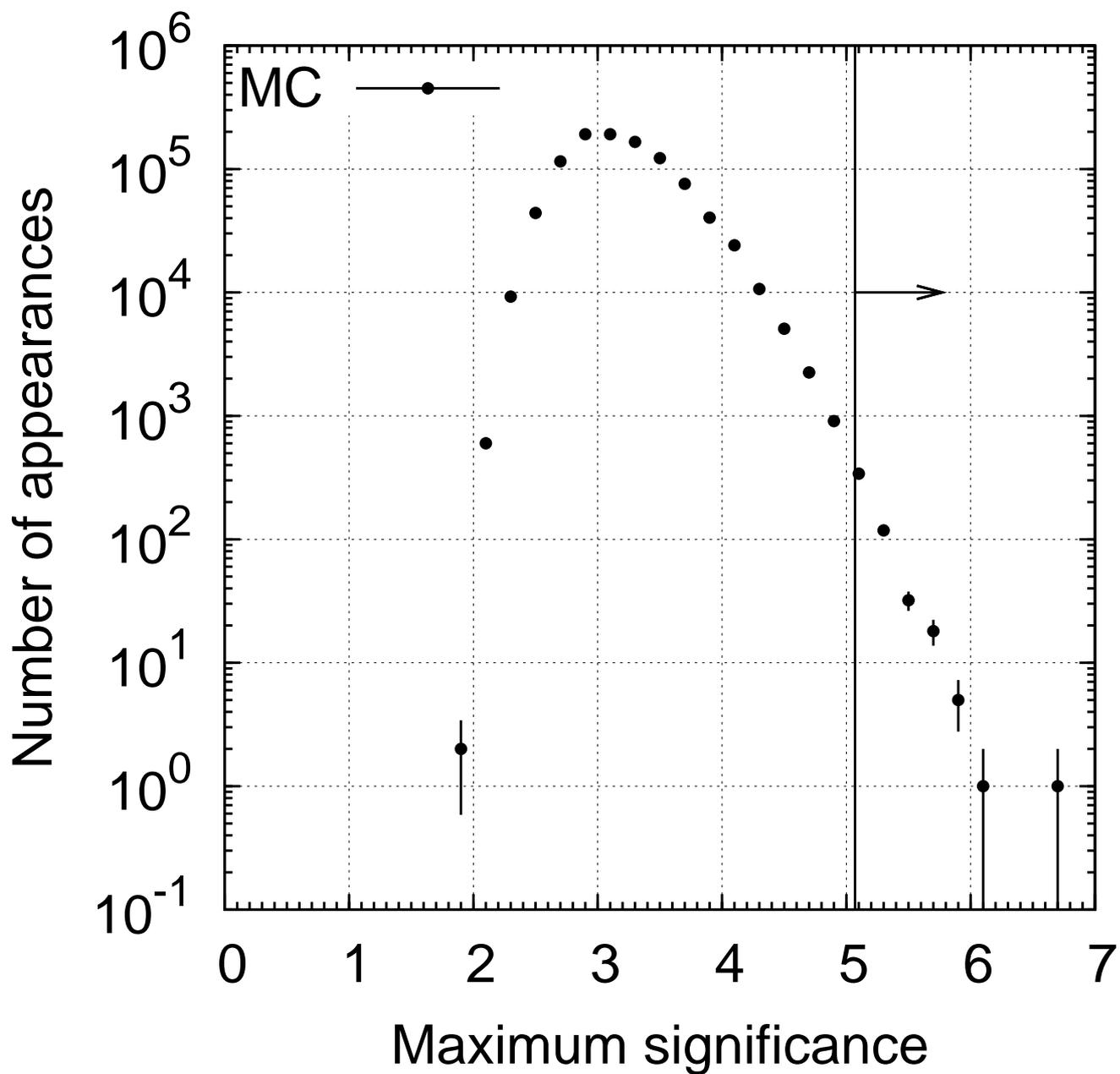


Рис. 4.5. Распределение максимальной статистической значимости, полученное в результате Монте-Карло моделирования изотропного потока. Из миллиона наборов Монте-Карло событий, содержащих по 72 события, в 365 наборах значимость превышает значение, наблюдаемое в данных $S_{\text{MAX}} > 5.1\sigma$. Область значений, превышающая указанный порог, показана на рисунке вертикальной линией и стрелкой.

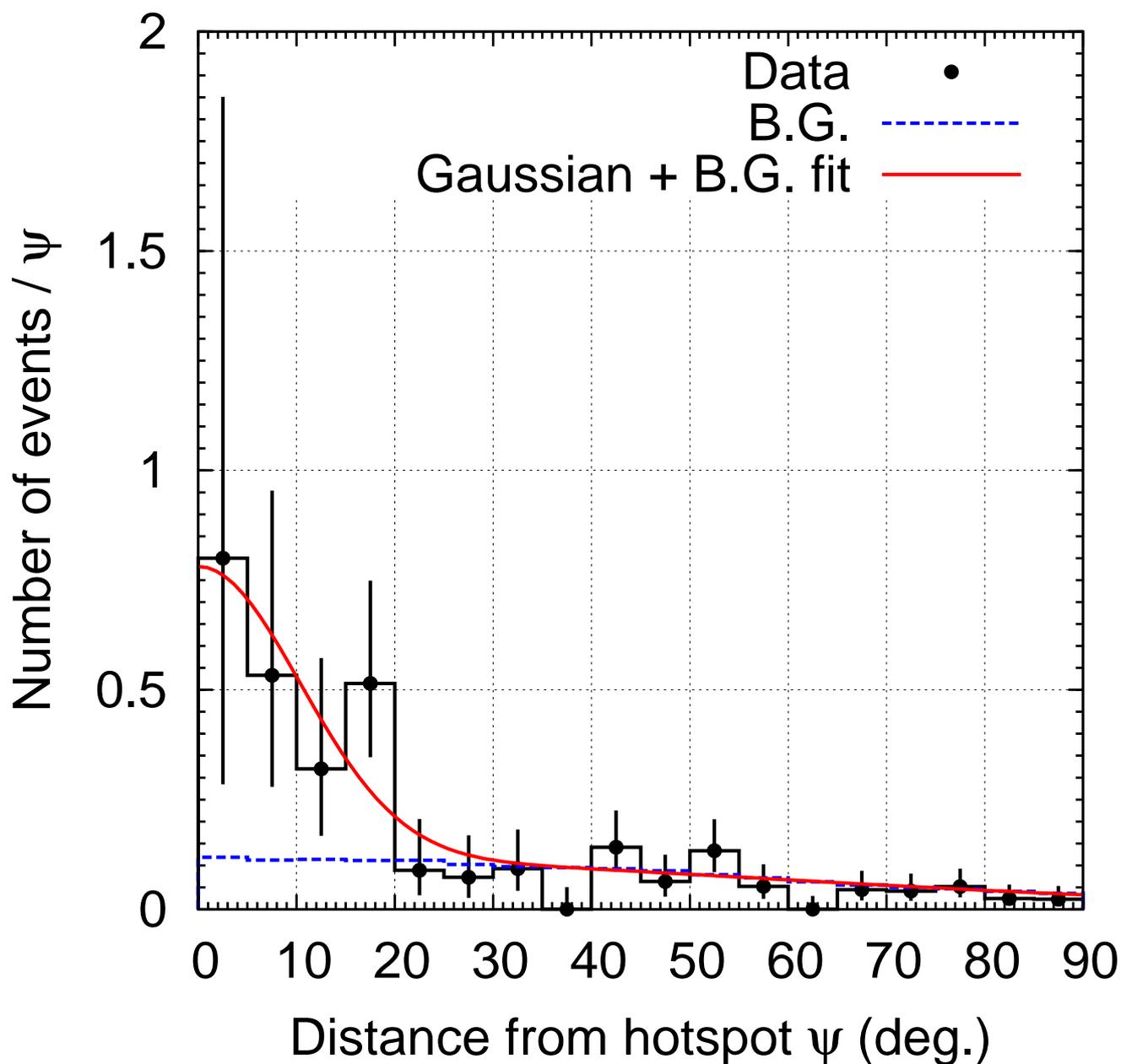


Рис. 4.6. Нормированное число событий как функция от углового расстояния (ψ) до центра горячего пятна. Черным нанесено распределение наблюдаемых событий с энергией выше 5.7×10^{19} эВ, зарегистрированных наземной решеткой. Штриховая синяя линия — ожидаемое число фоновых событий, полученное в результате Монте-Карло моделирования в предположении изотропного потока. Сплошная красная линия — результат аппроксимации гауссовой функцией, заданной Уравнением 4.2. Ширина и высота сигнала составляют $\sigma_s = 10.3^\circ \pm 1.9^\circ$ и $A_s = 0.67 \pm 0.29$, соответственно.

нирование углового размера не проводилось, а угловой размер 20° точно соответствует угловому размеру, использованному коллаборацией AGASA. Однако, так как метод не был достоверно зафиксирован до того, как скопление событий было обнаружено глазом, в дальнейшем при оценке статической значимости будет подразумеваться перебор 5 возможных радиусов: 15, 20, 25, 30, и 35 градусов.

Число событий в круге радиусом 20° с центром в заданной точке изображено на Рисунке 4.4 (b). Центр круга выбирался в узлах решетки с шагом 0.1° в пределах по прямому восхождению (R.A.) от 0° до 360° и по склонению (Dec.) от -10° до 90° . Оказалось, что в пределах поля зрения ГА, максимальное число событий в круге $N_{\text{on}} = 19$. Для того, чтобы оценить число фоновых событий, проведено моделирование 100 тысяч событий, распределенных в соответствии с изотропным потоком. Так как при рассматриваемых энергиях, эффективность регистрации событий близка к 100%, для моделирования использовалась геометрическая функция экспозиции $g(\theta) = \sin\theta\cos\theta$, зависящая только от зенитного угла θ . Полученное в таком приближении распределение событий по зенитному углу согласуется с распределением, полученным с помощью полного Монте-Карло моделирования установки. Необходимость использования упрощенного моделирования связана с тем, что оценка статической значимости проводится с использованием огромного количества изотропных наборов, моделирование которых с помощью полной процедуры, описанной в Разделе 4.2, потребует недоступных коллаборации компьютерных мощностей.

Количество изотропных событий в круге радиусом 20° N_{off} может быть преобразовано в ожидаемое количество фоновых событий $N_{\text{bg}} = \eta N_{\text{off}}$ с помощью нормировочного множителя $\eta = 72/100,000$. На Рисунке 4.4 (c) показано математическое ожидание числа фоновых событий в случае изотропного распределения КЛ.

Статистическая значимость избытка событий в каждом круге рассчитана

методом Ли и Ма [348] по следующей формуле:

$$S_{\text{LM}} = \sqrt{2} \left[N_{\text{on}} \ln \left(\frac{(1 + \eta)N_{\text{on}}}{\eta(N_{\text{on}} + N_{\text{off}})} \right) + N_{\text{off}} \ln \left(\frac{(1 + \eta)N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right]^{1/2}. \quad (4.1)$$

На Рисунке 4.4 (d) показана карта статистической значимости локального избытка событий ГА с энергией выше 5.7×10^{19} эВ. Максимальная локальная статистическая значимость $S_{\text{MAX}} = 5.1\sigma$ ($N_{\text{on}} = 19$, $N_{\text{bg}} = 4.49$) достигается в точке с экваториальными координатами $R.A.(\alpha) = 146.7^\circ$, $Dec.(\delta) = 43.2^\circ$. Область вблизи точки максимальной значимости визуально выглядит как горячее пятно.

Однако, статистическая значимость горячего пятна 5.1 стандартных отклонений, приведенная выше не учитывает поиск избытка по всему небу. Кроме того, анализ не был слепым. Напротив, мы наблюдали рост горячего пятна по мере поступления новых данных в течение нескольких лет. Трудно оценить штрафной множитель, связанный с действиями коллаборации по идентификации статистического избытка. Например, применяя метод избыточной выборки, используемый в эксперименте AGASA, мы знали, что радиус выборки примерно соответствует наблюдаемому размеру скопления событий.

Тем не менее, оценить вероятность случайного появления горячего пятна в произвольном месте на изотропном небе можно с помощью Монте-Карло моделирования изотропного набора событий. Для этого выполнено моделирование большого числа изотропных наборов событий, содержащих столько же событий, сколько в данных. Далее, для каждого из Монте-Карло наборов производится поиск максимальной локальной значимости методом избыточной выборки с радиусом 20 градусов. Более того, для того, чтобы учесть оценку размера горячего пятна, производимую на глаз, максимизация локального избытка производится для пяти различных радиусов 15, 20, 25, 30 и 35 градусов.

Проведено моделирование миллиона изотропных МК-наборов, каждый из которых содержит 72 события. Максимальная локальная значимость S_{MAX} вычислена для каждого набора тем же способом, которым она рассчитана для

данных. Единственное отличие состоит в том, что для МК выполняется перебор пяти радиусов пятна и выбирается максимальная из пяти S_{MAX} . Распределение величины S_{MAX} для МК наборов данных приведено на Рисунке 4.5. Среди миллиона МК наборов, в 365 случаях величина S_{MAX} превысила значение 5.1σ . Следовательно в случае изотропного неба, вероятность наблюдать такое же горячее пятно, как наблюдается в данных, составляет 3.7×10^{-4} , что эквивалентно 3.4 стандартным отклонениям в одну заданную сторону для гауссовского распределения.

Для того, чтобы оценить размер горячего пятна, нормированное число событий рассчитано как функция от углового расстояния до его центра ψ , см. Рисунок 4.6). Так как при текущей статистике затруднительно определить форму горячего пятна, ограничимся определением размера в предположении, что горячее пятно имеет цилиндрическую симметрию. Распределение событий по угловому расстоянию аппроксимировано методом максимального правдоподобия суммой гауссовского сигнала и фона, полученного в результате МК-моделирования. Аппроксимация выполнена следующей функцией:

$$f(\psi; A_s, \sigma_s) = A_s \exp\left(-\frac{\psi^2}{2\sigma_s^2}\right) + (a_0 + a_1\psi^2 + a_2\psi^4), \quad (4.2)$$

где первое слагаемое — искомый гауссовский сигнал, A_s и σ_s — амплитуда и ширина сигнала, соответственно. Второе слагаемое — форма фона, полученная в результате аппроксимации результатов моделирования квадратичной функцией. Значения параметров $a_0 = 0.118$, $a_1 = -1.7 \times 10^{-5}$ и $a_2 = 8.5 \times 10^{-10}$ получены в результате МК моделирования, а A_s и σ_s получаются из аппроксимации данных. В гауссовом приближении, ширина горячего пятна составляет $\sigma_s = 10.3^\circ \pm 1.9^\circ$, а значения параметра амплитуды $A_s = 0.67 \pm 0.29$. Ошибку определения положения горячего пятна можно оценить как $\sigma_s / \sqrt{N_{\text{on}} - N_{\text{bg}}} = 2.7^\circ$.

4.3.3. Обсуждение результатов

Положение горячего пятна ($R.A. = 146.7^\circ$, $Dec. = 43.2^\circ$) не совпадает с положением каких либо выделенных источников. Горячее пятно находится недалеко от плоскости Местного сверхскопления галактик, содержащей местные скопления галактик, такие как Скопление Большой Медведицы (20 Мпк от Земли), Скопление Волос Вероники (90 Мпк) и Скопление Девы (20 Мпк). Угловое расстояние от центра горячего пятна до плоскости Местного сверхскопления галактик составляет $\sim 19^\circ$.

Если считать, что горячее пятно — не статистическая флуктуация, можно предложить две интерпретации. В первом сценарии, горячее пятно может быть связано с ближайшей группой галактики или с галактической нитью, соединяющей Млечный Путь со Скоплением Девы [349]. Вторым сценарий предполагает, что КЛСВЭ — ядра химических элементов, рожденные в плоскости Местного сверхскопления галактик и отклоненные внегалактическими магнитными полями и полями гало галактики [350, 351]. Интерпретация горячего пятна связана с данными о химическом составе КЛСВЭ, галактических и внегалактических магнитных полях, которые могут быть получены независимо.

Анализ полученного указания на анизотропию среднего масштаба ограничен имеющейся статистикой космических лучей в северном полушарии. Для определения природы горячего пятна разработан проект расширения Обсерватории Telescope Array. Проект носит название TAx4 [352], так как предполагает расширение площади наземной решетки в 4 раза. Проект предполагает накопление к 2020 году статистики, эквивалентной 20 годам наблюдения Telescope Array. При сохранении текущей доли событий в горячем пятне, это увеличит статистическую значимость наблюдения до 7 стандартных отклонений.

4.4. Ограничения на поток фотонов с энергиями выше 10^{19} эВ

В настоящем Разделе предложен метод поиска фотонов ультравысоких энергий по данным наземной решетки Telescope Array. В результате применения метода поставлены ограничения на поток фотонов ультравысоких энергий.

Станции наземной решетки ТА построены на основе тонких сцинтилляторов и, как следствие, одинаково чувствительны к мюонной и электромагнитной компонентам ШАЛ. Согласно аргументам, аналогичным представленным в Разделе 3.4.1, эффективности регистрации ШАЛ, вызванных первичными фотонами и протонами, — величины одного порядка. Так как плотность числа мюонов не измеряется независимо, классификация типа первичной частицы требует анализа других наблюдаемых величин. Как показано в Разделе 4.2, одной из таких величин является кривизна фронта ШАЛ, см. также Рисунок 4.3. В настоящем Разделе параметр Линсли кривизны фронта “а” используется как параметр, чувствительный к составу, а сцинтилляционный сигнал, приведенный к расстоянию до оси 800 м $\mathcal{S} \equiv S_{800}$, — для определения первичной энергии. В настоящем Разделе представлен метод поиска фотонов, основанный на принципах событийного анализа [280]. Установлены ограничения на интегральный поток гамма-квантов с энергиями выше E_0 , где E_0 принимает значения 10^{19} , $10^{19.5}$ и 10^{20} эВ. В конце Раздела выполнено сравнение результатов предложенного метода с результатами, полученными методом “фотонной медианы”, применяемым Обсерваторией им. Пьера Оже [52].

4.4.1. Набор данных и моделирование

Для анализа использованы данные, зарегистрированные наземной решеткой Обсерватории Telescope Array с 11 мая 2008 г. по 1 мая 2011 г. В течение данного периода эффективное время работы наземной решетки составляло более 95% общего времени [44].

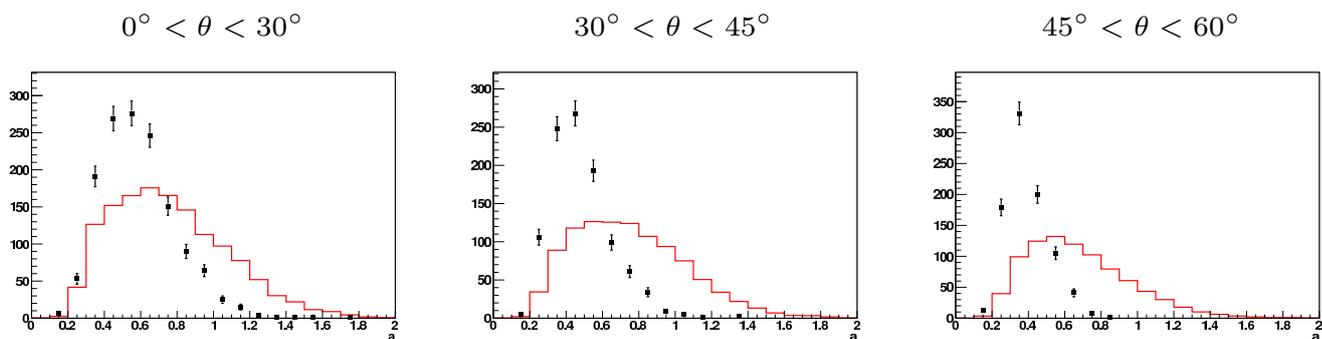


Рис. 4.7. Параметр кривизны фронта Линсли для трех диапазонов зенитных углов для восстановленных энергий $E_\gamma > 10^{19}$ эВ. Черные точки — данные, красные — Монте-Карло события, вызванные фотонам с первичным спектром E^{-2} . Условия отбора, одинаково применимые и к данным и к Монте-Карло, описаны в Разделе 4.4.

Метод поиска фотонов основан на сравнении реальных и Монте-Карло событий, смоделированных в предположении первичных фотонов, см. Раздел 4.2. База данных искусственных событий включает в себя ШАЛ с различными первичными энергиями и направлениями прихода. Для анализа событий, которые могут быть вызваны фотонами с первичной энергией выше $10^{19.5}$ эВ, выполнено отдельное моделирование ШАЛ с фиксированными зенитным и азимутальным углами. При этих энергиях развитие ШАЛ зависит от угла из-за взаимодействия фотона в геомагнитном поле, см. Раздел 4.2. Для реальных событий более низких энергий производится отбор Монте-Карло событий по зенитному углу из единой базы данных, содержащей ШАЛ, пришедших со случайных направлений.

Для каждого реального события “ i ” производится оценка энергии в предположении, что данное событие вызвано первичным фотоном, $E_\gamma^i = E_\gamma(\mathcal{S}^i, \theta^i, \phi^i)$. Эта оценка — средняя энергия первичного фотона, который вызовет ШАЛ с такой же величиной \mathcal{S} при заданном направлении прихода. Из-за того, что фотонные ШАЛ обладают большими флуктуациями развития, точность определения E_γ составляет порядка 50%. В настоящем анализе, E_γ используется только для отбора событий, а описанные флуктуации учитываются при расчете экспозиции в Разделе 4.4.3.

Для анализа используются события, удовлетворяющие следующим условиям отбора:

1. Ось ШАЛ находится внутри установки, причем расстояние от оси ШАЛ до границы установки не менее 1200 м;
2. Условие на зенитный угол: $45^\circ < \theta < 60^\circ$;
3. Число сработавших станций наземной решетки ≥ 7 ;
4. Совместная аппроксимация фронта и ФПР имеет значение хи-квадрат, разделенное на число степеней свободы, удовлетворяющее условию $\chi^2/\text{d.o.f.} < 5$;
5. Условие на \mathcal{S} : $E_\gamma(\mathcal{S}_{obs}^i, \theta^i, \phi^i) > 10^{19}$ эВ или $E_\gamma > 10^{19.5}$ эВ в зависимости от рассматриваемого диапазона энергий (второй вариант условия используется как для $E_0 = 10^{19.5}$, так и для $E_0 = 10^{20}$ эВ).

Отметим, что для Монте-Карло событий используется та же самая процедура реконструкции и те же условия отбора, что и для данных. В случае Монте-Карло событий, условия отбора накладываются на реконструированные параметры ШАЛ, а исходные параметры моделирования игнорируются.

Условия отбора определяют эффективность регистрации гамма-квантов, которая превышает 50% для первичных энергий выше 10^{19} эВ. Вычисление экспозиции приведено в Разделе 4.4.3. Итоговый набор данных содержит 877 событий с $E_\gamma > 10^{19}$ эВ и $45^\circ < \theta < 60^\circ$.

4.4.2. Метод анализа

Реконструкция событий включает в себя совместную аппроксимацию фронта и ФПР, в результате которой для каждого события “ i ” восстанавливается пара параметров $(\mathcal{S}_{obs}^i, a_{obs}^i)$ и направление прихода (θ^i, ϕ^i) . Детали реконструкции описаны в Приложении В. Гистограммы параметра кривизны

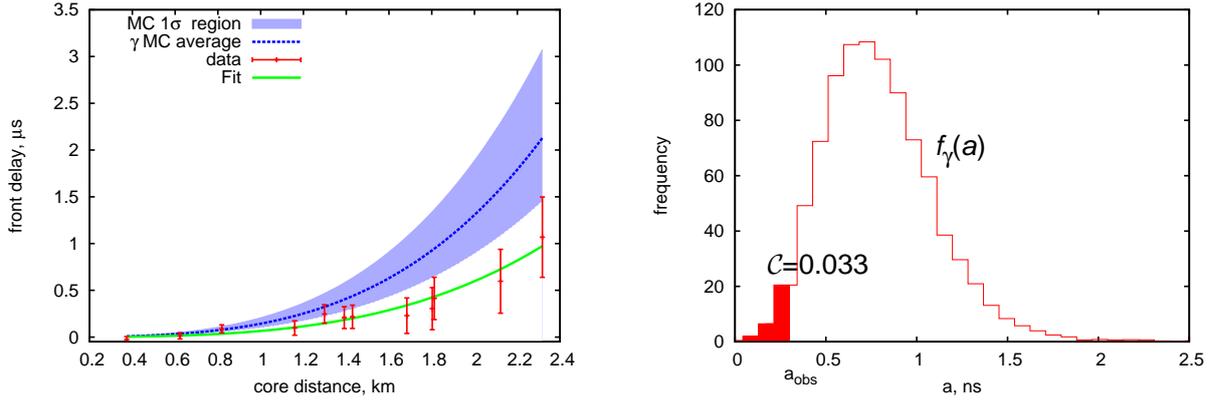


Рис. 4.8. Левая часть: аппроксимация фронта ШАЛ для события (2008-08-13 14:02:01, $\theta = 53.6^\circ$, $E_\gamma = 1.29 \times 10^{19}$ эВ, $C=0.033$) в сравнении с усредненным фронтом для фотонных Монте-Карло событий, согласующихся по зенитному углу и \mathcal{S} . Фронт 68% Монте-Карло событий лежит в пределах закрашенной 1σ -области. Отсчет задержки осуществляется от времени прихода плоского фронта. Правая часть: $f_\gamma(a)$ для того же события; a_{obs} — наблюдаемое значение кривизны. Площадь закрашенной области — доля Монте-Карло событий, кривизна которых меньше, чем a_{obs} (3.3% событий)

Линсли для данных и Монте-Карло событий, вызванных первичными фотонами, представлены на Рисунке 4.7. Отметим, что и для данных и для Монте-Карло, распределения имеют наименьшую ширину в диапазоне зенитных углов $45^\circ < \theta < 60^\circ$, что мотивирует выбор именно этого диапазона для анализа.

Далее, для каждого наблюдаемого события отбираются Монте-Карло событий, совместимые с ним по значениям восстановленных углов θ^i , ϕ^i и \mathcal{S}_{obs}^i . Затем строится функция распределения $f_\gamma^i(a)$ отобранных таким образом Монте-Карло событий. Для каждого события вычисляется доля Монте-Карло событий, у которых кривизна фронта превышает наблюдаемое значение

$$C^i = \int_{-\infty}^{a_{obs}^i} f_\gamma^i(a) da.$$

Аппроксимация фронта ШАЛ и значения $f_\gamma(a)$ и C проиллюстрированы на примере одного события на Рисунке 4.8.

Распределение величины C для данных и Монте-Карло представлены на Рисунке 4.9. Несмотря на то, что свойства распределения $f_\gamma^i(a)$ существенно за-

висят от энергии, величина C^i определена так, что для первичных фотонов она распределена равномерно в пределах от 0 до 1². С другой стороны, распределение C^i для данных существенно неравномерно, причем большая часть событий лежит ниже, так называемой “фотонной медианы”, то есть имеют значение C^i ниже 0.5.

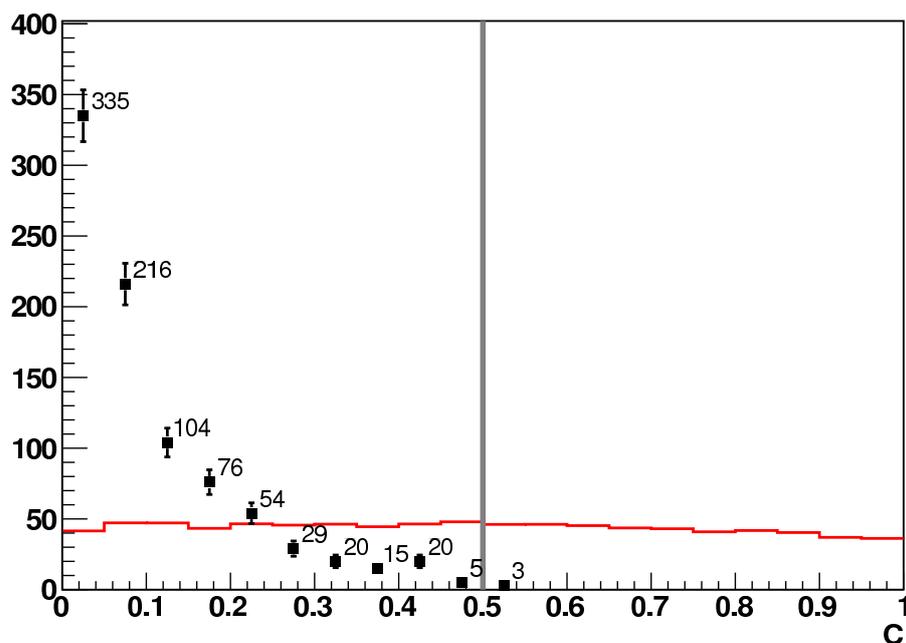


Рис. 4.9. Распределение величины C для данных с энергиями $E_\gamma > 10^{19}$ эВ и зенитными углами $45^\circ < \theta < 60^\circ$. Черные точки — данные, красная линия — Монте-Карло события, вызванные первичными фотонами со спектром E^{-2} . “Фотонная медиана” обозначена вертикальной серой линией.

Пусть F_γ — интегральный поток первичных фотонов в заданном диапазоне энергий. В этом случае мы ожидаем, что установка в среднем зарегистрирует

$$\bar{n}(F_\gamma) = (1 - \lambda)F_\gamma A_{geom} \quad (4.3)$$

событий, вызванных фотонами, где A_{geom} — геометрическая экспозиция эксперимента, определенная для заданного диапазона энергий, а λ — доля потерян-

² Отклонения от равномерного распределения вызваны конечной статистикой МК-событий. Как видно из Рис. 4.9, такие отклонения не превышают 5%.

ных фотонов, то есть интересных для нас Монте-Карло событий не попавших в исследуемый набор из-за триггера установки или условий отбора.

Верхнее ограничение на возможный поток первичных фотонов устанавливается из условия, что распределение \mathcal{C} для гамма-квантов должно быть совместны с равномерным распределением от 0 до 1. Для этого исследованы все возможные поднаборы из n событий, принадлежащих набору данных, причем n принимает значение от 3 до некоторого значения M . Распределение \mathcal{C} для каждого поднабора сравниваем с равномерным с помощью теста Смирнова-Крамер-фон Мизеса [353] и выбираем максимальную вероятность $\mathcal{P}(n)$ как функцию числа событий. По определению теста, $\mathcal{P}(0) \equiv \mathcal{P}(1) \equiv \mathcal{P}(2) \equiv 1$, а величину M выбираем равной 100, так как при этом значении вероятности в рассматриваемом случае эффективно равны нулю. Для ограничения потока F_γ с уровнем достоверности ξ (в нашем случае 95%), потребуем

$$\sum_{n=0}^M \mathcal{P}(n)W(n, \bar{n}(F_\gamma)) < 1 - \xi, \quad (4.4)$$

где $W(n, \bar{n})$ — пуассоновская вероятность обнаружить n событий при математическом ожидании \bar{n} . Ограничение на поток получается из Уравнения (4.3):

$$F_\gamma < \frac{\bar{n}}{(1 - \lambda)A_{geom}}. \quad (4.5)$$

4.4.3. Вычисление экспозиции

Геометрическая экспозиция наземной решетки Telescope Array за рассматриваемый период для диапазона зенитных углов $45^\circ < \theta < 60^\circ$ и граничного условия отбора составляет:

$$A_{geom} = 1286 \text{ km}^2 \text{ sr yr}. \quad (4.6)$$

Доля потерянных фотонов вычисляется с помощью фотонного Монте-Карло набора, смоделированного со спектром E^{-2} . Значения $(1 - \lambda)$ после последовательного применения условий отбора приведены в Таблице 4.1.

Условие	$E_0, \text{эВ}$		
	10^{19}	$10^{19.5}$	10^{20}
$n_{det} \geq 7$	72%	94%	97%
$\chi^2/\text{d.o.f.} < 5$	68%	89%	95%
S cut	57%	70%	95%
Итого:	57%	70%	95%

Таблица 4.1. Относительная экспозиция наземной решетки Telescope Array ($1 - \lambda$) по отношению к фотонам при последовательном применении условий отбора.

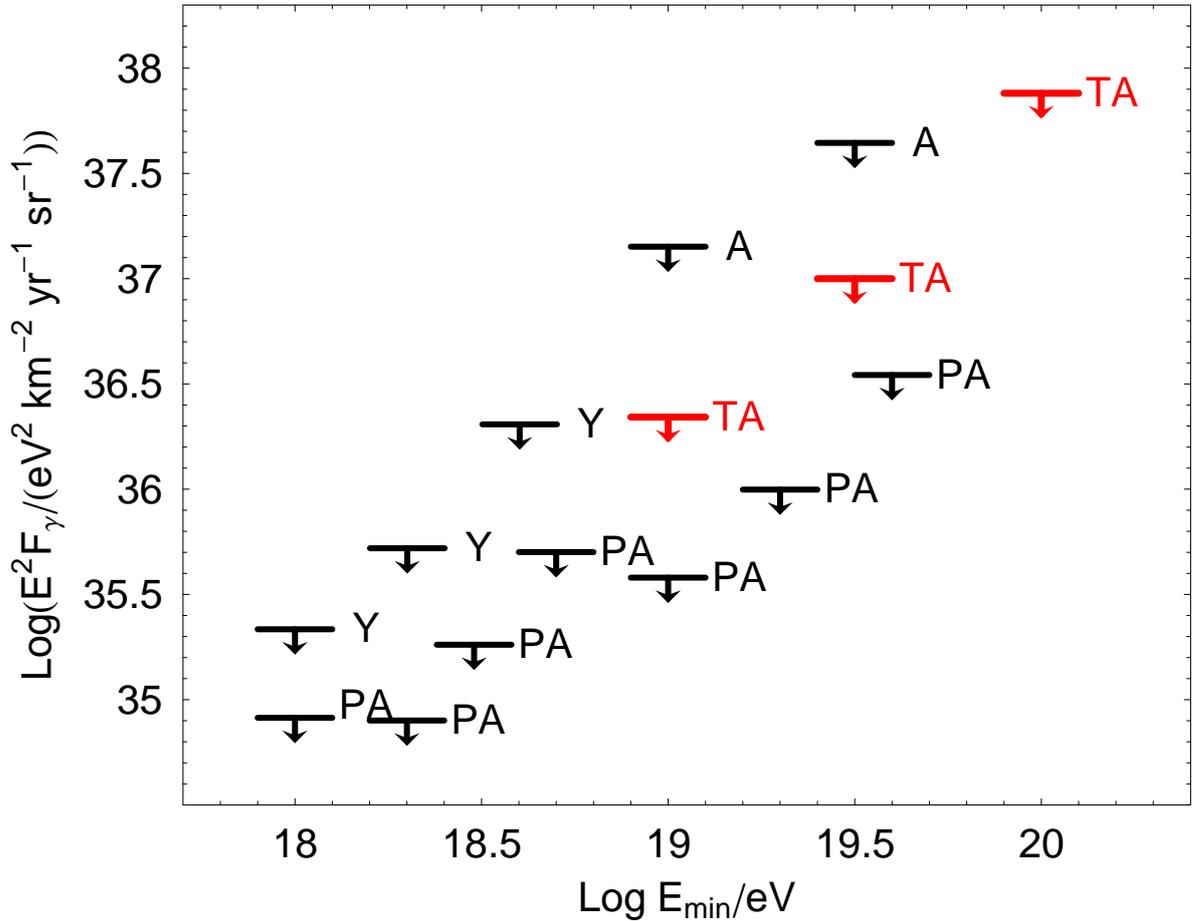


Рис. 4.10. Ограничения на поток фотонов, полученные в настоящем Разделе (ТА) в сравнении с полученными ранее результатами эксперимента AGASA (А) [48], Якутской установки (Y) [7] (Глава 3) и Обсерватории им. Пьера Оже (РА) [52, 354].

4.4.4. Результаты

Используя описанный выше метод, приходим к следующим результатам [10]:

$$\bar{n} < 14.1 \text{ (95\% CL)}, E_\gamma > 10^{19} \text{ эВ},$$

$$\bar{n} < 8.7 \text{ (95\% CL)}, E_\gamma > 10^{19.5} \text{ эВ},$$

$$\bar{n} < 8.7 \text{ (95\% CL)}, E_\gamma > 10^{20} \text{ эВ}.$$

$$F_\gamma < 1.9 \times 10^{-2} \text{ km}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{yr}^{-1} \text{ (95\% CL)}, E_\gamma > 10^{19} \text{ эВ},$$

$$F_\gamma < 0.97 \times 10^{-2} \text{ km}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{yr}^{-1} \text{ (95\% CL)}, E_\gamma > 10^{19.5} \text{ эВ},$$

$$F_\gamma < 0.71 \times 10^{-2} \text{ km}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{yr}^{-1} \text{ (95\% CL)}, E_\gamma > 10^{20} \text{ эВ}.$$

Отметим, что полученный результат опирается только на фотонные Монте-Карло события и, как следствие, не зависит ни от используемой адронной модели ни от метода оценки энергии адронных первичных частиц.

На Рисунке 4.10 показаны эти ограничения в сравнении с полученными ранее в других экспериментах. Верхние ограничения на долю фотонов вычислим как отношение верхнего ограничения на поток и интегральный поток, определенный по измеренному спектру [11]:

$$\varepsilon_\gamma < 6.2\% \text{ (95\% CL)}, E_\gamma > 10^{19} \text{ эВ},$$

$$\varepsilon_\gamma < 28.5\% \text{ (95\% CL)}, E_\gamma > 10^{19.5} \text{ эВ}.$$

Наконец, сравним полученные результаты с результатами более простого метода “фотонной медианы” [52]. В упомянутом методе, фотонными кандидатами считаются события с кривизной фронта выше, чем средняя кривизна фронта для фотонов. В наших терминах это условие соответствует соотношению $\mathcal{C} > 0.5$. В диапазоне энергий выше 10^{19} эВ обнаружены 3 кандидата, определенных таким образом (см. Рисунок 4.9), а выше $10^{19.5}$ эВ фотонных кандидатов нет. Соответствующие ограничения на уровне достоверности 95% [355]:

$\bar{n}/2 < 8.25$ и $\bar{n}/2 < 3.09$, а в терминах потока $F_\gamma < 2.3 \times 10^{-2}$, $F_\gamma < 0.69 \times 10^{-2}$ и $F_\gamma < 0.51 \times 10^{-2}$ км⁻²ср⁻¹год⁻¹ для $E_0 = 10^{19}$, $10^{19.5}$ и 10^{20} эВ, соответственно. Видно, что ограничения полученные различными методами находятся в хорошем взаимном согласии.

Наконец, обсудим зависимость результата от предположения о первичном спектре фотонов E^{-2} . Мы повторили анализ для $E_0 = 10^{19}$ эВ с другими значениями спектрального индекса и получили ограничения $F_\gamma < 2.2 \times 10^{-2}$ и $F_\gamma < 1.8 \times 10^{-2}$ км⁻²ср⁻¹год⁻¹ для спектров $E^{-1.5}$ и $E^{-2.5}$, соответственно. Ограничения для $E_0 = 10^{19.5}$ эВ и $E_0 = 10^{20}$ эВ менее чувствительны к предположению о спектре.

4.5. Ограничения на модели источников космических лучей

Как видно из Рисунка 3.13, полученные фотонные ограничения противоречат неастрофизическим моделям происхождения космических лучей [16, 24]. Не исключенная таким образом модель Z-вспышек предсказывает продолжение спектра КЛ выше ГЗК-порога и, следовательно, противоречит наблюдению ГЗК-эффекта в спектре космических лучей [11]. На Рисунке 4.11 представлены ограничения на поток фотонов в сравнении с предсказаниями астрофизической модели происхождения КЛ для первичных протонов и железа. Из рисунка видно, что в настоящее время ограничения на поток фотонов согласуются с любым химическим составом первичных частиц, однако к 2020 году чувствительность экспериментов позволит зарегистрировать гамма-кванты или ограничить часть протонных астрофизических моделей [24]

Отметим, что наблюдение горячего пятна также является указанием на астрофизическое происхождение космических лучей. Горячее пятно может быть связано с ближайшим источником КЛУВЭ, а его размер может указывать на заряд частиц, отклоняемых галактическими и внегалактическими маг-

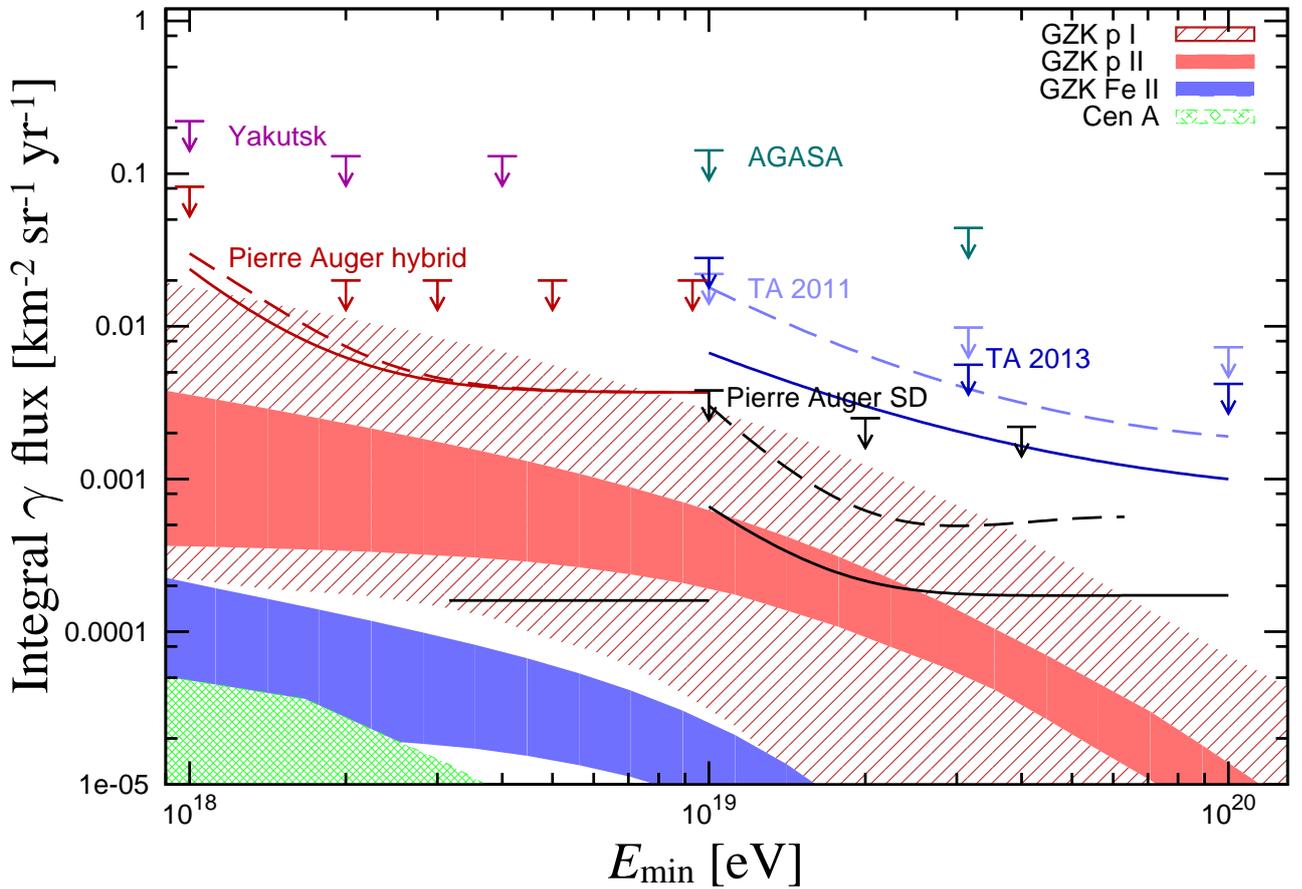


Рис. 4.11. Ограничения на уровне достоверности 95% на интегральный поток гамма-квантов по данным наземной решетки Telescope Array [10, 23] (Глава 4), Обсерватории им. Пьера Оже в гибридном режиме [354] и по данным наземной решетки Aglietta:2007ух, эксперимента AGASA [48] и Якутской установки [7] (Глава 3). Закрашенные области — предсказания астрофизических моделей из работы [34] (красная заштрихованная области в предположении первичных протонов) и из работы [356] (красная и синяя области в предположении первичных протонов и железа, соответственно). Кроме того, показан возможный поток от одного источника [357] (зеленая область). Ожидаемая чувствительность экспериментов к 2020 году показана жирными линиями, см. [24].

нитными полями. Наблюдаемый размер горячего пятна, при простой оценке указывает на ядра с зарядом, близким к заряду ядра азота. Однако, не исключена возможность, что горячее пятно образовано протонами, отклоненными в магнитном поле галактической нити [349].

4.6. Выводы к четвертой главе

По данным наземной решетки Telescope Array установлены ограничения на поток гамма-квантов с энергиями выше 10^{19} эВ, $10^{19.5}$ эВ и 10^{20} эВ. Полученные ограничения совместно с результатами, полученными в Третьей главе на Якутской установке, указывают на астрофизическое происхождение большей части космических лучей ультравысоких энергий. В области энергий выше 5.7×10^{19} эВ обнаружено “горячее пятно” — область повышенной плотности событий радиусом 20° . Горячее пятно может быть связано с одним или несколькими наиболее яркими источниками КЛ, а его протяженность с отклонениями частиц в магнитных полях.

Заключение

Диффузное астрофизическое излучение участвует в физических процессах, чувствительных к существованию новых физических явлений. В настоящей диссертации выполнен поиск предсказаний нескольких современных моделей новой физики частиц, основанный на наблюдениях диффузного излучения в широком диапазоне энергий.

Данные космической обсерватории Планк по измерению спектра мощности реликтового излучения позволяют установить ограничения на плотность гипотетических частиц с дробным электрическим зарядом на уровне $\Omega_{\text{мсп}} h^2 < 0.001$. С одной стороны, ограничение не позволяет МЗЧ составлять более 1% холодной темной материи. С другой стороны, даже такой малой плотности достаточно для генерации первичных галактических магнитных полей. Кроме того, присутствие МЗЧ может повлиять на оценку наклона спектра скалярных возмущений, сдвинув эту величину ближе к единице. Показано, что обнаружение дополнительного легкого нейтрино значительно усилит ограничения на МЗЧ и одновременно повлияет на оценку наклона спектра скалярных возмущений.

Карты температуры РИ чувствительны также к физике на стадиях эволюции Вселенной, существенно более ранних, чем эпоха рекомбинация. Так, альтернативные инфляционные сценарии генерации первичных возмущений могут быть обнаружены по статистическим свойствам карты температуры РИ. Ненаблюдение статистической анизотропии РИ в данных Планк позволяет установить сильнейшие ограничения на параметр самодействия скалярного поля в моделях псевдоконформной Вселенной. Предсказания модели зависят от наличия или отсутствия промежуточной стадии эволюции Вселенной во временном интервале между нарушением конформной симметрии и эпохой горячего Большого взрыва. В сценарии с длинной промежуточной стадией, константа самодействия ограничена достаточно сильно, на уровне $h^2 < 0.0013$. В сценариях

без промежуточной стадии, ограничения слабее и не исключают значения h^2 порядка единицы. В будущем, поиск проявлений последних сценариев может быть проведен по данным Планк с большей чувствительностью с помощью исследования негауссовости возмущений температуры РИ на уровне триспектра.

Космическая гамма-обсерватория Fermi LAT регистрирует гамма-кванты от галактических, внегалактических источников, Солнца, Луны, а также энергичных процессов в земной атмосфере. Из наблюдения семи затмений блазара 3C 279 Солнцем получены ограничения на размер и поток протяженного гало в диапазоне гамма-лучей ($E > 100$ МэВ). Подобное гало предсказывается в ряде моделей физики и астрофизики и, в частности, может быть следствием присутствия крупномасштабных магнитных полей в окрестности источника. Будущие наблюдения затмений дадут возможность увеличить невысокую в настоящее время чувствительность метода и исследовать возможное гало при более высоких энергиях.

Анализ спектров гамма-излучения блазаров показал, что поглощение энергичных гамма-квантов на фотонах внегалактического инфракрасного фона переоценено более, чем в 2 раза, даже в самой консервативной модели фона. Результат затруднительно интерпретировать в рамках стандартной физики и астрофизики, и он может служить указанием на существование новой гипотетической сверхлегкой частицы — аксиона или АПЧ. Детальный анализ поступающих от гамма-телескопов данных позволит в ближайшем будущем определить механизмы, ответственные за аномальное поглощение.

Якутская установка ШАЛ содержит в своем составе мюонные детекторы большой площади. Одновременное измерение плотности сцинтилляционного сигнала и плотности мюонов позволяет отличать ШАЛ, вызванные гамма-квантами ультравысоких энергий ($E > 10^{18}$ эВ) от ШАЛ, вызванных протонами или ядрами. Ограничения на поток фотонов, установленные на основе данных за 22.5 года наблюдения противоречат предсказаниям модели распада топологических дефектов и позволяют ограничить параметры гипотетической

сверхтяжелой темной материи.

Обсерватория Telescope Array обладает рекордной в северном полушарии экспозицией по отношению к космическим лучам ультравысоких энергий. Установленные ограничения на поток фотонов выше 10^{19} эВ указывают на астрофизическое происхождение основной части космических лучей этих энергий. В результате поиска анизотропии на промежуточных угловых масштабах при энергиях выше 5.7×10^{19} эВ, обнаружено “горячее пятно” — область радиусом 20° , содержащая повышенную плотность событий. Горячее пятно может быть связано с одним или несколькими ближайшими источниками КЛ.

Повышение точности измерений диффузного излучения может в будущем привести к фундаментальным открытиям. Прецизионная регистрация реликтового излучения и его поляризации может пролить свет на природу темной материи и на физику частиц до Большого взрыва. Наблюдение гамма-квантов с энергиями выше 100 ТэВ позволит определить какой из сценариев отвечает за аномальную прозрачность Вселенной, а также проверить фундаментальные физические законы на недоступных в настоящее время энергиях. Продолжение поиска гамма-квантов ультравысоких энергий может в ближайшем будущем привести к их наблюдению, что позволит определить источники и, косвенно, химический состав космических лучей предельных энергий. Если такие фотоны не будут открыты, сильные ограничения на их поток будут свидетельствовать об утяжелении состава при самых высоких энергиях. Продолжение наблюдения области горячего пятна позволит получить дополнительную информацию о возможных источниках и составе космических лучей. Экспозиция Обсерватории Telescope Array по отношению к событиям с энергией вблизи порога ГЗК будет увеличена в 3-4 раза за счет расширения наземной решетки в рамках проекта TAx4, развертывание которого происходит в настоящее время.

Приложение А. Вычисление матрицы Фишера в методе квадратичного максимального правдоподобия для неполного неба

В настоящем приложении проведено вычисление матрицы Фишера, заданной (1.14), в приближении равномерного шума для реалистичного случая применения маски. В дальнейшем считаем, что маска оставляет незакрытым долю неба f_{sky} . Вывод будет проведен для анализа одной частотной полосы. Обобщение для кросс-корреляции карт на двух частотных полосах проводится полностью аналогично и приводит к Уравнению (1.15). Начнем с того, что подставим (1.12) в Уравнение (1.14) и получим, используя теорему Иссерлиса-Вика:

$$F_{LM;L'M'} = (-1)^{M'} \frac{1}{4} \sum_{l';mm'} \sum_{\tilde{l}';\tilde{m}\tilde{m}'} i^{l'-l+\tilde{l}-\tilde{l}'} C_{ll'} C_{\tilde{l}\tilde{l}'} B_{lm;l'm'}^{LM} B_{\tilde{l}\tilde{l}';\tilde{m}\tilde{m}'}^{L',-M'} \left(\langle \bar{a}_{l,-m} \bar{a}_{\tilde{l},-\tilde{m}} \rangle \langle \bar{a}_{l'm'} \bar{a}_{\tilde{l}',\tilde{m}'} \rangle + \langle \bar{a}_{l,-m} \bar{a}_{\tilde{l}',\tilde{m}'} \rangle \langle \bar{a}_{\tilde{l},-\tilde{m}} \bar{a}_{l'm'} \rangle \right). \quad (\text{A.1})$$

Связь между спектральными коэффициентами карты с наложенной маской и \hat{a}_{lm} и спектральными коэффициентами для гипотетической карты полного неба \hat{a}_{lm}^f задается соотношением [358]

$$\hat{a}_{lm} = \sum_{l'm'} W_{lm;l'm'} \hat{a}_{l'm'}^f,$$

где $W_{lm;l'm'}$ — матрица перехода, определенная как

$$W_{lm;l'm'} = \int d\mathbf{n} W(\mathbf{n}) Y_{lm}^*(\mathbf{n}) Y_{l'm'}(\mathbf{n}'). \quad (\text{A.2})$$

Здесь $W(\mathbf{n})$ — функция маски, принимающая в случае контрастной маски значение 1 на незакрытых пикселях, участвующих в анализе, и 0 в противном случае. Долю незамаскированного неба f_{sky} можно вычислить как интеграл от $W(\mathbf{n})$ по сфере,

$$f_{sky} = \int \frac{d\mathbf{n}}{4\pi} \cdot W(\mathbf{n}). \quad (\text{A.3})$$

Пренебрегая коммутатором между операцией наложения маски и фильтрацией с обратной вариацией, получим следующее соотношение для фильтрованных гармонических коэффициентов

$$\bar{a}_{lm} = \sum_{l'm'} W_{lm;l'm'} \bar{a}_{l'm'}^f . \quad (\text{A.4})$$

Подставив Уравнение (A.4) в (A.1), получим

$$\begin{aligned} F_{LM;L'M'} &= (-1)^{M'} \frac{1}{2} \sum_{ll';mm'} \sum_{\tilde{l}\tilde{l}';\tilde{m}\tilde{m}'} i^{l'-l+\tilde{l}-\tilde{l}'} C_{ll'} C_{\tilde{l}\tilde{l}'} \left(C_l^{tot} C_{\tilde{l}}^{tot} C_{l'}^{tot} C_{\tilde{l}'}^{tot} \right)^{-1} B_{lm;l'm'}^{LM} B_{\tilde{l}\tilde{l}';\tilde{m}\tilde{m}'}^{L',-M'} \times \\ &\times \sum_{n=0}^n \sum_{k=-n}^n \sum_{n'=0}^{n'} \sum_{k'=-n'}^{n'} (-1)^{k+k'} C_n^{tot} C_{n'}^{tot} W_{ln;-m,k} W_{\tilde{l}n;-\tilde{m},-k} W_{l'n';m'k'} W_{\tilde{l}'n';\tilde{m}',-k'} . \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

При последнем преобразовании использованы следующие соотношения, справедливые в приближении однородного шума

$$\bar{a}_{lm}^f = (C_l^{tot})^{-1} \hat{a}_{lm}^f ,$$

$$\langle \hat{a}_{lm}^f \hat{a}_{l'm'}^f \rangle = (-1)^m C_l^{tot} \delta_{ll'} \delta_{m,-m'} .$$

Заменяв достаточно медленно меняющиеся функции C_n^{tot} и $C_{n'}^{tot}$ на C_l^{tot} и $C_{l'}^{tot}$, соответственно, получим

$$\begin{aligned} F_{LM;L'M'} &\approx \frac{1}{2} \sum_{ll';mm'} \sum_{\tilde{l}\tilde{l}';\tilde{m}\tilde{m}'} i^{l'-l+\tilde{l}-\tilde{l}'} (-1)^{M+m+\tilde{m}+m'+\tilde{m}'} C_{ll'} C_{\tilde{l}\tilde{l}'} \left(C_l^{tot} C_{\tilde{l}}^{tot} \right)^{-1} \times \\ &\times \int d\mathbf{n} Y_{lm}(\mathbf{n}) Y_{l',-m'}(\mathbf{n}) Y_{LM}(\mathbf{n}) \int d\tilde{\mathbf{n}} Y_{\tilde{l}\tilde{m}}(\tilde{\mathbf{n}}) Y_{\tilde{l}',-\tilde{m}'}(\tilde{\mathbf{n}}) Y_{L',-M'}(\tilde{\mathbf{n}}) \times \\ &\times \int d\mathbf{n}_1 W(\mathbf{n}_1) Y_{lm}(\mathbf{n}_1) Y_{\tilde{l},\tilde{m}}(\mathbf{n}_1) \int d\mathbf{n}_2 W(\mathbf{n}_2) Y_{l',-m'}(\mathbf{n}_2) Y_{\tilde{l}',-\tilde{m}'}(\mathbf{n}_2) . \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Прокомментируем несколько преобразований, сделанных при выводе последней формулы. Во-первых, мы заменили коэффициенты $W_{lm;l'm'}$ в (A.5) на выражение (A.2), а коэффициенты $B_{lm;l'm'}^{LM}$ на интеграл от произведения сферических гармоник

$$B_{lm;l'm'}^{LM} = \int d\mathbf{n} Y_{lm}^*(\mathbf{n}) Y_{l'm'}(\mathbf{n}) Y_{LM}(\mathbf{n}) .$$

Во-вторых, выполнено суммирование по индексам n , k , n' и k' с использованием условия полноты сферических гармоник

$$\sum_{l=0}^l \sum_{m=-l}^l Y_{lm}^*(\mathbf{n}) Y_{lm}(\mathbf{n}') = \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}') . \quad (\text{A.7})$$

Наконец, выражение (A.6) получено интегрированием дельта-функций. В этом выражении мы также заменим медленно меняющиеся функции $C_{\tilde{l}}$ и $C_{\tilde{l}'}$ на C_l и $C_{l'}$, соответственно и выполним суммирование по (\tilde{l}, \tilde{m}) и (\tilde{l}', \tilde{m}') , используя (A.7). Получим

$$\begin{aligned} F_{LM;L'M'} \approx & \frac{1}{2} \sum_{ll';mm'} \frac{C_{ll'}^2}{C_l^{\text{tot}} C_{l'}^{\text{tot}}} \int d\mathbf{n} Y_{l,-m}(\mathbf{n}) Y_{l'm'}(\mathbf{n}) Y_{L,-M}^*(\mathbf{n}) \times \\ & \times \int d\mathbf{n}' W(\mathbf{n}') Y_{l,-m}^*(\mathbf{n}') Y_{l'm'}^*(\mathbf{n}') Y_{L',-M'}(\mathbf{n}') . \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Теперь проведем суммирование по индексам m и m' ,

$$\begin{aligned} F_{LM;L'M'} \approx & \frac{1}{2} \sum_{ll'} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right) \left(\frac{2l'+1}{4\pi} \right) \frac{C_{ll'}^2}{C_l^{\text{tot}} C_{l'}^{\text{tot}}} \times \\ & \times \int d\mathbf{n} d\mathbf{n}' W(\mathbf{n}') P_l(\mathbf{n}\mathbf{n}') P_{l'}(\mathbf{n}\mathbf{n}') Y_{L,-M}^*(\mathbf{n}) Y_{L',-M'}(\mathbf{n}') . \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Выражение (A.9) можно упростить, учитывая, что полученная матрица Фишера близка к диагональной и слабо зависит от индексов M и M' . В этом приближении запишем матрицу Фишера в виде:

$$F_{LM;L'M'} \approx F_L \delta_{LL'} \delta_{MM'} ,$$

где

$$F_L \approx \frac{1}{2L+1} \sum_M F_{LM;LM} . \quad (\text{A.10})$$

Суммируя по M , имеем:

$$F_L \approx \frac{1}{8\pi} \sum_{ll'} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right) \left(\frac{2l'+1}{4\pi} \right) \frac{C_{ll'}^2}{C_l^{\text{tot}} C_{l'}^{\text{tot}}} \int d\mathbf{n} d\mathbf{n}' W(\mathbf{n}') P_l(\mathbf{n}\mathbf{n}') P_{l'}(\mathbf{n}\mathbf{n}') P_L(\mathbf{n}\mathbf{n}') .$$

Интеграл по \mathbf{n} может быть взят,

$$F_L \approx \sum_{ll'} \frac{(2l+1)(2l'+1)}{8\pi} \frac{C_{ll'}^2}{C_l^{\text{tot}} C_{l'}^{\text{tot}}} \left(\begin{array}{ccc} L & l & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right)^2 \int \frac{d\mathbf{n}'}{4\pi} \cdot W(\mathbf{n}')$$

Принимая во внимание определение f_{sky} (A.3), получаем Выражение (1.15) в первой части диссертации. Описанный вывод является обоснованием присутствия в приближенном выражении для матрицы Фишера множителя f_{sky} в первой степени.

Приложение Б. Анализ излучения Солнца как движущегося объекта по данным Fermi LAT

Анализ данных Fermi LAT рекомендуется проводить стандартными утилитами Fermi Science Tools, предоставляемыми коллаборацией Fermi LAT. Стандартная обработка данных состоит из нескольких шагов:

1. Выборка данных, относящихся к интересующей области неба и к заданному временному интервалу — `gtselect`, `gtmktime`.
2. Вычисление времени наблюдения каждого участка неба как функции трех переменных: двух координат на небесной сфере и угла к оси спутника, под которым был виден данный участок — `gtltcube`.
3. Вычисление экспозиции как функции от координат на небе и энергии на основании построенной выше функции — `gtexpmap`, `gtexpcube2`.
4. Построение модели источников на небе в формате XML. Обычно модель включает в себя точечные источники, галактическое и изотропное излучения и может включать протяженные источники. Параметры спектров источников могут объявлены либо фиксированными либо свободными параметрами для последующей оптимизации. Для построения может быть использована готовая модель источников из каталога источников Fermi LAT [214].
5. С помощью утилиты `gtlike` производится оптимизация параметров построенной модели путем минимизации функции правдоподобия для исследуемой выборки данных.

Отметим, что `gtlike` фактически игнорирует времена прихода фотонов. Это означает, что модель источников подразумевается статической. Картина меняется в случае, если на исследуемом участке неба присутствует Солнце

или Луна, являющиеся гамма-источниками. В такой ситуации `gtlike` не применима напрямую, так как в ней не предусмотрены движущиеся источники. Анализ данных Fermi LAT с учетом Солнца и/или Луны может быть проведен с помощью программного пакета `Fermi-LAT Solar System Tools`, разработанного коллаборацией Fermi LAT [213] и поставляемого в составе `Fermi Science Tools`. Анализ данных с использованием этих утилит должен содержать три дополнительных шага, которые опишем для примера Солнца:

- (a) Вычисление времени наблюдения каждого участка неба как функции четырех переменных: двух координат на небесной сфере, угла к оси спутника, под которым был виден данный участок и углового расстояния до Солнца. — `gtlrcubesun`.
- (b) Вычисление экспозиции как функции от координат на небе, энергии и углового расстояния до Солнца на основании построенной выше функции — `gtexphpsun`.
- (c) Построение протяженного шаблона, соответствующего усредненному по заданному интервалу времени излучению Солнца — `gtsuntemp`. Шаблон включает в себя фотоны от солнечного диска и протяженной компоненты солнечного гамма-излучения.

Движущееся Солнце может быть в статической картине заменено на неподвижный протяженный источник, излучающий с интенсивностью, усредненной вдоль траектории Солнца за заданный интервал времени. Практически это означает, что построенный с помощью описанной выше процедуры протяженный шаблон может рассматриваться как модель Солнца в процедуре оптимизации `gtlike`.

Приложение В. Описание процедуры реконструкции событий наземной решетки обсерватории Telescope Array

Фотоны, произведенные ионизирующими частицам в сцинтилляторе, собираются с помощью светосдвигающего оптоволокна в ФЭУ. Станция наземной решетки содержит два ФЭУ, по одному для верхнего и нижнего слоя сцинтиллятора. На станции в течение каждого периода в 10 минут накапливается гистограмма амплитуды откликов при условии одновременного присутствия сигнала в верхнем и нижнем слое. Основной вклад в данную гистограмму вносят одиночные мюоны с частотой ~ 700 Гц. Положение максимума гистограммы определяет величину отклика от минимальной ионизирующей частицы (MIP) для каждого сцинтиллятора с точностью $\sim 1\%$. Эта величина используется для калибровки данных с данного детектора и при Монте-Карло моделировании. В последнем учитываются калибровочные данные реального времени. Мастер (триггер) наземной решетки срабатывает, если не менее трех смежных станций зарегистрировали сигнал не менее 3 MIP с взаимным временным интервалом не превышающим $8 \mu\text{sec}$. В этом случае установка записывает временную развертку сигнала с АЦП всех наземных станций, на которых интегральный сигнал превысил 0.3 MIP.

Данные наземной решетки представляют собой пособытийную запись сигналов со сработавших станций с частотой дискретизации 50 ГГц. Восстановление параметров первичной частицы происходит в несколько этапов. На первом этапе производится грубая оценка положения оси ШАЛ как центр масс сигналов станций. Затем определяется направление путем аппроксимации формы фронта — времен прихода первой частицы на каждую из станций — с помощью эмпирической функции, впервые предложенной Линсли, а затем использованной в модифицированном виде в эксперименте AGASA [359]. На третьем

этапе с помощью аппроксимации ФПР эмпирическими функциями эксперимента AGASA [256, 360] восстанавливается уточненное положение оси и плотность сигнала $S(800)$, приведенная к эффективному расстоянию 800 м. Наконец, аппроксимация фронта и ФПР выполняется второй раз. Оценка энергии производится с помощью табулированной функции от $S(800)$ и зенитного угла, полученной в результате Монте-Карло моделирования. Полученные таким образом энергии умножаются на коэффициент $1/1.27$, полученный из калибровки масштаба энергий на масштаб энергий флуоресцентного детектора. Статистическая ошибка восстановления энергии составляет менее 20% для событий с энергией выше 10^{19} эВ [11].

В стандартном анализе спектра КЛ применяются следующие условия отбора событий:

1. Событие должно содержать не менее 5 сработавших станций.
2. Величина восстановленного зенитного угла не превышает 45° .
3. Восстановленное положение оси ШАЛ находится внутри установки на расстоянии не менее 1200 м от границы.
4. Величина χ^2 , отнесенная к числу степеней свободы, не превышает 4 как для оптимизации формы фронта, так и для оптимизации ФПР.
5. Оценка точности восстановления угла не превышает 5° .
6. Относительная ошибка определения $S(800)$ при аппроксимации ФПР составляет не более 25%.

На Рисунке В.1 показана эффективность регистрации, рассчитанная методом Монте-Карло моделирования, описанном в Разделе 4.2. Эффективное поле зрения установки, соответствующее 100% эффективности составляет $920 \text{ км}^2 \text{ ср}$.

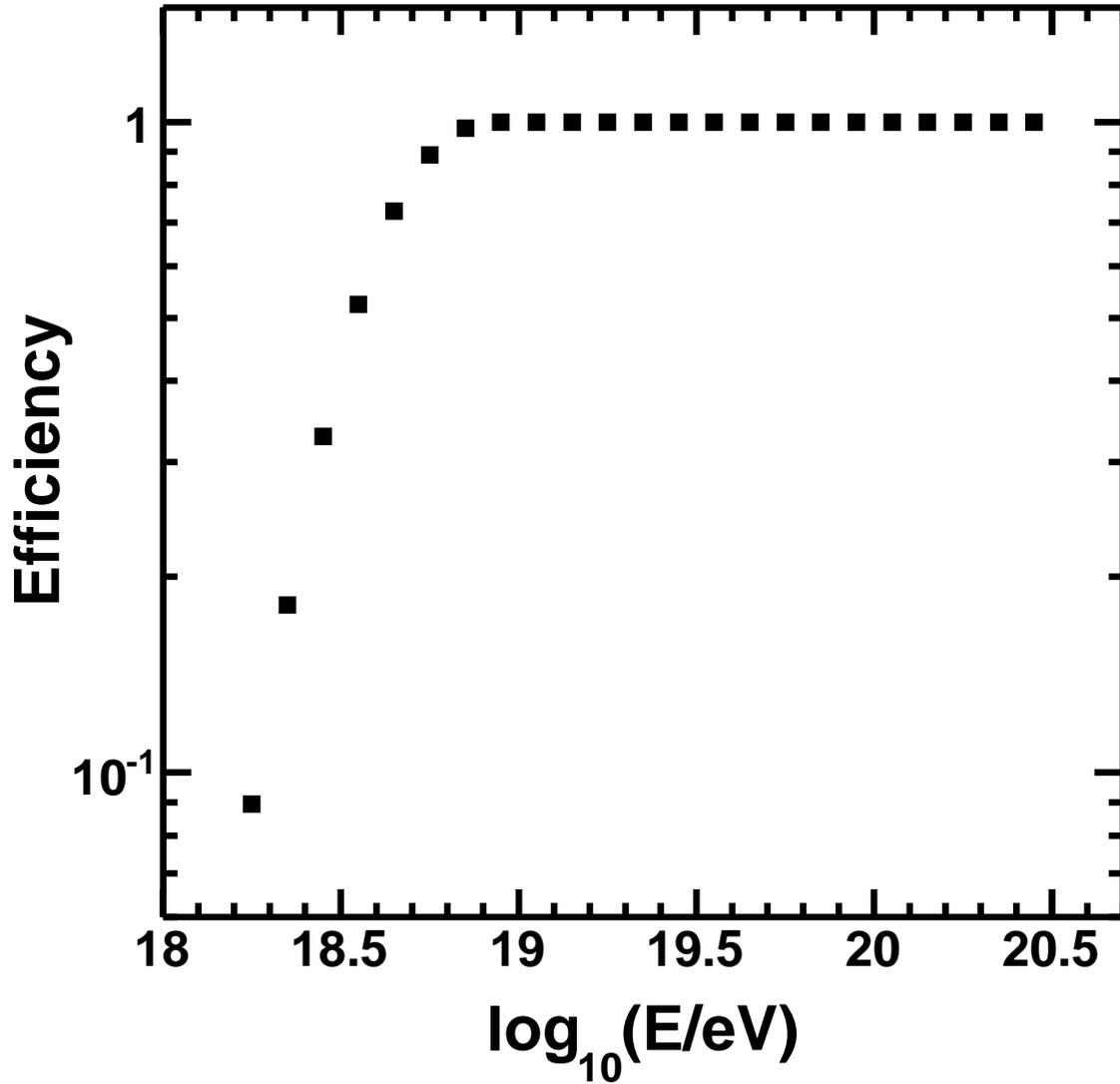


Рис. В.1. Эффективность регистрации событий как функция энергии. Расчет учитывает эффективность мастера и эффективность реконструкции с условиями отбора.

Для задачи поиска фотонов требуется определение параметра Линсли a кривизны фронта, который не определяется в стандартной реконструкции. Для этого используется дополнительная совместная аппроксимация фронта и ФПР события с 7 свободными параметрами [10]: x_{core} , y_{core} , θ , ϕ , S_{800} , t_0 , a .

$$S(r) = S_{800} \times LDF(r), \quad (\text{B.1})$$

$$t_0(r) = t_0 + t_{plane} + a \times 0.67 (1 + r/R_L)^{1.5} LDF^{-0.5}(r), \quad (\text{B.2})$$

где t_{plane} — задержка плоского фронта, а $LDF(r)$ определена следующим об-

разом:

$$LDF(r) = f(r)/f(800 \text{ m}) , \quad (\text{B.3})$$

$$f(r) = \left(\frac{r}{R_m}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{R_m}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1 + \frac{r^2}{R_1^2}\right)^{-0.6} , \quad (\text{B.4})$$

$$R_m = 90 \text{ м}, \quad R_1 = 1000 \text{ м}, \quad R_L = 30 \text{ м},$$

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

Список сокращений и условных обозначений

АПЧ	— аксионоподобные частицы
АЦП	— аналого-цифровой преобразователь
АЯГ	— активные ядра галактик
БАК	— Большой адронный коллайдер
Большой взрыв	— начало расширения Вселенной в стандартной космологической модели
ГЗК	— эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина
космогенные фотоны	— фотоны, рожденные в результате реакции ГЗК (3.1)
КЛ	— космические лучи
КЛУВЭ	— космические лучи ультравысоких энергий
ЛП	— лидирующий порядок теории возмущений
ЛПМ	— эффект Ландау-Померанчука-Мигдала [300, 301]
МЗЧ	— частицы с дробным электрическим зарядом (миллизаряженные частицы)
МК	— Монте-Карло
МКМЦ	— метод Монте-Карло марковских цепей
РИ	— реликтовое излучение
СА	— статистическая анизотропия
СЛП	— следующий за лидирующим порядок теории возмущений
СМ	— Стандартная модель физики частиц
СТТМ	— Сверхтяжелая темная материя (SHDM — superheavy dark matter)
триспектр РИ	— трехмерный фурье-образ четвертого полуинварианта амплитуды возмущений плотности РИ

ФД	— флуоресцентный детектор: группа телескопов, регистрирующих флуоресцентное излучение атмосферы, вызванное развитием ШАЛ
ФПР	— функция поперечного распределения частиц в ШАЛ
ФЭУ	— фотоэлектронный умножитель
ШАЛ	— широкий атмосферный ливень, вызванный частицей высокой энергии
Якутская установка	— Якутская комплексная установка ШАЛ (Якутск, Россия)
2FGL	— Второй каталог точечных источников Fermi LAT [214]
AGASA	— установка по регистрации ШАЛ, работавшая в Акено (Япония) с 1900 по 2004 гг. (Akeno Giant Air Shower Array)
BLL	— лацертиды (объекты типа BL Lacertae)
CAMB	— программный пакет для расчета спектра мощности РИ
СТА	— наземный гамма-телескоп следующего поколения (Cherenkov Telescope Array)
COSMOMC	— программный пакет, реализующий метод МКМЦ для исследования космологических моделей
Dec.	— склонение (declination) — одна из координат в экваториальной системе координат
Fermi LAT	— орбитальный гамма-телескоп (Fermi Large Area Telescope)
Fermi Science Tools	— набор программ для анализа данных телескопа Fermi LAT
Fermi-LAT Solar System tools	— набор утилит для анализа гамма-излучения от движущихся объектов (Солнца и Луны)

- FSRQ — радиоквазары с плоским спектром (flat-spectrum radio quasars)
- Haverah Park — установка ШАЛ, работавшая в Норт-Йоркшире (Великобритания) с 1967 по 1987 гг.
- HAWC — гамма-телескоп, чувствительный в диапазоне энергий от 100 ГэВ до 100 ТэВ, расположенный в горах Мексики на высоте 4100 м над уровнем моря (High-Altitude Water Cherenkov Observatory)
- H.E.S.S. — гамма-обсерватория на базе системы черенковских телескопов (High Energy Stereoscopic System)
- HiRes — установка, регистрирующая космические лучи ультравысоких энергий двумя флуоресцентными телескопами в стерео-режиме (High Resolution Fly's Eye)
- HFI — высокочастотный инструмент (High Frequency Instrument) космической обсерватории Планк
- IAXO — международная аксионная обсерватория (International Axion Observatory)
- IceCube — нейтринная обсерватория, расположенная в антарктических льдах на южном полюсе
- Λ CDM — стандартная космологическая модель состава Вселенной, включающая холодную темную материю и космологическую постоянную
- LFI — низкочастотный инструмент (Low Frequency Instrument) космической обсерватории Планк
- LHAASO — планируемый эксперимент следующего поколения: высокогорная обсерватория ШАЛ (Large High Altitude Air Shower Observatory)

- MIP — отклик сцинтиллятора от минимальной ионизирующей частицы (minimum ionizing particle)
- NERSC — Национальный научный вычислительный центр энергетических исследований (National Energy Research Scientific Computing Center)
- PAO — международная обсерватория имени Пьера Оже, построенная в Аргентине для регистрации космических лучей ультравысоких энергий (Pierre Auger Observatory)
- PLA — архив Планк (Planck Legacy Archive), содержащий данные миссии Планк и программные инструменты для их анализа
- Plik — код для вычисления функции правдоподобия по данным Планк
- QML — метод максимального правдоподобия в квадратичном приближении (Quadratic Maximum Likelihood)
- R.A. — прямое восхождение (right ascension) — одна из координат в экваториальной системе координат
- SIMBAD — астрономическая база данных, поддерживаемая Страсбургским центром обработки данных [235, 236]
- SLAC — Стэнфордский центр линейного ускорителя (Stanford Linear Accelerator Center)
- TA — Обсерватория Telescope Array, регистрирующая ШАЛ, вызванные космическими лучами ультравысоких энергий (Юта, США)
- TAx4 — строящееся расширение Обсерватории Telescope Array, в результате которого площадь наземной решетки увеличится в 4 раза

- TAIGA — гамма-обсерватория, расположенная в Тункинской долине, Республика Бурятия (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma Astronomy)
- TevCat — каталог источников гамма-излучения с энергией ТэВ и выше
- thinning — процедура статистического прореживания, используемая для ускорения моделирования ШАЛ, вызванных КЛУВЭ [336]
- TS — статистический критерий (Test statistics). В настоящей диссертации используется для статистического критерия обнаружения источника, используемого Fermi LAT. TS в этом случае определяется как удвоенная разность логарифма функции правдоподобия в моделях с источником и без источника. Статистическая значимость обнаружения в стандартных отклонениях приблизительно соответствует квадратному корню из TS.
- WMAP — Wilkinson Microwave Anisotropy Probe - космический аппарат НАСА, регистрирующий реликтовое излучение с 2001 по 2010 г.
- XML — расширяемый язык разметки (extensible markup language)

Список литературы

1. Dubovsky S. L., Gorbunov D. S., Rubtsov G. I. Narrowing the window for millicharged particles by CMB anisotropy // *Письма в ЖЭТФ*. 2004. Vol. 79. P. 3–7. [arXiv:hep-ph/0311189](#).
2. Dolgov A. D., Dubovsky S. L., Rubtsov G. I., Tkachev I. I. Constraints on millicharged particles from Planck data // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D88, no. 11. P. 117701. [arXiv:1310.2376 \[hep-ph\]](#).
3. Libanov M., Rubakov V., Rubtsov G. Towards conformal cosmology // *Письма в ЖЭТФ*. 2015. Vol. 102. P. 630–640. [arXiv:1508.07728 \[hep-th\]](#).
4. Rubtsov G. I., Ramazanov S. R. Revisiting constraints on the (pseudo)conformal universe with Planck data // *Phys. Rev.* 2015. Vol. D91, no. 4. P. 043514. [arXiv:1406.7722 \[astro-ph.CO\]](#).
5. Kotelnikov E., Rubtsov G., Troitsky S. Constraining the extension of a possible gamma-ray halo of 3C 279 from 2008-2014 solar occultations // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2015. Vol. 450, no. 1. P. L44–L47. [arXiv:1412.1435 \[astro-ph.HE\]](#).
6. Rubtsov G. I., Troitsky S. V. Breaks in gamma-ray spectra of distant blazars and transparency of the Universe // *Письма в ЖЭТФ*. 2014. Vol. 100. P. 397–401. [arXiv:1406.0239 \[astro-ph.HE\]](#).
7. Glushkov A. V., Makarov I. T., Pravdin M. I. et al. Constraints on the flux of primary cosmic-ray photons at energies $E > 10^{18}$ eV from Yakutsk muon data // *Phys. Rev.* 2010. Vol. D82. P. 041101. [arXiv:0907.0374 \[astro-ph.HE\]](#).
8. Kalashev O. E., Rubtsov G. I., Troitsky S. V. Sensitivity of cosmic-ray experiments to ultra-high-energy photons: reconstruction of the spectrum and limits on the superheavy dark matter // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D80. P. 103006. [arXiv:0812.1020 \[astro-ph\]](#).
9. Rubtsov G. I., Tkachev I. I., Dolgov A. D. Ultra-high energy cosmic ray correlations with Active Galactic Nuclei in the world dataset // *Письма в ЖЭТФ*.

2012. Vol. 95. P. 569–571. [arXiv:1204.2499 \[astro-ph.HE\]](#).
10. Abu-Zayyad T. et al. Upper limit on the flux of photons with energies above 10^{19} eV using the Telescope Array surface detector // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D88, no. 11. P. 112005. [arXiv:1304.5614 \[astro-ph.HE\]](#).
 11. Abu-Zayyad T. et al. The Cosmic Ray Energy Spectrum Observed with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment // *Astrophys. J.* 2013. Vol. 768. P. L1. [arXiv:1205.5067 \[astro-ph.HE\]](#).
 12. Abbasi R. U. et al. 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. Vol. 790. P. L21. [arXiv:1404.5890 \[astro-ph.HE\]](#).
 13. Ramazanov S., Rubtsov G. Primordial scalar perturbations via conformal mechanisms: statistical anisotropy // *EPJ Web Conf.* 2014. Vol. 70. P. 00042.
 14. Glushkov A., Gorbunov D., Makarov I. et al. Search for photons of energy $E > 10^{18}$ eV with Yakutsk muon data // Proceedings of the 31th International Cosmic Ray Conference, Lodz. 2009. P. 558.
 15. Kalashev O. E., Rubtsov G. I., Troitsky S. V. Sensitivity of cosmic-ray experiments to ultra-high-energy photons: reconstruction of the spectrum and limits on the superheavy dark matter // Proceedings of the 31th International Cosmic Ray Conference, Lodz. 2009. P. 1080.
 16. Alvarez-Muniz J., Risse M., Rubtsov G. I., Stokes B. T. Review of the Multimessenger Working Group at UHECR-2012 // *EPJ Web Conf.* 2013. Vol. 53. P. 01009. [arXiv:1306.4199 \[astro-ph.HE\]](#).
 17. Rubtsov G. I. The highest energy cosmic rays: Observations and search for new physics // *PoS.* 2010. Vol. QFTHEP2010. P. 008.
 18. Rubtsov G., Ivanov D., Stokes B. et al. Search for ultra-high energy photons in the Telescope Array surface detector first-year data // Proceedings of the 31th International Cosmic Ray Conference, Lodz. 2009. P. 718.
 19. Stokes B., Cady R., Ivanov D. et al. Using CORSIKA to quantify Telescope

- Array surface detector response // Proceedings of the 31th International Cosmic Ray Conference, Lodz. 2009. P. 1328.
20. Rubtsov G. I., Ivanov D., Stokes B. T. et al. Search for ultra-high energy photons using Telescope Array surface detector // [AIP Conf. Proc.](#) 2011. Vol. 1367. P. 181–184.
 21. Rubtsov G. I., Fukushima M., Ivanov D. [Search for ultra-high energy photons and neutrinos using Telescope Array surface detector](#) // Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011). Vol. 2. P. 242.
 22. Rubtsov G. I., Fukushima M., Ivanov D. et al. Search for ultra-high energy photons and neutrinos using Telescope Array surface detector // [EPJ Web Conf.](#) 2013. Vol. 53. P. 05001.
 23. Rubtsov G. I., Fukushima M., Ivanov D. et al. Search for Ultra-High Energy Photons and Neutrinos using the Telescope Array Scintillator Array Data // Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013. 2013. P. 0149.
 24. Karg T., Alvarez-Muniz J., Kuempel D. et al. Report from the Multi-Messenger Working Group at UHECR-2014 Conference // 2014 Conference on Ultrahigh Energy Cosmic Rays (UHECR2014) Springdale, USA, October 12-15, 2014. 2015. [arXiv:1510.02050 \[astro-ph.HE\]](#).
 25. Rubtsov G. I., Fukushima M., Ivanov D. et al. Telescope Array search for photons and neutrinos with the surface detector data // [PoS.](#) 2015. Vol. ICRC2015. P. 331.
 26. Hinshaw G., Larson D., Komatsu E. et al. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological parameter results // [The Astrophysical Journal Supplement Series.](#) 2013. Vol. 208, no. 2. P. 19. URL: <http://stacks.iop.org/0067-0049/208/i=2/a=19>.
 27. Adam R. et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results. 2015. [arXiv:1502.01582 \[astro-ph.CO\]](#).
 28. Верходанов О. В. Космологические результаты космической миссии

- "Планк". Сравнение с данными экспериментов WMAP и ВІСЕР2 // *Успехи физических наук*. 2016. Vol. 186, no. 1. P. 3–46. URL: <http://ufn.ru/ru/articles/2016/1/b/>.
29. Rubakov V. A. Harrison-Zeldovich spectrum from conformal invariance // *JCAP*. 2009. Vol. 0909. P. 030. [arXiv:0906.3693](https://arxiv.org/abs/0906.3693) [hep-th].
30. Creminelli P., Nicolis A., Trincherini E. Galilean Genesis: An Alternative to inflation // *JCAP*. 2010. Vol. 1011. P. 021. [arXiv:1007.0027](https://arxiv.org/abs/1007.0027) [hep-th].
31. Hinterbichler K., Khoury J. The Pseudo-Conformal Universe: Scale Invariance from Spontaneous Breaking of Conformal Symmetry // *JCAP*. 2012. Vol. 1204. P. 023. [arXiv:1106.1428](https://arxiv.org/abs/1106.1428) [hep-th].
32. Horns D., Meyer M. Indications for a pair-production anomaly from the propagation of VHE gamma-rays // *JCAP*. 2012. Vol. 1202. P. 033. [arXiv:1201.4711](https://arxiv.org/abs/1201.4711) [astro-ph.CO].
33. Lee S. On the propagation of extragalactic high-energy cosmic and gamma-rays // *Phys. Rev.* 1998. Vol. D58. P. 043004. [arXiv:astro-ph/9604098](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9604098) [astro-ph].
34. Gelmini G., Kalashev O. E., Semikoz D. V. GZK photons as ultra high energy cosmic rays // *J. Exp. Theor. Phys.* 2008. Vol. 106. P. 1061–1082. [arXiv:astro-ph/0506128](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0506128) [astro-ph].
35. Greisen K. End to the cosmic ray spectrum? // *Phys. Rev. Lett.* 1966. Vol. 16. P. 748–750.
36. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. О верхней границе спектра космических лучей // *Письма в ЖЭТФ*. 1966. Vol. 4. P. 78–80.
37. Rubtsov G., Satunin P., Sibiryaev S. Prospective constraints on Lorentz violation from ultrahigh-energy photon detection // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D89, no. 12. P. 123011. [arXiv:1312.4368](https://arxiv.org/abs/1312.4368) [astro-ph.HE].
38. Coleman S. R., Glashow S. L. High-energy tests of Lorentz invariance // *Phys. Rev.* 1999. Vol. D59. P. 116008. [arXiv:hep-ph/9812418](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9812418) [hep-ph].
39. Horava P. Quantum Gravity at a Lifshitz Point // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D79.

- P. 084008. [arXiv:0901.3775 \[hep-th\]](#).
40. Vernov S. N. et al. Preliminary results on extensive air shower recordings in a complex array at yakutsk // *Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz.* 1971. Vol. 10. P. 2098–2101.
 41. Chiba N. et al. Akeno giant air shower array (AGASA) covering 100-km^{**2} area // *Nucl. Instrum. Meth.* 1992. Vol. A311. P. 338–349.
 42. Sokolsky P. Final results from the High Solution Fly’s Eye (HiRes) experiment // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2011. Vol. 212-213. P. 74–78.
 43. Abraham J. et al. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory // *Nucl. Instrum. Meth.* 2004. Vol. A523. P. 50–95.
 44. Abu-Zayyad T. et al. The surface detector array of the Telescope Array experiment // *Nucl. Instrum. Meth.* 2013. Vol. A689. P. 87–97. [arXiv:1201.4964 \[astro-ph.IM\]](#).
 45. Tokuno H. et al. New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment // *Nucl. Instrum. Meth.* 2012. Vol. A676. P. 54–65. [arXiv:1201.0002 \[astro-ph.IM\]](#).
 46. Nagano M., Watson A. A. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays // *Rev. Mod. Phys.* 2000. Vol. 72. P. 689–732.
 47. Blumer J., Engel R., Horandel J. R. Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2009. Vol. 63. P. 293–338. [arXiv:0904.0725 \[astro-ph.HE\]](#).
 48. Shinozaki K. et al. Upper limit on gamma-ray flux above 10^{**19}-eV estimated by the Akeno Giant Air Shower Array experiment // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 571. P. L117–L120.
 49. Risse M., Homola P., Engel R. et al. Upper limit on the photon fraction in highest-energy cosmic rays from AGASA data // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 95. P. 171102. [arXiv:astro-ph/0502418 \[astro-ph\]](#).
 50. Glushkov A. V., Gorbunov D. S., Makarov I. T. et al. Constraining the fraction

- of primary gamma rays at ultra-high energies from the muon data of the Yakutsk extensive-air-shower array // *JETP Lett.* 2007. Vol. 85. P. 131–135. [arXiv:astro-ph/0701245 \[astro-ph\]](#).
51. Rubtsov G. I. et al. Upper limit on the ultrahigh-energy photon flux from AGASA and Yakutsk data // *Phys. Rev.* 2006. Vol. D73. P. 063009. [arXiv:astro-ph/0601449 \[astro-ph\]](#).
 52. Abraham J. et al. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory // *Astropart. Phys.* 2008. Vol. 29. P. 243–256. [arXiv:0712.1147 \[astro-ph\]](#).
 53. Abraham J. et al. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} -eV from the Pierre Auger Observatory // *Astropart. Phys.* 2007. Vol. 27. P. 155–168. [arXiv:astro-ph/0606619 \[astro-ph\]](#).
 54. Aad G. et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // *Phys. Lett.* 2012. Vol. B716. P. 1–29. [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#).
 55. Chatrchyan S. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // *Phys. Lett.* 2012. Vol. B716. P. 30–61. [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#).
 56. Bezrukov F. L., Shaposhnikov M. The Standard Model Higgs boson as the inflaton // *Phys. Lett.* 2008. Vol. B659. P. 703–706. [arXiv:0710.3755 \[hep-th\]](#).
 57. Melzer-Pellmann I., Pralavorio P. Lessons for SUSY from the LHC after the first run // *Eur. Phys. J.* 2014. Vol. C74. P. 2801. [arXiv:1404.7191 \[hep-ex\]](#).
 58. McDermott S. D., Yu H.-B., Zurek K. M. Turning off the Lights: How Dark is Dark Matter? // *Phys. Rev.* 2011. Vol. D83. P. 063509. [arXiv:1011.2907 \[hep-ph\]](#).
 59. Kouvaris C., Shoemaker I. M. Daily modulation as a smoking gun of dark matter with significant stopping rate // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D90. P. 095011. [arXiv:1405.1729 \[hep-ph\]](#).
 60. Buckley M. R., Zavala J., Cyr-Racine F.-Y. et al. Scattering, Damping, and

- Acoustic Oscillations: Simulating the Structure of Dark Matter Halos with Relativistic Force Carriers // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D90, no. 4. P. 043524. [arXiv:1405.2075 \[astro-ph.CO\]](#).
61. Escudero M., Mena O., Vincent A. C. et al. Exploring dark matter microphysics with galaxy surveys // *JCAP*. 2015. Vol. 1509, no. 09. P. 034. [arXiv:1505.06735 \[astro-ph.CO\]](#).
62. Abel S. A., Goodsell M. D., Jaeckel J. et al. Kinetic Mixing of the Photon with Hidden U(1)s in String Phenomenology // *JHEP*. 2008. Vol. 07. P. 124. [arXiv:0803.1449 \[hep-ph\]](#).
63. Goodsell M., Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A. Naturally Light Hidden Photons in LARGE Volume String Compactifications // *JHEP*. 2009. Vol. 11. P. 027. [arXiv:0909.0515 \[hep-ph\]](#).
64. Gninenko S. N., Redondo J. On search for eV hidden sector photons in Super-Kamiokande and CAST experiments // *Phys. Lett.* 2008. Vol. B664. P. 180–184. [arXiv:0804.3736 \[hep-ex\]](#).
65. Langacker P., Steigman G. Requiem for an FCHAMP? Fractionally CHarged, Massive Particle // *Phys. Rev.* 2011. Vol. D84. P. 065040. [arXiv:1107.3131 \[hep-ph\]](#).
66. Haas A., Hill C. S., Izaguirre E., Yavin I. Looking for milli-charged particles with a new experiment at the LHC // *Phys. Lett.* 2015. Vol. B746. P. 117–120. [arXiv:1410.6816 \[hep-ph\]](#).
67. Ito A., Soda J. Designing Anisotropic Inflation with Form Fields // *Phys. Rev.* 2015. Vol. D92, no. 12. P. 123533. [arXiv:1506.02450 \[hep-th\]](#).
68. Li X., Wang S., Chang Z. Anisotropic inflation in the Finsler spacetime // *Eur. Phys. J.* 2015. Vol. C75, no. 6. P. 260. [arXiv:1502.02256 \[gr-qc\]](#).
69. Tavecchio F., Roncadelli M., Galanti G. Photons to axion-like particles conversion in Active Galactic Nuclei // *Phys. Lett.* 2015. Vol. B744. P. 375–379. [arXiv:1406.2303 \[astro-ph.HE\]](#).
70. Meyer M., Conrad J. Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to the

- detection of axion-like particles at high gamma-ray opacities // *JCAP*. 2014. Vol. 1412, no. 12. P. 016. [arXiv:1410.1556 \[astro-ph.HE\]](#).
71. Graham P. W., Irastorza I. G., Lamoreaux S. K. et al. Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2015. Vol. 65. P. 485–514. [arXiv:1602.00039 \[hep-ex\]](#).
72. Anchordoqui L. A., Paul T. C., da Silva L. H. M. et al. What IceCube data tell us about neutrino emission from star-forming galaxies (so far) // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D89, no. 12. P. 127304. [arXiv:1405.7648 \[astro-ph.HE\]](#).
73. Sahu S., Miranda L. S. Some possible sources of IceCube TeV-PeV neutrino events // *Eur. Phys. J.* 2015. Vol. C75. P. 273. [arXiv:1408.3664 \[astro-ph.HE\]](#).
74. Semikoz D., Tinyakov P., Zotov M. Detection prospects of the Telescope Array hotspot by space observatories // *Phys. Rev.* 2016. Vol. D93, no. 10. P. 103005. [arXiv:1601.06363 \[astro-ph.HE\]](#).
75. Rubtsov G. I., Troitsky S. V. Statistical methods for cosmic ray composition analysis at the Telescope Array Observatory // *J. Phys. Conf. Ser.* 2015. Vol. 608, no. 1. P. 012067.
76. Sarkar B., Kampert K.-H., Kulbartz J. [Ultra-High Energy Photon and Neutrino Fluxes in Realistic Astrophysical Scenarios](#) // Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011). Vol. 2. P. 198. URL: http://inspirehep.net/record/1352272/files/v2_1087.pdf.
77. Ros G., Supanitsky A. D., Medina-Tanco G. A. et al. Improving photon-hadron discrimination based on cosmic ray surface detector data // *Astropart. Phys.* 2013. Vol. 47. P. 10–17. [arXiv:1305.7439 \[astro-ph.HE\]](#).
78. Aab A. et al. The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report. 2016. [arXiv:1604.03637 \[astro-ph.IM\]](#).
79. Смут Д. Ф. Анизотропия реликтового излучения: открытие и научное значение // *Успехи физических наук*. 2007. Vol. 177, no. 12. P. 1294. URL: <http://ufn.ru/ru/articles/2007/12/d/>.
80. Ade P. A. R. et al. Planck early results. I. The Planck mission // *Astron.*

- Astrophys.* 2011. Vol. 536. P. A1. [arXiv:1101.2022 \[astro-ph.IM\]](#).
81. Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results // *Astron. Astrophys.* 2014. Vol. 571. P. A1. [arXiv:1303.5062 \[astro-ph.CO\]](#).
 82. Ade P. A. R. et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015. [arXiv:1502.01589 \[astro-ph.CO\]](#).
 83. Ade P. A. R. et al. Planck 2015 results. XV. Gravitational lensing. 2015. [arXiv:1502.01591 \[astro-ph.CO\]](#).
 84. Ade P. A. R. et al. Planck 2015 results. XIX. Constraints on primordial magnetic fields. 2015. [arXiv:1502.01594 \[astro-ph.CO\]](#).
 85. Ade P. A. R. et al. Planck 2015 results. XX. Constraints on inflation. 2015. [arXiv:1502.02114 \[astro-ph.CO\]](#).
 86. Ade P. A. R. et al. Planck 2015 results. XVII. Constraints on primordial non-Gaussianity. 2015. [arXiv:1502.01592 \[astro-ph.CO\]](#).
 87. Ade P. A. R. et al. Planck 2015 results. XIV. Dark energy and modified gravity. 2015. [arXiv:1502.01590 \[astro-ph.CO\]](#).
 88. Ade P. A. R. et al. Planck early results. II. The thermal performance of Planck // *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 536. P. A2. [arXiv:1101.2023 \[astro-ph.IM\]](#).
 89. Mennella A. et al. Planck early results. III. First assessment of the Low Frequency Instrument in-flight performance // *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 536. P. A3. [arXiv:1101.2038 \[astro-ph.CO\]](#).
 90. Ade P. A. R. et al. Planck 2015 results. II. Low Frequency Instrument data processing. 2015. [arXiv:1502.01583 \[astro-ph.IM\]](#).
 91. Ade P. A. R. et al. Planck early results IV: first assessment of the High Frequency Instrument in-flight performance // *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 536. P. A4. [arXiv:1101.2039 \[astro-ph.IM\]](#).
 92. Adam R. et al. Planck 2015 results. VII. HFI TOI and beam processing. 2015. [arXiv:1502.01586 \[astro-ph.IM\]](#).

93. Aghanim N. et al. Planck 2015 results. XI. CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters // Submitted to: *Astron. Astrophys.* 2015. [arXiv:1507.02704 \[astro-ph.CO\]](#).
94. Planck Legacy Archive. URL: <http://pla.esac.esa.int/pla/>.
95. CMB Data At NERSC. URL: <http://crd.lbl.gov/cmb-data>.
96. Gorski K. M., Hivon E., Banday A. J. et al. HEALPix - A Framework for high resolution discretization, and fast analysis of data distributed on the sphere // *Astrophys. J.* 2005. Vol. 622. P. 759–771. [arXiv:astro-ph/0409513 \[astro-ph\]](#).
97. Mitra S., Rocha G., Gorski K. M. et al. Fast pixel space convolution for CMB Surveys with asymmetric beams and complex scan strategies: FEBeCoP // *Astrophys. J. Suppl.* 2011. Vol. 193. P. 5. [arXiv:1005.1929 \[astro-ph.CO\]](#).
98. Adam R. et al. Planck 2015 results. IX. Diffuse component separation: CMB maps. 2015. [arXiv:1502.05956 \[astro-ph.CO\]](#).
99. Adam R. et al. Planck 2015 results. X. Diffuse component separation: Foreground maps. 2015. [arXiv:1502.01588 \[astro-ph.CO\]](#).
100. Lewis A., Challinor A., Lasenby A. Efficient computation of CMB anisotropies in closed FRW models // *Astrophys. J.* 2000. Vol. 538. P. 473–476. [arXiv:astro-ph/9911177 \[astro-ph\]](#).
101. Lewis A., Bridle S. Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach // *Phys. Rev.* 2002. Vol. D66. P. 103511. [arXiv:astro-ph/0205436 \[astro-ph\]](#).
102. Ade P. A. R. et al. Planck 2015 results. XII. Full Focal Plane simulations. 2015. [arXiv:1509.06348 \[astro-ph.CO\]](#).
103. Okun L. B., Voloshin M. B., Zakharov V. I. Electrical neutrality of atoms and grand unification models // *Phys. Lett.* 1984. Vol. B138. P. 115.
104. Holdom B. Two U(1)'s and epsilon charge shifts // *Phys. Lett.* 1986. Vol. B166. P. 196.
105. Berezhiani Z. G., Dolgov A. D., Mohapatra R. N. Asymmetric inflationary reheating and the nature of mirror universe // *Phys. Lett.* 1996. Vol. B375.

- P. 26–36. [arXiv:hep-ph/9511221 \[hep-ph\]](#).
106. Berezhiani Z. Mirror world and its cosmological consequences // *Int. J. Mod. Phys.* 2004. Vol. A19. P. 3775–3806. [arXiv:hep-ph/0312335 \[hep-ph\]](#).
107. Badertscher A., Crivelli P., Fetscher W. et al. An improved limit on invisible decays of positronium // *Phys. Rev.* 2007. Vol. D75. P. 032004. [arXiv:hep-ex/0609059 \[hep-ex\]](#).
108. Gninenko S. N., Krasnikov N. V., Rubbia A. Search for millicharged particles in reactor neutrino experiments: A Probe of the PVLAS anomaly // *Phys. Rev.* 2007. Vol. D75. P. 075014. [arXiv:hep-ph/0612203 \[hep-ph\]](#).
109. Prinz A. A. et al. Search for millicharged particles at SLAC // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 81. P. 1175–1178. [arXiv:hep-ex/9804008 \[hep-ex\]](#).
110. Raffelt G. G. *Stars as laboratories for fundamental physics.* 1996. ISBN: 9780226702728. URL: <http://wwwth.mpp.mpg.de/members/raffelt/mypapers/199613.pdf>.
111. Davidson S., Hannestad S., Raffelt G. Updated bounds on millicharged particles // *JHEP.* 2000. Vol. 05. P. 003. [arXiv:hep-ph/0001179 \[hep-ph\]](#).
112. Melchiorri A., Polosa A., Strumia A. New bounds on millicharged particles from cosmology // *Phys. Lett.* 2007. Vol. B650. P. 416–420. [arXiv:hep-ph/0703144 \[hep-ph\]](#).
113. Berezhiani Z., Dolgov A., Tkachev I. BBN with light dark matter // *JCAP.* 2013. Vol. 1302. P. 010. [arXiv:1211.4937 \[astro-ph.CO\]](#).
114. Berezhiani Z., Dolgov A. D., Tkachev I. I. Dark matter and generation of galactic magnetic fields // *Eur. Phys. J.* 2013. Vol. C73. P. 2620. [arXiv:1307.6953 \[astro-ph.CO\]](#).
115. Dubovsky S. L., Gorbunov D. S. Small second acoustic peak from interacting cold dark matter? // *Phys. Rev.* 2001. Vol. D64. P. 123503. [arXiv:astro-ph/0103122 \[astro-ph\]](#).
116. Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters // *Astron. Astrophys.* 2014. Vol. 571. P. A16. [arXiv:1303.5076 \[astro-ph.CO\]](#).

117. Seljak U., Zaldarriaga M. A Line of sight integration approach to cosmic microwave background anisotropies // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 469. P. 437–444. [arXiv:astro-ph/9603033](#) [astro-ph].
118. Peebles P. J. E., Yu J. T. Primeval adiabatic perturbation in an expanding universe // *Astrophys. J.* 1970. Vol. 162. P. 815–836.
119. Ma C.-P., Bertschinger E. Cosmological perturbation theory in the synchronous and conformal Newtonian gauges // *Astrophys. J.* 1995. Vol. 455. P. 7–25. [arXiv:astro-ph/9506072](#) [astro-ph].
120. Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood // *Astron. Astrophys.* 2014. Vol. 571. P. A15. [arXiv:1303.5075](#) [astro-ph.CO].
121. Lewis A. Efficient sampling of fast and slow cosmological parameters // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D87, no. 10. P. 103529. [arXiv:1304.4473](#) [astro-ph.CO].
122. Coc A., Uzan J.-P., Vangioni E. Standard Big-Bang Nucleosynthesis after Planck. 2013. [arXiv:1307.6955](#) [astro-ph.CO].
123. Harrison E. R. Fluctuations at the threshold of classical cosmology // *Phys. Rev.* 1970. Vol. D1. P. 2726–2730.
124. Zeldovich Ya. B. A Hypothesis, unifying the structure and the entropy of the universe // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1972. Vol. 160. P. 1P–3P.
125. Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. XXII. Constraints on inflation // *Astron. Astrophys.* 2014. Vol. 571. P. A22. [arXiv:1303.5082](#) [astro-ph.CO].
126. Starobinsky A. A. A new type of isotropic cosmological models without singularity // *Phys. Lett.* 1980. Vol. B91. P. 99–102.
127. Dvali G. R., Shafi Q., Schaefer R. K. Large scale structure and supersymmetric inflation without fine tuning // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 73. P. 1886–1889. [arXiv:hep-ph/9406319](#) [hep-ph].
128. Ackerman L., Carroll S. M., Wise M. B. Imprints of a Primordial Preferred Direction on the Microwave Background // *Phys. Rev.* 2007. Vol. D75. P. 083502. [Erratum: *Phys. Rev.*D80,069901(2009)]. [arXiv:astro-ph/0701357](#)

- [astro-ph].
129. Yokoyama S., Soda J. Primordial statistical anisotropy generated at the end of inflation // *JCAP*. 2008. Vol. 0808. P. 005. [arXiv:0805.4265 \[astro-ph\]](#).
 130. Dimopoulos K., Karciauskas M., Lyth D. H., Rodriguez Y. Statistical anisotropy of the curvature perturbation from vector field perturbations // *JCAP*. 2009. Vol. 0905. P. 013. [arXiv:0809.1055 \[astro-ph\]](#).
 131. Dimopoulos K., Karciauskas M., Wagstaff J. M. Vector Curvaton without Instabilities // *Phys. Lett.* 2010. Vol. B683. P. 298–301. [arXiv:0909.0475 \[hep-ph\]](#).
 132. Watanabe M.-a., Kanno S., Soda J. Inflationary Universe with Anisotropic Hair // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102. P. 191302. [arXiv:0902.2833 \[hep-th\]](#).
 133. Watanabe M.-a., Kanno S., Soda J. The Nature of Primordial Fluctuations from Anisotropic Inflation // *Prog. Theor. Phys.* 2010. Vol. 123. P. 1041–1068. [arXiv:1003.0056 \[astro-ph.CO\]](#).
 134. Thorsrud M., Mota D. F., Urban F. R. Local Observables in a Landscape of Infrared Gauge Modes // *Phys. Lett.* 2014. Vol. B733. P. 140–143. [arXiv:1311.3302 \[astro-ph.CO\]](#).
 135. Thorsrud M., Urban F. R., Mota D. F. Statistics of Anisotropies in Inflation with Spectator Vector Fields // *JCAP*. 2014. Vol. 1404. P. 010. [arXiv:1312.7491 \[astro-ph.CO\]](#).
 136. Soda J. Statistical Anisotropy from Anisotropic Inflation // *Class. Quant. Grav.* 2012. Vol. 29. P. 083001. [arXiv:1201.6434 \[hep-th\]](#).
 137. Maleknejad A., Sheikh-Jabbari M. M., Soda J. Gauge Fields and Inflation // *Phys. Rept.* 2013. Vol. 528. P. 161–261. [arXiv:1212.2921 \[hep-th\]](#).
 138. Himmetoglu B., Contaldi C. R., Peloso M. Instability of the ACW model, and problems with massive vectors during inflation // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D79. P. 063517. [arXiv:0812.1231 \[astro-ph\]](#).
 139. Himmetoglu B., Contaldi C. R., Peloso M. Ghost instabilities of cosmological models with vector fields nonminimally coupled to the curvature // *Phys.*

- Rev. 2009. Vol. D80. P. 123530. [arXiv:0909.3524 \[astro-ph.CO\]](#).
140. Bartolo N., Matarrese S., Peloso M., Ricciardone A. Anisotropic power spectrum and bispectrum in the $f(\phi)F^2$ mechanism // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D87, no. 2. P. 023504. [arXiv:1210.3257 \[astro-ph.CO\]](#).
141. Libanov M., Rubakov V. Cosmological density perturbations from conformal scalar field: infrared properties and statistical anisotropy // *JCAP*. 2010. Vol. 1011. P. 045. [arXiv:1007.4949 \[hep-th\]](#).
142. Libanov M., Mironov S., Rubakov V. Non-Gaussianity of scalar perturbations generated by conformal mechanisms // *Phys. Rev.* 2011. Vol. D84. P. 083502. [arXiv:1105.6230 \[astro-ph.CO\]](#).
143. Libanov M., Mironov S., Rubakov V. Properties of scalar perturbations generated by conformal scalar field // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 2011. Vol. 190. P. 120–134. [arXiv:1012.5737 \[hep-th\]](#).
144. Hinterbichler K., Joyce A., Khoury J. Non-linear Realizations of Conformal Symmetry and Effective Field Theory for the Pseudo-Conformal Universe // *JCAP*. 2012. Vol. 1206. P. 043. [arXiv:1202.6056 \[hep-th\]](#).
145. Creminelli P., Joyce A., Khoury J., Simonovic M. Consistency Relations for the Conformal Mechanism // *JCAP*. 2013. Vol. 1304. P. 020. [arXiv:1212.3329](#).
146. Libanov M., Ramazanov S., Rubakov V. Scalar perturbations in conformal rolling scenario with intermediate stage // *JCAP*. 2011. Vol. 1106. P. 010. [arXiv:1102.1390 \[hep-th\]](#).
147. Mironov S. A., Ramazanov S. R., Rubakov V. A. Effect of intermediate Minkowskian evolution on CMB bispectrum // *JCAP*. 2014. Vol. 1404. P. 015. [arXiv:1312.7808 \[astro-ph.CO\]](#).
148. Hanson D., Lewis A. Estimators for CMB Statistical Anisotropy // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D80. P. 063004. [arXiv:0908.0963 \[astro-ph.CO\]](#).
149. Ramazanov S. R., Rubtsov G. I. Statistical anisotropy of CMB as a probe of conformal rolling scenario // *JCAP*. 2012. Vol. 1205. P. 033. [arXiv:1202.4357 \[astro-ph.CO\]](#).

150. Ramazanov S. R., Rubtsov G. Constraining anisotropic models of the early Universe with WMAP9 data // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D89, no. 4. P. 043517. [arXiv:1311.3272 \[astro-ph.CO\]](#).
151. Kim J., Komatsu E. Limits on anisotropic inflation from the Planck data // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D88. P. 101301. [arXiv:1310.1605 \[astro-ph.CO\]](#).
152. Groeneboom N. E., Eriksen H. K. Bayesian analysis of sparse anisotropic universe models and application to the 5-yr WMAP data // *Astrophys. J.* 2009. Vol. 690. P. 1807–1819. [arXiv:0807.2242 \[astro-ph\]](#).
153. Groeneboom N. E., Ackerman L., Wehus I. K., Eriksen H. K. Bayesian analysis of an anisotropic universe model: systematics and polarization // *Astrophys. J.* 2010. Vol. 722. P. 452–459. [arXiv:0911.0150 \[astro-ph.CO\]](#).
154. Hinshaw G. et al. First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: The angular power spectrum // *Astrophys. J. Suppl.* 2003. Vol. 148. P. 135. [arXiv:astro-ph/0302217 \[astro-ph\]](#).
155. Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. VIII. HFI photometric calibration and mapmaking // *Astron. Astrophys.* 2014. Vol. 571. P. A8. [arXiv:1303.5069 \[astro-ph.CO\]](#).
156. Ade P. A. R. et al. Planck 2013 results. XXIII. Isotropy and statistics of the CMB // *Astron. Astrophys.* 2014. Vol. 571. P. A23. [arXiv:1303.5083 \[astro-ph.CO\]](#).
157. Hanson D., Lewis A., Challinor A. Asymmetric Beams and CMB Statistical Anisotropy // *Phys. Rev.* 2010. Vol. D81. P. 103003. [arXiv:1003.0198 \[astro-ph.CO\]](#).
158. Smith K. M., Zahn O., Dore O. Detection of Gravitational Lensing in the Cosmic Microwave Background // *Phys. Rev.* 2007. Vol. D76. P. 043510. [arXiv:0705.3980 \[astro-ph\]](#).
159. GNU Scientific Library. URL: <http://www.gnu.org/software/gsl/>.
160. SLATEC Common Mathematical Library. URL: <http://www.netlib.org/slatec/>.

161. Lewis A., Challinor A., Lasenby A. Efficient computation of CMB anisotropies in closed FRW models // *Astrophys. J.* 2000. Vol. 538. P. 473–476. [arXiv:astro-ph/9911177](#) [astro-ph].
162. Gorbunov D. S., Tinyakov P. G., Tkachev I. I., Troitsky S. V. Testing the correlations between ultra-high-energy cosmic rays and BL Lac type objects with HiRes stereoscopic data // *JETP Lett.* 2004. Vol. 80. P. 145–148. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.80,167(2004)]. [arXiv:astro-ph/0406654](#) [astro-ph].
163. Abbasi R. U. et al. Search for cross-correlations of ultrahigh-energy cosmic rays with BL Lacertae objects // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 636. P. 680–684. [arXiv:astro-ph/0507120](#) [astro-ph].
164. Tinyakov P. G., Tkachev I. I. Is astronomy possible with neutral ultrahigh energy cosmic ray particles existing in the Standard Model? // *J. Exp. Theor. Phys.* 2008. Vol. 106. P. 481–487. [arXiv:astro-ph/0612359](#) [astro-ph].
165. Fairbairn M., Rashba T., Troitsky S. V. Photon-axion mixing and ultra-high-energy cosmic rays from BL Lac type objects - Shining light through the Universe // *Phys. Rev.* 2011. Vol. D84. P. 125019. [arXiv:0901.4085](#) [astro-ph.HE].
166. Peccei R. D., Quinn H. R. CP Conservation in the Presence of Instantons // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Vol. 38. P. 1440–1443.
167. Peccei R. D. The Strong CP problem and axions // *Lect. Notes Phys.* 2008. Vol. 741. P. 3–17. [arXiv:hep-ph/0607268](#) [hep-ph].
168. Witten E. Some Properties of $O(32)$ Superstrings // *Phys. Lett.* 1984. Vol. B149. P. 351–356.
169. Arvanitaki A., Dimopoulos S., Dubovsky S. et al. String Axiverse // *Phys. Rev.* 2010. Vol. D81. P. 123530. [arXiv:0905.4720](#) [hep-th].
170. Jaeckel J., Ringwald A. The low-energy frontier of particle physics // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2010. Vol. 60. P. 405–437. [arXiv:1002.0329](#) [hep-ph].
171. Isern J., Garcia-Berro E., Torres S., Catalan S. Axions and the cooling of white dwarf stars // *Astrophys. J.* 2008. Vol. 682. P. L109. [arXiv:0806.2807](#)

- [astro-ph].
172. Isern J., Garcia-Berro E., Althaus L. G., Corsico A. H. Axions and the pulsation periods of variable white dwarfs revisited // *Astron. Astrophys.* 2010. Vol. 512. P. A86. [arXiv:1001.5248 \[astro-ph.SR\]](#).
 173. Corsico A. H., Althaus L. G., Romero A. D. et al. An independent limit on the axion mass from the variable white dwarf star R548 // *JCAP*. 2012. Vol. 1212. P. 010. [arXiv:1211.3389 \[astro-ph.SR\]](#).
 174. Kim J. E. Weak Interaction Singlet and Strong CP Invariance // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 43. P. 103.
 175. Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I. Can Confinement Ensure Natural CP Invariance of Strong Interactions? // *Nucl. Phys.* 1980. Vol. B166. P. 493–506.
 176. Arias P., Cadamuro D., Goodsell M. et al. WISPy cold dark matter // *JCAP*. 2012. Vol. 1206. P. 013. [arXiv:1201.5902 \[hep-ph\]](#).
 177. Baker K. et al. The quest for axions and other new light particles // *Annalen Phys.* 2013. Vol. 525. P. A93–A99. [arXiv:1306.2841 \[hep-ph\]](#).
 178. Ringwald A. Ultralight Particle Dark Matter // 25th Rencontres de Blois on Particle Physics and Cosmology Blois, France, May 26-31, 2013. 2013. [arXiv:1310.1256 \[hep-ph\]](#).
 179. Gorbunov D. S., Rubakov V. A. *Introduction to the theory of the early universe: Hot big bang theory*. Hackensack: World Scientific, 2011. URL: <http://www.DESY.ebib.com/patron/FullRecord.aspx?p=737614>.
 180. Nikishov A. Absorption of high-energy photons in the Universe // *ЖЭТФ*. 1962. Vol. 41. P. 549–550.
 181. Aharonian F. A., Coppi P. S., Volk H. J. Very high-energy gamma-rays from AGN: Cascading on the cosmic background radiation fields and the formation of pair halos // *Astrophys. J.* 1994. Vol. 423. P. L5–L8. [arXiv:astro-ph/9312045 \[astro-ph\]](#).
 182. Durrer R., Neronov A. Cosmological Magnetic Fields: Their Generation, Evo-

- lution and Observation // *Astron. Astrophys. Rev.* 2013. Vol. 21. P. 62. [arXiv:1303.7121 \[astro-ph.CO\]](#).
183. Hauser M. G., Dwek E. The cosmic infrared background: measurements and implications // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 39. P. 249–307. [arXiv:astro-ph/0105539 \[astro-ph\]](#).
184. Costamante L. Gamma-rays from blazars and the extragalactic background Light // *Int. J. Mod. Phys.* 2013. Vol. D22, no. 13. P. 1330025. [arXiv:1309.0612 \[astro-ph.HE\]](#).
185. Keenan R., Barger A. J., Cowie L. L., Wang W. H. The Resolved NIR Extragalactic Background // *PoS.* 2010. Vol. CRF2010. P. 007. [arXiv:1102.2428 \[astro-ph.CO\]](#).
186. Stecker F. W., Malkan M. A., Scully S. T. Intergalactic photon spectra from the far IR to the UV Lyman limit for $0 < Z < 6$ and the optical depth of the universe to high energy gamma-rays // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 648. P. 774–783. [arXiv:astro-ph/0510449 \[astro-ph\]](#).
187. Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M. The extragalactic optical-infrared background radiations, their time evolution and the cosmic photon-photon opacity // *Astron. Astrophys.* 2008. Vol. 487. P. 837. [arXiv:0805.1841 \[astro-ph\]](#).
188. Kneiske T. M., Dole H. A lower-limit flux for the extragalactic background light // *A&A.* 2010. Vol. 515. P. A19. [arXiv:1001.2132](#).
189. Gilmore R. C., Somerville R. S., Primack J. R., Dominguez A. Semi-analytic modeling of the EBL and consequences for extragalactic gamma-ray spectra // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2012. Vol. 422. P. 3189. [arXiv:1104.0671 \[astro-ph.CO\]](#).
190. Wakely S. P., Horan D. TeVCat: An online catalog for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy // *International Cosmic Ray Conference.* 2008. Vol. 3. P. 1341–1344.
191. Archambault S. et al. Deep broadband observations of the distant gamma-ray

- blazar PKS 1424+240 // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 785. P. L16. [arXiv:1403.4308](#) [[astro-ph.HE](#)].
192. De Angelis A., Mansutti O., Roncadelli M. Axion-like particles, cosmic magnetic fields and gamma-ray astrophysics // *Phys. Lett.* 2008. Vol. B659. P. 847–855. [arXiv:0707.2695](#) [[astro-ph](#)].
193. Simet M., Hooper D., Serpico P. D. The Milky Way as a Kiloparsec-Scale Axionscope // *Phys. Rev.* 2008. Vol. D77. P. 063001. [arXiv:0712.2825](#) [[astro-ph](#)].
194. Troitsky S. Towards discrimination between galactic and intergalactic axion-photon mixing // *Phys. Rev.* 2016. Vol. D93, no. 4. P. 045014. [arXiv:1507.08640](#) [[astro-ph.HE](#)].
195. Essey W., Kusenko A. A new interpretation of the gamma-ray observations of active galactic nuclei // *Astropart. Phys.* 2010. Vol. 33. P. 81–85. [arXiv:0905.1162](#) [[astro-ph.HE](#)].
196. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R. New limits on extragalactic magnetic fields from rotation measures // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 116, no. 19. P. 191302. [arXiv:1504.06546](#) [[astro-ph.CO](#)].
197. Neronov A., Vovk I. Evidence for strong extragalactic magnetic fields from Fermi observations of TeV blazars // *Science*. 2010. Vol. 328. P. 73–75. [arXiv:1006.3504](#) [[astro-ph.HE](#)].
198. Taylor A. M., Vovk I., Neronov A. Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV-TeV observations of blazars // *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 529. P. A144. [arXiv:1101.0932](#) [[astro-ph.HE](#)].
199. Fairbairn M., Rashba T., Troitsky S. V. Transparency of the Sun to gamma rays due to axionlike particles // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98. P. 201801. [arXiv:astro-ph/0610844](#) [[astro-ph](#)].
200. Barbiellini G. et al. Fermi LARGE AREA TELESCOPE OBSERVATIONS OF BLAZAR 3C 279 OCCULTATIONS BY THE SUN // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 784, no. 2. P. 118.

201. Zavattini E. et al. New PVLAS results and limits on magnetically induced optical rotation and ellipticity in vacuum // *Phys. Rev.* 2008. Vol. D77. P. 032006. [arXiv:0706.3419 \[hep-ex\]](#).
202. Pugnati P. et al. First results from the OSQAR photon regeneration experiment: No light shining through a wall // *Phys. Rev.* 2008. Vol. D78. P. 092003. [arXiv:0712.3362 \[hep-ex\]](#).
203. Ehret K. et al. New ALPS Results on Hidden-Sector Lightweights // *Phys. Lett.* 2010. Vol. B689. P. 149–155. [arXiv:1004.1313 \[hep-ex\]](#).
204. Fairbairn M., Rashba T., Troitsky S. V. Gamma-ray halo around 3C 279: looking through the Sun on October 8 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2010. Vol. 403. P. L6–L10. [arXiv:0809.4886 \[astro-ph\]](#).
205. Atwood W. B. et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission // *Astrophys. J.* 2009. Vol. 697. P. 1071–1102. [arXiv:0902.1089 \[astro-ph.IM\]](#).
206. Fermi Data Products. URL: <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/>.
207. Giorgini J. D., Yeomans D. K., Chamberlin A. B. et al. JPL's On-Line Solar System Data Service // AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts. Vol. 28 of Bulletin of the American Astronomical Society. 1996. P. 1158.
208. JPL HORIZONS on-line solar system data and ephemeris computation service. URL: <http://ssd.jpl.nasa.gov/?horizons>.
209. Abdo A. A. et al. Fermi-LAT Observations of Two Gamma-Ray Emission Components from the Quiescent Sun // *Astrophys. J.* 2011. Vol. 734. P. 116. [arXiv:1104.2093 \[astro-ph.HE\]](#).
210. Moskalenko I. V., Porter T. A., Digel S. W. Inverse Compton scattering on solar photons, heliospheric modulation, and neutrino astrophysics // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 652. P. L65–L68. [Erratum: *Astrophys. J.* 664, L143(2007)]. [arXiv:astro-ph/0607521 \[astro-ph\]](#).

211. Orlando E., Strong A. Gamma-rays from halos around stars and the Sun // *Astrophys. Space Sci.* 2007. Vol. 309. P. 359–363. [arXiv:astro-ph/0607563](#) [astro-ph].
212. Orlando E., Strong A. W. Gamma-ray emission from the solar halo and disk: a study with EGRET data // *Astron. Astrophys.* 2008. Vol. 480. P. 847. [arXiv:0801.2178](#) [astro-ph].
213. Johannesson G., Orlando E. Accounting for the Sun and the Moon in Fermi-LAT Analysis // Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013. 2013. P. 0957. [arXiv:1307.0197](#) [astro-ph.IM].
214. Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog // *Astrophys. J. Suppl.* 2012. Vol. 199. P. 31. [arXiv:1108.1435](#) [astro-ph.HE].
215. Gabici S., Aharonian F. A. Gamma ray signatures of ultrahigh energy cosmic ray accelerators: electromagnetic cascade versus synchrotron radiation of secondary electrons // *Astrophys. Space Sci.* 2007. Vol. 309. P. 465–469. [arXiv:astro-ph/0610372](#) [astro-ph].
216. Atoyan A., Dermer C. D. Gamma Rays from Ultra-High Energy Cosmic Rays in Cygnus A // *Astrophys. J.* 2008. Vol. 687. P. L75. [arXiv:0808.0161](#) [astro-ph].
217. Neronov A., Semikoz D. V. Sensitivity of gamma-ray telescopes for detection of magnetic fields in intergalactic medium // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D80. P. 123012. [arXiv:0910.1920](#) [astro-ph.CO].
218. Aliu E. et al. Very-high-energy gamma rays from a distant quasar: how transparent is the Universe? // *Science*. 2008. Vol. 320, no. 5884. P. 1752. [arXiv:0807.2822](#) [astro-ph].
219. Tanaka Y. T. et al. Fermi Large Area Telescope detection of two very-high-energy ($E > 100$ GeV) gamma-ray photons from the $z = 1.1$ Blazar PKS 0426-380 // *Astrophys. J.* 2013. Vol. 777. P. L18. [arXiv:1308.0595](#) [astro-ph.HE].

220. Ackermann M. et al. The Imprint of the extragalactic background light in the Gamma-Ray spectra of blazars // *Science*. 2012. Vol. 338. P. 1190–1192. [arXiv:1211.1671 \[astro-ph.CO\]](#).
221. Aliu E. et al. Multiwavelength observations and modeling of 1ES 1959+650 in a low flux state // *Astrophys. J.* 2013. Vol. 775. P. 3. [arXiv:1307.6772 \[astro-ph.HE\]](#).
222. Abramowski A. et al. Simultaneous multi-wavelength campaign on PKS 2005-489 in a high state // *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 533. P. A110. [arXiv:1111.3331 \[astro-ph.HE\]](#).
223. Aharonian F. Discovery of VHE gamma-rays from the high-frequency-peaked BL Lac object RGB J0152+017 // *Astron. Astrophys.* 2008. Vol. 481. P. L103–L107. [arXiv:0802.4021 \[astro-ph\]](#).
224. Acciari V. A. et al. Multiwavelength observations of a TeV-Flare from W Comae // *Astrophys. J.* 2009. Vol. 707. P. 612–620. [arXiv:0910.3750 \[astro-ph.HE\]](#).
225. Abramowski A. et al. H.E.S.S and Fermi-LAT discovery of gamma rays from the blazar 1ES 1312-423 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2013. Vol. 434. P. 1889. [arXiv:1306.3186 \[astro-ph.HE\]](#).
226. Aharonian F. Simultaneous multiwavelength observations of the second exceptional gamma-ray flare of PKS 2155-304 in July 2006 // *Astron. Astrophys.* 2009. Vol. 502. P. 749–770. [arXiv:0906.2002 \[astro-ph.CO\]](#).
227. Acciari V. A. et al. The discovery of gamma-ray emission from the blazar RGB J0710+591 // *Astrophys. J.* 2010. Vol. 715. P. L49–L55. [arXiv:1005.0041 \[astro-ph.HE\]](#).
228. Aleksic J. et al. Discovery of VHE gamma-rays from the blazar 1ES 1215+303 with the MAGIC Telescopes and simultaneous multi-wavelength observations // *Astron. Astrophys.* 2012. Vol. 544. P. A142. [arXiv:1203.0490 \[astro-ph.HE\]](#).
229. Aliu E. et al. A three-year multi-wavelength study of the very-high-energy

- γ -ray blazar 1ES 0229+200 // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 782, no. 1. P. 13. [arXiv:1312.6592 \[astro-ph.HE\]](#).
230. Abramowski A. et al. Multi-wavelength observations of H 2356-309 // *Astron. Astrophys.* 2010. Vol. 516. P. A56. [arXiv:1004.2089 \[astro-ph.HE\]](#).
231. Aharonian F. Detection of VHE gamma-ray emission from the distant blazar 1ES 1101-232 with H.E.S.S. and broadband characterisation // *Astron. Astrophys.* 2007. Vol. 470. P. 475–489. [arXiv:0705.2946 \[astro-ph\]](#).
232. Aharonian F. et al. Discovery of VHE gamma-rays from the distant BL Lac 1ES 0347-121 // *Astron. Astrophys.* 2007. Vol. 473. P. L25–L28. [arXiv:0708.3021 \[astro-ph\]](#).
233. Abramowski A. et al. Discovery of hard-spectrum γ -ray emission from the BL Lac object 1ES 0414+009 // *Astron. Astrophys.* 2012. Vol. 538. P. A103. [arXiv:1201.2044 \[astro-ph.HE\]](#).
234. Aleksic J. et al. MAGIC discovery of VHE Emission from the FSRQ PKS 1222+21 // *Astrophys. J.* 2011. Vol. 730. P. L8. [arXiv:1101.4645 \[astro-ph.HE\]](#).
235. Wenger M. et al. The simbad astronomical database // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 2000. Vol. 143. P. 9. [arXiv:astro-ph/0002110 \[astro-ph\]](#).
236. SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. URL: <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>.
237. Gilmore R. C., Somerville R. S., Primack J. R., Dominguez A. Data for the background flux and associated optical depths of gamma rays for the EBL models. 2012. URL: <http://physics.ucsc.edu/~joel/EBLdata-Gilmore2012/>.
238. Westerhoff S. HAWC: A next-generation all-sky gamma-ray telescope // *Adv. Space Res.* 2014. Vol. 53. P. 1492–1498.
239. Budnev N. M. et al. TAIGA the Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma Astronomy - present status and perspectives. // *JINST.* 2014. Vol. 9. P. C09021.

240. Ahrens J. et al. Icecube - the next generation neutrino telescope at the south pole // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2003. Vol. 118. P. 388–395. [arXiv:astro-ph/0209556](#) [astro-ph].
241. Aartsen M. G. et al. Search for Galactic PeV Gamma Rays with the IceCube Neutrino Observatory // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D87, no. 6. P. 062002. [arXiv:1210.7992](#) [astro-ph.HE].
242. Egorova V. P. et al. The Spectrum features of UHECRs below and surrounding GZK // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2004. Vol. 136. P. 3–11. [3(2004)]. [arXiv:astro-ph/0408493](#) [astro-ph].
243. Allekotte I. et al. The Surface Detector System of the Pierre Auger Observatory // *Nucl. Instrum. Meth.* 2008. Vol. A586. P. 409–420. [arXiv:0712.2832](#) [astro-ph].
244. Actis M. et al. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: An advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy // *Exper. Astron.* 2011. Vol. 32. P. 193–316. [arXiv:1008.3703](#) [astro-ph.IM].
245. Cao Z. A future project at Tibet: The large high altitude air shower observatory (LHAASO) // *Chin. Phys.* 2010. Vol. C34. P. 249–252.
246. Г.И. Р., С.В. Т. Какие элементарные частицы — самые энергичные в мире? // *Природа.* 2011. Vol. 6. P. 11–17X.
247. Pravdin M. I. et al. *Cosmic Ray Spectrum at Ultrahigh Energies* // Proceedings 13th International Seminar “Quarks-2004”. URL: <http://quarks.inr.ac.ru/2004/proceedings/Astroparticle/pravdin.pdf>.
248. Glushkov A. V., Ivanov A. A., Knurenko S. P. et al. *Estimation of primary cosmic ray energy registered at the EAS Yakutsk array* // Proceedings, 28th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2003). 2003. P. 393–396. URL: <http://www-rccn.icrr.u-tokyo.ac.jp/icrc2003/PROCEEDINGS/PDF/99.pdf>.
249. Hillas A. M. The Origin of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1984. Vol. 22. P. 425–444.
250. Ptitsyna K. V., Troitsky S. V. Physical conditions in potential sources of

- ultra-high-energy cosmic rays. I. Updated Hillas plot and radiation-loss constraints // *Phys. Usp.* 2010. Vol. 53. P. 691–701. [arXiv:0808.0367 \[astro-ph\]](#).
251. Kalashev O. E., Ptitsyna K. V., Troitsky S. V. Towards a model of population of astrophysical sources of ultra-high-energy cosmic rays // *Phys. Rev.* 2012. Vol. D86. P. 063005. [arXiv:1207.2859 \[astro-ph.HE\]](#).
252. Berezhinsky V., Kachelriess M., Vilenkin A. Ultrahigh-energy cosmic rays without GZK cutoff // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79. P. 4302–4305. [arXiv:astro-ph/9708217 \[astro-ph\]](#).
253. Hill C. T., Schramm D. N., Walker T. P. Ultrahigh-energy cosmic rays from superconducting cosmic strings // *Phys. Rev.* 1987. Vol. D36. P. 1007.
254. Bhattacharjee P., Sigl G. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays // *Phys. Rept.* 2000. Vol. 327. P. 109–247. [arXiv:astro-ph/9811011 \[astro-ph\]](#).
255. Dogiel V. A., Berezhinsky V. S., Bulanov S. V., Ptuskin V. S. Astrophysics of cosmic rays / Ed. by V. L. Ginzburg. 1990.
256. Takeda M. et al. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment // *Astropart. Phys.* 2003. Vol. 19. P. 447–462. [arXiv:astro-ph/0209422 \[astro-ph\]](#).
257. Abbasi R. U. et al. First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 100. P. 101101. [arXiv:astro-ph/0703099 \[astro-ph\]](#).
258. Abraham J. et al. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101. P. 061101. [arXiv:0806.4302 \[astro-ph\]](#).
259. Abraham J. et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory // *Phys. Lett.* 2010. Vol. B685. P. 239–246. [arXiv:1002.1975 \[astro-ph.HE\]](#).
260. Capdevielle J. N., Cohen F., Szabelska B., Szabelski J. AGASA energy spectrum and the GZK cut-off // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2009. Vol. 196.

- P. 231–234.
261. Stecker F. W. Effect of photomeson production by the universal radiation field on high-energy cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* 1968. Vol. 21. P. 1016–1018.
262. Stecker F. W. Photodisintegration of ultrahigh-energy cosmic rays by the universal radiation field // *Phys. Rev.* 1969. Vol. 180. P. 1264–1266.
263. Gelmini G. B., Kalashev O. E., Semikoz D. V. GZK Photons Above 10-EeV // *JCAP.* 2007. Vol. 0711. P. 002. [arXiv:0706.2181 \[astro-ph\]](#).
264. Barcikowski E., Bellido J., Belz J. et al. Mass Composition Working Group Report at UHECR-2012 // *EPJ Web Conf.* 2013. Vol. 53. P. 01006. [arXiv:1306.4430 \[astro-ph.HE\]](#).
265. Abbasi R. et al. Report of the Working Group on the Composition of Ultra High Energy Cosmic Rays // *JPS Conf. Proc.* 2016. Vol. 9. P. 010016. [arXiv:1503.07540 \[astro-ph.HE\]](#).
266. Berezhinsky V., Blasi P., Vilenkin A. Ultrahigh-energy gamma-rays as signature of topological defects // *Phys. Rev.* 1998. Vol. D58. P. 103515. [arXiv:astro-ph/9803271 \[astro-ph\]](#).
267. Galaverni M., Sigl G. Lorentz violation in the photon sector and ultra-High energy cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 100. P. 021102. [arXiv:0708.1737 \[astro-ph\]](#).
268. Maccione L., Liberati S., Sigl G. Ultra high energy photons as probes of Lorentz symmetry violations in stringy space-time foam models // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105. P. 021101. [arXiv:1003.5468 \[astro-ph.HE\]](#).
269. Rubtsov G., Satunin P., Sibiryakov S. On calculation of cross sections in Lorentz violating theories // *Phys. Rev.* 2012. Vol. D86. P. 085012. [arXiv:1204.5782 \[hep-ph\]](#).
270. Neronov A. Y., Semikoz D. V., Tkachev I. I. Ultra-High Energy Cosmic Ray production in the polar cap regions of black hole magnetospheres // *New J. Phys.* 2009. Vol. 11. P. 065015. [arXiv:0712.1737 \[astro-ph\]](#).
271. Abraham J. et al. Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby

- extragalactic objects // *Science*. 2007. Vol. 318. P. 938–943. [arXiv:0711.2256](#) [astro-ph].
272. Abbasi R. U. et al. Search for Correlations between HiRes Stereo Events and Active Galactic Nuclei // *Astropart. Phys.* 2008. Vol. 30. P. 175–179. [arXiv:0804.0382](#) [astro-ph].
273. Gorbunov D., Tinyakov P., Tkachev I., Troitsky S. V. Comment on ‘Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects’ // *JETP Lett.* 2008. Vol. 87. P. 461–463. [arXiv:0711.4060](#) [astro-ph].
274. Gorbunov D. S., Tinyakov P. G., Tkachev I. I., Troitsky S. V. On the interpretation of the cosmic-ray anisotropy at ultra-high energies. 2008. [arXiv:0804.1088](#) [astro-ph].
275. Gureev S., Troitsky S. Physical conditions in nearby active galaxies correlated with ultra-high-energy cosmic rays detected by the Pierre Auger Observatory // *Int. J. Mod. Phys.* 2010. Vol. A25. P. 2917–2932. [arXiv:0808.0481](#) [astro-ph].
276. Abreu P. et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter // *Astropart. Phys.* 2010. Vol. 34. P. 314–326. [arXiv:1009.1855](#) [astro-ph.HE].
277. Aab A. et al. Searches for Anisotropies in the Arrival Directions of the Highest Energy Cosmic Rays Detected by the Pierre Auger Observatory // *Astrophys. J.* 2015. Vol. 804, no. 1. P. 15. [arXiv:1411.6111](#) [astro-ph.HE].
278. Abu-Zayyad T. et al. Search for Anisotropy of Ultra-High Energy Cosmic Rays with the Telescope Array Experiment // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 757. P. 26. [arXiv:1205.5984](#) [astro-ph.HE].
279. Abu-Zayyad T. et al. Correlations of the Arrival Directions of Ultra-high Energy Cosmic Rays with Extragalactic Objects as Observed by the Telescope Array Experiment // *Astrophys. J.* 2013. Vol. 777. P. 88. [arXiv:1306.5808](#) [astro-ph.HE].
280. Gorbunov D. S., Rubtsov G. I., Troitsky S. V. Towards event-by-event studies

- of the ultrahigh-energy cosmic-ray composition // *Astropart. Phys.* 2007. Vol. 28. P. 28–40. [arXiv:astro-ph/0606442](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606442) [astro-ph].
281. Glushkov A. V., Makarov I. T., Pravdin M. I. et al. Muons in extensive air showers of energies $E(0) = 10^{16.6}$ -eV to $10^{19.8}$ -eV // *JETP Lett.* 2000. Vol. 71. P. 97–101. [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*71,141(2000)].
282. Efimov E. E. et al. Catalogue of highest energy cosmic rays // World Data Center C2, Japan. No. 3. 1988. P. 65.
283. Правдин М. И. et al. Свойства гигантских ливней и проблема оценки энергии первичной частицы // *Известия РАН Серия Физическая.* 2007. Vol. 71. P. 464–466.
284. Ivanov A. A., Knurenko S. P., Sleptsov I. E. Determining the primary cosmic ray energy from the total flux of Cherenkov light measured at the Yakutsk EAS array // *J. Exp. Theor. Phys.* 2007. Vol. 104. P. 872–886. [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*104,1001(2007)].
285. Hersil J., Escobar I., Scott D. et al. Observations of extensive air showers near the maximum of their longitudinal development // *Phys. Rev. Lett.* 1961. Vol. 6. P. 22–23.
286. Ave M., Knapp J., Lloyd-Evans J. et al. The Energy spectrum of cosmic rays above 3×10^{17} -eV as measured with the Haverah Park array // *Astropart. Phys.* 2003. Vol. 19. P. 47–60. [arXiv:astro-ph/0112253](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0112253) [astro-ph].
287. Takeda M. et al. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment // *Astropart. Phys.* 2003. Vol. 19. P. 447–462. [arXiv:astro-ph/0209422](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209422) [astro-ph].
288. Roth M. Measurement of the UHECR energy spectrum using data from the surface detector of the Pierre Auger Observatory // Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007). Vol. 4. 2007. P. 327–330. [arXiv:0706.2096](https://arxiv.org/abs/0706.2096) [astro-ph]. URL: http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?conf-07-372.
289. Heck D., Schatz G., Thouw T. et al. CORSIKA: A Monte Carlo code to

- simulate extensive air showers. 1998.
290. Fasso A. et al. The Physics models of FLUKA: Status and recent developments // eConf. 2003. Vol. C0303241. P. MOMT005. [arXiv:hep-ph/0306267](#) [hep-ph].
291. Werner K., Liu F.-M., Pierog T. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at RHIC // *Phys. Rev.* 2006. Vol. C74. P. 044902. [arXiv:hep-ph/0506232](#) [hep-ph].
292. Ostapchenko S. QGSJET-II: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2006. Vol. 151. P. 143–146. [arXiv:hep-ph/0412332](#) [hep-ph].
293. Kobal M. A thinning method using weight limitation for air-shower simulations // *Astropart. Phys.* 2001. Vol. 15. P. 259–273.
294. Gorbunov D. S., Rubtsov G. I., Troitsky S. V. Air-shower simulations with and without thinning: Artificial fluctuations and their suppression // *Phys. Rev.* 2007. Vol. D76. P. 043004. [arXiv:astro-ph/0703546](#) [ASTRO-PH].
295. Dedenko L. G., Fedorova G. F., Fedunin E. Yu. et al. Energy estimation of inclined air showers with help of detector responses // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2004. Vol. 136. P. 12–17.
296. Abraham J. et al. Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory // *Astropart. Phys.* 2009. Vol. 31. P. 399–406. [arXiv:0903.1127](#) [astro-ph.HE].
297. Ave M., Hinton J. A., Vazquez R. A. et al. New constraints from Haverah Park data on the photon and iron fluxes of UHE cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85. P. 2244–2247. [arXiv:astro-ph/0007386](#) [astro-ph].
298. Pravdin M. I. et al. Estimation of the giant shower energy at the Yakutsk EAS Array // Proceedings, 29th International Cosmic Ray Conference, Pune. 2005. P. 243.
299. Risse M., Homola P. Search for ultrahigh energy photons using air showers //

- Mod. Phys. Lett. 2007. Vol. A22. P. 749–766. [arXiv:astro-ph/0702632](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702632) [ASTRO-PH].
300. Landau L. D., Pomeranchuk I. Electron cascade process at very high-energies // Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. 1953. Vol. 92. P. 735–738.
301. Migdal A. B. Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high-energies // Phys. Rev. 1956. Vol. 103. P. 1811–1820.
302. Berezhinsky V., Gazizov A. Z., Grigorieva S. I. On astrophysical solution to ultrahigh-energy cosmic rays // Phys. Rev. 2006. Vol. D74. P. 043005. [arXiv:hep-ph/0204357](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204357) [hep-ph].
303. Abbasi R. U. et al. Measurement of the flux of ultrahigh energy cosmic rays from monocular observations by the High Resolution Fly’s Eye experiment // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 151101. [arXiv:astro-ph/0208243](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0208243) [astro-ph].
304. Dawson B. R., Maris I. C., Roth M. et al. The energy spectrum of cosmic rays at the highest energies // EPJ Web Conf. 2013. Vol. 53. P. 01005. [arXiv:1306.6138](https://arxiv.org/abs/1306.6138) [astro-ph.HE].
305. Engel R. Test of hadronic interaction models with data from the Pierre Auger Observatory // Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007). Vol. 4. 2007. P. 385–388. [arXiv:0706.1921](https://arxiv.org/abs/0706.1921) [astro-ph]. URL: http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?conf-07-373.
306. Teshima M. et al. Ultra High Energy Cosmic Rays observed by AGASA // Proceedings, 33th ICHEP, Moscow. 2006. URL: http://ichep06.jinr.ru/reports/49_1s4_16p30_Teshima.ppt.
307. Dedenko L. G., Podgrudkov D. A., Roganova T. M. et al. New estimates of energy of giant air showers observed at the Yakutsk array // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2007. Vol. 165. P. 27–32.
308. Dedenko L. G., Podgrudkov D. A., Roganova T. M., Fedorova G. F. The most energetic cosmic rays and their possible sources // Proceedings, 15th International Seminar on High Energy Physics (Quarks 2008). 2008. [arXiv:0811.0722](https://arxiv.org/abs/0811.0722) [astro-ph]. URL: <http://inspirehep.net/record/801648/files/arXiv:>

[0811.0722.pdf](#).

309. Fesefeldt H. The Simulation of Hadronic Showers: Physics and Applications. 1985.
310. Nelson W. R., Hirayama H., Rogers D. W. O. The Egs4 Code System. 1985.
311. Homola P., Gora D., Heck D. et al. Simulation of ultrahigh energy photon propagation in the geomagnetic field // [Comput. Phys. Commun.](#) 2005. Vol. 173. P. 71. [arXiv:astro-ph/0311442 \[astro-ph\]](#).
312. Sakaki N. et al. Energy estimation of AGASA events. 2001. URL: [www.hef.kun.nl/nahsa/pdf/ici6938_p.pdf](#).
313. de Souza V., Medina-Tanco G., Ortiz J. A. Acceptance of fluorescence detectors and its implication in energy spectrum inference at the highest energies // [Phys. Rev.](#) 2005. Vol. D72. P. 103009. [arXiv:astro-ph/0509597 \[astro-ph\]](#).
314. Pierog T. et al. Dependence of the longitudinal shower profile on characteristics of hadronic multiparticles production // Proceedings, 29th International Cosmic Ray Conference, Pune. Vol. 7. 2005. P. 103–106.
315. Billoir P., Roucelle C., Hamilton J.-C. Evaluation of the Primary Energy of UHE Photon-induced Atmospheric Showers from Ground Array Measurements. 2007. [arXiv:astro-ph/0701583 \[astro-ph\]](#).
316. Kuzmin V., Tkachev I. Matter creation via vacuum fluctuations in the early universe and observed ultrahigh-energy cosmic ray events // [Phys. Rev.](#) 1999. Vol. D59. P. 123006. [arXiv:hep-ph/9809547 \[hep-ph\]](#).
317. Chung D. J. H., Kolb E. W., Riotto A., Senatore L. Isocurvature constraints on gravitationally produced superheavy dark matter // [Phys. Rev.](#) 2005. Vol. D72. P. 023511. [arXiv:astro-ph/0411468 \[astro-ph\]](#).
318. Kalashev O. E., Kuzmin V. A., Semikoz D. V. Top down models and extremely high-energy cosmic rays. 1999. [arXiv:astro-ph/9911035 \[astro-ph\]](#).
319. Kalashev O. E., Kuzmin V. A., Semikoz D. V. Ultrahigh-energy cosmic rays. Propagation in the galaxy and anisotropy // [Mod. Phys. Lett.](#) 2001. Vol. A16. P. 2505–2515. [arXiv:astro-ph/0006349 \[astro-ph\]](#).

320. Kalashev O. E., Kido E. Simulations of Ultra High Energy Cosmic Rays propagation // *J. Exp. Theor. Phys.* 2015. Vol. 120, no. 5. P. 790–797. [arXiv:1406.0735 \[astro-ph.HE\]](#).
321. Mucke A., Engel R., Rachen J. P. et al. SOPHIA: Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics // *Comput. Phys. Commun.* 2000. Vol. 124. P. 290–314. [arXiv:astro-ph/9903478 \[astro-ph\]](#).
322. Clark T. A., Brown L. W., Alexander K., J. Spectrum of the Extra-galactic Background Radiation at Low Radio Frequencies // *Nature*. 1970. Vol. 228. P. 847–849.
323. Aloisio R., Berezhinsky V., Kachelriess M. Ultrahigh energy cosmic rays spectra in top-down models // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2004. Vol. 136. P. 319–326. [arXiv:astro-ph/0409222 \[astro-ph\]](#).
324. Sarkar S., Toldra R. The High-energy cosmic ray spectrum from relic particle decay // *Nucl. Phys.* 2002. Vol. B621. P. 495–520. [arXiv:hep-ph/0108098 \[hep-ph\]](#).
325. Barbot C., Drees M. Production of ultraenergetic cosmic rays through the decay of superheavy X particles // *Phys. Lett.* 2002. Vol. B533. P. 107–115. [arXiv:hep-ph/0202072 \[hep-ph\]](#).
326. Barbot C., Drees M. Detailed analysis of the decay spectrum of a super heavy X particle // *Astropart. Phys.* 2003. Vol. 20. P. 5–44. [arXiv:hep-ph/0211406 \[hep-ph\]](#).
327. Dubovsky S. L., Tinyakov P. G. Galactic anisotropy as signature of CDM related ultrahigh-energy cosmic rays // *JETP Lett.* 1998. Vol. 68. P. 107–111. [arXiv:hep-ph/9802382 \[hep-ph\]](#).
328. Kalashev O. E., Khrenov B. A., Klimov P. et al. Global anisotropy of arrival directions of ultrahigh-energy cosmic rays: capabilities of space-based detectors // *JCAP*. 2008. Vol. 0803. P. 003. [arXiv:0710.1382 \[astro-ph\]](#).
329. Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. The Structure of cold dark matter halos // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 462. P. 563–575. [arXiv:astro-ph/9508025](#)

- [astro-ph].
330. Baker S., Cousins R. D. Clarification of the Use of Chi Square and Likelihood Functions in Fits to Histograms // *Nucl. Instrum. Meth.* 1984. Vol. 221. P. 437–442.
 331. Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing* // Cambridge University Press. 1992.
 332. Shibata T. et al. End-to-end absolute energy calibration of atmospheric fluorescence telescopes by an electron linear accelerator // *Nucl. Instrum. Meth.* 2008. Vol. A597. P. 61–66.
 333. Lipari P. The Concepts of 'Age' and 'Universality' in Cosmic Ray Showers // *Phys. Rev.* 2009. Vol. D79. P. 063001. [arXiv:0809.0190](https://arxiv.org/abs/0809.0190) [astro-ph].
 334. Dedenko L. G., Mironovich A. A., Zheleznykh I. M. Hybrid scheme of simulation of electron photon and electron hadron cascades in dense medium at ultra-high energies // *Int. J. Mod. Phys.* 2006. Vol. A21S1. P. 45–49.
 335. Pierog T. et al. First results of fast one-dimensional hybrid simulation of EAS using CONEX // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2006. Vol. 151. P. 159–162. [arXiv:astro-ph/0411260](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411260) [astro-ph].
 336. Hillas A. M. Shower simulation: Lessons from MOCCA // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 1997. Vol. 52B. P. 29–42.
 337. CORSIKA Simulation of the Telescope Array Surface Detector. 2014. [arXiv:1403.0644](https://arxiv.org/abs/1403.0644) [astro-ph.IM].
 338. Stokes B. T., Cady R., Ivanov D. et al. Dethinning Extensive Air Shower Simulations // *Astropart. Phys.* 2012. Vol. 35. P. 759–766. [arXiv:1104.3182](https://arxiv.org/abs/1104.3182) [astro-ph.IM].
 339. Allison J. et al. Geant4 developments and applications // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2006. Vol. 53. P. 270.
 340. Erber T. High-energy electromagnetic conversion processes in intense magnetic fields // *Rev. Mod. Phys.* 1966. Vol. 38. P. 626–659.

341. Kotera K., Olinto A. V. The Astrophysics of Ultrahigh Energy Cosmic Rays // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 49. P. 119–153. [arXiv:1101.4256 \[astro-ph.HE\]](#).
342. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Kronberg P. P., Newton-McGee K. J. Deriving global structure of the Galactic Magnetic Field from Faraday Rotation Measures of extragalactic sources // *Astrophys. J.* 2011. Vol. 738. P. 192. [arXiv:1103.0814 \[astro-ph.GA\]](#).
343. Jansson R., Farrar G. R. A New Model of the Galactic Magnetic Field // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 757. P. 14. [arXiv:1204.3662 \[astro-ph.GA\]](#).
344. Hayashida N. et al. The Anisotropy of cosmic ray arrival directions around 10^{18} eV // *Astropart. Phys.* 1999. Vol. 10. P. 303–311. [arXiv:astro-ph/9807045 \[astro-ph\]](#).
345. Hayashida N. et al. The anisotropy of cosmic ray arrival direction around 10^{18} eV // Proceedings, 26th International Cosmic Ray Conference, August 17-25, 1999, Salt Lake City. 1999. [arXiv:astro-ph/9906056 \[astro-ph\]](#). URL: http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol3/o1_3_04.pdf.
346. Thomson G., Ivanov D. Search for Intermediate-Scale Anisotropy by the HiRes Experiment // Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007). Vol. 4. 2007. P. 445–448. URL: <http://indico.nucleares.unam.mx/contributionDisplay.py?contribId=1044&confId=4>.
347. Kawata K. Search for the Large-Scale Cosmic-Ray Anisotropy at 1018 eV with the Telescope Array Surface Detector // Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013. P. 0311. URL: <http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0311.pdf>.
348. Li T. P., Ma Y. Q. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 272. P. 317–324.
349. Dolag K., Grasso D., Springel V., Tkachev I. Magnetic field in the local universe and the propagation of UHECRs // *J. Korean Astron. Soc.* 2004. Vol. 37,

- no. 5. P. 427–431.
350. Tinyakov P. G., Tkachev I. I. Tracing protons through the galactic magnetic field: A Clue for charge composition of ultrahigh-energy cosmic rays // *Astropart. Phys.* 2002. Vol. 18. P. 165–172. [arXiv:astro-ph/0111305](#) [astro-ph].
351. Takami H., Inoue S., Yamamoto T. Propagation of Ultra-High-Energy Cosmic Ray Nuclei in Cosmic Magnetic Fields and Implications for Anisotropy Measurements // *Astropart. Phys.* 2012. Vol. 35. P. 767–780. [arXiv:1202.2874](#) [astro-ph.HE].
352. Sagawa H. *The Plan of the Telescope Array Experiment for the Next Five Years* // Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013. P. 0121. URL: <http://www.cbpf.br/~icrc2013/papers/icrc2013-0121.pdf>.
353. L. L. E., P. R. J. Testing statistical hypotheses. 2010.
354. Abreu P. et al. *The Pierre Auger Observatory III: Other Astrophysical Observations* // Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011). 2011. [arXiv:1107.4805](#) [astro-ph.HE]. URL: <http://inspirehep.net/record/919729/files/arXiv:1107.4805.pdf>.
355. Feldman G. J., Cousins R. D. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // *Phys. Rev.* 1998. Vol. D57. P. 3873–3889. [arXiv:physics/9711021](#) [physics.data-an].
356. Hooper D., Taylor A. M., Sarkar S. Cosmogenic photons as a test of ultra-high energy cosmic ray composition // *Astropart. Phys.* 2011. Vol. 34. P. 340–343. [arXiv:1007.1306](#) [astro-ph.HE].
357. Kachelriess M., Ostapchenko S., Tomas R. TeV gamma-rays from UHECR interactions in AGN cores: Lessons from Centaurus A // *Publ. Astron. Soc. Austral.* 2010. Vol. 27. P. 482–489. [arXiv:1002.4874](#) [astro-ph.HE].
358. Bartolo N., Komatsu E., Matarrese S., Riotto A. Non-Gaussianity from inflation: Theory and observations // *Phys. Rept.* 2004. Vol. 402. P. 103–266. [arXiv:astro-ph/0406398](#) [astro-ph].

359. Teshima M. 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. Vol. G12. P. 1097.
360. Takeda M. et al. Extension of the cosmic ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min cutoff // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 81. P. 1163–1166. [arXiv:astro-ph/9807193](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9807193) [astro-ph].