

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи

Кузнецов Михаил Юрьевич

**Поиск тяжелой темной материи методами  
астрофизики частиц высоких энергий**

01.04.02 – Теоретическая физика

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н.

Рубцов Григорий Игоревич

Москва – 2017

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Потоки частиц высоких энергий от распада темной материи</b> . . . . .	15
1.1. Физика распада темной материи . . . . .	15
1.2. Распространение продуктов распада темной материи в межзвездной среде . . . . .	23
1.3. Выводы к первой главе . . . . .	33
<b>Глава 2. Ограничения на параметры темной материи из наблюдений фотонов</b> . . . . .	35
2.1. Наблюдение космических фотонов высоких энергий . . . . .	36
2.2. Вывод ограничений на параметры темной материи из данных о потоке фотонов высоких энергий . . . . .	37
2.3. Выводы ко второй главе . . . . .	46
<b>Глава 3. Ограничения на параметры темной материи из наблюдений нейтрино</b> . . . . .	47
3.1. Наблюдение космических нейтрино высоких энергий . . . . .	48
3.2. Вывод ограничений на параметры темной материи из данных о потоке нейтрино высоких энергий . . . . .	50
3.3. Выводы к третьей главе . . . . .	56
<b>Глава 4. Роль анизотропии космических лучей сверхвысоких энергий в поиске сигнала темной материи</b> . . . . .	57
4.1. Наблюдение анизотропии направлений прихода космических лучей высоких энергий . . . . .	58

4.2. Вывод ограничений на параметры темной материи из данных об анизотропии космических лучей высоких энергий . . . . .	60
4.3. Обсуждение роли различных наблюдаемых в непрямом поиске тяжелой темной материи . . . . .	70
4.4. Выводы к четвертой главе . . . . .	72
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>73</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>77</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>78</b>

## Введение

В настоящее время астрофизика частиц высоких энергий переживает бурное развитие, связанное с поступлением огромного количества экспериментальных данных и планированием множества новых экспериментов. С развитием новых наблюдательных техник связано все более широкое распространение так называемого многокомпонентного подхода (multimessenger approach) к исследованиям различных астрофизических проблем. Этот подход заключается в одновременном исследовании всех доступных типов сигналов от одного и того же источника. Еще недавно для регистрации были доступны лишь электромагнитные волны различных диапазонов, исключая, впрочем, гамма-кванты с наиболее высокой энергией, в небольшом количестве случаев — нейтрино, а также заряженные частицы (космические лучи), которые, однако, редко рассматривались совместно с другими астрофизическими сигналами. Если говорить о частицах наиболее высоких энергий, которые являются предметом настоящей работы, то ситуация изменилась в лучшую сторону с вводом таких экспериментов как, например, орбитальная гамма-обсерватория Fermi-LAT [1], нейтринная обсерватория IceCube [2], экспериментов по детектированию широких атмосферных ливней (ШАЛ), генерируемых в атмосфере космическими лучами ультравысоких энергий, Pierre Auger [3] и Telescope Array [4] и многих других, а также налаживанием совместной обработки данных, полученных экспериментами разных типов. Отдельно следует отметить широчайшие возможности применения многокомпонентного подхода к решению задач фундаментальной физики и астрофизики частиц, открывающиеся в свете недавнего детектирования гравитационных волн [5].

Среди достижений, полученных в астрофизике частиц высоких энергий за последнее десятилетие, можно выделить: регистрацию неожиданно сильного потока фотонов с энергиями порядка ГэВ из центра нашей Галактики [6], обнаружение т.н. “Пузырей Ферми” — протяженных источников гамма излу-

чения с энергиями до сотен ГэВ, расположенных с обеих сторон галактического диска [7], детектирование анизотропии космических лучей сверхвысоких энергий [8, 9], а также обнаружение предсказанного ранее обрезания Грейзена–Зацепина–Кузьмина (ГЗК–обрезания) [10, 11] в спектре космических лучей ультравысоких энергий [12–14]. Несмотря на столь широкий прогресс, многие из проблем давно стоящих перед астрофизикой частиц по-прежнему не решены. Это, например, проблема происхождения космических лучей с энергиями выше  $10^{18}$  эВ: их компонентный состав и источники в настоящее время достоверно не известны [15]. Существует также проблема аномальной прозрачности Вселенной [16, 17], состоящая в обнаружении гамма-квантов с энергией выше 100 ГэВ от слишком удаленных источников. Расстояние до этих источников существенно превосходит длину свободного пробега гамма-квантов по отношению к рассеянию на космическом фоновом излучении, даже в предположении максимально консервативной модели такого излучения. Также в последнее время появились некоторые новые проблемы. Так, например, большое внимание астрофизиков привлекла регистрация в эксперименте IceCube нескольких десятков космических нейтрино, имеющих энергии вплоть до нескольких ПэВ [18, 19]. Большая часть из предложенных версий их происхождения не подтверждена с достаточным уровнем достоверности или же входит в противоречие с данными других экспериментов. Одна из этих версий, а именно генерация высокоэнергичных нейтрино в распадах тяжелой темной материи, рассматривается в настоящей работе.

Совершенно особой по своей фундаментальности и возрасту является проблема природы темной материи. Она имеет множество наблюдательных проявлений, начиная от обнаруженной Цвикки в 1930-ые года прошлого века проблемы несоответствия дисперсии скоростей галактик в скоплениях массе видимого вещества скоплений [20]. Другими наблюдательными указаниями на существование темной материи являются несоответствие кривых вращения галактик распределению массы их видимого вещества и аналогичное несоответствие си-

лы гравитационного линзирования проявляемого скоплениями галактик [21]. Наиболее успешной космологической моделью снимающей эти противоречия является модель Вселенной содержащей космологическую постоянную и холодную темную материю —  $\Lambda$ CDM модель. Баланс плотностей темной энергии, темной материи и барионной материи в долях критической плотности  $\Omega_c$  составляет, по последним данным [22], 69%, 26% и 5% соответственно. В рамках  $\Lambda$ CDM модели удалось не только разрешить вышеназванные проблемы, но и успешно объяснить ряд новейших космологических наблюдений, среди которых: структура углового спектра анизотропии реликтового излучения, масштаб барионных акустических осцилляций, распределение масс в сталкивающихся скоплениях галактик, полученное с помощью гравитационного линзирования [21]. Также в рамках  $\Lambda$ CDM модели удалось выполнить симуляции образования структур во Вселенной, которые в целом правильно воспроизводят наблюдательные данные [23, 24]. В последнее время интенсивно развиваются альтернативные теории, вводящие вместо недостающей массы различные модификации теории гравитации [25–27]. Ни одна из них в настоящее время не разработана настолько подробно, чтобы продемонстрировать согласие со всеми наблюдательными фактами, описываемыми  $\Lambda$ CDM моделью.

В рамках физики элементарных частиц было предложено огромное множество моделей темной материи [28, 29]. В том числе: аксионы и другие сверхлегкие частицы, Калуца-Клейновские моды теорий с дополнительными измерениями, гравитино, стерильные нейтрино, различные частицы возникающие в модифицированных теориях гравитации и даже целые параллельные миры взаимодействующие с нашим через смешивание отдельных частиц. Наиболее активно исследуемым кандидатом на роль темной материи являются слабо взаимодействующие тяжелые частицы (weakly interacting massive particle, WIMP) [29]. Такие частицы естественным образом возникают во многих суперсимметричных теориях, как наиболее легкие и, следовательно, стабильные суперсимметричные частицы (lightest supersymmetric particle, LSP). Тот факт,

что масса и константы связи WIMP участвующей в электрослабом взаимодействии, необходимые для получения наблюдаемой плотности темной материи, совпадают со свойствами LSP предсказываемыми суперсимметричными расширениями Стандартной Модели, получил название “WIMP miracle” [30] и был одним из факторов обусловивших высокий интерес исследователей к поиску таких частиц на протяжении нескольких десятилетий. Однако, несмотря на интенсивные прямые [31, 32] и непрямые [33] поиски, WIMP до сих пор не были зарегистрированы<sup>1</sup>. В совокупности с отсутствием регистрации суперсимметрии на Большом адронном коллайдере [36], это ведет к уменьшению интереса к данному типу моделей и переключению исследований на альтернативные теории.

В частности, активно исследуются модели тяжелой темной материи, т.е. темной материи состоящей из гипотетических долгоживущих частиц  $X$ , с массами  $M_X$  порядка ПэВ и выше, вплоть до масс “Великого Объединения”:  $10^{16}$  ГэВ. Выделение такого класса моделей обусловлено механизмом их рождения в ранней Вселенной — для производства частиц с такими массами требуется механизм отличный от термального, позволяющего производить частицы с массами до сотен ТэВ и обсуждающегося для моделей темной материи состоящей из WIMP [29]<sup>2</sup>. Изначально, модели тяжелой темной материи привлекли повышенное внимание исследователей в контексте инфляционной космологии [38, 39]. Было предложено несколько механизмов, позволяющих генерировать тяжелые частицы в количестве необходимом для получения сегодняшней плотности темной материи, среди них: производство частиц в неравновесной плазме, производство в процессе распада инфлатона и производство нестациона-

---

<sup>1</sup> Некоторые исследовательские группы заявляли об открытии превышения над фоном в наблюдениях потоков высокоэнергичных космических частиц [6, 34] и о наблюдении временной модуляции сигнала в прямом поиске темной материи [35], однако, интерпретация этих результатов в качестве сигналов темной материи не является общепризнанной.

<sup>2</sup> В ряде работ были предложены различные способы обойти это ограничение и получить необходимую концентрацию тяжелых частиц термальным способом, см., например, работу [37] и ссылки приведенные в ней.

нарными гравитационными полями [38–48]. Темная материя состоящая из тяжелых частиц обсуждалась в других контекстах и ранее [49–51].

С экспериментальной точки зрения, наиболее удобным методом для обнаружения таких частиц является поиск вторичных потоков высокоэнергичных частиц Стандартной Модели от распада частиц  $X$  в космосе. Исторически, первое косвенное указание на существование тяжелой темной материи возникло из наблюдения в ШАЛ эксперименте AGASA космических лучей с энергиями превосходящими энергию ГЗК-обрезания [52]. Однако, это открытие не было подтверждено современными ШАЛ экспериментами, результаты которых четко указывают на наличие ГЗК-обрезания в спектре космических лучей [12–14]. В настоящее время, значительное внимание физиков и астрофизиков направлено на интерпретацию другого наблюдательного факта: обнаружения потока космических нейтрино с энергиями вплоть до нескольких ПэВ в эксперименте IceCube [18, 19]. Одним из объяснений происхождения этих нейтрино является их рождение в распадах тяжелой темной материи [53–58]. Хотя современные исследования (включая настоящую работу, см. Главу 3) не поддерживают такую интерпретацию для большинства моделей темной материи [59, 60], все же, некоторые модели по-прежнему могут претендовать на объяснение этих событий [56, 61].

Технически, частица-кандидат на роль тяжелой темной материи  $X$  обладает двумя основными параметрами: массой  $M_X$  и временем жизни  $\tau$ . В отличие от моделей темной материи меньших масс, в данном случае абсолютно стабильные частицы, проявляющие себя через аннигиляцию, не представляют интереса с экспериментальной точки зрения. Сечение аннигиляции стабильных частиц ограничено унитарностью:  $\langle \sigma_X^{\text{ann.}} v \rangle \lesssim 1/M_X^2$ , что, для рассматриваемого диапазона масс, делает их непрямоe обнаружение невозможным в сегодняшних экспериментах [29, 62]. Прямое детектирование таких частиц также затруднено в связи с их малой концентрацией в Солнечной системе. Простые оценки сечения рассеяния частиц темной материи на ядрах, которое может



наблюдаться при массе частиц темной материи  $M_X = 10^7$  ГэВ и времени жизни  $\tau = 10^{18}$  лет, дают  $\sigma_{AX} = 10^{-55} \text{cm}^2$ , что на много порядков ниже сечения доступного для наблюдения в современных экспериментах [31, 32].

Существует несколько источников ограничений на параметры тяжелой темной материи. Масса  $M_X$  может быть ограничена различными космологическими соображениями, в зависимости от механизма производства частиц  $X$  в ранней Вселенной [45, 47, 63–66], тогда как время жизни  $\tau$  может быть ограничено с помощью различных методов астрофизики частиц высоких энергий из наблюдений в современной Вселенной. Например, одним из методов ограничения  $\tau$  является сравнение предсказываемой в моделях темной материи формы спектра полного потока космических лучей с наблюдаемой [67]. Другие методы, включающие в себя исследование потока фотонов [68] и нейтрино [60] сверхвысоких энергий, а также анизотропии полного потока космических лучей [69], рассматриваются в настоящей работе.

**Актуальность темы исследования.** Проблема темной материи является одним из немногих экспериментально установленных фактов, однозначно указывающих на фундаментальную неполноту современной физики. Особенно удивительным является то обстоятельство, что за 80 с лишним лет, прошедших со времени первых указаний на существование этой проблемы, несмотря на существенный прогресс физической теории и эксперимента, не было получено каких бы то ни было явных указаний на то, в каком направлении должно лежать ее решение. В настоящее время, исследования темной материи являются отдельной областью науки, лежащей на стыке физики частиц астрофизики и космологии. Оценить степень интенсивности исследований в этой области можно, например, из того факта, что по данным системы SAO/NASA за 2016 год, каждый день выходит в среднем 3 новых исследования посвященных темной материи, а в интернет базе препринтов arXiv.org содержится, в настоящее время, более 14000 таких статей.

Одним из направлений поиска темной материи является поиск ее вто-

ричных сигналов методами астрофизики частиц — так называемый непрямой поиск. В связи с открытием потока космических нейтрино с энергиями до ПэВ на установке IceCube [18, 19] особую актуальность приобрело исследование темной материи с массой частиц более 100 ТэВ (тяжелой темной материи), распад которой мог бы быть источником этих нейтрино. Также интерес к этой теме подкрепляется планируемым вводом в строй целого ряда новых экспериментальных установок по детектированию космических частиц сверхвысоких и ультравысоких энергий: Ковёр [70], Тайга [71], LHAASO [72], KM3NeT [73], низкоэнергетического расширения установки Telescope Array — TALE [74], расширения байкальской нейтринной обсерватории — GVD [75], а также усовершенствованием основных мощностей экспериментов Telescope Array [74, 76] и Pierre Auger [77]. Исследования на этих установках позволят изучить ранее недоступные области параметров темной материи. В связи с этим, представляется актуальным установить ограничения на эти параметры используя максимум доступных экспериментальных данных, а также выяснить, насколько сильным будет потенциал новых экспериментов в непрямом поиске тяжелой темной материи.

**Цель и задачи диссертационной работы.** Целью настоящей работы является поиск сигнала распада темной материи путем совместного анализа результатов нейтринных и ШАЛ экспериментов. Отдельными задачами решаемыми в рамках этого проекта являются.

1. Сопоставление потока фотонов с энергиями выше 100 ТэВ, предсказываемого моделями тяжелой темной материи с экспериментальными верхними пределами на диффузный поток фотонов этих энергий, полученными ШАЛ экспериментами, с целью установления ограничений на время жизни темной материи.
2. Сопоставление потока нейтрино с энергиями выше 100 ТэВ, предсказываемого моделями тяжелой темной материи с данными о зарегистрирован-

ном в эксперименте IceCube потоке нейтрино этих энергий. Выяснение возможности объяснения нейтринного сигнала IceCube распадом темной материи, путем сопоставления необходимых для этого параметров темной материи с фотонными ограничениями на эти параметры.

3. Сопоставление анизотропии космических лучей с энергиями выше 100 ТэВ, предсказываемой моделями тяжелой темной материи с данными об анизотропии, полученными ШАЛ экспериментами. Выяснение возможности объяснения наблюдаемой анизотропии распадом темной материи, путем сопоставления необходимых для этого параметров темной материи с фотонными и нейтринными ограничениями на эти параметры.
4. Выяснение относительной эффективности фотонных, нейтринных и анизотропных наблюдаемых в дальнейшем поиске и исследовании возможного сигнала распада тяжелой темной материи в действующих и планируемых экспериментах.

**Научная новизна и практическая значимость.** В данной диссертации представлен ряд новых результатов.

1. С помощью экспериментальных верхних пределов на поток фотонов с энергиями более 100 ТэВ получены наиболее сильные на сегодняшний день консервативные ограничения на время жизни тяжелой темной материи распадающейся в адроны.
2. Данные ограничения, а также ограничения на ту же модель темной материи из экспериментальных данных о потоке нейтрино и анизотропии космических лучей при энергиях выше 100 ТэВ получены для наиболее широкого диапазона масс темной материи:  $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$  ГэВ.
3. На основе наиболее актуальных на сегодня данных IceCube о потоке космических нейтрино самых высоких энергий проанализирована возмож-

ность интерпретации этого потока в качестве продукта адронного распада темной материи.

Впервые выполнена оценка относительной эффективности фотонных, нейтринных и анизотропийных наблюдаемых для поиска и исследования возможного сигнала распада тяжелой темной материи. Полученные оценки являются важными для определения стратегии дальнейшего поиска тяжелой темной материи в действующих и планируемых экспериментах.

**Положения, выносимые на защиту:**

1. Получены наиболее сильные на сегодняшний день консервативные ограничения на время жизни темной материи, состоящей из частиц с массами  $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$  ГэВ, распадающихся в адроны. Ограничения установлены путем анализа наблюдательных данных о диффузном потоке фотонов с энергиями выше 100 ТэВ.
2. Получены консервативные ограничения на время жизни тяжелой темной материи, распадающейся в адроны, следующие из наблюдательных данных о диффузном потоке нейтрино с энергиями выше 100 ТэВ. Показано, что данные ограничения не превосходят фотонных ограничений почти для всех масс  $M_X$ .
3. Показано, что интерпретация нейтрино, зарегистрированных в эксперименте IceCube, в качестве продукта адронного распада тяжелой темной материи, не поддерживается фотонными ограничениями на время ее жизни.
4. Получены консервативные ограничения на время жизни тяжелой темной материи, распадающейся в адроны, следующие из наблюдательных данных об анизотропии космических лучей с энергиями выше 100 ТэВ. Показано, что данные ограничения не превосходят фотонных ограничений.
5. Получена оценка уровня чувствительности экспериментов по регистрации широких атмосферных ливней к анизотропии космических лучей, производимой адронным распадом тяжелой темной материи.
6. Показано, что наиболее перспективным направлением поиска сигнала адронного распада тяжелой темной материи является поиск фотонов ультравысоких энергий в экспериментах по регистрации широких атмосфер-

ных ливней, тогда как исследования анизотропии и нейтринного сигнала могут быть вспомогательными инструментами для выяснения происхождения обнаруженного фотонного сигнала.

### **Апробация результатов.**

Основные результаты диссертации доложены на научном семинаре Отдела теоретической физики ИЯИ РАН и на следующих конференциях:

1. 19th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, LPI RAS, Moscow, Russia, 22-28 August 2016.
2. Telescope Array Workshop on Anisotropies, ULB, Brussels, Belgium, 3-5 September 2016.
3. Всероссийская конференция “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра” (HEA 2016), ИКИ РАН, Москва, Россия, 20-23 декабря 2016.

**Публикации.** Основные результаты диссертации опубликованы в 2 статьях в рецензируемых научных изданиях [60, 68] и одном электронном препринте [69].

### **Структура и объем диссертации.**

Диссертация состоит из введения, 4 глав основного текста, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 94 страницы, включая 18 рисунков. Библиография включает 169 наименований на 17 страницах.

## Глава 1

# Потоки частиц высоких энергий от распада темной материи

В данной главе описаны физические процессы на которых основан непрямой поиск темной материи. Это процесс распада тяжелой темной материи и процессы распространения различных продуктов распада через межзвездную среду, описываемые на языке физики элементарных частиц. Также рассматриваются космофизические свойства темной материи важные для ее непрямого детектирования, в частности, распределение темной материи во Вселенной.

## 1.1. Физика распада темной материи

### 1.1.1. Подходы к описанию процесса распада

С феноменологической точки зрения распад частиц достаточно больших масс удобно описывать в терминах “первичных” каналов распада. При этом подразумевается, что первичными продуктами распада частицы темной материи  $X$  являются две определенные частицы Стандартной Модели, которые в свою очередь порождают каскад вторичных частиц, полностью или частично заканчивающийся адронизацией и последующим распадом нестабильных адронов. Таким образом, конечными продуктами распада оказывается набор стабильных частиц Стандартной Модели  $\{e^\pm, p, \bar{p}, \gamma, \nu_{e,\mu,\tau}, \bar{\nu}_{e,\mu,\tau}\}$ , причем итоговый спектр каждого продукта определяется первичным каналом распада. Имея спектры всех конечных продуктов распада для всех возможных первичных каналов можно воспроизвести конечный спектр любой теоретико-полевой модели частиц  $X$ , где задано соотношение вероятностей реализации данных каналов. Обзор конкретных моделей, которые могут быть описаны в таком походе, дан, например, в работе [59].

Существует два основных подхода к вычислению спектров распада. Один из них использует технику Монте-Карло, т.е. детальную симуляцию процесса развития каскада. Этот метод реализован, например, в широко используемых генераторах событий PYTHIA [78, 79] и HERWIG [80]. Другой метод основан на приближенном аналитическом вычислении с использованием фрагментационных функций [81–84]. Именно этот подход используется в данной работе. Данный выбор обусловлен двумя основными факторами. Во-первых, существующие Монте-Карло генераторы не позволяют работать при слишком больших, от  $\sim 10^{16}$  эВ и выше, энергиях процессов (массах исходных частиц). Во-вторых, аналитический подход обеспечивает гораздо большую скорость вычислений по сравнению с Монте-Карло симуляцией. С другой стороны, аналитический подход основан на формализме КХД, что делает его применение возможным только для описания адронных каналов распада частиц  $X$ . Таким образом, эти каналы оказываются, на сегодняшний день, единственными, чьи спектры могут быть вычислены для достаточно больших масс частиц темной материи ( $M_X \gtrsim 10^8$  ГэВ).

### 1.1.2. Вычисление спектров распада с помощью фрагментационных функций

В согласии с обсуждением предыдущего раздела, в настоящей работе рассматривается только первичный канал распада  $X \rightarrow q\bar{q}$ , где под  $q$  подразумевается  $u, d, s, c$  или  $b$  кварк, причем, как показывает детальное исследование работы [59], спектры каналов распада, получаемые для различных ароматов кварков, отличаются незначительно. Данный факт и дает нам основание рассматривать обобщенный канал  $X \rightarrow q\bar{q}$ . В этом случае, моделью для реакции распада частицы  $X$  является процесс  $e^+e^- \rightarrow$  адроны [81]. Спектр адронов,



рождающихся в распаде частицы  $X$ , дается интегралом:

$$\frac{1}{\Gamma_X} \frac{d\Gamma^h}{dx} \equiv F^h(x, s) = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} C_i(z, \alpha_s(s)) D_i^h\left(\frac{x}{z}, s\right) \quad (1.1)$$

где  $\Gamma_X$  — полная ширина частицы  $X$ ,  $\Gamma^h$  — ширина распада  $X$  в адроны типа  $h$ ,  $x \equiv \frac{2 \cdot E}{M_X}$  — доля всей освобождающейся в процессе энергии, приходящаяся на один адрон,  $D_i^h(x, s)$  — функция фрагментации адрона типа  $h$  из партона типа  $i$ ,  $C_i(z, \alpha_s(s))$  — коэффициентные функции и суммирование идет по всем типам партонов  $i = \{u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots, g\}$ . Для двухчастичного распада и в ведущем порядке по константе  $\alpha_s$  коэффициентные функции  $C_i$  пропорциональны дельта-функциям  $\delta(1 - z)$  и интеграл (1.1) сводится к сумме фрагментационных функций отдельных адронов:  $F^h(x, s) = \sum_i D_i^h(x, s)$  [82].

Фрагментационные функции на некотором масштабе энергии  $s$  могут быть получены из функций, заданных на исходном масштабе, путем учета нарушения скейлинга, которое описывается уравнениями Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи (ДГЛАП) [85–88]:

$$\frac{\partial D_i^h(x, s)}{\partial \ln s} = \sum_j \frac{\alpha_s(s)}{2\pi} P_{ij}(x, \alpha_s(s)) \otimes D_j^h(x, s), \quad (1.2)$$

где  $\otimes$  означает свертку  $f(x) \otimes g(x) \equiv \int_x^1 dz/z f(z)g(x/z) = \int_x^1 dz/z f(x/z)g(z)$  и  $P_{ij}(x, s)$  — функции расщепления для партонного брэнчинга  $i \rightarrow j$ .

Мы предполагаем универсальность во взаимодействии всех  $N_f$  ароматов кварков с глюонами, что позволяет рассматривать смешивание глюонной функции фрагментации с синглетной кварковой функцией фрагментации, имеющей вид:

$$D_q^h(x, s) = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} [D_{q_i}^h(x, s) + D_{\bar{q}_i}^h(x, s)]. \quad (1.3)$$

В этом случае уравнения ДГЛАП принимают вид:

$$\frac{\partial}{\partial \ln s} \begin{pmatrix} D_q^h(x, s) \\ D_g^h(x, s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{qq}(x, s) & P_{gq}(x, s) \\ 2N_f P_{qg}(x, s) & P_{gg}(x, s) \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} D_q^h(x, s) \\ D_g^h(x, s) \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

Эти уравнения могут быть решены численно. Для этих целей мы используем программный код, любезно предоставленный авторами работы [81]. Данный код приближенно решает уравнения ДГЛАП в ведущем порядке по  $\alpha(s)$ . В качестве исходных фрагментационных функций мы используем функции, полученные в работе [89], параметризованные на масштабе 1 ГэВ, усредненные по ароматам кварков и линейно экстраполированные в область  $10^{-5} \leq x \leq 1$ . Хотя столь малые значения  $x$  не имеют физического смысла на масштабе 1 ГэВ, итоговые результаты для масштабов  $M_X$  могут считаться релевантными, как согласующиеся с результатами Монте-Карло симуляций этих же процессов, что было продемонстрировано в работе [81]. В области еще более малых  $x$  уравнения ДГЛАП перестают работать из-за необходимости учета эффектов когерентного брэнчинга. Тем не менее, спектров заданных в областях  $10^{-5} \leq x \leq 1$  вполне достаточно для сравнения предсказаний моделей с массами темной материи  $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$  ГэВ с экспериментальными данными, используемыми в рамках этой работы.

Интересующие нас спектры стабильных частиц могут быть получены из найденных спектров адронов аналитически. В данной работе нас интересуют спектры фотонов, нейтрино и протонов. Спектр протонов получается непосредственно из выражения (1.3). В случае фотонов и нейтрино основной вклад в поток генерируется в распадах нейтральных и заряженных пионов соответственно. Для фотонов это процесс

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \quad (1.5)$$

для нейтрино и антинейтрино цепочка процессов

$$\pi \rightarrow \mu\nu_\mu, \quad \mu \rightarrow e\nu_\mu\nu_e. \quad (1.6)$$

В обоих случаях целесообразно пренебречь вкладом каонов, составляющим порядка 10% от вклада пионов, а также еще меньшим вкладом очарованных мезонов. Это оправдано, поскольку общая теоретическая неопределенность итогового спектра обусловлена неопределенностью пионных фрагментационных

функций [89], превосходящей 10% от вклада пионов. Вообще говоря, на процесс развития каскада влияют также электрослабые поправки [90], что ведет к появлению в наборе конечных частиц дополнительных лептонов и фотонов, не являющихся продуктами распада адронов. Однако, для исследуемого нами канала распада  $X \rightarrow q\bar{q}$  эти поправки к конечному спектру лептонов и фотонов пренебрежимы, что следует из результатов Монте-Карло вычисления спектров в работах [90, 91].

С учетом этих замечаний, спектр фотонов от распада частицы  $X$  может быть вычислен как:

$$\frac{dN_{\pi^0 \rightarrow \gamma}}{dx} = 2 \int_x^1 \frac{dz}{z} D^{\pi^0}(z), \quad (1.7)$$

где  $D^{\pi^0}(x, s) \equiv [D_q^{\pi^0}(x, s) + D_g^{\pi^0}(x, s)]$ . Нейтринный спектр генерируемый непосредственно в распаде пионов определяется выражением:

$$\frac{dN_{\pi \rightarrow \nu_\mu}}{dx} = 2 R \int_{xR}^1 \frac{dy}{y} \frac{dN_\pi}{dy}. \quad (1.8)$$

Тогда как спектр нейтрино происходящий из распада вторичных мюонов вычисляется как:

$$\frac{dN_{\mu \rightarrow \nu_i}}{dx} = 2 \int_x^1 \frac{dz}{z} f_{\nu_i} \left( \frac{y}{z} \right) \frac{dN_\pi}{dz}, \quad (1.9)$$

где  $r = (m_\mu/m_\pi)^2 \simeq 0.573$  и  $R = \frac{1}{1-r}$ , а функции  $f_{\nu_i}(x)$  имеют вид [92]:

$$f_{\nu_i}(x) = g_{\nu_i}(x) \Theta(x - r) + (h_{\nu_i}^{(1)}(x) + h_{\nu_i}^{(2)}(x)) \Theta(r - x), \quad (1.10)$$

$$g_{\nu_\mu}(x) = \frac{3 - 2r}{9(1 - r)^2} (9x^2 - 6 \ln x - 4x^3 - 5),$$

$$h_{\nu_\mu}^{(1)}(x) = \frac{3 - 2r}{9(1 - r)^2} (9r^2 - 6 \ln r - 4r^3 - 5),$$

$$h_{\nu_\mu}^{(2)}(x) = \frac{(1 + 2r)(r - x)}{9r^2} [9(r + x) - 4(r^2 + rx + x^2)],$$

$$g_{\nu_e}(x) = \frac{2}{3(1 - r)^2} [(1 - x) (6(1 - x)^2 + r(5 + 5x - 4x^2)) + 6r \ln x],$$

$$h_{\nu_e}^{(1)}(x) = \frac{2}{3(1-r)^2} [(1-r)(6-7r+11r^2-4r^3) + 6r \ln r],$$

$$h_{\nu_e}^{(2)}(x) = \frac{2(r-x)}{3r^2} (7r^2 - 4r^3 + 7xr - 4xr^2 - 2x^2 - 4x^2r).$$

Мы суммируем спектры нейтрино и антинейтрино, поскольку в используемых нами нейтринных данных экспериментов IceCube и Pierre Auger нейтрино и антинейтрино не различаются. Во всех случаях мы считаем, что конечные продукты распада частиц  $X$  распределены в среднем изотропно.

Сравнение полных спектров протонов, фотонов и нейтрино, генерируемых в распаде частицы  $X$  одной и той же массы, приведено на Рис. 1.1. Сравнение спектров фотонов от распада частиц  $X$  с разными массами приведено на Рис. 1.2. Из Рис. 1.2 видно, что учет нарушения скейлинга не приводит к драматическому изменению спектров при разных массах частицы  $X$ . Тем не менее, максимальное отношение между потоками от наибольшей и наименьшей из рассматриваемых нами  $M_X$  достигает 2.5. Таким образом, пренебрежение этим эффектом могло бы быть оправдано при исследовании узкого диапазона  $M_X$ , но в нашем случае привело бы к существенной неточности результатов. Также можно видеть, что в экспериментально интересной области  $x \lesssim 0.1$ , т.е. в той области где поток от распада  $X$  наиболее удобен для детектирования при данной  $M_X$ , соотношение потоков протонов фотонов и нейтрино приблизительно неизменно и составляет примерно 1 : 6 : 10. На основании этого, однако, не следует делать вывод о том, что наиболее перспективным направлением поиска сигнала распада темной материи является поиск высокоэнергичных космических нейтрино. В этой и последующих главах будет показана важность учета эффектов распространения частиц через межзвездную среду и чувствительности экспериментальных установок к различным типам частиц для окончательного заключения о перспективности различных направлений поиска.

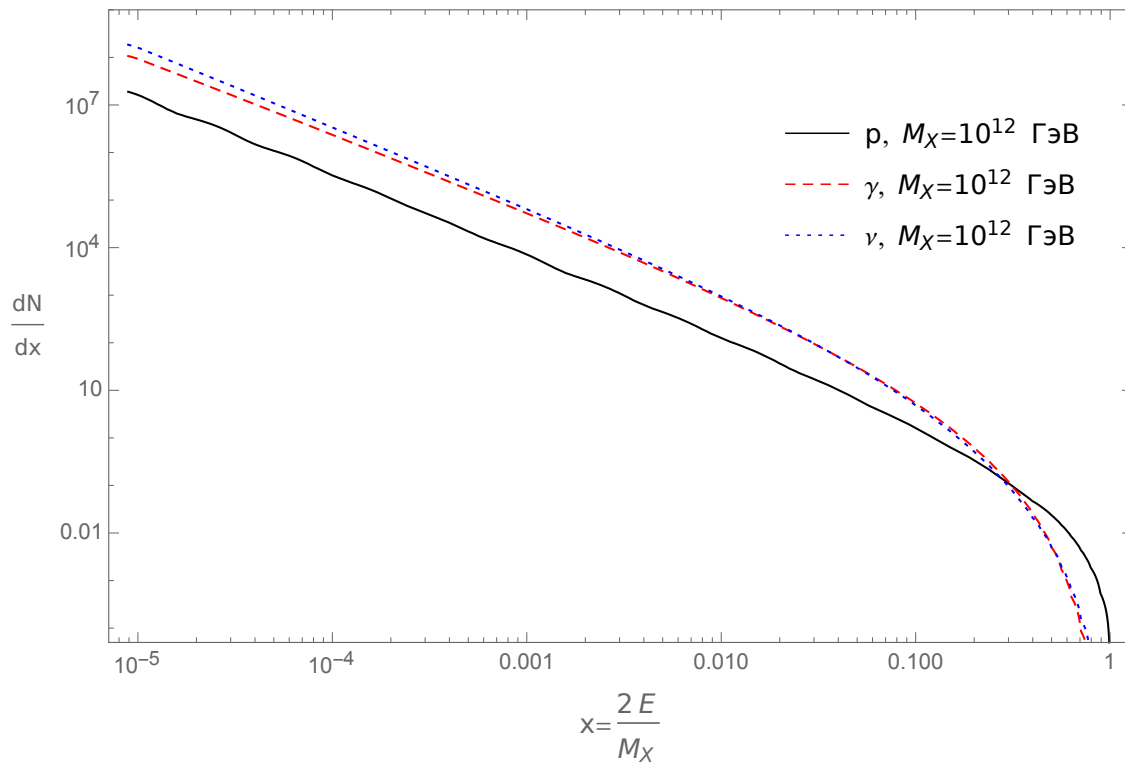


Рис. 1.1 Сравнение спектров протонов (сплошная линия), фотонов (пунктирная линия) и нейтрино (точечная линия) от распада частицы  $X$  с массой  $M_X = 10^{12}$  ГэВ. Спектры вычислены с учетом нарушения скейлинга по уравнениям ДГЛАП. В протонном спектре суммирован вклад протонов и антипротонов, в нейтринном спектре — вклад нейтрино и антинейтрино всех ароматов, генерируемых в распадах пионов.

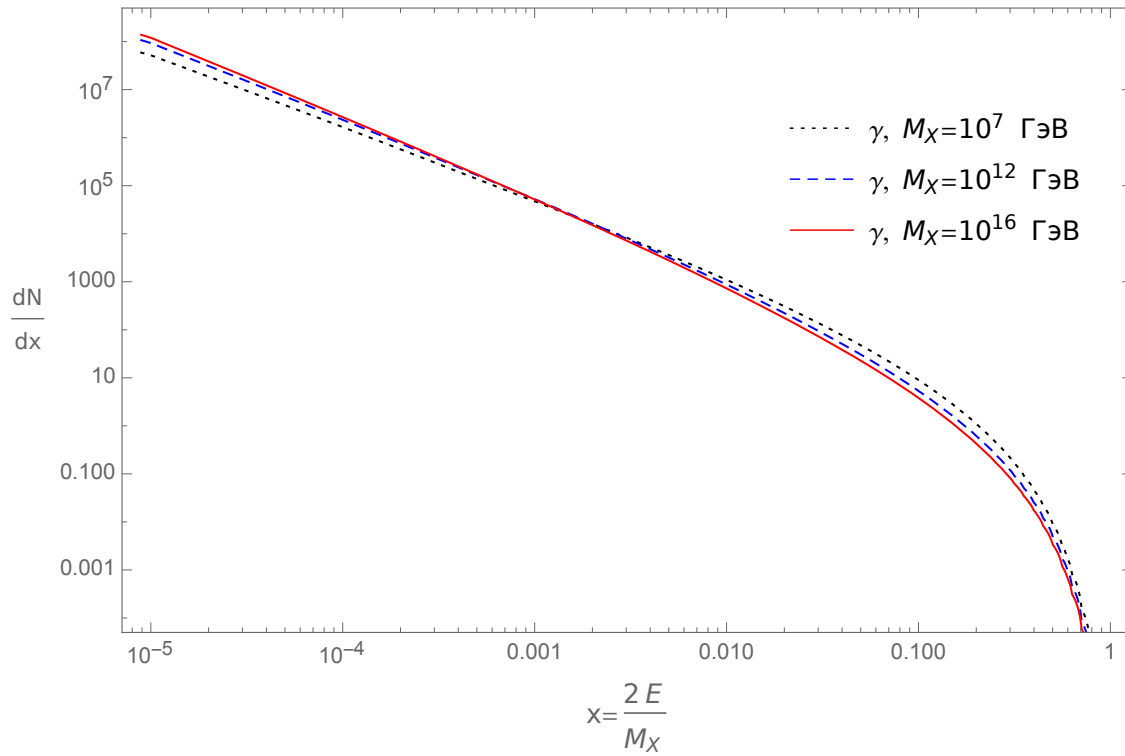


Рис. 1.2 Сравнение спектров фотонов от распада частиц  $X$  с массами  $M_X = 10^7$  ГэВ (точечная линия),  $M_X = 10^{12}$  ГэВ (пунктирная линия) и  $M_X = 10^{16}$  ГэВ (сплошная линия). Спектры вычислены с учетом нарушения скейлинга по уравнениям ДГЛАП.

## 1.2. Распространение продуктов распада темной материи в межзвездной среде

Для сопоставления предсказываемых потоков высокоэнергичных частиц генерируемых в распаде темной материи с данными экспериментов необходимо учитывать различные эффекты, оказывающие влияние на распространение частиц от места возникновения до Земли. В зависимости от типа частиц, их энергии и расположения источников эти эффекты существенно различаются. Прежде чем перейти к обсуждению конкретных режимов распространения необходимо остановиться на общих для всех типов частиц моментах. В первую очередь рассмотрим распределение источников. Поток частиц, генерируемый распадающейся темной материей, пропорционален ее плотности  $\rho_{DM}$  и обратно пропорционален квадрату расстояния от излучающей точки до наблюдателя. В качестве консервативного приближения можно рассматривать полный поток частиц достигающий Земли как сумму потоков от распада темной материи в Галактике и в остальной части Вселенной. Более подробным приближением мог бы быть учет вкладов генерируемых галактическими под-гало, а также внегалактическими сверх-гало. Такая постановка задачи оправдана при поиске сигнала от *аннигиляции* темной материи, когда поток частиц пропорционален  $\rho_{DM}^2$ . Существуют исследования, указывающие [93], что галактический сигнал в этом случае может быть усилен по сравнению с усредненным сигналом от гало Галактики. При вычислении внегалактического сигнала в этом случае также целесообразно учитывать крупномасштабную кластеризацию темной материи во Вселенной [91]. Тем не менее, в рассматриваемом в настоящей работе случае распадающейся темной материи, учет вкладов этих структур был бы превышением общей точности исследования. Таким образом, мы ограничиваемся рассмотрением теоретических предсказаний и экспериментальных данных

об усредненном галактическом и внегалактическом потоках частиц<sup>1</sup>. Для всех типов частиц (протоны, фотоны и нейтрино) и их энергий (от  $10^{14}$  эВ и выше), рассматриваемых в настоящей работе, оценки показывают, что вклад темной материи содержащейся в гало Млечного Пути, в достигающие Земли потоки частиц превосходит внегалактический вклад. В последующих частях этой главы соотношение галактического и внегалактического вкладов рассматривается детально для каждого типа частиц, также исследуются эффекты сопутствующие распространению потоков высокоэнергичных частиц через космическую среду.

### 1.2.1. Распределение темной материи

В данном разделе обсуждаются используемые в дальнейшем предположения о распределении темной материи в целом во Вселенной и в гало галактик. Для описания распределения темной материи в галактиках существует несколько широко используемых “профилей” темной материи. Все они предполагают сферически симметричную форму гало, что является консервативным допущением в отсутствии явных наблюдательных подтверждений отклонения от сферичности. Наиболее известным является профиль Наварро–Френка–Уайта (NFW) [94, 95], полученный из численных симуляций N-тел. В целом, для профилей основанных на данных симуляциях характерно наличие в центре гало острого пика плотности, так называемого “каспа”. Например, в профиле NFW,  $\rho_{DM}$  ведет себя в центре гало как  $1/r$ , где  $r$  — расстояние до центра. Также были предложены еще несколько распределений этого типа: профиль Эйнасто [96–98], являющийся на сегодня наиболее точным фитом численных симуляций и имеющий в центре менее острый пик чем профиль NFW, а также профиль Мура [99], растущий в центре гало быстрее чем профиль NFW.

---

<sup>1</sup> Альтернативный подход, который также не используется в данной работе, подразумевает отдельное рассмотрение потоков частиц от выделенных направлений на небесной сфере, например от центра Млечного Пути или его карликовых галактик-спутников.



В то же время, некоторые наблюдательные данные указывают на то, что в центрах гало плотность темной материи имеет не пик, а ядро, т.е. начиная с некоторого  $r$  при движении к центру  $\rho_{DM}$  не изменяется [100]. Для описания этих данных были предложены так называемый усеченный Изотермический профиль [101, 102] и профиль Буркерта [103]. В данной работе все результаты получены для двух наиболее типичных представителей этих двух классов распределений, а именно для профилей NFW и Буркерта. Они имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\rho_{\text{NFW}}(r) &= \rho_s \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2} \\ \rho_{\text{Burkert}}(r) &= \frac{\rho_s}{(1 + r/r_s)(1 + (r/r_s)^2)}\end{aligned}\tag{1.11}$$

где  $r_s$  — характерный масштаб радиуса,  $\rho_s$  — характерный масштаб плотности темной материи. Универсальный способ подбора параметров  $r_s$  и  $\rho_s$  был предложен в работе [91]. Основываясь на наблюдательных данных можно фиксировать плотность темной материи в окрестности Солнца ( $r_\odot = 8.4$  кпк — расстояние от Солнца до центра Галактики [22]) как  $\rho_\odot = 0.3$  ГэВ/см<sup>3</sup> [22] и полную массу темной материи внутри сферы радиусом 60 кпк как  $M_{60} \equiv 4.7 \times 10^{11} M_\odot$ . Последнее значение основывается на данных обзора SDSS [104]. Выбор этих величин позволяет однозначно фиксировать параметры профилей темной материи  $r_s$  и  $\rho_s$ . Для рассматриваемых профилей NFW и Буркерта значения даны в Табл. 1.2.1. На рисунке 1.3 приведено сравнение профилей темной материи NFW и Буркерта, заданных с параметрами из Табл. 1.2.1.

Распределение	$r_s$ , кпк	$\rho_s$ , ГэВ/см <sup>3</sup>
NFW	24.42	0.184
Буркерт	12.67	0.712

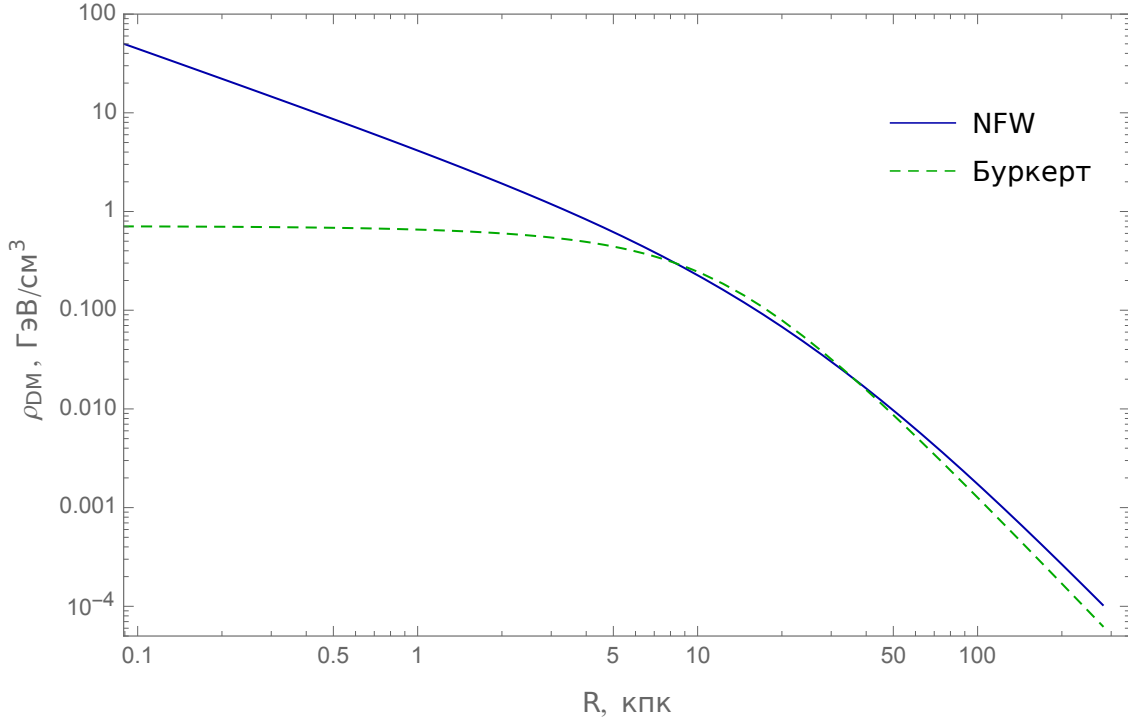


Рис. 1.3 Сравнение распределений темной материи Наварро–Френка–Уайта (сплошная синяя линия) и Буркерта (пунктирная зеленая линия) для Млечного Пути, параметризованных согласно Табл. 1.2.1.

Дифференциальный по энергии поток частиц от распада темной материи в гало Млечного Пути имеет вид:

$$\frac{dF^G}{dE}(E) = \frac{1}{4\pi\tau M_X} \cdot \frac{dN}{dE}(E) \int_V \frac{\rho_{DM}(R[r])}{4\pi r^2} dV ; \quad (1.12)$$

где  $\tau$  — время жизни частиц темной материи,  $M_X$  — их масса,  $\rho_{DM}(R)$  — плотность темной материи как функция расстояния от Галактического Центра  $R$ ,  $r$  — расстояние от Земли и  $\frac{dN}{dE}(E)$  — дифференциальный спектр конечных частиц производимых в распаде частицы  $X$ . Интегрирование идет по полному объему гало Галактики  $V$ , радиус гало мы полагаем равным 260 кпк.

Внегалактический поток определяется исходя из средней плотности темной материи во Вселенной и учитывает изменение энергии частиц вследствие

космологического красного смещения. В общем случае можем записать:

$$\frac{dF^{\text{EG}}}{dE}(E) = \frac{1}{4\pi M_X \tau} \int_0^\infty \frac{\rho_0 c/H_0}{\sqrt{\Omega_{\text{DM}}(1+z)^3 + (1-\Omega_{\text{DM}})}} \frac{dN}{dE}(E') dz \quad (1.13)$$

где  $c/H_0 = 1.37 \cdot 10^{28}$  см — Хаббловская длина,  $\rho_0 = 1.15 \cdot 10^{-6}$  ГэВ/см<sup>3</sup> — средняя космологическая плотность темной материи в настоящее время,  $\Omega_{\text{DM}} = 0.27$  — плотность темной материи в долях критической плотности, спектр частиц от распада темной материи  $\frac{dN}{dE}$  берется как функция энергии частицы на красном смещении  $z$ :  $E' = E(1+z)$ .

### 1.2.2. Распространение фотонов высоких энергий

Распространение фотонов через межзвездную среду хорошо изучено. Основными взаимодействиями при этом являются рассеяние фотонов на реликтовом микроволновом фоне (cosmic microwave background, CMB) и внегалактическом фоновом свете (extragalactic background light, EBL). Длина свободного пробега фотонов сильно зависит от их энергии. Данная зависимость получена, например, в работе [105] (см. Рис. 7). Можно видеть, что в интересующей нас области энергий фотонов, а именно, при  $E_\gamma > 2 \cdot 10^{14}$  эВ и вплоть до энергий  $E_\gamma \simeq 2 \cdot 10^{18}$  эВ, длина затухания фотонов не превосходит размера гало Млечного Пути. Далее, до максимальных экспериментально наблюдаемых энергий  $E_\gamma \simeq 10^{20}$  эВ, фотоны могут приходить из области, с размером во всяком случае не превосходящем 50 Мпк [106]. Вклад этой области в полный поток частиц от распада темной материи легко оценить с помощью формул (1.12-1.13), он составляет порядка 1% от галактического вклада. В связи с этим, при всех рассматриваемых нами энергиях фотонов целесообразно учитывать только поток идущий из Млечного Пути.

Более детальный анализ распространения фотонов учитывает тот факт, что реакции рассеяния фотонов на CMB и EBL не ведут к их поглощению, но вызывают электромагнитные каскады [105], продуктом которых оказываются

фотоны более низких энергий чем исходные, распространяющиеся в том же направлении. В данной работе мы учитываем эти эффекты с помощью численного кода представленного в работе [107]. Данный код позволяет симулировать развитие электрон–фотонных каскадов представляющих из себя цепочку реакций рождения  $e^\pm$  пар и обратного Комптоновского рассеяния. Таким образом, можно вычислить поправки к спектру фотонов вызываемые вышеупомянутыми каскадами. В то же время, код не учитывает отклонение  $e^\pm$  в магнитном поле гало Галактики, предполагая что они распространяются прямолинейно и производят меньше каскадных фотонов. Таким образом, получаемые с помощью данного кода потоки можно рассматривать как минимальную консервативную оценку. Также нужно отметить, что из двух эффектов: рассеяния на СМВ и на EBЛ, для рассматриваемых энергий фотонов, первый оказывается доминирующим, тогда как второй пренебрежимо мал. На Рис. 1.4 показаны потоки фотонов от распада темной материи в гало Млечного Пути. Дано сравнение потоков достигающих Земли: потока вычисленного в предположении отсутствия взаимодействия фотонов (в дальнейшем — невзаимодействующий поток) с межзвездной средой и вычисленного вышеупомянутым кодом с учетом электромагнитных каскадов (в дальнейшем — каскадный поток).

Нужно отметить, что в данном исследовании мы учитываем только мгновенное излучение (prompt radiation) от распада частиц  $X$  и не принимаем в расчет возможные вторичные потоки частиц. К таковым, в частности, относится поток фотонов от обратного комптоновского рассеяния (ОКР) электронов и позитронов, рожденных в распадах  $\pi^\pm$  мезонов, на межзвездном фотонном фоне. Эти вклады были исследованы в литературе: в работе [108] было показано, что относительный вклад фотонов от ОКР в полный фотонный поток может быть значительным в случае когда частицы  $X$  распадаются через первичный лептонный канал (например  $X \rightarrow l^\pm W^\mp$ ). В то же время, используя дополнительные материалы к работе [91] можно показать, что, для рассматриваемого в настоящей работе канала распада  $X \rightarrow q\bar{q}$ , вклад ОКР в полный

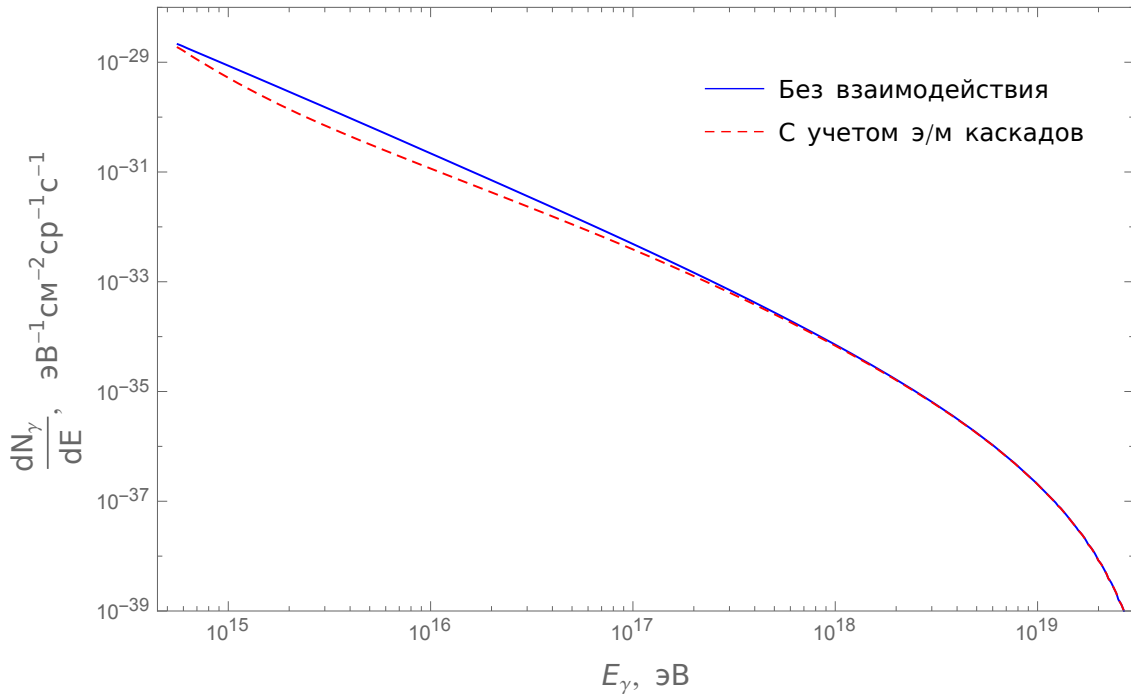


Рис. 1.4 Предсказание для наблюдаемых на Земле спектров фотонов от распада темной материи с массой  $M_\chi = 10^{11}$  ГэВ и временем жизни  $\tau = 10^{20}$  лет в гало Млечного Пути. Спектры получены с учетом каскадного излучения (пунктирная линия) и в предположении отсутствия взаимодействия фотонов с межзвездной средой (сплошная линия).

фотонный поток по крайней мере на порядок меньше вклада мгновенного излучения. Таким образом, целесообразно пренебречь вкладом ОКР, рассматривая результаты настоящей работы как консервативные.

Как было объяснено выше, для фотонов с энергией  $E \gtrsim 10^{18}$  эВ длина свободного пробега в межзвездной среде превышает размер гало Млечного Пути. Благодаря этому, для галактического потока фотонов с энергиями  $10^{18}$  эВ и выше и можно полностью пренебречь взаимодействием с межзвездной средой. Действительно, вычисления с помощью вышеупомянутого кода показывают, что на этих энергиях каскадные спектры фотонов отличаются от невзаимодействующих не более чем на несколько процентов. Таким образом, в дальнейшем мы пренебрегаем всеми эффектами взаимодействия со средой для фотонов с энергией  $E \gtrsim 10^{18}$  эВ, что в условиях нашей задачи эквивалентно массам частиц  $X$  превосходящим  $10^{14}$  ГэВ <sup>2</sup>.

### 1.2.3. Распространение нейтрино высоких энергий

В отличие от фотонов, нейтрино могут проходить космологические расстояния без взаимодействия, поэтому важно учитывать как галактический (1.12) так и внегалактический (1.13) потоки. При рассмотрении распространения нейтрино нужно принимать во внимание эффект нейтринных осцилляций. В общем случае, вероятность осцилляций  $\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$  ( $\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'}$ ) описывается выражениями [22]:

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \sum_i |U_{l'i}|^2 |U_{li}|^2 + 2 \sum_{i>j} |U_{l'i} U_{li}^* U_{lj} U_{l'j}^*| \cos \left( \frac{L \Delta m_{ij}^2}{2p} - \phi_{l'l;ij} \right) \quad (1.14)$$

$$P(\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'}) = \sum_i |U_{l'i}|^2 |U_{li}|^2 + 2 \sum_{i>j} |U_{l'i} U_{li}^* U_{lj} U_{l'j}^*| \cos \left( \frac{L \Delta m_{ij}^2}{2p} + \phi_{l'l;ij} \right) \quad (1.15)$$

---

<sup>2</sup> Как было указано в разделе 1.1, мы вычисляем спектры распада частиц  $X$  в области энергий  $10^{-5} \leq x \leq 1$ , таким образом, для частиц с  $M_X > 10^{14}$  ГэВ, продукты распада с энергиями меньше  $10^{18}$  эВ не учитываются.

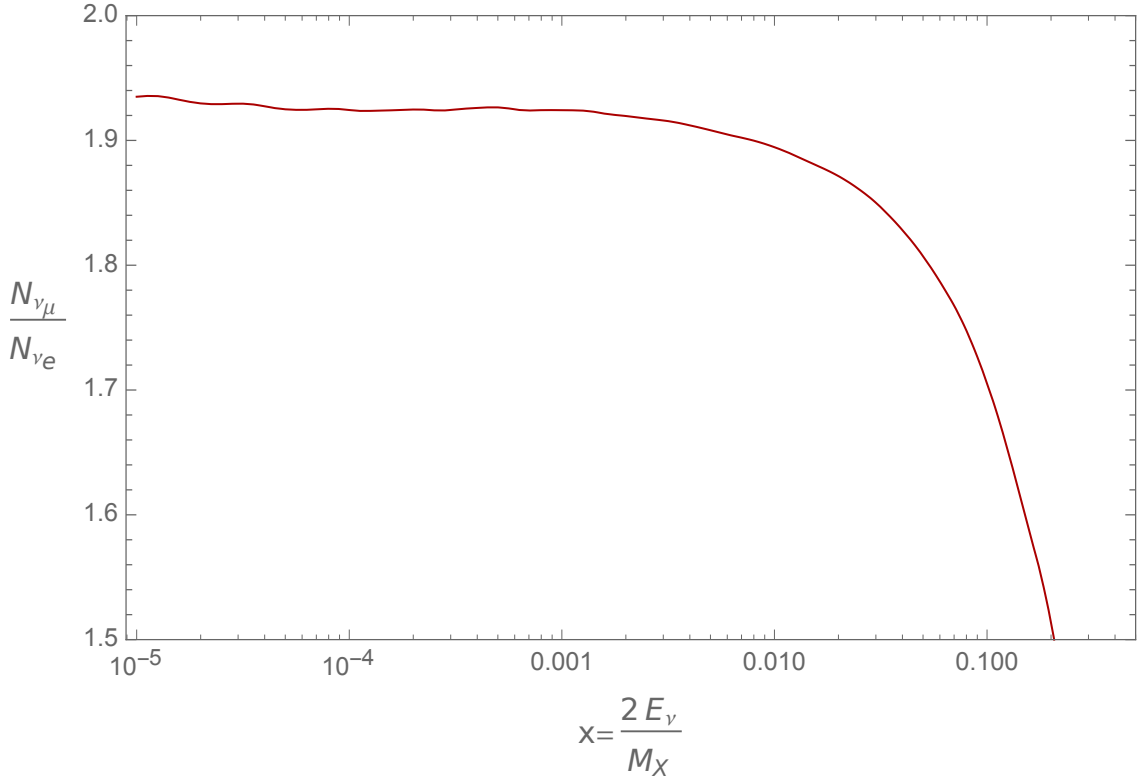


Рис. 1.5 Отношение числа мюонных и электронных нейтрино рождающихся в распаде частицы  $X$  как функция скейлинговой переменной  $x = \frac{2E}{M_X}$ .

где  $l, l' = \{e, \mu, \tau\}$ ,  $\phi_{l'l;ij} = \arg(U_{l'i}U_{li}^*U_{lj}U_{l'j}^*)$ ,  $\Delta m_{ij}^2$  — разница масс между массовыми состояниями нейтрино типа  $i$  и  $j$ ,  $p$  — импульс нейтрино,  $L$  — расстояние между источником и детектором нейтрино,  $U_{lj}$  — элементы матрицы нейтринного смешивания Понтекорво–Маки–Накагава–Саката (ПМНС). В рассматриваемом нами случае источник нейтрино — темная материя, распределен непрерывно в Галактике и вне нее, заведомо превосходя по размерам длину осцилляций нейтрино  $L_{ij} = 4\pi \frac{p}{|\Delta m_{ij}^2|}$ . Благодаря этому, вторая сумма в выражениях (1.14-1.15) подавлена [109] и мы можем использовать упрощенную формулу:

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = P(\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'}) = \sum_i |U_{l'i}|^2 |U_{li}|^2 \quad (1.16)$$

Используя результаты раздела 1.1 можно установить, что изначальное соотношение ароматов в нейтринном потоке, генерируемом в распаде частицы

$X$ , не зависит от массы  $M_X$  и, для наиболее интересного с экспериментальной точки зрения диапазона энергий  $10^{-5} \leq x \leq 0.05$ , составляет приблизительно  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1.9 : 0$  (см. Рис. 1.5). Подставляя в формулу (1.16) явный численный вид ПМНС-матрицы полученный в работе [110]:

$$U = \begin{pmatrix} 0.82 & 0.54 & -0.15 \\ -0.35 & 0.70 & 0.62 \\ 0.44 & -0.45 & 0.77 \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

можно вычислить итоговое соотношение ароматов  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau$  в потоке нейтрино достигающем Земли. Оно оказывается равным  $0.98 : 1.00 : 0.87$ . Таким образом, оставаясь в пределах точности принятой для задачи вычисления потока частиц достигающего Земли, удобно считать поток нейтрино полностью перемешанным, т.е. полагать соотношение  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau$  равным  $1 : 1 : 1$ .

При вычислении галактического и внегалактического вкладов в нейтринный поток достигающий Земли удобно сразу учитывать инструментальные эффекты детектора, поскольку они зависят от изотропии регистрируемого потока. Исходя из этого, дальнейшее вычисление нейтринных сигналов будет проведено в Главе 3, вместе с обсуждением восприимчивости нейтринных детекторов.

#### 1.2.4. Распространение заряженных частиц высоких энергий

В контексте изучения анизотропии космических лучей необходимо кратко описать распространение заряженных частиц в нашей Галактике и сделать оценку их отклонения в галактическом магнитном поле. Магнитное поле Млечного Пути может быть представлено как сумма крупномасштабной регулярной и мелкомасштабной случайной компонент [111]. Крупномасштабное поле, оцениваемое по Фарадеевскому вращению излучения пульсаров и внегалактических источников, составляет приблизительно  $1.5\text{-}2 \mu\text{Гс}$ . Полное магнитное поле в окрестности Солнца имеет величину примерно  $6 \mu\text{Гс}$ , что указывает



на наличие случайной компоненты сравнимой с регулярной. При движении в сторону Галактического Центра магнитное поле усиливается достигая величин 7.6-11.2  $\mu\text{Гс}$  в окрестности Центра размером примерно 4 кпк. Сила магнитного поля в газовом гало или толстом диске сравнима по величине с полем в диске с точностью до фактора 2-3. Ларморовский радиус частицы с энергией  $E$  и электрическим зарядом  $qe$  в регулярном магнитном поле составляет:

$$R_g = \frac{E}{qeB_{\perp}} \simeq 1.1 \times \frac{1}{q} \left( \frac{E}{10^{18} \text{ эВ}} \right) \left( \frac{B_{\perp}}{1 \mu\text{Гс}} \right)^{-1} \text{ кпк}, \quad (1.18)$$

где  $B_{\perp}$  — компонента поля перпендикулярная направлению движения частицы. Критическая энергия  $E_c$  для протонов в магнитном поле Млечного Пути, т.е. энергия при которой Ларморовский радиус равен длине когерентности турбулентной компоненты магнитного поля, оценивается как  $E_c \simeq 0.3 \text{ ЭэВ}$ . Таким образом, поток протонов с энергией  $E < E_c$  полностью изотропен из-за рандомизации их направлений движения турбулентной компонентой магнитного поля, тогда как протоны бóльших энергий двигаются спирально в регулярном магнитном поле. Приложение этой оценки к вычислению вклада протонов в анизотропию потока космических лучей будет сделано в Главе 4.

### 1.3. Выводы к первой главе

В данной Главе были рассмотрены базовые составляющие моделей тяжелой темной материи, необходимые для сравнения их предсказаний с экспериментом. Спектры протонов, фотонов и нейтрино генерируемые в распаде частиц  $X$ , составляющих темную материю, были получены численно для канала распада  $X \rightarrow q\bar{q}$ . Получен общий вид предсказываемых потоков частиц достигающих Земли, причем была учтена иерархия вкладов от различных структур темной материи. Показано, что в пределах общей точности задачи достаточно учитывать средние потоки от Млечного Пути и от остальной Вселенной. Эффекты распространения через межзвездную среду рассмотрены отдельно для

протонов, фотонов и нейтрино. Показано, что для фотонов важен учет взаимодействия с фоновым излучением, благодаря чему единственным релевантным вкладом в поток фотонов остается галактический вклад. Также показана важность учета электромагнитных каскадов фотонов на фоновом излучении, меняющих форму фотонного спектра, и пренебрежимость вторичного потока фотонов от обратного комптоновского рассеяния первичных  $e^\pm$  на фоновом излучении. Для потока нейтрино найдено соотношение ароматов в итоговом потоке, возникающее вследствие осцилляций. Для протонов рассмотрено влияние магнитных полей на возможную анизотропию их потока. Все полученные результаты используются в последующих главах для непосредственного сравнения предсказаний моделей тяжелой темной материи с данными экспериментов.

## Глава 2

# Ограничения на параметры темной материи из наблюдений фотонов

В данной главе обсуждается поиск космических фотонов с энергиями превышающими 100 ТэВ. Кратко описываются способы детектирования таких фотонов. Далее, наиболее актуальные экспериментальные данные сопоставляются с теоретическими предсказаниями на поток фотонов от распада темной материи, полученными в Главе 1. Исходя из этого сопоставления выводятся ограничения на параметры темной материи.

В настоящее время единственным доступным способом детектирования космических частиц с энергиями более 100 ТэВ является наблюдение широких атмосферных ливней (ШАЛ), порождаемых этими частицами в атмосфере Земли<sup>1</sup>. В этой главе обсуждаются особенности детектирования ШАЛ экспериментальными установками. Поскольку в данной технике наблюдаются не сами частицы иницирующие ШАЛ, а только вторичные частицы и излучения, критичным оказывается вопрос об однозначной идентификации первичных частиц. В настоящее время этот вопрос окончательно не решен [15]. Существуют подходы к его решению основанные на различных способах наблюдения ШАЛ. Традиционный подход основан на использовании данных о флуоресцентном излучении ШАЛ в атмосфере, полученных специальными телескопами. В этом подходе число доступных наблюдаемых невелико, как правило в качестве основной величины для дискриминации компонентного состава первичных частиц используется средняя глубина максимума развития ШАЛ:  $X_{max}$ . Более существенные успехи были достигнуты путем детектирования частиц ШАЛ, достигающих земли, с помощью наземных решеток детекторов. В этом подхо-

---

<sup>1</sup> Исключение составляют нейтрино, для детектирования которых используются также более плотные рабочие среды. Вопросы детектирования нейтрино высоких энергий обсуждаются в Главе 3.

де, в зависимости от типов наземных детекторов, возможно выделение большего числа наблюдаемых, в частности становится доступно исследование мюонной компоненты ШАЛ, которая не проявляет себя во флуоресцентных наблюдениях. Для более детального исследования мюонной компоненты в некоторых установках наземная решетка детекторов дополнена подземными массивами, регистрирующими только мюоны. Также используются комбинированные, т.н. гибридные, наблюдения ШАЛ — одновременно с помощью флуоресцентных телескопов и наземной решетки.

До настоящего времени фотоны с энергией  $E \gtrsim 100$  ТэВ не были зарегистрированы ни в одном эксперименте. В то же время, многими экспериментами были получены ограничения на поток таких фотонов [112]. В отличие от общего анализа компонентного состава частиц порождающих ШАЛ, поиск фотонов осложнен также их заведомо малой долей в общем потоке космических лучей соответствующих энергий. В то же время, экспериментальные верхние пределы на поток фотонов, падают с увеличением энергии медленнее чем экспериментально измеренный полный поток космических лучей. Как будет показано в данной главе, следствием этого является бóльшая эффективность пределов на поток фотонов более высоких энергий в ограничении параметров темной материи.

## 2.1. Наблюдение космических фотонов высоких энергий

Как уже упоминалось, фотоны с энергиями выше 100 ТэВ не наблюдались экспериментально, однако существуют экспериментальные верхние пределы на поток фотонов при различных энергиях. В данной работе мы рассматриваем экспериментальные ограничения на диффузный (т.е. усредненный по области обзора данного эксперимента) поток фотонов. Некоторыми экспериментами были получены также пределы на потоки фотонов от выделенных направлений на небе, как в слепом анализе [113], так и для заранее определенных потенци-

альных источников [114]. Эти данные потенциально могут дать сопоставимые или даже более сильные ограничения на параметры темной материи чем пределы на диффузный поток, однако в настоящей работе они не исследуются.

Из существующих диффузных верхних пределов на потоки фотонов наиболее сильные были получены следующими экспериментами. В диапазоне самых высоких наблюдаемых энергий космических лучей ( $E \gtrsim 10^{18}$  эВ) ограничения были получены Обсерваторией им. Пьера Оже (Pierre Auger Observatory, далее PАО), как с использованием гибридной техники [115] так и по чистым данным наземной решетки [116], наземной решеткой эксперимента Telescope Array (ТА) [117], наземной решеткой эксперимента Якутск [118]. При более низких энергиях наиболее актуальными являются результаты полученные экспериментами CASA-MIA [119], KASCADE [120], KASCADE-Grande [121], и ШАЛ-МГУ [122]. Все названные результаты получены с использованием наземных решеток детекторов, в случае CASA-MIA, ШАЛ-МГУ и Якутска использованы также данные подземных мюонных детекторов. Все перечисленные экспериментальные пределы представлены на Рис. 2.1. Относительно свежий обзор экспериментальных результатов представлен в работе [112].

## **2.2. Вывод ограничений на параметры темной материи из данных о потоке фотонов высоких энергий**

Для сопоставления модельного потока фотонов с экспериментальными ограничениями необходимо учесть тот факт, что отдельные эксперименты ШАЛ имеют ограниченную область обзора. В общем случае, эффективность, с которой данная установка наблюдает данный участок неба, определяется ее экспозицией. Поскольку высокоэнергичные фотоны, рассматриваемые в этой главе, при попадании в атмосферу всегда порождают ШАЛ, экспозиция эксперимен-

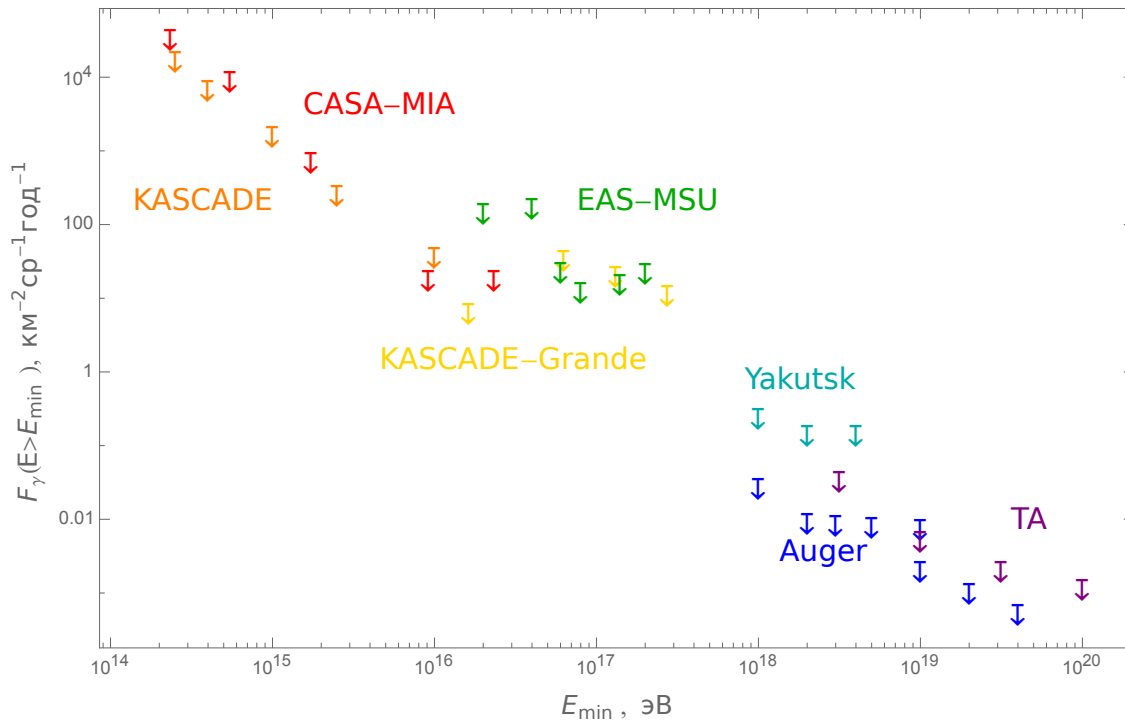


Рис. 2.1 Верхние пределы на диффузный поток фотонов полученные экспериментами: Telescope Array [117] (95% C.L.), Pierre Auger [115, 116] (95% C.L.), Якутск [118] (95% C.L.), CASA-MIA [119] (90% C.L.), KASCADE [120] (90% C.L.), KASCADE-Grande [121] (90% C.L.) и ШАЛ-МГУ [122] (90% C.L.).

та определяется только геометрическими соображениями<sup>2</sup>. Удобно определить экспозицию в экваториальных координатах. Для установок функционирующих без перерывов (к ним относятся большинство экспериментов с наземной решеткой) экспозиция может быть эффективно усреднена по прямому восхождению. В этом случае она оказывается функцией склонения  $\delta$ , географической широты эксперимента  $a_0$  и максимального зенитного угла  $\theta_{\max}$  первичных частиц, которые могут быть зарегистрированы установкой. При этом подразумевается, что частицы с меньших зенитных углов регистрируются со 100 % эффективностью, на практике это достигается тем, что в исследуемый набор экспериментальных данных входят только события зарегистрированные с тех зенитных углов при которых установка заведомо эффективна (без учета малого изменения эффективности в пределах этого диапазона зенитных углов). Принимая во внимание эти оговорки, можно записать эффективную экспозицию установки ШАЛ в виде [123, 124]:

$$\omega(a_0, \delta, \theta_{\max}) \sim (\cos a_0 \cos \delta \sin \alpha_m + \alpha_m \sin a_0 \sin \delta), \quad (2.1)$$

где  $\alpha_m$  дается выражением:

$$\alpha_m = \begin{cases} 0 & ; \xi > 1, \\ \pi & ; \xi < -1, \\ \arccos \xi & ; -1 < \xi < 1; \end{cases} \quad (2.2)$$

$$\xi = \frac{(\cos \theta_{\max} - \sin a_0 \sin \delta)}{\cos a_0 \cos \delta}. \quad (2.3)$$

Пример экспозиций экспериментов РАО и ТА приведен на Рис. 2.2.

Основываясь на оценках различных вкладов в модельный поток фотонов, сделанных с Разделе 1.2.2, мы в дальнейшем учитываем только галактический вклад. С учетом экспозиции выражение для интегрального по энергии

---

<sup>2</sup> Существуют также дополнительные факторы влияющие на экспозицию, например вероятность классификации зарегистрированного фотонного ШАЛ в качестве фотонного события, которая не достигает 100 %. Однако, эти эффекты должны быть учтены при выводе экспериментальных результатов, и отдельно учитывать их в моделируемом сигнале не нужно.

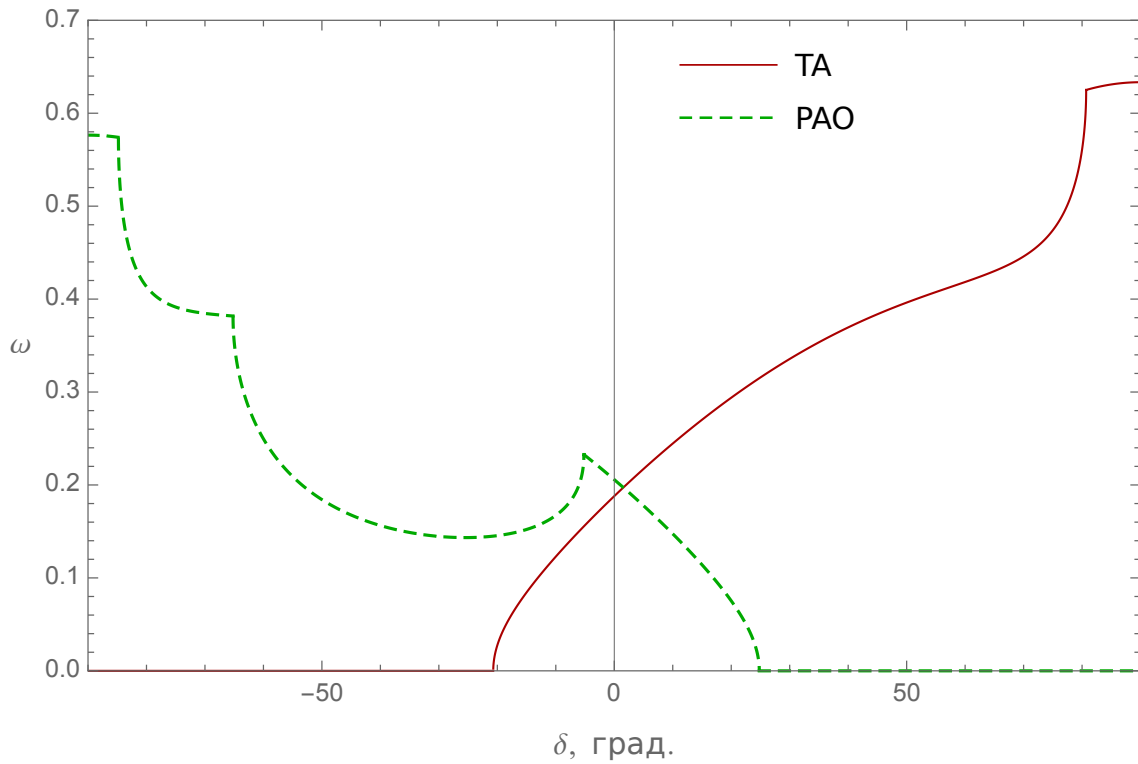


Рис. 2.2 Эффективные экспозиции экспериментов Telescope Array и Pierre Auger как функции склонения, без учета нормировки. Значения  $\theta_{\max}$  для обоих экспериментов соответствуют использованным при получении пределов на поток фотонов. Для TA:  $0 \leq \theta \leq 60^\circ$ , для PAO:  $30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ .



и дифференциального по времени, площади и телесному углу потока фотонов от галактической темной материи, регистрируемого данной установкой ШАЛ имеет вид:

$$F^G(E > E_{\min}) = \frac{N(E > E_{\min})}{4\pi\tau M_X} \cdot \frac{\int_V \frac{\rho_{DM}(R[r]) \omega(a_0, \delta, \theta_{\max})}{r^2} dV}{2\pi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \omega(a_0, \delta, \theta_{\max}) \cos(\delta) d\delta}; \quad (2.4)$$

где  $\tau$  — время жизни частиц темной материи,  $M_X$  — их масса,  $\rho_{DM}(R)$  — плотность темной материи как функция расстояния от Галактического Центра  $R$ ,  $r$  — расстояние от Земли и  $N(E > E_{\min})$  — поток фотонов с энергией выше  $E_{\min}$ , производимых в распаде частицы  $X$ . Интегрирование в числителе идет по полному объему гало Галактики  $V$ , а в знаменателе по всей небесной сфере.

Мы можем сопоставить предсказываемый таким образом модельный сигнал с экспериментальными верхними пределами на поток фотонов. Для сравнения также интересно рассмотреть фотонные сигналы, предсказываемые различными астрофизическими моделями. Одним из таких предсказаний является т.н. космогенный поток фотонов, генерируемый протонами и ядрами ультравысоких энергий при взаимодействии с СМВ и другими межзвездными фоновыми излучениями. Сами протоны и ядра таких энергий, детектируемые также установками ШАЛ, имеют внегалактическое происхождение [125], в связи с чем итоговый поток космогенных фотонов оказывается существенно изотропным. Величина потока фотонов данного происхождения была оценена в нескольких работах в предположении протонного и железного состава исходного потока частиц ультравысоких энергий [126–130]. При более низких энергиях возможным источником гамма-сигнала может быть процесс  $pp$  взаимодействия в гало Млечного Пути [128]. На Рис. 2.3–2.4 изображены пределы на поток фотонов полученные экспериментами KASCADE, KASCADE-Grande и PAO, предсказываемый поток от распада темной материи с определенными параметрами, вычисленный по формуле 2.4 с учетом экспозиций этих экспери-

ментов, и предсказания для вышеупомянутых космофизических потоков. Также приведены оценки предполагаемой в будущем чувствительности к фотонам экспериментов Ковер [70] и Pierre Auger [112]<sup>3</sup>.

Ограничения на параметры темной материи получаются путем сканирования ее масс и времен жизни и соотнесения получаемого сигнала с экспериментальными пределами на поток фотонов. Модель считается исключенной когда ее сигнал достигает хотя бы одного экспериментального предела. Итоговые ограничения представлены на Рис. 2.5. Можно видеть, что пределы на поток фотонов более высоких энергий, как и ожидалось, ограничивают параметры темной материи эффективнее чем низко-энергетические пределы. Причиной здесь является тот факт, что предсказываемый спектр фотонов от распада темной материи достаточно жесткий, т.е. предсказываемый поток фотонов растет с уменьшением их энергии медленнее чем экспериментальные ограничения на поток (см. Рис. 2.4–2.3). Наиболее сильные ограничения выводятся из данных эксперимента Pierre Auger. Это объясняется тем, что данный эксперимент имеет наибольшую абсолютную экспозицию и выгодное географическое расположение: из Южного полушария, где он находится можно наблюдать предсказываемый высокий поток фотонов идущий от центра Млечного Пути. Наиболее сильное ограничение на время жизни темной материи,  $\tau \gtrsim 3 \cdot 10^{22}$  лет, достигается при массе  $M_X \simeq 3 \cdot 10^{12}$  ГэВ. Это немного превосходит ограничение полученное в работе [132], где были использованы более старые экспериментальные данные PAO. В области меньших энергий и масс  $M_X$ , наиболее сильные ограничения даются экспериментами KASCADE, CASA-MIA и KASCADE-Grande: минимальное время жизни возрастает от  $\tau \simeq 6 \cdot 10^{19}$  лет при  $M_X = 10^7$  ГэВ до  $\tau \simeq 3 \cdot 10^{21}$  лет при  $M_X = 5 \cdot 10^9$  ГэВ — эти ограничения оказываются одного порядка с ограничениями полученными в работах [53, 108, 133]. Ограничения,

---

<sup>3</sup> Из-за выраженной анизотропии сигнала темной материи мы приводим на одном и том же рисунке только данные экспериментов имеющих приблизительно одинаковую относительную экспозицию (2.1) и, следовательно, одинаковую чувствительность к сигналу темной материи.

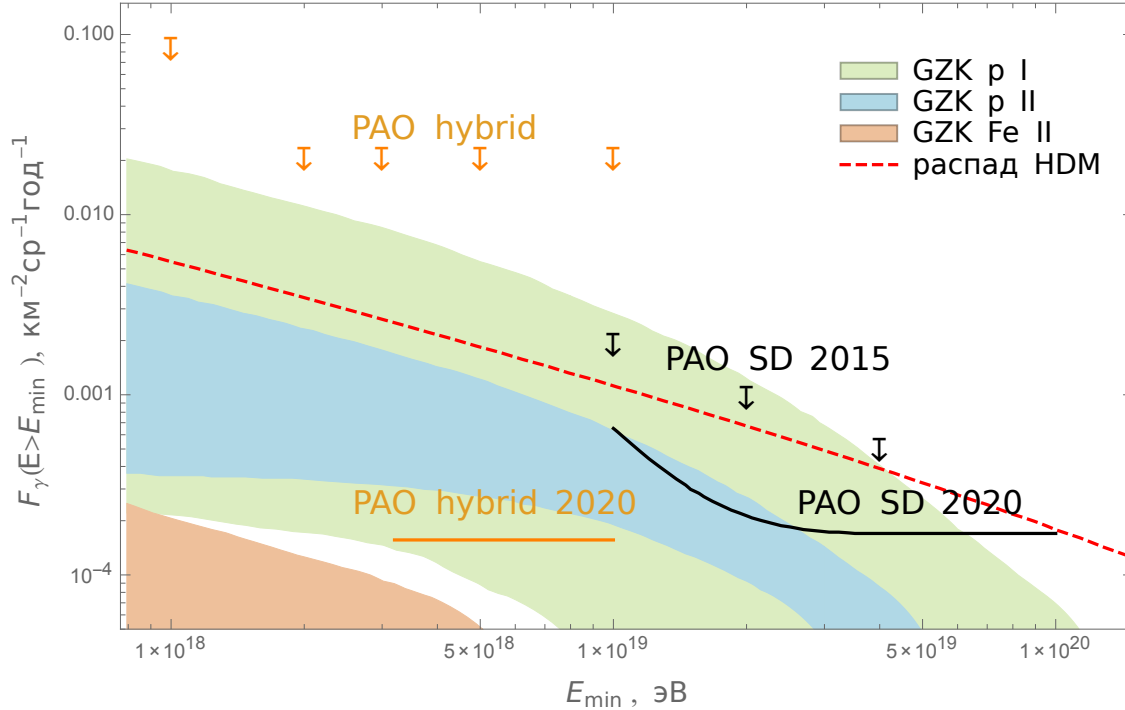


Рис. 2.3 Предсказываемый интегральный поток фотонов от распада темной материи с массой  $M_X = 10^{14}$  ГэВ и временем жизни  $\tau = 3 \cdot 10^{22}$  лет в сравнении с верхними пределами полученными экспериментом Pierre Auger [116, 131] и его прогнозируемой чувствительностью к фотонам которая будет достигнута к 2020 году (подразумевается усовершенствование установки) [112]. Также приведены оценки фотонного сигнала производимого при рассеянии на межзвездном фоновом излучении протонов сверхвысоких энергий [126] (зеленая область), протонов и железа сверхвысоких энергий [127] (синяя и оранжевая области соответственно). Эти оценки даны с учетом теоретических неопределенностей.

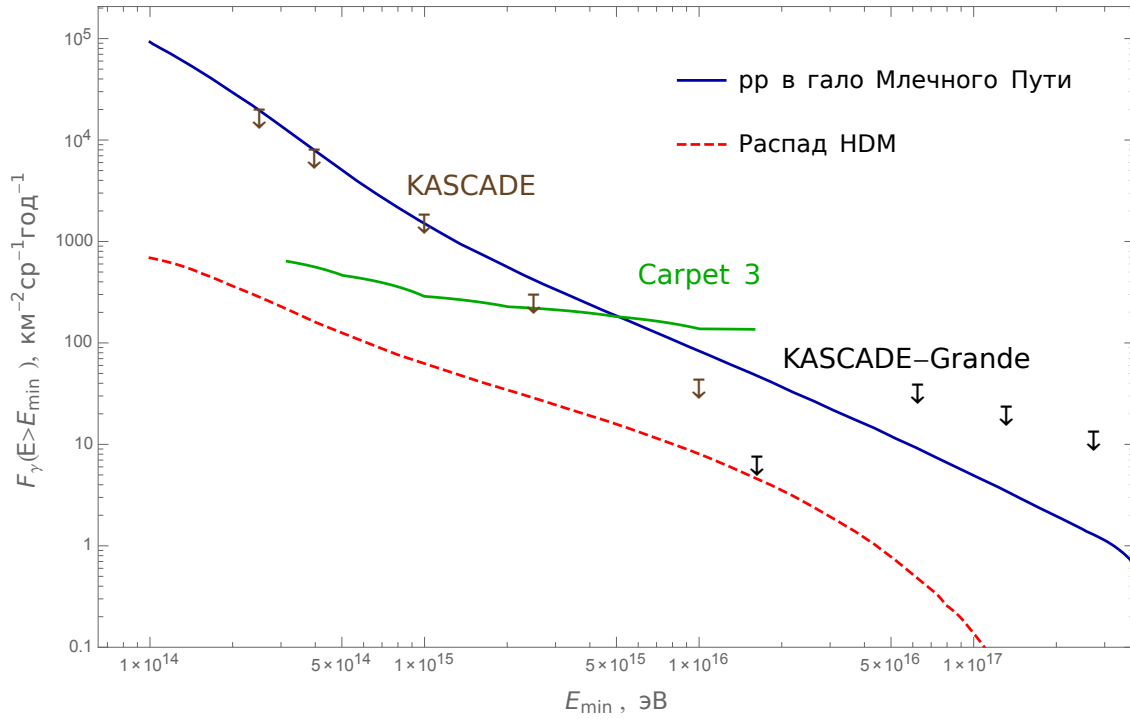


Рис. 2.4 Предсказываемый интегральный поток фотонов от распада темной материи с массой  $M_\chi = 10^9$  ГэВ и временем жизни  $\tau = 3 \cdot 10^{21}$  лет в сравнении с верхними пределами полученными экспериментами KASCADE [120] и KASCADE-Grande [121] и прогнозируемой чувствительностью к фотонам эксперимента Ковер [70] (5 лет работы с площадью  $615 \text{ m}^2$ ). Также приведена оценка фотонного сигнала от высокоэнергичных  $pp$  взаимодействий в гало Млечного Пути [128].

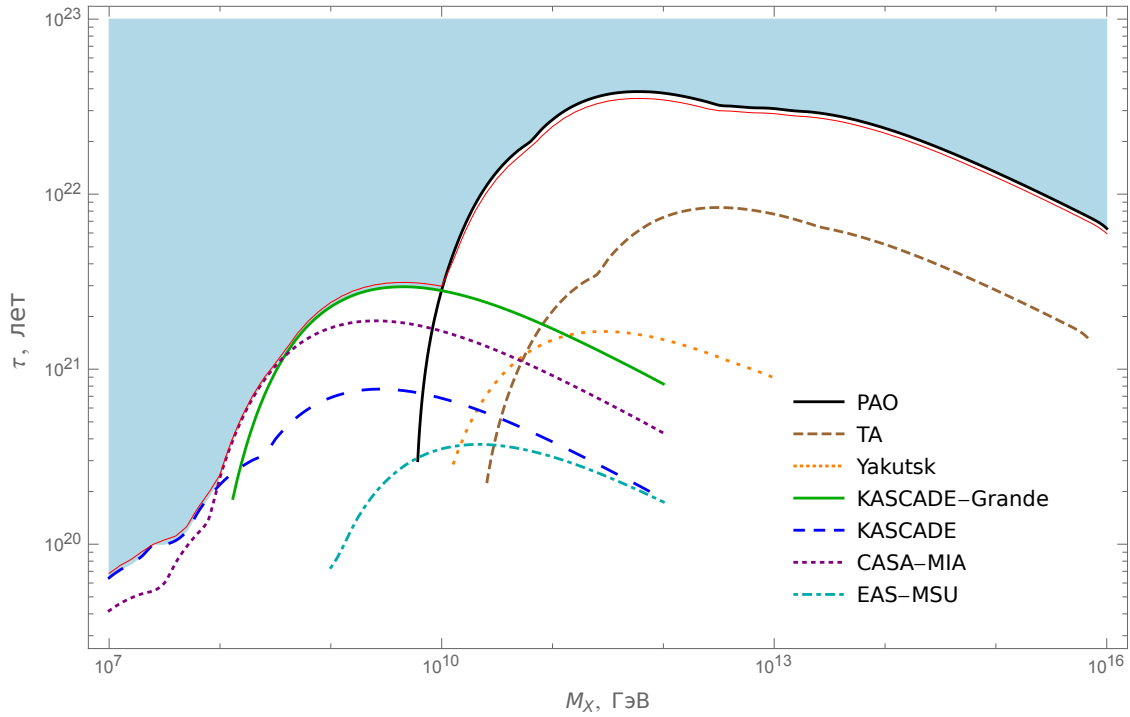


Рис. 2.5 Ограничения на массу  $M_\chi$  и время жизни  $\tau$  темной материи полученные с распределением темной материи NFW. Белая область параметров исключена. Для сравнения мы приводим ограничения полученные с использованием распределения темной материи Буркерта (тонкая сплошная красная линия).

полученные с использованием профиля темной материи Буркерта, как и ожидалось, несколько слабее ограничений NFW в области высоких энергий, где предсказываемый сигнал доминирован потоком фотонов из центральной области Галактики и должен наблюдаться PAO, но сильнее на низких энергиях, где ограничения ставятся экспериментами из Северного полушария.

Можно отметить, что хотя экспериментальные пределы частично ограничивают космофизические модели, из-за большой неопределенности предсказываемого космофизического потока фотонов, нельзя исключать, что доминирующим будет поток фотонов от распада темной материи. В то же время, можно было бы зафиксировать гарантированный (т.е. минимальный предсказываемый) космофизический поток, чтобы получить ограничения на поток от темной материи, еще более сильные чем полученные в настоящей работе.

Сравнение фотонных ограничений на темную материю с ограничениями получаемыми из данных о потоке нейтрино и об анизотропии полного потока космических лучей будет дано в следующих главах. В случае детектирования фотонов обсуждаемых здесь энергий их происхождение может быть определено с помощью анализа анизотропии направлений их прихода, а также путем рассмотрения сопутствующего нейтринного сигнала или его отсутствия. Эти вопросы также обсуждаются в следующих главах.

### 2.3. Выводы ко второй главе

В данной главе сделано сопоставление фотонного сигнала от темной материи с массами  $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$  ГэВ, распадающейся через первичный канал  $X \rightarrow q\bar{q}$ , с верхними пределами на диффузные потоки фотонов с энергиями выше 100 ТэВ, полученными в ШАЛ экспериментах. На основании этого сравнения получены наиболее сильные на сегодняшний день ограничения на время жизни тяжелой темной материи. Среди моделей с разными массами наиболее сильно ограничены модели с  $M_X \sim 10^{12}$  ГэВ, для которых время жизни превышает  $\tau \sim 10^{22}$  лет. Показано, что разрешенные этими ограничениями потоки фотонов лежат в той же области параметров что и предсказываемые потоки космогенного происхождения. На случай регистрации фотонов данных энергий, в качестве наблюдаемой, дискриминирующей эти два сценария происхождения, предложено использовать анизотропию потока фотонов. Это предложение будет более подробно рассмотрено в Главе 4.

## Глава 3

## Ограничения на параметры темной материи из наблюдений нейтрино

В данной главе обсуждаются экспериментальные данные о потоке космических нейтрино с энергиями превышающими 100 ТэВ. Кратко описываются способы детектирования таких нейтрино. Наиболее актуальные данные сопоставляются с теоретическими предсказаниями на поток нейтрино от распада темной материи, полученными в Главе 1. Исходя из этого сопоставления устанавливаются ограничения на параметры темной материи.

Недавнее детектирование высокоэнергичных нейтринных событий в эксперименте IceCube [18, 19] привлекло значительное внимание научного сообщества. Было опубликовано большое количество работ, рассматривающих возможность интерпретации этих событий в качестве астрофизического сигнала [128, 134, 135], равно как и сигнала от распада темной материи [53–57, 59, 61]. Также были получены ограничения на различные модели происхождения нейтринного сигнала [58]. Если говорить конкретно об ограничении параметров моделей тяжелой темной материи, то различные ограничения предлагались также и до регистрации нейтрино в эксперименте IceCube [133, 136].

В недавней работе [137] был опубликован новый набор данных IceCube по детектированию нейтрино с энергиями выше 100 ТэВ. Отбор событий был произведен таким образом, чтобы максимально исключить фоновые события от атмосферных нейтрино. Также в этой работе была представлена обновленная энергетическая зависимость полной экспозиции эксперимента. Итоговый набор содержит только два нейтринных события с энергией порядка ПэВ, оба из которых с высоким уровнем достоверности совместны с Монте-Карло моделированием астрофизических нейтрино. Это наблюдение вместе с фактом отсутствия нейтринных событий более высоких энергий (к которым установка

имеет даже большую чувствительность) позволило коллаборации IceCube установить пределы на поток астрофизических нейтрино и ограничить некоторые астрофизические модели происхождения нейтрино. Целесообразно использовать этот же набор экспериментальных данных для получения пределов на поток высокоэнергичных нейтрино от распада темной материи, с массами из того же диапазона, который рассматривался в контексте фотонных ограничений:  $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$  ГэВ. Эти пределы позволят в свою очередь наложить новые ограничения на времена жизни такой темной материи. Для сравнения результатов удобно использовать также данные эксперимента PAO [138] об отсутствии нейтринных событий с энергиями  $E_\nu \gtrsim 10^{17}$  эВ. Полученные таким образом ограничения можно будет сравнить с фотонными ограничениями полученными в предыдущей главе.

### 3.1. Наблюдение космических нейтрино высоких энергий

Метод ограничения параметров темной материи с помощью данных о потоке нейтрино отличается от метода, используемого с фотонными данными. Из-за относительно слабого взаимодействия нейтрино с веществом не все космические нейтрино порождают ШАЛ в атмосфере или дают сигнал в рабочем объеме нейтринных детекторов. Вследствие этого, экспозиция нейтринных экспериментов и нейтринная экспозиция экспериментов ШАЛ зависит не только от направления но и от энергии нейтрино. Это, в свою очередь, ведет к тому, что пределы на поток нейтрино, получаемые из одних и тех же экспериментальных данных, оказываются разными для разных предполагаемых спектров нейтрино. Далее мы кратко опишем метод получения пределов и соответствующих им ограничений на параметры темной материи. Величина, по которой делается сопоставление модели с экспериментом — это полное число нейтринных событий, которые будут зарегистрированы в данном эксперименте в предположении заданного нейтринного спектра. Метод вычисления этой величины



был предложен в работе [139]. Удобно рассматривать отдельно галактический и внегалактический потоки нейтрино описанные в Главе 1. Для галактического потока число зарегистрированных нейтринных событий дается выражением:

$$N_G = \frac{1}{4\pi M_X \tau} \int_{\Delta E} \int_V \rho_{DM}[R(r, \delta, \alpha)] \varepsilon(E, \delta, \alpha) \frac{dN}{dE}(E) \cos(\delta) dr d\delta d\alpha dE ; \quad (3.1)$$

где  $\rho_{DM}[R]$  — плотность темной материи в гало Млечного Пути как функция расстояния  $R$  от галактического центра,  $r$  — расстояние от Земли,  $\varepsilon$  — нейтринная экспозиция данного эксперимента как функция от энергии нейтрино  $E$  и экваториальных координат  $\{\delta, \alpha\}$ . Интегрирование берется по всему объему  $V$  гало темной материи ( $R < 260$  кпк) и по всей области  $\Delta E$  энергий нейтрино доступных для наблюдения в данном эксперименте. На практике экспериментами обычно публикуется экспозиция, усредненная по некоторому диапазону зенитного угла, отдельно для нескольких диапазонов. Для эксперимента IceCube мы используем экспозицию как функцию склонения<sup>1</sup> и энергии, приведенную в работе [140] и нормированную на актуальную экспозицию IceCube из работы [137]. Для эксперимента Pierre Auger нейтринная экспозиция представлена в работе [138] для нескольких диапазонов угла, в этом случае для вычисления числа событий можно воспользоваться формулой геометрической экспозиции (2.1), описанной в предыдущей главе.

Число нейтринных событий регистрируемых от изотропного внегалактического потока может быть записано как

$$N_{EG} = \int_{\Delta E} \varepsilon(E) \frac{dN_{EG}}{dE}(E) dE , \quad (3.2)$$

где экспозиция  $\varepsilon(E)$  уже проинтегрирована по небесной сфере. Таким образом, полное число событий предсказываемое моделью:

$$N_{th} = N_G + N_{EG} . \quad (3.3)$$

---

<sup>1</sup> В случае IceCube, расположенного на Южном Полюсе, склонение однозначно переводится в зенитный угол.

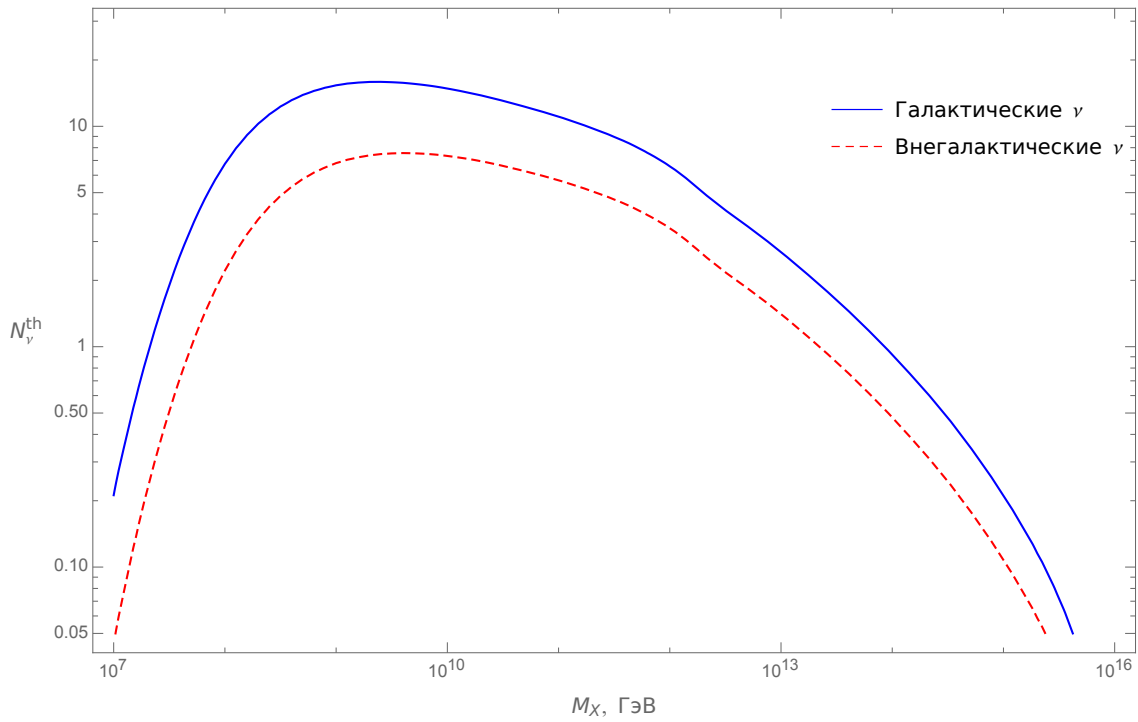


Рис. 3.1 Полное число галактических (сплошная линия) и внегалактических (пунктирная линия) нейтрино, потенциально детектируемое экспериментом IceCube, от распада частиц темной материи с различными массами и временем жизни  $\tau = 10^{20}$  лет.

Пример соотношения вкладов  $N_G$  и  $N_{EG}$ , потенциально детектируемых экспериментом IceCube, для фиксированного времени жизни  $\tau$  и различных масс  $M_\chi$  темной материи приведен на Рис. 3.1. Одной из причин доминирования галактического вклада является тот факт, что эксперимент IceCube имеет наибольшую экспозицию для южного неба, что делает его чувствительным к потенциально наиболее мощному потоку нейтрино от распада темной материи в центральной области Млечного Пути.

### 3.2. Вывод ограничений на параметры темной материи из данных о потоке нейтрино высоких энергий

Стандартный метод получения ограничений для малых дискретных сигналов в присутствии фона был предложен в работе [141]. В этой технике

некоторый параметр модели (в нашем случае  $\tau$ ) варьируется до тех пор пока предсказываемое число событий  $N_{\text{th}}$  не достигнет величины  $N_{\text{limit}}$ , однозначно определенной для данного числа наблюдаемых событий  $N_{\text{obs}}$ , числа фоновых событий  $N_{\text{bg}}$  и данного уровня достоверности С.Л.  $N_{\text{th}}$  может быть вычислен как для всего доступного данному эксперименту интервала энергий так и в отдельных подинтервалах. В последнем случае ограничения на параметр  $\tau$  могут оказаться более слабыми, чем в случае полного интервала, поскольку референтное значение  $N_{\text{limit}}$  не зависит от длины энергетического интервала. В случае отсутствия фоновых и наличия ненулевого количества наблюдаемых событий более подходящим является другой метод. Необходимо разделить полный диапазон энергий на отдельные интервалы  $\Delta E^i$ , в каждый из которых попадет определенное число наблюдаемых событий  $N_{\text{obs}}^i$ . Далее, генерируется Монте-Карло набор распределений, такой, чтобы в каждой реализации в  $i$ -ом интервале энергий число событий  $N_{\text{MC}}^i$  определялось распределением Пуассона со средним  $\lambda^i = N_{\text{th}}^i$ , т.е. с числом событий предсказываемым данной моделью для данного энергетического интервала  $\Delta E^i$ . При сканировании по параметру  $\tau$  для каждого значения параметра генерируется некоторое большое число таких Монте-Карло реализаций. Данное значение  $\tau$  считается исключенным на данном уровне достоверности С.Л., если доля Монте-Карло реализаций, где  $N_{\text{MC}}^i > N_{\text{obs}}^i$  хотя бы в одном энергетическом интервале, достигает значения С.Л. В случае, когда наблюдаемые события отсутствуют этот метод дает такие же результаты как метод Фельдмана–Казинса, тогда как при  $N_{\text{obs}} > 0$  получаемые с помощью Монте-Карло метода ограничения могут быть сильнее. В обоих рассматриваемых наборах экспериментальных данных этот метод может быть применен ввиду отсутствия фоновых событий <sup>2</sup>

Полученные таким образом ограничения на пространство параметров темной материи  $\{M_X, \tau\}$  представлены на Рис. 3.2 вместе с ограничениями най-

---

<sup>2</sup> В случае данных IceCube мы пренебрегаем  $0.064_{-0.039}^{+0.023}$  фоновыми событиями от атмосферных нейтрино.

денными в работах [59, 136]. Для сравнения приведены фотонные ограничения полученные в предыдущей главе. Нужно отметить, что полученные нейтринные ограничения являются консервативными в том смысле, что при их получении весь нейтринный сигнал рассматривался как продукт распада темной материи, без учета возможных астрофизических и космогенных вкладов.

Как видно из Рис. 3.2, фотонные ограничения перекрывают нейтринные почти на всем рассматриваемом интервале масс темной материи, за исключением узкой области около значения  $M_X \simeq 10^8$  ГэВ, где нейтринные ограничения несколько сильнее (в области  $M_X < 10^{10}$  ГэВ и нейтринные и фотонные ограничения имеют уровень достоверности 90%). Из этого можно сделать вывод, что интерпретация нейтринных событий IceCube в качестве продукта адронного распада темной материи входит в противоречие с фотонными ограничениями. Тем не менее, наблюдение высокоэнергичных нейтрино остается важным инструментом для поиска тяжелой темной материи. В случае детектирования фотонов с обсуждаемыми в настоящей работе энергиями  $E_\nu > 100$  ТэВ их происхождение может быть прояснено с помощью совместного анализа нейтринного и фотонного сигналов. Так, в обсуждаемой здесь модели темной материи распадающейся через первичный канал  $X \rightarrow q\bar{q}$ , отношение потока нейтрино к потоку фотонов имеет определенное значение  $r$ , которое меняется в зависимости от энергии и массы  $M_X$  и лежит в диапазоне  $0.8 \lesssim r \lesssim 1.8$ .

Примеры потоков нейтрино от распада темной материи с минимально допустимым временем жизни приведены на Рис. 3.3–3.4 в сравнении с предсказаниями нескольких астрофизических и космогенных моделей. На Рис. 3.3 представлены потоки, усредненные по всему небу, тогда как на Рис. 3.4 показано сравнение потоков предсказываемых для различных направлений связанных с нашей Галактикой. Можно видеть, что усредненные сигналы от распада темной материи трудно отличимы от конкурирующих астрофизических и космогенных сигналов. Тогда как предсказываемые сигналы от отдельных направлений, особенно от Галактического Центра, отличаются от возможных

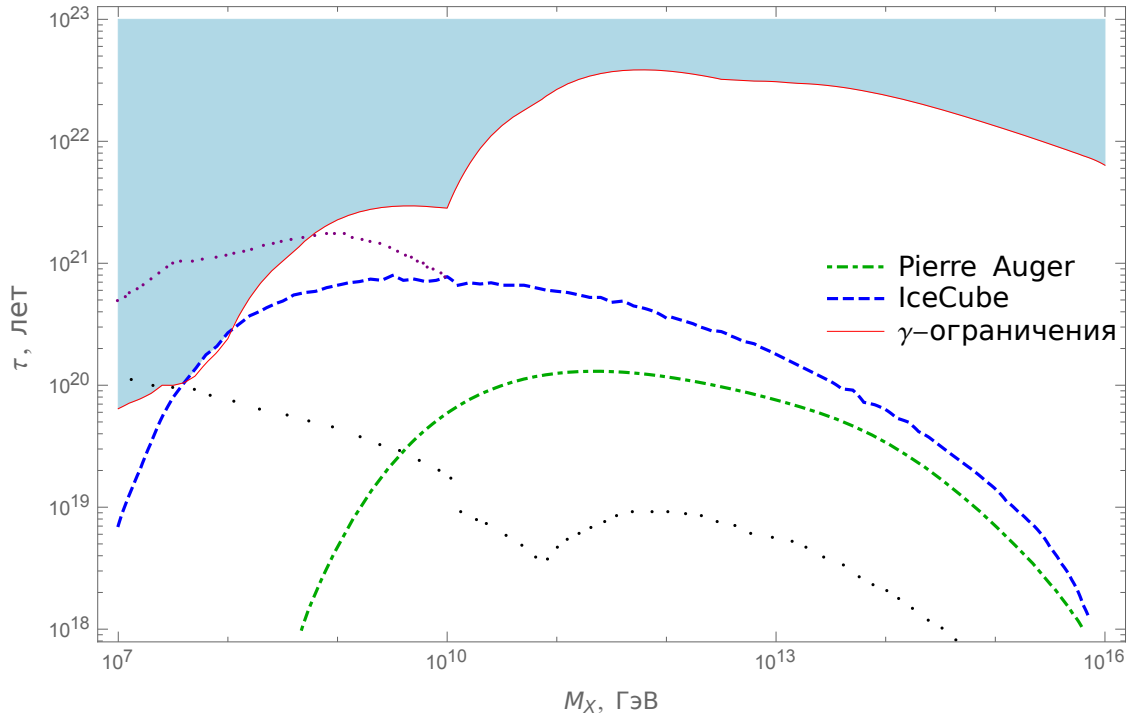


Рис. 3.2 Ограничения на массы  $M_X$  и времена жизни  $\tau$  частиц темной материи  $X$ , установленные с уровнем достоверности 90%. Белая область исключена совместно фотонными (тонкая сплошная красная линия) и нейтринными пределами. Для сравнения мы приводим ограничения полученные для модели темной материи с каналом распада  $X \rightarrow \nu\bar{\nu}$  на базе старых данных IceCube [136] (черные точки), а также ограничения на темную материю распадающуюся через канал  $X \rightarrow b\bar{b}$ , полученные в недавней работе [59] в предположении, что все нейтринные события зарегистрированные IceCube имеют астрофизическое происхождение (фиолетовые точки).

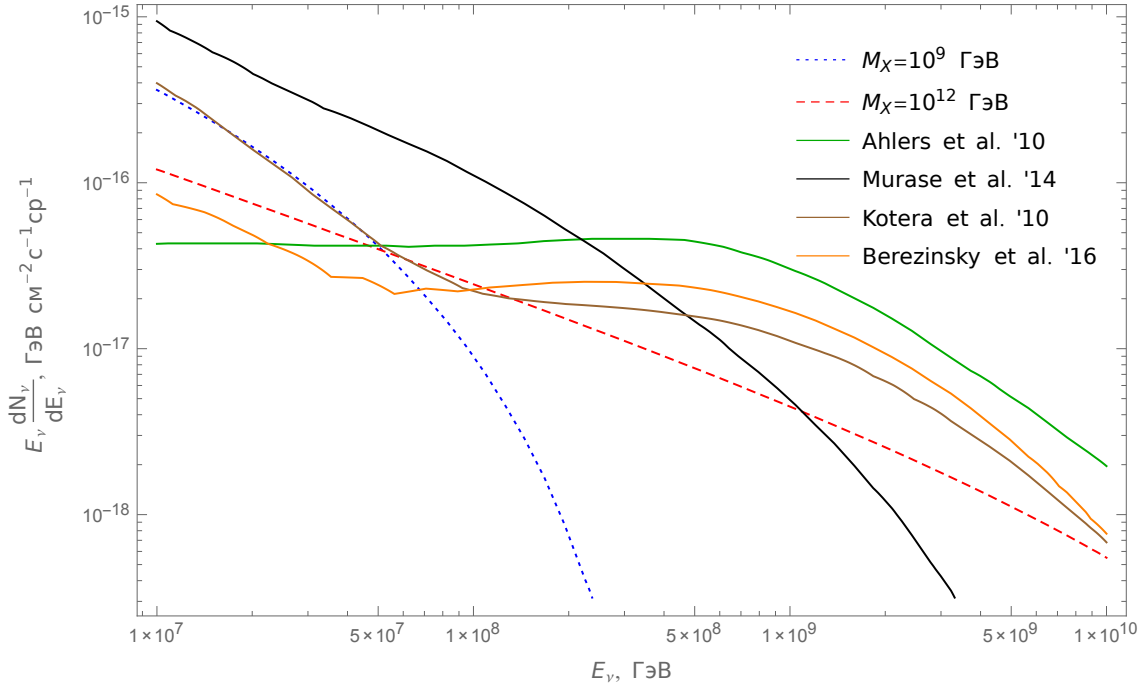


Рис. 3.3 Усредненные по всему небу потоки нейтрино от распада частиц темной материи с массами  $M_\chi = 10^9$  и  $M_\chi = 10^{12}$  ГэВ и минимально разрешенными временами жизни  $\tau = 6.6 \cdot 10^{20}$  и  $\tau = 3.5 \cdot 10^{20}$  лет соответственно. Для сравнения приведены предсказания альтернативных теорий происхождения нейтрино: одной астрофизической модели [142] и нескольких космогенных моделей [143–145]. Все приведенные кривые подразумевают суммарный поток нейтрино и антинейтрино всех ароматов.

изотропных астрофизических и космогенных сигналов гораздо сильнее <sup>3</sup>. Таким образом, исследование галактической анизотропии сигнала оказывается критически важным для выяснения его происхождения.

<sup>3</sup> В данном случае становится важна дополнительная неопределенность связанная в выбором распределения темной материи (см. обсуждение в Разделе 1.2). Темная материя распределенная согласно профилю NFW производит приблизительно в 3 раза больший сигнал из направления галактического центра чем распределенная по профилю Буркерта, тогда как различие между усредненными потоками генерируемыми этими двумя распределениями пренебрежимо мало.

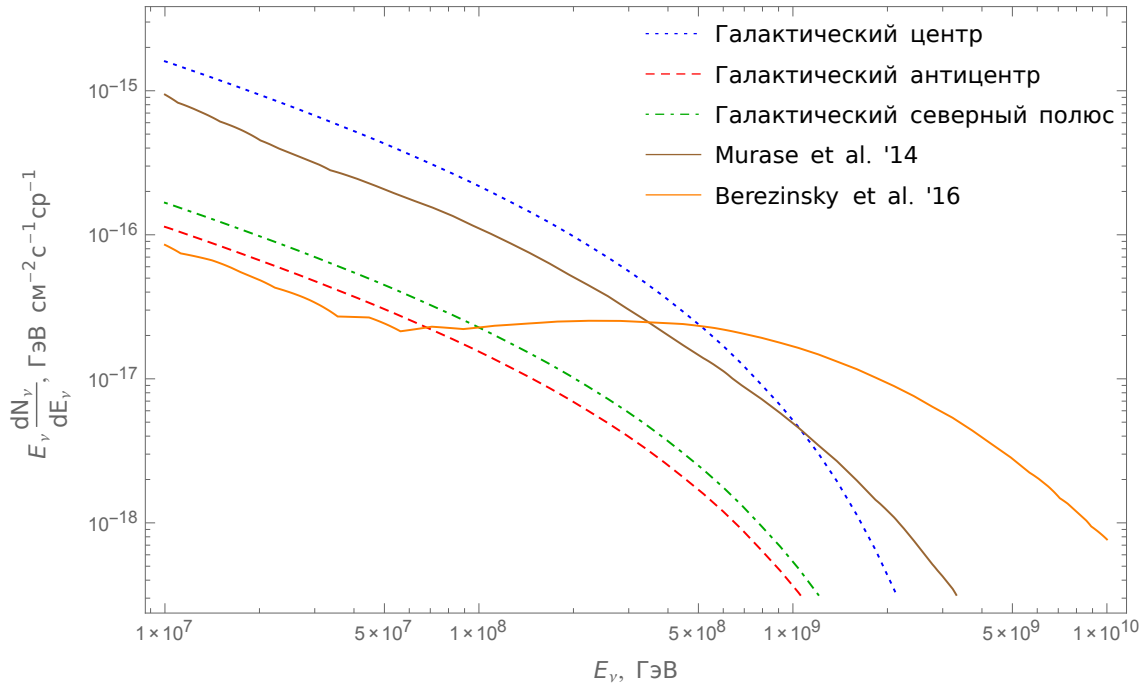


Рис. 3.4 Сравнение предсказаний для потоков нейтрино от распада темной материи с массой  $M_\chi = 10^{10}$  ГэВ и минимально разрешенным временем жизни  $\tau = 7.75 \cdot 10^{20}$  лет, приходящих с различных направлений связанных с нашей Галактикой с предсказаниями одной астрофизической модели [142] (сплошная коричневая линия) и одной космогенной модели [143] (сплошная оранжевая линия), везде подразумевается сумма нейтрино и антинейтрино всех ароматов.

### 3.3. Выводы к третьей главе

В данной главе были рассмотрен новый, переобработанный набор экспериментальных данных эксперимента IceCube в контексте моделей тяжелой темной материи распадающейся в адроны. Было показано, что в целом фотонные пределы ограничивают время жизни темной материи с массами  $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$  ГэВ сильнее чем нейтринные пределы, за исключением узкой области масс около значения  $M_X \sim 10^8$  ГэВ. Из этого следует, что нейтринный поток зарегистрированный экспериментом IceCube, вероятнее всего, не может быть объяснен адронным распадом тяжелой темной материи. Фотонные пределы ограничивают параметры темной материи сильнее чем нейтринные, поскольку фотонные экспозиции установок ШАЛ существенно превосходят их нейтринные экспозиции, равно как и экспозиции нейтринных экспериментов, а также из-за наблюдения ненулевого потока нейтрино в противовес ненаблюдению фотонов соответствующих энергий. Было указано, что в перспективе релевантным тестом для различения потока нейтрино происходящего из распада темной темной материи от астрофизических и космогенных потоков является анализ галактической анизотропии этого потока, а также отношения нейтринного потока к потенциально детектируемому фотонному потоку.



## Глава 4

# Роль анизотропии космических лучей сверхвысоких энергий в поиске сигнала темной материи

В данной главе рассматривается роль анизотропии направлений прихода космических лучей в поиске сигнала распада тяжелой темной материи. Обсуждаются способы экспериментально наблюдения анизотропии и существующие данные экспериментов по детектированию ШАЛ. Используя эти данные мы накладываем ограничения на время жизни темной материи с массами  $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$  ГэВ и рассматриваем соотношение этих ограничений с фотонными и нейтринными ограничениями, полученными в Главах 2 и 3. Также рассматриваются перспективы существующих и запланированных экспериментов ШАЛ по измерению анизотропии космических лучей высоких энергий. Оценивается чувствительность экспериментов, необходимая для детектирования сигнала от распада темной материи с маргинально разрешенными параметрами.

Исследование анизотропии космических лучей является мощным инструментом для выяснения их происхождения и особенностей распространения сквозь межзвездную среду. В частности, данные об анизотропии позволяют изучать структуру галактического магнитного поля, отклоняющего заряженные космические лучи в зависимости от их энергии [146–149]. При ультравысоких энергиях космических лучей исследование их анизотропии может помочь идентифицировать их источники, в частности проверить гипотезу об их корреляции с крупномасштабной структурой Вселенной [150–153]. Тогда как для частиц с энергиями порядка ТэВ–ПэВ наличие слабой крупномасштабной анизотропии подтверждается несколькими экспериментами [8, 9], для более вы-

соких энергий отклонения от изотропии не наблюдаются либо имеют низкую статистическую достоверность [124, 154–158].

## 4.1. Наблюдение анизотропии направлений прихода космических лучей высоких энергий

Для сопоставления анизотропии предсказываемой моделями темной материи с экспериментальными данными, необходимо принимать в расчет полный поток космических лучей. Экспериментально установлено, что он доминирован изотропным потоком заряженных частиц, который мы в дальнейшем будем обозначать как  $J_{\text{exp}}(E)$ , где  $E$  — энергия частицы, тогда как возможный вклад распада темной материи составляет, в любом случае, незначительную анизотропную примесь. Обозначим поток от распада темной материи как  $J_{\text{DM}}(\delta, \alpha, E)$ , где  $\{\delta, \alpha\}$  экваториальные координаты. Экспериментальный поток можно параметризовать используя измеренные спектры космических лучей. Для этого мы используем данные экспериментов Telescope Array [159] и Tibet [160], как приблизительно средние из данных всех экспериментов представленных в обзоре [22]<sup>1</sup>. В итоге экспериментальный спектр можно параметризовать следующим образом:

$$J_{\text{exp}}(E) = J_1 \begin{cases} E_{-1}^{\gamma_{-1}-\gamma_0} E_0^{\gamma_0-\gamma_1} E^{-\gamma_{-1}} & E < E_{-1} \\ E_0^{\gamma_0-\gamma_1} E^{-\gamma_0} & E_{-1} \leq E < E_0 \\ E^{-\gamma_1} & E_0 \leq E < E_1 \\ E_1^{\gamma_2-\gamma_1} E^{-\gamma_2} & E_1 \leq E < E_2 \\ E_1^{\gamma_2-\gamma_1} E_2^{\gamma_3-\gamma_2} E^{-\gamma_3} & E > E_2 \end{cases}, \quad (4.1)$$

где энергии  $E_{-1} = 4.0 \cdot 10^{15}$  эВ,  $E_0 = 1.0 \cdot 10^{17}$  эВ,  $E_1 = 5.2 \cdot 10^{18}$  эВ и  $E_2 = 6.3 \cdot 10^{19}$  эВ соответствуют энергиям “колена”, “второго колена”, “лодыж-

<sup>1</sup> Оценка неопределенности вносимой в предсказываемое значение анизотропии различием между спектрами отдельных экспериментов дана в следующем разделе.

ки” и ГЗК–обрезания в спектре космических лучей, а нормировочный фактор  $J_1$  берется на энергии  $10^{18}$  эВ. Спектральные индексы имеют следующие значения:  $\gamma_{-1} = 2.72$ ,  $\gamma_0 = 3.12$ ,  $\gamma_1 = 3.23$ ,  $\gamma_2 = 2.66$ ,  $\gamma_3 = 4.65$ .

В свою очередь, вклад распада темной материи в полный поток космических лучей состоит из суммы вкладов фотонов и протонов <sup>2</sup>:

$$J_{\text{DM}}(\delta, \alpha, E) = J_p^{\text{G}}(\delta, \alpha, E) + J_\gamma^{\text{G}}(\delta, \alpha, E) + J_p^{\text{EG}}(E) + J_\gamma^{\text{EG}}(E) \quad (4.2)$$

где G означает “галактический” и указывает на вклад от распада темной материи в гало Млечного Пути, тогда как EG означает “внегалактический” (“Extra-Galactic”) и указывает на вклад остальной части Вселенной. Поскольку в настоящей работе мы рассматриваем распад темной материи и не рассматриваем ее аннигиляцию (в последнем случае поток частиц был бы заведомо не наблюдаемым) то, как обсуждалось в Главе 1, можем пренебречь анизотропией внегалактического потока связанной с крупномасштабной кластеризацией темной материи во Вселенной. Далее, удобно вообще исключить внегалактический вклад темной материи из рассмотрения, считая его частью  $J_{\text{exp}}$ . Действительно, на низких энергиях  $J_{\text{exp}}$  значительно превосходит  $J_{\text{DM}}$  и изотропной добавкой  $J_{\text{DM}}^{\text{EG}}$  можно пренебречь. На энергиях выше энергии ГЗК–обрезания  $J_{\text{DM}}$  начинает доминировать в общем потоке, однако вклад  $J_{\text{DM}}^{\text{EG}}$  оказывается подавленным по сравнению с галактическим из-за тех же эффектов взаимодействия частиц со средой, что и вклад  $J_{\text{exp}}$ . Эти рассуждения были также подкреплены прямым вычислением, которое показало, что влияние вклада  $J_{\text{DM}}^{\text{EG}}$  на итоговую анизотропию не превышает 10%. Таким образом, мы можем записать полный модельный поток космических лучей в виде:

$$J_{\text{tot}}(\delta, \alpha, E) = J_{\text{exp}}(E) + J_p^{\text{G}}(\delta, \alpha, E) + J_\gamma^{\text{G}}(\delta, \alpha, E) \quad (4.3)$$

---

<sup>2</sup> Мы пренебрегаем сопоставимым вкладом нейтрино, поскольку, как обсуждалось в предыдущей главе, чувствительность экспериментов ШАЛ к нейтрино по крайней мере на два порядка меньше их чувствительности к фотонам. Также, мы пренебрегаем вкладом нейтронов, который не превышает вклада протонов. Как будет показано в следующем разделе, протоны дают небольшой по сравнению с фотонами вклад в итоговую анизотропию, что делает учет вклада нейтронов нецелесообразным.

В согласии с оценками влияния эффектов распространения, сделанными в Разделах 1.2.2, 1.2.4, мы учитываем только мгновенное гамма-излучение от распада темной материи и пренебрегаем вторичными фотонами от обратного комптоновского рассеяния мгновенных  $e^\pm$  на межзвездном фоновом излучении. В то же время, мы учитываем модификацию спектра фотонов с энергиями  $E_\gamma \leq 10^{19}$  эВ (т.е. для масс  $M_X \leq 10^{14}$  ГэВ), возникающую из-за рассеяния фотонов на фоновом излучении. Также, мы консервативно учитываем вклад в анизотропию только протонов с энергиями выше  $10^{19}$  эВ, предполагая что они распространяются прямолинейно, не отклоняясь в галактическом магнитном поле. Допустимость этого предположения будет дополнительно обоснована в следующем Разделе путем сравнения относительных вкладов фотонов и протонов в предсказываемую анизотропию.

## 4.2. Вывод ограничений на параметры темной материи из данных об анизотропии космических лучей высоких энергий

В литературе используется несколько наблюдаемых для описания крупномасштабной анизотропии направлений прихода космических лучей. Наиболее часто используемый метод основан на гармоническом анализе потока. К сожалению, ни один из существующих экспериментов ШАЛ не наблюдает всего неба целиком. Тем не менее, непрерывно функционирующие эксперименты наблюдают некоторую полосу на небесной сфере, охватывающую все значения прямого восхождения. В этой ситуации удобным оказывается Фурье-анализ потока по прямому восхождению, в предположении усреднения потока по склонению в поле зрения эксперимента. Поток может быть представлен в виде:

$$J(\alpha, E) = A_0(E) + \sum_n [A_n(E) \sin(n\alpha) + B_n(E) \cos(n\alpha)] , \quad (4.4)$$

где

$$A_0(E) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} J(\alpha, E) d\alpha, \quad (4.5)$$

$$A_n(E) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} J(\alpha, E) \cos(n\alpha) d\alpha, \quad (4.6)$$

$$B_n(E) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} J(\alpha, E) \sin(n\alpha) d\alpha. \quad (4.7)$$

Далее мы везде используем нормированные коэффициенты,  $a_n \equiv 2A_n/A_0$ ,  $b_n \equiv 2B_n/A_0$ . Наиболее часто экспериментальные результаты даются в терминах нормированной амплитуды первой Фурье-гармоники:

$$r_1 = \sqrt{a_1^2 + b_1^2} \quad (4.8)$$

Для того, чтобы получить модельное предсказание этой величины, необходимо учесть влияние экспозиции конкретного эксперимента (2.1), уже обсуждавшейся ранее в Разделе 2.2. С учетом этой поправки можем записать для  $a_1$ :

$$a_1(E) = \frac{2 \int_{\Omega} J_{\text{DM}}(\delta, \alpha, E) \omega(a, \delta, \theta_{\text{max}}) \cos(\alpha) d\Omega}{J_{\text{exp}}(E) \int_{\Omega} \omega(a, \delta, \theta_{\text{max}}) d\Omega + \int_{\Omega} J_{\text{DM}}(\delta, \alpha, E) \omega(a, \delta, \theta_{\text{max}}) d\Omega} \quad (4.9)$$

и для  $b_1$ :

$$b_1(E) = \frac{2 \int_{\Omega} J_{\text{DM}}(\delta, \alpha, E) \omega(a, \delta, \theta_{\text{max}}) \sin(\alpha) d\Omega}{J_{\text{exp}}(E) \int_{\Omega} \omega(a, \delta, \theta_{\text{max}}) d\Omega + \int_{\Omega} J_{\text{DM}}(\delta, \alpha, E) \omega(a, \delta, \theta_{\text{max}}) d\Omega}. \quad (4.10)$$

Из этих выражений легко оценить неопределенность модельных значений  $a_1$  и  $b_1$ , возникающую из-за неопределенности экспериментального потока  $J_{\text{exp}}$ . Как уже обсуждалось выше, на низких энергиях  $J_{\text{exp}}$  существенно превосходит  $J_{\text{DM}}$ , в связи с чем неопределенность экспериментального потока линейно отображается в неопределенность коэффициентов  $a_1$  и  $b_1$ . Тогда как на энергиях выше ГЗК-обрезания  $J_{\text{DM}}$  начинает превосходить экспериментальный поток и влияние его неопределенности на предсказываемую анизотропию уменьшается. В то же время, величина экспериментальной неопределенности очень

быстро увеличивается с энергией при  $E > E_{\text{GZK}}$ . Например при  $E \simeq 10^{20}$  эВ, где  $J_{\text{DM}}$  еще является сублидирующим, экспериментальная неопределенность составляет почти два порядка величины <sup>3</sup>. Таким образом, все предсказания анизотропии для энергий выше  $E \simeq 10^{20}$  эВ нужно рассматривать с этими оговорками.

Улучшить экспериментальную чувствительными к крупномасштабной анизотропии можно путем совместного рассмотрения данных двух экспериментов, чьи объединенные поля зрения покрывают всю небесную сферу. В этом случае можно разложить полный поток по сферическим гармоникам. Этот метод был использован для анализа анизотропии космических лучей ультравысоких энергий в совместной работе коллабораций Telescope Array и Pierre Auger [124] <sup>4</sup>. Разложение потока космических лучей по сферическим гармоникам имеет вид:

$$J(\delta, \alpha, E) = \sum_{l \geq 0} \sum_{m=-l}^l a_{lm}(E) Y_{lm}(\delta, \alpha), \quad (4.11)$$

коэффициенты  $a_{lm}$  определяются следующим образом:

$$a_{lm}(E) = \int_{\Omega} J(\delta, \alpha, E) Y_{lm}(\delta, \alpha) d\Omega, \quad (4.12)$$

где интегрирование идет по всей небесной сфере, а эффекты экспозиции подразумеваются уже учтенными в рассматриваемых экспериментальных результатах. Аналогом амплитуды  $r_n$ , получаемой в одномерном гармоническом анализе, для анализа полного неба является угловой спектр мощности определяемый как:

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_m |a_{lm}|^2. \quad (4.13)$$

---

<sup>3</sup> Мы оцениваем экспериментальную неопределенность на данной энергии как совокупную неопределенность спектра измеренного экспериментами Telescope Array и Pierre Auger.

<sup>4</sup> В недавних исследованиях коллабораций Pierre Auger [157] и IceCube[9] были использованы прогрессивные техники анализа, позволившие извлечь анизотропию в терминах сферических гармоник из наборов данных покрывающих небо не полностью. Однако, такой анализ не чувствителен к конфигурации анизотропии, генерируемой распадом темной материи в Галактике.

Как и в одномерном случае, для анализа полного неба мы переопределяем коэффициенты  $a_{lm} \rightarrow \sqrt{4\pi}a_{lm}/a_{00}$ , т.е. нормируем их на монополь, чтобы вычислять относительную анизотропию.

Как и в двух предыдущих главах мы находим ограничения на время жизни частиц темной материи  $\tau$  для каждого значения их массы  $M_\chi$ . В данном случае мы используем верхние пределы на дипольную анизотропию найденную для неполного неба экспериментами EAS-TOP [8], IceCube [9], KASCADE [154], KASCADE-Grande [155], Якутск [156] и Pierre Auger [158] интерпретируя ее в терминах амплитуды  $r_1$ , определенной формулой (4.8). Все пределы имеют уровень достоверности 95% C.L., кроме пределов KASCADE-Grande представленных на уровне 99% C.L. Нужно отметить, что в работах EAS-TOP и IceCube достоверно зарегистрирована ненулевая анизотропия, тогда как результаты остальных экспериментов на указанном уровне достоверности совместны с изотропным распределением космических лучей. Все перечисленные экспериментальные пределы представлены на Рис. 4.1. Широкий обзор современных экспериментальных результатов по анизотропии космических лучей представлен в работах [161, 162].

Также мы используем результаты анализа полного неба, полученные совместно экспериментами Telescope Array и Pierre Auger [124]. Эти результаты даны в терминах 95% C.L. пределов на отдельные коэффициенты  $a_{lm}$  вплоть до третьей гармоники. При постановке ограничений на время жизни темной материи мы консервативно предполагаем, что вся наблюдаемая анизотропия дается распадом темной материи. Исключенными считаются модели с таким  $\tau$  при котором предсказываемое значение наблюдаемой  $r_1$  достигает экспериментального предела хотя бы при одном значении энергии. В случае ограничений по коэффициентам  $a_{lm}$  техника аналогична, с тем уточнением, что для данной гармоники  $l$  в каждом энергетическом интервале сравнение делается для  $(2l+1)$  различных коэффициентов  $a_{lm}$ . В этом случае, для того чтобы уровень достоверности итогового ограничения был равен 95% ограничение по каждому

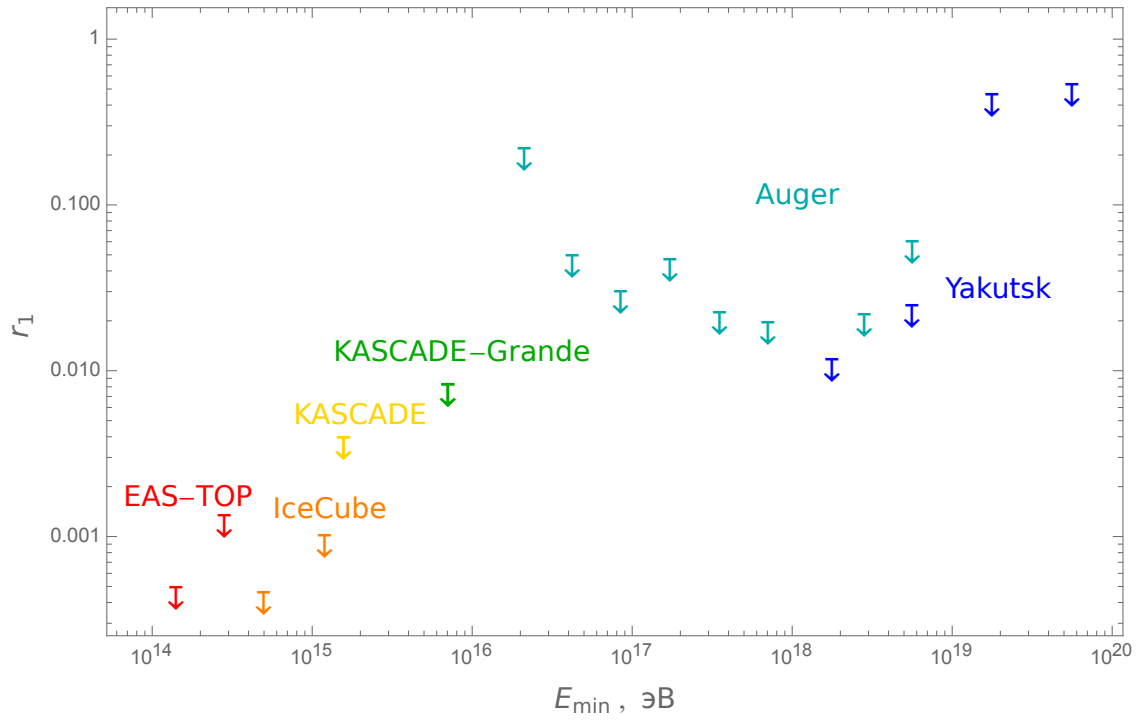


Рис. 4.1 Верхние пределы на амплитуду первой гармоники (4.8) Фурье-анализа по прямому восхождению потока космических лучей в зависимости от их энергии. Pierre Auger [158] (95% C.L.), Якутск [156] (95% C.L.), KASCADE [154] (95% C.L.), KASCADE-Grande [155] (99% C.L.), EAS-TOP [8] (95% C.L.) и IceCube [9] (95% C.L.).



отдельному коэффициенту должно быть получено с достоверностью  $(0.95)^{\frac{1}{2l+1}}$ . Кроме того, поскольку экспериментальные значения  $a_{lm}$  лежат в знакопеременной полосе, в каждом отдельном случае мы выбираем в качестве ограничения ту границу полосы которая имеет тот же знак что и предсказание модели.

Ограничения на время жизни темной материи, следующие из вышеописанных пределов, приведены на Рис. 4.2. Можно видеть, что они целиком лежат внутри области, исключенной фотонными пределами. Поскольку фотонные пределы и пределы на анизотропию были получены одними и теми же экспериментами, можно сделать вывод, что эксперименты ШАЛ более чувствительны к фотонам от распада темной материи чем к соответствующей анизотропии.

Другая важная особенность заключается в том, что ограничения из анизотропии сильнее для более высоких энергий — высоких масс  $M_\chi$ . Это объясняется тем, что изотропный “экспериментальный” поток космических лучей растет с уменьшением энергии быстрее чем точность измерения анизотропии. Как и ожидалось, ограничения из анализа полного неба превосходят ограничения из анализа неполного неба отдельными экспериментами. Неожиданным, однако, оказывается тот факт, что для полного неба пределы на вторую гармонику ограничивают  $\tau$  сильнее чем пределы на первую гармонику, хотя в последнем случае предсказываемый модельный угловой спектр мощности больше (см. ниже). В настоящем случае это противоречие объясняется непропорционально близким к нулю пределом на один из коэффициентов  $a_{2m}$ , что не компенсируется описанным выше статистическим штрафом. Ограничения получаемые из третьей гармоники анализа полного неба ожидаемо оказываются слабее ограничений из первых двух гармоник и не приведены на Рис. 4.2. Небольшое усиление всех ограничений около  $M_\chi = 10^{14}$  ГэВ вызвано учетом вклада протонов от распада темной материи в Млечном Пути, его влияние на итоговый результат, как и предполагалось, имеет порядок 10%.

Для дальнейшего развития экспериментального анализа имеет смысл оценить уровень крупномасштабной анизотропии, который должен наблюдаться

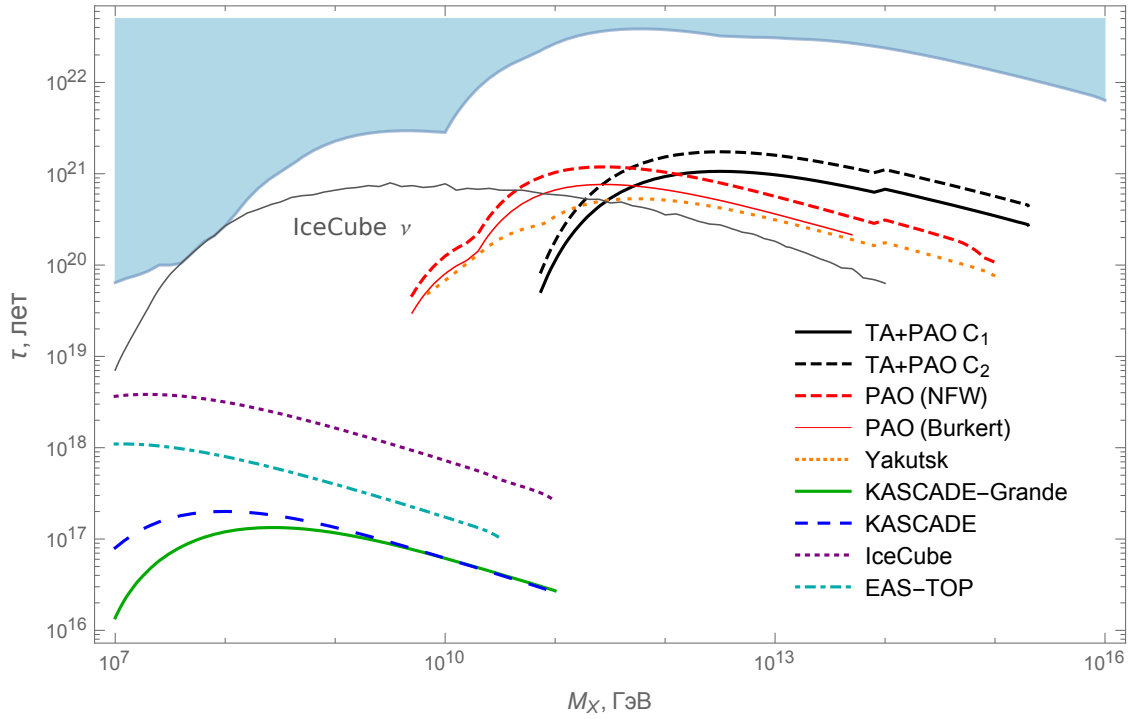


Рис. 4.2 Ограничения на время жизни  $\tau$  частиц темной материи в зависимости от их масс  $M_\chi$ , полученные на уровне достоверности 95%. В предположении распределения темной материи NFW ограничения получены: из совместного анализа полного неба экспериментами Telescope Array и Pierre Auger [124] — первая гармоника (сплошная черная линия) и вторая гармоника (штрихованная черная линия); из пределов на амплитуду первой гармоники анализа неполного неба экспериментами Pierre Auger [158] (штрихованная красная линия), Yakutsk [156] (пунктирная оранжевая линия), IceCube [9] (пунктирная фиолетовая линия), EAS-TOP [8] (штрихпунктирная голубая линия), KASCADE [154] (штрихованная синяя линия) и KASCADE-Grande [155] (сплошная зеленая линия) (в случае KASCADE-Grande уровень достоверности составляет 99%). В предположении распределения темной материи Буркерта получены ограничения из пределов на амплитуду первой гармоники анализа неполного неба в эксперименте Pierre Auger [158] (сплошная красная линия). Область параметров исключенная фотонными и нейтринными пределами показана белым. Также, для сравнения показаны нейтринные ограничения IceCube из Главы 3 (сплошная серая линия).

если предположить что темная материя имеет параметры, маргинально разрешенные наиболее жесткими на сегодняшний день фотонными ограничениями [68]. Такая оценка для отдельных экспериментов и для полного неба представлена на Рис. 4.3–4.4 соответственно, для сравнения показаны текущие экспериментальные пределы. Для отдельных экспериментов мы приводим оценку необходимой чувствительности в терминах амплитуды  $r_1$  первой гармоники анализа по прямому восхождению. Различие этих предсказаний для различных экспериментов отражает факт зависимости наблюдаемой в эксперименте анизотропии от его поля зрения. Мы приводим оценки для экспериментов Pierre Auger и Telescope Array в диапазоне энергий первичных частиц от  $10^{16}$  до  $10^{20.5}$  эВ и для эксперимента IceCube в диапазоне от  $10^{14}$  до  $10^{16}$  эВ. В эксперименте Telescope Array в ближайшее время ожидается два расширения наземной решетки: низкоэнергетическое расширение [74], которое позволит наблюдать ШАЛ с энергиями первичных частиц от  $10^{16}$  эВ и высокоэнергетическое расширение  $TA \times 4$  [74, 76], которое даст существенный прирост в экспозиции эксперимента. Однако, можно видеть, что находящиеся в Южном полушарии эксперименты Pierre Auger и IceCube имеют преимущество в исследовании галактической анизотропии перед находящимся в Северном полушарии Telescope Array, благодаря возможности наблюдения сигнала от Галактического Центра. В то же время, можно отметить, что для всех экспериментов регистрация максимальной возможной анизотропии от распада темной материи возможна только при условии существенного увеличения чувствительности установки. Так, чувствительность эксперимента IceCube должна быть увеличена приблизительно на два порядка величины, тогда как для эксперимента Pierre Auger соответствующее значение составляет от  $\sim 10^4$  раз при  $10^{16}$  эВ до  $\sim 20$  раз при энергии 1 ЭэВ.

Мы также оцениваем чувствительность, необходимую для возможного детектирования анизотропии от распада темной материи, в терминах двух первых мод углового спектра мощности  $C_1$  и  $C_2$ . Тогда как ограничения на пара-

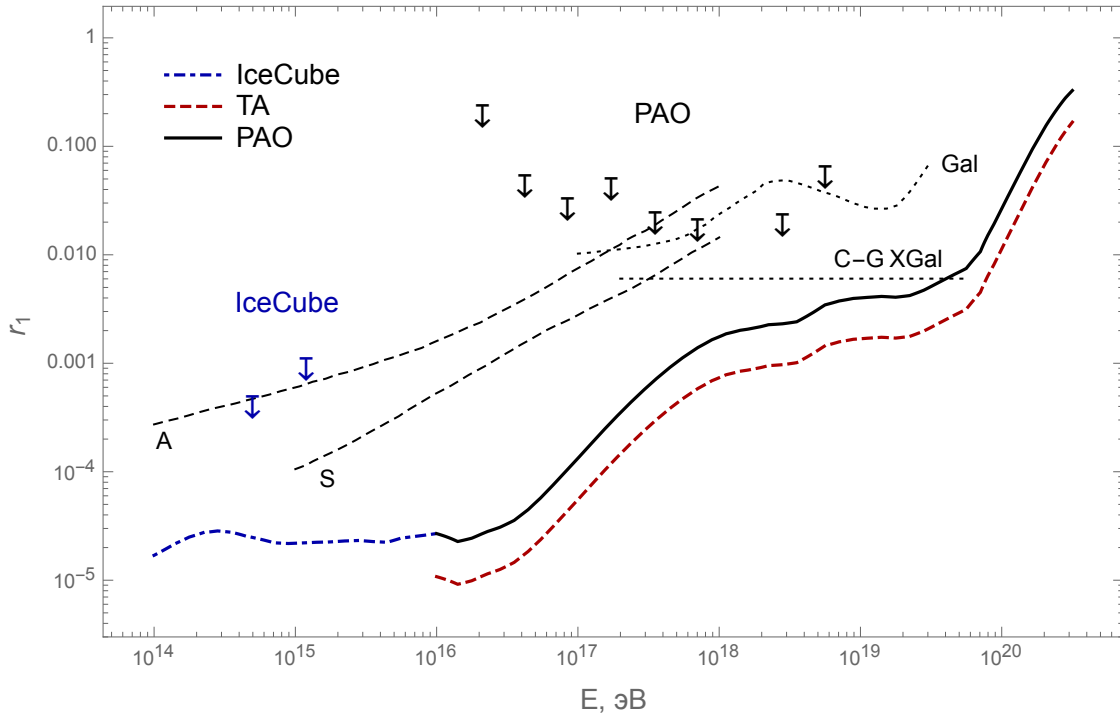


Рис. 4.3 Ожидаемая анизотропия космических лучей от распада темной материи с временем жизни минимально разрешенным фотонными ограничениями. Показана амплитуда  $r_1$  первой гармоники анализа по неполному небу для экспериментов IceCube, Telescope Array и Pierre Auger, как функция энергии космических лучей  $E$ . Для каждого значения энергии  $r_1(E)$  вычисляется в интервале шириной 0.1 декады вокруг этого значения, причем выбирается максимальное значение  $r_1(E)$  среди всех масс  $M_X$  которые производят поток частиц при данной энергии (мы рассматриваем спектры распада в диапазоне  $10^{-5} \leq x < 1$ ). Современные ограничения экспериментов Pierre Auger [158] и IceCube [9, 158] приведены для сравнения. Также показаны предсказания альтернативных сценариев происхождения анизотропии: двух моделей галактического магнитного поля с различными симметриями (A и S) [163], модели, где все космические лучи имеют галактическое происхождение (Gal) [164] и модели учитывающей эффект Комптона-Геттинга для внегалактических космических лучей (C-G X Gal) [165].

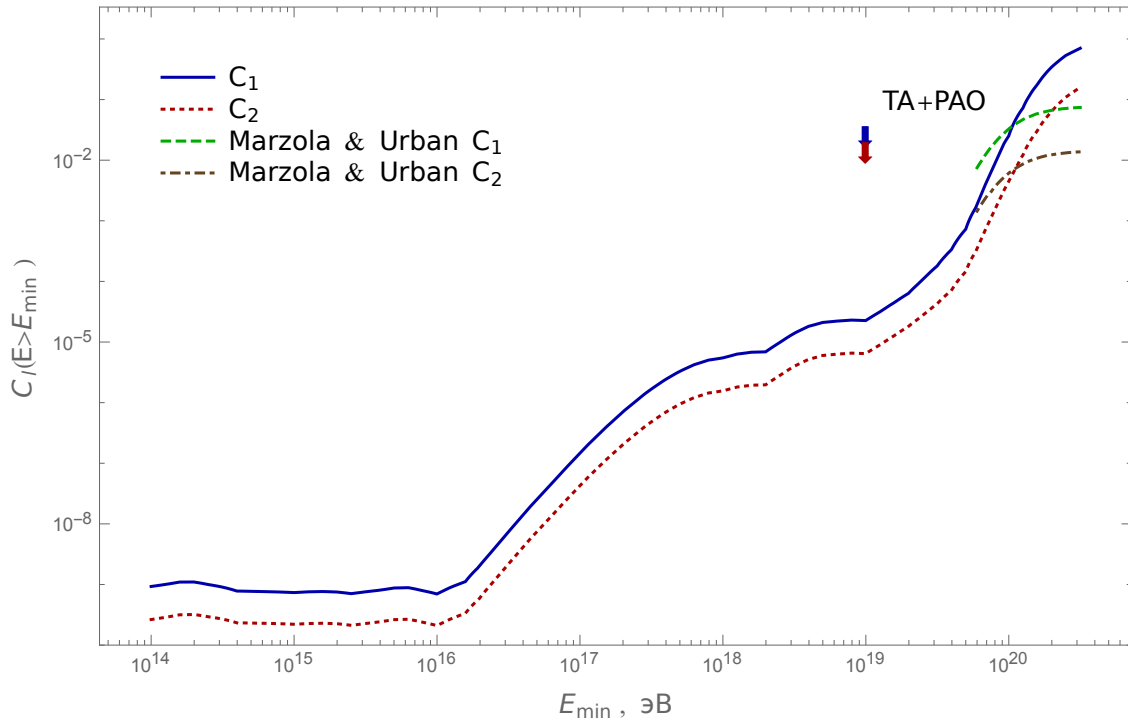


Рис. 4.4 Ожидаемая анизотропия от распада темной материи с минимально разрешенным временем жизни в терминах углового спектра мощности  $C_l$  для  $l = 1$  и  $l = 2$ . Для каждого значения энергии показано интегральное значение  $C_1(E > E_{\min})$  (сплошная синяя линия) и  $C_2(E > E_{\min})$  (пунктирная красная линия), максимальное среди всех масс  $M_X$  генерирующих поток частиц в этом диапазоне энергий. Также представлены предсказания для аналогичной модели темной материи, полученные в работе [166] для  $C_1$  (штрихованная зеленая линия) и  $C_2$  (штрихпунктирная коричневая линия). Для сравнения даны текущие экспериментальные пределы из совместной работы Telescope Array и Auger [124].

метры темной материи из анализа полного неба, представленные на Рис. 4.2, были получены с использованием пределов на коэффициенты  $a_{1m}$  и  $a_{2m}$ , спектр мощности  $C_l$  является более подходящей наблюдаемой для оценки общей чувствительности данной гармоники к предсказываемой моделью структуре анизотропии. В этом смысле представленные оценки консервативны. Из Рис. 4.3–4.4 можно видеть, что область больших энергий космических лучей является наиболее подходящей для поиска анизотропии, обусловленной распадом темной материи, тогда как при энергиях порядка 10 ЭэВ чувствительность должна быть увеличена в несколько сотен раз по сравнению с существующим анализом.

### **4.3. Обсуждение роли различных наблюдаемых в непрямом поиске тяжелой темной материи**

Полученные результаты свидетельствуют о том, что текущие эксперименты ШАЛ более чувствительны к фотонам от распада тяжелой темной материи чем к соответствующей анизотропии. Это происходит благодаря достаточно хорошему разделению адронных и фотонных ШАЛ в экспериментальных данных и одновременно из-за недостаточной чувствительности наземных ШАЛ экспериментов к крупномасштабной анизотропии. В последнем случае препятствием служит необходимость совместной обработки данных как минимум двух экспериментов для проведения гармонического анализа полного неба. Нужно также отметить взаимосвязь между поисками фотонного сигнала и анизотропии. Из всей совокупности ограничений, полученных в настоящей работе, можно сделать вывод, что крупномасштабная анизотропия космических лучей, наблюдаемая в различных экспериментах в настоящее время и в будущем, должна иметь источник отличный от распада темной материи, если наблюдение этой анизотропии не сопровождается также наблюдением потока фотонов. Например, таким источником могут быть астрофизические источники чье рас-

пределение следует крупномасштабной структуре Вселенной [150–153] или анизотропные процессы ускорения частиц в более близком космосе [146, 147, 167]. Другими словами, пока фотоны соответствующих энергий не зарегистрированы, возможный сигнал темной материи не может помешать изучению крупномасштабной анизотропии астрофизического происхождения. Из Рис. 4.3 также можно видеть, что предсказываемый уровень амплитуды первой Фурье-гармоники, генерируемой распадом темной материи, уступает конкурирующим предсказаниям астрофизических моделей. Из этого можно сделать вывод, что в случае детектирования фотонов для выяснения их происхождения необходим будет достаточно тонкий анализ анизотропии полного потока космических лучей, включающий, возможно, изучение высших мультиполей и их отдельных гармонических коэффициентов. Альтернативой этому может стать анализ первой гармоники чистого фотонного сигнала.

Некоторые планируемые ШАЛ эксперименты, в противоположность ныне действующим, могут быть более чувствительны к анизотропии космических лучей происходящей из распада темной материи чем к соответствующему фотонному сигналу. Например, планируемый орбитальный эксперимент EUSO будет иметь высокую чувствительность к анизотропии [168], тогда как его способность к различению фотонных и адронных ШАЛ будет заведомо ниже чем у существующих наземных экспериментов [15]. В работе [166] перспективы EUSO по детектированию анизотропии от распада темной материи, разрешенной текущими фотонными пределами, были оценены как благоприятные. В то же время, планируемое в действующих экспериментах Pierre Auger и Telescope Array увеличение чувствительности к первичным фотонам [112] может сделать их даже более эффективными в поисках сигнала от распада тяжелой темной материи.

#### 4.4. Выводы к четвертой главе

В данной главе наблюдаемая в ШАЛ экспериментах анизотропия потока космических лучей, а также пределы на нее, были рассмотрены в контексте предсказаний моделей темной материи с массами  $10^7 \leq M_X \leq 10^{16}$  ГэВ, распадающейся через первичный канал  $X \rightarrow q\bar{q}$ . Было показано, что существующие верхние пределы на анизотропию ограничивают время жизни темной материи слабее, чем пределы на поток фотонов, установленные, в том числе, теми же самыми экспериментами. Был оценен уровень чувствительности к анизотропии, который должен быть достигнут в существующих или будущих экспериментах для возможности регистрации сигнала моделей темной материи, ограниченных фотонными пределами. Поскольку предсказываемая таким образом дипольная анизотропия имеет меньшую величину чем в конкурирующих астрофизических предсказаниях, в случае регистрации фотонного сигнала для выяснения его происхождения будет необходимо использовать не только дипольную амплитуду, но и другие анизотропийные наблюдаемые, например дипольную фазу и параметры высших гармоник. Также, на основании полученных ограничений был сделан вывод о том, что в ближайшем будущем наиболее перспективным направлением непрямого поиска тяжелой темной материи будет поиск ее фотонного сигнала в ныне действующих наземных установках ШАЛ.



## Заключение

Кратко перечислим основные результаты, полученные в диссертации:

1. Из современных данных о диффузном потоке космических фотонов с энергиями выше 100 ТэВ получены наиболее сильные на сегодня ограничения на время жизни тяжелой темной материи, распадающейся в адроны.
2. Получены верхние пределы на количество нейтрино от адронного распада тяжелой темной материи, зарегистрированное в экспериментах IceCube и Pierre Auger, а также соответствующие этим пределам ограничения на время жизни темной материи. Показано, что эти ограничения почти для всех масс  $M_X$  не превосходят фотонных ограничений, что не оказывает поддержки гипотезе о происхождении нейтринного сигнала IceCube в распаде такой темной материи.
3. Получены ограничения на время жизни тяжелой темной материи, обусловленные современными экспериментальными верхними пределами на анизотропию космических лучей.
4. Исследована роль фотонных, нейтринных и анизотропийных наблюдаемых в непрямом поиске тяжелой темной материи. Показано, что наиболее перспективным направлением первичного поиска ее сигнала является поиск фотонов, тогда как исследования нейтринного сигнала и анизотропии позволяют уточнить происхождение фотонного сигнала, в случае его регистрации.

Можно предложить несколько способов уточнения результатов, полученных в Главах 2-4. Во-первых, результаты могут быть расширены путем рассмотрения не адронных каналов распада тяжелой темной материи. Для этой цели можно использовать, например, Монте-Карло генератор PITHIA [78, 79].

В этом случае, соответствующие ограничения на время жизни темной материи могут быть получены для более узкого диапазона ее масс, чем обсуждавшийся в настоящей работе. В то же время, используя комбинации ограничений для нескольких каналов распада, можно вывести ограничения на различные реалистичные модели тяжелой темной материи.

Другим направлением уточнения полученных результатов может быть более точный учет эффектов распространения фотонов в межзвездной среде, в частности, учет отклонения каскадных  $e^\pm$  в магнитном поле Галактики, приводящего к дополнительной модификации итогового каскадного спектра фотонов. Это можно сделать, например, путем использования численного кода GALPROP [169].

Результаты первой Главы могут быть обновлены, путем анализа фотонного сигнала от выделенных направлений. Как правило, экспериментальные верхние пределы на поток частиц от выделенного направления оказываются строже, чем аналогичные пределы на диффузный поток. Подходящим набором данных для такого анализа являются результаты недавней работы Pierre Auger [114], где были получены ограничения на поток фотонов от выделенных групп источников, включая особенно интересный с точки зрения поиска темной материи сигнал от галактического центра. С этой же целью представляется интересным использовать пределы на поток фотонов от карликовых галактик-спутников Млечного Пути, которые могут быть выделены из результатов слепого поиска фотонов от точечных источников, полученных Pierre Auger в работе [113].

Полученные в Главах 2-4 результаты являются консервативными. Они могут быть усилены, путем учета некоторых дополнительных, не связанных с распадом темной материи, вкладов в соответствующие наблюдаемые. Как уже было упомянуто в Главе 2, улучшить результаты ограничений получаемых из данных о фотонах, можно предполагая некоторый минимальный, т.е. теоретически гарантированный, поток космогенных фотонов, а также минимальный

вклад неразрешенных астрофизических источников. Ограничения, полученные путем исследования нейтринного сигнала IceCube, могут быть усилены, если предположить что зарегистрированные нейтринные события имеют астрофизическое происхождение. Аналогичное предположение может быть сделано о происхождении анизотропии космических лучей, зарегистрированной экспериментами IceCube [9] и EAS-TOР [8], хотя в данном случае нельзя ожидать существенного улучшения анизотропийных ограничений на время жизни темной материи.

В то же время, уточнение результатов Главы 4 возможно в той их части, которая оценивает чувствительность существующих и планируемых экспериментов ШАЛ к анизотропии космических лучей. Более точным методом поиска анизотропии, до настоящего времени не использованным в ШАЛ экспериментах, однако широко применяющемся в анализе сигналов при более низких энергиях частиц, могло бы быть сравнение экспериментальной карты неба с моделью сигнала распада темной материи с помощью метода максимального правдоподобия.

Резюмируя, хотелось бы отметить, что в связи с вводом в строй новых экспериментов астрофизики частиц и активным усовершенствованием действующих экспериментов, в ближайшее время возможен существенный прогресс в области непрямого поиска тяжелой темной материи.

В заключении я хотел бы выразить благодарность своему научному руководителю Г. И. Рубцову за внимание к моей работе, существенную поддержку и многочисленные ценные замечания. Также хотел бы поблагодарить своего соавтора О. Е. Калашева за многочисленные обсуждения и плодотворное сотрудничество. Отдельную благодарность хотелось бы выразить С. В. Троицкому, который обратил мое внимание на предмет настоящей работы и сделал множество ценных замечаний в процессе ее выполнения, и В. А. Рубакову за поддержку моей работы и предложение идеи исследования анизотропии кос-

мических лучей.

Хотелось бы поблагодарить В. Березинского, М. Кахельрисса и Р. Алоизио за любезное предоставление написанного ими программного кода для вычисления спектров распада темной материи, Д. С. Гобунова, А. Г. Панина, А. Л. Катаева за ценные научные комментарии и весь коллектив отдела теоретической физики ИЯИ РАН за доброжелательную атмосферу, способствующую научной работе.

## Список сокращений и условных обозначений

ШАЛ — широкий атмосферный ливень

HDM — тяжелая темная матери (heavy dark matter)

WIMP — слабо взаимодействующая тяжелая частица (weakly interacting massive particle)

LSP — легчайшая суперсимметричная частица (lightest supersymmetric particle)

NFW — распределение темной материи Наварро-Френка-Уайта

CMB — реликтовое микроволновое излучение (cosmic microwave background)

EBL — внегалактическое фоновое излучение (extragalactic background light)

э/м — электромагнитный

ОКР — обратное комптоновское рассеяние

ГЗК — обрезание Грейзена-Зацепина-Кузьмина

ДГЛАП — уравнения Докшицера-Грибова-Липатова-Альтарелли-Паризи

РАО — обсерватория им. Пьера Оже

ТА — эксперимент Telescope Array

ПэВ — петаэлектронвольт,  $10^{15}$  эВ

ЭэВ — эксаэлектронвольт,  $10^{18}$  эВ

## Список литературы

1. 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:astro-ph.IM/0902.1089](#).
2. Aartsen M. G. et al. The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems // *JINST.* 2017. Vol. 12, no. 03. P. P03012. [arXiv:astro-ph.IM/1612.05093](#).
3. Aab A. et al. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory // *Nucl. Instrum. Meth.* 2015. Vol. A798. P. 172–213. [arXiv:astro-ph.IM/1502.01323](#).
4. Abu-Zayyad T. et al. The surface detector array of the Telescope Array experiment // *Nucl. Instrum. Meth.* 2013. Vol. A689. P. 87–97. [arXiv:astro-ph.IM/1201.4964](#).
5. Abbott B. P. et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 116, no. 6. P. 061102. [arXiv:gr-qc/1602.03837](#).
6. Daylan T., Finkbeiner D. P., Hooper D. et al. The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way: A case for annihilating dark matter // *Phys. Dark Univ.* 2016. Vol. 12. P. 1–23. [arXiv:astro-ph.HE/1402.6703](#).
7. Su M., Slatyer T. R., Finkbeiner D. P. Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: AGN Activity or Bipolar Galactic Wind? // *Astrophys. J.* 2010. Vol. 724. P. 1044–1082. [arXiv:astro-ph.HE/1005.5480](#).
8. Aglietta M. et al. Evolution of the cosmic ray anisotropy above  $10^{14}$  eV // *Astrophys. J.* 2009. Vol. 692. P. L130–L133. [arXiv:astro-ph.HE/0901.2740](#).
9. Aartsen M. G. et al. Anisotropy in Cosmic-ray Arrival Directions in the Southern Hemisphere Based on six Years of Data From the Icecube Detector // *Astrophys. J.* 2016. Vol. 826, no. 2. P. 220. [arXiv:astro-ph.HE/1603.01227](#).
10. Greisen K. End to the cosmic ray spectrum? // *Phys. Rev. Lett.* 1966. Vol. 16. P. 748–750.

11. Zatsepin G. T., Kuzmin V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays // *JETP Lett.* 1966. Vol. 4. P. 78–80. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.4,114(1966)].
12. 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](#).
13. Abraham J. et al. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above  $4 \times 10^{19}$ eV // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101. P. 061101. [arXiv:astro-ph/0806.4302](#).
14. 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:astro-ph.HE/1205.5067](#).
15. Dawson B. R., Fukushima M., Sokolsky P. Past, Present and Future of UHE-CR Observations. 2017. [arXiv:astro-ph.HE/1703.07897](#).
16. Aharonian F. et al. A Low level of extragalactic background light as revealed by gamma-rays from blazars // *Nature*. 2006. Vol. 440. P. 1018–1021. [arXiv:astro-ph/0508073](#).
17. Troitsky S. V. Axion-like particles and the propagation of gamma rays over astronomical distances // *JETP Lett.* 2017. Vol. 105, no. 1. P. 55–59. [arXiv:astro-ph.HE/1612.01864](#).
18. Aartsen M. G. et al. Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector // *Science*. 2013. Vol. 342. P. 1242856. [arXiv:astro-ph.HE/1311.5238](#).
19. Aartsen M. G. et al. Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 113. P. 101101. [arXiv:astro-ph.HE/1405.5303](#).
20. Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln // *Helv. Phys. Acta*. 1933. Vol. 6. P. 110–127. [Gen. Rel. Grav.41,207(2009)].
21. Silk J. et al. *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches* / Ed. by G. Bertone. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010. IS-

- BN: 9781107653924. URL: <http://www.cambridge.org/uk/catalogue/catalogue.asp?isbn=9780521763684>.
22. Patrignani C. et al. Review of Particle Physics // *Chin. Phys.* 2016. Vol. C40, no. 10. P. 100001.
  23. Springel V. et al. Simulating the joint evolution of quasars, galaxies and their large-scale distribution // *Nature*. 2005. Vol. 435. P. 629–636. [arXiv:astro-ph/0504097](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504097).
  24. Klypin A., Trujillo-Gomez S., Primack J. Halos and galaxies in the standard cosmological model: results from the Bolshoi simulation // *Astrophys. J.* 2011. Vol. 740. P. 102. [arXiv:astro-ph.CO/1002.3660](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1002.3660).
  25. Bekenstein J. D. Relativistic gravitation theory for the MOND paradigm // *Phys. Rev.* 2004. Vol. D70. P. 083509. [Erratum: *Phys. Rev.*D71,069901(2005)]. [arXiv:astro-ph/0403694](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0403694).
  26. Chamseddine A. H., Mukhanov V. Mimetic Dark Matter // *JHEP*. 2013. Vol. 11. P. 135. [arXiv:astro-ph.CO/1308.5410](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1308.5410).
  27. Verlinde E. P. Emergent Gravity and the Dark Universe. 2016. [arXiv:hep-th/1611.02269](https://arxiv.org/abs/hep-th/1611.02269).
  28. Bertone G., Hooper D., Silk J. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints // *Phys. Rept.* 2005. Vol. 405. P. 279–390. [arXiv:hep-ph/0404175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0404175).
  29. 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>.
  30. Jungman G., Kamionkowski M., Griest K. Supersymmetric dark matter // *Phys. Rept.* 1996. Vol. 267. P. 195–373. [arXiv:hep-ph/9506380](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9506380).
  31. Aprile E. et al. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 109. P. 181301. [arXiv:astro-ph.CO/1207.5988](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1207.5988).
  32. Akerib D. S. et al. First results from the LUX dark matter experiment at the



- Sanford Underground Research Facility // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112. P. 091303. [arXiv:astro-ph.CO/1310.8214](#).
33. Gaskins J. M. A review of indirect searches for particle dark matter // *Contemp. Phys.* 2016. Vol. 57, no. 4. P. 496–525. [arXiv:astro-ph.HE/1604.00014](#).
34. Adriani O. et al. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV // *Nature*. 2009. Vol. 458. P. 607–609. [arXiv:astro-ph/0810.4995](#).
35. Bernabei R. et al. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI // *Eur. Phys. J.* 2008. Vol. C56. P. 333–355. [arXiv:astro-ph/0804.2741](#).
36. Aad G. et al. Search for supersymmetry at  $\sqrt{s} = 13$  TeV in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector // *Eur. Phys. J.* 2016. Vol. C76, no. 5. P. 259. [arXiv:hep-ex/1602.09058](#).
37. Berlin A. WIMPs with GUTs: Dark Matter Coannihilation with a Lighter Species. 2017. [arXiv:hep-ph/1704.08256](#).
38. Kuzmin V. A., Rubakov V. A. Ultrahigh-energy cosmic rays: A Window to postinflationary reheating epoch of the universe? // *Phys. Atom. Nucl.* 1998. Vol. 61. P. 1028. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9709187](#).
39. 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/astro-ph/9708217](#).
40. Zeldovich Ya. B., Starobinsky A. A. Particle production and vacuum polarization in an anisotropic gravitational field // *Sov. Phys. JETP*. 1972. Vol. 34. P. 1159–1166. [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*61,2161(1971)].
41. Zeldovich Ya. B., Starobinsky A. A. Rate of particle production in gravitational fields // *JETP Lett.* 1977. Vol. 26. P. 252–255. [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*26,373(1977)].
42. Kofman L., Linde A. D., Starobinsky A. A. Reheating after inflation // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 73. P. 3195–3198. [arXiv:hep-th/hep-th/9405187](#).

43. Khlebnikov S. Yu., Tkachev I. I. Resonant decay of Bose condensates // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79. P. 1607–1610. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9610477](#).
44. Khlebnikov S. Yu., Tkachev I. I. The Universe after inflation: The Wide resonance case // *Phys. Lett.* 1997. Vol. B390. P. 80–86. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9608458](#).
45. 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/hep-ph/9809547](#).
46. Chung D. J. H., Kolb E. W., Riotto A. Production of massive particles during reheating // *Phys. Rev.* 1999. Vol. D60. P. 063504. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9809453](#).
47. Chung D. J. H., Kolb E. W., Riotto A. Superheavy dark matter // *Phys. Rev.* 1999. Vol. D59. P. 023501. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9802238](#).
48. Kuzmin V., Tkachev I. Ultrahigh-energy cosmic rays, superheavy long living particles, and matter creation after inflation // *JETP Lett.* 1998. Vol. 68. P. 271–275. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.68,255(1998)]. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9802304](#).
49. Khlopov M. Yu., Chechetkin V. M. Anti-protons in the Universe as Cosmological Test of Grand Unification. (In Russian) // *Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra.* 1987. Vol. 18. P. 627–677.
50. Fargion D., Khlopov M. Yu., Konoplich R. V. et al. On the possibility of detecting the annihilation of very heavy neutrinos in the galactic halo by 1-km<sup>3</sup> neutrino detector // *Mod. Phys. Lett.* 1996. Vol. A11. P. 1363–1370.
51. Gondolo P., Gelmini G., Sarkar S. Cosmic neutrinos from unstable relic particles // *Nucl. Phys.* 1993. Vol. B392. P. 111–136. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9209236](#).
52. 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/astro-ph/0209422](#).

53. Murase K., Laha R., Ando S., Ahlers M. Testing the Dark Matter Scenario for PeV Neutrinos Observed in IceCube // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol. 115, no. 7. P. 071301. [arXiv:hep-ph/1503.04663](#).
54. Bhattacharya A., Reno M. H., Sarcevic I. Reconciling neutrino flux from heavy dark matter decay and recent events at IceCube // *JHEP*. 2014. Vol. 06. P. 110. [arXiv:hep-ph/1403.1862](#).
55. Esmaili A., Serpico P. D. Are IceCube neutrinos unveiling PeV-scale decaying dark matter? // *JCAP*. 2013. Vol. 1311. P. 054. [arXiv:hep-ph/1308.1105](#).
56. Dev P. S. B., Kazanas D., Mohapatra R. N. et al. Heavy right-handed neutrino dark matter and PeV neutrinos at IceCube // *JCAP*. 2016. Vol. 1608, no. 08. P. 034. [arXiv:hep-ph/1606.04517](#).
57. Esmaili A., Kang S. K., Serpico P. D. IceCube events and decaying dark matter: hints and constraints // *JCAP*. 2014. Vol. 1412, no. 12. P. 054. [arXiv:hep-ph/1410.5979](#).
58. Rott C., Kohri K., Park S. C. Superheavy dark matter and IceCube neutrino signals: Bounds on decaying dark matter // *Phys. Rev.* 2015. Vol. D92, no. 2. P. 023529. [arXiv:hep-ph/1408.4575](#).
59. Cohen T., Murase K., Rodd N. L. et al. Gamma-ray Constraints on Decaying Dark Matter and Implications for IceCube. 2016. [arXiv:hep-ph/1612.05638](#).
60. Kuznetsov M. Yu. Hadronically decaying heavy dark matter and high-energy neutrino limits // *JETP Lett.* 2017. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 105, no.9, 533 (2017)]. [arXiv:astro-ph.HE/1611.08684](#).
61. Feldstein B., Kusenko A., Matsumoto S., Yanagida T. T. Neutrinos at IceCube from Heavy Decaying Dark Matter // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D88, no. 1. P. 015004. [arXiv:hep-ph/1303.7320](#).
62. Aloisio R., Berezhinsky V., Kachelriess M. On the status of superheavy dark matter // *Phys. Rev.* 2006. Vol. D74. P. 023516. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0604311](#).
63. Kolb E. W., Chung D. J. H., Riotto A. *WIMPzillas!* // Trends in theoret-

- ical physics II. Proceedings, 2nd La Plata Meeting, Buenos Aires, Argentina, November 29-December 4, 1998. 1998. P. 91–105. [91(1998)]. [arXiv:hep-ph/9810361](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9810361). URL: [http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find\\_paper.pl?conf-98-325](http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?conf-98-325).
64. Kuzmin V. A., Tkachev I. I. Ultrahigh-energy cosmic rays and inflation relics // *Phys. Rept.* 1999. Vol. 320. P. 199–221. [arXiv:hep-ph/9903542](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9903542).
65. 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](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411468).
66. Gorbunov D. S., Panin A. G. Free scalar dark matter candidates in  $R^2$ -inflation: the light, the heavy and the superheavy // *Phys. Lett.* 2012. Vol. B718. P. 15–20. [arXiv:astro-ph.CO/1201.3539](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO/1201.3539).
67. 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:astro-ph/0812.1020](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0812.1020).
68. Kalashev O. K., Kuznetsov M. Yu. Constraining heavy decaying dark matter with the high energy gamma-ray limits // *Phys. Rev.* 2016. Vol. D94, no. 6. P. 063535. [arXiv:astro-ph.HE/1606.07354](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1606.07354).
69. Kalashev O. E., Kuznetsov M. Yu. Heavy decaying dark matter and large-scale anisotropy of high-energy cosmic rays. 2017. [arXiv:astro-ph.HE/1704.05300](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1704.05300).
70. Dzhappuev D. D. et al. Search for diffuse cosmic gamma rays of energy  $E(\gamma) > 100$  TeV with the Carpet-3 air shower array // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. Vol. 798, no. 1. P. 012028.
71. 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.
72. Di Sciascio G. The LHAASO experiment: from Gamma-Ray Astronomy to

- Cosmic Rays // *Nucl. Part. Phys. Proc.* 2016. Vol. 279-281. P. 166–173. [arXiv:astro-ph.HE/1602.07600](#).
73. Margiotta A. Status of the KM3NeT project // *JINST.* 2014. Vol. 9. P. C04020. [arXiv:astro-ph.IM/1408.1132](#).
74. Sagawa H. Telescope Array extension // *Nucl. Part. Phys. Proc.* 2016. Vol. 279-281. P. 145–152.
75. Avrorin A. D. et al. The prototyping/early construction phase of the BAIKAL-GVD project // *Nucl. Instrum. Meth.* 2014. Vol. A742. P. 82–88. [arXiv:astro-ph.IM/1308.1833](#).
76. Sagawa H. Telescope Array extension: TA<sub>x4</sub> // *PoS.* 2016. Vol. ICRC2015. P. 657.
77. Aab A. et al. The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report. 2016. [arXiv:astro-ph.IM/1604.03637](#).
78. Sjostrand T., Mrenna S., Skands P. Z. PYTHIA 6.4 Physics and Manual // *JHEP.* 2006. Vol. 05. P. 026. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0603175](#).
79. Sjöstrand T., Ask S., Christiansen J. R. et al. An Introduction to PYTHIA 8.2 // *Comput. Phys. Commun.* 2015. Vol. 191. P. 159–177. [arXiv:hep-ph/1410.3012](#).
80. Bahr M. et al. Herwig++ Physics and Manual // *Eur. Phys. J.* 2008. Vol. C58. P. 639–707. [arXiv:hep-ph/0803.0883](#).
81. Aloisio R., Berezhinsky V., Kachelriess M. Fragmentation functions in SUSY QCD and UHECR spectra produced in top - down models // *Phys. Rev.* 2004. Vol. D69. P. 094023. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0307279](#).
82. 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/hep-ph/0108098](#).
83. 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/hep-ph/0202072](#).

84. 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](#).
85. Gribov V. N., Lipatov L. N. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1972. Vol. 15. P. 438–450. [*Yad. Fiz.*15,781(1972)].
86. Lipatov L. N. The parton model and perturbation theory // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1975. Vol. 20. P. 94–102. [*Yad. Fiz.*20,181(1974)].
87. Dokshitzer Y. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. // *Sov. Phys. JETP.* 1977. Vol. 46. P. 641–653. [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*73,1216(1977)].
88. Altarelli G., Parisi G. Asymptotic Freedom in Parton Language // *Nucl. Phys.* 1977. Vol. B126. P. 298–318.
89. Hirai M., Kumano S., Nagai T. H., Sudoh K. Determination of fragmentation functions and their uncertainties // *Phys. Rev.* 2007. Vol. D75. P. 094009. [arXiv:hep-ph/0702250](#).
90. Ciafaloni P., Comelli D., Riotto A. et al. Weak Corrections are Relevant for Dark Matter Indirect Detection // *JCAP.* 2011. Vol. 1103. P. 019. [arXiv:hep-ph/1009.0224](#).
91. Cirelli M., Corcella G., Hektor A. et al. PPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection // *JCAP.* 2011. Vol. 1103. P. 051. [Erratum: *JCAP*1210,E01(2012)]. [arXiv:hep-ph/1012.4515](#).
92. Kelner S. R., Aharonian F. A., Bugayov V. V. Energy spectra of gamma-rays, electrons and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime // *Phys. Rev.* 2006. Vol. D74. P. 034018. [Erratum: *Phys. Rev.*D79,039901(2009)]. [arXiv:astro-ph/0606058](#).
93. Kuhlen M., Madau P., Silk J. Exploring Dark Matter with Milky Way substructure // *Science.* 2009. Vol. 325. P. 970–973. [arXiv:astro-ph.GA/0907.0005](#).

94. 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/astro-ph/9508025](#).
95. Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. A Universal density profile from hierarchical clustering // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 490. P. 493–508. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9611107](#).
96. Эйнасто Я. Э. О ПОСТРОЕНИИ СОСТАВНОЙ МОДЕЛИ ГАЛАКТИКИ И ОПРЕДЕЛЕНИИ СИСТЕМЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ // Труды Астрофизического Института Алма-Ата. 1965. Vol. 5. P. 87–100.
97. Graham A. W., Merritt D., Moore B. et al. Empirical models for Dark Matter Halos. I. Nonparametric Construction of Density Profiles and Comparison with Parametric Models // *Astron. J.* 2006. Vol. 132. P. 2685–2700. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0509417](#).
98. Navarro J. F., Ludlow A., Springel V. et al. The Diversity and Similarity of Cold Dark Matter Halos // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2010. Vol. 402. P. 21. [arXiv:astro-ph/0810.1522](#).
99. Diemand J., Moore B., Stadel J. Convergence and scatter of cluster density profiles // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2004. Vol. 353. P. 624. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0402267](#).
100. de Blok W. J. G. The Core-Cusp Problem // *Adv. Astron.* 2010. Vol. 2010. P. 789293. [arXiv:astro-ph.CO/0910.3538](#).
101. Bahcall J. N., Soneira R. M. The Universe at faint magnitudes. 2. Models for the predicted star counts // *Astrophys. J. Suppl.* 1980. Vol. 44. P. 73–110.
102. Begeman K. G., Broeils A. H., Sanders R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1991. Vol. 249. P. 523.
103. Burkert A. The Structure of dark matter halos in dwarf galaxies // *IAU Symp.* 1996. Vol. 171. P. 175. [Astrophys. J.447,L25(1995)]. [arXiv:](#)

- [iv:astro-ph/astro-ph/9504041](#).
104. Xue X. X. et al. The Milky Way's Circular Velocity Curve to 60 kpc and an Estimate of the Dark Matter Halo Mass from Kinematics of 2400 SDSS Blue Horizontal Branch Stars // *Astrophys. J.* 2008. Vol. 684. P. 1143–1158. [arXiv:astro-ph/0801.1232](#).
  105. Berezhinsky V., Kalashev O. High energy electromagnetic cascades in extragalactic space: physics and features // *Phys. Rev.* 2016. Vol. D94, no. 2. P. 023007. [arXiv:astro-ph.HE/1603.03989](#).
  106. Lee S. On the propagation of extragalactic high-energy cosmic and gamma-rays // *Phys. Rev.* 1998. Vol. D58. P. 043004. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9604098](#).
  107. 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:astro-ph.HE/1406.0735](#).
  108. Esmaili A., Serpico P. D. Gamma-ray bounds from EAS detectors and heavy decaying dark matter constraints // *JCAP*. 2015. Vol. 1510, no. 10. P. 014. [arXiv:hep-ph/1505.06486](#).
  109. Bilenky S. M., Petcov S. T. Massive Neutrinos and Neutrino Oscillations // *Rev. Mod. Phys.* 1987. Vol. 59. P. 671. [Erratum: *Rev. Mod. Phys.* 60,575(1988)].
  110. Gonzalez-Garcia M. C., Maltoni M., Salvado J., Schwetz T. Global fit to three neutrino mixing: critical look at present precision // *JHEP*. 2012. Vol. 12. P. 123. [arXiv:hep-ph/1209.3023](#).
  111. Haverkorn M. Magnetic Fields in the Milky Way. 2014. [arXiv:astro-ph.GA/1406.0283](#).
  112. Karg T., Alvarez-Muñiz J., Kuempel D. et al. Report from the Multi-Messenger Working Group at UHECR-2014 Conference // *JPS Conf. Proc.* 2016. Vol. 9. P. 010021. [arXiv:astro-ph.HE/1510.02050](#).
  113. Aab A. et al. A search for point sources of EeV photons // *Astrophys. J.* 2014.



- Vol. 789, no. 2. P. 160. [arXiv:astro-ph.HE/1406.2912](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1406.2912).
114. Aab A. et al. A targeted search for point sources of EeV photons with the Pierre Auger Observatory // *Astrophys. J.* 2017. Vol. 837, no. 2. P. L25. [arXiv:astro-ph.HE/1612.04155](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1612.04155).
115. Aab A. et al. Search for photons with energies above  $10^{18}$  eV using the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory // *JCAP*. 2017. Vol. 1704, no. 04. P. 009. [arXiv:astro-ph.HE/1612.01517](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1612.01517).
116. Bleve C. Updates on the neutrino and photon limits from the Pierre Auger Observatory // *PoS*. 2016. Vol. ICRC2015. P. 1103.
117. Rubtsov G. I., Fukushima M., Ivanov D. et al. Telescope Array search for photons and neutrinos with the surface detector data // *PoS*. 2016. Vol. ICRC2015. P. 331.
118. 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:astro-ph.HE/0907.0374](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/0907.0374).
119. Chantell M. C. et al. Limits on the isotropic diffuse flux of ultrahigh-energy gamma radiation // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79. P. 1805–1808. [arXiv:astro-ph/9705246](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9705246).
120. Schatz G. et al. Search for extremely high energy gamma rays with the KASCADE experiment // Proceedings, 28th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2003): Tsukuba, Japan, July 31-August 7, 2003. 2003. P. 2293–2296. URL: <http://www-rcn.icrr.u-tokyo.ac.jp/icrc2003/PROCEEDINGS/PDF/566.pdf>.
121. Kang D. et al. A limit on the diffuse gamma-rays measured with KASCADE-Grande // *J. Phys. Conf. Ser.* 2015. Vol. 632, no. 1. P. 012013.
122. Fomin Yu. A., Kalmykov N. N., Karpikov I. S. et al. Constraints on the flux of  $\sim (10^{16} - 10^{17.5})$  eV cosmic photons from the EAS-MSU muon data. 2017. [arXiv:astro-ph.HE/1702.08024](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1702.08024).
123. Sommers P. Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory //

- Astropart. Phys.* 2001. Vol. 14. P. 271–286. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0004016](#).
124. Aab A. et al. Searches for Large-Scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays Detected above Energy of  $10^{19}$  eV at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array // *Astrophys. J.* 2014. Vol. 794, no. 2. P. 172. [arXiv:astro-ph.HE/1409.3128](#).
125. Abbasi R. U. et al. Search for EeV Protons of Galactic Origin // *Astropart. Phys.* 2017. Vol. 86. P. 21–26. [arXiv:astro-ph.HE/1608.06306](#).
126. 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/astro-ph/0506128](#).
127. 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:astro-ph.HE/1007.1306](#).
128. Kalashev O. E., Troitsky S. V. IceCube astrophysical neutrinos without a spectral cutoff and  $10^{15}$ – $10^{17}$  eV cosmic gamma radiation // *JETP Lett.* 2015. Vol. 100, no. 12. P. 761–765. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.100,no.12,865(2014)]. [arXiv:astro-ph.HE/1410.2600](#).
129. Joshi J. C., Winter W., Gupta N. How Many of the Observed Neutrino Events Can Be Described by Cosmic Ray Interactions in the Milky Way? // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2014. Vol. 439, no. 4. P. 3414–3419. [Erratum: Mon. Not. Roy. Astron. Soc.446,no.1,892(2014)]. [arXiv:astro-ph.HE/1310.5123](#).
130. Ahlers M., Murase K. Probing the Galactic Origin of the IceCube Excess with Gamma-Rays // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D90, no. 2. P. 023010. [arXiv:astro-ph.HE/1309.4077](#).
131. Abreu P. et al. The Pierre Auger Observatory III: Other Astrophysical Observations // Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011): Beijing, China, August 11-18, 2011. 2011. [arXiv:astro-ph.HE/1107.4805](#). URL: <http://inspirehep.net/record/919729/files/arXiv:1107.4805.pdf>.

132. Aloisio R., Matarrese S., Olinto A. V. Super Heavy Dark Matter in light of BICEP2, Planck and Ultra High Energy Cosmic Rays Observations // *JCAP*. 2015. Vol. 1508, no. 08. P. 024. [arXiv:astro-ph.HE/1504.01319](#).
133. Murase K., Beacom J. F. Constraining Very Heavy Dark Matter Using Diffuse Backgrounds of Neutrinos and Cascaded Gamma Rays // *JCAP*. 2012. Vol. 1210. P. 043. [arXiv:hep-ph/1206.2595](#).
134. Aartsen M. G. et al. Evidence for Astrophysical Muon Neutrinos from the Northern Sky with IceCube // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol. 115, no. 8. P. 081102. [arXiv:astro-ph.HE/1507.04005](#).
135. Dermer C. D., Murase K., Inoue Y. Photopion Production in Black-Hole Jets and Flat-Spectrum Radio Quasars as PeV Neutrino Sources // *JHEAp*. 2014. Vol. 3-4. P. 29–40. [arXiv:astro-ph.HE/1406.2633](#).
136. Esmaili A., Ibarra A., Peres O. L. G. Probing the stability of superheavy dark matter particles with high-energy neutrinos // *JCAP*. 2012. Vol. 1211. P. 034. [arXiv:hep-ph/1205.5281](#).
137. Aartsen M. G. et al. Constraints on Ultrahigh-Energy Cosmic-Ray Sources from a Search for Neutrinos above 10 PeV with IceCube // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 117, no. 24. P. 241101. [arXiv:astro-ph.HE/1607.05886](#).
138. Aab A. et al. Improved limit to the diffuse flux of ultrahigh energy neutrinos from the Pierre Auger Observatory // *Phys. Rev.* 2015. Vol. D91, no. 9. P. 092008. [arXiv:astro-ph.HE/1504.05397](#).
139. Anchordoqui L. A., Feng J. L., Goldberg H., Shapere A. D. Neutrino bounds on astrophysical sources and new physics // *Phys. Rev.* 2002. Vol. D66. P. 103002. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0207139](#).
140. Abbasi R. et al. Constraints on the Extremely-high Energy Cosmic Neutrino Flux with the IceCube 2008-2009 Data // *Phys. Rev.* 2011. Vol. D83. P. 092003. [Erratum: *Phys. Rev.*D84,079902(2011)]. [arXiv:astro-ph.CO/1103.4250](#).
141. Feldman G. J., Cousins R. D. A Unified approach to the classical statisti-

- cal analysis of small signals // *Phys. Rev.* 1998. Vol. D57. P. 3873–3889. [arXiv:physics.data-an/physics/9711021](#).
142. Murase K., Inoue Y., Dermer C. D. Diffuse Neutrino Intensity from the Inner Jets of Active Galactic Nuclei: Impacts of External Photon Fields and the Blazar Sequence // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D90, no. 2. P. 023007. [arXiv:astro-ph.HE/1403.4089](#).
143. Berezhinsky V., Gazizov A., Kalashev O. Cascade photons as test of protons in UHECR // *Astropart. Phys.* 2016. Vol. 84. P. 52–61. [arXiv:astro-ph.HE/1606.09293](#).
144. Kotera K., Allard D., Olinto A. V. Cosmogenic Neutrinos: parameter space and detectability from PeV to ZeV // *JCAP*. 2010. Vol. 1010. P. 013. [arXiv:astro-ph.HE/1009.1382](#).
145. Ahlers M., Anchordoqui L. A., Gonzalez-Garcia M. C. et al. GZK Neutrinos after the Fermi-LAT Diffuse Photon Flux Measurement // *Astropart. Phys.* 2010. Vol. 34. P. 106–115. [arXiv:astro-ph.HE/1005.2620](#).
146. Ahlers M. Deciphering the Dipole Anisotropy of Galactic Cosmic Rays // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 117, no. 15. P. 151103. [arXiv:astro-ph.HE/1605.06446](#).
147. Ahlers M. Anomalous Anisotropies of Cosmic Rays from Turbulent Magnetic Fields // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112, no. 2. P. 021101. [arXiv:astro-ph.HE/1310.5712](#).
148. Mertsch P., Funk S. Solution to the cosmic ray anisotropy problem // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol. 114, no. 2. P. 021101. [arXiv:astro-ph.HE/1408.3630](#).
149. Giacinti G., Sigl G. Local Magnetic Turbulence and TeV-PeV Cosmic Ray Anisotropies // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 109. P. 071101. [arXiv:astro-ph.HE/1111.2536](#).
150. Sigl G., Miniati F., Ensslin T. A. Ultrahigh-energy cosmic rays in a structured and magnetized universe // *Phys. Rev.* 2003. Vol. D68. P. 043002. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0302388](#).

151. Sigl G., Miniati F., Ensslin T. A. Ultrahigh energy cosmic ray probes of large scale structure and magnetic fields // *Phys. Rev.* 2004. Vol. D70. P. 043007. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0401084](#).
152. 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:astro-ph/0710.1382](#).
153. Koers H. B. J., Tinyakov P. Testing large-scale (an)isotropy of ultra-high energy cosmic rays // *JCAP*. 2009. Vol. 0904. P. 003. [arXiv:astro-ph/0812.0860](#).
154. Antoni T. et al. Large scale cosmic - ray anisotropy with KASCADE // *Astrophys. J.* 2004. Vol. 604. P. 687–692. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0312375](#).
155. Chiavassa A. et al. A study of the first harmonic of the large scale anisotropies with the KASCADE-Grande experiment // *PoS*. 2016. Vol. ICRC2015. P. 281.
156. Ivanov A. A., Krasilnikov A. D., Pravdin M. I., Sabourov A. V. Large-scale distribution of cosmic rays in right ascension as observed by the Yakutsk array at energies above  $10^{18}$  eV // *Astropart. Phys.* 2015. Vol. 62. P. 1–6. [arXiv:astro-ph.HE/1407.1583](#).
157. Aab A. et al. Multi-resolution anisotropy studies of ultrahigh-energy cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory // Submitted to: *JCAP*. 2016. [arXiv:astro-ph.HE/1611.06812](#).
158. Al Samarai I. Indications of anisotropy at large angular scales in the arrival directions of cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory // *PoS*. 2016. Vol. ICRC2015. P. 372.
159. Ivanov D. TA Spectrum Summary // *PoS*. 2016. Vol. ICRC2015. P. 349.
160. Amenomori M. et al. The All-particle spectrum of primary cosmic rays in the wide energy range from  $10^{14}$  eV to  $10^{17}$  eV observed with the Tibet-II air-shower array // *Astrophys. J.* 2008. Vol. 678. P. 1165–1179. [arXiv:hep-ex/0801.1803](#).
161. Deligny O. *Cosmic-Ray Anisotropies: A Review* // 25th European Cosmic Ray Symposium (ECRS 2016) Turin, Italy, September 04-09, 2016. 2016.

- arXiv:astro-ph.HE/1612.08002. URL: <http://inspirehep.net/record/1505720/files/arXiv:1612.08002.pdf>.
162. Deligny O., Kawata K., Tinyakov P. Measurement of Anisotropy and Search for UHECR Sources. 2017. [arXiv:astro-ph.HE/1702.07209](https://arxiv.org/abs/1702.07209).
  163. Candia J., Mollerach S., Roulet E. Cosmic ray spectrum and anisotropies from the knee to the second knee // *JCAP*. 2003. Vol. 0305. P. 003. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0302082](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0302082).
  164. Calvez A., Kusenko A., Nagataki S. The role of Galactic sources and magnetic fields in forming the observed energy-dependent composition of ultra-high-energy cosmic rays // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105. P. 091101. [arXiv:astro-ph.HE/1004.2535](https://arxiv.org/abs/astro-ph/1004.2535).
  165. Kachelriess M., Serpico P. D. The Compton-Getting effect on ultra-high energy cosmic rays of cosmological origin // *Phys. Lett.* 2006. Vol. B640. P. 225–229. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0605462](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605462).
  166. Marzola L., Urban F. R. Ultra High Energy Cosmic Rays & Super-heavy Dark Matter. 2016. [arXiv:astro-ph.HE/1611.07180](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1611.07180).
  167. Fujita Y., Murase K., Kimura S. S. Sagittarius A\* as an Origin of the Galactic PeV Cosmic Rays? // *JCAP*. 2017. Vol. 1704, no. 04. P. 037. [arXiv:astro-ph.HE/1604.00003](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1604.00003).
  168. d’Orfeuille B. R., Allard D., Lachaud C. et al. Anisotropy expectations for ultra-high-energy cosmic rays with future high statistics experiments // *Astron. Astrophys.* 2014. Vol. 567. P. A81. [arXiv:astro-ph.HE/1401.1119](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1401.1119).
  169. Vladimirov A. E., Digel S. W., Johannesson G. et al. GALPROP WebRun: an internet-based service for calculating galactic cosmic ray propagation and associated photon emissions // *Comput. Phys. Commun.* 2011. Vol. 182. P. 1156–1161. [arXiv:astro-ph.HE/1008.3642](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1008.3642).