

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Обзор проблемы скрытой массы	9
1.1 Доказательства существования скрытой массы	9
1.2 Классификация скрытой массы	12
1.3 Кандидаты для скрытой массы	13
1.4 Непрямые поиски скрытой массы. Избыток позитронов	16
Глава 2. Поиск возможности подавления выхода фотона в распаде частицы скрытой массы	20
2.1 Подавление за счет параметризации Лагранжиана	21
2.2 Простейшие модели распада частицы скрытой массы	22
2.3 Применение программных средств для поставленной задачи	25
2.3.1 Изучение возможностей применения пакета FeynRules для теорий с зарядово-сопряженными спинорами	26
2.3.2 Проверка корректности заданной модели при помощи МС-генератора MadGraph	26
2.3.3 Изучение применимости программных пакетов CalcHEP и LanHEP для заданной модели	28
2.4 Моделирование и анализ	28
2.4.1 Простейшая модель распада частицы скрытой массы $X \rightarrow e^+e^+, X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$	28
2.4.2 Разработка усложненных моделей скрытой массы	31
2.5 Подавление за счет тождественности частиц в конечном состоянии	32
2.5.1 Однофотонная теорема	32
2.5.2 Изучение вклада в эффект подавление фотона вносимого однофотонной теоремой	33
Глава 3. Гамма излучение за счет обратного комптоновского рассеяния от аннигиляции частицы скрытой массы	36
3.1 Вывод формулы для спектра гамма-излучения за счет ICS	37
3.2 Поток гамма-излучения за счет обратного комптоновского рассеяния	41

3.3	Вывод формулы для спектра гамма - излучения ICS фотонов в анизотропном случае	43
3.4	Геометрический подход к задаче об анизотропии ICS от M31	48
Глава 4. Поиск событий-кандидатов микролинзирования на кластерах ПЧД на основе данных экспериментов		
4.1	Микролинзирование на ПЧД	53
4.2	Пересмотр результатов экспериментов по поиску событий-кандидатов микролинзирования в БМО	58
Заключение		62
Список литературы		64

Введение

Проблема скрытой массы является одной из центральных проблем современной космологии и физики элементарных частиц. Природа скрытой массы (СМ) на данный момент не ясна; предполагается, что СМ может иметь небарионную природу. По наиболее актуальным оценкам состава Вселенной, скрытая масса составляет не менее 25,5 % от общей плотности Вселенной, и только 4 - 5 % занимает обычная барионная материя.

Несмотря на многочисленные эксперименты по прямому поиску частиц скрытой массы в детекторах, не было зафиксировано ни одного события взаимодействия такой частицы с рабочим веществом детектора. Еще одним эффективным способом исследования природы СМ являются косвенные (непрямые) методы поиска. Такие методы основаны на поиске сигнала от различных астрофизических процессов, протекающих с участием скрытой массы. Некоторые нерешенные на данный момент астрофизические и космологические проблемы нередко связывают именно с косвенным проявлением СМ.

Одной из таких нерешенных задач является происхождение аномального избытка высокоэнергетичных (энергий порядка 100 ГэВ и выше) позитронов в космических лучах (т.н. "Эффект "ПАМЕЛЫ" [1]). К числу гипотез объясняющих эту аномалию принадлежит распад или аннигиляция частицы скрытой массы с образованием заряженных лептонов (e^\pm) в конечном состоянии.

Однако такие попытки описать спектры высокоэнергетичных позитронов сталкиваются с трудностями при сравнении с данными по космическому изотропному гамма-излучению (по данным Fermi-LAT [2; 3]). Оно неизбежно возникает в конечном состоянии даже в отсутствие явной моды с фотоном как излучением конечного состояния (FSR).

Также, необходимо отметить, что если аннигиляция скрытой массы действительно лежит в основе происхождения избытка позитронов, то всюду в галактическом гало создается большое количество e^\pm с высокой энергией. Это неизбежно приводит к сигналу в виде высокоэнергетического гамма-излучения (от десятков МэВ до нескольких ТэВ, в зависимости от массы частицы СМ), создаваемых обратным комптоновским рассеянием (ICS), в дополнение к FSR. [4; 5]. Электроны и позитроны высоких энергий из такой распадающейся или аннигилирующей скрытой массы могут указать на уникальную угловую анизотропию.

тропию потока гамма-излучения за счет обратного комптоновского излучения на фотонах реликтового и инфракрасного излучения и свете звезд.

Как уже ранее было указано, природа скрытой массы неизвестна и тот факт, что на данный момент отсутствуют данные о регистрации частиц СМ, способствует укреплению интереса к другим кандидатам СМ, таким как, например, первичные черные дыры (ПЧД) [6]. Прямые доказательства существования СМ хоть и отсутствуют, но имеется множество наблюдательных данных, указывающих на возможность их формирования в ранней Вселенной [7]. Обнаружить СМ в форме первичных черных дыр можно с помощью микролинзирования на звездах ближайших галактик [8]. Обнаружение событий микролинзирования на звездах Большого и Малого Магеллановых Облаков, галактики М31 стало результатом работы многих коллабораций (MACNO, EROS, OGLE и т.д.) [9; 10], где первичные черные дыры являются одним из возможных кандидатов на роль гравитационной линзы. Однако ввод ПЧД в качестве кандидата на роль скрытой массы сталкивается с большим количеством наблюдательных ограничений [11]. Частично данные ограничения можно ослабить предположив, что первичные черные дыры рождаются в кластерах [12].

Целью данной работы является развитие моделей скрытой массы (СМ) в рамках нескольких астрофизических проблем.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Построить модели распадов частицы скрытой массы и смоделировать их с помощью различных программных пакетов.
2. Предложить механизмы возможного подавления выхода фотона в конечном состоянии и рассчитать степень этого подавления.
3. Выделить возможные области кинематических и модельных параметров, где возможно подавление фотона
4. Построить методику расчета потока гамма-излучения от обратного комптоновского рассеяния с учетом асимметричной геометрии Туманности Андромеда.
5. Рассчитать потоки гамма-излучения высоких энергий, создаваемых обратным комптоновским рассеянием фотонов на высокоэнергетичных e^\pm и построение карты потоков от ICS фотонов с учетом угловой анизотропии.

6. Поиск событий-кандидатов микролинзирования на кластере ПЧД в результатах эксперимента МАСНО.
7. Построить карту событий микролинзирования на фоне звезд БМО и проанализировать ее с целью ограничения параметров кластера ПЧД.

Научная новизна:

1. Впервые предложены и смоделированы моды распада и аннигиляции частицы СМ с тождественными фермионами в конечном состоянии.
2. Впервые указан механизм подавления фотона за счет "Однофотонной теоремы" в моделях скрытой массы для объяснения позитронной аномалии. Выделена область параметров, где наблюдается подавление фотона в конечном состоянии.
3. Впервые рассмотрена задача асимметричного вылета фотонов обратного комптоновского рассеяния за счет геометрических особенностей Туманности Андромеды. Показано, что такая анизотропия существует.
4. Впервые проведен поиск событий микролинзирования на кластере ПЧД на фоне звезд Большого Магелланова Облака, с учетом внутреннего строения кластера. Найдены дополнительные события-кандидаты.

Практическая значимость В данном исследовании демонстрируется эффективность использования e^+e^+ каналов распада скрытой массы для частичного решения задачи о противоречии количества излучения конечного состояния, возникающего в ходе распада частицы скрытой массы на заряженные лептоны с данными по космическому изотропному гамма-фону.

Было показано, что темное гало Туманности Андромеды, если оно состоит из аннигилирующих/распадающихся частиц, может проявляться через уникальную асимметрию в потоках от обратного комптоновского рассеяния между верхним и нижним полушариями. Такой результат мог бы стать одной из задач готовящегося к запуску российского проекта ГАММА-400, экспериментальное наблюдение такой анизотропии было бы прямым указанием на существования темной компоненты.

Рассмотрена гипотеза о том, что скрытую массу частично или полностью могут составлять первичные черные дыры. Было переоценено количество событий-кандидатов микролинзирования на фоне звезд Большого Магелланова Облака.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Модели распада частиц скрытой массы с тождественными лептонами (e^+e^+), которые приводят к подавлению выхода фотона FSR в некоторых областях кинематических параметров.
2. Указание на существование угловой анизотропии в потоках (и энергиях) фотонов ICS и методика ее расчета для Туманности Андромеда.
3. Разработанна методика ограничения параметров кластера первичных черных дыр по эффекту гравитационного микролинзирования в предположении, что они могут составлять скрытую массу.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием высокоточных и эффективных программных пакетов FeynRules, LanHEP, CalcHEP и других, а также согласованностью различных методик и подходов решения поставленных задач и соответствием с экспериментальными данными.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались автором на следующих конференциях:

1. International Workshop «What Comes Beyond the Standard Models», Bled, Slovenia (июль 2022)
2. XVIII Конференция молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования" (апрель 2021)
3. International Workshop «What Comes Beyond the Standard Models», Bled, Slovenia (июль 2020)
4. XVI Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа (декабрь 2019)

Личный вклад.

1. Анализ разработанных мод распада частицы СМ с помощью различных программных пакетов.
2. Оценка влияния различных параметров на эффект подавления фотона FSR
3. Разработка методик расчета потоков ICS фотонов в анизотропном случае. Оценка влияния геометрии процесса на данные потоки.
4. Разработка набора критериев для учета событий микролинзирования на кластере ПЧД
5. Анализ данных эксперимента МАСНО.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в следующих работах, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, индексируемых Web of Science и Scopus:

1. Proposition of FSR Photon Suppression Employing a Two-Positron Decay Dark Matter Model to Explain Positron Anomaly in Cosmic Rays // Universe// 2023 Vol. 9, No. 8 (Scopus Q1)
2. Theoretical Indication of a Possible Asymmetry in Gamma-Radiation Between Andromeda Halo Hemispheres Due to Compton Scattering on Electrons From Their Hypothetical Sources in the Halo // Bled Workshops in Physics, // 2020 Vol. 21, No. 2 pp. 97-104 (Scopus)
3. Cosmic Gamma Ray Constraints on the Indirect Effects of Dark Matter // PARTICLES // 2020 Vol. 3, No. 2, pp. 336-344 (WoS)
4. Indirect effects of dark matter // International Journal of Modern Physics D, 2019 (Scopus Q2)

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения. Полный объем диссертации составляет 73 страницы, включая 26 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 102 наименования.

Глава 1. Обзор проблемы скрытой массы

1.1 Доказательства существования скрытой массы

Задача недостающей массы

В 1930-х годах швейцарский физик Фритц Цвикки измерил дисперсию скорости галактик в скоплении Волосы Вероники. Цвикки обратил внимание на большой разброс скоростей галактик превышающий 2000 км/с, при том, что рассчитанная теоретически дисперсия не должна была превышать 80-100 км/с, что позволяло сделать вывод о наличии дополнительного вещества в составе этих галактик. Несмотря на то, что на проблему большой дисперсии скоростей в скоплениях галактик уже обратило внимание научное сообщество, Цвикки был первым кто применил теорему вириала, связывающую потенциальную гравитационную энергию с кинетической энергией звезд. Он показал, что масса скопления как минимум в 400 раз больше, чем масса светящегося вещества [13]. Для обозначения несветящейся формы материи стал применяться термин "темная материя" или "скрытая масса" (в русскоязычной литературе).

Роль наиболее убедительного доказательства наличия некой дополнительной неизлучающей материи сыграли кривые вращения галактик, изучением которых ученые занялись в 1970-х годах. Делая некоторые допущения, с помощью кривых вращения галактик стало возможным также сделать оценки отношения массы к светимости. Из закона Ньютона для обычной светящейся материи в галактике предполагается, что орбитальная скорость $v(r)$ будет изменяться с расстоянием от центра галактики r как $r^{-1/2}$, однако характер экспериментально наблюдаемых кривых вращения не показывает такой тенденции: напротив, $v(r)$ на больших расстояниях от центра галактики остается почти неизменной (Рисунок 1.1). Данный результат можно объяснить только непостоянством массы: масса увеличивается с ростом расстояния от центра ($M \sim r$), что подтверждает теорию о наличии дополнительной массе. Наблюдение 21-см линии только подтвердило результаты [14].

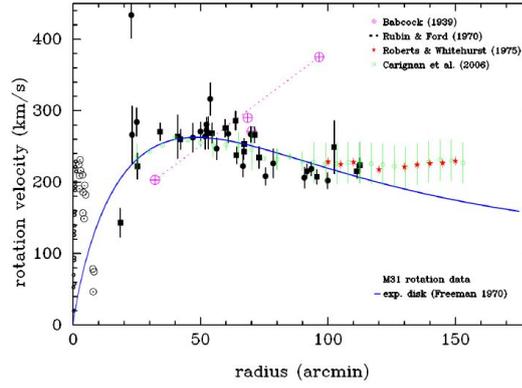


Рисунок 1.1 — Кривая вращения для галактики М31. Разные экспериментальные точки соответствуют различным методам получения кривой вращения [15].

К концу 70-х свидетельства о гало несветящейся материи стали неопровержимыми благодаря группам Рубин и Босмы, которые независимо показали, что большинство галактик имеют похожие кривые вращения при больших радиусах [16; 17]. Таким образом, такое поведение кривых вращения галактики подразумевает существование большого гало невидимой материи, поддерживающего движение звезд и газа на больших расстояниях от центра галактики.

Космологические свидетельства

Стандартная модель космологии основана на уравнениях общей теории относительности Эйнштейна, которые связывают содержащуюся во Вселенной энергию с ее геометрией, и на космологическом принципе, который утверждает, что Вселенная изотропна и однородна.

Эволюция пространства-времени описывается уравнением Эйнштейна:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

где $R_{\mu\nu}$ и R — тензор Риччи и скаляр Риччи, G — гравитационная постоянная, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса, Λ — космологическая постоянная.

Уравнение Эйнштейна приводят к уравнениям Фридмана:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.2)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.3)$$

где a – масштабный фактор, $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$ – параметр Хаббла. Последнее уравнение называют также уравнением Хаббла.

Уравнение Хаббла можно переписать таким образом, чтобы показать эволюцию различных составляющих во Вселенной:

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \quad (1.4)$$

Космологические наблюдения показывают, что материя в основном состоит из скрытой массы, которая является важнейшим компонентом стандартной космологической модели Λ CDM (Lambda - cold - dark -matter).

Космический микроволновый фон (СМВ) также дает одно из самых сильных доказательств в пользу существования скрытой массы.

Наблюдения СМВ показывают, что СМ вместе с темной энергией (Λ) – фундаментальные составляющие стандартной модели космологии Λ CDM [18]. Из наблюдений спектра мощности СМВ для холодной СМ было получено значение 25 % от полной плотности Вселенной и примерно 85 % от нерелятивистского вещества во Вселенной [19].

Скрытая масса – важнейший элемент структурообразования во Вселенной. Количество барионной материи недостаточно для объяснения образования структур: СМ необходима для усиления гравитационного потенциала и поддержания возмущений плотности. Успех парадигмы Λ CDM иллюстрируется сравнением численного N - body моделирования, основанного на этом сценарии, и космологических параметров, полученных из наблюдений СМВ, с полученными картами крупномасштабной структуры [20].

Гравитационное линзирование - отклонение фотонов из-за искривления пространства, вызванного массивным объектом, также является свидетельством указывающим на существование скрытой массы [21]. Восстановление значений масс скоплений галактик с помощью сильного линзирования показывает, что видимая масса не может объяснить значительный изгиб света, обнаруженный телескопом, еще раз указывая на доминирование скрытой массы и подтверждая выводы Цвикки.

1.2 Классификация скрытой массы

Наиболее общепризнанная классификация – разделение СМ по скоростям частиц-переносчиков на момент начала формирования крупномасштабной структуры Вселенной (переход от RD к MD стадии)¹: на горячую, теплую и холодную.

– **Горячая скрытая масса** [22]

Если на момент RD - MD перехода частицы СМ были субрелятивистскими, то такая скрытая масса будет горячей. Исторически первым кандидатом на эту роль были нейтрино. На сегодняшний день горячая СМ практически исключена, ввиду того, что она противоречит крупномасштабной структуре Вселенной.

– **Холодная скрытая масса** [23]

К холодной СМ относятся частицы, которые, как правило, в раннюю стадию Вселенной отщепились от плазмы с нерелятивистскими скоростями. В отличие от горячей, модель холодной скрытой массы с хорошей точностью описывает крупномасштабную структуру Вселенной с точки зрения космологии. Хотя, в некоторых деталях она также не соответствует астрономическим наблюдениям. Переносчиками данного вида материи обычно выступают сверхмассивные частицы, с массами от десятков ГэВ до нескольких ТэВ. Примером кандидата на данную роль являются WIMPy.

– **Теплая скрытая масса** [22]

Тёплой называют СМ, составленную из частиц массой порядка 1 кэВ. Это промежуточный случай между холодной и горячей скрытой массой. Некоторые данные, в частности, температурные колебания фонового микроволнового излучения, дают основания полагать, что такая форма материи может существовать.

¹Более точно стоит говорить о минимальном размере неоднородностей, которые может формировать СМ, что часто (но не всегда) определяется скоростью ее частиц.

1.3 Кандидаты для скрытой массы

Обилие теорий о природе скрытой массы дают большой выбор кандидатов. В частности, кандидаты разделяются на два больших класса, в зависимости от состава СМ: она может быть как в виде компактных астрофизических объекты, так и в виде отдельных элементарных частиц небарионной природы. Большинство теорий небарионной СМ, предполагают существование новой частицы или набора частиц, обладающих определенными общими свойствами: частицы должны быть стабильными или с очень большим временем жизни, нерелятивистскими (согласно модели Λ CDM).

Скрытая масса в виде частиц

Легкие нейтрино

После большого количества различных экспериментов по осцилляциям нейтрино было полностью подтверждено, что у этих частиц ненулевая масса, таким образом, они должны вносить вклад в скрытую массу. Для определения массы нейтрино проводился целый ряд экспериментов по исследованию энергетического спектра электронов при β -распаде трития. Наиболее точными оказались эксперименты, проводимые в г. Троицк [24] и г. Майнц [25], которые дали следующие оценки для верхней границы массы электронного нейтрино:

$$m_\nu < 2.05 \text{ эВ} \text{ и } m_\nu < 2.3 \text{ эВ} \quad (1.5)$$

Из полученных данных для верхней границы масс нейтрино следует ограничение на полную реликтовую плотность для этих частиц:

$$\Omega_\nu < 0.0025. \quad (1.6)$$

Это ограничение показывает, что нейтрино не может преобладать в СМ, несмотря на их большое количество в сравнении с барионной материей.

Стерильные нейтрино

Стерильные нейтрино как кандидаты в частицы скрытой массы были предложены в работах [26; 27]. Такие частицы не являются частицами Стандартной Модели. Стерильные нейтрино в качестве такой роли, рассматриваются

в кэВ диапазоне масс, следовательно, они являются кандидатами для теплой скрытой массы.

Суперсимметричные частицы

Суперсимметрия (SUSY) – одна из главных теорий физики за пределами Стандартной Модели [28; 29]. Суперсимметрия решает большое количество проблем физики элементарных частиц за счет симметризации фермионных и бозонных полей.

Чтобы избежать процессов, нарушающих барионное число, таких как, например, распад протона, SUSY имеет дополнительную дискретную симметрию называемую R-четностью, которое принимает значение $+1$ для обычных частиц, и -1 для их суперпартнеров. Следовательно, частицы могут рождаться и аннигилировать только парами при взаимодействии с частицами Стандартной Модели, и что более важно, суперсимметричная частица может распадаться только до конечного состояния с нечетным числом суперсимметричных частиц, что приводит к стабильности самой легкой суперсимметричной частицы (LSP). При условии что она электрически нейтральна и не несет никакого цветового заряда, LSP является жизнеспособным кандидатом для частицы скрытой массы [30].

Среди возможных кандидатов на роль нейтральной легчайшей суперсимметричной частицы имеются фотино ($S = 1/2$) и зино ($S = 1/2$), которые обычно называют гейджино, а также хиггсино ($S = 1/2$), снейтрино ($S = 0$) и гравитино ($S = 3/2$). В большинстве теорий LSP-частица представляет собой линейную комбинацию упомянутых выше SUSY-частиц со спином $1/2$ – так называемые нейтралино.

Аксионы

Еще один кандидат на роль скрытой массы — аксионы. Это псевдоскалярная гипотетическая частица, постулированная в 1977 г. в связи с проблемой CP – нарушения в КХД [31]. Предполагалось, что масштаб нарушения данной симметрии совпадает с электрослабым масштабом и масса аксиона равна примерно 200 кэВ. Эксперименты на ускорителях частиц быстро исключили такую возможность. На нынешний день считается, что масса аксиона варьируется в интервале $10^{-5} - 10^{-3}$ эВ. Однако экспериментальные поиски практически исключают исходную модель аксионов, и в литературе обсуждаются модель аксионо-подобных частиц [32].

WIMPs

WIMP (Weakly Interacting Massive Particle, слабовзаимодействующая массивная частица) - это обобщающее название частиц-кандидатов в СМ, которые имеют взаимодействие с обычной материей на уровне (или немного ниже) слабого взаимодействия [33]. Этот класс частиц имеет ряд преимуществ:

1) Вимпы обладают малым сечением аннигиляции, которое и позволяет получить достаточную реликтовую плотность и распространённость во Вселенной, чтобы претендовать на роль СМ.

2) Появление вимпов в теоретической физике обуславливается проблемами, связанным с нарушением электрослабой симметрии.

3) Требование достаточной плотности означает, что вимпы должны достаточно сильно взаимодействовать с материей для прямого детектирования.

Скрытая масса в виде компактных астрофизических объектов

Наиболее естественным кандидатом на роль скрытой массы могла бы быть неизлучающая барионная материя, имеющая необходимую распространённость. В литературе [34] указано, что СМ может состоять из тусклых астрофизических компактных объектов (МАСНО), таких как черные дыры (в том числе и первичные черные дыры), нейтронные звезды. Такие объекты могут быть найдены с помощью микролинзирования.

Эксперименты, такие как, например, EROS [35], наложили жесткие ограничения на массу гало Млечного Пути, которая может состоять из МАСНО. Исключаются МАСНО с массами в диапазоне масс:

$$0.6 \times 10^{-7} M_{\odot} < m_{\text{МАСНО}} < 15 M_{\odot} \quad (1.7)$$

в качестве основного компонента темного гало Млечного Пути.

Однако, результаты наблюдений показывают что, МАСНО не могут описать всю СМ Вселенной.

1.4 Непрямые поиски скрытой массы. Избыток позитронов

Непрямые поиски скрытой массы основаны на астрофизических наблюдениях для обнаружения частиц Стандартной Модели, которые являются продуктами аннигиляции или распада скрытой массы.

Поиски СМ в рентгеновских и гамма-лучах

Среди всевозможных методов поиска косвенного сигнала от распадающейся или аннигилирующей скрытой массы, одним из самых перспективных является исследование фотонов высоких энергий. В последнее время сильный толчок получили исследования СМ в диапазоне масс КэВ - ТэВ. Существует ряд экспериментов, уже работающих (например, H.E.S.S. [36], HAWC [37], LHAASO [38]) и еще только готовящихся к запуску (СТА [39], SWGO [40]), которые позволят значительно повысить эффективность такого поиска (Рисунок 1.2). Например, программа СТА способна обнаружить суперсимметричные частицы, в частности, хиггсино (один из кандидатов в WIMP), при условии что с высокой точностью будет определен спектр и сечение аннигиляции для СМ в ТэВ-ном диапазоне масс. Активно исследуется случай и сверхмассивной СМ, с

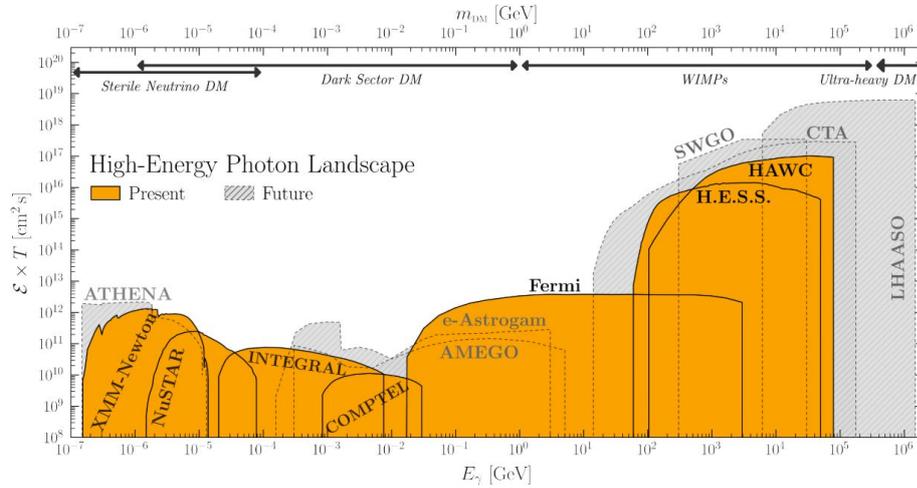


Рисунок 1.2 — Иллюстрация действующих и разрабатываемых программ, исследующих рентгеновское и гамма-излучение для поиска сигналов от СМ [41]

частицами массами более 100 ТэВ, для которого наблюдения фотонов высоких энергий также дает возможность для ее поиска и проверки такой модели [42]. Однако, необходимо понимать, что наиболее полное использование этих исследований требует теоретических изысканий в области моделей тяжелых частиц СМ. Также для исследования моделей тяжелой СМ наблюдения рентгеновского

и гамма-излучения должны вестись из космического пространства на спутниках, так как взаимодействие фотонов с атмосферой планеты даст искаженный результат. Такие инструменты должны обладать высокой чувствительностью, а это, в свою очередь, приводит к потребности в новых идеях анализа уже собранных данных.

Еще один обсуждаемый инновационный подход состоит в изучении рассеяния и захвата частиц скрытой массы космическими телами. Если процесс аннигиляции протекает через промежуточную частицу, то от нее и будет зависеть сигнал. Если такая промежуточная частица имеет малое время жизни, то продукты аннигиляции останутся внутри небесного тела, захватившего их, приводя к его нагреванию. Напротив, если частица имеет большое время жизни, то сигнал от процесса аннигиляции (или распада) СМ можно искать с помощью гамма-телескопов, так как они успеют покинуть пределы тела, вызывая появление значительного гамма-сигнала, тогда как сам гамма-фон от различных космических объектов мал. Ближайшими к нам телами, пригодными для таких исследований являются Солнце и Юпитер. Поиски гамма-излучения от этих тел проводились с помощью Fermi [43; 44], и на основе полученных данных были установлены строгие ограничения на СМ в диапазоне масс ГэВ-ТэВ. В дальнейшем данное исследование планируется расширить на поиск излучения от нейтронных звезд, коричневых карликов и т.д., что, вероятно, позволит наложить еще более строгие ограничения.

Поиски СМ от астрофизических нейтрино

Широко рассматривается идея распада или аннигиляции частиц СМ в диапазоне масс ТэВ-ПэВ в нейтрино. Поиск высокоэнергетичного нейтринного сигнала проводился с помощью Borexino, IceCube и других экспериментов. Необходимо отметить, что поиск сигнала от процессов связанных с тяжелой скрытой массой, должен вестись многоканально. Это можно подтвердить следующим утверждением: если скрытая масса в ПэВ-ном диапазоне масс распадается на нейтрино, то есть большая вероятность, что такие высокоэнергетичные нейтрино испустят W^\pm или Z бозоны, которые, в свою очередь, могут распасться на другие частицы Стандартной Модели, в том числе и на фотоны. Соответственно, наблюдение и анализ нейтринного сигнала стоит проводить всесторонне. Именно для таких анализов в данный момент идет разработка таких проектов как ARIANNA, RNA-G, POEMMA, IceCube - 2, Baikal и других, способных исследовать частицы СМ до масштаба GUT [45].

Поиск сигнала СМ в космических лучах

Космические лучи - источник большого числа загадок и аномалий, решение которых часто приписывают сигналу от распада или аннигиляции частиц скрытой массы.

Есть экспериментальные сведения об избытке антипротонов с пиком около 10 ГэВ [46]. Несмотря на систематические неопределенности в теоретическом описании сечений, механизмов распространения и скоростей через межзвездное пространство и внутри Солнечной системы, данная аномалия согласуется с моделями скрытой массы, которые также создают избыток гамма-излучения в центре Галактики [47]. Такие астрофизические неопределенности могут быть уменьшены путем одновременного наблюдения нескольких видов космических лучей. Например, действующие и запланированные эксперименты, такие как AMS-2, GAPS предоставят дополнительные данные по низкоэнергетическим антипротонам [48], что позволит лучше понять теоретически и, соответственно, более эффективно моделировать распространение антиядер в космическом пространстве.

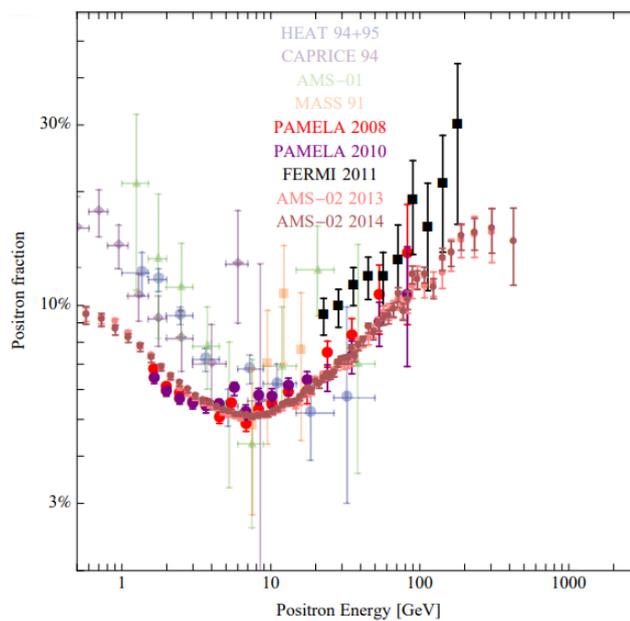


Рисунок 1.3 — Доля позитронов как функция энергии, показывающая рост позитронной доли выше 10 ГэВ [49]

Очень интересной аномалией является избыток позитронов, характеризующейся увеличением доли позитронов с энергиями выше 10 ГэВ. Доля позитронов определяется как $\Phi_{e^+}/(\Phi_{e^+} + \Phi_{e^-})$, где Φ_{e^+} и Φ_{e^-} — потоки позитронов и электронов. Первые намеки на рост доли позитронов были получены

от экспериментов HEAT [50] и AMS-01 [51]. Эти намеки были подкреплены открытием возрастания доли позитронов до 100 ГэВ миссией PAMELA [1], до 200 ГэВ с помощью телескопа Fermi-LAT [2] и до 1000 ГэВ экспериментом AMS-02 [52]. На рисунке 1.3 показаны данные из указанных выше экспериментов.

Для вторичных позитронов ожидается, что доля позитронов будет уменьшаться с энергией. Следовательно, либо нужны новые или модифицированные механизмы ускорения и распространения заряженных частиц в межзвездной среде, либо существует источник первичных высокоэнергетичных позитронов. Избыток позитронов может интерпретироваться в терминах аннигиляции или распада скрытой массы. При этом наилучшее соответствие данным получено для аннигилирующей в лептоны скрытой массы с массой пределах в нескольких ТэВ с сечением аннигиляции $\sim 10^{-23} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [53]. Распад частицы SM также был предложен в качестве объяснения позитронной аномалии [54].

Глава 2. Поиск возможности подавления выхода фотона в распаде частицы скрытой массы

Свойства скрытой массы на данный момент практически не ясны, это приводит к обилию различных теорий. Однако распадающаяся или аннигилирующая скрытая масса подчиняется ряду ограничений, например, установленных космическим микроволновым фоном (СМВ) или гамма-излучением от карликовых галактик. Также одно из самых строгих модельно независимых ограничений устанавливается наблюдением изотропного космического гамма-фона (IGRB) экспериментом Fermi-LAT [2]. IGRB - это фоновый поток гамма-излучения, усредненный по области наблюдения (плоскость Галактики исключена).

На текущий момент существует возможность построить модель скрытой массы, которая бы объясняла позитронную аномалию и отвечала бы требованиям подземных экспериментов и наблюдений СМВ. Однако, практически невозможно построить самосогласованную модель СМ, которая производила бы достаточно позитронов для объяснения данных и не приводила бы к переизбытку гамма-излучения, сопровождающего распада и аннигиляцию СМ в пару заряженных лептонов или возникающих во время распространения этих заряженных частиц в межзвездной среде. На рисунке 2.1 показано согласование таких моделей объяснения позитронной аномалии с данными PAMELA и AMS-02, и сильное противоречие образующегося в таких моделях гамма-излучения по сравнению с изотропным космическим гамма-фоном [55].

Предлагались различные попытки построить теории, в которых частично или полностью нивелируется данное противоречие, например:

- настройка с узким резонансом при аннигиляции СМ [56];
- аннигиляция Р-волн [57];
- многокомпонентная скрытая масса [58];
- особенное пространственное распределение скрытой массы в Галактике (например "темный диск"[59]).

В данной работе рассматриваются сценарии скрытой массы, в которых ее частицы представляются в форме так называемых "темных атомов" которые в процессе распада могли бы объяснить позитронную аномалию, наблюдаемую в экспериментах PAMELA и AMS-02. Подобные модели скрытой массы

представлены в работах [60; 61]. Предполагается, что доминирующая компонента скрытой массы находится в форме связанного состояния ядра гелия (ОHe – теории) с частицей с зарядом -2 и небольшой компонентой скрытой массы WIMP-подобного «темного атома». Одной из составляющей этого WIMP-подобного атома является гипотетическая метастабильная скалярная частица с зарядом $+2$ и массой порядка 1 ТэВ, которая в процессе своего распада на два позитрона приводит к наблюдаемому избытку позитронов.

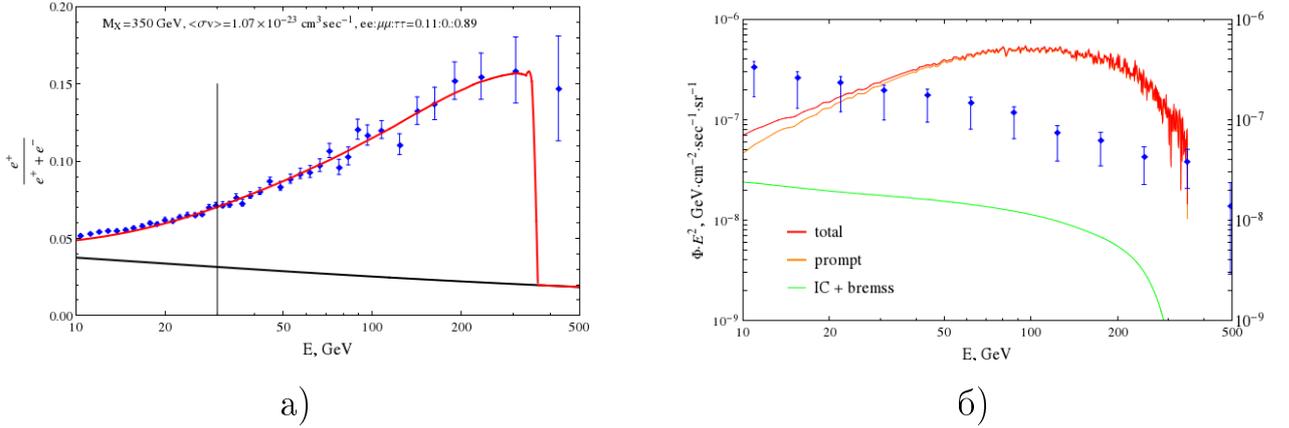


Рисунок 2.1 — Фит для позитронной доли (а) и соответствующий поток гамма-лучей (б) в сравнении с изотропным космическим гамма фоном.

Таким образом, целью первой части данной работы было: рассмотреть некоторые моды распада или аннигиляции частицы скрытой массы, изучить два механизма возможного подавления выхода гамма-излучения в конечном состоянии (FSR) а также смоделировать и проанализировать данные моды в различных программных пакетах.

2.1 Подавление за счет параметризации Лагранжиана

Один из возможных путей найти способы подавления фотона – это исследовать физику взаимодействия скрытой массы. Таким образом необходимо создать модели распада/аннигиляции такой частицы, в частности построить Лагранжиан взаимодействия.

В данной работе исследуются модели скрытой массы, состоящие из гипотетических долгоживущих частиц X , с массами порядка 1 ТэВ. Предполагается,

что конечными продуктами распада данной частицы является набор стабильных частиц Стандартной модели, например, $\{e^\pm, \gamma\}$.

Рассматриваются различные типы взаимодействия (скалярное и псевдоскалярное, векторное и аксиал-векторное) такой частицы с лептонами:

$$\mathcal{L}_s = X\bar{\psi}\psi, \quad (2.1)$$

$$\mathcal{L}_{ps} = X\bar{\psi}\gamma^5\psi, \quad (2.2)$$

$$\mathcal{L}_v = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi X_\mu, \quad (2.3)$$

$$\mathcal{L}_{pv} = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi X_\mu. \quad (2.4)$$

Механизм параметризации Лагранжиана состоит в том, что комбинируя различные типы связей (скалярную и псевдоскалярную или векторную и аксиал-векторную):

$$\mathcal{L}_{\text{scalar}} = X\bar{\psi}(a + b\gamma^5)\psi \quad (2.5)$$

$$\mathcal{L}_{\text{vector}} = \bar{\psi}\gamma^\mu(a + b\gamma^5)X_\mu\psi, \quad (2.6)$$

можно определить и выбрать такие константы связи a и b , чтобы частично или полностью подавить гамма-излучение в конечном состоянии. Где a и b – параметры этой модели, отвечающие за смешивание скалярной и псевдоскалярной (векторной и аксиал-векторной) связи.

Подавление FSR, которое необходимо для устранения противоречия с избытком изотропного гамма-фона при распаде частиц темной материи на заряженные лептоны, означает, что отношение ширины трехчастичного к двухчастичному распадам должно стремиться к минимуму:

$$\frac{\Gamma(X \rightarrow e^+e^\pm\gamma)}{\Gamma(X \rightarrow e^+e^\pm)} \equiv Br(X \rightarrow e^+e^\pm\gamma) = \min. \quad (2.7)$$

2.2 Простейшие модели распада частицы скрытой массы

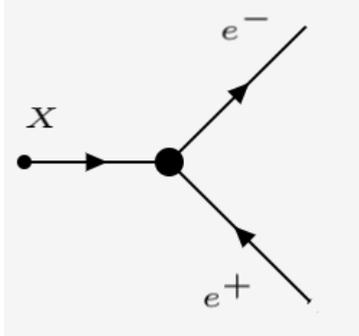
Главным образом, рассматривались две модели частицы скрытой массы:

1) Простейшая модель распада частицы скрытой массы на два противоположно заряженных лептона: $(X \rightarrow e^+e^-, X \rightarrow e^+e^- + \gamma)$

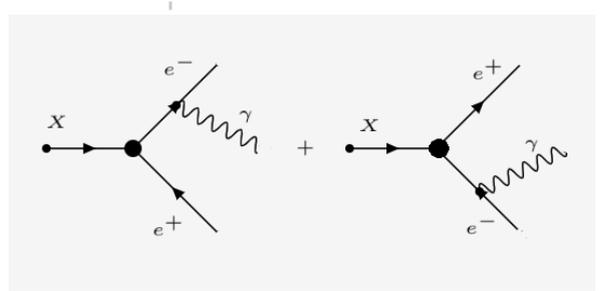
Лагранжиан для такого взаимодействия выглядит следующим образом:

$$\mathcal{L} = X\bar{\psi}(a + b\gamma^5)\psi + X\bar{\psi}(a - b\gamma^5)\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi. \quad (2.8)$$

На рисунке 2.2 изображены диаграммы Фейнмана для рассматриваемых процессов.



а)



б)

Рисунок 2.2 — Диаграммы Фейнмана для двухчастичного (а) и трехчастичного (б) распада для процессов $X \rightarrow e^+e^-$, $X \rightarrow e^+e^- + \gamma$.

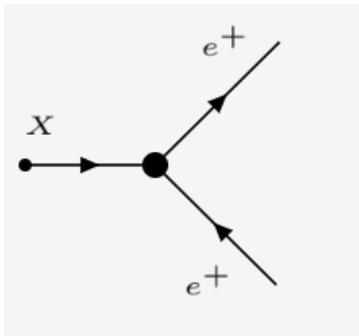
2) Модель распада частицы скрытой массы на два позитрона:

($X \rightarrow e^+e^+$, $X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$)

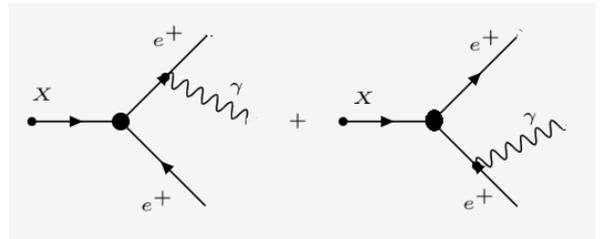
Лагранжиан взаимодействия такого распада:

$$\mathcal{L} = X\bar{\psi}^C(a + b\gamma^5)\psi + X^*\bar{\psi}(a - b\gamma^5)\psi^C + \bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi. \quad (2.9)$$

Диаграммы Фейнмана для этих процессов на рисунке 2.3:



а)



б)

Рисунок 2.3 — Диаграммы Фейнмана для двухчастичного (а) и трехчастичного (б) распада для процессов $X \rightarrow e^+e^+$, $X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$

Для такой модели частицы скрытой массы явно имеют античастицы. Каналы распада в такой модели: $X \rightarrow e^+e^+$ и $X^* \rightarrow e^-e^-$, где X^* - античастица

частицы X . Такие модели частицы скрытой массы были рассмотрены в [62; 63] в так называемых моделях "гуляющего техницвета".

В минимальной модели гуляющего техноцвета есть два техникварка U и D , преобразуемые одним представлением группы техницвета $SU(2)$, и два технилептона ν' и ζ . Электрические заряды можно выбрать следующим образом: $+1$ и 0 для U и D , -1 и -2 для ν' и ζ . В модели рождаются 9 голдстоуновских бозонов. В таких моделях скрытую массу можно представить в виде дважды заряженных частиц. Можно рассмотреть два разных случая. В первом случае может быть избыток $\bar{U}\bar{U}$ с зарядом -2 и меньший избыток ζ с зарядом $+2$. В этом случае основная компонента СМ будет состоять из связанных состояний гелия и $\bar{U}\bar{U}$: $He\bar{U}\bar{U}$. Это так называемые SIMPы (сильно взаимодействующие массивные частицы). Небольшой компонент будет состоять в виде связанных состояний $\zeta\bar{U}\bar{U}$, которые представляют собой WIMPы. Во втором же случае предполагается избыток ζ и небольшая компонента UU . В этом случае основная компонента СМ будет состоять из состояний $He\zeta$ (SIMP), а малая компонента — из состояний $UU\zeta$ (WIMP). В обоих случаях предполагается, что UU — легчайший технибарион, а ζ — легчайший технилептон. Предположение о малости вимп-компоненты обусловлено результатами подземных экспериментов по прямому поиску СМ. Ограничение, полученное в результате подземных экспериментов, требует, чтобы относительная доля WIMP компоненты была на уровне $\sim 10^{-6}$. Такое значение доли WIMPов и соответствующие значения начальных соотношений между частицами и античастицами могут быть получены на основе механизма сфалеронных переходов в ранней Вселенной и связаны с избытком барионов и лептонов [60]. Важно отметить, что состояние UU имеет заряд $+2$ и спин 0 . Это пример модели, в которой может существовать нестабильная частица СМ с двойным зарядом.

Также существуют дополнительные предпосылки для рассмотрения данной модели:

- вышеупомянутые теории "темных атомов";
- принцип соответствия — абсолютное подавление дипольного излучения при испускании системы из двух однозаряженных частиц в классической квантовой физике;
- один фотон на два позитрона — в предыдущей модели распада темной материи на электрон и позитрон был один фотон на позитрон, в то время как в модели распада на два позитрона мы имеем один фотон

на два позитрона. Это поможет улучшить соответствие наших моделей экспериментальным данным, как для позитронных данных PAMELA, так и для данных по IGRB от Fermi-LAT;

- так называемая «Single-photon theorem» [64];
- Подавление излучения интересно само по себе с точки зрения квантовой физики.

В данной работе, исследования будут в основном сфокусированы на более экзотической моде распада частицы скрытой массы, а именно на распаде ($X \rightarrow e^+e^+(\gamma)$). Ранее нашей научной группой были изучены более простые моды распада $X \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, более подробно в работе [55], однако не было получено никаких положительных результатов.

2.3 Применение программных средств для поставленной задачи

Физика скрытой массы неизвестна, вследствие этого требуется соответствующая гибкость вычислений. Их реализация с помощью использования нескольких программных инструментов накладывает некоторые определенные требования. Одной из важнейших задач использования таких инструментов, является перекрестная проверка с расчетами полученными аналитическим путем. Это, в свою очередь, требует возможности поэтапного отслеживания расчетов.

Поставленная ранее в этой работе задача требует создания новых физических моделей, которые выходят за рамки Стандартной Модели. Для такой задачи необходимо найти наиболее подходящие программные пакеты, которые соответствовали бы следующим минимальным требованиям:

1. возможность реализации новых физических моделей;
2. вычисление матричного элемента и квадрата матричного элемента в аналитической форме;
3. возможность явного описания зарядового сопряжения;
4. высокая точность расчета.

Чтобы описать распад или аннигиляцию частиц СМ с учетом возможного FSR, были рассмотрены различные программные пакеты, такие как MadGraph [65], CalcHEP [66] и FormCalc [67].

2.3.1 Изучение возможностей применения пакета FeynRules для теорий с зарядово-сопряженными спинорами

Так как для реализации собственных моделей в таких генераторах как, например, MadGraph требуется описание модели с помощью пакета FeynRules [68], было принято решение изучить возможности этого пакета для получения новых моделей, а также для нахождения правил Фейнмана для теории с зарядово-сопряженными спинорами и его применения для проверки построенных моделей. Пакет FeynRules позволяет вычислять правила Фейнмана в импульсном представлении для любой физической модели квантовой теории поля.

В рамках данной задачи, в FeynRules была построена исследуемая модель скрытой массы, состоящей из гипотетических долгоживущих дважды заряженных частиц X , с массой порядка 1 ТэВ, а также проверены правила Фейнмана для Лагранжиана, описывающего распад данной частицы на два тождественных зарядово-сопряженных фермиона.

Кроме того, этот пакет использовался для проверки других моделей скрытой массы на последующих этапах данной работы.

На выходе были получены наборы модельных файлов, которые в дальнейшем могут быть использованы для расчетов и моделирования различных процессов в МС – генераторах.

2.3.2 Проверка корректности заданной модели при помощи МС-генератора MadGraph

Для проверки корректности заданной нами модели, было решено использовать Монте-Карло генератор MadGraph5-aMC@NLO. MadGraph - это среда, которая направлена на предоставление всех элементов, необходимых для феноменологии SM и BSM, таких как вычисления поперечных сечений, а также использование различных инструментов, имеющих отношение к манипулированию событиями и анализу. Также MadGraph позволяет получать численные значения для матричного элемента. Для понимания возможности провести пе-

реквестную проверку с анализом, проводимым аналитически, была проверена следующая вершина взаимодействия:

$$\mathcal{L} = X\bar{\psi}^C\gamma_\mu\psi + X^*\bar{\psi}\gamma_\mu\psi^C + \bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi. \quad (2.10)$$

Рассчитанный аналитически матричный элемент для данного процесса получился равным 0. Рассчитанный в данном МС-генераторе матричный элемент также был равен 0.

С помощью модельного файла FeynRules, полученного на предыдущем этапе, в данном генераторе были смоделированы и проанализированы несколько мод распада гипотетической скалярной частицы скрытой массы X на два тождественных зарядово-сопряженных фермиона ($X \rightarrow e^+e^+$, $X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$) Были получены приведенные ниже на рисунке 2.4 диаграммы Фейнмана для этих процессов.

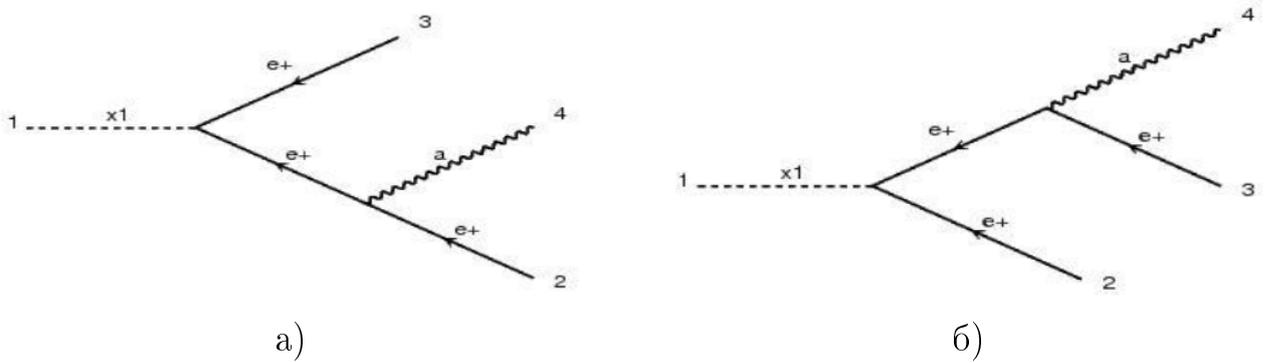


Рисунок 2.4 — Диаграммы Фейнмана для процессов $X \rightarrow e^+e^+$, $X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$, полученные с помощью МС-генератора MadGraph.

Таким образом была проверена правильность заданной нами модели на уровне диаграмм Фейнмана.

MadGraph позволяет рассчитывать ширины распадов, но не позволяет получить квадрат матричного элемента в аналитической форме, поэтому этот генератор не соответствует всем ранее установленным требованиям.

2.3.3 Изучение применимости программных пакетов CalcHEP и LanHEP для заданной модели

Как уже было сказано, основная задача на данном этапе – поиск моделей где возможно полное или частичное подавление выхода фотонов в их конечном состоянии используя различные комбинации скалярной и псевдоскалярной (или векторной и псевдовекторной) связи. Следовательно, необходимо варьировать константы связи и следить за их поведением. Добиться этого можно используя MS-генератор CalcHEP получая в нем квадраты матричных элементов в аналитическом виде для каждого из рассматриваемых процессов и сравнивая полученные результаты.

Для добавления в CalcHEP собственных моделей и их реализации в нем, использовался пакет LanHEP [69] для генерации правил Фейнмана в импульсном представлении и их применимости для работы с моделями, включающими зарядово-сопряженные спиноры.

Результат работы пакета может быть записан в виде модельных файлов CalcHEP, что позволяет начать вычисления процессов в новой физической модели.

2.4 Моделирование и анализ

Начнем с рассмотрения наиболее обещающего случая с позитронами в конечном состоянии.

2.4.1 Простейшая модель распада частицы скрытой массы

$$X \rightarrow e^+e^+, X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$$

Для дальнейшего моделирования и анализа изучаемых нами моделей был выбран MS-генератор CalcHEP и программный пакет LanHEP.

В данном генераторе была проверена простейшая модель гипотетической скалярной массивной дважды заряженной частицы скрытой массы X , взаимодействующей с тождественными зарядово-сопряженными позитронами. Для этого были получены квадраты матричных элементов:

1. для двухчастичного распада: $X \rightarrow e^+e^+$

$$|M|^2 = 4m_x^2(a^2 + b^2), \quad (2.11)$$

2. для трехчастичного распада: $X(p_1) \rightarrow e^+(p_2) + e^+(p_3) + \gamma(p_4)$

$$|M|^2 = 16(a^2 + b^2)f(p_1, p_2, p_3, p_4). \quad (2.12)$$

Таким же образом был проведен расчет для векторной частицы X :

1. для двухчастичного распада: $X \rightarrow e^+e^+$

$$|M|^2 = 8m_x^2b^2, \quad (2.13)$$

2. для трехчастичного распада: $X(p_1) \rightarrow e^+(p_2) + e^+(p_3) + \gamma(p_4)$

$$|M|^2 = \frac{16b^2}{m_x^2}f(p_1, p_2, p_3, p_4). \quad (2.14)$$

Где $f(p_1, p_2, p_3, p_4)$ – некоторая функция от импульсов начального и конечного состояния данного процесса, m_x – масса частицы скрытой массы.

И в случае скалярной и в случае векторной частицы X происходит сокращение параметризации на уровне квадрата матричного элемента. Следовательно, отношение ширин распада в уравнении (2.7) никак не зависит от введенных нами параметров a и b . Таким образом обнаружено, что параметризация лагранжиана взаимодействия для заданной модели не дает положительных результатов, то есть в данных моделях нельзя добиться подавления FSR, на уровне параметров взаимодействия.

Основной задачей в данной части работы является поиск кинематических параметров, при которых происходит подавление фотона. В частности, было изучено влияние на подавление энергии фотона, испущенного в реакции распада частицы скрытой массы.

Для расчетов используется отношение 2.7 в дифференциальной форме для энергетических спектров фотонов для двух вышерассмотренных мод распада СМ (e^+e^- и e^+e^+):

$$\frac{dBr_{e^+e^\pm\gamma}(E)}{dE} \equiv \frac{1}{\Gamma_{e^-e^\pm}} \frac{d\Gamma_{e^-e^\pm\gamma}(E)}{dE}, \quad (2.15)$$

где Γ и Br ширина соответствующего распада и их отношение, E - энергия фотонов FSR.

Результаты численного расчета представлены на рисунке 2.5.

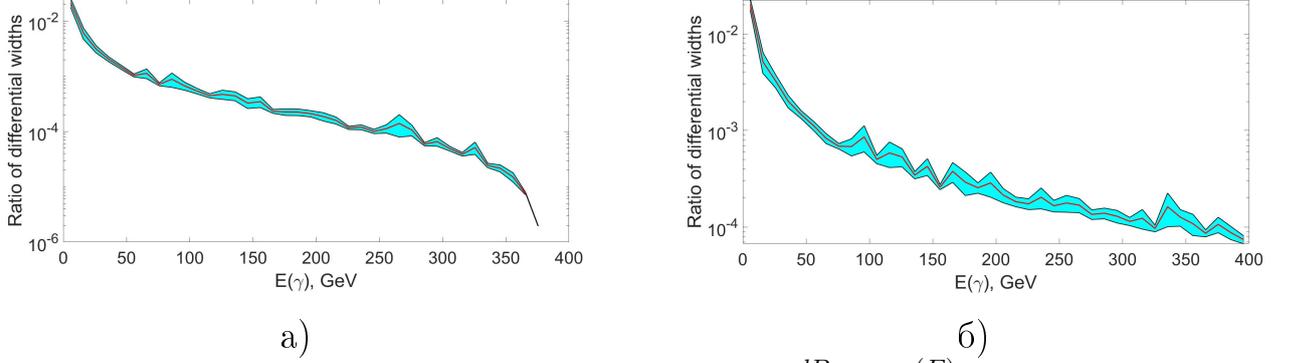


Рисунок 2.5 — Энергетические спектры фотонов $\frac{dBr_{e^+e^\pm\gamma}(E)}{dE}$ от распада частицы SM по каналу e^+e^+ (а) и e^+e^- (б). Голубым цветом выделена область ошибок MC-генератора.

Можно заметить, что в модели распада на электрон и позитрон ($X \rightarrow e^+e^-\gamma$) падение энергии фотонов происходит более плавно, особенно в верхнем кинематическом пределе. Также это наблюдается на рисунке 2.6, где представлено отношение двух спектров:

$$R(E) = \frac{dBr_{e^+e^+\gamma}(E)/dE}{dBr_{e^+e^-\gamma}(E)/dE}. \quad (2.16)$$

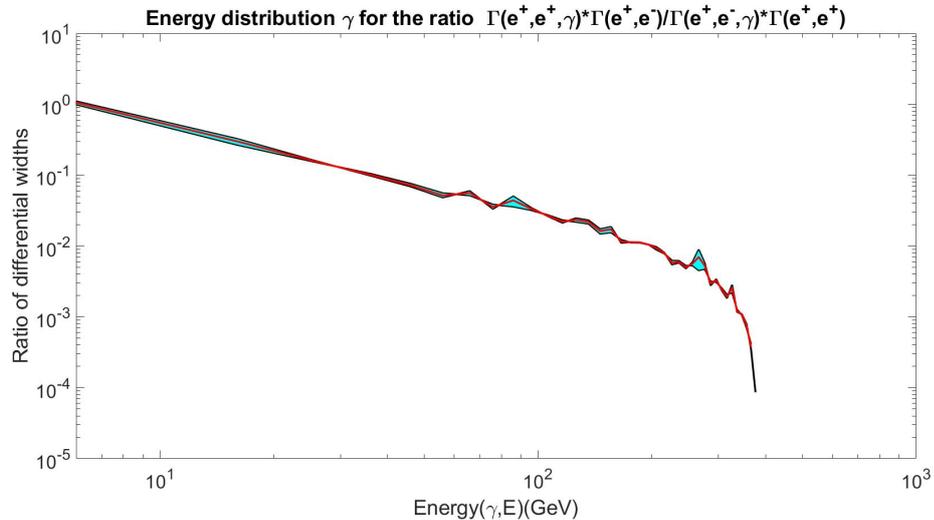


Рисунок 2.6 — Отношение $R(E)$ энергетических спектров фотонов двух процессов $X \rightarrow e^+e^+\gamma$ и $X \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Этот результат показывает некоторое подавление FSR фотонов в моде $X \rightarrow e^+e^+\gamma$ по сравнению с модой $X \rightarrow e^+e^-\gamma$ с ростом их энергии, что и было необходимо для частичного разрешения противоречия распадающейся скрытой массы с данными по IGRB.

Такое поведение отношения спектров имеет качественное объяснение. Наибольшая энергия FSR фотона соответствует ситуации, когда два заряженных лептона движутся с максимально возможной энергией в направлении, противоположном направлению фотона (импульсы лептона и фотона связаны следующим образом: $\vec{p}_{e1} = \vec{p}_{e2} = -\vec{p}_\gamma/2$). Однако два позитрона не могут родиться с одинаковыми импульсами из-за принципа Паули.

2.4.2 Разработка усложненных моделей скрытой массы

При рассмотрении на предыдущем этапе данной научно- квалификационной работы процессов $X \rightarrow e^+ + e^+$, $X \rightarrow e^+ + e^+ + \gamma$, подавления выхода фотонов не обнаружено. Следовательно, возникает необходимость в усложнении предыдущих моделей для скрытой массы.

Была рассмотрена модель скрытой массы, состоящая из скалярных или векторных незаряженных самосопряженных частиц X , распадающихся посредством массивной частицы-медиатора Y с зарядом $+2$ (-2), которая, в свою очередь, распадается на два одинаково заряженных лептона. На рисунке 2.7 представлена диаграмма Фейнмана для такого процесса.

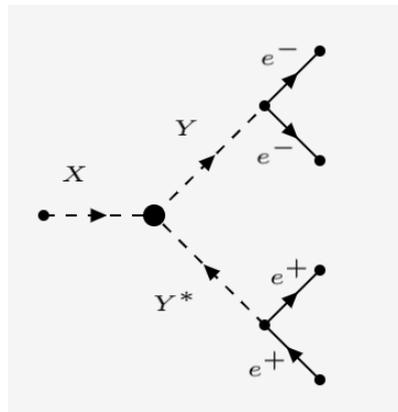


Рисунок 2.7 — Диаграмма Фейнмана для рассматриваемого распада частицы скрытой массы.

В этом случае можно рассмотреть несколько вариаций такой модели. Для каждой такой вариации был построен лагранжиан взаимодействия, получены квадраты матричных элементов и диаграммы Фейнмана с помощью генератора CalcHEP, а также сделан вывод о возможности подавления выхода фотонов в этих моделях.

1. X – скалярное действительное поле, Y – скалярное комплексное поле. Лагранжиан взаимодействий для такого случая будет выглядеть:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & XY^*Y + Y\bar{\Psi}^C(a + b\gamma^5)\Psi + Y^*\bar{\Psi}(a - b\gamma^5)\Psi^C - \bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi + \\ & + A_\mu Y\partial^\mu Y^* + A_\mu Y^*\partial^\mu Y, \end{aligned} \quad (2.17)$$

2. X – векторное действительное поле, Y – скалярное комплексное поле. В данном случае лагранжиан будет записываться:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & Y\partial^\mu X_\mu Y^* + X_\mu\partial^\mu Y Y^* + X_\mu\partial^\mu Y^* Y + X_\mu A^\mu Y^* Y + \\ & + Y\bar{\Psi}^C(a + b\gamma^5)\Psi + Y^*\bar{\Psi}(a - b\gamma^5)\Psi^C - \bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi + A_\mu Y\partial^\mu Y^* + A_\mu Y^*\partial^\mu Y, \end{aligned} \quad (2.18)$$

Ни в одном из рассматриваемых случаев отношение ширин распадов (уравнение 2.7) не зависило от параметров a и b . Таким образом, ни одна из этих моделей не дала положительного результата, то есть не было обнаружено подавления выхода FSR.

Также при выполнении данной работы было рассмотрено множество других моделей, которые не дали положительных результатов.

2.5 Подавление за счет тождественности частиц в конечном состоянии

2.5.1 Однофотонная теорема

Одной из причин рассматривать такие экзотические модели как $X \rightarrow e^+ + e^+$, $X \rightarrow e^+ + e^+ + \gamma$ – так называемая однофотонная теорема (или «радиационные нули»)[64].

Впервые "радиационные нули" были обнаружены в работе [70], когда авторы рассматривали процессы типа $u\bar{d} \rightarrow W^\pm\gamma$. Они обнаружили, что фотон может не быть испущен в таких процессах при определенных кинематических параметрах, то есть амплитуда такого процесса равна 0. Данный эффект может быть объяснен как релятивистская версия отсутствия электрического дипольного излучения, когда частицы с одинаковым отношением заряда к массе сталкиваются нерелятивистски.

Многие процессы в физике частиц имеют «радиационные нули». Одна из причин, по которой их не замечают, заключается в том, что возникает лишь небольшая доля в физических областях распада и рассеяния. То есть, существует лишь небольшая область кинематических параметров, где мог бы наблюдаться данный феномен.

Теорема заключается в следующем. Рассмотрим квантовую амплитуду M_γ излучения фотона с импульс q . Амплитуда процесса зануляется независимо от спина частиц, если выполняется следующее утверждение:

$$M_\gamma = 0, \quad \text{if } \frac{Q_i}{p_i \cdot q} = \text{same, all } i \quad (2.19)$$

где i -тая частица имеет заряд Q_i и 4-импульс p_i . Также необходимым условием является одинаковый знак заряда у частиц в конечном состоянии.

Таким образом, основной задачей является выделить область кинематических параметров, где вклад в подавление вносится за счет данного феномена.

2.5.2 Изучение вклада в эффект подавление фотона вносимого однофотонной теоремой

Понять, вносится ли вклад в эффект подавления фотона за счет тождественности частиц, можно получая отношения брэнчинга трехчастичного распада частиц скрытой массы с тождественными фермионами в конечном состоянии (рисунок 2.2 (б)) к брэнчингу простейшей электрон-позитронной моды (рисунок 2.3(б)). Если вклад в подавление за счет тождественности частиц в конечном состоянии вносится, то такое отношение будет минимальным, то есть:

$$\frac{Br(e^+e^+\gamma)}{Br(e^-e^+\gamma)} = \min. \quad (2.20)$$

Таким образом можно проследить, зависимость от каких параметров в данной модели приводит к частичному подавлению выхода фотона. Если вклад данной теоремой вносится то на таких зависимостях будут появляться минимумы.

Был проведен анализ отношения брэнчингов в зависимости от некоторых параметров.

Построена зависимость отношения брэнчингов от массы (2.8) для того, чтобы понять влияет ли на процесс масса начальной частицы (масса частицы скрытой массы).

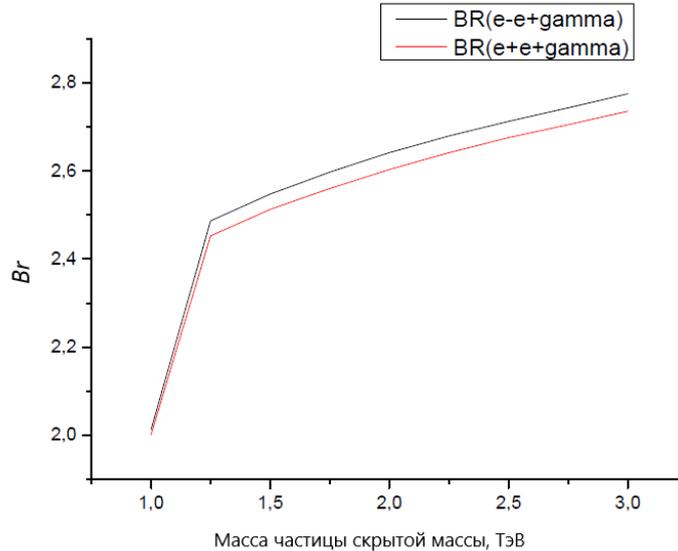


Рисунок 2.8 — Зависимость $Br(e^+e^+\gamma)$ и $Br(e^-e^+\gamma)$ от массы начальной частицы

Как можно видеть из данной зависимости, брэнчинги для трехчастичных процессов различаются незначительно, и их отношение будет стремиться к единице, то есть отношение брэнчингов на такой зависимости выглядело бы как прямая горизонтальная линия. Таким образом, можно заключить, что нельзя выделить область масс частицы СМ где могла бы давать вклад однофотонная теорема.

В работах [71—73] приводились примеры моделей, в которых проявлялись «радиационные нули», которые в эксперименте были обнаружены по провалам в угловых распределениях.

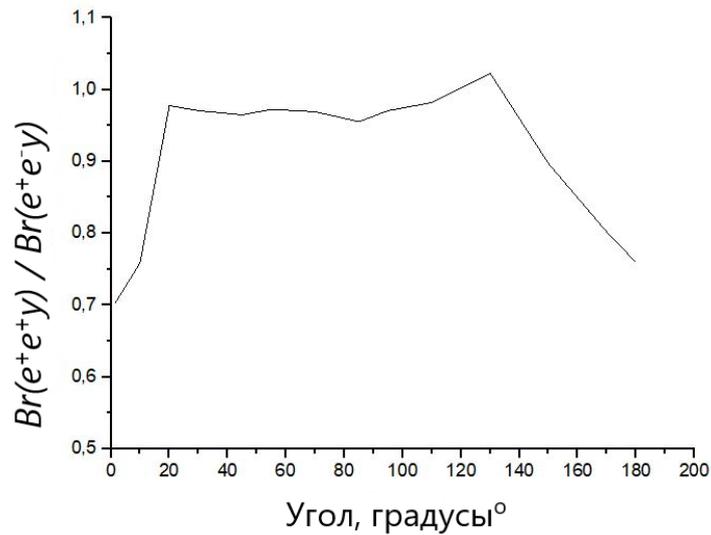


Рисунок 2.9 — Зависимость $Br(e^+e^+\gamma)$ и $Br(e^-e^+\gamma)$ от угла разлета между частицами

Таким образом, следующим шагом выполнения данной работы было получение зависимости отношения брэнчингов от угла разлета между фотоном и излучившей его частицей (рисунок 2.9).

Из данной зависимости, можно сделать вывод, о том, что, есть диапазон углов разлета между фотоном и соответствующей частицей, в котором наблюдается некоторое подавление выхода фотона (около 30%), и, следовательно, можно сделать вывод, что вклад вносится именно за счет тождественности фермионов в конечном состоянии.

Глава 3. Гамма излучение за счет обратного комптоновского рассеяния от аннигиляции частицы скрытой массы

На следующем шаге выполнения данной работы, было продолжено изучение аннигилирующей и распадающейся скрытой массы. Очевидно, что если, именно распад или аннигиляция частиц скрытой массы приводят к наблюдаемому избытку позитронов в космических лучах, то такой же феномен будет иметь место в любой другой галактике во Вселенной. Распространяясь через межзвездную среду, такие высокоэнергетичные позитроны будут создавать специфический сигнал от фотонов, сгенерированных обратным комптоновским рассеянием.

Процесс обратного комптоновского рассеяния (ICS) представляет собой рассеяние низкоэнергетических фотонов на позитронах и электронах высокой энергии [74]. В данном случае источником e^\pm высоких энергий является аннигиляция или распад частицы СМ в гало галактики М31 с плотностью, определяемой профилем распределения СМ. Все рассматриваемые низкоэнергетические фотоны состоят из трех основных вкладов: звездный свет, исходящий от звезд галактического диска (на оптических длинах волн), инфракрасное излучение, создаваемое поглощением и переизлучением звездного света межзвездной пылью и фотоны СМВ.

Процесс ICS на таких позитронах может указать на некоторую анизотропию в потоке гамма-излучения. В качестве объекта изучения в данной работе используется Туманность Андромеды (М31). Выбор объекта изучения не случаен, и связан с несколькими причинами: во-первых, М31 - единственная галактика, которую современные телескопы способны наблюдать в гамма-диапазоне [75] (также на этапе подготовки к запуску находятся несколько проектов [76]), во-вторых, на сегодняшний день, существуют намеки на некоторые отклонения в потоках гамма-излучений от М31 от предсказанных теоретически [77; 78], некоторые из которых связываются с существованием скрытой массы [79; 80].

На рисунке 3.1 показана схема возникновения эффекта анизотропии. Угловое распределение конечного фотона в процессе обратного комптоновского рассеяния анизотропно по отношению к импульсу падающего фотона в системе покоя электрона. Этот эффект должен сохраняться в произвольной системе отсчета и будет зависеть от импульсов рассеивающегося электрона и фотона.

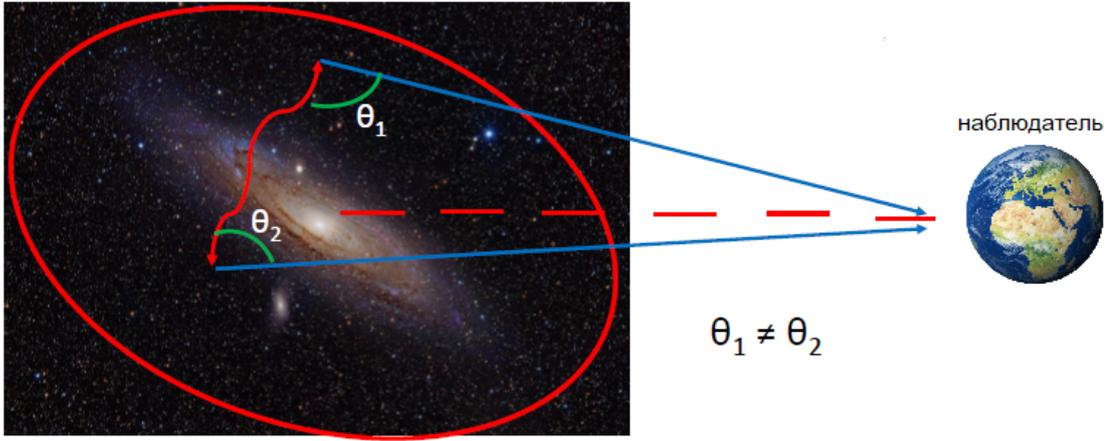


Рисунок 3.1 — Условная схема возникновения эффекта анизотропии в потоке ICS фотонов.

Поскольку звездный диск галактики Андромеды наклонен относительно луча зрения ($\approx 15^\circ$), преобладающий угол рассеяния в верхнем и нижнем полушариях гало Андромеды будет разным. Причем эффект будет заметен и в потоках и в энергиях. Если мы рассмотрим, например, два фотона летящих из диска в противоположных направлениях (красные волнистые линии) и далее в некоторой точке галактического темного гало фотоны рассеялись на высокоэнергетичных позитронах (электронах) и полетели к наблюдателю (синие линии), то углы, под которыми они рассеятся, как уже было отмечено, в общем случае, могут быть не одинаковы, и данный эффект может быть заметен для некоторых высокочувствительных спутниковых экспериментов, таких, например, как готовящийся эксперимент ГАММА-400.

3.1 Вывод формулы для спектра гамма-излучения за счет ICS

Необходимо посчитать дифференциальный поток $d\Phi/d\varepsilon_1$ высокоэнергетичных фотонов, образованных процессом обратного комптоновского рассеяния и приходящих из углового региона неба $\Delta\Omega$. Здесь и далее ε_1 – энергия рассеянного фотона и ε – энергия начального фотона в системе фотонного газа. Такой поток определяется как [81]:

$$\frac{d\Phi}{d\varepsilon_1} = \frac{1}{\varepsilon_1} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{line-of-sight}} ds \frac{j(\varepsilon_1, r(s))}{4\pi} \quad (3.1)$$

в терминах излучательной способности $j(\varepsilon_1 r(s))$ области, расположенной на расстоянии r от центра галактики Андромеды. Координата s проходит вдоль луча зрения, соединяя наблюдателя на Земле с точкой r . В общем случае, для любого излучательного процесса излучательная способность получается путем свертки пространственной плотности излучающей среды с мощностью, которую она излучает [82]. В нашем случае тогда

$$j(\varepsilon_1 r(s)) = 2 \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \mathcal{P}(\varepsilon_1, E, r) n_e(r, E) \quad (3.2)$$

где $\mathcal{P}(\varepsilon_1, E, r)$ – дифференциальная мощность, излучаемая в фотоны с энергией ε_1 электроном с энергией E , а $n_e(r, E)$ – плотность на r электронов с такой энергией. Минимальная и максимальная энергии электронов определяются массой электрона m_e и массой аннигилированной частицы M_{DM} . Общий множитель 2 учитывает тот факт, что, помимо электронов, аннигиляцией скрытой массы создается такое же количество позитронов.

Величина $n_e(E, r)$ должна быть определена путем решения уравнения диффузионных потерь в каждой точке галактики:

$$\underbrace{-\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 D \frac{\partial f}{\partial r} \right]}_{\text{диффузия}} + \underbrace{v \frac{\partial f}{\partial r}}_{\text{адвекция}} - \underbrace{\frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) p \frac{\partial f}{\partial p}}_{\text{конвекция}} + \underbrace{\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} [\dot{p} p^2 f]}_{\text{потери на излучение}} = \underbrace{\frac{Q_e(E, r)}{4\pi r^2}}_{\text{источник}}. \quad (3.3)$$

Здесь $f = n_e/4\pi p^2$ и p – импульс электрона. Слагаемые, отвечающие за адвекцию и конвекцию, описывают поток со скоростью v в направлении черной дыры (ЧД) в галактическом центре (ГЦ). Нас интересуют области гало галактики, которые находятся далеко за пределами аккреции ЧД, следовательно, этими слагаемыми можно пренебречь. В слагаемое, отвечающее за потери за счет излучения включен только процесс ICS. В принципе должны быть включены все процессы: синхротронное излучение, тормозное излучение, ионизация и ICS. Однако для релятивистских электронов и для типичного магнитного поля, присутствующего в гало галактики (1 мкГс) ICS оказывается доминирующим [83].

Излучение, вызванное ICS, является доминирующим процессом, вызванным электронами и позитронами, образующимися при аннигиляции СМ, и предполагается, что они не диффундируют от точки рождения до того, как излучат большую часть своей энергии. Тогда:

$$n_e(E, r) = \frac{1}{\dot{\mathcal{E}}(E, r)} \int_E^{M_{DM}} d\tilde{E} Q_e(\tilde{E}, r). \quad (3.4)$$

Источник же выражается как:

$$Q_e(E, r) = \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \frac{\rho(r)^2}{2M_{DM}^2} \frac{dN_e}{dE}, \quad (3.5)$$

где $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ – сечение аннигиляции частицы скрытой массы, $\rho(r)$ – галактический профиль плотности СМ, $\frac{dN_e}{dE}$ – спектр, образованных в одном акте аннигиляции элетектронов (позитронов). $\dot{\mathcal{E}}(E, r)$ – общая скорость потери энергии электронов за счет ICS:

$$\dot{\mathcal{E}}(E, r) = \int \int_{(\varepsilon, \varepsilon_1)} (\varepsilon - \varepsilon_1) \frac{dN_{E,e}}{dt d\varepsilon_1}. \quad (3.6)$$

Вывод величины \mathcal{P} производится с точки зрения комптоновской кинематики [74]. Дифференциальная мощность, излучаемая в фотоны с энергией ε_1 электроном с энергией E определяется как:

$$\mathcal{P}(\varepsilon_1, E, r) = \int_{(\varepsilon)} (\varepsilon - \varepsilon_1) \frac{dN_{E,e}}{dt d\varepsilon_1}, \quad (3.7)$$

$\frac{dN_{E,e}}{dt d\varepsilon_1}$ – скорость рассеяния на фотонах энергии ε в фотоны энергии ε_1 умноженная на энергию, потерянную при рассеянии $(\varepsilon - \varepsilon_1)$ и проинтегрированная по всем начальным энергиям фотонов. Величина $\frac{dN_{E,e}}{dt d\varepsilon_1}$ удобно вычисляется путем перехода в систему центра масс (далее все величины в системе центра масс обозначаются штрихом):

$$\frac{dN_{E,e}}{dt d\varepsilon_1} = \iint_{(\Omega', \varepsilon')} \frac{dN_{E,e}}{dt' d\varepsilon'_1 d\Omega' d\varepsilon'} \frac{dt' d\varepsilon'_1}{dt d\varepsilon_1} \quad (3.8)$$

где $\frac{dt'}{dt} = 1/\gamma$ и $\frac{d\varepsilon'_1}{d\varepsilon_1} = 1/[\gamma(1 - \cos \theta'_1)]$, Лоренц-фактор электрона (который предполагается релятивистским) $\gamma = E/m \gg 1$. В новой системе скорость рассеяния определяется как:

$$\frac{dN_{E,e}}{dt' d\varepsilon'_1 d\Omega' d\varepsilon'} = \frac{dn(\varepsilon'; \varepsilon)}{d\varepsilon'} \frac{d\sigma}{\varepsilon'_1 d\Omega'_1}. \quad (3.9)$$

Здесь последний член обозначает дифференциальное комптоновское рассеяние, а $\frac{dn(\varepsilon'; \varepsilon)}{d\varepsilon'}$ выражает дифференциальную плотность фотонов в пределах $d\varepsilon'$ за счет фотонов в пределах $d\varepsilon$ в системе фотонного газа. Можно получить [74]:

$$dn(\varepsilon'; \varepsilon)d\varepsilon' = \frac{1}{2}n(\varepsilon, r) d\varepsilon d(\cos \theta) \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}, \quad (3.10)$$

где $n(\varepsilon, r)$ – распределение фотонов в системе фотонного газа.

В общем случае сечение комптоновского рассеяния дается формулой Клейна - Нишины:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon'_1 d\Omega'_1} = \frac{3}{16\pi} \sigma_T \left(\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon'_1} + \frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'} - \sin^2 \theta'_1 \right) \delta \left(\varepsilon'_1 - \frac{\varepsilon'}{1 + \frac{\varepsilon'}{m}(1 - \cos \theta'_1)} \right), \quad (3.11)$$

где $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3 = 0,6652$ барн – полное томпсоновское рассеяние в терминах классического радиуса электрона r_e . Теперь можно, вычислив интегралы в системе покоя электрона, вычислить скорость рассеяния как в [74]:

$$\frac{dN_{E, \varepsilon}}{dt d\varepsilon_1} = 3\sigma_T \frac{n(\varepsilon, r)d\varepsilon}{4\gamma^2 \varepsilon} \left[2q \ln q + q + 1 - 2q^2 + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_e q)^2}{1 + \Gamma q} (1 - q) \right], \quad (3.12)$$

$$\text{где } q = \frac{\tilde{\varepsilon}_1}{\Gamma_e(1 - \tilde{\varepsilon}_1)}, \quad \Gamma_e = \frac{4\varepsilon\gamma}{m}, \quad \tilde{\varepsilon}_1 = \frac{\varepsilon_1}{\gamma m}$$

Наконец, подставляя этот результат в 3.7, получаем:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\varepsilon_1, E, r) &= \frac{3\sigma_T}{4\gamma^2} \varepsilon_1 \int_{1/4\gamma^2}^1 dq \left(1 - \frac{1}{4q\gamma^2(1 - \tilde{\varepsilon}_1)} \right) \frac{n(\varepsilon(q), r)}{q} \\ &\times \left[2q \ln q + q + 1 - 2q^2 + \frac{1}{2} \frac{\tilde{\varepsilon}_1^2}{1 - \tilde{\varepsilon}_1} (1 - q) \right] \end{aligned} \quad (3.13)$$

Таким образом, дифференциальный поток ICS фотонов (энергии ε_1) из области неба $\Delta\Omega$ определяется как:

$$\frac{d\Phi}{d\varepsilon_1} = \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{4\pi} r_0 \frac{\rho_0^2}{M_{DM}^2} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{l.o.s.}} \frac{ds}{r_0} \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^2 \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \frac{\mathcal{P}(\varepsilon_1, E, r)}{\dot{\mathcal{E}}(E, r)} Y(E), \quad (3.14)$$

где $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ – сечение аннигиляции частицы скрытой массы. В данной работе мы принимаем его равным $\langle \sigma_{ann} v \rangle \approx 3 \cdot 10^{-26}$ см³/сек, $r_0 = 785$ кпс – расстояние от Солнца до Галактики Андромеды, $\rho_0 = 0.4$ ГэВ/см³ – плотность СМ в галактическом гало М31, M_{DM} – масса частицы скрытой массы, $\Delta\Omega = 3^\circ \times 5^\circ$ – телесный угол охватывающий Галактику Андромеды и ее темного гало и $Y(E) = \int_E^{M_{DM}} d\tilde{E} \frac{dN}{d\tilde{E}}$.

Выражение 3.14 можно переписать:

$$\frac{d\Phi}{d\varepsilon_1} = \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{4\pi} r_\odot \frac{\rho_0^2}{M_{DM}^2} \bar{J} \Delta\Omega \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \frac{\mathcal{P}(\varepsilon_1, E, r)}{\dot{\mathcal{E}}(E, r)} Y(E) \quad (3.15)$$

и

$$\bar{J} \Delta\Omega = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{line-of-sight}} \frac{ds}{r_\odot} \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^2, \quad (3.16)$$

где \bar{J} – так называемый геометрически фактор [84] (или J - фактор) для ICS фотонов.

Для расчета полная плотность излучения $n(\varepsilon)$ берется как сумма трех спектров подобных спектрам для абсолютно черного тела ($i = 1, 2, 3$) [85]:

$$n_i = \frac{\varepsilon^2}{\pi^2} \frac{1}{\exp(\varepsilon/T_i) - 1}, \quad (3.17)$$

с различными температурами: для СМВ с $T_{СМВ} = 2.725$ К, для инфракрасного излучения с $T_{IR} = 3.5 \cdot 10^{-3}$ эВ и для звездного света с $T_{SL} = 0.3$ эВ.

3.2 Поток гамма-излучения за счет обратного комптоновского рассеяния

На данной этапе работы, в качестве дополнительной проверки, необходимо рассчитать потоки гамма-излучения высоких энергий, создаваемых обратным комптоновским рассеянием межзвездных фотонов на высокоэнергетичных e^\pm . Полученные аналитическим путем потоки необходимо сравнить с экспериментальными данными потоков от галактики Андромеды для подтверждения корректности выведенной в предыдущем пункте формулой. Рассматриваются несколько значений масс частицы скрытой массы и профилей плотности СМ.

В результате численного моделирования и анализа был получен набор дифференциальных потоков для нескольких значений масс частицы скрытой массы и профилей распределения СМ.

Были рассмотрены два различных профиля распределения СМ в галактике: профиль Эинасто [86], профиль Наварро – Фрэнка – Уайта (NFW) [87].

$$\rho_{Ein}(r) = \rho_s \exp \left[-\frac{2}{\alpha} \left(\left(\frac{r}{r_s} \right)^\alpha - 1 \right) \right], \quad \alpha = 0.17 \quad (3.18)$$

$$\rho_{NFW}(r) = \rho_s \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s} \right)^{-2} \quad (3.19)$$

Величины параметров ρ_s и r_s для этих трех моделей даны в Таблице 1.

Модель гало СМ	r_s в кпс	ρ_s в ГэВ/см ³
NFW	20	0.26
Эинасто	20	0.06

Таблица 1 — Величины r_s и ρ_s для рассматриваемых моделей гало СМ [81].

В результат включен только сигнал от вклада ICS фотонов и не включен вклад жестких фотонов от аннигиляции СМ.

На рисунках 3.2 и 3.3 изображены примеры сигнала от различных моделей скрытой массы.

Результаты полученные на данном этапе не противоречат наблюдениям [77; 79; 88], что позволяет сделать вывод о корректности выведенной на предыдущем этапе формулы и методики расчета. Данный анализ в будущем, при сравнении с более точными экспериментальными данными, поможет уточнить профиль плотности темного гало для галактики М31 и не только.

Основной задачей этой части исследования является построение карты потоков для галактики Андромеды, с целью выявления возможной угловой анизотропии.

Была построена карта потоков гамма-излучения произведенного за счет процесса обратного комптоновского рассеяния (рисунок 3.4).

Как видно из рисунка 3.4, карта потоков симметрична относительно галактического диска (красная полоса), то есть потоки ICS фотонов из нижнего и верхнего полушария одинаковы, следовательно, в данном случае эффект анизотропии не проявляется.

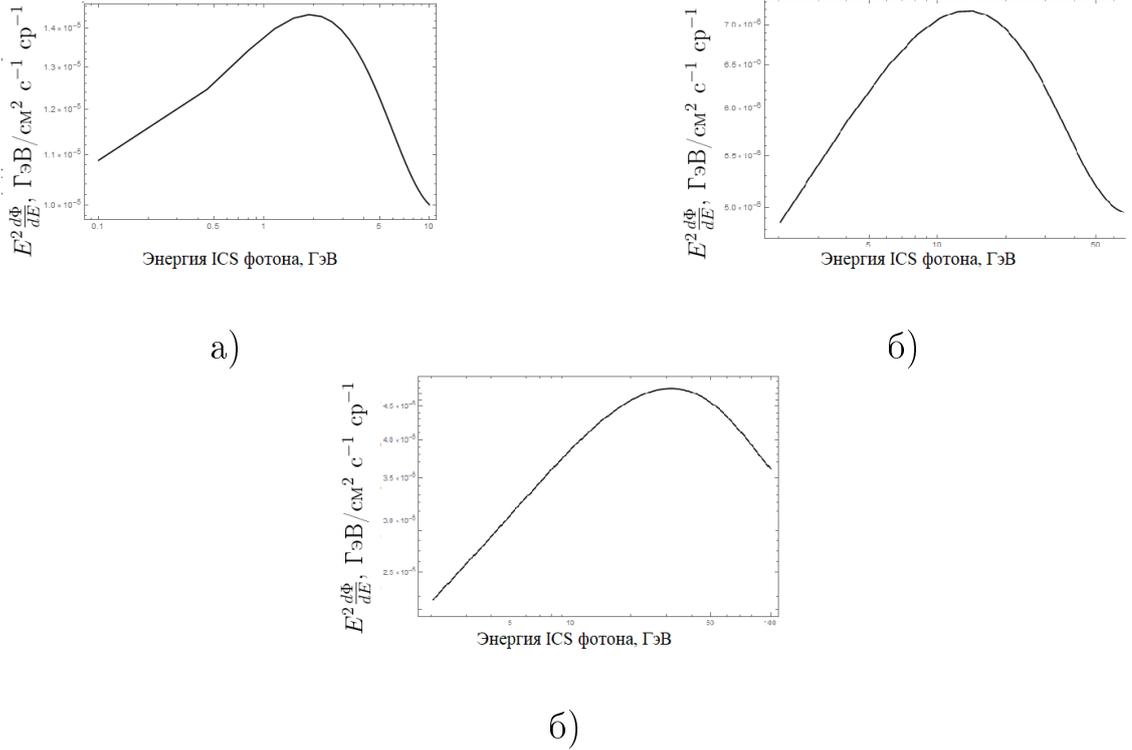


Рисунок 3.2 — Сигнал от скрытой массы с профилем распределения NFW для масс частицы скрытой массы 1 (а), 2 (б) и 3 (в) ТэВ.

Следующим шагом данной работы становится обобщение метода, описанного в предыдущем разделе на более реальный анизотропный случай.

3.3 Вывод формулы для спектра гамма - излучения ICS фотонов в анизотропном случае

При выводе обобщенной формулы для дифференциального потока гамма-излучения, образованного за счет процесса ICS для учета возможного эффекта анизотропии, использовалась следующая методика.

Рассмотрим величину R , характеризующую скорость фотон-электронного взаимодействия, которая в общем случае задается формулой [89]:

$$R = n_e n_\gamma \int d\mathbf{p}_\gamma \int d\mathbf{p}_e f_e(\mathbf{p}_e) f_\gamma(\mathbf{p}_\gamma) \frac{p'_\gamma}{\gamma p_\gamma} \sigma(p'_\gamma), \quad (3.20)$$

где n_e, n_γ — электронная и фотонная плотность, $\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\gamma$ — импульсы электрона и фотона, $f_e(\mathbf{p}_e), f_\gamma(\mathbf{p}_\gamma)$ — функции распределения электронов и фотонов в лабораторной системе (ЛС) (нормировка : $\int d\mathbf{p}_{e,\gamma} f_{e,\gamma}(\mathbf{p}_{e,\gamma}) = 1$), γ — Лоренц-фактор

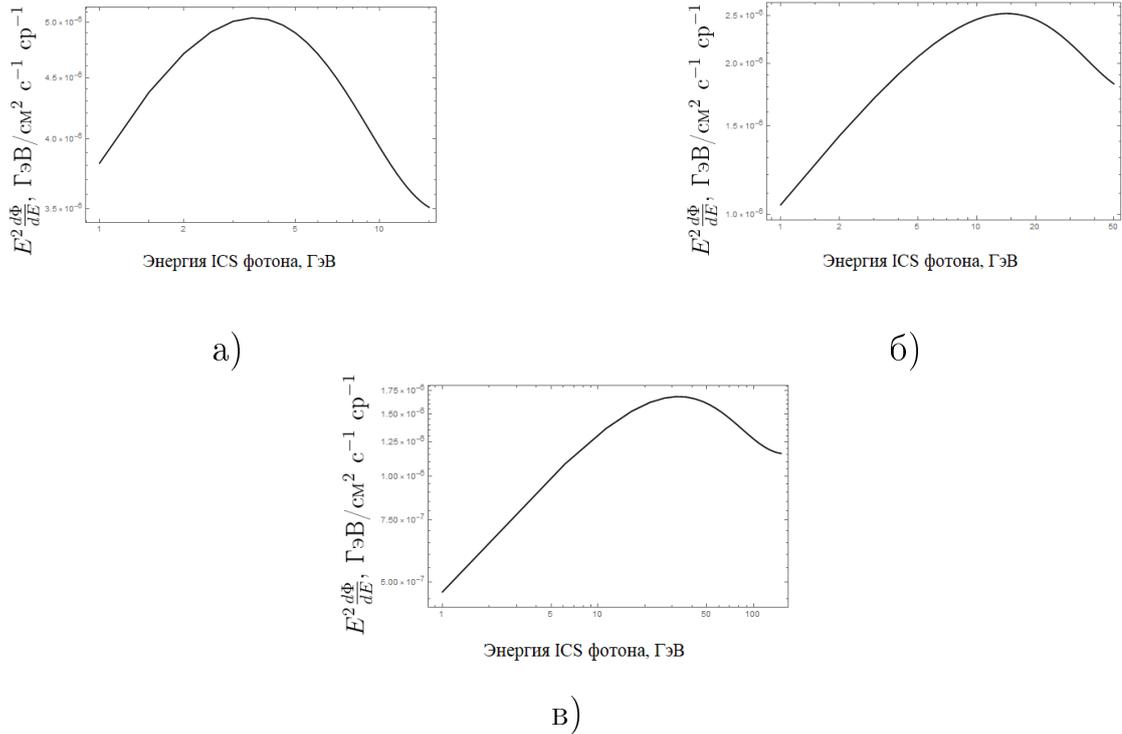


Рисунок 3.3 — Сигнал от скрытой массы с профилем распределения Эинасто для масс частицы скрытой массы 1 (а), 2 (б) и 3 (в) ТэВ.

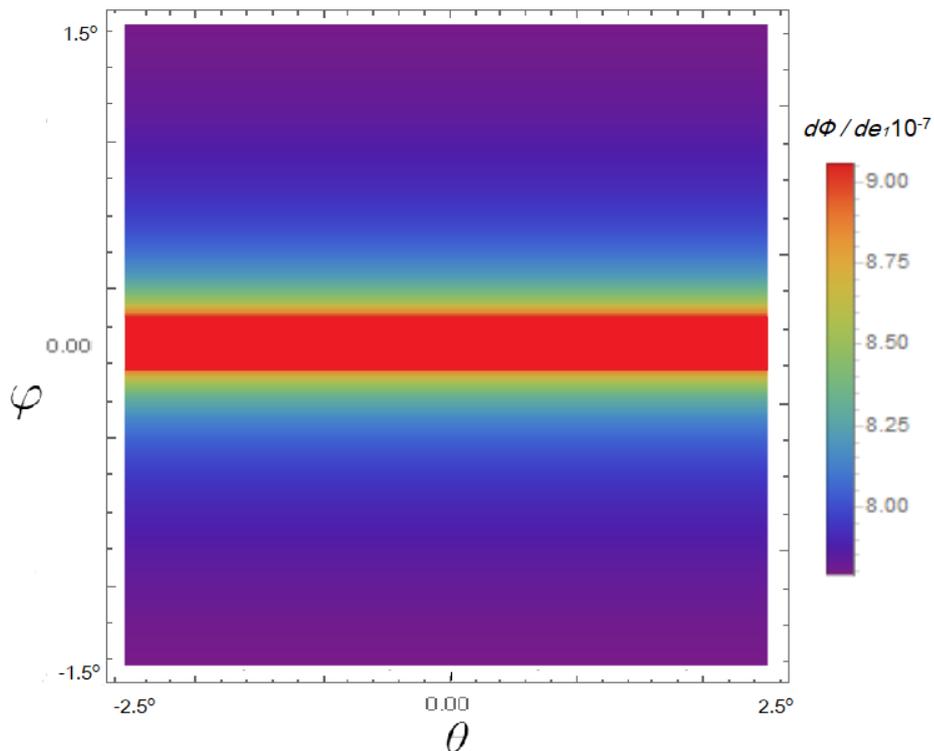


Рисунок 3.4 — Карта потоков гамма-излучения произведенного за счет процесса обратного комптоновского рассеяния.

электрона, σ – сечение процесса. Штрихом, так же как и в предыдущих раз-

делах отмечены величины в системе центра масс. Распределение электронов изотропно.

Функцию распределения для моноэнергетических электронов примем в виде:

$$f_e(\mathbf{p}_e) = \frac{1}{4\pi p_e^2} \delta(p_e - p). \quad (3.21)$$

В терминах Лоренц-фактора электрона предыдущее выражение можно переписать как:

$$f_e(\gamma_1) = \frac{1}{4\pi\gamma_1^2} \delta(\gamma_1 - \gamma), \quad (3.22)$$

здесь $p = \beta\gamma$, и $\beta = 1$ скорость электрона.

Функция распределения фотонов:

$$f_\gamma(\varepsilon_\gamma, \Omega_\gamma) = Q_\gamma \frac{1}{\varepsilon_\gamma^2} \delta(\varepsilon_\gamma - \varepsilon) \quad (3.23)$$

где $\varepsilon_\gamma = p_\gamma$ - энергия фотона, Q_γ - угловое распределение фотонов

($\int d\Omega_\gamma Q_\gamma = 1$) в в данной точке пространства.

Формула Клейна - Нишины описывается выражением 3.11 в разделе (10).

Используя формулы Клейна-Нишины 3.11 и выражение 3.20 можно получить следующую формулу:

$$\frac{dR}{d\varepsilon_1} = \int d\cos\theta'_1 \int d\varepsilon_\gamma d\Omega_\gamma \int d\gamma d\Omega_e f_e(\gamma_1, \Omega_e) f_\gamma(\varepsilon_\gamma, \Omega_\gamma) \varepsilon_\gamma^2 \gamma_1^2 \frac{\varepsilon'_\gamma}{\gamma_1 \varepsilon_\gamma} \frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon_1} \frac{d\sigma}{d\varepsilon'_1 d\cos\theta'_1}. \quad (3.24)$$

Учитывая дельта-функции в уравнениях 3.22 и 3.8, интегрируем по $d\varepsilon_\gamma$, $d\gamma_1$, $d\Omega_e$, $d\cos\theta'_1$ и, учитывая что $\varepsilon'_1 = \varepsilon_1/[\gamma(1 - \cos\theta'_1)]$, получаем:

$$\frac{dR}{d\varepsilon_1} = \frac{3\sigma_T}{8\varepsilon(\gamma - \varepsilon_1)^2} \int_{\Omega_\gamma} d\Omega_\gamma Q_\gamma(\Omega_\gamma) \left[2 - 2\frac{\varepsilon_1}{\gamma} \left(\frac{1}{\varepsilon'} + 2 \right) + \frac{\varepsilon_1^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{\varepsilon'^2} + 2\frac{1}{\varepsilon'} + 3 \right) - \frac{\varepsilon_1^3}{\gamma^3} \right], \quad (3.25)$$

где $\varepsilon_1 \leq 2\gamma\varepsilon'/(1 + 2\varepsilon')$ и $\varepsilon' = \varepsilon\gamma(1 + \cos\zeta)$ и ζ - угол между импульсами налетающих электрона и фотона.

В данных расчетах величина $\frac{dR}{d\varepsilon_1}$ есть не что иное, как скорость рассеяния на фотонах энергии ε в фотоны энергии ε_1 , то есть $\frac{dN_{E,e}}{dt d\varepsilon_1}$.

Теперь воспользуемся выводом формулы для дифференциального потока из пункта 3.1.

Как уже было ранее отмечено, дифференциальный поток $d\Phi/d\varepsilon_1$ высокоэнергетичных фотонов, образованных процессом обратного комптоновского рассеяния и приходящих из углового региона неба $\Delta\Omega$ определяется как 3.1 и 3.2, при этом \mathcal{P} определяется формулой 3.7, в которой присутствует величина $\frac{dN_{E,e}}{dt d\varepsilon_1}$.

Следовательно, подставляя полученную в данном разделе формулу 3.25 в 3.7 получаем:

$$\mathcal{P} = \frac{3\sigma_T}{8} \int_{\Omega_\gamma} d\Omega_\gamma Q_\gamma(\Omega_\gamma) \int_{(\varepsilon)} (\varepsilon - \varepsilon_1) \left[2 - 2\frac{\varepsilon_1}{\gamma} \left(\frac{1}{\varepsilon'} + 2 \right) + \frac{\varepsilon_1^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{\varepsilon'^2} + 2\frac{1}{\varepsilon'} + 3 \right) - \frac{\varepsilon_1^3}{\gamma^3} \right], \quad (3.26)$$

и далее подставляя 3.26 в уравнение 3.2 и, наконец, окончательно в формулу для дифференциального потока 3.1 получаем выражение для спектра гамма-излучения ICS фотонов для случая учитывающего возможный эффект анизотропии:

$$\frac{d\Phi}{d\varepsilon_1} = \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{4\pi} r_0 \frac{\rho_0^2}{M_{DM}^2} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{l.o.s.}} \frac{ds}{r_0} \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^2 \times \\ \times \int_{\Omega_\gamma} d\Omega_\gamma Q_\gamma(\Omega_\gamma) \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \frac{\mathcal{P}(\varepsilon_1, E, r)}{\dot{\mathcal{E}}(E, r)} Y(E), \quad (3.27)$$

Угловое распределение ICS фотонов в приближении излучающей поверхности можно аппроксимировать следующей функцией [90]:

$$Q_\gamma(r, \alpha) = \frac{1}{\pi Y(r)} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \sin^2 \alpha \right)^{-1/2}, \quad (3.28)$$

$$Y(r) = 1 - \frac{r^2 - R^2}{2rR} \ln \left(\frac{r + R}{r - R} \right) \quad (3.29)$$

и:

$$\left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right)^{1/2} \leq \cos \alpha \leq 1 \quad (3.30)$$

где α – угол налетания фотона на электрон, R – радиус галактического темного гало туманности Андромеды и r – расстояние до нее.

Используя формулу для анизотропного дифференциального потока ICS фотонов, была построена карта потоков от галактики М31, для оценки возможного эффекта анизотропии (рисунок 3.5).

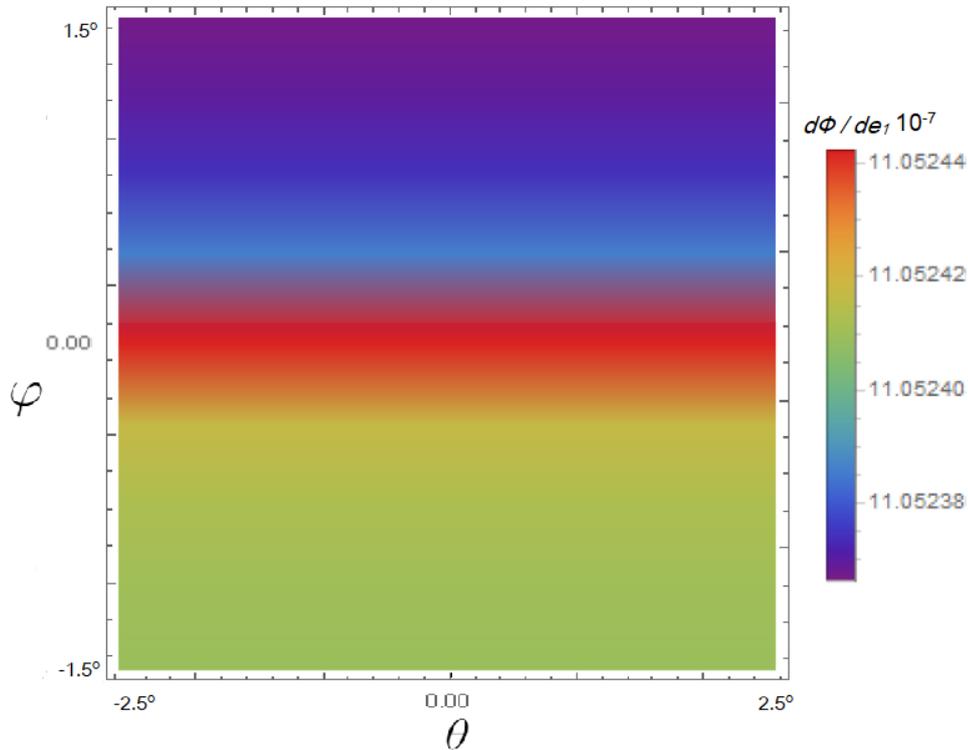


Рисунок 3.5 — Карта потоков гамма-излучения произведенного за счет процесса обратного комптоновского рассеяния с учетом эффекта анизотропии.

Как видно из рисунка, от разных полушарий галактического темного гало, приходят разные потоки и, таким образом, можно заключить, что эффект анизотропии в потоках ICS фотонов действительно присутствует. Этот эффект, однако, очень слабый, разница в потоках между верхним и нижним полушариями не превышает 0,005%.

Исследование такого эффекта может стать полезным для будущих поколений космических экспериментов, например, для готовящегося российского спутника ГАММА-400, проверка данного феномена может стать одной из задач на время эксплуатации.

3.4 Геометрический подход к задаче об анизотропии ICS от МЗ1

Задачу о рассеянии гамма-излучения на электронах или позитронах сгенерированных аннигиляцией или распадом СМ можно решить геометрически. В первом приближении можно оценить эффект от двух произвольно выбранных фиксированных точек на верхнем и нижнем полушарии темного гало МЗ1. Такое приближение можно считать верным, так как если источником избытка позитронов действительно является скрытая масса в гало галактики, то высокоэнергетические e^\pm распределены равномерно в пространстве.

Рассмотрим один акт обратного комптоновского рассеяния. Схема процесса представлена на рисунках 3.6 и 3.7.

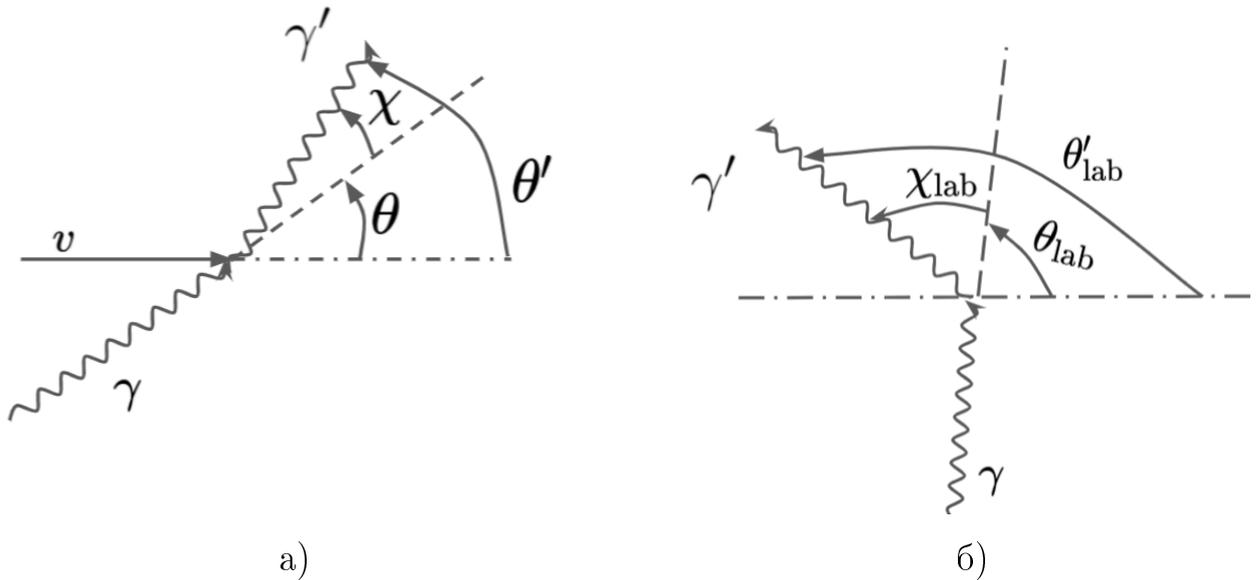


Рисунок 3.6 — Геометрическая схема вылета фотона в процессе рассеяния на e^\pm . Рассматриваются две системы отсчета: реальная (а) и система покоя электрона (б). Видно, что в данной угловой системе $\theta'_{lab} = \theta_{lab} + \chi_{lab}$.

Примем следующие обозначения: k и k' — начальный и конечный 4-импульсы фотонов, E и E' — их энергии, θ и θ' — углы между начальным импульсом электрона, начальным и конечным импульсами фотонов соответственно, χ — угол между начальным и конечным импульсами фотона. Индекс «lab» относится к тем же значениям в системе покоя электрона. Направление рассеянных фотонов будем считать параллельным, следовательно, углы рассеяния будут равны 75° и 105° для верхнего и нижнего полушария соответственно.

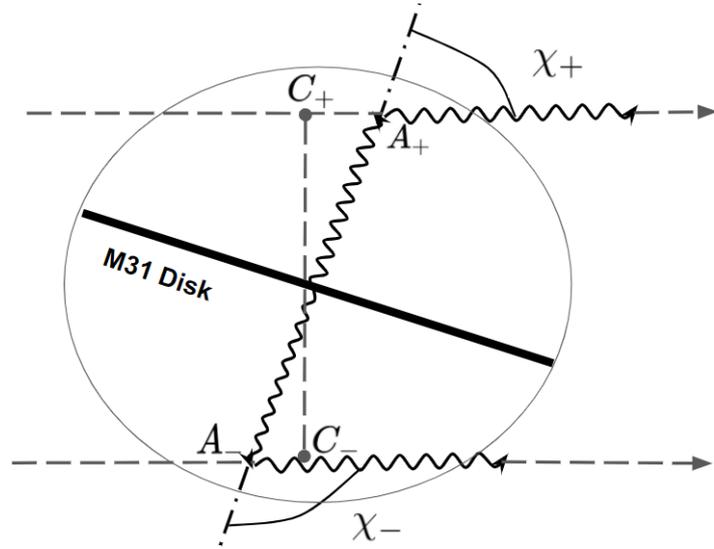


Рисунок 3.7 — Схема процесса рассеяния в верхней и нижней полусфере гало Андромеды с выбранными точками. Наблюдатель находится справа

Будем использовать стандартную формулу комптоновского рассеяния для конечной энергии в лабораторной системе отсчета:

$$E'_{lab} = \frac{E_{lab}}{1 + \frac{E_{lab}}{m}(1 - \cos \chi_{lab})}, \quad (3.31)$$

где m — масса электрона, χ_{lab} — угол рассеяния фотона, как показано на рисунке 3.6 (б). Откуда можно выразить E_{lab} из соответствующей энергии фотона в реальной системе отсчета (E) посредством преобразования Лоренца:

$$E_{lab} = \gamma E(1 - v \cos \theta), \quad (3.32)$$

и такое же преобразование используем для конечного фотона в лабораторной системе координат:

$$E'_{lab} = \gamma E'(1 - v \cos \theta') = \gamma E'(1 - v \cos(\theta + \chi)). \quad (3.33)$$

где v — скорость электрона (позитрона), γ — его гамма-фактор. В уравнении 3.33 использовалось соотношение между углами $\theta' = \theta + \chi$ (видно из рисунка 3.6 (а)). Предполагаем, также, что абсолютное значение импульса фотона равно его энергии E'_{lab} .

Чтобы связать $\cos \chi$ и $\cos \chi_{lab}$ найдем скалярное произведение начального и конечного импульса фотонов:

$$(kk') = E E'(1 - \cos \chi) = E_{lab} E'_{lab}(1 - \cos \chi_{lab}). \quad (3.34)$$

Откуда получим:

$$1 - \cos \chi_{lab} = \frac{E_{lab} E'_{lab}}{E E'} (1 - \cos \chi). \quad (3.35)$$

Используя уравнения 3.32 и 3.33:

$$\frac{E_{lab} E'_{lab}}{E E'} = \frac{1}{\gamma^2 (1 - v \cos \theta) (1 - v \cos(\theta + \chi))}, \quad (3.36)$$

и подставляя в 3.31:

$$\begin{aligned} E'_{lab} &= \frac{\gamma E (1 - v \cos \theta)}{1 + \frac{\gamma E (1 - \cos \theta)}{m}} \frac{1 - \cos \chi}{\gamma^2 (1 - v \cos \theta) (1 - v \cos(\theta + \chi))} = \\ &= \frac{\gamma E (1 - v \cos \theta)}{1 + \frac{E}{\gamma m} \frac{1 - \cos \chi}{1 - v \cos(\theta + \chi)}}. \end{aligned} \quad (3.37)$$

Из уравнения 3.33 имеем:

$$E' = \frac{E'_{lab}}{\gamma (1 - v \cos(\theta + \chi))}. \quad (3.38)$$

И, наконец, учитывая уравнение 3.37, получаем:

$$E' = \frac{E (1 - v \cos \theta)}{1 - v \cos(\theta + \chi) + \frac{E}{\gamma m} (1 - \cos \chi)}, \quad (3.39)$$

где $\frac{\omega}{m} \equiv \gamma_{cr}^{-1} \sim (2 \div 4)$.

Проанализируем полученное выражение. При $v = 0$ (и соответственно $\gamma = 1$) третье слагаемое в знаменателе может давать незначительную (и не целевую для исследования) анизотропию. Введем для анализа существования заметного эффекта анизотропии величину равную отношению энергий фотона:

$$R \equiv E'_+ / E'_-, \quad (3.40)$$

где E'_+ и E'_- - конечные энергии фотона из верхнего и нижнего полушария гало галактики.

В рассматриваемом случае ($v = 0$), так как $E \ll m$, $R \approx 1$. В случае, когда $v \approx 1$, то слагаемым $\frac{E}{\gamma m} (1 - \cos \chi)$ можно пренебречь, и E' достигает своего максимума при $\cos(\theta + \chi) = 1$. Таким образом $\theta = -\chi$ и в такой ситуации, начальный электрон движется по направлению к наблюдателю (сонаправленно фотону), а это, в свою очередь, соответствует максимальной энергии фотонов. В

третьем случае $v \rightarrow 1$, тогда $v - 1$ меньше чем $E/\gamma m$, это значит, что при $\gamma \gg \gamma_{cr}$ третье слагаемое в знаменателе снова доминирует. Зависимость $R(\gamma)$ для двух методов (аналитического и геометрического) представлена на рисунке 3.8.

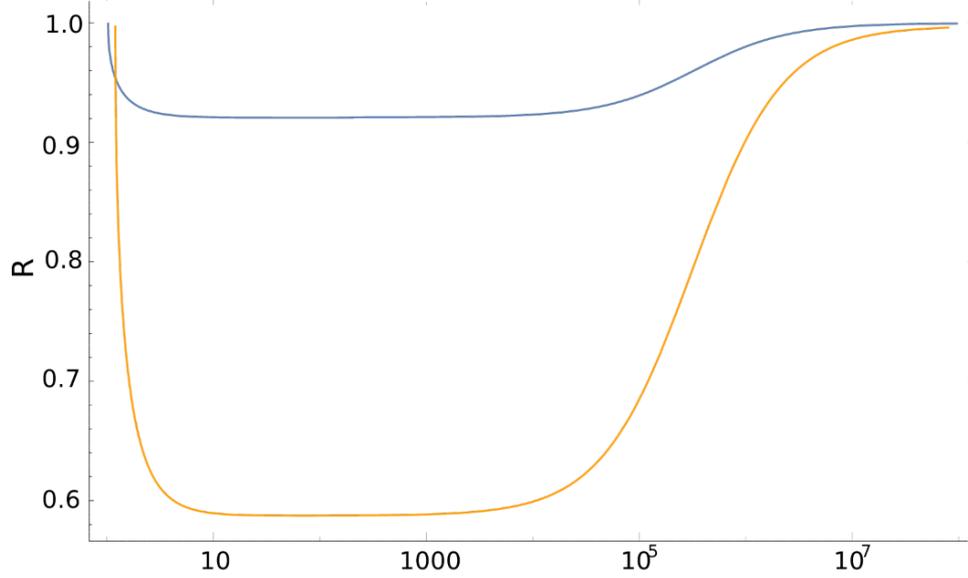


Рисунок 3.8 — Зависимость R , показывающая эффект асимметрии максимальной наблюдаемой энергии фотонов E'_{\max} между верхним и нижним полушариями галактики Андромеды, от γ -фактора исходного электрона. Расчет геометрическим методом (оранжевая линия) и аналитическим (синяя линия).

Итак, обобщая все вышесказанное, для максимальной конечной энергии фотона в реальной системе отсчета, мы получаем:

$$E'_{\max} = \frac{E(1 - v \cos \chi)}{1 - v + \frac{E}{\gamma m}(1 - \cos \chi)} = \frac{(1 + v)\gamma^2 E(1 - v \cos \chi)}{1 + (1 + v)\gamma \frac{E}{m}(-\cos \chi)} \sim \begin{cases} \frac{1}{1 + \frac{E}{m}(1 - \cos \chi)} \approx 1 & v = 0 \\ 1 - \cos \chi & 1 \ll \gamma \ll \gamma_{cr} \\ \frac{1 - \cos \chi}{1 - \cos \chi} = 1 & \gamma \gg \gamma_{cr}. \end{cases} \quad (3.41)$$

Таким образом, можно выделить диапазон энергии электрона $1 \ll \gamma \ll \gamma_{cr}$, в котором эффект анизотропии действительно может наблюдаться на уровне:

$$R = \frac{1 - \cos \chi_+}{1 - \cos \chi_-} \approx 0.6 \quad (3.42)$$

для выбранных точек A_+ и A_- .

Результат размывается при переходе от двумерной задачи к трехмерной (задача уже была обобщена на трехмерный случай), то есть эффект анизотропии будет не таким ярким. Величина $R(\gamma)$ также была построена и для аналитического метода расчета анизотропии. Характер зависимости не изменился, однако уровень анизотропии стал меньше. Это связано с тем, что в аналитическом методе проводилось суммирование по всем точкам галактики Андромеды.

Глава 4. Поиск событий-кандидатов микролинзирования на кластерах ПЧД на основе данных экспериментов

Первичные черные дыры (ПЧД), на протяжении последних десятилетий все чаще становятся объектом исследований, особенно в рамках других нерешенных проблем физики и космологии, в том числе и проблемы скрытой массы. В частности, из-за отсутствия экспериментального подтверждения существования частиц СМ, высказываются предположения о более экзотических кандидатах [6]. В литературе рассматривается возможность того, что существенный вклад в небарионную скрытую массу вносят первичные черные дыры (ПЧД) [91].

Существование ПЧД могло бы объяснить происхождение сверхмассивных черных дыр в центрах галактик [92]. Массы таких объектов могут достигать нескольких миллиардов масс Солнца, а гипотеза формирования галактик вокруг ПЧД, не сталкивается с такими трудностями, как гипотеза аккреции вещества.

Еще одной интересной задачей, связанной с изучением ПЧД является зарегистрированное недавно коллаборациями LIGO и Virgo [93] с помощью гравитационных волн слияние черных дыр необычной природы, которая противоречит механизму образования в результате коллапса звезд. Наиболее перспективной моделью является модель кластеризованных первичных черных дыр, в которой они рождаются на стадии космологической инфляции в ранней Вселенной как результат фазовых переходов [12].

4.1 Микролинзирование на ПЧД

В оптике, при прохождении света через обычную оптическую линзу иногда можно наблюдать усиление интенсивности света и искаженное изображение объекта. Похожее явление наблюдается и во Вселенной в виде гравитационного линзирования, за счет отклонения луча света от его прямолинейной траектории в гравитационном поле массивного объекта [94]. Гравитационное линзирование широко применяется для поисков и изучения различных массивных объектов, в том числе одиночных и кластеризованных ПЧД. В случае сильного гравита-

ционного линзирования наблюдатель будет видеть два или более изображений объекта, свет от которого прошел через гравитационную линзу (ГЛ), так как у такой линзы отсутствует фокусное расстояние.

Микролинзирование является подвидом гравитационного линзирования, в случае если изображения отдельных объектов не могут быть разрешены с помощью приборов, но при этом происходит временное увеличение яркости источника (звезды). Из-за относительного движения наблюдателя, линзы и источника это увеличение носит временный характер, поэтому эффект проявляется как симметричное и уникальное увеличение яркости звезды, которая в остальном постоянна. Продолжительность события зависит от массы линзы, относительных расстояний линзы и источника и движения линзы относительно луча зрения. Увеличение зависит только от расстояния объектива от линии визирования. Вероятность того, что источник будет микролинзирован, называется оптической толщей микролинзирования.

Событие микролинзирования происходит, когда компактный объект проходит через трубку микролинзирования, радиус которой ρR_E , где ρ - минимальный прицельный параметр, для которого усиление яркости звезды превышает требуемый порог, а R_E - радиус Эйнштейна-Хвольсона:

$$R_E^2 = r_\odot \frac{D_d D_{ds}}{D_s} \frac{m}{M_\odot}, \quad (4.1)$$

где D_s - расстояние между наблюдателем и источником, D_d - расстояние между линзой и наблюдателем, и D_{ds} - расстояние между линзой и источником, r_\odot , M_\odot - гравитационный радиус и масса Солнца соответственно.

Первичные черные дыры непросто обнаружить. Наблюдать и исследовать их можно с помощью эффекта гравитационного микролинзирования, данный способ был предложен Пачински для обнаружения барионной скрытой массы типа МАСНО (Massive compact halo object) в гало Млечного Пути [8]. Эта идея простимулировала создание множества крупных проектов по поиску скрытой массы при помощи микролинзирования на звездах ближайших галактик: Большого и Малого Магеллановых Облаков, Туманности Андромеды. Проекты МАСНО, EROS, OGLE, Subaru [10; 95–97] и многие другие предоставляют результаты многолетних наблюдений актов микролинзирования.

Механизм образования одиночных ПЧД, как и их кластеров, является объектом теоретических изысканий и во многом не понятен. Сейчас нет конкретной единой теории образования такого рода объектов, соответственно нельзя

судить об абсолютных значениях параметров, которыми они характеризуются (масса, размеры, доля от скрытой массы). Однако на параметры одиночных ПЧД ставятся ограничения по различным наблюдательным явлениям, представлены на рисунке 4.1. В частности, одним из таких ограничений является прямое ограничение по данным от микролинзирования, на рисунке 4.1 обозначен буквами "ML".

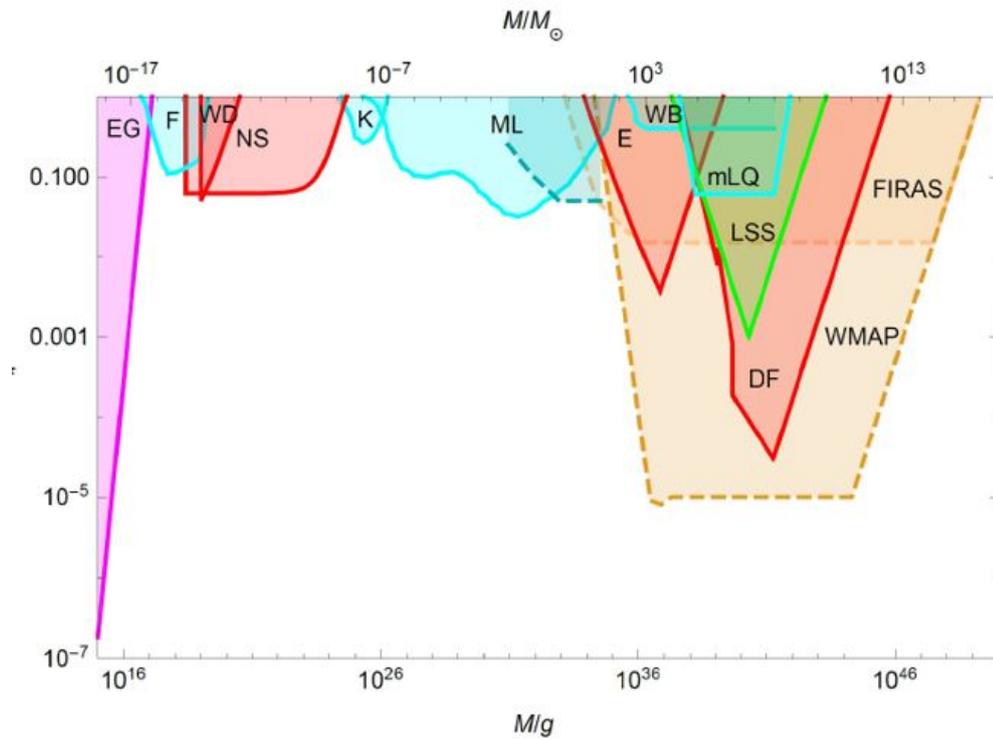


Рисунок 4.1 — Ограничения на одиночные первичные черные дыры, за счет различных наблюдательных эффектов [6].

Обобщенные ограничения от различных наблюдений представлены на рисунке 4.2.

Данные ограничения поставлены на модель, в которой гало галактики заполнено одиночными (или двойными) первичными дырами. Однако в [98] проводится переоценка ограничений в предположении, что ПЧД еще на этапе своего формирования могут образовываться в кластерах, и оказалось, что такой подход позволяет несколько смягчить данные ограничения. Такой кластер может в эффекте микролинзирования проявлять себя по-разному в зависимости от прицельного параметра. Кластер может действовать как единая массивная ГЛ, тогда проходящая перед кластером звезда даст стандартный симметричный сигнал в виде колоколообразного пика яркости на кривой блеска (рисунок

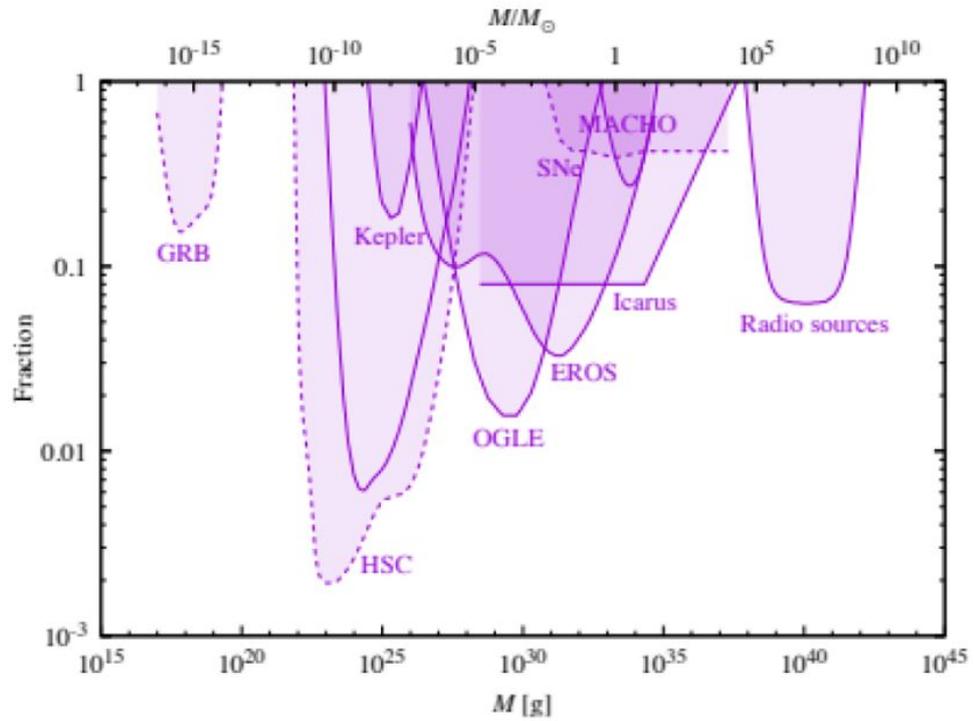


Рисунок 4.2 — Ограничения по микролинзированию по данным различных наблюдений

4.3). В иных случаях ПЧД, составляющие кластер по отдельности, могут вызывать несколько событий микролинзирования на одной и той же фоновой звезде, или события микролинзирования на ближайших звездах.

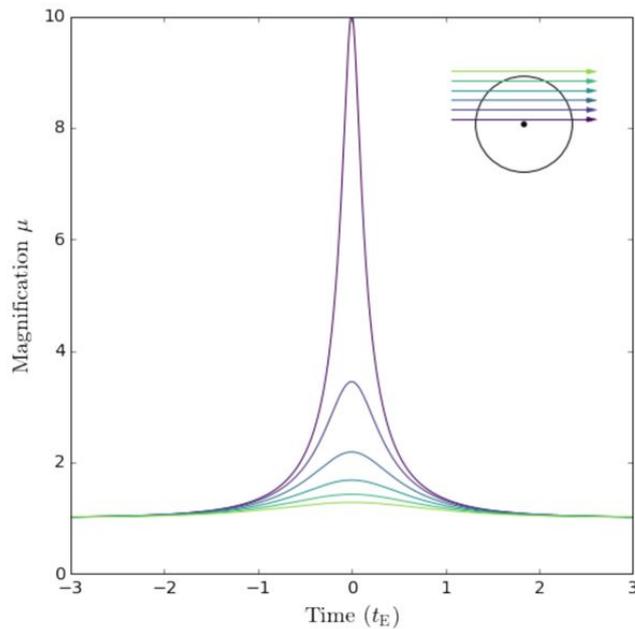


Рисунок 4.3 — Стандартный вид события микролинзирования на одиночной гравитационной линзы. [6].

Кривые блеска для нестандартных случаев микролинзирования можно численно смоделировать с помощью программного пакета MICROLENS [99]. Работа MICROLENS основана на методе "backwards ray shooting" (стрельба обратным лучом). В данном методе лучи пускаются из плоскости наблюдателя через плоскость линзы к источнику, образуя так называемую карту усиления, сворачивая которую можно получить кривые блеска. На вход программа принимает некоторые параметры кластера: оптическая толщина, массовое распределение линз в кластере, минимальная и максимальная масса одной ПЧД в кластере и другие. Параметры кластера приведены в таблице 2.

Число ПЧД	$1,4 \cdot 10^{13}$
Масса кластера, M_{\odot}	$4,3 \cdot 10^5$
Диапазон масс ПЧД, M_{\odot}	$10^{-8} - 10^2$
Размер кластера, пк	~ 1
Средний профиль плотности кластера, $\rho(r)$	$\sim r^{-3}$

Таблица 2 — Первоначальные параметры кластера [100].

Используя вышеуказанный программный пакет MICROLENS и приведенные параметры кластера были сгенерированы примеры кривых блеска для разных участков кластера. При большом прицельном параметре (расстояние от центра кластера) кластер начинает действовать как единая массивная ГЛ, при сравнительно небольших же прицельных параметрах структура кластера ярко проявляется в многопиковых событиях.

Примеры кривых блеска представлены на рисунке 4.4.

Как видно из рисунка 4.4 форма кривых блеска может сильно искажаться, за счет учета внутренней структуры кластера первичных черных дыр. Этот факт приводит к необходимости пересмотреть результаты, полученные эксперименталистами по поиску событий микролинзирования и переформулировке тех критериев, которые ставились при анализе данных на отбор событий-кандидатов.

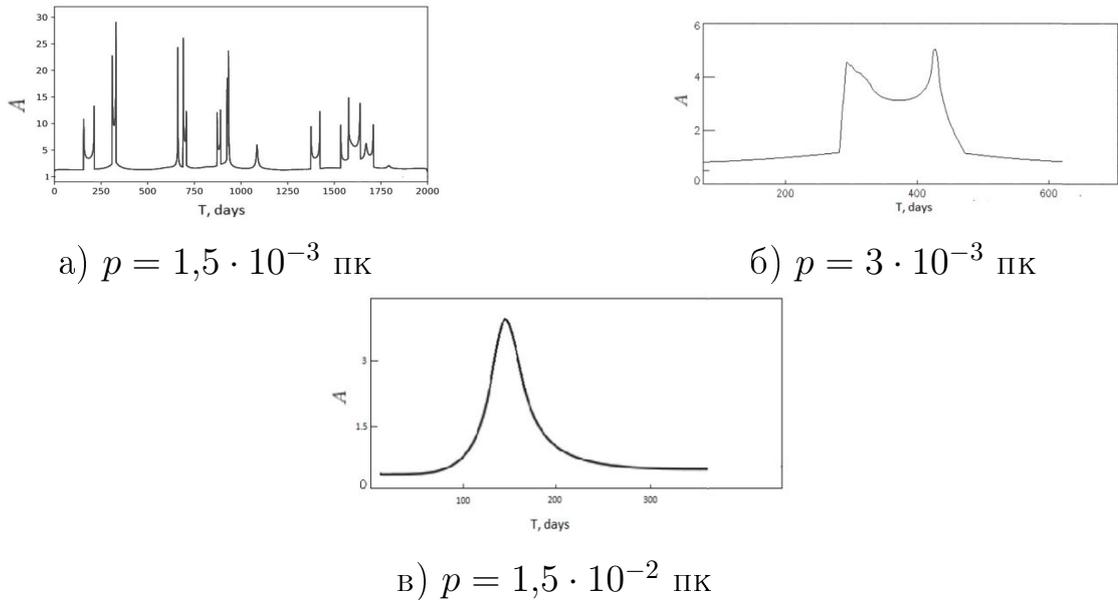


Рисунок 4.4 — Кривые блеска фоновой звезды в событии микролинзирования при различных прицельных параметрах p .

4.2 Пересмотр результатов экспериментов по поиску событий-кандидатов микролинзирования в БМО

В последнее время, в свете новых данных по наблюдению микролинзирования ярких рентгеновских пульсаров [101] и переоценке оптической толщи Большого Магелланова Облака, благодаря новым данным по кривой вращения Млечного Пути и использования новых профилей плотности темного гало [102], полностью пересматриваются данные эксперимента MACHO и EROS и некоторых других. По последним данным обнаружилось, что гало СМ может на 100% состоять из ПЧД в диапазоне масс $10^{-16} - 10^{-11} M_{\odot}$ и $10^{-4} - 100 M_{\odot}$ [101; 102], тогда как старые оценки предсказывали, что содержание ПЧД в составе скрытой массы не превышает $\sim 20\%$.

Таким образом, все эти факты приводят к дополнительной необходимости пересмотра и анализа данных экспериментов по поиску событий микролинзирования. Основной задачей становится, поиск событий-кандидатов микролинзирования на кластере ПЧД для дальнейшего анализа, с целью определения или ограничения параметров кластера.

Первый набор критериев был сформулирован для гипотезы, что кластер не будет проявлять внутренней структуры, соответственно кривая блеска будет выглядеть как стандартное событие микролинзирования - симметричная

колоколообразная кривая. Итак для первичного анализа были поставлены следующие критерии:

1. Симметричность кривой и независимость от длины волны. Последнее доказывает, что события обусловлены не физической переменностью звезды, за счет внутренних процессов, а связаны с возможным искривлением лучей света, за счет микролинзирования.
2. Длительность события от нескольких часов до 300 дней (последнее - критерий МАСНО, обусловленный техническими особенностями наблюдения).
3. События с одним высокозначимым скачком блеска звезды, с требованием при этом стабильности базовой линии.
4. Коэффициент усиления (отношение абсолютного значения блеска звезды к наблюдаемому) от 1,1.

Налагаемые критерии на отбор событий в данной работе более мягкие, чем критерии, выбранные коллаборацией МАСНО и другими, что позволит более эффективно находить экзотические события, которые, вероятно, могли быть отброшены при поиске событий в анализе МАСНО. В ходе анализа были проанализированы фотометрии ~ 12 миллионов звезд.

По данным критериям было найдено 3 дополнительных первичных кандидата для дальнейшего изучения, некоторые кривые блеска которых представлены на рисунке 4.5.

Величина усиления у найденных событий лежит в диапазоне от 3,21 до 4,43, а временные интервалы – в диапазоне от 7,8 до 23,9 дней, что также позволяет им пройти первичный отбор по наложенным ранее критериям. Отсчет времени ведется от 2 января 1992 года, набор данных длился 7 лет.

В качестве подтверждения полученных результатов, важно отметить, что все события микролинзирования, зафиксированные и подтвержденные коллаборацией МАСНО, также прошли отбор по вышеуказанным критериям и попали в выборку звезд на которых произошло событие-кандидат.

Также необходимо отметить, что найденные кандидаты обладают только одним высокозначимым пиком, что слабо подтверждает теорию о кластере ПЧД. Поэтому критерии описанные ранее должны быть модифицированы. Согласно моделированию прохождения и отклонения света фоновой звезды при прохождении через кластер в программе MICROLENS (рисунок 4.4), если события микролинзирования проходят на отдельных черных дырах кластера,

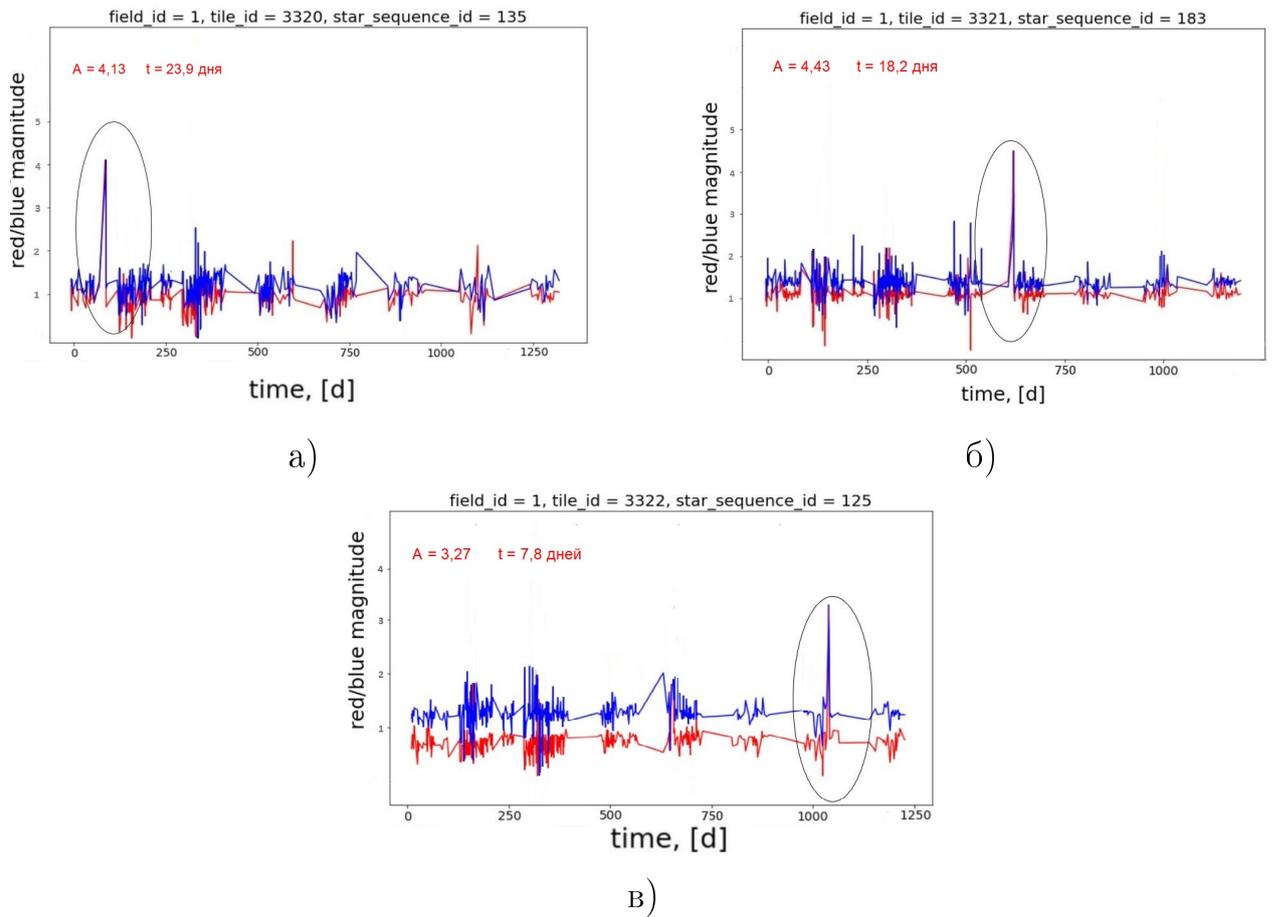


Рисунок 4.5 — Кривые блеска найденные в процессе анализа данных МАСНО.

A - коэффициент усиления, t — период события микролинзирования

то событие теряет свой симметричный вид, а также может наблюдаться система из двух или более пиков на кривой блеска. Соответственно, критерий симметричности при анализе исключается. Однако, при анализе с обновленными критериями поиска, событий с множественными пиками найдено не было. Такой же анализ по поиску событий-кандидатов микролинзирования на кластере ПЧД был проведен и для звезд Туманности Андромеды (М31), также не было найдено ни одного дополнительного события-кандидата ни по одному из наборов критериев.

Еще одной идеей уточнить или ограничить параметры кластера, в частности его размер, было построение и анализ карты событий, наблюдавшихся на фоне БМО.

Идея в том, что размер кластера можно ограничить с помощью изучения кривых блеска близлежащих к выделенным звездам, которые могли быть микролинзированы. Структура данных МАСНО позволяет узнать координаты каждой наблюдаемой звезды. Таким образом если в фотометрии звезды, ле-

жащей в окрестностях звезды-кандидата, также появятся всплески блеска, это может говорить о размерах гравитационной линзы – кластера ПЧД.

Для этого была построена карта событий микролинзирования Большого Магелланова Облака с учетом плотности звезд (рисунок 4.6).

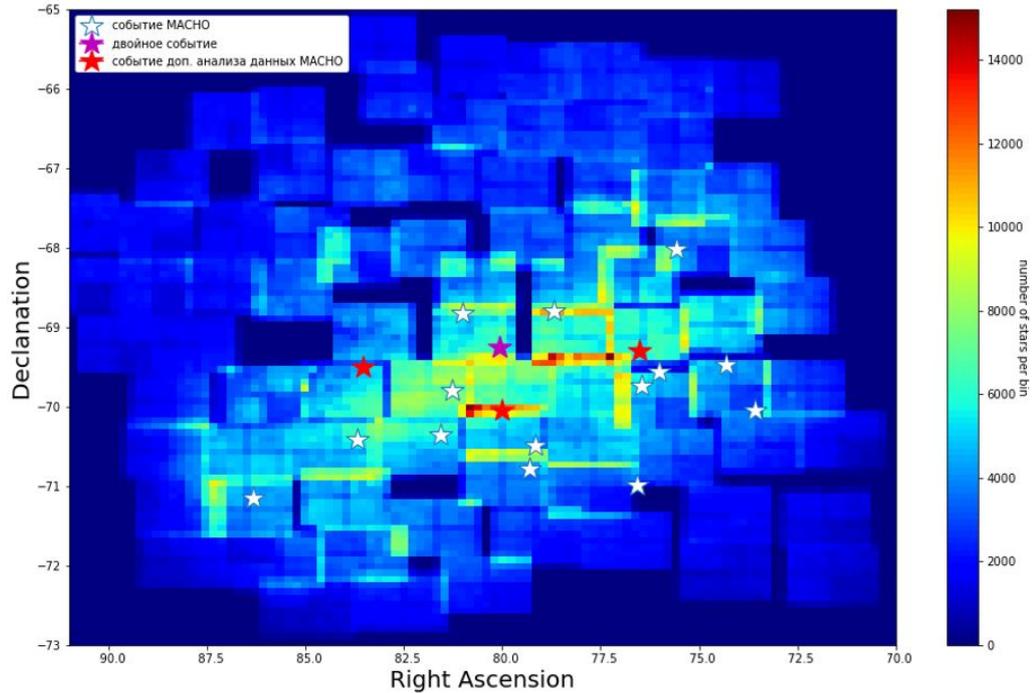


Рисунок 4.6 — Карта событий микролинзирования по данным эксперимента МАСНО.

Такой анализ, также был проведен, и не было выявлено ни одного объекта – кандидата микролинзирования, рядом с которым также наблюдалось бы увеличение блеска, все проанализированные на этом этапе звезды показывали относительную постоянность.

Заключение

Данная работа была посвящена изучению возможности объяснения различных наблюдательных и теоретических проблем астрофизики и космологии с помощью скрытой массы в различных формах.

В первой части данной научно-квалификационной работы была проведена разработка и анализ различных моделей скрытой массы с упором на распад по позитронному каналу ($e^+e^+(\gamma)$), для объяснения позитронной аномалии в космических лучах. Моделирование распадов по рассматриваемым каналам было выполнено с использованием ряда программных пакетов и МС-генераторов, таких как: FeynRules, MadGraph, LanHEP, CalcHEP.

Для того чтобы избежать противоречий с данными по космическому гамма-фону, были предложены два механизма подавления FSR: параметризация лагранжиана взаимодействия и тождественность частиц в конечном состоянии. При рассмотрении распадов векторной и скалярной частицы скрытой массы по каналам $e^+e^+(\gamma)$ и $e^+e^-(\gamma)$ выяснилось, что в обоих случаях из-за сокращения на уровне квадрата матричного элемента параметризация лагранжиана не дает никаких результатов. Ввиду этого, подавления выхода фотонов в их конечном состоянии в таких теориях добиться нельзя. Были рассмотрены более сложные модели скрытой массы с массивной частицей-медиатором. Изучены различные вариации таких моделей. Для каждого приведенного в работе процесса был построен лагранжиан взаимодействия и рассчитан квадрат матричного элемента. Проанализировав эти результаты, был сделан вывод о том, что в данных моделях также не наблюдается подавления выхода FSR.

Для выявления кинематических областей в которых подавление возможно за счет тождественности частиц в конечном состоянии, были построены и проанализированы зависимости отношения брэнчингов $\frac{Br(e^+e^+\gamma)}{Br(e^-e^+\gamma)}$ от некоторых параметров, таких как масса частиц скрытой массы, энергия фотона, угол разлета. Было выявлено, что частичное подавление фотона (около 30%) наблюдается при определенных значениях угла разлета между фотоном и излучившей его частицей, а также наблюдается подавление по энергии на концах спектров.

Во второй части данной работы изучалась возможность того, что фотоны космического гамма-фона, рассеиваясь на позитронах и электронах высоких

энергий, образованных за счет аннигиляции частицы скрытой массы могли бы давать специфический анизотропный сигнал от Туманности Андромеда.

Была рассмотрена методика расчета изотропного дифференциального потока гамма-излучения от аннигиляции или распада частиц скрытой массы, возникающего за счет обратного комптоновского рассеяния (ICS) на фотонах межзвездной среды в случае их рассеяния с учетом несимметричной геометрии галактики. По результатам расчетов для каждой рассматриваемой модели скрытой массы, а именно, для массы частицы SM 1-3 ТэВ и для двух различных профилей распределения плотности получены спектры фотонов, образованных за счет обратного эффекта Комптона. Была построена карта потоков для выбранного участка неба (для Туманности Андромеды), и сделан вывод о необходимости обобщения полученной формулы. Методика расчета спектра ICS фотонов была обобщена на асимметричный случай и получена галактическая карта потоков для туманности Андромеды с явной анизотропией. Задача также рассматривалась в рамках приближения двумерной геометрии, результат которого показал качественное согласие результатов и подтвердил существование угловой анизотропии.

В третьей части работы был проведен первый этап поиска возможных кандидатов в события микролинзирования по данным эксперимента МАСНО с целью изучить допустимые параметры кластера первичных черных дыр и поставить на них ограничения. Были сформулированы списки критериев, по которым проводился первичный отбор событий-кандидатов для двух гипотез о поведении эффекта микролинзирования на кластере ПЧД: линзирование на кластере как на целом и линзирование на его структурах. Было проанализировано более 11 миллионов фотометрий звезд Большого Магелланова Облака: построены кривые блеска, изучено их поведение и сделан выбор о прохождении или непрохождении первичных критериев отбора. По поставленным критериям было выявлено 3 возможных события-кандидата в микролинзирование на кластере ПЧД. Также была проверена идея о возможности ограничения размера кластера по данным фотометрий ближайших к выделенным кандидатам звезд.

Список литературы

1. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV [Текст] / O. Adriani [et al.] // Nature. — 2009. — Vol. 458. — P. 607—609. — arXiv: [0810.4995](https://arxiv.org/abs/0810.4995) [[astro-ph](#)].
2. Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope [Текст] / M. Ackermann [и др.] // Physical Review Letters. — 2012. — Т. 108, № 1. — С. 011103.
3. Fermi-LAT kills dark matter interpretations of AMS-02 data. Or not? [Текст] / K. Belotsky [et al.] // JCAP. — 2017. — Vol. 1701, no. 01. — P. 021. — arXiv: [1606.01271](https://arxiv.org/abs/1606.01271) [[astro-ph.HE](#)].
4. Discriminating different scenarios to account for the cosmic e^\pm excess by synchrotron and inverse Compton radiation [Текст] / J. Zhang [и др.] // Physical Review D. — 2009. — Т. 80, № 2. — С. 023007.
5. Case for a 700+ GeV WIMP: Cosmic ray spectra from PAMELA, Fermi, and ATIC [Текст] / I. Cholis [и др.] // Physical Review D. — 2009.
6. *Carr, B.* Primordial black holes as dark matter [Текст] / B. Carr, F. Kühnel, M. Sandstad // Physical Review D. — 2016. — Т. 94, № 8. — С. 083504.
7. *Dolgov, A.* Massive primordial black holes [Текст] / A. Dolgov // arXiv preprint arXiv:1911.02382. — 2019.
8. *Paczynski, B.* Gravitational microlensing by the galactic halo [Текст] / B. Paczynski // Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 304, May 1, 1986, p. 1-5. — 1986. — Т. 304. — С. 1—5.
9. The macho project: Microlensing results from 5.7 years of lmc observations [Текст] / A. Becker [и др.] // American Astronomical Society Meeting Abstracts. Т. 195. — 1999. — С. 48—02.
10. Microlensing constraints on primordial black holes with Subaru/HSC Andromeda observations [Текст] / H. Niikura [и др.] // Nature Astronomy. — 2019. — Т. 3, № 6. — С. 524—534.
11. *Carr, B.* Primordial black holes as dark matter candidates [Текст] / B. Carr, F. Kühnel // SciPost Physics Lecture Notes. — 2022. — С. 048.

12. Clusters of primordial black holes [Текст] / К. М. Belotsky [и др.] // The European Physical Journal C. — 2019. — Т. 79. — С. 1–20.
13. *Zwicky, F.* Republication of: The redshift of extragalactic nebulae [Текст] / F. Zwicky // General Relativity and Gravitation. — 2009. — Т. 41, № 1. — С. 207–224.
14. *Bosma, A.* 21-cm line studies of spiral galaxies. II. The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types. [Текст] / A. Bosma // Astronomical Journal, Vol. 86, p. 1825-1846. — 1981. — Т. 86. — С. 1825–1846.
15. *Bertone, G.* History of dark matter [Текст] / G. Bertone, D. Hooper // Reviews of Modern Physics. — 2018. — Т. 90, № 4. — С. 045002.
16. *Rubin, V. C.* Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605/R= 4kpc/to UGC 2885/R= 122 kpc [Текст] / V. C. Rubin, W. K. Ford Jr, N. Thonnard // The Astrophysical Journal. — 1980. — Т. 238. — С. 471–487.
17. *Bosma, A.* The local mass-to-light ratio in spiral galaxies [Текст] / A. Bosma, P. Van der Kruit // Astronomy and Astrophysics. — 1979. — Т. 79. — С. 281–286.
18. *Peter, P.* Primordial cosmology [Текст] / P. Peter, J.-P. Uzan. — Oxford University Press, 2013.
19. Planck 2015 results-xiii. cosmological parameters [Текст] / P. A. Ade [и др.] // Astronomy & Astrophysics. — 2016. — Т. 594. — A13.
20. *Springel, V.* The large-scale structure of the Universe [Текст] / V. Springel, C. S. Frenk, S. D. White // Nature. — 2006. — Т. 440, № 7088. — С. 1137–1144.
21. *Massey, R.* The dark matter of gravitational lensing [Текст] / R. Massey, T. Kitching, J. Richard // Reports on Progress in Physics. — 2010. — Т. 73, № 8. — С. 086901.
22. *Schaeffer, R.* Cold, warm, or hot dark matter-Biased galaxy formation and pancakes [Текст] / R. Schaeffer, J. Silk // The Astrophysical Journal. — 1988. — Т. 332. — С. 1–16.

23. Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter [Текст] / G. R. Blumenthal [и др.] // Nature. — 1984. — Т. 311, № 5986. — С. 517—525.
24. *Lobashev, V.* The search for the neutrino mass by direct method in the tritium beta-decay and perspectives of study it in the project KATRIN [Текст] / V. Lobashev // Nuclear Physics A. — 2003. — Т. 719. — С. C153—C160.
25. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β -decay [Текст] / C. Kraus [и др.] // The European Physical Journal C-Particles and Fields. — 2005. — Т. 40, № 4. — С. 447—468.
26. *Dodelson, S.* Sterile neutrinos as dark matter [Текст] / S. Dodelson, L. M. Widrow // Physical Review Letters. — 1994. — Т. 72, № 1. — С. 17.
27. *Shi, X.* New dark matter candidate: nonthermal sterile neutrinos [Текст] / X. Shi, G. M. Fuller // Physical Review Letters. — 1999. — Т. 82, № 14. — С. 2832.
28. *Gol'fand, Y. A.* Extension of the algebra of Poincaré group generators and violation of p invariance [Текст] / Y. A. Gol'fand, E. P. Likhtman // Supergravities in diverse dimensions. Volume 1. — 1989.
29. *Volkov, D.* VP Akulov Is the neutrino a Goldstone particle [Текст] / D. Volkov // Phys. Lett B. — 1973. — Т. 46, № 1. — С. 109—110.
30. Supersymmetric relics from the big bang [Текст] / J. Ellis [и др.]. — 1984.
31. *Peccei, R. D.* The strong CP problem and axions [Текст] / R. D. Peccei // Axions. — Springer, 2008. — С. 3—17.
32. *Choi, K.* Recent progress in the physics of axions and axion-like particles [Текст] / K. Choi, S. H. Im, C. S. Shin // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2021. — Т. 71. — С. 225—252.
33. *Roszkowski, L.* WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects [Текст] / L. Roszkowski, E. M. Sessolo, S. Trojanowski // Reports on Progress in Physics. — 2018. — Т. 81, № 6. — С. 066201.
34. *Petrou, M.* Dynamical models of spheroidal systems. [Текст] : дис. ... канд. / Petrou M. — University of Cambridge, 1981.
35. *Moniez, M.* Review of results from EROS Microlensing search for Massive Compact Objects [Текст] / M. Moniez // arXiv preprint arXiv:0901.0985. — 2009.

36. *De Naurois, M.* A high performance likelihood reconstruction of γ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes [Текст] / M. De Naurois, L. Rolland // *Astroparticle Physics*. — 2009. — Т. 32, № 5. — С. 231–252.
37. Observation of the crab nebula with the HAWC gamma-ray observatory [Текст] / A. Abeyssekara [и др.] // *The Astrophysical Journal*. — 2017. — Т. 843, № 1. — С. 39.
38. Introduction to large high altitude air shower observatory (LHAASO) [Текст] / C. Zhen [и др.] // *Chinese Astronomy and Astrophysics*. — 2019. — Т. 43, № 4. — С. 457–478.
39. *Consortium, T. C.* Cherenkov Telescope Array: The Next Generation Gamma-ray Observatory [Текст] / T. C. Consortium // arXiv preprint arXiv:1709.05434. — 2017.
40. The southern wide-field Gamma-ray observatory (SWGGO): A next-generation ground-based survey instrument for VHE Gamma-ray astronomy [Текст] / P. Abreu [и др.] // arXiv preprint arXiv:1907.07737. — 2019.
41. Snowmass2021 theory frontier white paper: Astrophysical and cosmological probes of dark matter [Текст] / K. K. Boddy [и др.] // *Journal of High Energy Astrophysics*. — 2022. — Т. 35. — С. 112–138.
42. *Griest, K.* Unitarity limits on the mass and radius of dark-matter particles [Текст] / K. Griest, M. Kamionkowski // *Physical Review Letters*. — 1990. — Т. 64, № 6. — С. 615.
43. Fermi large area telescope observations of two gamma-ray emission components from the quiescent sun [Текст] / A. Abdo [и др.] // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Т. 734, № 2. — С. 116.
44. *Leane, R. K.* First analysis of Jupiter in gamma rays and a new search for dark matter [Текст] / R. K. Leane, T. Linden // *Physical Review Letters*. — 2023. — Т. 131, № 7. — С. 071001.
45. Probing heavy dark matter decays with multi-messenger astrophysical data [Текст] / K. Ishiwata [и др.] // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2020. — Т. 2020, № 01. — С. 003.
46. *Cuoco, A.* Novel dark matter constraints from antiprotons in light of AMS-02 [Текст] / A. Cuoco, M. Krämer, M. Korsmeier // *Physical Review Letters*. — 2017. — Т. 118, № 19. — С. 191102.

47. *Cholis, I.* A robust excess in the cosmic-ray antiproton spectrum: implications for annihilating dark matter [Текст] / I. Cholis, T. Linden, D. Hooper // Physical Review D. — 2019. — Т. 99, № 10. — С. 103026.
48. Review of the theoretical and experimental status of dark matter identification with cosmic-ray antideuterons [Текст] / Т. Aramaki [и др.] // Physics Reports. — 2016. — Т. 618. — С. 1—37.
49. *Cirelli, M.* Status of indirect (and direct) dark matter searches [Текст] / M. Cirelli // arXiv preprint arXiv:1511.02031. — 2015.
50. Measurements of the cosmic-ray positron fraction from 1 to 50 GeV [Текст] / S. Barwick [и др.] // The Astrophysical Journal Letters. — 1997. — Т. 482, № 2. — С. L191.
51. Cosmic-ray positron fraction measurement from 1 to 30 GeV with AMS-01 [Текст] / М. Aguilar [и др.] // Physics Letters B. — 2007. — Т. 646, № 4. — С. 145—154.
52. First result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–350 GeV [Текст] / М. Aguilar [и др.] // Physical Review Letters. — 2013. — Т. 110, № 14. — С. 141102.
53. *Cholis, I.* Dark matter and pulsar origins of the rising cosmic ray positron fraction in light of new data from the AMS [Текст] / I. Cholis, D. Hooper // Physical Review D. — 2013. — Т. 88, № 2. — С. 023013.
54. *Ibarra, A.* Decaying dark matter and the PAMELA anomaly [Текст] / A. Ibarra, D. Tran // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2009. — Т. 2009, № 02. — С. 021.
55. Indirect effects of dark matter [Текст] / К. Belotsky [и др.] // arXiv preprint arXiv:1909.04735. — 2019.
56. A dark matter model that reconciles tensions between the cosmic-ray e^\pm excess and the gamma-ray and CMB constraints [Текст] / Q.-F. Xiang [и др.] // Physics Letters B. — 2017. — Т. 773. — С. 448—454.
57. Constraining dark matter late-time energy injection: decays and P-wave annihilations [Текст] / R. Diamanti [и др.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2014. — Т. 2014, № 02. — С. 017.

58. *Buch, J.* Late decaying 2-component dark matter scenario as an explanation of the AMS-02 positron excess [Текст] / J. Buch, P. Ralegankar, V. Rentiala // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2017. — Т. 2017, № 10. — С. 028.
59. Gamma-rays from possible disk component of dark matter [Текст] / K. Belotsky [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. Т. 798. — IOP Publishing. 2017. — С. 012084.
60. Decaying Dark Atom constituents and cosmic positron excess [Текст] / K. Belotsky [и др.] // Advances in High Energy Physics. — 2014. — Т. 2014.
61. *Khlopov, M. Y.* Composite dark matter from stable charged constituents [Текст] / M. Y. Khlopov // arXiv preprint arXiv:0806.3581. — 2008.
62. *Belotsky, K.* Dark atoms and their decaying constituents [Текст] / K. Belotsky, M. Khlopov, M. Laletin // arXiv preprint arXiv:1411.3657. — 2014.
63. *Fargion, D.* Dark matter with invisible light from heavy double charged leptons of almost-commutative geometry? [Текст] / D. Fargion, M. Khlopov, C. A. Stephan // arXiv preprint astro-ph/0511789. — 2005.
64. *Brown, R. W.* Understanding something about nothing: radiation zeros [Текст] / R. W. Brown // AIP Conference Proceedings. Т. 350. — AIP. 1995. — С. 261–272.
65. *Maltoni, F.* MadEvent: Automatic event generation with MadGraph [Текст] / F. Maltoni, T. Stelzer // Journal of High Energy Physics. — 2003. — Т. 2003, № 02. — С. 027.
66. *Belyaev, A.* CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model [Текст] / A. Belyaev, N. D. Christensen, A. Pukhov // Computer Physics Communications. — 2013. — Т. 184, № 7. — С. 1729–1769.
67. *Hahn, T.* Automatic loop calculations with FeynArts, FormCalc, and LoopTools [Текст] / T. Hahn // Nuclear Physics B-Proceedings Supplements. — 2000. — Т. 89, № 1–3. — С. 231–236.
68. *Christensen, N. D.* FeynRules–Feynman rules made easy [Текст] / N. D. Christensen, C. Duhr // Computer Physics Communications. — 2009. — Т. 180, № 9. — С. 1614–1641.

69. *Semenov, A.* LanHEP—a package for automatic generation of Feynman rules from the Lagrangian [Текст] / A. Semenov // Computer physics communications. — 1998. — Т. 115, № 2/3. — С. 124—139.
70. *Mikaelian, K.* Magnetic Moment of Weak Bosons Produced in pp and p p Collisions [Текст] / K. Mikaelian, M. A. Samuel, D. Sahdev // Physical Review Letters. — 1979. — Т. 43, № 11. — С. 746.
71. *Doncheski, M.* Observable radiation zeroes in HERA interactions [Текст] / M. Doncheski, F. Halzen // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. — 1991. — Т. 52, № 4. — С. 673—676.
72. *Deshpande, N.* Amplitude zeros in radiative decays of scalar particles [Текст] / N. Deshpande, X.-G. He, S. Oh // Physical Review D. — 1995. — Т. 51, № 5. — С. 2295.
73. *Han, T.* Exact and approximate radiation amplitude zeros—phenomenological aspects [Текст] / T. Han // AIP Conference Proceedings. Т. 350. — American Institute of Physics. 1995. — С. 224—238.
74. *Blumenthal, G. R.* Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases [Текст] / G. R. Blumenthal, R. J. Gould // Reviews of Modern Physics. — 1970. — Т. 42, № 2. — С. 237.
75. Fermi Large Area Telescope observations of Local Group galaxies: detection of M 31 and search for M 33 [Текст] / A. A. Abdo [и др.] // Astronomy & Astrophysics. — 2010. — Т. 523. — С. L2.
76. Gamma-and Cosmic-Ray observations with the GAMMA-400 Gamma-Ray telescope [Текст] / N. Topchiev [и др.] // Advances in Space Research. — 2022. — Т. 70, № 9. — С. 2773—2793.
77. Fermi-LAT observations of γ -ray emission toward the outer halo of M31 [Текст] / C. M. Karwin [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2019. — Т. 880, № 2. — С. 95.
78. Observations of M31 and M33 with the fermi large area telescope: a galactic center excess in andromeda? [Текст] / M. Ackermann [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2017. — Т. 836, № 2. — С. 208.

79. Constraints on the dark matter annihilation from Fermi-LAT observation of M31 [Текст] / Z. Li [и др.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2016. — Т. 2016, № 12. — С. 028.
80. Dark matter interpretation of the Fermi-LAT observations toward the outer halo of M31 [Текст] / С. М. Karwin [и др.] // Physical Review D. — 2021. — Т. 103, № 2. — С. 023027.
81. *Cirelli, M.* Inverse Compton constraints on the Dark Matter e^\pm excesses [Текст] / M. Cirelli, P. Panci // Nuclear Physics B. — 2009. — Т. 821, № 1/2. — С. 399—416.
82. *Rybicki, G. B.* Radiative processes in astrophysics [Текст] / G. B. Rybicki, A. P. Lightman. — John Wiley & Sons, 2008.
83. *Rybicki, G. B.* Radiative processes in astrophysics [Текст] / G. B. Rybicki, A. P. Lightman. — John Wiley & Sons, 2008.
84. *Bergstrom, L.* Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo [Текст] / L. Bergstrom, P. Ullio, J. Buckley // arXiv preprint astro-ph/9712318. — 1997.
85. Inverse Compton origin of the hard X-ray and soft gamma-ray emission from the galactic ridge [Текст] / Т. А. Porter [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2008. — Т. 682, № 1. — С. 400.
86. Empirical models for dark matter halos. I. Nonparametric construction of density profiles and comparison with parametric models [Текст] / D. Merritt [и др.] // The Astronomical Journal. — 2006. — Т. 132, № 6. — С. 2685.
87. *Navarro, J. F.* A universal density profile from hierarchical clustering [Текст] / J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. White // The Astrophysical Journal. — 1997. — Т. 490, № 2. — С. 493.
88. On the Gamma-Ray Emission of the Andromeda Galaxy M31 [Текст] / Y. Xing [и др.] // The Astrophysical Journal Letters. — 2023. — Т. 945, № 2. — С. L22.
89. *Weaver, T. A.* Reaction rates in a relativistic plasma [Текст] / T. A. Weaver // Physical Review A. — 1976. — Т. 13, № 4. — С. 1563.

90. *Moskalenko, I. V.* Inverse Compton scattering on solar photons, heliospheric modulation, and neutrino astrophysics [Текст] / I. V. Moskalenko, T. A. Porter, S. W. Digel // The Astrophysical Journal Letters. — 2006. — Т. 652, № 1. — С. L65.
91. *Carr, B.* Baryonic dark matter [Текст] / B. Carr // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 1994. — Т. 32, № 1. — С. 531—590.
92. An ultraluminous quasar with a twelve-billion-solar-mass black hole at redshift 6.30 [Текст] / X.-B. Wu [и др.] // Nature. — 2015. — Т. 518, № 7540. — С. 512—515.
93. GWTC-1: a gravitational-wave transient catalog of compact binary mergers observed by LIGO and Virgo during the first and second observing runs [Текст] / B. P. Abbott [и др.] // Physical Review X. — 2019. — Т. 9, № 3. — С. 031040.
94. *Захаров, А. Ф.* Гравитационные линзы и микролинзы [Текст] / А. Ф. Захаров // М.: Янус-К. — 1997. — Т. 328.
95. The MACHO project: microlensing results from 5.7 years of Large Magellanic Cloud observations [Текст] / C. Alcock [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2000. — Т. 542, № 1. — С. 281.
96. Limits on Galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data [Текст] / C. Afonso [и др.] // Astronomy & Astrophysics. — 2003. — Т. 400, № 3. — С. 951—956.
97. OGLE-2003-BLG-262: Finite-Source Effects from a Point-Mass Lens [Текст] / J. Yoo [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2004. — Т. 603, № 1. — С. 139.
98. *Calcino, J.* Updating the MACHO fraction of the Milky Way dark halowith improved mass models [Текст] / J. Calcino, J. Garcia-Bellido, T. M. Davis // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2018. — Т. 479, № 3. — С. 2889—2905.
99. *Wambsganss, J.* Gravitational lensing: numerical simulations with a hierarchical tree code [Текст] / J. Wambsganss // Journal of Computational and Applied Mathematics. — 1999. — Т. 109, № 1/2. — С. 353—372.
100. *Khlopov, M. Y.* Primordial structure of massive black hole clusters [Текст] / M. Y. Khlopov, S. G. Rubin, A. S. Sakharov // Astroparticle Physics. — 2005. — Т. 23, № 2. — С. 265—277.

101. *Tamta, M.* Breaking into the window of primordial black hole dark matter with x-ray microlensing [Текст] / M. Tamta, N. Raj, P. Sharma // arXiv preprint arXiv:2405.20365. — 2024.
102. *Garcia-Bellido, J.* Reanalysis of the MACHO constraints on PBH in the light of Gaia DR3 data [Текст] / J. Garcia-Bellido, M. Hawkins // arXiv preprint arXiv:2402.00212. — 2024.