

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

На правах рукописи

ШЛЕПКИНА ЕКАТЕРИНА СЕРГЕЕВНА

**ВОЗМОЖНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМИЧЕСКОМ
ГАММА-ИЗЛУЧЕНИИ ОТ РАСПАДА ИЛИ АННИГИЛЯЦИИ
ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель
к.ф.-м.н.,

_____ К. М. Белоцкий

Москва 2020

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

ВОЗМОЖНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМИЧЕСКОМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИИ ОТ РАСПАДА ИЛИ АННИГИЛЯЦИИ ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ

Студент, гр. М18-115

_____ Е. С. Шлепкина

Научный руководитель

к.ф.-м.н.,

_____ К. М. Белоцкий

Рецензент,

д.ф.-м.н., проф.

_____ В. В. Михайлов

Секретарь ГЭК,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

РЕФЕРАТ

Отчет 50 с., 15 рис., 1 табл., 58 источн.

Ключевые слова

Скрытая масса (темная материя), космические лучи, позитронная аномалия в космических лучах, космический гамма-фон, Лагранжиан взаимодействия, обратный эффект Комптона, МС – генераторы, подавление выхода фотона.

Цель работы

Развитие моделей распадающейся скрытой массы (СМ) в рамках объяснения позитронной аномалии в космических лучах без противоречия с данными по космическому изотропному гамма-фону. Исследование с использованием программных средств возможности подавления фотонов конечного состояния (FSR) в распадах СМ. Построение ожидаемой карты галактики М31 в гамма-излучении, вызванной рассеянием электронов и позитронов от возможного распада частиц скрытой массы на фотонах среды в рамках подобной модели.

Использованные методы и инструментарий

1. Программный пакеты Wolfram Mathematica, FeynRules и LanHEP
2. Монте-Карло генераторы CalcHEP, MadGraph, CompHEP

Полученные результаты

Проведена проверка ряда моделей распадающейся скрытой массы по данным о космическом гамма-излучении. Изучены несколько механизмов подавления гамма-излучения в конечном состоянии (FSR), в целях уменьшить противоречие с данными наблюдения. Построена карта галактики М31 в гамма-излучении, вызванном распадами скрытой массы. При расчете была обобщена методика расчета дифференциального потока ICS фотонов на анизотропный случай.

СОДЕРЖАНИЕ

РЕФЕРАТ	3
ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	6
ВВЕДЕНИЕ	7
1 ОБЗОР ПРОБЛЕМЫ СКРЫТОЙ МАССЫ	9
1.1 Доказательства существования СМ	9
1.2 Классификация скрытой массы	11
1.3 Кандидаты для скрытой массы	12
1.4 Непрямые поиски скрытой массы. Избыток позитронов	15
2 ПОИСК ВОЗМОЖНОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ ВЫХОДА ФОТОНА В РАСПАДЕ ЧАСТИЦЫ СКРЫТОЙ МАССЫ	17
2.1 Подавление за счет параметризации Лагранжиана	18
2.2 Простейшие модели распада частицы скрытой массы	19
2.3 Применение различных программных средств для поставленной задачи	22
2.3.1 Изучение возможностей применения пакета FeynRules для теорий с зарядово-сопряженными спинорами	22
2.3.2 Проверка корректности заданной модели при помощи MC-генератора MadGraph	23
2.3.3 Изучение применимости программных пакетов CalcHEP и LanHEP для заданной модели	24

2.4	Результаты	25
2.4.1	Простейшая модель распада частицы скрытой массы $X \rightarrow e^+e^+, X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$	25
2.4.2	Разработка усложненных моделей скрытой массы . . .	26
2.5	Подавление за счет тождественности частиц в конечном состоянии	28
2.5.1	Однофотонная теорема (Single-photon Theorem)	28
2.5.2	Изучение вклада в эффект подавление фотона вноси- мого однофотонной теоремой	29
3	ГАММА ИЗЛУЧЕНИЕ ЗА СЧЕТ ОБРАТНОГО КОМП- ТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ОТ АННИГИЛЯЦИИ ЧАСТИЦЫ СКРЫТОЙ МАССЫ	32
3.1	Вывод формулы для спектра гамма - излучения за счет ICS	33
3.2	Поток гамма-излучения за счет обратного комптоновского рассеяния	37
3.3	Вывод формулы для спектра гамма - излучения ICS фо- тонов в анизотропном случае	40
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	42
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	45

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящей работе применяются следующие сокращения, обозначения и термины с соответствующими определениями:

СМ (ТМ)	–	скрытая масса (темная материя)
ГЦ	–	галактический центр
IGRB	–	космический фон гамма-излучения
FSR	–	излучение конечного состояния
ICS	–	эффект обратного комптоновского рассеяния
CMB	–	космический микроволновый фон
ЛС	–	лабораторная система отсчета
ЧД	–	черная дыра
WIMP	–	weakly interactive massive particle

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных современных проблем в космологии и физике частиц является проблема скрытой массы (СМ) во Вселенной. По нынешним оценкам скрытая масса составляет около 25% от общей плотности Метагалактики. Попытки решения данной проблемы часто связывают с другими космологическими и астрофизическими проблемами. К числу этих проблем принадлежит, например, происхождение аномального избытка высокоэнергетичных (порядка 100 ГэВ и выше) позитронов в космических лучах («эффект «ПАМЕЛЫ» [1]). Предпринималось множество усилий в обосновании данного эффекта. Одной из гипотез происхождения данной аномалии является распад или аннигиляция частиц скрытой массы с образованием заряженных лептонов ($e^\pm$).

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 гамма как излучение 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) [4; 5]. Электроны и позитроны высоких энергий из такой распадающейся или аннигилирующей скрытой массы могут указать на уникальную угловую анизотропию потока гамма-излучения за счет обратного комптоновского излучения (далее: ICS и ICS фотоны) на фотонах реликтового и инфракрасного излучения и света звезд.

Таким образом, целями данной магистерской диссертации являются:

- изучение различных мод распада частиц скрытой массы;
- моделирование рассматриваемых мод с помощью различных программных пакетов;

- изучение различных механизмов возможного подавления выхода фотона в конечном состоянии;
- выделить возможную область кинематических и модельных параметров, где возможно данное подавление;
- рассмотреть методику расчета потока фотонов в случае изотропного рассеяния его на электроны и обобщить ее на анизотропный случай;
- расчет потоков гамма-излучения высоких энергий, создаваемых обратным комптоновским рассеянием фотонов на высокоэнергетичных $e^\pm$;
- построение карты потоков от ICS фотонов с учетом угловой анизотропии.

1. ОБЗОР ПРОБЛЕМЫ СКРЫТОЙ МАССЫ

1.1. ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ СМ

Проблема недостающей массы

В 1930-х годах физик Фритц Цвикки измерил дисперсию скорости некоторых галактик в скоплении Сомы. Цвикки применил теорему вириала, связывающую потенциальную гравитационную энергию с кинетической энергией звезд. Он показал что масса скопления в 400 раз больше, чем масса светящегося вещества [6]. Для обозначения несветящейся формы материи стал применяться термин "Темная материя" или "скрытая масса" (в русскоязычной литературе).

В 1970-х годах проблема недостающей массы стала более явной из-за исследований кривых вращения спиральных галактик. Из закона Ньютона для обычной светящейся материи в галактике предполагается, что скорость вращения будет уменьшаться с радиусом r как $r^{-1/2}$, однако на самом деле данная зависимость ведет себя иначе (Рисунок 1), что говорит о существовании гало невидимой материи.

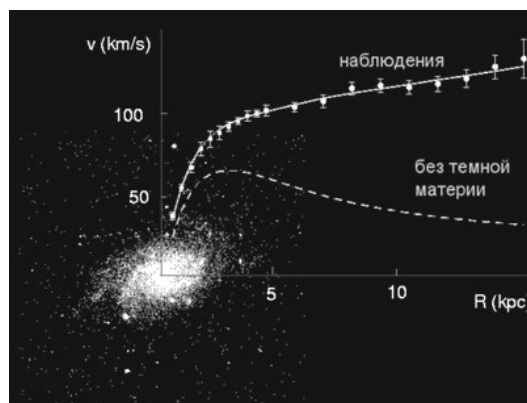


Рисунок 1 – Кривые вращения галактики: теоретический и наблюдательный результаты

К концу 70-х свидетельства о гало несветящейся материи стали неопровержимыми благодаря группам Рубина и Босмы, которые независимо показали, что большинство галактик имеют похожие кривые вращения при больших радиусах [7; 8]. Таким образом, такое поведение кривых вращения галактики подразумевает существование большого гало невидимой материи, поддерживающего движение звезд и газа на больших расстояниях от центра галактики.

Феномен гравитационного линзирования - т.е. отклонение фотонов из-за искривления пространства-времени, вызванного массивным объектом, обеспечивает наиболее впечатляющие проявления скрытой массы [9].

Реконструкция масс скоплений галактик с помощью сильного линзирования показывает, что видимая масса не может объяснить значительный изгиб света, обнаруженный наблюдениями, снова указывая на доминирование некой скрытой массы и подтверждая выводы Цвики.

Космология

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

Эволюция пространства-времени описывается уравнением Эйнштейна:

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

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:

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

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

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:

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

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

Космический микроволновый фон (СМВ) также, дает одни 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 [10]. Из наблюдений спектра мощности СМВ, для холодной СМ было получено значение 25-27 % от энергетического баланса Вселенной и примерно 85 % всего вещества во Вселенной [11].

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 [12].

1.2. КЛАССИФИКАЦИЯ СКРЫТОЙ МАССЫ

Наиболее общепризнанная классификация – разделение СМ по скоростям частиц-переносчиков¹: на горячую, теплую и холодную.

- Горячая скрытая масса [13]

Если в момент выхода из равновесия энергия частиц СМ намного превышала их массу (т. е. частицы были ультрарелятивистскими), СМ называют горячей. Подходящим кандидатом на эту роль являются нейтрино. На сегодняшний день горячая СМ практически исключена, ввиду того, что она противоречит крупномасштабной структуре Вселенной.

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

- Холодная скрытая масса [14]

К холодной СМ относятся частицы, которые в раннюю стадию Вселенной отщепились от плазмы с нерелятивистскими скоростями. В отличие от горячей, холодная модель 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. Основным кандидатом на данную роль являются WIMP-ы.

- Теплая скрытая масса [13]

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.

1.3. КАНДИДАТЫ ДЛЯ СКРЫТОЙ МАССЫ

Барионная скрытая масса

Наиболее естественным кандидатом на роль скрытой массы может быть неизлучающая и слабовазаимодействующая барионная материя, имеющая необходимую распространенность. В литературе [15] 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 [16], наложили жесткие ограничения на массу гало Млечного Пути, которая может состоять из МАСНО. Исключаются МАСНО с массами в диапазоне масс:

$$0.6 \times 10^{-7} M_{\odot} < m_{\text{МАСНО}} < 15 M_{\odot} \quad (5)$$

в качестве основного компонента темного гало Млечного Пути.

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

Небарионная скрытая масса

Несмотря на успех Стандартной Модели в описании феноменологии частиц, Стандартная Модель не предоставляет ни одного жизнеспособного кандидата для скрытой материи.

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 [17] и г. Майнц [18], которые дали следующие оценки для верхней границы массы электронного нейтрино:

$$m_\nu < 2.05 \text{ эВ} \text{ и } m_\nu < 2.3 \text{ эВ} \quad (6)$$

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

$$\Omega_\nu < 0.0025 \quad (7)$$

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 [19; 20]. Такие частицы не являются частицами Стандартной Модели. Стерильные нейтрино имеют массы, как правило, в диапазоне кэВ, следовательно, они являются кандидатами для теплой скрытой массы. Поэтому они ограничены космологией, так как не смогли бы обеспечить формирование структур в стандартной модели космологии.

Суперсимметричные частицы

Суперсимметрия (SUSY) – одна из главных теорий физики за пределами Стандартной Модели [21; 22]. 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, 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 цветного заряда, LSP является жизнеспособным кандидатом для частицы скрытой массы [23].

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 [24]. 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 считают, что масса аксиона варьируется в интервале от 10^{-5} эВ до 10^{-3} эВ. Однако прямое детектирование пока не дало результатов.

WIMPs

WIMP – это обобщающее название частиц-кандидатов в СМ, которые имеют взаимодействие с обычной материи на уровне (или немного ниже) слабого взаимодействия. [25]. 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.

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.

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 с экспериментов HEAT [26] и AMS-01 [27]. 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 300 ГэВ экспериментом AMS-02 [28]. На рисунке 2 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 в пределах в несколь-

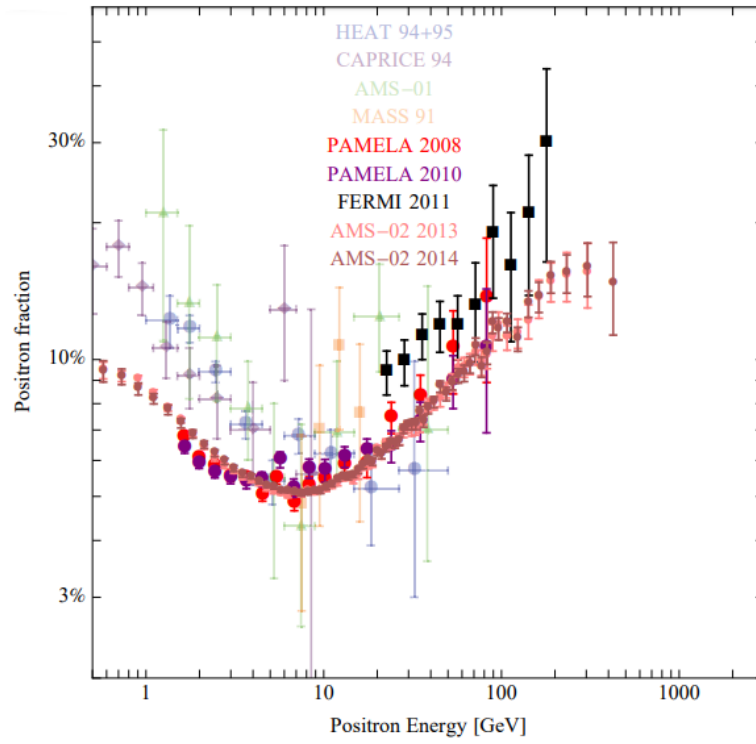


Рисунок 2 – Доля позитронов как функция энергии, показывающая рост позитронной доли выше 10 ГэВ [29]

ко ТэВ с сечением аннигиляции $\sim 10^{-23} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [30]. Распад частицы СМ также был предложен в качестве объяснения позитронной аномалии [31].

2. ПОИСК ВОЗМОЖНОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ ВЫХОДА ФОТОНА В РАСПАДЕ ЧАСТИЦЫ СКРЫТОЙ МАССЫ

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 [32; 33]. 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 $2e^+$ приводит к наблюдаемому избытку позитронов.

Возможно 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 3 показано согласование таких моделей объяснения позитронной аномалии с данными PAMELA и AMS-02, и сильное противоречие образующихся в таких моделях гамма-излучения по сравнению с изотропным космических гамма фоном (IGRB).

Таким образом, целью первой части данной магистерской диссертации было: рассмотреть некоторые моды распада или аннигиляции частицы скрытой

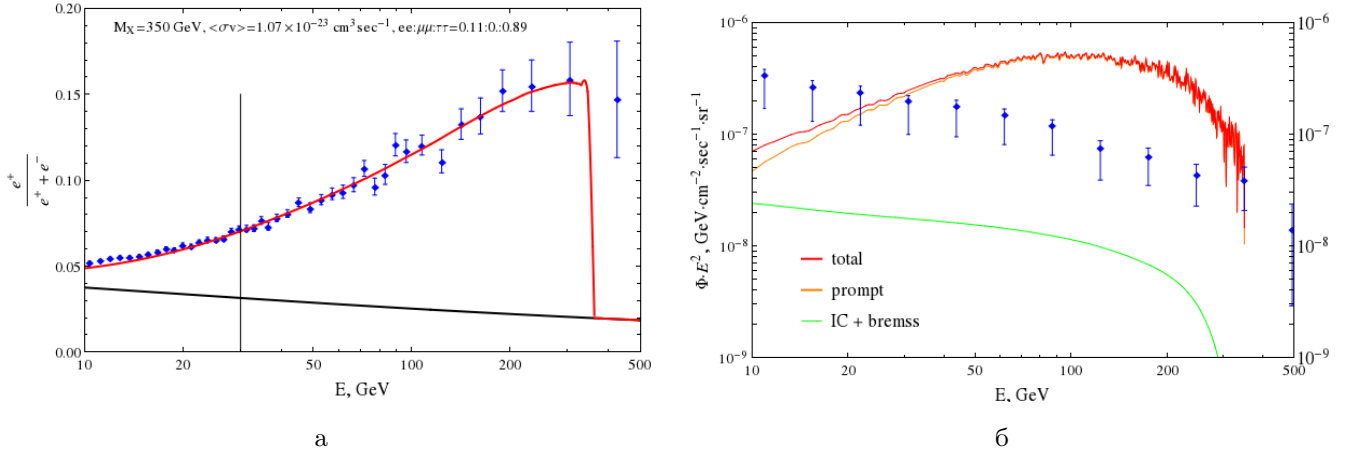


Рисунок 3 – Фит для позитронной доли (а) и соответствующий поток гамма-лучей (б) в сравнении с изотропным космическим гамма фоном

массы, изучить два механизма возможного подавления выхода гамма-излучения в конечном состоянии (FSR) а также моделирование и анализ данных мод в различных программных пакетах.

2.1. ПОДАВЛЕНИЕ ЗА СЧЕТ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ЛАГРАНЖИАНА

Один из возможных путей найти способы подавления фотона – это "поиграть" с физикой 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 скалярных частиц X , с массами порядка 1 ТэВ. Предполагается, что конечными продуктами распада данной частицы являются набор стабильных частиц Стандартной модели, например, $\{e^\pm, \gamma\}$.

Рассматриваются различные типы взаимодействия (скалярное и псевдо-

скалярное, векторное и аксиал-векторное) такой частицы с лептонами:

$$\mathcal{L}_s = X\bar{\psi}\psi, \quad (8)$$

$$\mathcal{L}_{ps} = X\bar{\psi}\gamma^5\psi, \quad (9)$$

$$\mathcal{L}_v = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi X_\mu, \quad (10)$$

$$\mathcal{L}_{pv} = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi X_\mu. \quad (11)$$

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

$$\mathcal{L}_{\text{scalar}} = X\bar{\psi}(a + b\gamma^5)\psi \quad (12)$$

$$\mathcal{L}_{\text{vector}} = \bar{\psi}\gamma^\mu(a + b\gamma^5)X_\mu\psi, \quad (13)$$

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 стать минимальным:

$$\frac{\Gamma(X \rightarrow e^+e^\pm\gamma)}{\Gamma(X \rightarrow e^+e^\pm)} = \min. \quad (14)$$

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:

$$\mathcal{L} = X\bar{\psi}(a + b\gamma^5)\psi + X\bar{\psi}(a - b\gamma^5)\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi. \quad (15)$$

На рисунке 4 изображены Фейнмановские диаграммы для рассматриваемых процессов.

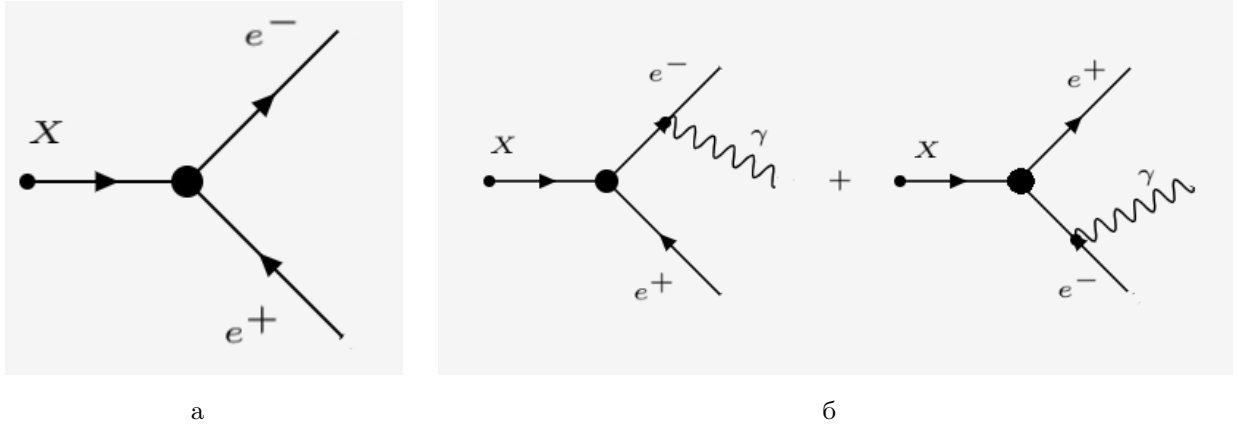


Рисунок 4 – Фейнмановские диаграммы для двухчастичного (а) и трехчастичного (б) распада для процессов $X \rightarrow e^+e^-$, $X \rightarrow e^+e^- + \gamma$

2. Модель распада частицы скрытой массы на два позитрона ($X \rightarrow e^+e^+$, $X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$)

Лагранжиан взаимодействия такого распада:

$$\mathcal{L} = X\bar{\psi}^C(a + b\gamma^5)\psi + X^*\bar{\psi}(a - b\gamma^5)\psi^C + \bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi. \quad (16)$$

Фейнмановские диаграммы для этих процессов на рисунке 5:

Для такой модели частицы скрытой массы явно имеют античастицы. Каналы распада в такой модели: $X \rightarrow e^+e^+$ и $X^* \rightarrow e^-e^-$. Такие модели частицы скрытой массы были рассмотрены в [34; 35].

Также существуют дополнительные предпосылки для рассмотрения данной модели:

- вышеупомянутые теории "Темных атомов";
- принцип соответствия –

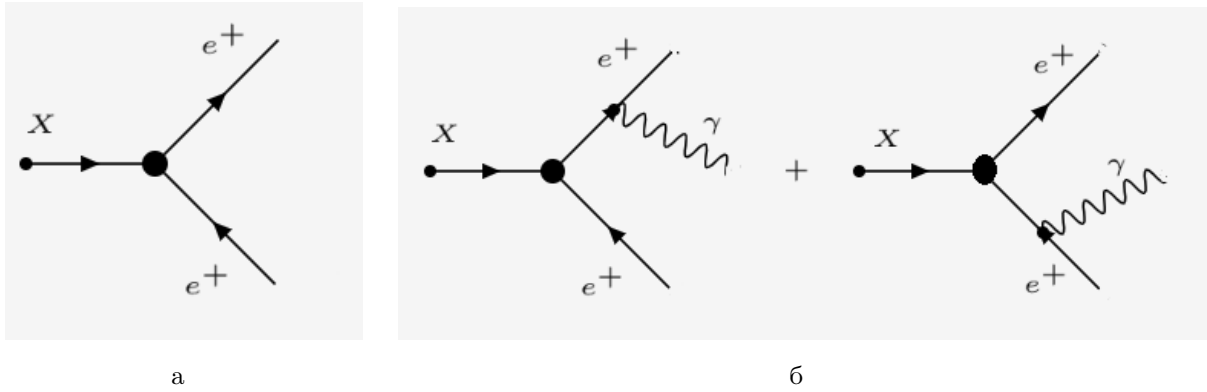


Рисунок 5 – Фейнмановские диаграммы для двухчастичного (а) и трехчастичного (б) распада для процессов $X \rightarrow e^+e^+$, $X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$

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»;
- 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 $\Gamma(X \rightarrow e^+e^+ (+\gamma))$. Ранее нашей научной группой были изучены более простые моды распада ($\Gamma(X \rightarrow e^+e^- (+\gamma))$), более подробно в работе [36], однако не было получено никаких положительных результатов.

2.3. ПРИМЕНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ 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 "вручную". 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 (BSM);
2. вычисление матричного элемента и квадрата матричного элемента в аналитической форме;
3. возможность явного описания зарядового сопряжения;
4. достаточно высокая точность расчета.

Чтобы описать распад или аннигиляцию частиц СМ с учетом возможного FSR, были рассмотрены различные программные пакеты, такие как MadGraph [37], CompHEP [38], CalcHEP [39] и FormCalc [40].

2.3.1. ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ ПАКЕТА FEYNRULES ДЛЯ ТЕОРИЙ С ЗАРЯДОВО-СОПРЯЖЕННЫМИ СПИНОРАМИ

Так как для реализации собственных моделей (BSM) в таких генераторах как, например, MadGraph требуется описание модели с помощью пакета

FeynRules [41], 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.

Одной из причин перехода от CompHEP к данному пакету является возможность в последнем явного описания зарядового сопряжения для фермионов на уровне Лагранжиана взаимодействий, необходимого в нашей теории.

В рамках данной задачи, в FeynRules была построена исследуемая модель скрытой массы, состоящей из гипотетических долгоживущих дважды заряженных скалярных 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 перекрестную проверку с анализом, проводимым "вручную" была проверена следующая вершина взаимодействия.

$$\mathcal{L} = X\bar{\psi}^C\gamma_\mu\psi + X^*\bar{\psi}\gamma_\mu\psi^C + \bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi. \quad (17)$$

Рассчитанный "вручную" 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 нами 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 фейнмановские диаграммы для этих процессов.

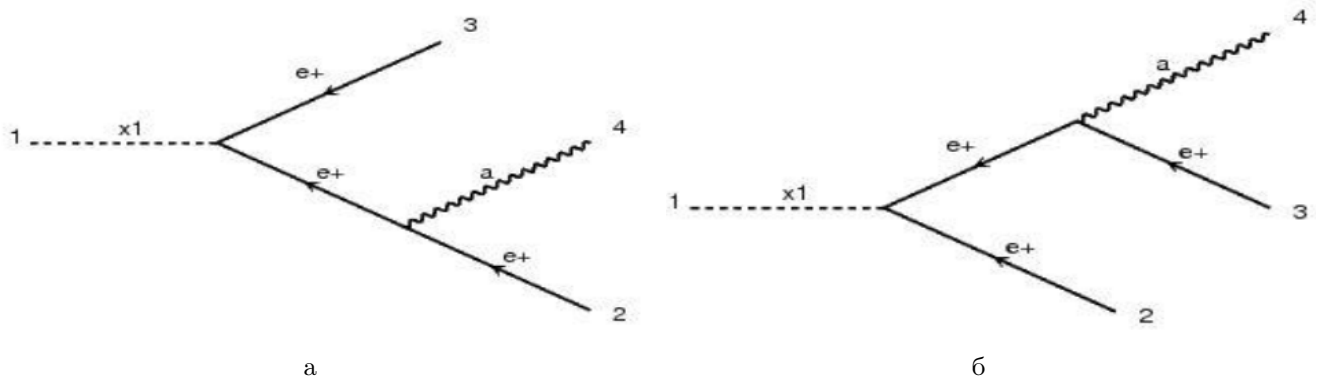


Рисунок 6 – Фейнмановские диаграммы для процессов $X \rightarrow e^+e^+$, $X \rightarrow e^+e^+ + \gamma$, полученные с помощью МС-генератора MadGraph

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

Однако, 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 LANCHEP 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 исполь-

зую МС-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, было принято решение изучить возможности пакета LanHEP [42] для генерации правил Фейнмана в импульсном представлении и их применимости для работы с моделями, включающими зарядово-сопряженные спиноры.

Вывод может быть записан в виде модельных файлов CalcHEP, что позволяет начать вычисления процессов в новой физической модели. Переход от генератора CompHEP к генератору CalcHEP обусловлен большей гибкостью последнего.

2.4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Начнем с рассмотрения наиболее обещающего случая с фермионами 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 МС-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 ($X \rightarrow e^+ e^+$)

$$|M|^2 = 4m_x^2(a^2 + b^2), \quad (18)$$

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

$$|M|^2 = 16(a^2 + b^2)f(p_1, p_2, p_3, p_4). \quad (19)$$

Таким же образом был проведен расчет для векторной частицы X

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

$$|M|^2 = 8m_x^2 b^2, \quad (20)$$

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

$$|M|^2 = \frac{16b^2}{m_x^2} f(p_1, p_2, p_3, p_4). \quad (21)$$

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 (14) никак не зависит от введенных нами параметров a и b . Таким образом найдено, что параметризация лагранжиана взаимодействия для заданной модели не дает положительных результатов, то есть в данных моделях нельзя добиться подавления FSR.

2.4.2. РАЗРАБОТКА УСЛОЖНЕННЫХ МОДЕЛЕЙ СКРЫТОЙ МАССЫ

При рассмотрении на предыдущем этапе данной научно-исследовательской 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 7 представлена диаграмма Фейнмана для такого процесса

В этом случае можно рассмотреть несколько вариаций такой модели. Для каждой такой вариации был построен лагранжиан взаимодействия, получены квадраты матричных элементов и фейнмановские диаграммы с помощью гене-

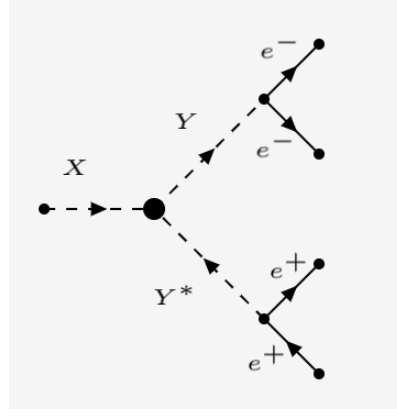


Рисунок 7 – Диаграмма Фейнмана для рассматриваемого распада частицы скрытой массы

ратора CalcHEP, а также сделан вывод о возможности, в этих моделях, подавления выхода фотонов.

1. X – скалярное действительное поле, Y – скалярное комплексное поле.

Лагранжиан взаимодействий для такого случая будет выглядеть:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = XY^*Y + Y\bar{\Psi}^C(a + b\gamma^5)\Psi + Y^*\bar{\Psi}(a - b\gamma^5)\Psi^C - \bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi + \\ + A_\mu Y\partial^\mu Y^* + A_\mu Y^*\partial^\mu Y, \end{aligned} \quad (22)$$

2. X – векторное действительное поле, Y – скалярное комплексное поле.

В данном случае лагранжиан будет записываться:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = Y\partial^\mu X_\mu Y^* + X_\mu\partial^\mu Y Y^* + X_\mu\partial^\mu Y^* Y + X_\mu A^\mu Y^* Y + Y\bar{\Psi}^C(a + b\gamma^5)\Psi + \\ + Y^*\bar{\Psi}(a - b\gamma^5)\Psi^C - \bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi + A_\mu Y\partial^\mu Y^* + A_\mu Y^*\partial^\mu Y, \end{aligned} \quad (23)$$

Ни в одном из рассматриваемых случаев отношение ширин распадов (уравнение 14) 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 (SINGLE-PHOTON THEOREM)

Одной из причин рассматривать такие экзотические модели как $XX \rightarrow e^+ + e^+$, $X \rightarrow e^+ + e^+ + \gamma$ – так называемая однофотонная теорема (или «радиационные нули»)[43].

Впервые "радиационные нули" были обнаружены в работе [44], 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, т.е. 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 моментом q . Амплитуда процесса зануляется, независимо от спина частиц, если выполняется следующее утверждение.

$$M_\gamma = 0, \\ \text{if } \frac{Q_i}{p_i \cdot q} = \text{same, all } i \quad (24)$$

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 кинемати-

ческих 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 бренчинга трехчастичного распада частиц скрытой массы с тождественными фермионами в конечном состоянии (рисунок 2.56) к бренчингу простейшей электрон-позитронной моды (рисунок 2.46). Если вклад в подавление за счет тождественности частиц в конечном состоянии вносится, то такое отношение, будет минимальным, то есть:

$$\frac{Br(e^+e^+\gamma)}{Br(e^-e^+\gamma)} = min. \quad (25)$$

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 бренчингов в зависимости от некоторых параметров.

Построена зависимость отношения бренчингов от массы (8) для того, чтобы понять влияет ли на процесс масса начальной частицы (масса частицы скрытой массы).

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

Также рассматривалась зависимость отношения бренчингов от энергий излучаемого фотона (рисунок 9):

Также как и в предыдущем случае, выделить некоторую область энергии не представляется возможным, так как отношение $\frac{Br(e^+e^+\gamma)}{Br(e^-e^+\gamma)}$ на всем диапазоне

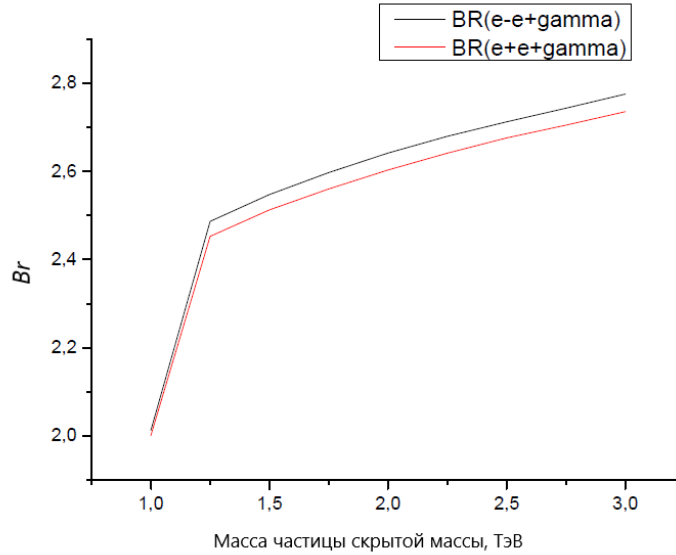


Рисунок 8 – Зависимость $Br(e^+e^+\gamma)$ и $Br(e^-e^+\gamma)$ от массы начальной частицы

энергий остается одинаковым и стремится к единице.

В работах [45—47] приводились примеры моделей, в которых проявлялись «радиационные нули», которые в эксперименте были обнаружены по провалам в угловых распределениях.

Таким образом, следующим шагом выполнения данной работы было получение зависимости отношения брэнчингов от угла разлета между фотоном и излучившей его частицей (рисунок 10)

Из данной зависимости, можно сделать вывод, о том, что, вероятно, 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.

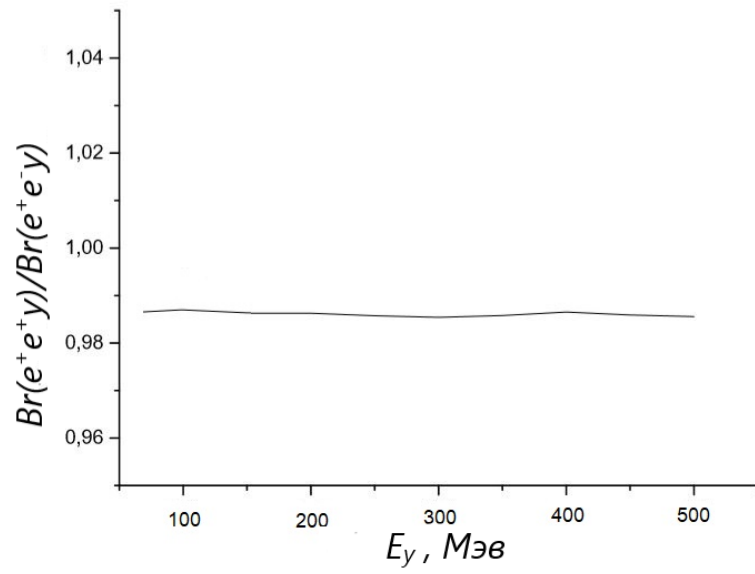


Рисунок 9 – Зависимость $Br(e^+e^+\gamma)$ и $Br(e^-e^+\gamma)$ от энергии вылетающего фотона



Рисунок 10 – Зависимость $Br(e^+e^+\gamma)$ и $Br(e^-e^+\gamma)$ от угла разлета между частицами

3. ГАММА ИЗЛУЧЕНИЕ ЗА СЧЕТ ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ОТ АННИГИЛЯЦИИ ЧАСТИЦЫ СКРЫТОЙ МАССЫ

На следующем шаге выполнения данной магистерской диссертации, 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 [48]. В данном случае высокие энергии $e^\pm$ создаются аннигиляцией или распадом СМ в любой заданной точке галактики М31 с плотностью, определяемой профилем распределения СМ. Все низкоэнергетические рассматриваемые 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 галактика Андромеда (М31), анизотропия от такого объекта могла бы быть заметной из-за анизотропного вылета фотонов за счет ICS

На рисунке 11 показана схема возникновения эффекта анизотропии. Если мы рассмотрим, например, два фотона летящих из диска в противоположных направлениях (красные волнистые линии) и далее в некоторой точке галак-

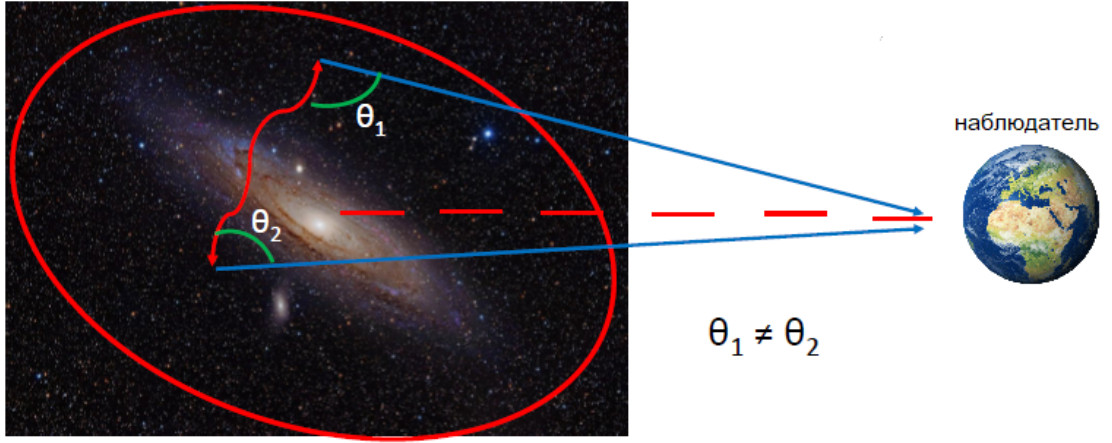


Рисунок 11 – Условная схема возникновения эффекта анизотропии в потоке ICS фотонов

тического темного гало фотоны рассеялись на высокоэнергетичных фотонах и полетели к наблюдателю (синие линии), то углы под которыми они рассеятся, в общем случае, могут быть не одинаковы, и данный эффект может быть замечен 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 $d\Phi/d\epsilon_1$ высокоэнергетичных фотонов образованных процессом обратного комптоновского рассеяния, 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 [49]:

$$\frac{d\Phi}{d\epsilon_1} = \frac{1}{\epsilon_1} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{line-of-sight}} ds \frac{j(\epsilon_1, r(s))}{4\pi} \quad (26)$$

в терминах излучательной способности $j(\epsilon_1 r(s))$ области, расположенной на расстоянии r от центра галактики. Координата s проходит вдоль линии визирования, 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 [50]. В нашем случае тогда

$$j(\epsilon_1 r(s)) = 2 \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \mathcal{P}(\epsilon_1, E, r) n_e(r, E) \quad (27)$$

где $\mathcal{P}(\epsilon_1, E, r)$ – 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.

$$\underbrace{-\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 D \frac{\partial f}{\partial r} \right]}_{\text{диффузия}} + \underbrace{v \frac{\partial f}{\partial r}}_{\text{адвекция}} - \underbrace{\frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) p \frac{\partial f}{\partial p}}_{\text{конвекция}} + \underbrace{\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} [\dot{p} p^2 f]}_{\text{потери на излучение}} = \underbrace{\frac{Q_e(E, r)}{4pr^2}}_{\text{источник}}. \quad (28)$$

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 мГс) ICS оказывается доминирующим [51].

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:

$$n_e(E, r) = \int_E^{M_{DM}} d\tilde{E} Q_e(\tilde{E}, r), \quad (29)$$

Источник же выражается как:

$$Q_e(E, r) = \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \frac{\rho(r)^2}{2M_{DM}^2} \frac{dN_e}{dE} \quad (30)$$

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).

Вывод величины $\mathcal{P}$ производится с точки зрения комптоновской кинематики [48]. Дифференциальная мощность, излучаемая в фотоны с энергией ϵ_1 электроном с энергией E определяется как:

$$\mathcal{P}(\epsilon_1, E, r) = \int_{(\epsilon)} (\epsilon - \epsilon_1) \frac{dN_{E,e}}{dt d\epsilon_1} \quad (31)$$

$\frac{dN_{E,e}}{dt d\epsilon_1}$ – скорость рассеяния на фотонах энергии ϵ в фотоны энергии ϵ_1 умноженная на энергию потерянную при рассеянии $(\epsilon - \epsilon_1)$ и проинтегрированная по всем начальным энергиям фотонов. Величина $\frac{dN_{E,e}}{dt d\epsilon_1}$ удобно вычисляется путем перехода в систему центра масс (далее все величины в системе центра масс обозначаются штрихом).

$$\frac{dN_{E,e}}{dt d\epsilon_1} = \iint_{(\Omega', \epsilon')} \frac{dN_{E,e}}{dt' d\epsilon'_1 d\Omega' d\epsilon'} \frac{dt'}{dt} \frac{d\epsilon'_1}{d\epsilon_1} \quad (32)$$

где $\frac{dt'}{dt} = 1/\gamma$ и $\frac{d\epsilon'_1}{d\epsilon_1} = 1/[\gamma(1 - \cos \theta'_1)]$, Лоренц-фактор электрона (который предполагается релятивистским) $\gamma = E/m \gg 1$. В новой системе скорость рассеяния определяется как:

$$\frac{dN_{E,e}}{dt' d\epsilon'_1 d\Omega' d\epsilon'} = \frac{dn(\epsilon'; \epsilon)}{d\epsilon'} \frac{d\sigma}{\epsilon'_1 d\Omega'_1} \quad (33)$$

Здесь последний член обозначает дифференциальное комптоновское рассеяние, а $\frac{dn(\epsilon'; \epsilon)}{d\epsilon'}$ выражает дифференциальную плотность фотонов в пределах $d\epsilon'$ за счет фотонов, которые в пределах $d\epsilon$ в системе фотонного газа. Можно получить [48]

$$dn(\epsilon'; \epsilon) d\epsilon' = \frac{1}{2} n(\epsilon, r) d\epsilon d(\cos \theta) \frac{\epsilon'}{\epsilon} \quad (34)$$

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

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

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon'_1 d\Omega'_1} = \frac{3}{16\pi} \sigma_T \left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} \right)^2 \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon'_1} + \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} - \sin^2 \theta'_1 \right) \delta \left(\epsilon'_1 - \frac{\epsilon'}{1 + \frac{\epsilon'}{m}(1 - \cos \theta'_1)} \right) \quad (35)$$

где $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3 = 0,6652$ барн – полное томпсоновское рассеяние в терминах классического радиуса электрона r_e . Теперь можно, решив интегралы в системе покоя электрона, вычислить скорость рассеяния как в [48]:

$$\frac{dN_{E,\epsilon}}{dt d\epsilon_1} = 3\sigma_T \frac{n(\epsilon, r) d\epsilon}{4\gamma^2 \epsilon} \left[2q \ln q + q + 1 - 2q^2 + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_e q)^2}{1 + \Gamma q} (1 - q) \right], \quad (36)$$

$$\text{где } q = \frac{\tilde{\epsilon}_1}{\Gamma_e(1 - \tilde{\epsilon}_1)}, \quad \Gamma_e = \frac{4\epsilon\gamma}{m}, \quad \tilde{\epsilon}_1 = \frac{\epsilon_1}{\gamma m}$$

Наконец, подставляя этот результат в 31, получаем:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\epsilon_1, E, r) &= \frac{3\sigma_T}{4\gamma^2} \epsilon_1 \int_{1/4\gamma^2}^1 dq \left(1 - \frac{1}{4q\gamma^2(1 - \tilde{\epsilon}_1)} \right) \frac{n(\epsilon(q), r)}{q} \\ &\times \left[2q \ln q + q + 1 - 2q^2 + \frac{1}{2} \frac{\tilde{\epsilon}_1^2}{1 - \tilde{\epsilon}_1} (1 - q) \right] \end{aligned} \quad (37)$$

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

$$\boxed{\frac{d\Phi}{d\epsilon_1} = \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{4\pi} r_0 \frac{\rho_0^2}{M_{DM}^2} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{l.o.s.}} \frac{ds}{r_0} \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^2 \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \mathcal{P}(\epsilon_1, E, r)}. \quad (38)$$

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, $\rho_0 = 0.4 \text{ ГэВ/см}^3$ – 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.

Выражение 38 можно переписать:

$$\frac{d\Phi}{d\epsilon_1} = \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{4\pi} r_\odot \frac{\rho_0^2}{M_{DM}^2} \bar{J} \Delta\Omega \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \mathcal{P}(\epsilon_1, E, r). \quad (39)$$

и

$$\bar{J} \Delta\Omega = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{line-of-sight}} \frac{ds}{r_\odot} \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^2 \quad (40)$$

где $\bar{J}$ – так называемый геометрически фактор [52] (или J - фактор) для ICS фотонов.

Для расчета – полная плотность излучения $n(\epsilon)$ берется как сумма трех спектров подобных спектрам для абсолютно черного тела ($i = 1, 2, 3$) [53].

$$n_i = \frac{\epsilon^2}{\pi^2} \frac{1}{\exp(\epsilon/T_i) - 1} \quad (41)$$

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

3.2. ПОТОК ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА СЧЕТ ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

На данной этапе работы, необходимо рассчитать потоки гамма-излучения высоких энергий, создаваемых обратным комптоновских рассеянием межзвездных фотонов на высокоэнергетичных $e^\pm$. Полученные аналитическим путем потоки, необходимо сравнить с экспериментальными данными по потокам ICS от М31 для подтверждения корректности выведенной в предыдущем пункте формулой. Рассматривается несколько значений масс частицы скрытой массы и профилей плотности СМ.

В результате численного моделирования и анализа были получены 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 [54], профиль Наварро – Фрэнка – Уайта [55].

$$\rho_{Ein}(r) = \rho_s \exp \left[-\frac{2}{\alpha} \left(\left(\frac{r}{r_s} \right)^\alpha - 1 \right) \right], \quad \alpha = 0.17 \quad (42)$$

$$\rho_{NFW}(r) = \rho_s \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s} \right)^{-2} \quad (43)$$

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	40	0.42
Эинасто	40	0.12

Таблица 1 – Величины r_s и ρ_s для различных моделей гало СМ

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

На рисунках 12 и 13 изображены примеры сигнала от различных моделей скрытой массы.

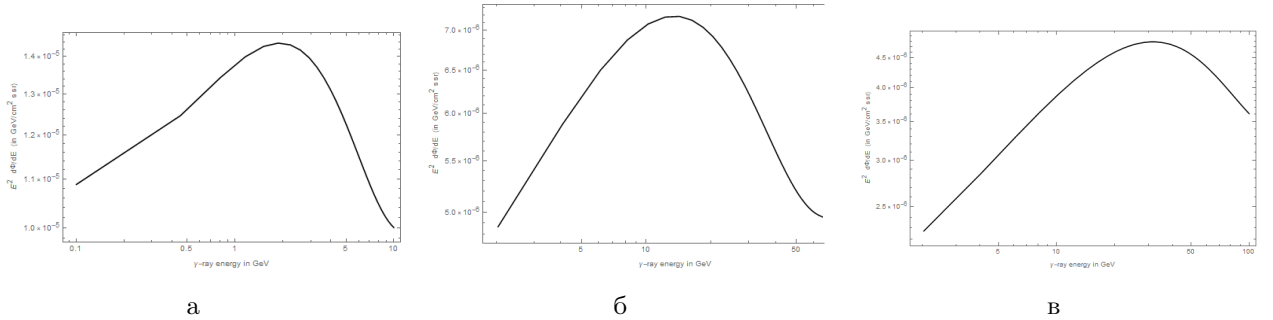


Рисунок 12 – Сигнал от скрытой массы с профилем распределения NFW для масс частицы скрытой массы 1,2 и 3 ТэВ

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

Таким образом, была построена карта потоков гамма-излучения произведенного за счет процесса обратного комптоновского рассеяния (рисунок 14).

Как видно из рисунка 14, карта потоков симметрична относительно галактического диска (красная полоса), то есть потоки ICS фотонов из нижнего

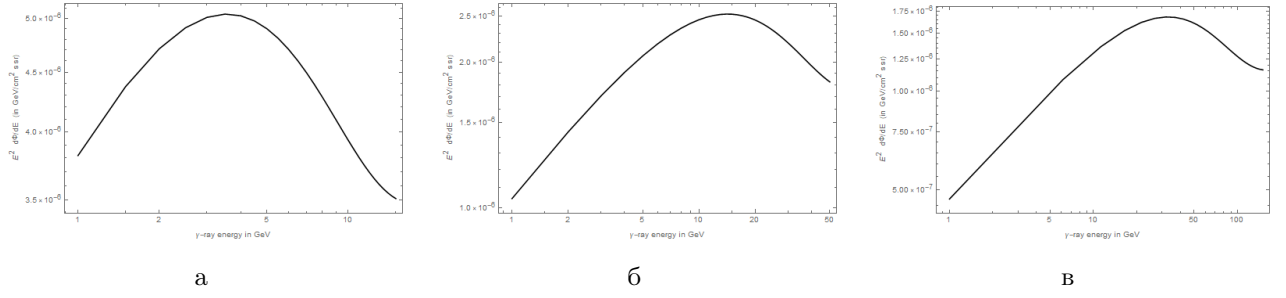


Рисунок 13 – Сигнал от скрытой массы с профилем распределения Эинасто для масс частицы скрытой массы 1,2 и 3 ТэВ

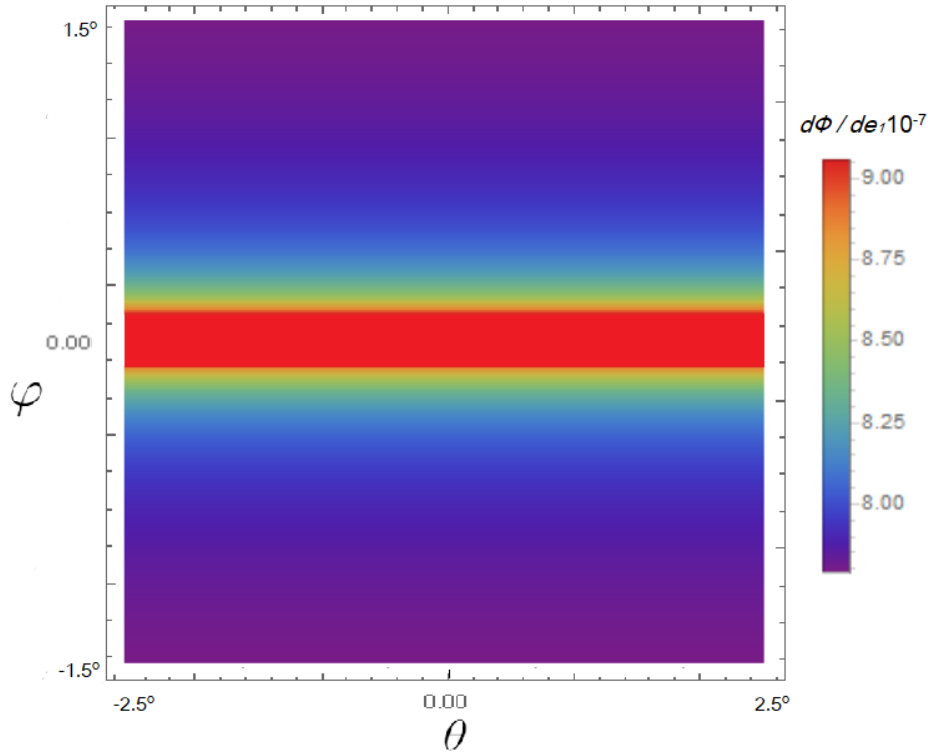


Рисунок 14 – Карта потоков гамма-излучения произведенного за счет процесса обратного комптоновского рассеяния

и верхнего полушария одинаковы, что говорит, что в данном случае эффект анизотропии не проявляется.

Было обнаружено, что формула 38 подходит только для изотропного случая, и не может быть использована для выявления и оценки уровня анизотропии, так как при ее выводе, не учитывалась возможная анизотропия фонового гамма-излучения.

Таким образом, 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 методика предложенная в работе [56].

Рассмотрим величину R , характеризующую скорость фотон-электронного взаимодействия, которая в общем случае задается формулой [57]:

$$R = n_e n_\gamma \int d\mathbf{p}_\gamma \int d\mathbf{p}_e f_e(\mathbf{p}_e) f_\gamma(\mathbf{p}_\gamma) \frac{p'_\gamma}{\gamma p_\gamma} \sigma(p'_\gamma) \quad (44)$$

,

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 электрона, σ – сечение процесса, штрихом, так же как и в предыдущих разделах отмечены величины в системе центра масс. В данном подходе распределение электронов изотропно.

Функцию распределения для моноэнергетических электронов примем:

$$f_e(\mathbf{p}_e) = \frac{1}{4\pi p_e^2} \delta(p_e - p) \quad (45)$$

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

$$f_e(\gamma_1) = \frac{1}{4\pi \gamma_1^2} \delta(\gamma_1 - \gamma), \quad (46)$$

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

Функция распределения фотонов:

$$f_\gamma(\epsilon_\gamma, \Omega_\gamma) = Q_\gamma \frac{1}{\epsilon_\gamma^2} \delta(\epsilon_\gamma - \epsilon) \quad (47)$$

где $\epsilon_\gamma = p_\gamma$ – энергия фотона, Q_γ – угловое распределение фотонов ($\int d\Omega_\gamma Q_\gamma = 1$) в данной точке пространства.

Формула Клейна - Нишины описывается выражением 35 в разделе (10).

Используя формулы Клейна-Нишины 35 и выражение 44 можно получить следующую формулу:

$$\frac{dR}{d\epsilon_1} = \int d\cos\theta'_1 \int d\epsilon_\gamma d\Omega_\gamma \int d\gamma d\Omega_e f_e(\gamma_1, \Omega_e) f_\gamma(\epsilon_\gamma, \Omega_\gamma) \epsilon_\gamma^2 \gamma_1^2 \frac{\epsilon'_\gamma}{\gamma_1 \epsilon_\gamma} \frac{\epsilon'_1}{\epsilon_1} \frac{d\sigma}{d\epsilon'_1 d\cos\theta'_1} \quad (48)$$

Учитывая дельта-функции в уравнениях 46 и 47 интегрируем по $d\epsilon_\gamma$, $d\gamma_1$, $d\Omega_e$, $d\cos\theta'_1$ и учитывая что $\epsilon'_1 = \epsilon_1/[\gamma(1 - \cos\theta'_1)]$ получаем:

$$\frac{dR}{d\epsilon_1} = \frac{3\sigma_T}{8\epsilon(\gamma - \epsilon_1)^2} \int_{\Omega_\gamma} d\Omega_\gamma Q_\gamma(\Omega_\gamma) \left[2 - 2\frac{\epsilon_1}{\gamma} \left(\frac{1}{\epsilon'} + 2 \right) + \frac{\epsilon_1^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{\epsilon'^2} + 2\frac{1}{\epsilon'} + 3 \right) - \frac{\epsilon_1^3}{\gamma^3} \right], \quad (49)$$

где $\epsilon_1 \leq 2\gamma\epsilon'/(1+2\epsilon')$ и $\epsilon' = \epsilon\gamma(1+\cos\zeta)$ и ζ - угол между импульсами налетающих электрона и фотона

В данным расчетах величина $\frac{dR}{d\epsilon_1}$ есть не что иное как скорость рассеяния на фотонах энергии ϵ в фотоны энергии ϵ_1 , то есть $\frac{dN_{E,e}}{dt d\epsilon_1}$.

Теперь воспользуемся выводом формулы для дифференциального потока из пункта (10).

Как уже было ранее отмечено, дифференциальный поток $d\Phi/d\epsilon_1$ высоко-энергетичных фотонов образованных процессом обратного комптоновского рассеяния, приходящих из углового региона неба $\Delta\Omega$ определяется как 26 и 27, при этом $\mathcal{P}$ определяется формулой 31, в которой присутствует величина $\frac{dN_{E,e}}{dt d\epsilon_1}$.

Следовательно, подставляя полученную в данном разделе формулу 49 в 31 получаем:

$$\mathcal{P} = \frac{3\sigma_T}{8} \int_{\Omega_\gamma} d\Omega_\gamma Q_\gamma(\Omega_\gamma) \int_{(\epsilon)} (\epsilon - \epsilon_1) \left[2 - 2\frac{\epsilon_1}{\gamma} \left(\frac{1}{\epsilon'} + 2 \right) + \frac{\epsilon_1^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{\epsilon'^2} + 2\frac{1}{\epsilon'} + 3 \right) - \frac{\epsilon_1^3}{\gamma^3} \right] \quad (50)$$

и далее 50 в уравнение 27 и, наконец, окончательно в формулу для дифференциального потока 26 получаем выражение для спектра гамма-излучения ICS фотонов для случая учитывающего возможный эффект анизотропии:

$$\frac{d\Phi}{d\epsilon_1} = \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{4\pi} r_0 \frac{\rho_0^2}{M_{DM}^2} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{l.o.s.}} \frac{ds}{r_0} \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^2 \times \\ \times \int_{\Omega_\gamma} d\Omega_\gamma Q_\gamma(\Omega_\gamma) \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \mathcal{P}(\epsilon_1, E, r). \quad (51)$$

Угловое распределение ICS фотонов, в приближении излучающей поверхности, можно аппроксимировать следующей функцией [58]:

$$Q_\gamma(r, \alpha) = \frac{1}{\pi Y(r)} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \sin^2 \alpha \right)^{-1/2}, \quad (52)$$

$$Y(r) = 1 - \frac{r^2 - R^2}{2rR} \ln \left(\frac{r+R}{r-R} \right) \quad (53)$$

и:

$$\left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right)^{1/2} \leq \cos \alpha \leq 1 \quad (54)$$

где угол α – угол налета 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 M31, для оценки возможного эффекта анизотропии (рисунок 15).

Как видно из рисунка, от разных полушарий галактического темного гало, приходят разные потоки, таким образом, можно заключить что эффект анизотропии (в грубой оценке порядка 5%) в потоках ICS фотонов действительно присутствует.

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.

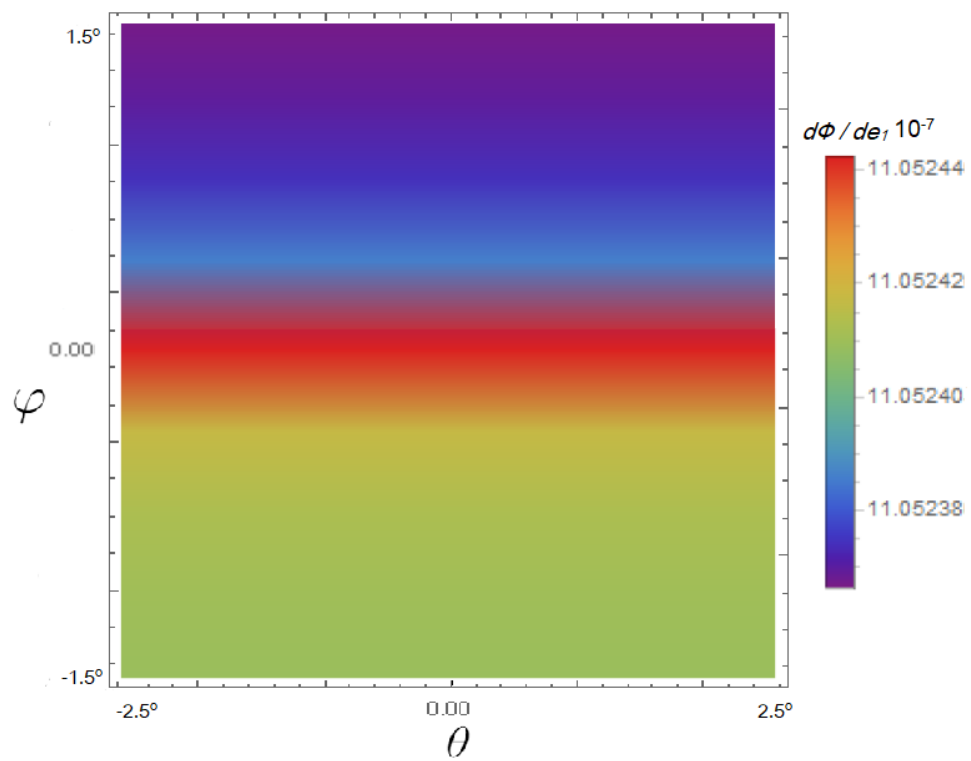


Рисунок 15 – Карта потоков гамма-излучения произведенного за счет процесса обратного комптоновского рассеяния с учетом эффекта анизотропии

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа была посвящена изучению возможности объяснения позитронной аномалии в космических лучах с помощью распада или аннигиляции частицы скрытой массы без противоречия с данными по космическому гамма-фону.

В первой части данной диссертации была проведена разработка и анализ различных моделей скрытой массы, с упором на модели распадающиеся на два тождественных позитрона в конечном состоянии. Для этого были освоены и изучены возможности 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 на два тождественных позитрона выяснилось, что в данных 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, энергия фотона, угол разлета. Было выявлено, что частичное подавление фотона (около 30%) наблюдается при определенных значениях угла разлета между фотоном и излучившей его частицей.

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.

Была рассмотрена методика расчета изотропного дифференциального потока гамма-излучения от аннигиляции или распада частиц скрытой массы, возникающего за счет ICS на фотонах межзвездной среды в случае их изотропного рассеяния в данном процессе. По результатам расчетов для каждой рассматриваемой модели скрытой массы, а именно, для массы частицы СМ 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 непригодности предыдущего изотропного подхода и необходимости модифицирования полученной формулы. Методика расчета спектра ICS фотонов была обобщена на реалистичный анизотропный случай и получена галактическая карта потоков для туманности Андромеды с явной анизотропией.

Таким образом, все поставленные задачи выполнены в полном объеме.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV / O. Adriani [et al.] // Nature. — 2009. — Vol. 458. — P. 607–609. — arXiv: [0810.4995 \[astro-ph\]](#).
2. Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope / 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? / K. Belotsky [et al.] // JCAP. — 2017. — Vol. 1701, no. 01. — P. 021. — arXiv: [1606.01271 \[astro-ph.HE\]](#).
4. Discriminating different scenarios to account for the cosmic $e^\pm$ excess by synchrotron and inverse Compton radiation / 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 / I. Cholis [и др.] // Physical Review D. — 2009.
6. Zwicky F. Republication of: The redshift of extragalactic nebulae // General Relativity and Gravitation. — 2009. — т. 41, № 1. — с. 207–224.
7. Rubin V. C., Ford Jr W. K., Thonnard N. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605/ $R=4\text{ kpc}$ /to UGC 2885/ $R=122\text{ kpc}$ // The Astrophysical Journal. — 1980. — т. 238. — с. 471–487.
8. Bosma A., Van der Kruit P. The local mass-to-light ratio in spiral galaxies // Astronomy and Astrophysics. — 1979. — т. 79. — с. 281–286.
9. Massey R., Kitching T., Richard J. The dark matter of gravitational lensing // Reports on Progress in Physics. — 2010. — т. 73, № 8. — с. 086901.
10. Peter P., Uzan J.-P. Primordial cosmology. — Oxford University Press, 2013.

11. Planck 2015 results-xiii. cosmological parameters / P. A. Ade [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2016. — т. 594. — A13.
12. Springel V., Frenk C. S., White S. D. The large-scale structure of the Universe // *Nature*. — 2006. — т. 440, № 7088. — с. 1137—1144.
13. Schaeffer R., Silk J. Cold, warm, or hot dark matter-Biased galaxy formation and pancakes // *The Astrophysical Journal*. — 1988. — т. 332. — с. 1—16.
14. Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter / G. R. Blumenthal [и др.] // *Nature*. — 1984. — т. 311, № 5986. — с. 517—525.
15. Petrou M. Dynamical models of spheroidal systems. : дис. ... канд. / Petrou M. — University of Cambridge, 1981.
16. Moniez M. Review of results from EROS Microlensing search for Massive Compact Objects // arXiv preprint arXiv:0901.0985. — 2009.
17. 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 // *Nuclear Physics A*. — 2003. — т. 719. — с. C153—C160.
18. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass searchin tritium β -decay / C. Kraus [и др.] // *The European Physical Journal C-Particles and Fields*. — 2005. — т. 40, № 4. — с. 447—468.
19. Dodelson S., Widrow L. M. Sterile neutrinos as dark matter // *Physical Review Letters*. — 1994. — т. 72, № 1. — с. 17.
20. Shi X., Fuller G. M. New dark matter candidate: nonthermal sterile neutrinos // *Physical Review Letters*. — 1999. — т. 82, № 14. — с. 2832.
21. Gol'fand Y. A., Likhtman E. P. Extension of the algebra of Poincaré group generators and violation of p invariance // *Supergravities in diverse dimensions. Volume 1*. — 1989.
22. Volkov D. VP Akulov Is the neutrino a Goldstone particle // *Phys. Lett B*. — 1973. — т. 46, № 1. — с. 109—110.
23. Supersymmetric relics from the big bang / J. Ellis [и др.]. — 1984.
24. Peccei R. D. The strong CP problem and axions // *Axions*. — Springer, 2008. — с. 3—17.

25. Roszkowski L., Sessolo E. M., Trojanowski S. WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects // Reports on Progress in Physics. — 2018. — т. 81, № 6. — с. 066201.
26. Measurements of the cosmic-ray positron fraction from 1 to 50 GeV / S. Barwick [и др.] // The Astrophysical Journal Letters. — 1997. — т. 482, № 2. — с. L191.
27. Cosmic-ray positron fraction measurement from 1 to 30 GeV with AMS-01 / M. Aguilar [и др.] // Physics Letters B. — 2007. — т. 646, № 4. — с. 145—154.
28. 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 / M. Aguilar [и др.] // Physical Review Letters. — 2013. — т. 110, № 14. — с. 141102.
29. Cirelli M. Status of indirect (and direct) dark matter searches // arXiv preprint arXiv:1511.02031. — 2015.
30. Cholis I., Hooper D. Dark matter and pulsar origins of the rising cosmic ray positron fraction in light of new data from the AMS // Physical Review D. — 2013. — т. 88, № 2. — с. 023013.
31. Ibarra A., Tran D. Decaying dark matter and the PAMELA anomaly // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2009. — т. 2009, № 02. — с. 021.
32. Decaying Dark Atom constituents and cosmic positron excess / K. Belotsky [и др.] // Advances in High Energy Physics. — 2014. — т. 2014.
33. Khlopov M. Y. Composite dark matter from stable charged constituents // arXiv preprint arXiv:0806.3581. — 2008.
34. Belotsky K., Khlopov M., Laletin M. Dark atoms and their decaying constituents // arXiv preprint arXiv:1411.3657. — 2014.
35. Fargion D., Khlopov M., Stephan C. A. Dark matter with invisible light from heavy double charged leptons of almost-commutative geometry? // arXiv preprint astro-ph/0511789. — 2005.
36. Indirect effects of dark matter / K. Belotsky [и др.] // arXiv preprint arXiv:1909.04720. — 2019.

37. Maltoni F., Stelzer T. MadEvent: Automatic event generation with MadGraph // Journal of High Energy Physics. — 2003. — т. 2003, № 02. — с. 027.
38. CompHEP 4.4—automatic computations from Lagrangians to events / E. Boos [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2004. — т. 534, № 1/2. — с. 250—259.
39. Belyaev A., Christensen N. D., Pukhov A. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model // Computer Physics Communications. — 2013. — т. 184, № 7. — с. 1729—1769.
40. Hahn T. Automatic loop calculations with FeynArts, FormCalc, and LoopTools // Nuclear Physics B-Proceedings Supplements. — 2000. — т. 89, № 1—3. — с. 231—236.
41. Christensen N. D., Duhr C. FeynRules—Feynman rules made easy // Computer Physics Communications. — 2009. — т. 180, № 9. — с. 1614—1641.
42. Semenov A. LanHEP—a package for automatic generation of Feynman rules from the Lagrangian // Computer physics communications. — 1998. — т. 115, № 2/3. — с. 124—139.
43. Brown R. W. Understanding something about nothing: radiation zeros // AIP Conference Proceedings. т. 350. — AIP. 1995. — с. 261—272.
44. Mikaelian K., Samuel M. A., Sahdev D. Magnetic Moment of Weak Bosons Produced in pp and p p Collisions // Physical Review Letters. — 1979. — т. 43, № 11. — с. 746.
45. Doncheski M., Halzen F. Observable radiation zeroes in HERA interactions // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. — 1991. — т. 52, № 4. — с. 673—676.
46. Deshpande N., He X.-G., Oh S. Amplitude zeros in radiative decays of scalar particles // Physical Review D. — 1995. — т. 51, № 5. — с. 2295.
47. Han T. Exact and approximate radiation amplitude zeros—phenomenological aspects // AIP Conference Proceedings. т. 350. — American Institute of Physics. 1995. — с. 224—238.

48. Blumenthal G. R., Gould R. J. Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases // Reviews of Modern Physics. — 1970. — т. 42, № 2. — с. 237.
49. Cirelli M., Panci P. Inverse Compton constraints on the Dark Matter $e^\pm$ excesses // Nuclear Physics B. — 2009. — т. 821, № 1/2. — с. 399—416.
50. Rybicki G. B., Lightman A. P. Radiative processes in astrophysics. — John Wiley & Sons, 2008.
51. Regis M., Ullio P. Multiwavelength signals of dark matter annihilations at the Galactic center // Physical Review D. — 2008. — т. 78, № 4. — с. 043505.
52. Bergstrom L., Ullio P., Buckley J. Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo // arXiv preprint astro-ph/9712318. — 1997.
53. Inverse Compton origin of the hard X-ray and soft gamma-ray emission from the galactic ridge / T. A. Porter [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2008. — т. 682, № 1. — с. 400.
54. Empirical models for dark matter halos. I. Nonparametric construction of density profiles and comparison with parametric models / D. Merritt [и др.] // The Astronomical Journal. — 2006. — т. 132, № 6. — с. 2685.
55. Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. A universal density profile from hierarchical clustering // The Astrophysical Journal. — 1997. — т. 490, № 2. — с. 493.
56. Moskalenko I. V., Strong A. W. Anisotropic inverse Compton scattering in the galaxy // The Astrophysical Journal. — 2000. — т. 528, № 1. — с. 357.
57. Weaver T. A. Reaction rates in a relativistic plasma // Physical Review A. — 1976. — т. 13, № 4. — с. 1563.
58. Moskalenko I. V., Porter T. A., Digel S. W. Inverse Compton scattering on solar photons, heliospheric modulation, and neutrino astrophysics // The Astrophysical Journal Letters. — 2006. — т. 652, № 1. — с. L65.