Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

На правах рукописи

Соловьев Максим Леонидович

Модели скрытой массы с барионоподобным пространственным распределением для объяснения избытков заряженных частиц в космических лучах

Специальность 1.3.15
Физика атомных ядер и элементарных частиц,
физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва, 2023

Работа выполнена в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ».

Научный руководитель:	доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник кафедры Физики элементарных частиц Института ядерной физики и технологий Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» **Белоцкий Константин Михайлович**
Официальные оппоненты:	**Баушев Антон Николаевич**, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Лаборатории теоретической физики им. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.
	Кузнецов Михаил Юрьевич, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Лаборатории обработки больших данных в физике частиц и астрофизике Института ядерных исследований РАН.
	Кузнецов Александр Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики физического факультета и научный руководитель Научно-образовательного центра "Квантовые процессы в астрофизической среде"Ярославского государственного университета им. П.Г. Демидова.

Защита состоится 6 декабря 2023г. в 15 часов на заседании диссертационного совета МИФИ.1.05 федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» по адресу: 115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ и на сайте https://ds.mephi.ru.

Отзывы на автореферат в одном экземпляре, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31, ученому секретарю диссертационного совета МИФИ.1.05.

Автореферат разослан «___» _____ 2023 года.

Телефон для справок: +7 (495) 788-56-99.

Ученый секретарь
диссертационного совета
МИФИ.1.05, Улин Сергей Евгеньевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Скрытая масса (или, по-другому, темная материя, ТМ) – одна из основных загадок современной физики. Некая неизвестная нам форма небарионной материи, предложенная для, в частности, объяснения кривых вращения и скоростей галактик в скоплениях и ныне являющаяся одним из ключевых элементов стандартной космологической ΛCDM-модели. На ее существование указывают спектр анизотропии микроволнового фона, темп формирования крупномасштабных структур в ранней Вселенной, наблюдаемая плоскостность пространства и наблюдения по гравитационному линзированию.

Однако, несмотря на многие теоретические достижения, гипотеза о существовании скрытой массы имеет свои недостатки. Среди них – проблемы пиков плотности и дефицита карликовых галактик [1]; практическое отсутствие каких-либо данных о ее природе и свойствах, в том числе отсутствие результатов в экспериментах по ее прямому детектированию.

В связи с отсутствием подтвержденных данных о прямом экспериментальном детектировании скрытой массы ее изучение по возможным косвенным эффектам является весьма актуальным. Более того, в астрофизике и космологии есть целый ряд наблюдаемых явлений и аномалий, не имеющих общепризнанного объяснения, которые могли бы быть обусловлены физикой скрытой массы. Одним из самых ярких примеров таких явлений является избыток позитронов в космических лучах (КЛ) [2; 3], известный также как позитронная аномалия (ПА).

Помимо попыток объяснения уже наблюдаемых аномалий, возможно также проводить целенаправленный поиск на существующих или будущих экспериментах определенных косвенных эффектов, предсказываемых в рамках моделей скрытой массы. Например, распад или аннигиляция частиц скрытой массы на частицы Стандартной Модели (СМ), обладающие электрическим зарядом, будет также производить сопутствующее гамма-излучение, которое можно искать в виде точечных (реакции в сгустках скрытой массы в нашей Галактике) [4] или протяженных источников (реакции в гало других галактик) [5]. Похожие поиски возможны и с помощью нейтринных телескопов [6]. Существуют и более экзотические предсказания. Например, если ТМ в виде кластеров первичных черных дыр может служить причиной образования стабильных горячих областей в ранней Вселенной, отцепившихся от космологического расширения, то при определенных условиях в подобных областях может образоваться аномальный химический состав [7], за счет которого их можно будет искать.

Целью работы является разработка модели для объяснения избытков заряженных частиц в космических лучах, не вступающей в противоречие с данными по фону гамма-излучения за счет использования специально подобранного пространственного распределения скрытой массы.

Задачи

- Разработка модели скрытой массы для объяснения избытков заряженных частиц в космических лучах.

- Разработка метода проверки моделей нестабильной скрытой массы на основе эффектов в гамма-излучении от галактики M31 Туманность Андромеды.

Положения, выносимые на защиту

- Поставленные ограничения на область применимости модифицированной модели темного диска
- Разработанная модель скрытой массы с барионоподобным пространственным распределением для объяснения позитронной аномалии в космических лучах
- Методика проверки модели диска на основе анизотропии вторичного гамма-излучения от галактики M31 Туманность Андромеды

Научная новизна

- Разработан ряд модификаций модели «темного диска» с целью улучшения качества описания спектров заряженных частиц в космических лучах. Показано, что наилучшие результаты достигаются для модификации с каскадными процессами аннигиляции/распада частиц скрытой массы, позволяющей решить выявленную для модели диска проблему с описанием низкоэнергетической части спектра позитронов.
- Впервые показано, что обновление экспериментальных данных приводит к усилению противоречия с гамма-фоном в рамках моделей скрытой массы, объясняющих избытки заряженных частиц в космических лучах. В случае позитронной аномалии подавления гамма-излучения за счет использования модифицированной модели «темного диска» становится недостаточно, что делает невозможным ее дальнейшее применение для объяснения этих результатов.
- Впервые предложена модель скрытой массы с барионоподобным пространственным распределением в виде спиральных рукавов. Разработано два приближения такой модели – модель концентрических колец и одного произвольного спирального рукава. Показано, что использование этих приближений позволяет существенно снизить противоречие с гамма-фоном по сравнению с моделью диска при схожем описании позитронной аномалии.
- Впервые рассмотрена возможность проверки моделей скрытой массы, используемых для объяснения избытков заряженных частиц в нашей галактике, на основе гамма-излучения от галактики M31 Туманность Андромеды. Показано, что для модели «темного диска» ожидается анизотропия во вторичном гамма-излучении в области высоких энергий, отсутствующая в модели гало.

Практическая значимость

В работе демонстрируется эффективность изменения пространственного распределения скрытой массы для обхода противоречия с данными по гамма-фону, необходимого для объяснения ПА без привлечения модели сгустков. В ней была отработана методика анализа моделей распадающейся или аннигилирующей скрытой массы с различными каналами реакции и профилями плотности на предмет возможности описания избытков заряженных частиц в космических лучах с учетом ограничений по гамма-излучению, которая в более общем случае может быть также применена к другим источникам частиц с непрерывным пространственным распределением. В работе также описаны выявленные недостатки модели темного диска, основывающейся на данном методе, такие как сложность описания низких энергий и ухудшение результатов из-за уточнения старых и появления новых экспериментальных данных. В качестве возможного решения последней предложена модель скрытой массы, распределенной в спиральных рукавах.

Адаптация используемой методологии для случая галактики M31 позволяет расширить область исследований на новые, потенциально доступные для наблюдения, косвенные эффекты скрытой массы. Несмотря на то, что рассмотренные в данной работе эффекты оказались малы, остается потенциал для их проявления при использовании других диапазонов параметров.

Достоверность

Достоверность работы обеспечивается использованием хорошо известных и проверенных программных пакетов GALPROP и Pythia [8; 9], методологии, основывающейся на пионерских работах по темному диску [10—12], и согласии с экспериментальными данными [3; 13].

Личный вклад автора

- проведен анализ возможности описания позитронной аномалии в данных AMS-02 и избытка электронов и позитронов в диапазоне энергий от 10 ГэВ до 2 ТэВ в данных эксперимента DAMPE без противоречия с ограничением по космическому гамма-фону в рамках различных модификаций модели темного диска;

- предложена модель концентрических колец скрытой массы как первого приближения модели спиральных рукавов ТМ;

- предложены профили плотности скрытой массы для моделей концентрических колец и одного спирального рукава с произвольным количеством оборотов вокруг Галактического Центра

- на основе используемой для нашей Галактики методологии, разработан собственный алгоритм расчета гамма-излучения для Туманности Андромеды и с его помощью проведены оценки первичной и вторичной компонент этого излучения.

Аппробация Материалы диссертации были представлены на российских и международных конференциях:

- XIV Курчатовская молодежная научная школа, 8-11 ноября 2016
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2017», 10 - 14 апреля 2017
- The 3rd international conference on particle physics and astrophysics (ICCPA - 2017), 2-5 октября 2017
- XV Курчатовская молодежная научная школа, 14 - 17 ноября 2017
- VII межинститутская молодёжная конференция «Физика элементарных частиц и космология 2018», 9 – 10 апреля 2018
- IV international conference on particle physics and astrophysics (ICPPA - 2018), 22-26 октября 2018
- 23rd International Workshop «What Comes Beyond the Standard Models», 6 - 10 июля 2020 (онлайн)
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2021», 13-23 апреля 2021
- 6th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA - 2022), 29 ноября - 2 декабря 2022
- 26th International workshop «What comes beyond the standard models», 10-18 июля 2023 (онлайн)

Публикации по теме диссертации.
Публикации [D1—D11]. Из них 1 входит в базу данных РИНЦ, 10 – в Scopus (3 из которых – в журналы Q1 и Q2).

Содержание

В введении обосновывается актуальность исследований скрытой массы. Приводится общий литературный обзор по тематике, включающий работы, посвященные основной альтернативе теории о скрытой массе, потенциальных кандидатов на ее роль, их прямых поисках и возможных косвенных эффектах.

Первая глава посвящена моделям, описывающим избытки заряженных частиц в космических лучах.

В первой части главы приводится обзор литературы по теме позитронной аномалии в данных AMS-02 и избытку электронов и позитронов в данных DAMPE, попыткам объяснить их с помощью скрытой массы и ее основной альтернативы – пульсаров.

Во второй части главы представлена используемая методология и программное обеспечение. Скрытая масса считается состоящей из частиц, способных на распад или аннигиляцию в частицы Стандартной Модели (СМ). Так как случаи распада и аннигиляции приводят к близким результатам, в основном рассматривается только последний. Спектры последних от одной реакции моделируются с помощью МК-генератора Pythia [9]. Спектры заряженных частиц вблизи

Солнца и вторичного гамма-излучения моделируются с помощью модифицированного на кафедре программного пакета
Galprop [8]. Поиск оптимальных значений параметров модели проводится в матпакете Wolfram Mathematica.

В модификациях модели с прямой аннигиляцией рассматривается три основных канала реакции

- $X\bar{X} \to e^+e^-$
- $X\bar{X} \to \mu^+\mu^-$
- $X\bar{X} \to \tau^+\tau^-$

и один дополнительный

- $X\bar{X} \to q\bar{q}$,

где X – частица ТМ, e, μ, τ – электрон (позитрон), мю- и тау-лептон , а q и $\bar{q}$ – кварк и антикварк соответственно.

Модификации с каскадной аннигиляцией ТМ рассматривались в двух вариантах. В первом моделировался процесс $X\bar{X} \to a\bar{a} \to 2\left(f\bar{f}\right)$ с тяжелой промежуточной частицей, где $f\bar{f}$ – конечные состояния, аналогичные приведенным выше для прямой аннигиляции.

Второй вариант модели – каскадная аннигиляция с промежуточной частицей варьируемой массы, в рамках которой, согласно предположениям, возможно подавить производство фотонов в процессе излучения конечного состояния (Final-state radiation, FSR) за счет кинематики процесса. По техническим причинам рассматривались только два варианта электронного канала

- $X\bar{X} \to a\bar{a} \to 2\left(e^+e^-\right)$
- $X\bar{X} \to b\bar{b} \to 2\left(a\bar{a}\right) \to 4\left(e^+e^-\right)$,

спектры для которых рассчитывались аналитически с помощью уравнений

$$\frac{dN_e}{dE_e} = 4\frac{m_a}{E_a p_e^*}\Big|_{E^-}^{E^+} \tag{1}$$

для одного каскада и

$$\frac{dN_e}{dE_e} = 4\int_{2m_e}^{M_X/2} \frac{dw_{\,b\to aa}}{dE_a}\frac{dw_{\,a\to e^+e^-}}{dE_e}dE_a\,, \tag{2a}$$

$$\frac{dw_{\,b\to aa}}{dE_a} = \frac{2}{M_x}\Big|_0^{\frac{M_X}{2}}\,, \tag{2b}$$

$$\frac{dw_{\,a\to e^+e^-}}{dE_e} = 2\frac{m_a}{E_a p_e^*}\Big|_{E^-}^{E^+} \tag{2c}$$

для двух. Здесь $\frac{dN_e}{dE_e}$ – спектр электронов, m_a – масса последней промежуточной частицы, $E - a$ – энергия этой частицы, p_e^* – импульс электрона в системе центра инерции, $E^{\pm} = (E_a E_e^* \pm p_a p_e^*)/m_a$ – минимальная и максимальная энергия электрона, $dw_{b\to aa}$ – спектр частиц a в распаде частицы b, $dw_{a\to e^+e^-}$ – спектр электронов и позитронов в распаде частицы a. Предполагается, что $M_X \gg m_b \gg m_a \geq 2m_e$, соответственно, массы промежуточных частиц не учитывались, где это возможно.

Спектр FSR вычисляется по приближенной формуле

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \int_E^{M_X} f_\gamma(E, E_0)\, \frac{dN_e}{dE_e}(E_0)\, dE_0\,, \tag{3a}$$

$$f_\gamma(E, E_0) = \frac{\alpha}{\pi E}\left(1 + \left(1 - \frac{E}{E_0}\right)^2\right)\left(\ln\left[\left(\frac{2E_0}{m_e}\right)^2\left(1 - \frac{E}{E_0}\right)\right] - 1\right), \tag{3b}$$

где $\frac{dN_e}{dE_e}$ – спектр электронов, $f_\gamma(E, E_0)$ – спектр FSR от электрона энергии E_0 [14].

В работе рассматривается три профиля плотности скрытой массы: профиль Наварро-Фрэнк-Уайта (NFW, НФВ) [15] для гало, НФВ с обрезанием и профиль Рида [16] для диска:

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{R_s}\left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2} \tag{4}$$

$$\rho_{\text{NFW}}^{\text{Disk}}(R, z) = \begin{cases} \rho_{\text{NFW}}(r)\,, & z \leq z_c; \\ 0, & z > z_c. \end{cases} \tag{5}$$

$$\rho(R, z) = \rho_0 e^{-\frac{R}{R_c}}\, e^{-\frac{|z|}{z_c}}, \tag{6}$$

где ρ_0 отвечает локальной плотности ТМ 0.39 ГэВ·см$^{-3}$ и равно 0.25 и 1.32 ГэВ·см$^{-3}$ для НФВ и Рида соответственно, $R_s = 24$ кпк, R и z - цилиндрические галактические координаты, z_c – полутолщина диска, $R_c = 7$ кпк.

Анализ моделей основывается на процедуре минимизации хи-квадрата

$$\chi^2_{\text{tot}} = \frac{1}{N_{\text{d.o.f}}}\left(\chi^2_{\text{posi}} + \chi^2_{\text{IGRB}} + \chi^2_{\text{extra}}\right), \tag{7}$$

где $N_{\text{d.o.f}}$ – количество степеней свободы, χ^2_{posi} – вклад данных по позитронам (AMS-02 или DAMPE), χ^2_{IGRB} – вклад данных по космическому гамма-фону и χ^2_{extra} – дополнительный вклад, равный χ^2_{GC} и $\chi^2_{\text{GC}+\chi^2_{\text{p}}}$ для модификаций с рассмотрением данных по Галактическому центру и антипротонов соответственно. Здесь и далее при разговоре о полном хи-квадрате будет подразумеваться приведенное значение, как показано в формуле выше.

Вклад позитронов задается выражением

$$\chi^2_{\text{posi}} = \sum_{datapoints} \frac{\Delta\Phi_e^2}{\sigma_e^2}, \tag{8}$$

где $\Delta\Phi_e$ – разность между экспериментальной точкой и предсказанием модели (в формате доли позитронов для AMS-02 и потока электронов плюс позитронов для DAMPE) а σ_e – соответствующая погрешность измерения. Суммирование ведется по точкам данных от энергии 20 ГэВ до последней доступной точки для AMS или до энергии 1,6 ТэВ для DAMPE.

Вклад гамма-фона

$$\chi^2_{\mathrm{IGRB}} = \sum_{datapoints} \frac{\Delta\Phi_\gamma^2}{\sigma_\gamma^2} H_\theta\left(\Delta\Phi_\gamma\right), \tag{9}$$

где $\Delta\Phi_\gamma$ – разность между экспериментальной точкой и предсказанием модели по фону гамма-излучения, σ_γ – погрешность измерения. Суммирование ведется по данным эксперимента Fermi-LAT для IGRB (модель B)[13] с энергии 30 ГэВ до последней доступной точки. Так как в работе не стоит цели описать этот необъясненный остаток гамма-фона, а лишь не превышать его, то каждое слагаемое дополнительно умножено на тета-функцию Хевисайда H_θ, обращающую его в ноль в случае, если предсказание модели находится ниже экспериментальной точки.

Вклад χ^2_{GC} задается аналогично выражению 9, экспериментальные данные берутся из работы [17]. Данные по антипротонам [18] рассматриваются в двух вариантах – описание (вклад аналогичен 8) и непревышение (аналогично 9).

Поток позитронов от скрытой массы вблизи Солнечной системы задается выражением

$$\Phi_e^{\mathrm{DM}} = k \sum_{channels} Br_{\mathrm{channel}} \frac{dN}{dE}^{\mathrm{channel}}, \tag{10}$$

где k – параметр, отвечающий за скорость реакции, равный $\frac{\langle\sigma v\rangle}{4} \times \left(\frac{\langle\sigma v\rangle}{4}\right)_0^{-1}$ в случае аннигиляции и $\frac{1}{\tau} \times \left(\frac{1}{\tau}\right)_0^{-1}$ в случае распада, значения с индексом ноль – затравочные параметры, использованные при работе GALPROP; Br_{channel} обозначает брэнчинг канала реакции, $\frac{dN}{dE}^{\mathrm{channel}}$ – соответствующий ему спектр позитронов вблизи Солнечной системы; суммирование происходит по всем рассматриваемым каналам реакции. Для получения спектра вблизи Земли учитывается эффект Солнечных модуляций [19]. Для AMS используются фоны позитронов и электронов из работы [20], для DAMPE – из [19].

Поток гамма-излучения от скрытой массы состоит из двух составляющих – первичного и вторичного. Поток вторичного гамма-излучения задается аналогично выражению 10. В качестве исходных спектров используются полученные с помощью GALPROP спектры тормозного и ICS гамма-излучения. Первичное гамма-излучение задается выражением

$$\Phi_\gamma^{\mathrm{pr}} = \sum_{ch} Br_{\mathrm{ch}} \frac{dN_{\mathrm{ch}}}{dE}^{\gamma p} \times \frac{\langle\sigma v\rangle}{4} \frac{1}{\Delta\Omega} \int_0^{100\ \mathrm{kpc}} \int_{\Delta\Omega} \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{\rho}{M_X}\right)^2 r^2 \cos(\theta)\, dr\, d\Omega, \tag{11}$$

в случае аннигиляции и

$$\Phi_\gamma^{\rm pr} = \sum_{ch} Br_{\rm ch} \frac{dN_{\rm ch}}{dE^{\gamma p}} \times \frac{1}{\tau} \frac{1}{\Delta\Omega} \int_0^{100\ \rm kpc} \int_{\Delta\Omega} \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{\rho}{M_X}\right) r^2 \cos(\theta)\, dr\, d\Omega, \qquad (12)$$

в случае распада. Здесь Br_{ch} – брэнчинги каналов реакции, $\frac{dN_{\rm ch}}{dE^{\gamma p}}$ – спектры первичного гамма-излучения для соответствующих каналов, полученные с помощью Пифии, в поздних работах подвергаемые ребинингу для сглаживания случайных скачков при малой статистике; $\langle\sigma v\rangle = 4k\left(\frac{\langle\sigma v\rangle}{4}\right)_0$ и $\tau = \left(k\left(\frac{1}{\tau}\right)_0\right)^{-1}$ – усредненное по скоростям сечение и среднее время жизни частиц ТМ, выраженные через параметр скорости реакции и затравочные значения; $\Delta\Omega$ – телесный угол, соответствующий области с $b > 20^\circ$ для фонового гамма-излучения и, в случае гамма из Галактического центра, области $15 \times 15^\circ$ вокруг него; ρ – профиль плотности ТМ, M_X – масса частицы ТМ; интегрирование по лучу зрения внутри вышеописанного телесного угла ведется вплоть до расстояния в 100 кпк. Итоговое предсказание модели для гамма-излучения задается суммой первичного и вторичного излучений для случая ГЦ и для гамма-фона в ранних работах. В более поздних к ним дополнительно добавляется вклад неразрешенных точечных гамма-источников [21].

Сигнал ТМ в протонах и антипротонах задается аналогично выражению 10 с поправкой на один производящий их канал реакции. Фоновые потоки протонов и антипротонов взяты из материалов доклада коллаборации AMS в CERN в декабре 2016.

Количество степеней свободы $N_{d.o.f} = N_{datapoints} - N_{param}$, где $N_{datapoints}$ – количество экспериментальных точек а N_{param} – число независимых параметров модели. Параметрами модели являются скорость реакции k и брэнчинги каналов реакции. Один из брэнчингов, однако, не является независимым и определяется из условия $\sum_{\rm channels} Br_{\rm channels} = 1$. Таким образом, для моделей лептофильной ТМ $N_{d.o.f} = N_{datapoints} - 3$, а при наличии кварковой моды – $N_{d.o.f} = N_{datapoints} - 4$. В ранних работах $N_{datapoints}$ равно общему количеству экспериментальных точек всех типов данных, используемых при анализе, в рассматриваемых диапазонах энергий. В поздних, однако, реализован алгоритм динамического подсчета задействованных точек данных IGRB, и вклад в степени свободы вносят только те из них, для которых зафиксировано превышение предсказание модели над наблюдениями.

Поиск оптимальных параметров модели может проводится по двум алгоритмам. В первом, «комбинированным», минимизации подвергается итоговое выражение для хи-квадрата. Результатом становятся значения самого минимального хи-квадрата и параметров, при которых он достигается, соответствующие текущим значениям начальных параметров, сохраняющиеся для дальнейшего использования. Во втором, называемым «е-фит», минимизации подлежит χ_e^2, а результирующее значение полного хи-квадрата рассчитывается при найденных во время минимизации параметрах. Алгоритм комбинированного фитирования активно подавляет гамма-излучение за счет некоторого ухудшения описания

данных по заряженным частицам, за счет чего позволяет добиться лучших результатов. В связи с этим, этот алгоритм используется как основной. Алгоритм «е-фита», в свою очередь позволяет оценить, к какому противоречию с гамма-излучением может привести попытка описания одних лишь данных по заряженным частицам.

В третьей части первой главы представлены результаты применения различных модификаций модели темного диска в рамках ПА в данных AMS-02; в четвертой – сравнения модели гало и модификаций темного диска для избытка электронов и позитронов в данных DAMPE при энергиях от 20 ГэВ до 2 ТэВ [19]. Были рассмотрены следующие конфигурации:

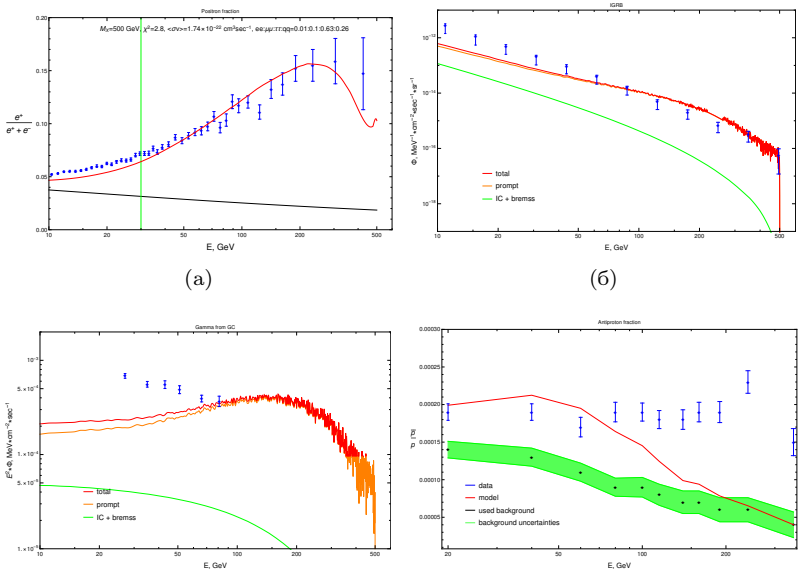
- Для AMS
  - Учет данных по гамма-излучению из Галактического центра в качестве нового ограничения
  - Модель с каскадным процессом аннигиляции через тяжелую промежуточную частицу
  - Модель с дополнительным кварковым каналом реакции при учете данных по антипротонам.
- Для DAMPE
  - Базовая модель гало
  - Модель гало с каскадным процессом аннигиляции через промежуточную частицу варьируемой массы
  - Базовая модель темного диска
  - Сравнение моделей аннигиляции и распада при учете ограничений по ГЦ
  - Модель с дополнительным кварковым каналом реакции при учете данных по антипротонам.

Для DAMPE были подтверждены основные результаты, справедливые для AMS: противоречие с гамма-фоном в случае гало, его снижение в случае диска и близкие результаты моделей с распадом и аннигиляцией для большей части рассмотренных конфигураций. Было получено, что использование модели диска для обоих наборов данных позволяет снизить противоречие с гамма-излучением по сравнению с моделью гало. При этом наилучшие результаты (см. таблицу1) достигаются при использовании модификации с дополнительным кварковым каналом аннигиляции, однако она не позволяет описать данные по антипротонам (Рисунок 1).

В ходе работы была обнаружена проблема модели "темного диска"с описанием доли позитронов на низких ($\sim$ 10 ГэВ) энергиях, наибольший вклад в который дает тау-мода, также являющаяся самым большим источником гамма-излучения. Вследствие этого в рамках минимизации хи-квадрата оптимальными оказываются низкие значения массы начальной частицы, которые позво-

	Гало	Диск
AMS-02	5	1.8
DAMPE	4	1.6

Таблица 1 – Значения χ^2 для разных каналов реакции для случаев лучшего описания данных. Значение в скобках соответствует значению N_{dof} без учета точек данных по антипротонам.



(а) (б)

(в) (г)

Рис. 1 – Случай двухчастичного конечного состояния с добавлением тяжелых кварков ($t\bar{t}$) для массы частицы темной материи $m = 500$ ГэВ: доли позитронов (а) и антипротонов (г) AMS-02, IGRB (б) и гамма излучение из ГЦ (в).

ляют легче описывать низкие энергии без сильного перепроизводства гамма-излучения, но принципиально не позволяют описывать позитроны самых высоких энергий.

В последней части главы приводится обсуждение влияния обновления экспериментальных и теоретических данных на модель темного диска. Показано, что учет уточненных данных AMS и предполагаемого вклада неразрешенных источников в IGRB приводит к резкому ухудшению качества фита как для моделей гало, так и для модели диска. В качестве возможного развития предлагается модель спиральных рукавов ТМ.

Во **второй главе** изучается возможность построения такой модели. Общий

алгоритм и методология расчетов совпадают с таковыми из первой главы для случая простейшей лептофильной модели ТМ.

На первом этапе рассматривается максимально упрощенное приближение модели с профилем плотности ТМ в виде концентрических колец с дисковой подложкой, составленным на основе профиля Рида:

$$\rho(r,z) = \rho_{0R} e^{-\frac{r}{R_c}} (e^{-\frac{z}{z_c}} + b e^{-\frac{z}{z_r}} (\sin^2(kr) - \sin^2(kr_\odot))), \tag{13}$$

где r и z — цилиндрические галактические координаты; z_c — полутолщина диска; z_r — полутолщина колец; $R_c = 6.96$ кпк; $r_\odot$=8.5 кпк; $\rho_{0R} = 1.32$ ГэВ/см^3 — константа, получаемая из условия $\rho_{loc} \equiv \rho(r_\odot)$= 0.4 ГэВ/см^3; b — параметр, отвечающий за добавочную плотность колец; k — параметр, отвечающий за ширину колец, подбираемый таким образом, чтобы Солнечная система находилась между 3-им и 4-ым кольцами.

Оптимальные значения параметров были найдены с помощью жадного алгоритма. Минимальное значение хи-квадрата 3,2 [D11; 22] достигается при массе $M_X = 450$ ГэВ, толщине колец порядка десятков кпк, сверхтонкой дисковой компоненте толщиной 5 пк и расположении Солнечной системы в минимуме между 3-им и 4-ым кольцами.

В качестве второго технического приближения была рассмотрена модель ТМ с распределением в виде одного спирального рукава. Из-за необходимости задания явного вида профиля плотности для работы GALPROP и ограниченности обратных тригонометрических функций, был предложен следующий вид профиля плотности:

$$\rho_s(x,y,z) = \rho_0 \int_0^{2\pi n} exp\left(-\frac{\vec{R}(x,y,z) - \vec{r}_s(\theta)}{R_S}\right) d\theta, \tag{14}$$

где

$$r_s(\varphi) = b e^{k\varphi} \tag{15}$$

задает центральную линию рукава с помощью уравнения логарифмической спирали, ρ_0=1.32 ГэВ/см^3 – параметр, взятый из профиля Рида, $\vec{R}(x,y,z)$ – радиус вектор точки, для которой рассчитывается плотность, R_S–параметр, отвечающий за толщину спирального рукава, $b = 15/e$ и $k = 1/2\pi n$, n – количество витков спирали внутри области с $r = 15$ кпк, соответствующей звездному диску.

Реализация такого профиля потребовала применения алгоритма численного интегрирования для каждой точки пространственной сетки GALPROP, в связи с чем был отключен встроенный алгоритм усреднения по координатам, требовавший слишком большого времени для вычислений. Появившиеся из-за этого скачки в выходных данных было решено сглаживать с помощью ребининга, аналогичного используемому для гамма-излучения.

Оптимальные значения количества витков рукава, его толщины и массы начальной частицы были найдены с помощью жадного алгоритма. Они составили $n = 2$, $M_X = 550$ ГэВ и $R_S \sim 50$ пк соответственно. Хи-квадрат составил 3,0. В

таблице 2 представлено сравнение его значений для моделей с разным распределением ТМ.

Модель	Гало	Диск	Кольца	Рукав
χ^2/N_{dof}	200	11	3.2	3.0

Таблица 2 – Значения χ^2 для разных моделей пространственного распределения скрытой массы.

Рассмотренные приближения приводят к близким результатам и позволяют существенно снизить противоречие с гамма-излучением по сравнению с моделью диска, но не устраняют его полностью. Таким образом, метод подавления гамма-излучения за счет изменения пространственного распределения скрытой массы продемонстрировал свою эффективность и потенциал для дальнейших исследований. Однако разработка полноценной модели скрытой массы с барионоподобным пространственным распределением требует решения ряда физических и технических вопросов, в частности создания физического профиля плотности скрытой массы с учетом наблюдательных ограничений и разработки более оптимальной модификации программного обеспечения, сочетающей приемлемые точность и скорость расчетов.

Третья глава посвящена возможным эффектам рассмотренных в первой главе моделей в гамма-излучении от галактики M31 Туманность Андромеды.

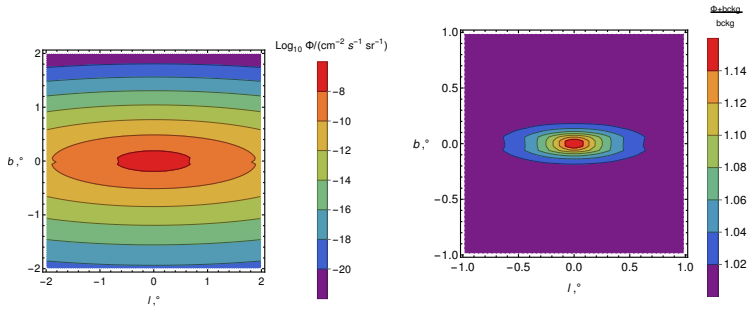
В первой части главы дается краткое обоснование актуальности этого направления исследований и литературный обзор по наблюдениям и возможным аномалиям в гамма-излучении.

Во второй части рассматривается возможный эффект модели диска с массой частицы M_X=350 ГэВ в первичном гамма-излучении. Для этого использовалось модифицированное выражение (11):

$$\Phi_\gamma(b,l) = \frac{\langle\sigma v\rangle}{4}\sum_i Br_i \int_{10\ \mathrm{GeV}}^{100\ \mathrm{GeV}} \frac{dN}{dE_\gamma}^i dE_\gamma \times \frac{1}{\Delta\Omega(b,l)} \int_0^{2R_A} \int_{\Delta\Omega(b,l)} \frac{1}{4\pi r^2}\left(\frac{\rho}{M_X}\right)^2 r^2\cos(\theta)\,dr\,d\Omega, \quad (16)$$

где $\Delta\Omega(b,l)$ – угловой размер ячейки с угловыми координатами b и l, отсчитываемыми от направления на центр Андромеды. Карта строилась для области $4^\circ \times 4^\circ$, представленной в виде сетки из 100×100 ячеек размером $0.04^\circ \times 0.04^\circ$. Для простоты в данной работе рассматривается интегральный поток гамма-излучения при энергиях от 10 до 350 ГэВ, а интегрирование вдоль луча зрения ведется от нуля до двух расстояний до центра Андромеды, которое составляет 772 кпк. В качестве параметров ТМ использовались параметры ранней модели темного диска, а именно: профиль плотности Рида (6) с $R_c = 7$ кпк, $\rho_0 = 1.32$ ГэВ/см^3 (используемыми при рассмотрении Млечного Пути) и полутолщиной 400 пк, масса частицы M_X=350 ГэВ, $\langle\sigma v\rangle = 4.58 \times 10^{-23}$ см^3/с и

значения брэнчингов в 0.05, 0.04, 0.91 процентов для e, μ и τ-каналов соответственно.



(а) (б)

Рис. 2 – Карты M31 в гамма-излучении: (а) – зависимость интегрального по энергиям потока гамма-излучения от направления луча зрения относительно центра M31, (б) – отношение суммы сигнала от ТМ с фоном к фону.

На рисунке 2(а) представлены полученные результаты. На рисунке 2(б) показано отношения суммы полученного потока с фоном к фону, в качестве которого были использованы проинтегрированные в том же энергетическом диапазоне данные Fermi-LAT по IGRB. На рисунке видно, что для большей части рассмотренной области предсказываемые потоки гамма-излучения значительно меньше космического гамма-фона, лишь в центральной области, меньшей чем видимый размер самой галактики, достигает заметных значений, с максимумом в 16% от фона. Общий поток из рассмотренной области составил порядка 5×10^{-6} фотонов/см^2×с×ср или 2.5×10^{-12} фотонов/см^2×с, в то время как, согласно оценкам [23], наблюдаемый поток гамма-излучения от M31 при энергиях 0.7–300 ГэВ составляет порядка 9×10^{-10} фотонов/см^2×с

В третьей части главы рассматривается возможная анизотропия вторичного гамма-излучения, образованного при обратном комптоновском рассеянии света звезд Андромеды на высокоэнергетических электронах и позитронах в гало.

В рамках простейшей двумерной модели (рис. 3), в которой фотоны энергией 1-2 эВ испускаются из центра Андромеды под прямым углом к ее диску и сразу же рассеиваются на электронах произвольной энергии, направленных на наблюдателя, можно получить следующее выражение для конечной энергии фотона:

$$E_\gamma = \frac{E_{\gamma 0}(1 - v_{e0}\cos\theta)}{1 - v_{e0} + \frac{E_{\gamma 0}}{\gamma\, m_e}(1 - \cos\theta)} = \frac{(1 + v_{e0})\gamma^2 E_{\gamma 0}(1 - v_{e0}\cos\theta)}{1 + (1 + v_{e0})\gamma\frac{E_{\gamma 0}}{m_e}(1 - \cos\theta)}, \qquad (17)$$

где θ – угол рассеяния в системе отсчета наблюдателя, равный $\chi_+ = 75°$ для рассеяния в верхней полусфере гало M31 и $\chi_- = 115°$ для нижней. Для оценки анизотропии значения максимальной энергии фотона используется выражение

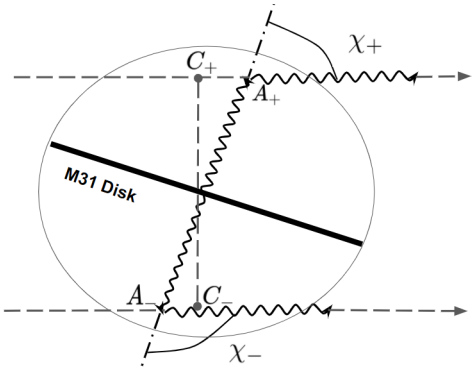


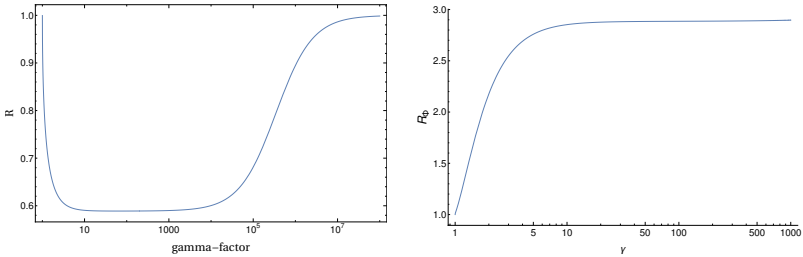
Рис. 3 – Схема процесса рассеяния в верхнем и нижнем полушарии Андромеды. Наблюдатель находится справа.

$$R = \frac{E_\gamma^+}{E_\gamma^-}, \tag{18}$$

где E_γ^+ и E_γ^- соответствуют верхней и нижней полусфере соответственно. Анизотропию потоков гамма-излучения при максимальной энергии можно грубо оценить как

$$R_\Phi = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}A_+}{\frac{d\sigma}{d\Omega}A_-}, \tag{19}$$

где $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ – сечение процесса в системе отсчета наблюдателя, получаемое из формулы Клейна-Нишины.



(а) (б)

Рис. 4 – Зависимости R и R_Φ от γ-фактора начального электрона, показывающие эффект асимметрии максимальной энергии фотона и соответствующего ей потока между верхним и нижним полушариями галактики Андромеды.

На рисунке 4 показаны полученные результаты.

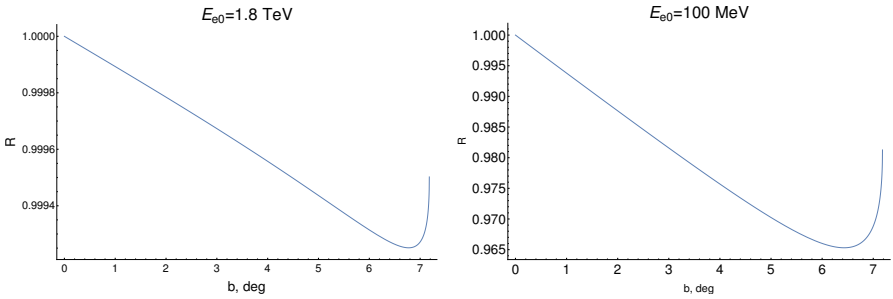
Так как в рамках использованной простейшей модели были полученные значительные значения анизотропии, было решено рассмотреть более точную трехмерную модель процесса, которая в основном фокусируется на электронах с энергией 1,8 ТэВ (что соответствует прямой аннигиляции частиц ТМ с такой же массой, рассматриваемой в наших работах по эксперименту DAMPE) и ненадолго касается единиц в диапазоне энергий МэВ. Андромеда моделируется как однородный тонкий диск с $R_A = 30$ кпк, расположенный в d=800 кпк от наблюдателя с наклоном 15° относительно луча зрения к его центру. Он испускает фотоны с энергией 2 эВ каждый изотропно во всех направлениях, с полной светимостью $L_A = 2.6 \times 10^{10} L_\odot$, где $L_\odot = 3.8 \times 10^{26}$ Вт – светимость Солнца. Он окружен гало ТМ с $R_{DM} \sim 100$ кпк и профилем плотности NFW 4. Предполагается, что темная материя состоит из частиц с $M_{DM} = 1.8$ ТэВ (или 100 МэВ для соответствующего диапазона энергий), которые могут аннигилировать непосредственно в электрон-позитронную пару с поперечным сечением $\langle \sigma v \rangle = 10^{-23}$ см^3·с$^{-1}$. Для упрощения в данной части работы используется предположение, что рассеяние происходит непосредственно на месте рождения пары, что позволяет пренебречь потерями энергии электронами и позитронами, определяя тем самым их энергию равной M_{DM}. Также предполагается, что они имеют изотропное распределение направлений своих импульсов. Направление луча зрения наблюдателя описывается двумя углами - долготы l и широты b.

Для расчета максимальной энергии фотона используется формула (17), упрощающаяся в случае ультрарелятивистских начальных электронов до выражения

$$E_\gamma \approx \frac{2E_{e0}^2 E_{\gamma 0}(1-\cos\theta)}{m_e^2 + 2E_{\gamma 0}E_{e0}(1-\cos\theta)} = \frac{E_{e0}(1-\cos\theta)}{\frac{m_e^2}{2E_{\gamma 0}E_{e0}} + (1-\cos\theta)}. \tag{20}$$

Угол рассеяния в данном случае является функцией координат точек рождения и рассеяния фотона. Таким образом, поиск максимального возможного значения сводится к минимизации косинуса этого угла. На рисунке 5 показана зависимость отношения максимальной энергии верхнего полушария к нижнему в зависимости от широты b при нулевой долготе $l = 0$.

Расчет анизотропии потоков проводился двумя способами. Первым была максимально упрощенная оценка потоков гамма-излучения, соответствующих диапазону энергий от $E_\gamma^{\max}$ до $E_\gamma^{\max} - \Delta E$, где ΔE =0.1 $E_\gamma^{\max}$. Однако этот способ из-за своих особенностей давал сильно заниженные оценки, вследствие чего был применен второй, более точный, но требующий большого времени вычисления. В нем использовался метод численного интегрирования на сетке, разбивающей диапазон значений каждого из параметров (координата вдоль луча зрения r; координаты точки испускания фотона r_A и φ_A; задающие направление начального электрона углы θ_e и φ_e) на 10 - 12 шагов:



(а) (б)

Рис. 5 – Отношение R максимальной энергии из верхней полусферы к энергии из нижней полусферы в зависимости от широты b при $l = 0$ и начальном электроне с энергией 1,8 ТэВ (а) и 100 МэВ (б).

$$\Phi \approx \frac{c}{\Delta E_\gamma} \sum_{i=1}^{10} \sum_{j=1}^{10} \sum_{k=1}^{12} \sum_{n=1}^{12} \sum_{m=1}^{10} \Delta r^i \Delta\Omega_e^{nm} \Delta S_{Andr}^{jk} \times \\ \times \frac{dn_e}{d\Omega}(r^i, \varphi_e^n, \theta_e^m) \frac{dn_\gamma}{dS_{\text{Andr}}}(r^i, r_A^j, \varphi_A^k) \frac{d\sigma}{d\Omega_s}(r^i, r_A^j, \varphi_A^k, \varphi_e^n, \theta_e^m), \tag{21}$$

Δr и $\Delta\Omega_e$ – диапазоны расстояния от наблюдателя до точки рассеяния и направлений начального электрона, соответствующие ΔE; $\frac{dn_e}{d\Omega_e}$ – концентрация электронов с направлениями движения внутри $\Delta\Omega$; $\frac{dn_\gamma}{dS_{\text{Andr}}}$ – концентрация фотонов, испускаемых определенной частью диска M31 dS_{Andr}; $\frac{d\sigma}{d\Omega_s}$ – дифференциальное сечение рассеяния в системе наблюдателя. По техническим причинам при использовании этого метода диапазон направлений начального электрона был ограничен до значений, соответствующих 1% от максимальной энергии конечного фотона.

Концентрацию электронов можно получить, используя скорость их образования:

$$\frac{dn_e}{d\Omega_e} = \frac{d^2 n_e}{d\Omega_e dt}\Delta t = \frac{1}{4\pi} 2 \frac{\rho_{DM}^2}{4M_X^2} \langle \sigma v \rangle_{DM} \times \frac{l_e}{c} = \frac{\rho_{DM}^2}{8M_X^2} \langle \sigma v \rangle_{DM} \times \frac{1}{c n_\gamma \sigma}, \tag{22}$$

где множитель 2 связан образованием пары заряженных частиц в одной реакции, l_e – это оценка длины свободного пробега электрона, n_γ и σ – полная плотность фотонов и полное сечение рассеяния соответственно. Последнее может быть задано в виде

M_X	E_+	E_-	$E_+^2\Phi_+$	$E_-^2\Phi_-$	R	R_Φ
1.8 ТэВ	1777 ГэВ	1777 ГэВ	$5\cdot 10^{-11}\frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^2\ \text{с ср}}$	$5\cdot 10^{-1}\frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^2\ \text{с ср}}$	1	1
100 МэВ	270 кэВ	280 кэВ	$4,5\cdot 10^{-10}\frac{\text{кэВ}}{\text{см}^2\ \text{с ср}}$	$10^{-11}\frac{\text{кэВ}}{\text{см}^2\ \text{с ср}}$	0.96	45

Таблица 3 – Максимальная энергия фотона и соответствующие потоки в случае гало

$$\sigma = \begin{cases} \pi r_e^2 \frac{m_e}{E_{\gamma 0}^{\text{lab}}}\left(\log\left(2\frac{E_{\gamma 0}^{\text{lab}}}{m_e}\right)+\frac{1}{2}\right),\ E_{\gamma 0}^{\text{lab}} \gg m_e\ (M_X = 1.8\ \text{ТэВ}) \\ \frac{8}{3}\pi r_e^2\left(1-2\frac{E_{\gamma 0}^{\text{lab}}}{m_e}\right),\ E_{\gamma 0}^{\text{lab}} \ll m_e\ (M_X = 100\ \text{МэВ}) \end{cases} \tag{23}$$

В то время как для обоих энергетических диапазонов начальные электроны являются ультрарелятивистскими, переход в лабораторную систему отсчета приводит к совершенно разным значениям $E_{\gamma 0}^{\text{lab}}$, что требует различных приближений используемого сечения, как показано в выражении выше.

Концентрация фотонов может быть получена следующим образом:

$$n_\gamma(\vec{r}) = \int_0^{R_A}\int_0^{2\pi} r_a \frac{dn_\gamma}{dS_{\text{Andr}}} dr_a d\varphi_a, \tag{24}$$

где r_a и φ_a – координаты начальной точки испускания фотона в полярной системе координат, привязанной к диску Андромеды. Тогда доля плотности фотонов, создаваемых dS_{Andr} вокруг точки рассеяния с координатами $\vec{r}$ определяется выражением

$$\frac{dn_\gamma}{dS_{\text{Andr}}}(\vec{r}) = \frac{L_A}{4\pi R_A^2 E_{\gamma 0}}\cdot\frac{1}{4\pi c\left|\vec{r}_a-\vec{r}\right|^2} \tag{25}$$

Дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{scattering}}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{lab}}}\cdot\left|\frac{d\Omega_{\text{lab}}}{d\Omega_{\text{scattering}}}\right| \tag{26}$$

где

$$\left|\frac{d\Omega_{\text{lab}}}{d\Omega_{\text{scattering}}}\right| = \left|\frac{\partial\cos(\theta_{\text{lab}})}{\partial\cos(\theta)}\right|\cdot\left|\frac{\partial\varphi_{\text{lab}}}{\partial\varphi}\right|. \tag{27}$$

Итоговые оценки для этого диапазона энергий приведены в таблице 3

Далее было рассмотрено применение этого метода к случаю диска. В качестве профиля плотности ТМ для диска был использован профиль Рида 6. Границы диска были заданы с помощью эллипсоида с полуосями 100, 100 и 10 кпк. Толщина диска на данном этапе была выбрана произвольно. При таком выборе параметров максимальное отклонение $|b|$ луча зрения от центра, для которого сигнал приходит из обоих полушарий, составляет приблизительно 1.78°,

M_X	E_+	E_-	$E_+^2\Phi_+$	$E_-^2\Phi_-$	R	R_Φ
1.8 ТэВ	1777 ГэВ	1578 ГэВ	$3,7\cdot10^{-28}\frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^2\ \text{с ср}}$	$2,9\cdot10^{-28}\frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^2\ \text{с ср}}$	1.13	1.28
100 МэВ	315 кэВ	39 кэВ	$2,3\cdot10^{-29}\frac{\text{кэВ}}{\text{см}^2\ \text{с ср}}$	$2,8\cdot10^{-38}\frac{\text{кэВ}}{\text{см}^2\ \text{с ср}}$	8	10^9

Таблица 4 – Максимальная энергия фотона и соответствующие потоки в случае диска

в связи с чем, для удобства, оценки проводились для направлений луча зрения $b = \pm 1,75°$. Как видно из рисунка, для нижнего полушария такое направление луча зрения не является предельным, так что наличие диска ТМ у Андромеды может приводить также к асимметрии в размере областей пространства, являющихся источниками гамма-излучения, что требует дополнительного изучения.

Полученные результаты приведены в таблице 4.

В **заключении** подведены итоги данной работы:

- Впервые показано, что обновление экспериментальных данных по доле позитронов и появление нового вклада в космический гамма-фон за счет неразрешенных источников в сочетании с выявленными в работе недостатками модели темного диска делает невозможным применение последней для удовлетворительного объяснения позитронной аномалии.

- Разработаны модели скрытой массы с пространственным распределением в виде концентрических колец и одного произвольного спирального рукава, являющиеся упрощенными приближениями предложенной модели спиральных рукавов скрытой массы. Впервые показано, что применение этих моделей для объяснения позитронной аномалии позволяет существенно снизить противоречие с данными по гамма-фону по сравнению с моделью «темного диска» при схожем описании позитронной аномалии.

- Впервые показано, что эффект анизотропии во вторичном гамма-излучении на высоких энергиях от галактики M31 Туманность Андромеды может являться отличительной особенностью дискового пространственного распределения скрытой массы.

Публикации по материалам диссертации

D1. *Белоцкий К.*, *Будаев Р.*, *Кириллов А.*, *Соловьев М.* ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ДИСКА СКРЫТОЙ МАССЫ // Ядерная физика и инжиниринг. — 2017. — Т. 8.

D2. *Belotsky K. M.*, *Budaev R. I.*, *Kirillov A. A.*, *Solovyov M. L.* Gamma-rays from possible disk component of dark matter // J. Phys. Conf. Ser. — 2017. — Vol. 798, no. 1. — P. 012084.

D3. *Belotsky K. M.*, *Kirillov A. A.*, *Solovyov M. L.* Development of dark disk model of positron anomaly origin // Int. J. Mod. Phys. — 2018. — Vol. D27, no. 06. — P. 1841010. — arXiv: 1802.04678 [astro-ph.HE].

D4. *Solovyov M. L.*, *Belotsky K. M.*, *Kamaletdinov A. H.*, *Esipova E. A.* Studying the possibility of FSR suppression in DM decay in dependence of the mass of intermediate particle and vertex // J. Phys. Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1390. — P. 012096.

D5. *Belotsky K.*, *Kamaletdinov A.*, *Laletin M.*, *Solovyov M.* The DAMPE excess and gamma-ray constraints // Phys. Dark Universe. — 2019. — Vol. 26. — P. 100333. — arXiv: 1904.02456 [astro-ph.HE].

D6. *Belotsky K. M.*, *Esipova E. A.*, *Kamaletdinov A. K.*, *Shlepkina E. S.*, *Solovyov M. L.* Indirect effects of dark matter // Int. J. Mod. Phys. D. — 2019. — Vol. 28, no. 13. — P. 1941011. — arXiv: 1909.04735 [hep-ph].

D7. *Belotsky K. M.*, *Kamaletdinov A. K.*, *Shlepkina E. S.*, *Solovyov M. L.* Cosmic Gamma Ray Constraints on the Indirect Effects of Dark Matter // Particles. — 2020. — Vol. 3, no. 2. — P. 336–344. — arXiv: 2004.05165 [hep-ph].

D8. *Solovyov M. L.*, *Rakhimova M. A.*, *Belotsky K. M.* The “Dark disk” model in the light of DAMPE experiment // Bled Workshops in Physics. — 2020. — Vol. 21, no. 2. — P. 156–161. — arXiv: 2011.04425 [astro-ph.HE].

D9. *Belotsky K. M.*, *Shlepkina E. S.*, *Soloviev M. L.* 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. — P. 97–104. — arXiv: 2011.04689 [astro-ph.HE].

D10. *Belotsky K. M.*, *Solovyov M. L.*, *Rakhimova M. A.* Mechanisms of Cosmic Ray Generation // Phys. At. Nucl. — 2022. — Vol. 85, no. 1. — P. 92–96.

D11. *Belotsky K. M.*, *Rakhimova M. A.*, *Solovyov M. L.* Modified Dark Matter Spatial Distribution as Solution to Positron Anomaly Gamma-Ray Problem // Phys. At. Nucl. — 2023. — Vol. 86, no. 4.

Список использованных источников

1. *Weinberg D. H.* [et al.]. Cold dark matter: Controversies on small scales // Proceedings of the National Academy of Sciences. — 2015. — Vol. 112, no. 40. — P. 12249–12255. — eprint: https://www.pnas.org/doi/pdf/10.1073/pnas.1308716112.
2. *Adriani O.* [et al.]. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV // Nature. — 2009. — Vol. 458.
3. *Aguilar M.* [et al.]. 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 // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110. — P. 141102.
4. *Glawion D.* [et al.]. Unidentified Fermi Objects in the view of H.E.S.S. - Possible Dark Matter Clumps // PoS. — 2021. — Vol. ICRC2019. — P. 518. — arXiv: 1909.01072 [astro-ph.HE].
5. *Gammaldi V.* [et al.]. Dark Matter search in dwarf irregular galaxies with the Fermi Large Area Telescope // PoS. — 2021. — Vol. ICRC2021. — P. 509. — arXiv: 2109.11291 [astro-ph.CO].
6. *Albert A.* [et al.]. Search for secluded dark matter towards the Galactic Centre with the ANTARES neutrino telescope. — 2022. — arXiv: 2203.06029 [astro-ph.HE].
7. *Belotsky K. M.* [et al.]. Hot Primordial Regions with Anomalous Hydrogenless Chemical Composition // Symmetry. — 2022. — Vol. 14, no. 7. — ISSN 2073-8994.
8. GALPROP (Электронный ресурс). — The GALPROP code for cosmic-ray transport and diffuse emission production.
9. *Sjöstrand T.*, *Mrenna S.*, *Skands P.* PYTHIA 6.4 physics and manual // Journal of High Energy Physics. — 2006. — Vol. 5. — P. 026. — eprint: hep-ph/0603175.
10. *Belotsky K.* [et al.]. Fermi-LAT kills dark matter interpretations of AMS-02 data. Or not? // JCAP. — 2017. — Vol. 1701, no. 01. — P. 021. — arXiv: 1606.01271 [astro-ph.HE].

11. *Alekseev V. V.* [et al.]. On a possible solution to gamma-ray overabundance arising in dark matter explanation of cosmic antiparticle excess // J. Phys. Conf. Ser. — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012026.

12. *Alekseev V. V.* [et al.]. High-energy cosmic antiparticle excess vs. isotropic gamma-ray background problem in decaying dark matter Universe // J. Phys. Conf. Ser. — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012023.

13. *Ackermann M.* [et al.]. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 MeV and 820 GeV // Astrophys. J. — 2015. — Vol. 799. — P. 86. — arXiv: 1410.3696 [astro-ph.HE].

14. *Mardon J.* [et al.]. Dark Matter Signals from Cascade Annihilations // JCAP. — 2009. — Vol. 0905. — P. 016. — arXiv: 0901.2926 [hep-ph].

15. *Navarro J. F.*, *Frenk C. S.*, *White S. D. M.* A Universal density profile from hierarchical clustering // Astrophys. J. — 1997. — Vol. 490. — P. 493–508. — arXiv: astro-ph/9611107 [astro-ph].

16. *Read J. I.* [et al.]. Thin, thick and dark discs in ΛCDM // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2008. — Vol. 389. — P. 1041–1057. — arXiv: 0803.2714.

17. *Ajello M.* [et al.]. Fermi-LAT Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission toward the Galactic Center // The Astrophysical Journal. — 2016. — Vol. 819. — P. 44. — arXiv: 1511.02938 [astro-ph.HE].

18. *Aguilar M.* [et al.]. Antiproton Flux, Antiproton-to-Proton Flux Ratio, and Properties of Elementary Particle Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Vol. 117. — P. 091103.

19. *Niu J.-S.*, *Li T.*, *Xu F.-Z.* A Simple and Natural Interpretations of the DAMPE Cosmic Ray Electron/Positron Spectrum within Two Sigma Deviations // Eur. Phys. J. — 2019. — Vol. C79, no. 2. — P. 125. — arXiv: 1712.09586 [hep-ph].

20. *Ibarra A.*, *Tran D.*, *Weniger C.* Decaying dark matter in light of the PAMELA and Fermi LAT data // Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics. — 2010. — Vol. 1. — P. 009. — arXiv: 0906.1571 [hep-ph].

21. *Di Mauro M.* The origin of the Fermi-LAT γ-ray background // Proceedings, 14th Marcel Grossmann Meeting on Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics, and Relativistic Field Theories (MG14) (In 4 Volumes): Rome, Italy, July 12-18, 2015. Vol. 3. — 2017. — P. 3098–3104. — arXiv: 1601.04323 [astro-ph.HE].

22. *Рахимова М. А.* Исследование возможности описания избытков заряженных частиц в космических лучах с помощью скрытой массы с барионоподобным пространственным распределением : Дипломная работа магистра / Рахимова М. А. — НИЯУ МИФИ, 2023.

23. *Bird R.*, *VERITAS Collaboration*. VERITAS Observations of M31 (the Andromeda Galaxy) // 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015). Vol. 34. — 2015. — P. 851. — (International Cosmic Ray Conference). — arXiv: 1508.07195 [astro-ph.HE].