

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

РАХИМОВА МАНЗУРА АЛИЕВНА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПИСАНИЯ ИЗБЫТКОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ С
ПОМОЩЬЮ СКРЫТОЙ МАССЫ С БАРИОНО-ПОДОБНЫМ
ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ**

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

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., в.н.с.

_____ К. М. Белоцкий

Научный консультант,
инж.

_____ М. Л. Соловьёв

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОПИСАНИЯ ИЗБЫТКОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ С
ПОМОЩЬЮ СКРЫТОЙ МАССЫ С БАРИОНО-ПОДОБНЫМ
ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ**

Студент	_____ М. А. Рахимова
Научный руководитель, д.ф.-м.н., в.н.с.	_____ К. М. Белоцкий
Научный консультант, инж.	_____ М. Л. Соловьёв
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

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1 Описание используемых вычислительных средств	6
2 Модели аннигилирующей ТМ с модифицированным пространственным распределением	8
3 Результаты	11
3.1 Модель «тёмного диска»	11
3.1.1 Поиск оптимальных параметров модели «темного диска» для описания данных AMS-02	11
3.2 Модель концентрических колец	13
3.2.1 Профиль плотности	14
3.2.2 Применение модели концентрических колец к данным AMS-02	15
3.2.3 Нахождение оптимальной ширины колец и добавочной плотности	16
3.2.4 Поиск оптимальных значений массы начальной частицы и полутолщин диска и колец	18
3.3 Модель спиральных рукавов	22
3.3.1 Профиль плотности	22
3.3.2 Применение модели спиральных рукавов к данным AMS-02	26
3.3.3 Поиск оптимальных параметров модели спиральных рукавов	26
Список литературы	31

ВВЕДЕНИЕ

За последние десятилетия было обнаружено несколько свидетельств аномального поведения энергетических спектров космических лучей (КЛ). Избыток позитронов в КЛ, называемый «позитронной аномалией» и впервые обнаруженный экспериментом PAMELA [1], а затем подтверждённый AMS-02 [2] — один из наиболее известных.

Природе позитронной аномалии посвящено много работ. Есть попытки объяснения без привлечения новых источников позитронов, например, с помощью изменения параметров распространения частиц в межзвездной среде или образованной после взрыва сверхновой особой области, в которой находится Земля, с отличными от обычных свойствами [3–5]. Однако более распространёнными являются модели, предлагающие введение источников позитронов.

Одним из наиболее популярных подходов является рассмотрение пульсаров в качестве источника избытка. Недавние работы в данном направлении столкнулись с ограничениями, налагаемыми гамма-излучением, наблюдаемым в окрестности пульсаров [6; 7]. Но, несмотря на это, попытки объяснения аномального поведения энергетических спектров КЛ с помощью пульсаров продолжают [8–10].

Главной альтернативой использованию пульсаров являются модели с использованием скрытой массы (ТМ) [11–17]. Они также не обходятся без ограничений. Ярким примером являются ограничения, накладываемые наблюдаемыми данными по гамма-излучению, например, по изотропному фону гамма-излучения (IGRB) [18–21]. Фотоны неизбежно генерируются в процессах аннигиляции частиц ТМ и распространения заряженных частиц сквозь межзвездную среду. Было показано [22–25], что простые модели гало нестабильной ТМ, описывающие избыток в потоках электронов и позитронов в КЛ, приводят к перепроизводству гамма-излучения и противоречию с наблюдаемыми данными по IGRB, предоставляемыми Fermi-LAT [26].

Одним из подходов к решению проблемы является модификация про-

странственного распределения ТМ. В прошлых работах [23; 27; 28] для разрешения данного противоречия использовалась модель «тёмного диска», предполагающая существование нестабильной компоненты ТМ, образующей диск. Такое предположение помогает отсечь области гало, не дающие вклад в наблюдаемые потоки заряженных частиц, но производящие при этом гамма-излучение.

Однако в последние годы данные AMS-02 были обновлены [29], а также появились модели фона IGRB, поэтому в данной работе проводится проверка применимости модели «тёмного диска» к новым экспериментальным данным.

Помимо проверки устойчивости разработанной ранее модели «тёмного диска» к новым данным, в работе разрабатывается модель ТМ с более сложным и характерным для барионной материи пространственным распределением — спиральными рукавами. Проводится анализ, проверяющий, может ли такая конфигурация помочь в объяснении позитронной аномалии. В качестве первого приближения рассматривается модель ТМ, распределенной в виде концентрических колец, а в дальнейшем совершается переход ко второму приближению — одному спиральному рукаву.

1 ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СРЕДСТВ

Для расчета эффектов распространения заряженных частиц-продуктов аннигиляции ТМ в Галактике была использована программа GALPROP [30]. GALPROP — это программа с открытым исходным кодом, предназначенная для моделирования распространения релятивистских заряженных частиц и образующегося при этом диффузного излучения. Изначально разрабатывалась Игорем Москаленко и Эндрю Стронгом и на данный момент существует уже более 20 лет.

Программа численно решает уравнение переноса, описывающее распространение космических лучей в Галактике. Для этого GALPROP создает многомерную сетку в трёхмерном пространстве в пределах Галактики и в пространстве энергий (или импульсов) частиц. Внутри этой сетки частицы рождаются, движутся и исчезают. Программа использует в расчётах не отдельные частицы, а плотности их потоков. В результате работы можно получить плотность и соответствующий поток частиц в любой точке Галактики для любого значения энергии. Для работы составляют интерес потоки в 8,5 пк от центра Галактики, что соответствует положению Солнечной системы. Чтобы получить потоки частиц вблизи Земли, необходимо учесть эффект солнечных модуляций. После этого их можно сравнивать с экспериментальными данными.

Для работы с ТМ на кафедре была произведена модификация, позволяющая использовать различные спектры инжекции. Они представляют из себя распределение по энергиям числа образовавшихся позитронов в одном акте аннигиляции. Для получения данных спектров был использован Монте-Карло генератор Pythia [31].

Также была проведена отдельная работа по внедрению профилей плотности первого и второго приближений модели спиральных рукавов ТМ, заключающаяся в значительном изменении исходного кода GALPROP.

Для обработки результатов моделирования использовались несколько программ, написанных в математическом пакете Wolfram Mathematica.

2 МОДЕЛИ АННИГИЛИРУЮЩЕЙ ТМ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Как было отмечено ранее, основной проблемой в использовании ТМ для объяснения избытка частиц в КЛ является создаваемое в процессе аннигиляции и распространения заряженных частиц сквозь межзвездную среду гамма-излучение.

В данной работе проверяется, могут ли модели ТМ с модифицированным пространственным распределением («тёмный диск», спиральные рукава) описать рост доли позитронов без явного противоречия с гамма-излучением. Механизмы образования таких структур являются отдельной задачей, в этой работе их существование постулируется.

Различие моделей «тёмного диска», концентрических колец и спиральных рукавов заключается в профилях плотности, в остальном алгоритм их построения и анализа получаемых с помощью них результатов идентичен. Вопрос о профилях плотности каждой модели подробно рассматривается в соответствующих разделах 3.1, 3.2.1, 3.3.1, а здесь описаны общие предположения и схема получения результатов.

В рамках всех используемых моделей предполагается существование частиц скрытой массы, способных аннигилировать по следующим каналам с образованием позитронов в конечном состоянии:

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

где X — частица ТМ;

e, μ, τ — электрон (позитрон), мю- и тау-лептон соответственно.

Стоит отметить, что нами рассматривается общий случай без конкретизации свойств начальных частиц, кроме их массы.

В рамках таких моделей генерируется гамма-излучение двух типов: первичное и вторичное.

Вторичное гамма-излучение образуется при взаимодействии электронов и позитронов с межзвездной средой за счет эффектов обратного Комптона (Inverse Compton Scattering, ICS) и тормозного излучения (bremsstrahlung, bremss). Спектры вторичного гамма-излучения, а также спектры электронов и позитронов вблизи Земли извлекаются из GALPROP. С помощью сечения и брэнчингов из спектров e^+e^- вблизи Земли составляется параметризованное выражение для доли позитронов.

Первичное гамма-излучение образуется во время процесса аннигиляции за счет излучения конечного состояния (ФСР) и в распадах продуктов распада тау-лептонов. Для расчета спектров первичного гамма-излучения используется следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Phi_{prompt}(E_\gamma) = & \left(\frac{dN_\gamma^e}{dE_\gamma} Br^e + \frac{dN_\gamma^\mu}{dE_\gamma} Br^\mu + \frac{dN_\gamma^\tau}{dE_\gamma} Br^\tau \right) \frac{\langle \sigma v \rangle}{4} \times \\ & \times \frac{1}{\Delta\Omega} \int_0^{100 \text{ kpc}} \int_{20^\circ}^{90^\circ} \int_0^{2\pi} \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{\rho}{M_X} \right)^2 r^2 \cos(\theta) dr d\theta d\phi, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где $\frac{dN_\gamma^{e,\mu,\tau}}{dE_\gamma}$ — спектры гамма от одного акта аннигиляции, берутся из Pythia;
 $Br^{e,\mu,\tau}$ — брэнчинги соответствующих спектрам каналов аннигиляции;
 $\langle \sigma v \rangle$ — усредненное по скоростям сечение аннигиляции;
 ρ — профиль плотности ТМ.
 M_X — масса частицы ТМ.

Так как данные IGRB, с которыми сравниваются предсказания модели, представляют собой поток, усредненный по области неба с широтой больше 20° , то потоки гамма от ТМ усредняются аналогично, $\Delta\Omega$ — угловой размер области неба, по которому идет усреднение.

Далее составляется параметризованное выражение для χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{d.o.f.} \left(\sum_{AMS} \frac{(\Delta\Phi_e)^2}{\sigma_e^2} + \sum_{Fermi} \frac{(\Delta\Phi_\gamma)^2}{\sigma_\gamma^2} \Theta(\Delta\Phi_\gamma) \right), \quad (2.2)$$

где $\Delta\Phi$ — разность между экспериментальными данными и предсказаниями модели;

σ — погрешности экспериментальных данных.

d.o.f. — количество степеней свободы. В данном анализе используется механизм динамического подсчёта степеней свободы: вклад вносят только те точки данных IGRB, над которыми есть превышения сигнала.

Первая сумма соответствует данным AMS — доле позитронов в общем потоке электронов и позитронов. Суммирование происходит для экспериментальных точек с энергией от 30 ГэВ.

Вторая сумма соответствует данным Fermi-LAT по IGRB. Так как для рассматриваемой модели достаточно не превышать данные по гамма-излучению, вторая сумма домножена на тэта-функцию Хевисайда, зануляющую вклад в хи-квадрат в случае, если предсказания ниже экспериментальных данных.

Стоит отметить, что здесь и далее под χ^2 подразумевается приведённый хи-квадрат $\frac{\chi^2}{d.o.f.}$.

Выражение (2.2) минимизируется с помощью встроенного функционала математического пакета Wolfram Mathematica. Результатом данной операции является найденное минимальное значение χ^2 , а также значения параметров $\{\langle\sigma v\rangle, Br_i\}$, при котором оно достигается.

В качестве фона были использованы параметрически заданные потоки электронов и позитронов [32].

3 РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1 МОДЕЛЬ «ТЁМНОГО ДИСКА»

Модель «тёмного диска» предполагает существование стабильной и нестабильной компонент ТМ; первая составляет бóльшую часть и образует гало, тогда как вторая, малая часть ТМ, аннигилирует с образованием электронов и позитронов и образует диск вокруг Галактического диска. Магнитный диск препятствует проникновению заряженных частиц извне, не позволяя им достичь Земли, тогда как для гамма-квантов такой проблемы нет. Таким образом, концентрация нестабильной компоненты в диск позволяет отсечь области, не дающие вклад в потоки электронов и позитронов, но производящие при этом гамма-излучение.

В качестве профиля плотности ТМ используется профиль Рида [33]:

$$\rho(r, z) = \rho_{0R} e^{-\frac{r}{R_c}} e^{-\frac{z}{z_c}}, \quad (3.1)$$

где r и z — цилиндрические галактические координаты;

z_c — полутолщина диска;

$R_c = 6.96$ кпк;

$\rho_{0R} = 1.32$ ГэВ/см³ — константа, получаемая из условия $\rho_{loc} \equiv \rho(r_{\odot} = 8.5 \text{ кпк}) = 0.4$ ГэВ/см³.

3.1.1 ПОИСК ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ «ТЕМНОГО ДИСКА» ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДАННЫХ AMS-02

На рисунке 3.1 представлены полученные спектры доли позитронов и IGRB для диска с полутолщиной $z_c = 100$ пк и массой начальной частицы $M_X = 500$ ГэВ.

На спектре доли позитронов черным цветом обозначен фон, зеленым —

минимальная попадающая в фит энергия позитронов, а красным – предсказание модели (сигнал плюс фон). На спектре гамма-излучения серым цветом обозначен фон – вклад от неразрешенных источников, оранжевым – первичное гамма-излучение от процесса аннигиляции, зеленым – вторичное гамма-излучение, красным – сумма всех компонент.

По графикам видно, что в этом случае не получается одновременно хорошо описать и долю позитронов, и гамма-излучение. Приведенный хи-квадрат составил 18.

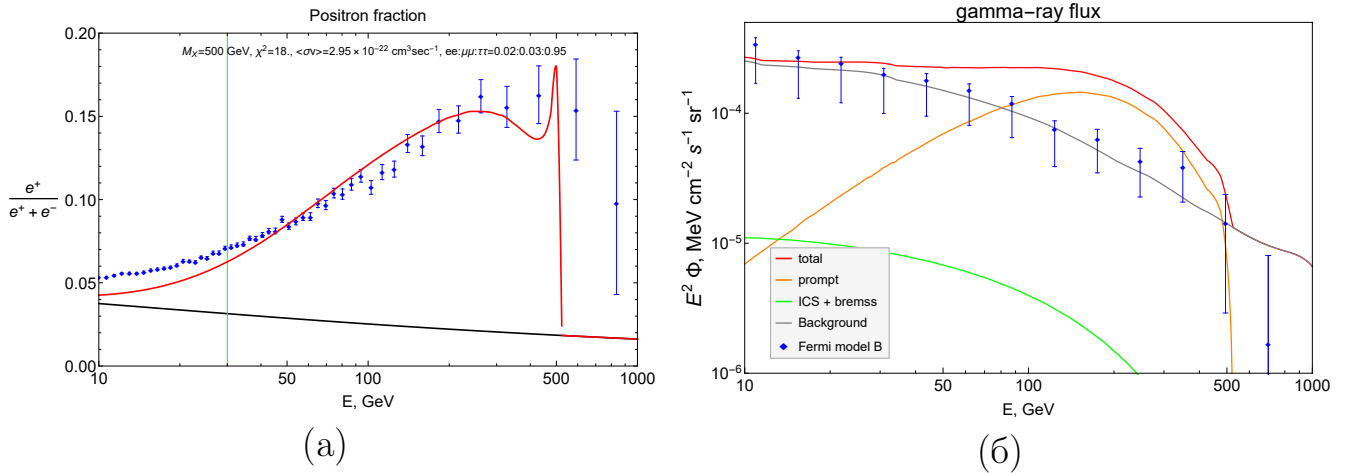


Рисунок 3.1 — Доля позитронов $\frac{e^+}{e^+ + e^-}$ в сравнении с данными AMS-02 (а) и суммарный поток диффузного гамма-излучения (красная кривая) в сравнении с данными Fermi-LAT по IGRB (б) с использованием модели диска

Затем аналогичный анализ был проведен для различных значений z_c и M_χ . На основе полученных данных был построен представленный на рисунке 3.2 контурный график зависимости приведенного χ^2 от полутолщины диска и массы начальной частицы. По оси абсцисс отложены значения массы начальной частицы в пределах от 500 до 900 ГэВ, а по оси ординат — значения полутолщины диска в пределах от 100 до 1000 пк.

Как можно заметить из графика, χ^2 возрастает с ростом массы начальной частицы. Это можно объяснить тем, что на высоких энергиях мало экспериментальных точек AMS, которые к тому же имеют большие погрешности. Увеличение массы начальной частицы не сильно меняет качество описания доли позитронов, но при этом дает больше гамма-излучения, а в данной модели общий χ^2 складывается из суммы χ^2 для доли позитронов и χ^2 для гамма.

Из графика понятно, что χ^2 будет падать при уменьшении массы началь-

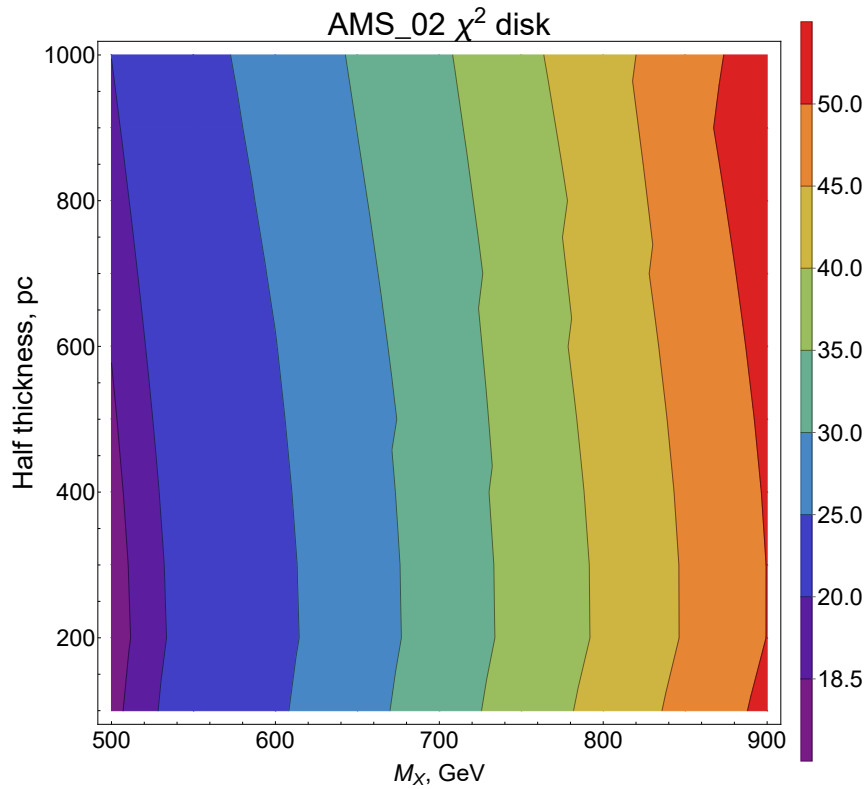


Рисунок 3.2 — Контурный график зависимости приведенного χ^2 от полутолщины диска и массы начальной частицы

ной частицы, однако нам не интересен этот случай. При меньшей массе начальной частицы наша модель сможет хорошо описывать позитроны низких и средних энергий, игнорируя при этом экспериментальные данные на высоких энергиях, поэтому мы решили остановиться на минимальной $M_\chi = 500$ ГэВ.

Кроме того, на графике видно область минимальных значений $\chi^2 < 18.5$ для массы начальной частицы 500 ГэВ и полутолщин $100 \div 500$ пк. В качестве финального значения было выбрано $\chi^2 = 17.6$, достигаемое при $M_\chi = 500$ ГэВ и $z_c = 200$ пк.

3.2 МОДЕЛЬ КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ КОЛЕЦ

Так как из проведенной выше проверки было получено, что при текущей точности экспериментальных данных модели «тёмного диска» становится недостаточно для преодоления противоречия с данными по IGRB, следующим шагом стала разработка модели с более сложным пространственным распределением — спиральными рукавами. В качестве первого приближения предлагается модель концентрических колец.

3.2.1 ПРОФИЛЬ ПЛОТНОСТИ

Профиль плотности модели концентрических колец формируется из профиля Рида, использовавшегося для диска, и дополнительного слагаемого.

$$\rho(r, z) = \begin{cases} \rho_{0R} e^{-\frac{r}{R_c}} e^{-\frac{z}{z_c}}, & \text{диск,} \\ \rho_{0R} e^{-\frac{r}{R_c}} (e^{-\frac{z}{z_c}} + b e^{-\frac{z}{z_r}} (\sin^2(kr) - \sin^2(kr_\odot))), & \text{кольца} \end{cases}, \quad (3.2)$$

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/см³;

b — параметр, отвечающий за добавочную плотность колец;

k — параметр, отвечающий за ширину колец;

На рисунке 3.3 представлены профили плотности для диска и колец, определяемые выражением 3.2. Желтой линией показан случай диска, синим — колец, а розовая линия соответствует положению Солнца $r_\odot = 8.5$ кпк. Здесь параметр $k = 1.1$, что позволяет добиться расположения Солнца между третьим и четвертым рукавом Галактики. Параметр b для примера взят равным 1.1, он отвечает за амплитуду графика.

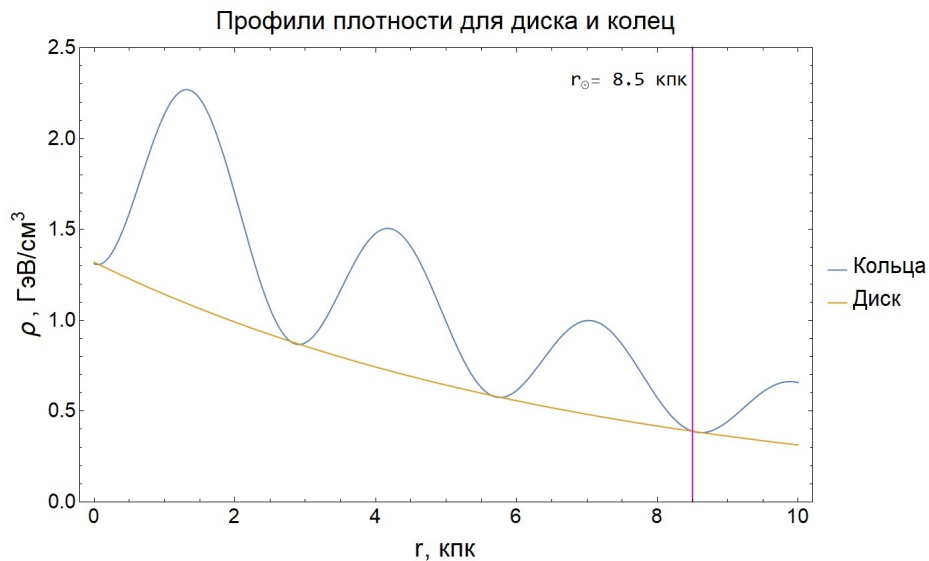


Рисунок 3.3 — Профили плотности $\rho(r)$ для диска и колец

3.2.2 ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ КОЛЕЦ К ДАННЫМ AMS-02

На рисунке 3.4 представлены спектры доли позитронов и гамма-излучения для колец с $k = 1.1$ и $b = 1.1$ при массе начальной частицы $M_X = 500$ ГэВ и полутолщинами диска и колец $z_c = z_r = 200$ пк.

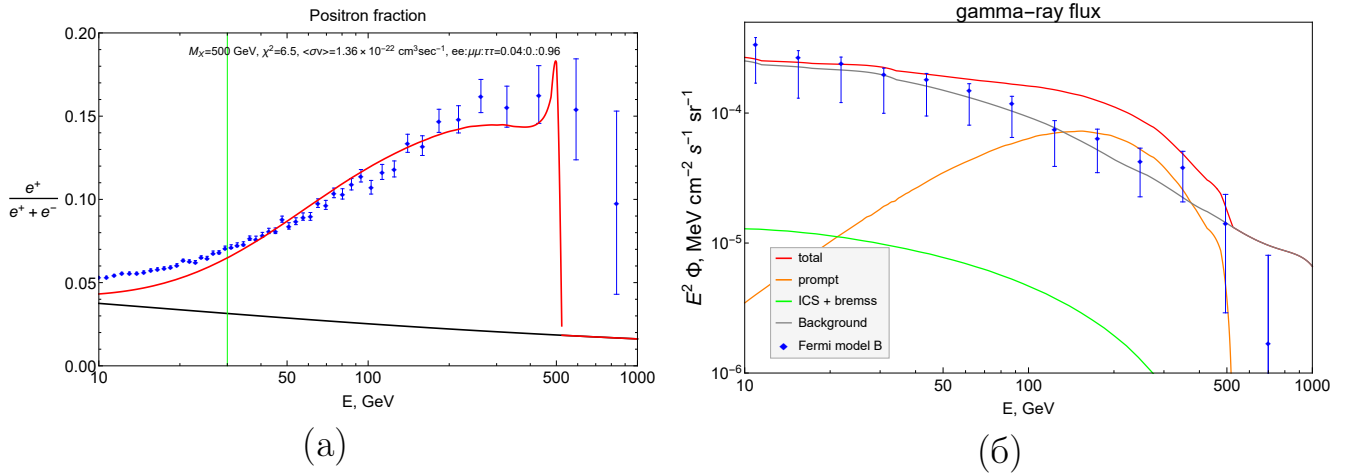


Рисунок 3.4 — Доля позитронов $\frac{e^+}{e^+ + e^-}$ в сравнении с данными AMS-02 (а) и суммарный поток диффузного гамма-излучения (красная кривая) в сравнении с данными Fermi-LAT по IGRB (б) с использованием модели колец

Из графиков видно, что модель колец позволяет добиться лучшего качества одновременного описания доли позитронов и гамма, чем модель диска. Здесь приведенный хи-квадрат составил 6.5.

Затем для улучшения качества описания данных был проведен поиск оптимальных параметров модели. Так как процесс генерации данных и анализа требует больших вычислительных и временных ресурсов, определение лучшей комбинации параметров проводилось с помощью жадного алгоритма. Его суть заключается в том, что перебираются не все возможные комбинации, а оптимизируется каждый параметр в отдельности при остальных фиксированных.

Параметры модели были разбиты на две группы, по которым в дальнейшем проводился поиск оптимальных комбинаций. Первая группа — ширина колец k и добавочная плотность b ; вторая — масса начальной частицы M_X , полутолщина диска z_c и полутолщина колец z_r .

3.2.3 НАХОЖДЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ ШИРИНЫ КОЛЕЦ И ДОБАВОЧНОЙ ПЛОТНОСТИ

Для поиска наилучшей комбинации параметров из первой группы было проведено исследование зависимости χ^2 от ширины колец k и добавочной плотности b . Так как модель построена по аналогии с барионной материей, параметр k подбирался таким образом, чтобы Солнце находилось в нужном месте Галактики — между третьим и четвертым рукавом.

На рисунке 3.5 представлены профили плотности для четырех значений k , соответствующих разным расположениям Солнца между рукавами. Розовой линией отмечено положение Солнца $r_{\odot} = 8.5$ кпк. Синяя линия соответствует случаю, когда Солнце находится практически в третьем рукаве ($k = 0.96$), а красная — практически в четвертом ($k = 1.25$). Зелёным цветом показан случай расположения Солнца в минимуме — ровно посередине между рукавами ($k = 1.1$), а оранжевым — промежуточный случай, когда Солнце между 3 рукавом и минимумом ($k = 1.0$). Здесь для всех зависимостей $b = 1.1$.

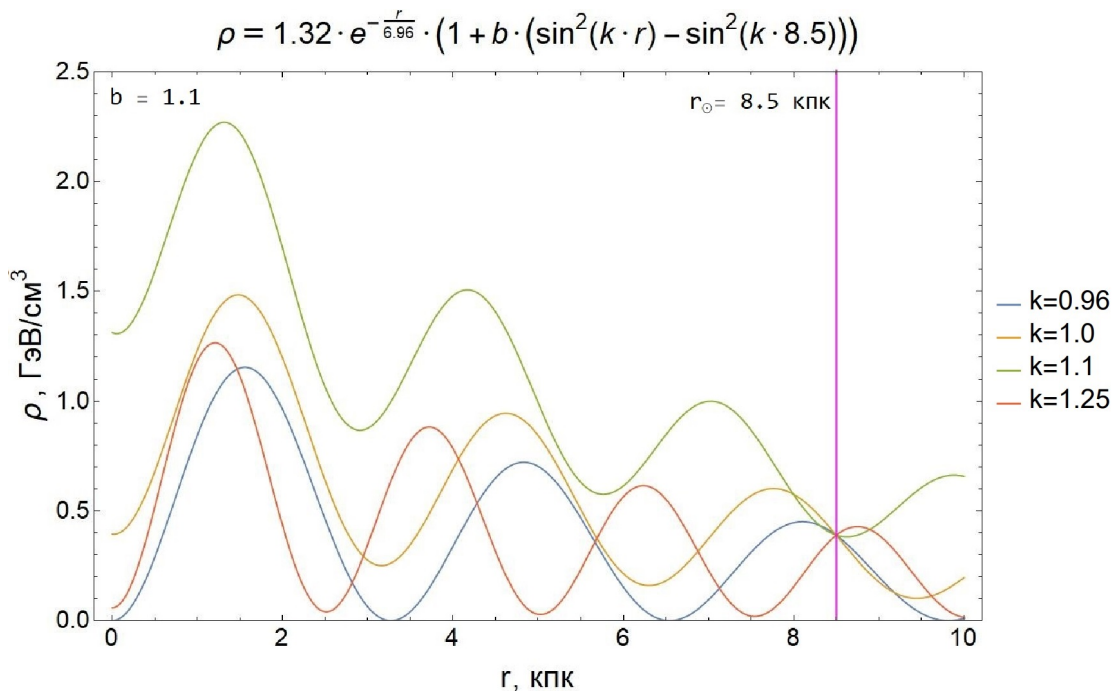


Рисунок 3.5 — Профили плотности $\rho(r)$ для колец различной ширины

Как можно заметить из данного графика, при увеличении амплитуды некоторые профили плотности могут уйти в отрицательную область, что противоречит физическому смыслу. Поэтому для каждого значения k было найдено максимальное значение b_{\max} , при котором плотность ТМ еще остается положи-

тельной. В ходе дальнейшего анализа параметр добавочной плотности колец b варьировался в промежутке $(0, b_{\max})$.

На рисунке 3.6 представлены графики зависимостей χ^2 от добавочной плотности колец b при различных значениях ширины колец k . Легенда графика совпадает с легендой рисунка 3.5. Последняя точка каждой зависимости соответствует b_{\max} , а первая точка $b = 0$ — случаю диска.

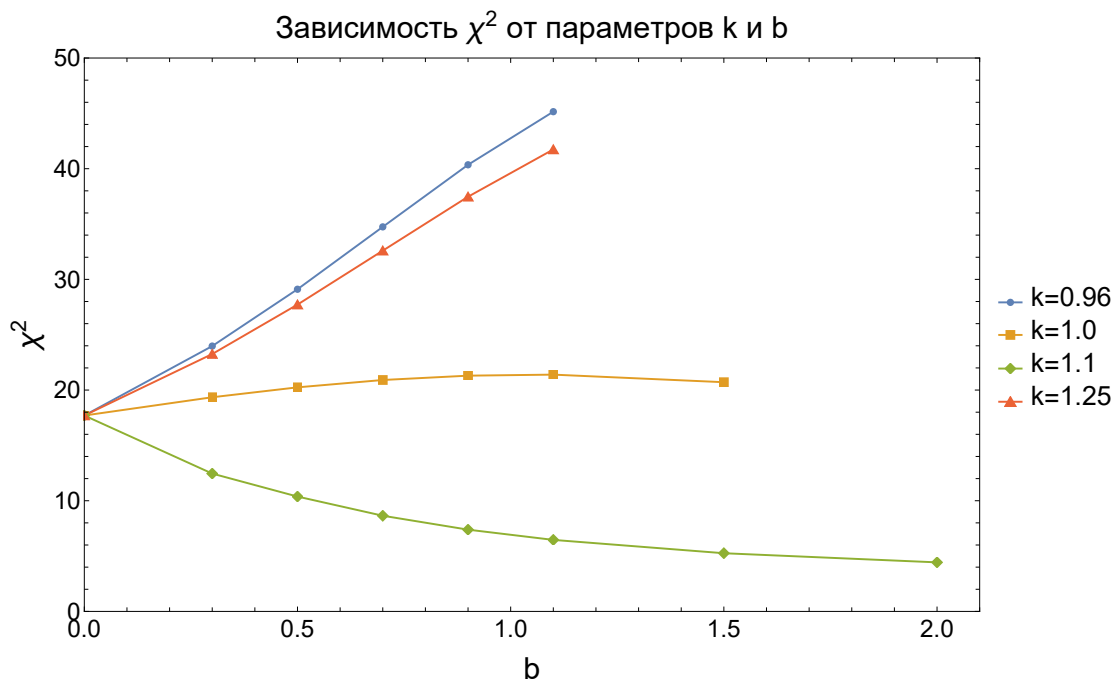


Рисунок 3.6 — Зависимость χ^2 от ширины колец k и добавочной плотности b

Как четко видно из графика, близкое к рукавам расположение Солнца ($k = 0.96$ и $k = 1.25$) только ухудшает общий χ^2 . В промежуточном случае ($k = 1.0$) модель колец дает сопоставимые с моделью диска результаты. А при нахождении Солнца в минимуме χ^2 значительно уменьшается, так как это позволяет увеличить количество позитронов низких энергий при сохранении количества высокоэнергетических.

В таблице 3.1 представлены минимальные значения χ^2 для моделей диска и колец с различной шириной. Как можно заметить по таблице, модель колец с расположением Солнца в минимуме позволяет уменьшить χ^2 практически в 4 раза по сравнению с моделью диска.

Таблица 3.1 — Минимальные значения χ^2 для моделей диска и колец с различной шириной

	Диск ($b = 0$)	Кольца			
		$k = 0.96$	$k = 1.0$	$k = 1.1$	$k = 1.25$
χ_{\min}^2	17.6	24.0	19.3	4.4	23.3

3.2.4 ПОИСК ОПТИМАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ МАССЫ НАЧАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ И ПОЛУТОЛЩИН ДИСКА И КОЛЕЦ

Следующим этапом работы стало нахождение наилучшей комбинации значений массы начальной частицы M_X , полутолщины диска z_c и колец z_r при фиксированной ширине колец $k = 1.1$ и добавочной плотности $b = 1.1$.

Из физических соображений наиболее интересными для нас являются значения массы начальной частицы около 1000 ГэВ, с помощью которых можно объяснить все экспериментальные точки AMS. В связи с наблюдаемой в предыдущих работах тенденцией, при которой при фитировании самые высокоэнергетические точки AMS пренебрегались ради снижения противоречия с гамма за счет снижения массы до значений в 300-500 ГэВ, нижней границей была выбрана масса в 100 ГэВ. Такие частицы не представляют особого физического интереса, однако позволяют с запасом захватить область наилучших параметров из предыдущих работ и изучить вышеописанную тенденцию. В качестве верхней границы была взята масса 5 ТэВ. Такой выбор обусловлен предположением, что частицы с очень большой массой могут давать основной вклад в гамма-излучение при энергиях, превосходящих верхнюю границу данных по IGRB, и в какой-то степени обходить ограничения.

Поэтому для дальнейшего пробного анализа были выбраны значения массы начальной частицы: $M_X = 100$ ГэВ, $M_X = 500$ ГэВ, $M_X = 1000$ ГэВ и $M_X = 5$ ТэВ. Для них были построены графики зависимостей χ^2 от полутолщины диска и полутолщины колец. Результаты представлены на рисунке 3.7. Слева сверху случай $M_X = 100$ ГэВ, справа сверху — $M_X = 500$ ГэВ, слева снизу — $M_X = 1000$ ГэВ и справа снизу — $M_X = 5$ ТэВ. По оси абсцисс отложены значения полутолщины диска в пределах от 100 до 1000 пк, а по оси ординат — значения полутолщины колец в тех же пределах.

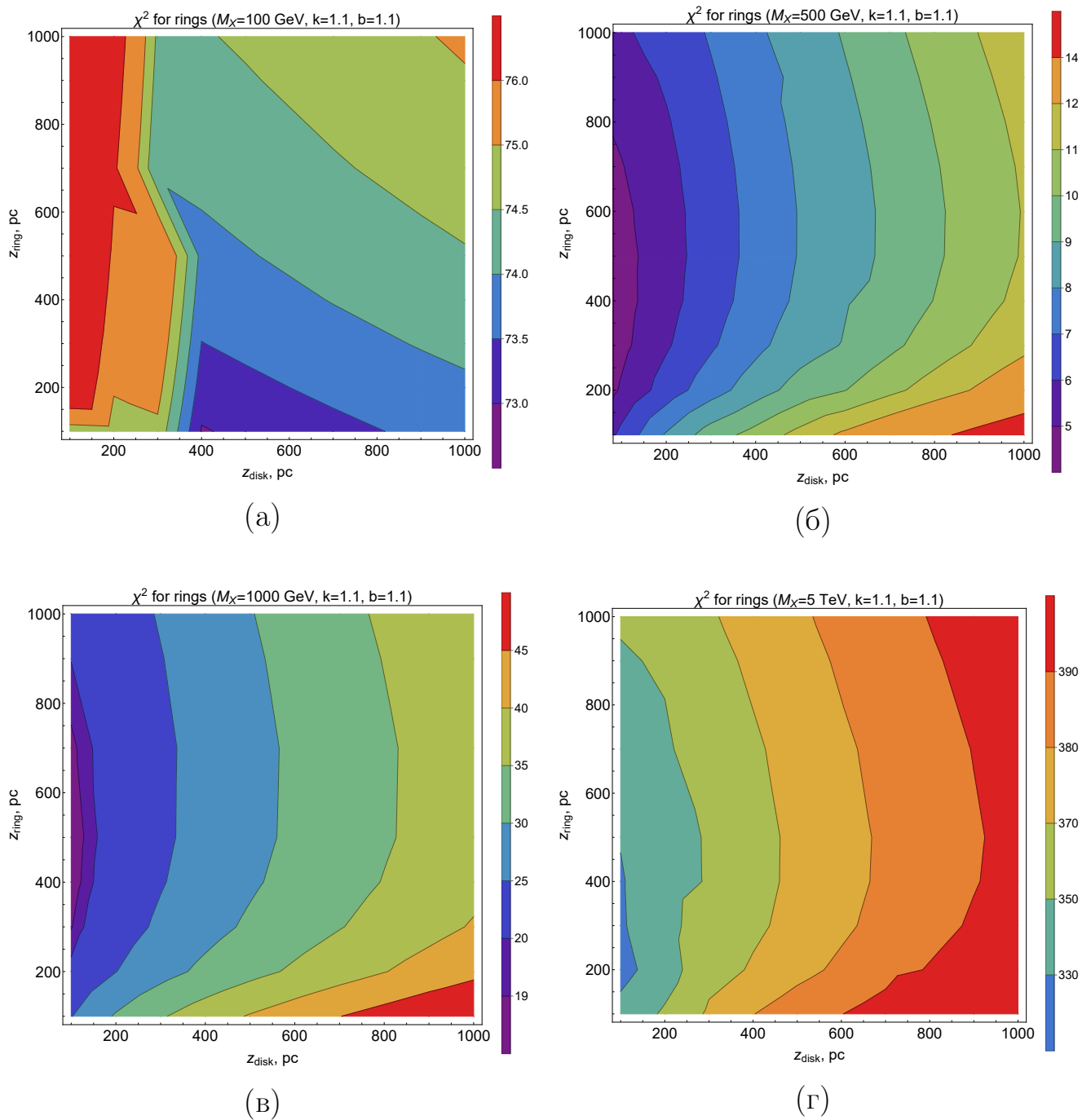


Рисунок 3.7 — Контурные графики зависимости χ^2 от полутолщины диска и полутолщины колец при массе начальной частицы $M_X = 100$ ГэВ (а), $M_X = 500$ ГэВ (б), $M_X = 1000$ ГэВ (в) и $M_X = 5$ ТэВ (г)

В результате, для $M_X = 100$ ГэВ наименьший χ^2 составил 73.0, для $M_X = 500$ ГэВ $\chi_{\min}^2 = 4.6$, для $M_X = 1000$ ГэВ $\chi_{\min}^2 = 18.1$, а для $M_X = 5$ ТэВ $\chi_{\min}^2 = 323.6$.

Как можно заметить, на большинстве графиков наблюдается схожая тенденция — области минимума χ^2 уходят за левую границу графика, поэтому был проведен аналогичный анализ для более тонких дисков $z_c = 1 \div 5$ пк и колец $z_r = 1 \div 100$ пк. Построенные зависимости представлены на рисунке 3.8. Слева случай $M_X = 500$ ГэВ, справа — $M_X = 1000$ ГэВ.

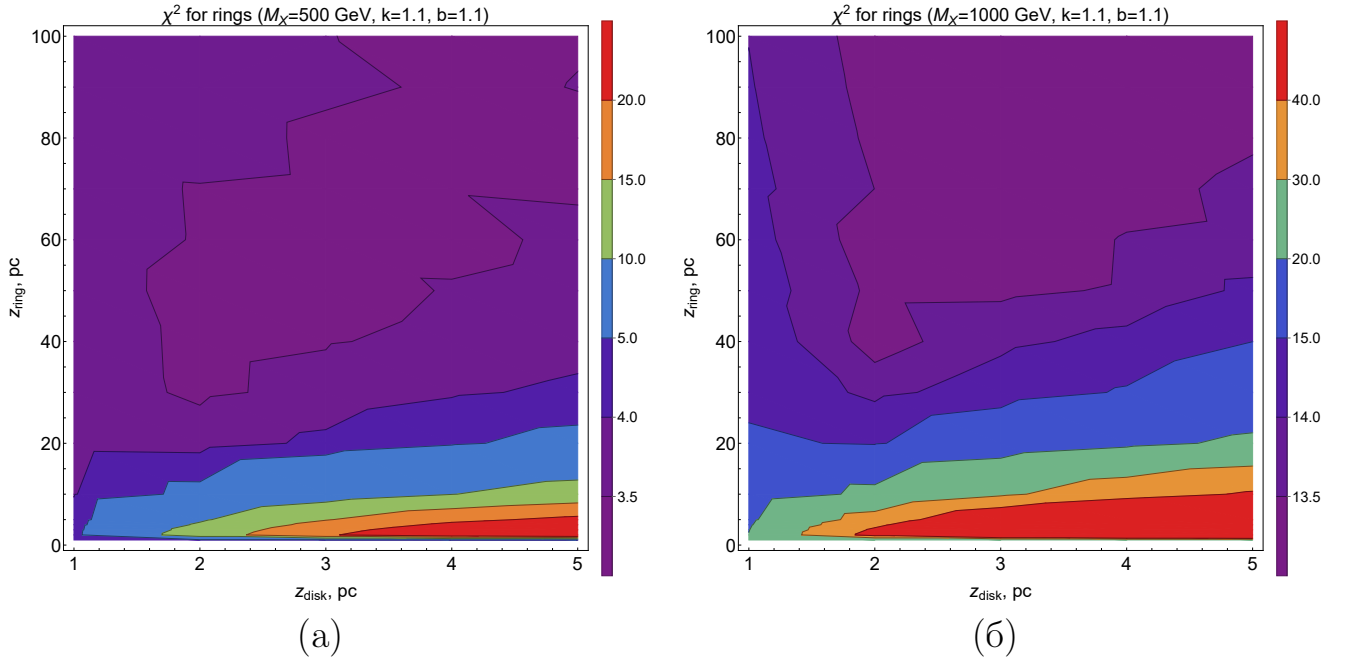


Рисунок 3.8 — Контурные графики зависимостей χ^2 от полутолщины диска и полутолщины колец при массе начальной частицы $M_X = 500$ ГэВ (а) и $M_X = 1000$ ГэВ (б) для тонких дисков и колец

Из представленных графиков видно, что полученные зависимости также схожи, минимальные значения хи-квадрат достигаются при полутолщинах диска $z_c = 2 \div 5$ пк и полутолщинах колец $z_r = 30 \div 100$ пк. При $M_X = 500$ ГэВ минимальный $\chi^2 = 3.4$, в то время как при $M_X = 1000$ ГэВ $\chi_{\min}^2 = 13.1$.

Кроме того, на полученных зависимостях заметно, что область минимума упирается в верхнюю правую границу рассматриваемого диапазона значений, поэтому для обнаружения полной оптимальной области был проведен дополнительный анализ для промежуточных значений полутолщин диска и колец для значения массы начальной частицы $M_X = 500$ ГэВ, оказавшегося наиболее предпочтительным из рассмотренных вариантов.

На рисунке 3.9 приведен контурный график зависимости χ^2 от полутолщины диска и полутолщины колец при массе начальной частицы $M_X = 500$ ГэВ для полутолщин диска $z_c = 1 \div 50$ пк и полутолщин колец $z_r = 100 \div 700$ пк.

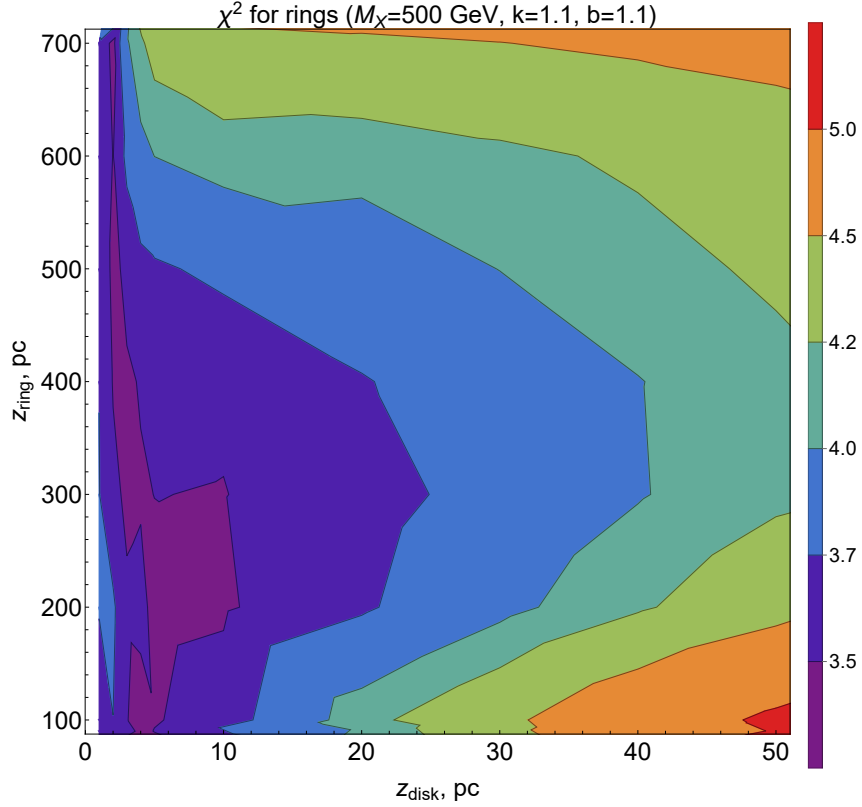


Рисунок 3.9 — Контурный график зависимости приведенного χ^2 от полутолщины диска и полутолщины колец при массе начальной частицы $M_X = 500$ ГэВ для полутолщин диска $z_c = 1 \div 50$ пк и полутолщин колец $z_r = 100 \div 1000$ пк

Окончательно, было получено, что для $M_X = 500$ ГэВ минимальное значение $\chi^2 = 3.3 \div 3.5$. Оно достигается в широком диапазоне полутолщин колец $z_r = 30 \div 700$ пк и при полутолщинах диска $z_c = 2 \div 12$ пк. Такой же характер зависимости χ^2 от полутолщин диска и колец сохраняется практически для всего интересующего нас диапазона масс начальной частицы.

Полученная тенденция является неожиданной. Изначально предполагалось, что скрытая масса будет иметь иерархическую структуру (невзаимодействующее гало - диск - рукава), однако согласно полученным результатам, наилучшее описание данных достигается при фактическом отсутствии дисковой компоненты.

Найденная тенденция позволяет на следующем шаге искать более точное оптимальное значение массы при фиксировании толщины диска и колец, что

значительно упростит задачу. Однако, из нее выбивается случай $M_X = 100$ ГэВ, поэтому нижняя граница диапазона масс была положена равной 250 ГэВ.

На рисунке 3.10 представлен график зависимости χ^2 от массы начальной частицы M_X в диапазоне от 250 до 1000 ГэВ при остальных фиксированных параметрах.

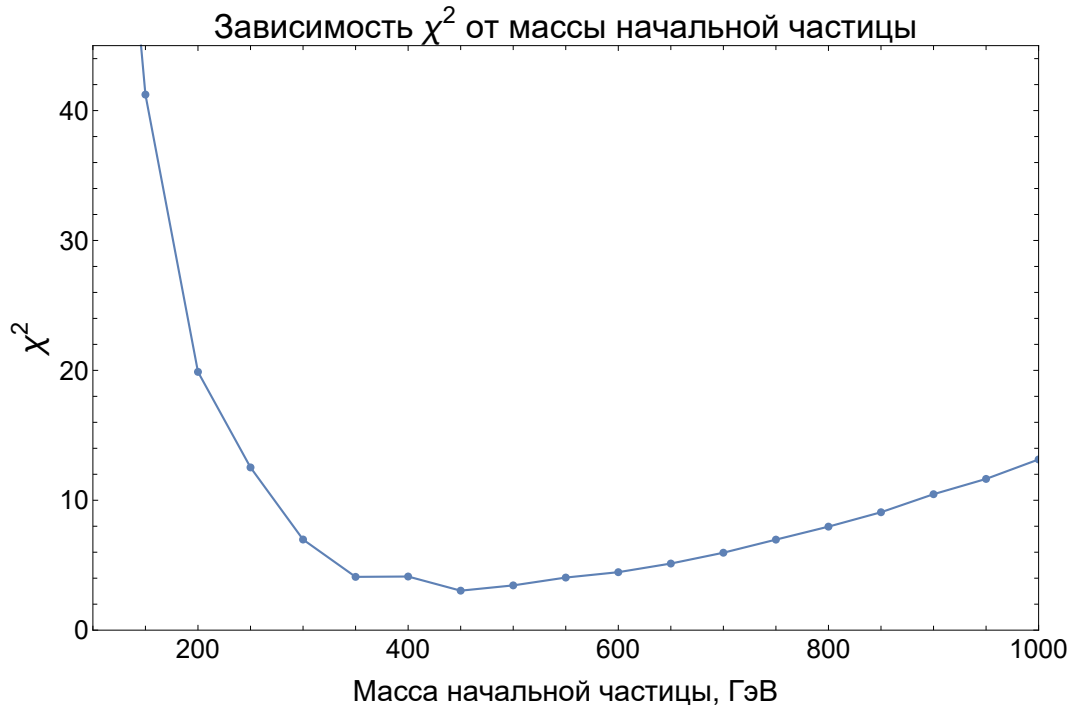


Рисунок 3.10 — График зависимости приведенного χ^2 от массы начальной частицы M_X

Полученная зависимость соответствует ожидаемой тенденции. Из графика видно, что минимальное значение $\chi^2 = 3.2$ достигается при массе начальной частицы $M_X = 450$ ГэВ.

3.3 МОДЕЛЬ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ

3.3.1 ПРОФИЛЬ ПЛОТНОСТИ

Так как с помощью первого приближения были получены хорошие результаты, следующим шагом стала разработка непосредственно модели спиральных рукавов.

Подбор профиля плотности, дающего нужное пространственное распределение и масштабы, на первый взгляд может показаться простой задачей, однако

в процессе реализации пришлось преодолеть неожиданные трудности.

Определяющая весь процесс проблема связана с программным обеспечением (ПО), не обладающим необходимым функционалом, что создает потребность в значительной модификации исходного кода. Все рассматриваемые ранее модели работали в 2D-режиме (пространственные распределения задаются двумя координатами r, φ), а для модели спиральных рукавов нужен надлежащий переход в 3D. Кроме того, для задания профиля плотности необходимо либо задать аналитическую функцию $\rho(x, y, z)$, либо модифицировать исходный код GALPROP для возможности использования таблицы значений $\{x, y, z, \rho\}$ в качестве исходных данных.

Сначала были предприняты попытки реализации аналитической функции зависимости профиля плотности от координат. За основу была взята формула логарифмической спирали.

$$r(\varphi) = be^{k\varphi}, \quad (3.3)$$

где параметры k и b были подобраны таким образом, чтобы дать форму и масштаб, максимально соответствующие рукаву Млечного Пути (один полный оборот за 15 кпк). Полученная форма спирали показана на рисунке 3.11. Однако для расширения доступных конфигураций модели формируемый профиль плотности должен иметь возможность обобщения на большее число витков спирали.

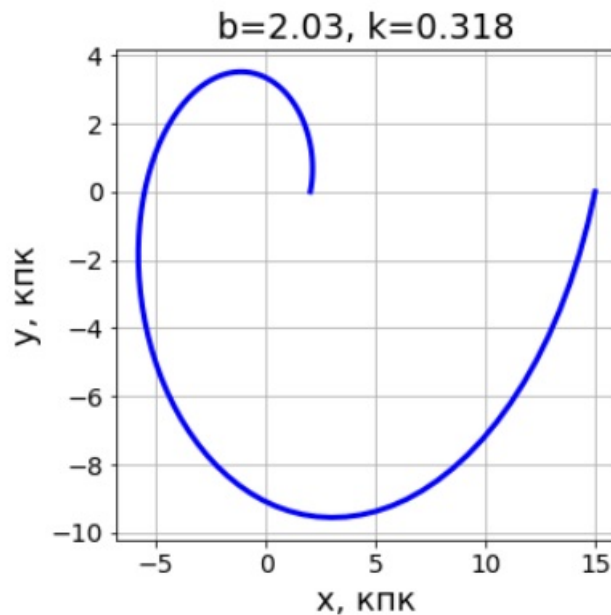


Рисунок 3.11 — Форма спирали, взятой за основу профиля плотности модели спиральных рукавов

Далее заданное уравнение спирали подставлялось в конструкцию, схожую с профилем плотности Рида.

$$\rho(r, \varphi, z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{|\vec{r} - r(\vec{\varphi})|}{R_c}\right) \exp\left(-\frac{|\vec{r}|}{r_0}\right), \quad (3.4)$$

где ρ_0 — локальная плотность;

R_c — толщина спирального рукава;

r_0 — фактор, определяющий степень затухания профиля плотности при отдалении от Галактического Центра.

Далее в выражении 3.4 совершался переход в декартовы координаты. Окончательное выражение:

$$\rho(x, y, z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{|\vec{r} - r(x, y, z)|}{R_c}\right) \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r_0}\right) \quad (3.5)$$

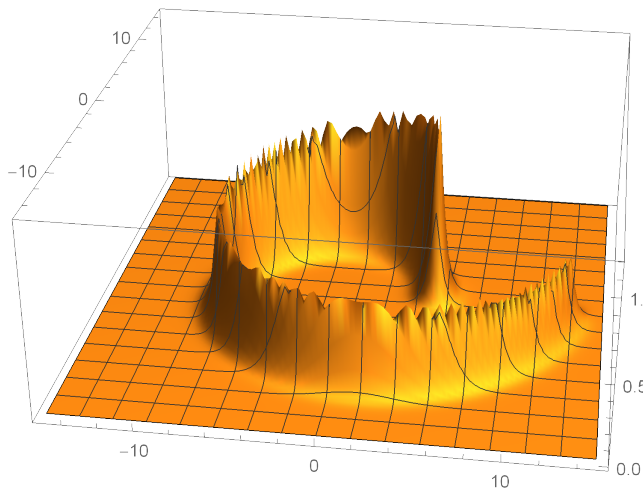
Однако данная конфигурация не давала возможности описать полный оборот спирали. Для обхода этой проблемы были введены две независимые угловые координаты. Одна (φ) на плоскости x-y и изменяющаяся в пределах $[0, 2\pi]$, другая (θ), отсчитываемая вдоль спирали и меняющаяся в произвольных пределах, зависящих от количества витков. Однако профиль плотности явным образом должен зависеть только от первой, поэтому вторая помещается под интеграл.

Таким образом, спиральная компонента профиля плотности представляется в виде:

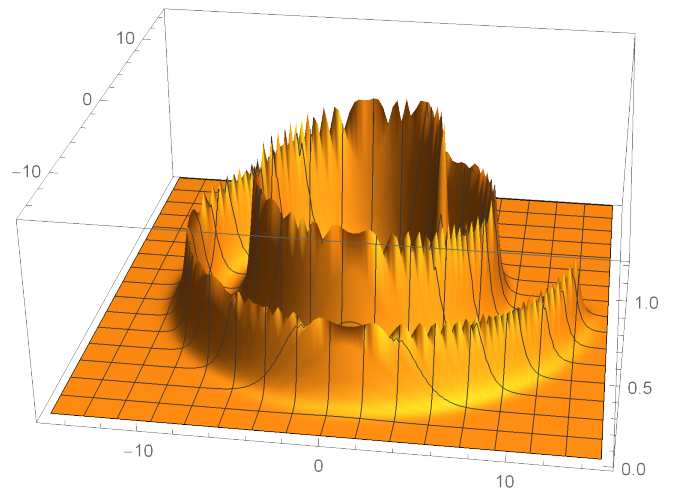
$$\rho_{\text{spiral}} = \int_0^{2\pi n} \rho_0 \exp\left(-\frac{|\vec{r} - r(\vec{\theta})|}{R_c}\right) d\theta, \quad (3.6)$$

где n — количество витков спирали.

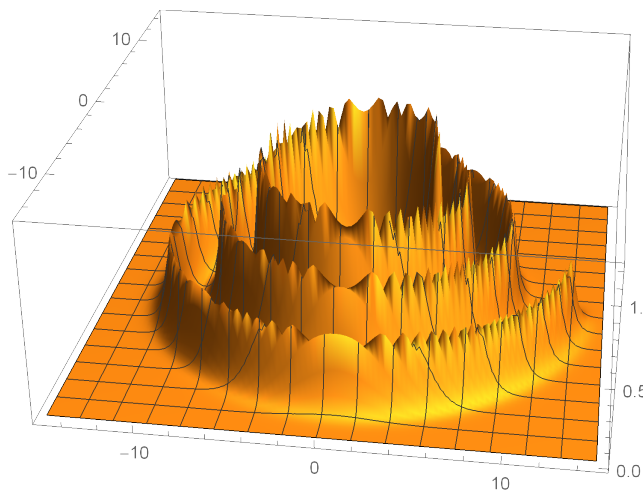
На рисунке 3.12 представлены полученные с помощью выражения 3.6 на сетке в 101x101 точку графики профиля плотности в осях (x, y, ρ) с разным количеством витков спирали. Неровность контуров поверхностей связана с несовершенствами алгоритма интерполяции в Wolfram Mathematica.



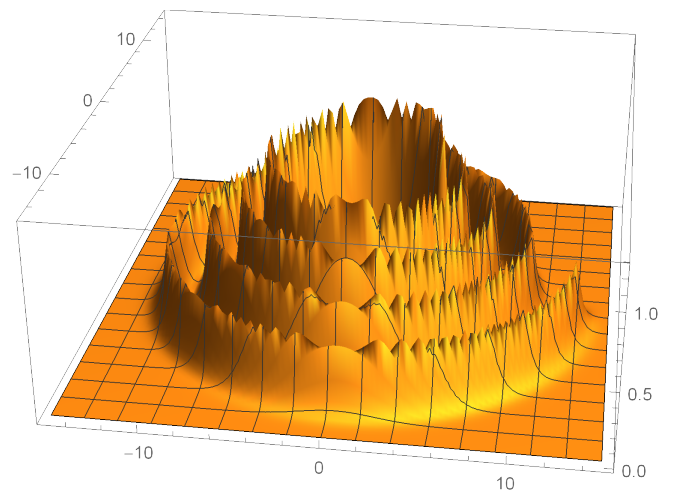
(а)



(б)



(в)



(г)

Рисунок 3.12 — Графики профиля плотности спирали с одним витком (а), двумя (б), тремя (в) и четырьмя (г)

3.3.2 ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ К ДАННЫМ AMS-02

На рисунке 3.13 представлены спектры доли позитронов и гамма-излучения для модели спиральных рукавов при массе начальной частицы $M_X = 450$ ГэВ (оптимальный параметр первого приближения), толщине спирального рукава $R_c = 100$ пк и количестве витков спирали $n=3$.

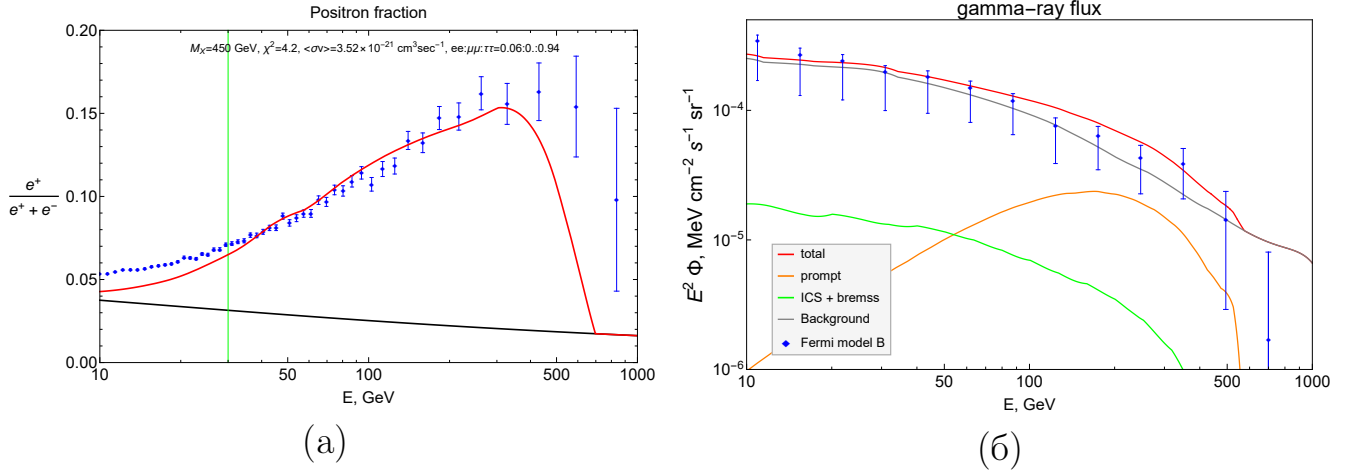


Рисунок 3.13 — Доля позитронов $\frac{e^+}{e^+ + e^-}$ в сравнении с данными AMS-02 (а) и суммарный поток диффузного гамма-излучения (красная кривая) в сравнении с данными Fermi-LAT по IGRB (б) с использованием модели рукавов

По графикам видно, что модель спиральных рукавов позволяет добиться хорошего качества одновременного описания доли позитронов и гамма-излучения. Приведенный хи-квадрат составил 4.2.

3.3.3 ПОИСК ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ

Следующим этапом работы стало определение оптимальных параметров модели спиральных рукавов. Поиск осуществлялся так же, как и в случае модели концентрических колец, с помощью жадного алгоритма.

Первым шагом стал поиск наилучшего количества витков спирали.

На рисунке 3.14 представлен график зависимости χ^2 от количества витков спирали n при остальных фиксированных параметрах, По оси x отложены значения параметра n от 1 до 10 с шагом 0.5, по оси y соответствующие значения

хи-квадрат.

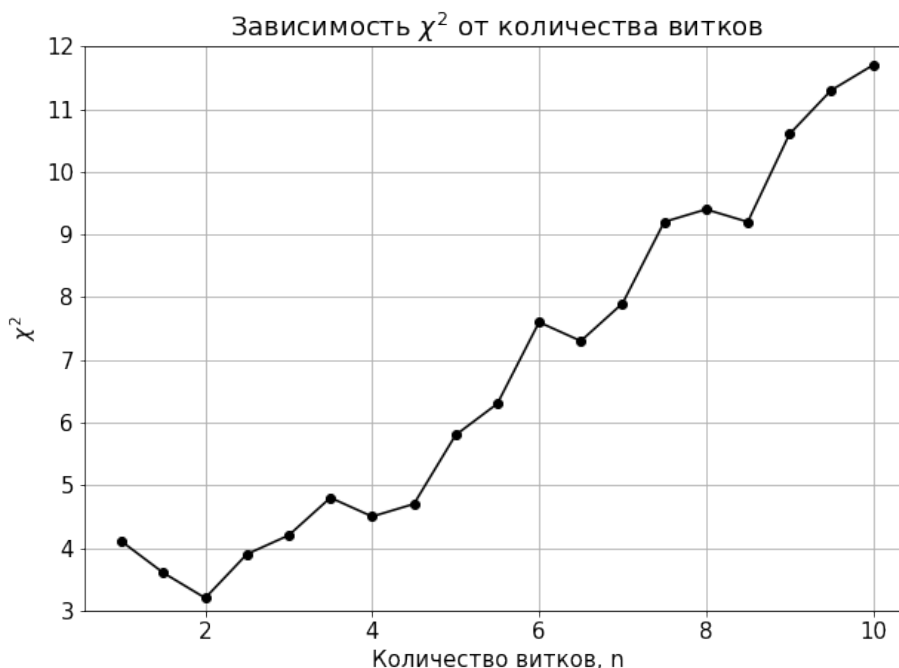


Рисунок 3.14 — График зависимости χ^2 от количества витков спирали

Из графика видно, что наименьшее значение $\chi^2 = 3.2$ достигается при небольшом количестве витков $n = 2$. На графике четко прослеживается рост хи-квадрат при увеличении числа витков.

На рисунке 3.15 показано расположение Земли относительно спирали при оптимальном количестве витков и остальных фиксированных параметрах. Чёрными точками представлено расположение спирали, а зелёной - Земли. Видно, что при $n = 2$ Земля находится между первым и вторым витком. Полученное расположение соответствует ожиданиям, так как в первом приближении (модель концентрических колец) было обнаружено, что наилучшие результаты достигаются, когда Земля находится между кольцами.

Затем был проведен поиск наилучших значений остальных параметров модели при фиксированной ориентации спирали. На рисунке 3.16 приведен контурный график зависимости χ^2 от массы начальной частицы ТМ и толщины спирального рукава при количестве витков $n = 2$. По оси x отложены значения массы начальной частицы в промежутке от 300 до 600 ГэВ, а по оси y — толщины спирального рукава от 30 до 100 пк.

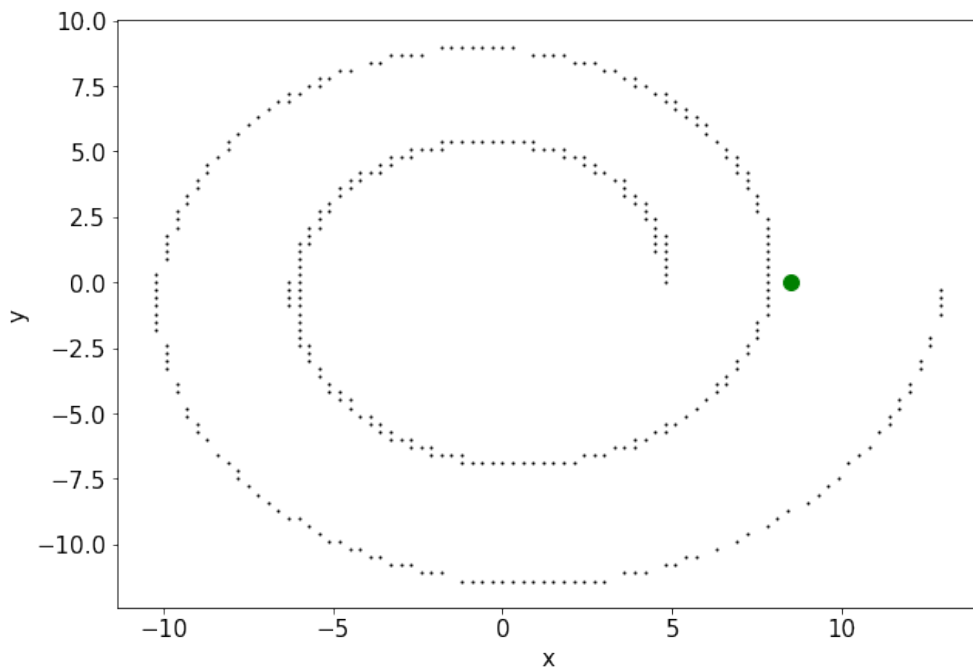


Рисунок 3.15 — Расположение Земли относительно витков спирали при оптимальном количестве витков

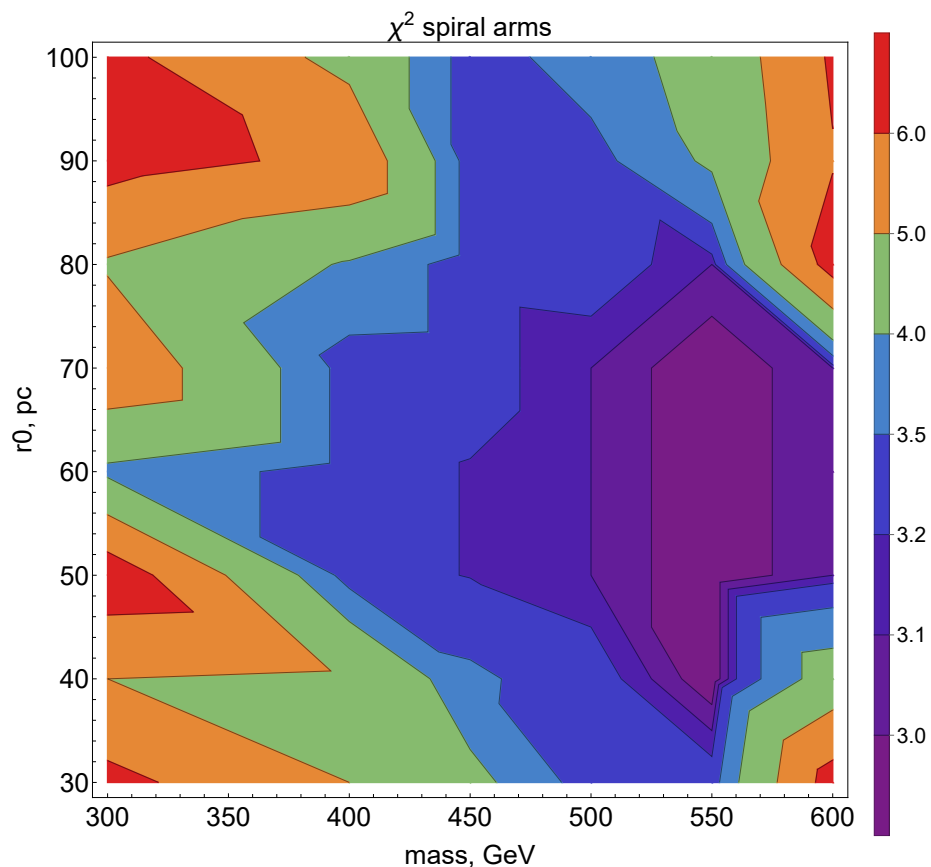


Рисунок 3.16 — Контурный график зависимости приведенного χ^2 от массы начальной частицы ТМ $M_\chi = 300 \div 600$ ГэВ и толщины спирального рукава $R_C = 30 \div 100$ пк

Такой выбор параметров обусловлен полученными ранее результатами первого приближения — модели концентрических колец. Было показано, что в рамках первого приближения наименьшее значение $\chi^2 = 3.2$ достигается в области тонких колец и средних масс.

На графике чётко вырисовывается область наименьшего значения $\chi^2 = 3.0$, достигаемая при массе начальной частицы ТМ $M_X = 550$ ГэВ и толщине спирального рукава $R_C = 40 \div 75$ пк.

В таблице 3.2 представлены значения минимальных χ^2 для различных моделей ТМ при лучших параметрах.

Таблица 3.2 — Наименьшие значения χ^2 для различных моделей ТМ

Модель	Гало	«Тёмный диск»	Кольца	Спиральный рукав
χ_{min}^2	203.0	17.6	3.2	3.0

Из таблицы видно, что модель «тёмного диска» обеспечивает намного лучшее качество одновременного описания данных по позитронам и гамма-излучению по сравнению с моделью гало. Но при текущей точности экспериментальных данных модели темного диска становится недостаточно для преодоления противоречия с гамма. Однако данное противоречие удаётся значительно уменьшить с помощью первого (кольца) и второго (один спиральный рукав с фиксированной ориентацией в пространстве) приближения модели спиральных рукавов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа была посвящена изучению возможности описания избытка позитронов в КЛ, называемого позитронной аномалией, с помощью моделей ТМ с модифицированным пространственным распределением.

Было получено, что после обновления данных AMS-02 и появления моделей фона IGRB модель «тёмного диска» уже не позволяет должным образом описывать рост доли позитронов в КЛ без явного противоречия с данными по гамма-излучению.

В качестве альтернативы была предложена модель ТМ с барионо-подобным пространственным распределением — спиральными рукавами. Были разработаны первое (концентрические кольца) и второе (один спиральный рукав) приближения такой модели. С помощью обоих было получены в несколько раз лучшее качество одновременного описания данных по позитронам и гамма-излучению по сравнению с моделью «тёмного диска».

Данная работа показывает, что разработка модели спиральных рукавов ТМ является перспективным направлением. В качестве дальнейших шагов по развитию модели предлагаются конструирование более сложных и реалистичных профилей плотности ТМ и теоретическое обоснование возможности формирования подобной структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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. 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 [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110, issue 14. — P. 141102.
3. *Mertsch P., Sarkar S.* AMS-02 data confront acceleration of cosmic ray secondaries in nearby sources // *Phys. Rev. D*. — 2014. — Vol. 90, issue 6. — P. 061301.
4. Can we explain AMS-02 antiproton and positron excesses simultaneously by nearby supernovae without pulsars or dark matter? / K. Kohri [et al.] // *PTEP*. — 2016. — Vol. 2016, no. 2. — 021E01. — eprint: [/oup/backfile/content_public/journal/ptep/2016/2/10.1093_ptep_ptv193/4/ptv193.pdf](#).
5. *Kachelrieß M., Neronov A., Semikoz D. V.* Cosmic ray signatures of a 2–3 Myr old local supernova // *Phys. Rev.* — 2018. — Vol. D97, no. 6. — P. 063011. — arXiv: [1710.02321 \[astro-ph.HE\]](#).
6. Extended gamma-ray sources around pulsars constrain the origin of the positron flux at Earth / A. U. Abeysekara [et al.] // *Science*. — 2017. — Vol. 358, no. 6365. — P. 911–914. — arXiv: [1711.06223 \[astro-ph.HE\]](#).
7. GeV observations of the extended pulsar wind nebulae constrain the pulsar interpretations of the cosmic-ray positron excess / S.-Q. Xi [et al.] // *ApJ*. — 2019. — Vol. 878, no. 2. — P. 104. — arXiv: [1810.10928 \[astro-ph.HE\]](#).

8. *Linares M., Kachelriess M.* Cosmic ray positrons from compact binary millisecond pulsars // JCAP. — 2021. — Vol. 02. — P. 030. — arXiv: [2010.02844 \[astro-ph.HE\]](#).
9. HAWC Observations Strongly Favor Pulsar Interpretations of the Cosmic-Ray Positron Excess / D. Hooper [et al.] // Phys. Rev. — 2017. — Vol. D96, no. 10. — P. 103013. — arXiv: [1702.08436 \[astro-ph.HE\]](#).
10. Lessons from HAWC pulsar wind nebulae observations: The diffusion constant is not a constant; pulsars remain the likeliest sources of the anomalous positron fraction; cosmic rays are trapped for long periods of time in pockets of inefficient diffusion / S. Profumo [et al.] // Phys. Rev. — 2018. — Vol. D97, no. 12. — P. 123008. — arXiv: [1803.09731 \[astro-ph.HE\]](#).
11. *Li T., Okada N., Shafi Q.* Type II seesaw mechanism with scalar dark matter in light of AMS-02, DAMPE, and Fermi-LAT data // Phys. Rev. D. — 2018. — T. 98, № 5. — C. 055002. — arXiv: [1804.09835 \[hep-ph\]](#).
12. *Liu X., Liu Z., Su Y.* Two-mediator dark matter models and cosmic electron excess. — 2019. — arXiv: [1902.04916 \[hep-ph\]](#).
13. Interpretation of the cosmic ray positron and electron excesses with an annihilation-decay dark matter scenario / L. Feng [et al.]. — 2019. — arXiv: [1902.09235 \[hep-ph\]](#).
14. *Bai Y., Berger J., Lu S.* Supersymmetric Resonant Dark Matter: a Thermal Model for the AMS-02 Positron Excess // Phys. Rev. — 2018. — Vol. D97, no. 11. — P. 115012. — arXiv: [1706.09974 \[hep-ph\]](#).
15. A dark matter model that reconciles tensions between the cosmic-ray e^\pm excess and the gamma-ray and CMB constraints / Q.-F. Xiang [et al.] // Phys. Lett. — 2017. — Vol. B773. — P. 448–454. — arXiv: [1707.09313 \[astro-ph.HE\]](#).
16. *Kopp J.* Constraints on dark matter annihilation from AMS-02 results // Phys. Rev. — 2013. — Vol. D88. — P. 076013. — arXiv: [1304.1184 \[hep-ph\]](#).
17. *Ibarra A., Lamperstorfer A. S., Silk J.* Dark matter annihilations and decays after the AMS-02 positron measurements // Phys. Rev. — 2014. — Vol. D89, no. 6. — P. 063539. — arXiv: [1309.2570 \[hep-ph\]](#).

18. Constraints on dark matter annihilation and decay from the isotropic gamma-ray background / W. Liu [et al.] // *Chin. Phys.* — 2017. — Vol. C41, no. 4. — P. 045104. — arXiv: [1602.01012 \[astro-ph.CO\]](#).
19. *Laletin M.* A no-go theorem for the dark matter interpretation of the positron anomaly // *Frascati Phys. Ser.* / ed. by E. Nardi. — 2016. — Vol. 63. — P. 7–12. — arXiv: [1607.02047 \[astro-ph.HE\]](#).
20. Gamma ray constraints on Decaying Dark Matter / M. Cirelli [et al.] // *Phys. Rev.* — 2012. — Vol. D86. — P. 083506. — arXiv: [1205.5283 \[astro-ph.CO\]](#).
21. *Ando S., Ishiwata K.* Constraints on decaying dark matter from the extragalactic gamma-ray background // *JCAP.* — 2015. — Vol. 05. — P. 024. — arXiv: [1502.02007 \[astro-ph.CO\]](#).
22. The DAMPE excess and gamma-ray constraints / K. Belotsky [et al.] // *Phys. Dark Univ.* — 2019. — Vol. 26. — P. 100333. — arXiv: [1904.02456 \[astro-ph.HE\]](#).
23. Fermi-LAT kills dark matter interpretations of AMS-02 data. Or not? / K. Belotsky [et al.] // *JCAP.* — 2017. — Vol. 01. — P. 021. — arXiv: [1606.01271 \[astro-ph.HE\]](#).
24. High-energy cosmic antiparticle excess vs. isotropic gamma-ray background problem in decaying dark matter Universe / V. V. Alekseev [et al.] // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012023.
25. On a possible solution to gamma-ray overabundance arising in dark matter explanation of cosmic antiparticle excess / V. Alekseev [et al.] // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2016. — Vol. 675. — P. 012026.
26. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 MeV and 820 GeV / M. Ackermann [et al.] // *ApJ.* — 2015. — Vol. 799. — P. 86. — arXiv: [1410.3696 \[astro-ph.HE\]](#).
27. *Belotsky K. M., Kirillov A. A., Solovyov M. L.* Development of dark disk model of positron anomaly origin // *Int. J. Mod. Phys. D.* — 2018. — Vol. 27, no. 06. — P. 1841010. — arXiv: [1802.04678 \[astro-ph.HE\]](#).
28. *Solovyov M. L., Rakhimova M. A., Belotsky K. M.* The “Dark disk” model in the light of DAMPE experiment. — 2020. — arXiv: [2011.04425 \[astro-ph.HE\]](#).

29. Towards Understanding the Origin of Cosmic-Ray Electrons / M. Aguilar [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Vol. 122, no. 10. — P. 101101.
30. GALPROP (Electronic resource). — The GALPROP code for cosmic-ray transport and diffuse emission production.
31. *Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P.* PYTHIA 6.4 physics and manual // JHEP. — 2006. — Vol. 5. — P. 026. — eprint: [hep-ph/0603175](#).
32. *Ibarra A., Tran D., Weniger C.* Decaying Dark Matter in Light of the PAMELA and Fermi LAT Data // JCAP. — 2010. — Vol. 01. — P. 009. — arXiv: [0906.1571 \[hep-ph\]](#).
33. Thin, thick and dark discs in LCDM / J. I. Read [et al.] // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2008. — Vol. 389. — P. 1041–1057. — arXiv: [0803.2714 \[astro-ph\]](#).