

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УДК 524.1

**ОТЧЁТ**  
**О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**  
**РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ**  
**СКРЫТОЙ МАССЫ**

Научные руководители	_____ М. Л. Соловьёв
	_____ К. М. Белоцкий
Выполнила	_____ М. А. Рахимова

Москва 2022

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Описание используемых вычислительных средств</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>Эксперимент AMS-02</b>	<b>3</b>
<b>4</b>	<b>Модель</b>	<b>4</b>
<b>5</b>	<b>Результаты</b>	<b>8</b>
5.1	Применение модели концентрических колец к данным AMS-02 .	8
5.1.1	Нахождение оптимальной ширины колец и добавочной плотности . . . . .	9
5.1.2	Поиск оптимальных значений массы начальной частицы и полутолщин диска и колец . . . . .	11
5.2	Профиль плотности модели спиральных рукавов . . . . .	16
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>19</b>
	<b>Список используемых источников</b>	<b>20</b>

# 1 Введение

Существуют предположения о существовании большого количества форм скрытой массы (ТМ), многие из которых выходят за рамки привычного понятия о бесстолкновительных массивных частицах. Среди них самовзаимодействующая ТМ [1–4], первичные черные дыры [5–9], модели темного диска [10–13], ТМ в форме сгустков скалярного поля [14] и другие. Многие попытки построения модели ТМ также пытаются с ее помощью объяснить другие астрофизические проблемы, такие как избыток позитронов в космических лучах.

Основной сложностью в объяснении позитронной аномалии [15] с помощью ТМ является ограничение по изотропному диффузному фону гамма-лучей (IGRB) [11–13; 16–21]. Одним из подходов к решению проблемы является модификация пространственного распределения ТМ. В рамках этого подхода предлагается модель ТМ, подобно барионной материи распределенной в виде спиральных рукавов. В данной работе в качестве первого приближения рассматривается модель ТМ, распределенной в виде концентрических колец, а также рассмотрен переход от приближения к модели спиральных рукавов.

## 2 Описание используемых вычислительных средств

Для расчета эффектов распространения заряженных частиц-продуктов аннигиляции ТМ в Галактике использовалась программа GALPROP [22]. 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 15 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 и профили плотности ТМ.

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

Спектры инжекции представляют из себя распределение по энергиям числа образовавшихся позитронов в одном акте аннигиляции. Для их получения используется Монте-Карло генератор Pythia [23].

### 3 Эксперимент AMS-02

AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer) – детектор частиц, установленный на МКС в 2011 году. Его основные цели – изучение состава КЛ, поиск скрытой массы и антиматерии. Первые результаты, опубликованные в 2013 году, подтвердили наличие избытка позитронов в космических лучах [24], впервые обнаруженный экспериментом PAMELA [25]. В рамках классических моделей КЛ нет источников первичных позитронов, которыми можно было бы объяснить данный избыток, вследствие чего явление получило название «позитронная аномалия».

На рисунке 1 представлен спектр доли позитронов, построенный по данным эксперимента AMS-02 [26]. Синими точками отмечены экспериментальные данные, а черным цветом фон.

Природе позитронной аномалии посвящено много работ. Есть попытки объяснения без привлечения новых источников позитронов, например, с по-

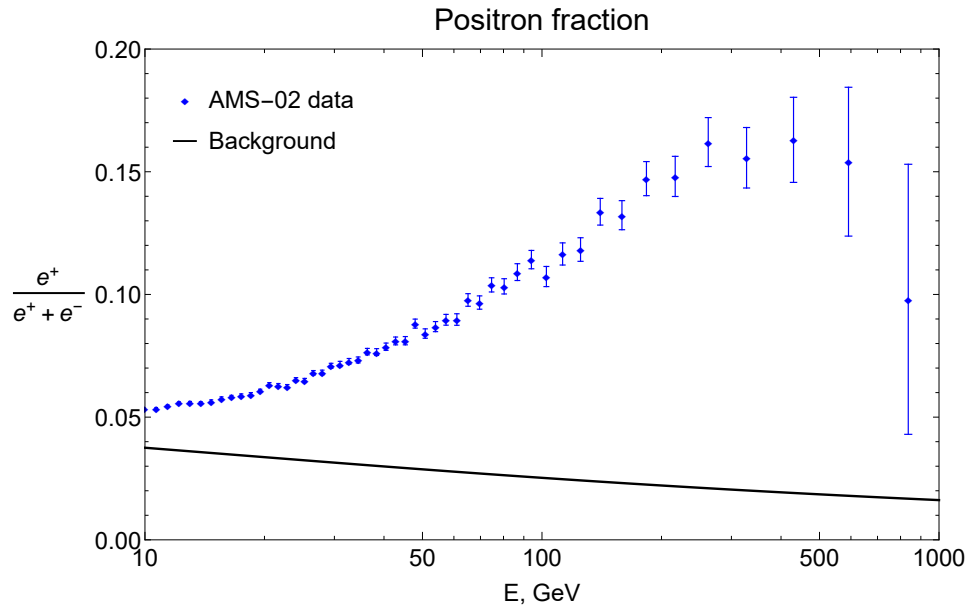


Рисунок 1: Спектр  $\frac{e^+}{e^+ + e^-}$ , построенный по данным AMS-02.

мощью изменения параметров распространения частиц в межзвездной среде или особой области с отличными от обычных свойствами, в которой находится Земля, образованной после взрыва сверхновой [27–29]. Однако более распространенными являются модели, предлагающие введение источников позитронов. Среди них – рождение позитронов во время вспышек сверхновых и, наиболее популярные из всех, модели с использованием пульсаров [30–33] и скрытой массы [30; 33–45].

Все вышеперечисленные модели имеют свои преимущества и недостатки, и на данный момент нет общепризнанного объяснения позитронной аномалии.

## 4 Модель

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. Простые модели гало нестабильной ТМ, описывающие рост доли позитронов в потоке электронов и позитронов в КЛ, приводят к перепроизводству гамма-излучения и противоречию с наблюдаемыми данными по IGRB.

В прошлых работах для разрешения данного противоречия использова-

лась модель «темного диска», позволяющая отсекаать области, не дающие вклад в потоки заряженных частиц, но производящие при этом гамма-излучение.

В данной работе мы хотим проверить, может ли концентрация ТМ в более сложную и характерную для барионной материи структуру — спиральные рукава — помочь в объяснении позитронной аномалии. Механизм образования таких структур является отдельной задачей, в этой работе их существование постулируется.

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

$$\rho(r, z) = \begin{cases} \rho_{0R} e^{-\frac{r}{R_c}} e^{-\frac{z}{z_c}}, & \text{диск,} \\ \rho_{0R} e^{-\frac{r}{R_c}} (e^{-\frac{z}{z_c}} + b e^{-\frac{z}{z_r}} (\sin^2(kr) - \sin^2(kr_\odot))), & \text{кольца} \end{cases}, \quad (1)$$

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<sup>3</sup> — константа, получаемая из условия  $\rho_{loc} \equiv \rho(r_\odot) = 0.4$  ГэВ/см<sup>3</sup>;

$b$  — параметр, отвечающий за добавочную плотность колец;

$k$  — параметр, отвечающий за ширину колец;

Вопрос о профиле плотности для модели спиральных рукавов рассмотрен отдельно в разделе 5.2.

На рисунке 2 представлены профили плотности для диска и колец, определяемые выражением 1. 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 нужного расположения Солнца в Галактике — между третьим и четвертым рукавом. Параметр  $b$  для примера взят равным 1.1, он отвечает за амплитуду графика.

В рамках данной модели мы предполагаем существование частиц скрытой массы, способных распадаться или аннигилировать по нескольким каналам

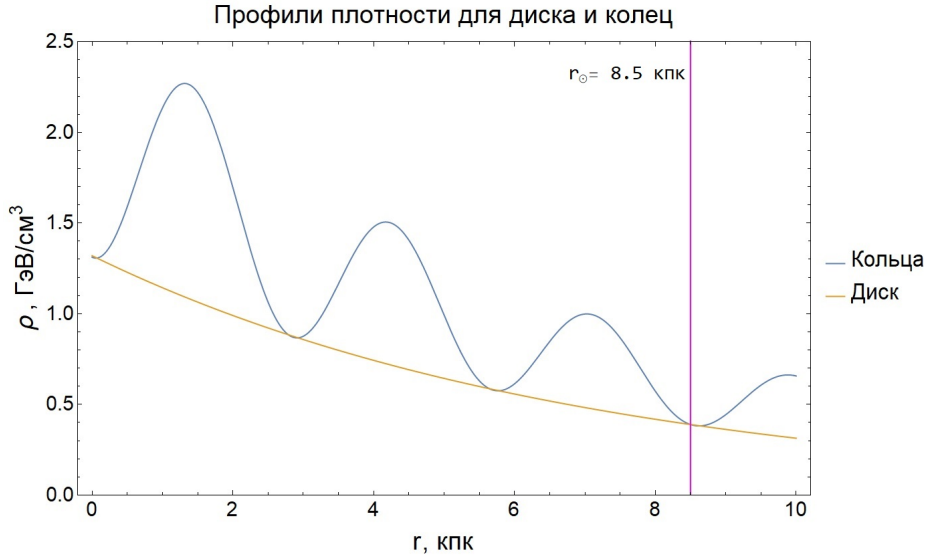


Рисунок 2: Профили плотности  $\rho(r)$  для диска и колец.

с образованием позитронов в конечном состоянии. Мы рассматриваем общий случай, не конкретизируя свойств начальных частиц, кроме их массы. Согласно нашим прошлым результатам, случай распада слабо отличается от случая аннигиляции частиц с вдвое меньшей массой, так что в дальнейшем мы будем рассматривать только случай аннигиляции по следующим каналам:

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

где  $X$  — частица ТМ,  $e, \mu, \tau$  — электрон (позитрон), мю- и тау-лептон соответственно.

Параметрами рассматриваемой модели, помимо отмеченных ранее  $k, b$  и полутолщин диска  $z_c$  и колец  $z_r$  являются масса частицы  $M_X$  и определяемые в процессе дальнейшего анализа усредненное по скоростям сечение  $\langle\sigma v\rangle$  и брэнчинги каналов  $Br_i (i = e, \mu, \tau; \sum Br_i = 1)$ .

В рамках такой модели 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 Гальпропа. 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:

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

где  $\frac{dN_\gamma^{e,\mu,\tau}}{dE_\gamma}$  — спектры гамма от одного акта аннигиляции, берутся из Пифии;

$Br^{e,\mu,\tau}$  — брэнчинги соответствующих спектрам каналов аннигиляции;

$\langle \sigma v \rangle$  — усредненное по скоростям сечение аннигиляции;

$\rho$  — плотность 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  $20^\circ$ , то потоки гамма от ТМ усредняются аналогично, а  $\Delta\Omega$  — угловой размер области неба, по которому идет усреднение.

Далее составляется параметризованное выражение для  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \frac{1}{d.o.f.} \left( \sum_{AMS} \frac{(\Delta\Phi_e)^2}{\sigma_e^2} + \sum_{Fermi} \frac{(\Delta\Phi_\gamma)^2}{\sigma_\gamma^2} \Theta(\Delta\Phi_\gamma) \right), \quad (3)$$

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

$\sigma$  — 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 нашей 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  $\chi^2$  подразумевается приведённый хи-квадрат  $\frac{\chi^2}{d.o.f.}$ .

Выражение (3) минимизируется с помощью встроенного функционала пакета Wolfram Mathematica. Результатом данной операции является найденное минимальное значение  $\chi^2$ , 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 [46].

## 5 Результаты

### 5.1 Применение модели концентрических колец к данным AMS-02

На рисунке 3 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.

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 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  $z_r$ .

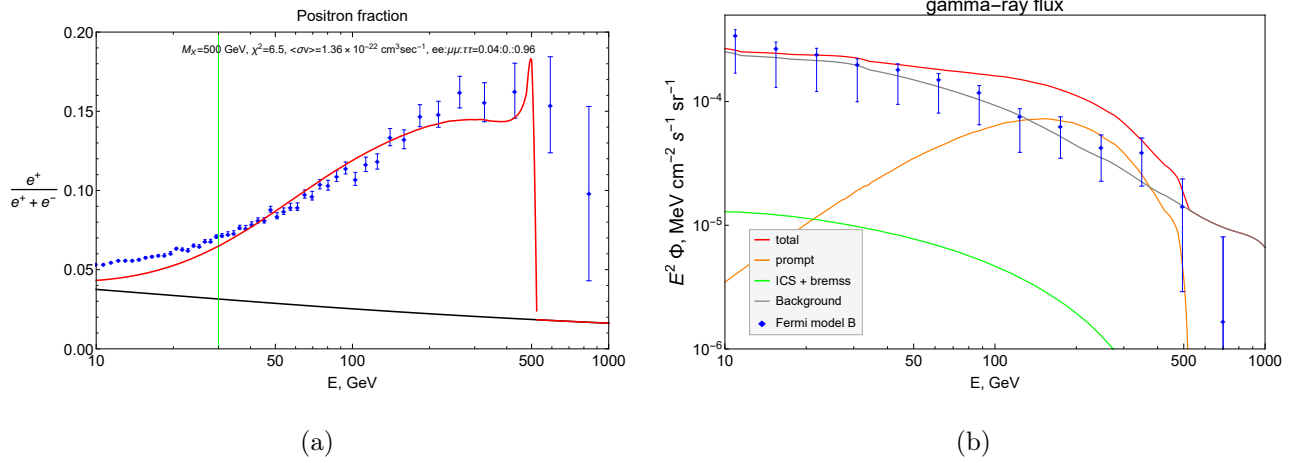


Рисунок 3: Доля позитронов  $\frac{e^+}{e^+ + e^-}$  в сравнении с данными AMS-02 (a) и суммарный поток диффузного гамма-излучения (красная кривая) в сравнении с данными Fermi-LAT по IGRB (b) с использованием модели колец.

### 5.1.1 Нахождение оптимальной ширины колец и добавочной плотности

Для поиска наилучшей комбинации параметров из первой группы было проведено исследование зависимости  $\chi^2$  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 4 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  $b = 1.1$ .

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 положительной. В ходе дальнейшего анализа параметр добавочной плотности

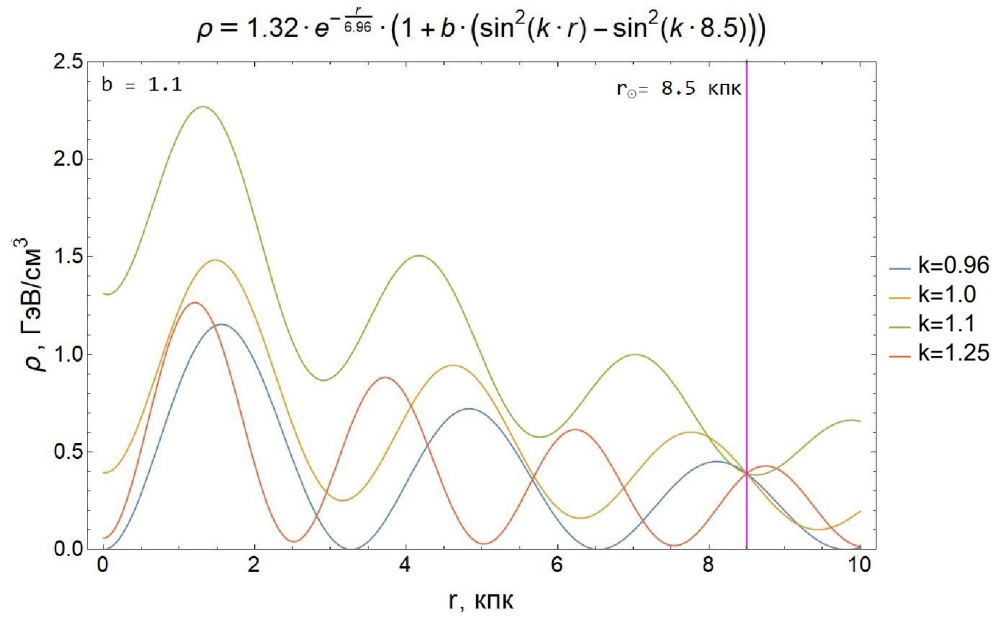


Рисунок 4: Профили плотности  $\rho(r)$  для колец различной ширины.

колец  $b$  варьировался в промежутке  $(0, b_{\max})$ .

На рисунке 5 представлены графики зависимостей  $\chi^2$  от добавочной плотности колец  $b$  при различных значениях ширины колец  $k$ . Легенда графика совпадает с легендой рисунка 4. Последняя точка каждой зависимости соответствует  $b_{\max}$ , а первая точка  $b = 0$  — случаю диска.

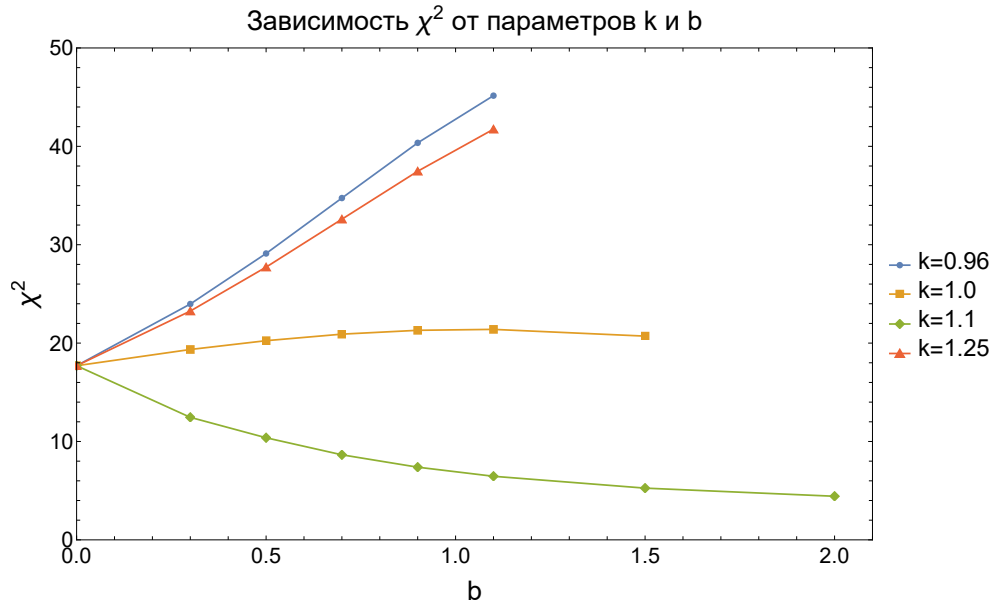


Рисунок 5: Зависимость  $\chi^2$  от ширины колец  $k$  и добавочной плотности  $b$ .

Как четко видно из графика, близкое к рукавам расположение Солнца ( $k = 0.96$  и  $k = 1.25$ ) только ухудшает общий  $\chi^2$ . В промежуточном случае

( $k = 1.0$ ) модель колец дает сопоставимые с моделью диска результаты. А при нахождении Солнца в минимуме  $\chi^2$  значительно уменьшается, так как это позволяет увеличить количество позитронов низких энергий при сохранении количества высокоэнергетических.

В таблице 1 представлены минимальные значения  $\chi^2$  для моделей диска и колец с различной шириной. Как можно заметить по таблице, модель колец с расположением Солнца в минимуме позволяет уменьшить  $\chi^2$  в 4 раза по сравнению с моделью диска.

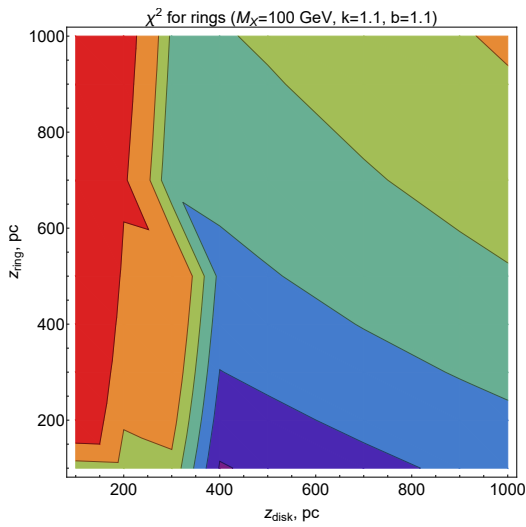
	Диск ( $b = 0$ )	Кольца			
		$k = 0.96$	$k = 1.0$	$k = 1.1$	$k = 1.25$
$\chi_{\min}^2$	17.7	24	19.3	4.4	23.3

Таблица 1: Минимальные значения  $\chi^2$  для моделей диска и колец с различной шириной.

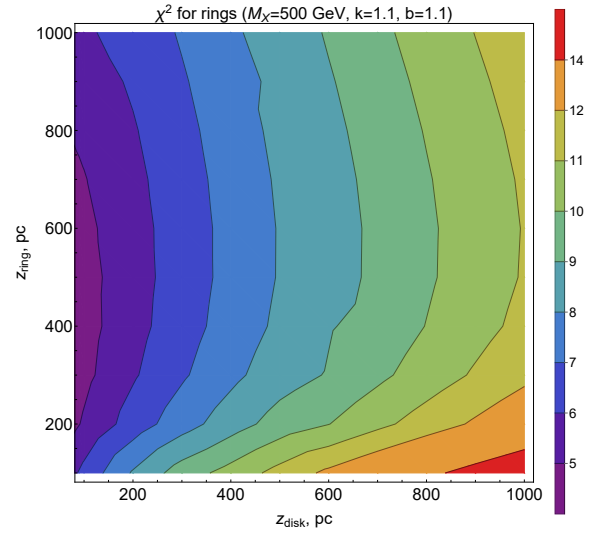
### 5.1.2 Поиск оптимальных значений массы начальной частицы и полутолщин диска и колец

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  $b = 1.1$ .

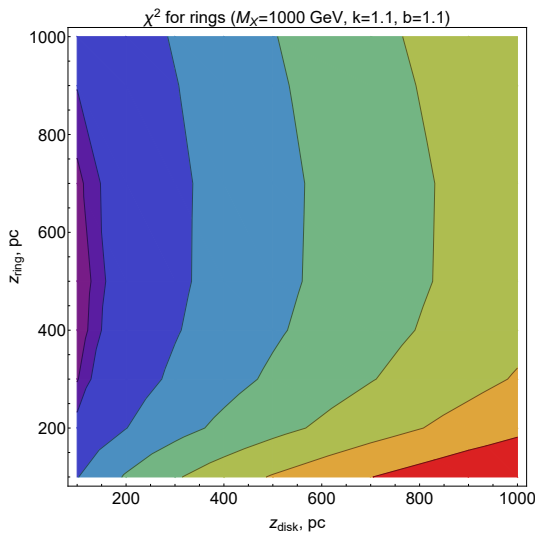
Из физических соображений наиболее интересными для нас являются значения массы начальной частицы около 1000 ГэВ, с помощью которых можно объяснить все экспериментальные точки AMS. В связи с наблюдаемой в предыдущих работах тенденцией, при которой при фитировании самые высокоэнергетические точки AMS пренебрегались 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.



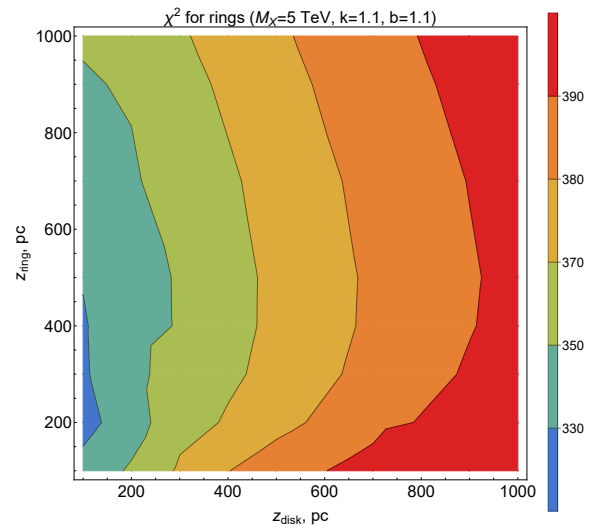
(a)



(b)



(c)



(d)

Рисунок 6: Контурные графики зависимости  $\chi^2$  от полутолщины диска и полутолщины колец при массе начальной частицы  $M_X = 100$  ГэВ (a),  $M_X = 500$  ГэВ (b),  $M_X = 1000$  ГэВ (c) и  $M_X = 5$  ТэВ (d)

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  $\chi^2$  от полутолщины диска и полутолщины колец. Результаты представлены на рисунке 6. 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.

В результате, для  $M_X = 100$  ГэВ наименьший  $\chi^2$  составил 72.96, для  $M_X = 500$  ГэВ  $\chi_{\min}^2 = 4.63$ , для  $M_X = 1000$  ГэВ  $\chi_{\min}^2 = 18.06$ , а для  $M_X = 5$  ТэВ  $\chi_{\min}^2 = 323.64$ .

Как можно заметить, на большинстве графиков наблюдается схожая тенденция — области минимума  $\chi^2$  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 7. Слева случай  $M_X = 500$  ГэВ, справа —  $M_X = 1000$  ГэВ.

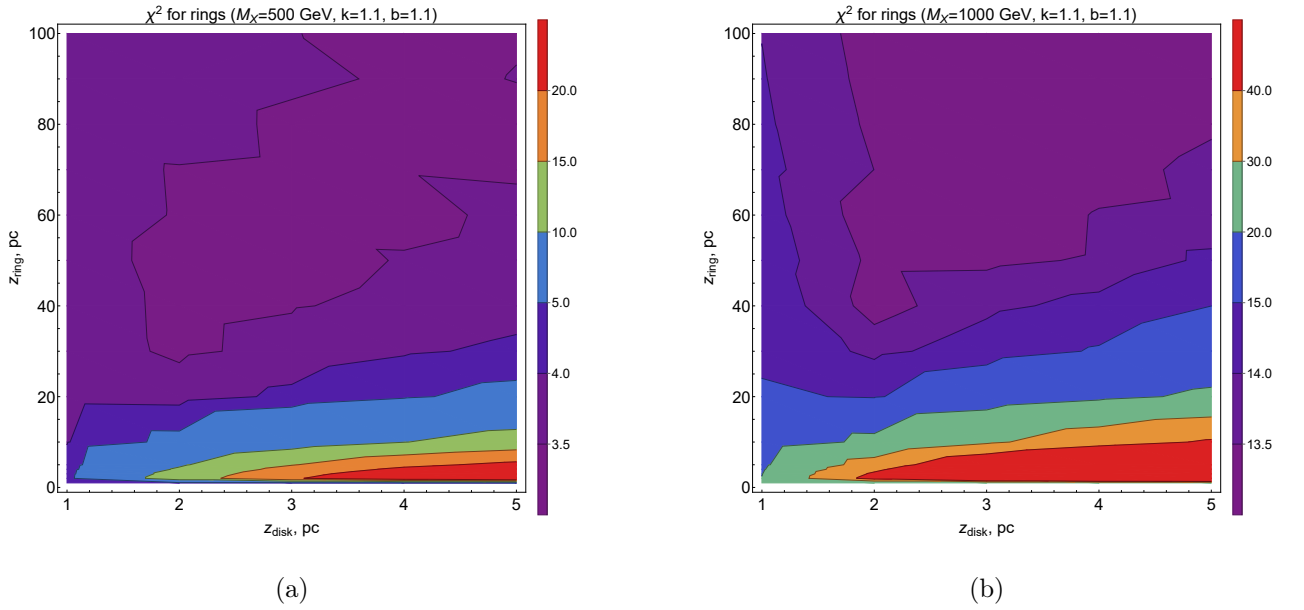


Рисунок 7: Контурные графики зависимостей  $\chi^2$  от полутолщины диска и полутолщины колец при массе начальной частицы  $M_X = 500$  ГэВ (a) и  $M_X = 1000$  ГэВ (b) для тонких дисков и колец.

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  $\chi^2 = 3.39$ , в то время как при  $M_X = 1000$  ГэВ  $\chi_{\min}^2 = 13.05$ .

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 8 приведен контурный график зависимости  $\chi^2$  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.

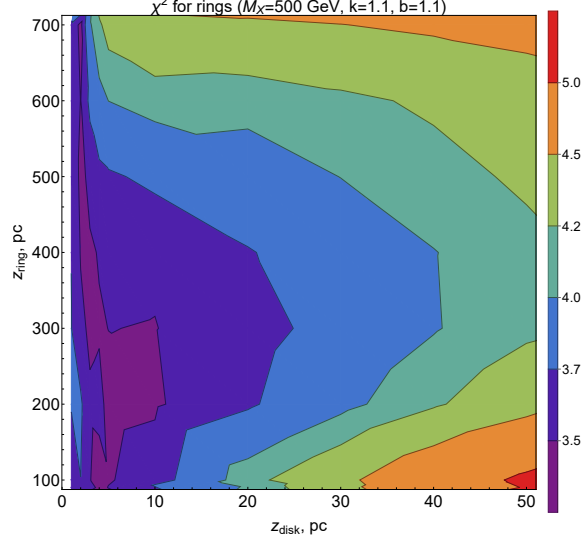


Рисунок 8: Контурный график зависимости приведенного  $\chi^2$  от полутолщины диска и полутолщины колец при массе начальной частицы  $M_X = 500$  ГэВ для полутолщин диска  $z_c = 1 \div 50$  пк и полутолщин колец  $z_r = 100 \div 1000$  пк.

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  $\chi^2$  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 границу диапазона масс была положена равной 250 ГэВ.

На рисунке 9 представлен график зависимости  $\chi^2$  от массы начальной частицы  $M_\chi$  в диапазоне от 250 до 1000 ГэВ при остальных фиксированных параметрах.

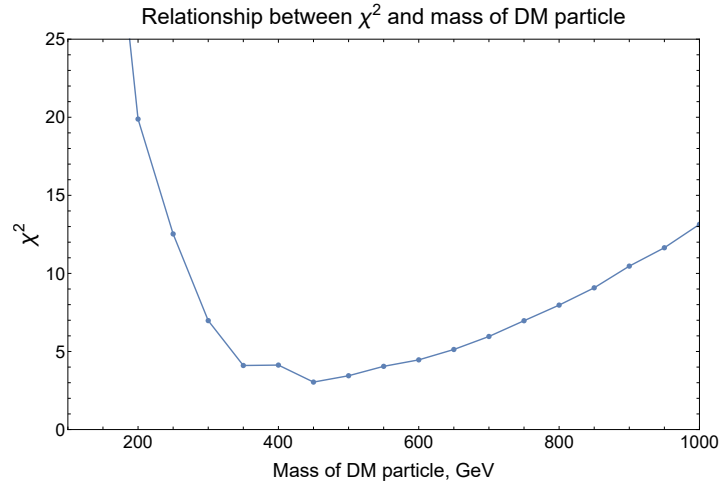


Рисунок 9: График зависимости приведенного  $\chi^2$  от массы начальной частицы  $M_\chi$ .

Полученная зависимость соответствует ожидаемой тенденции. Из графика видно, что минимальное значение  $\chi^2 = 3.0$  достигается при массе начальной частицы  $M_\chi = 450$  ГэВ.

В таблице 2 представлены значения минимальных  $\chi^2$  для различных моделей ТМ при лучших параметрах.

Модель	Гало	Тёмный диск	Концентрические кольца
$\chi_{min}^2$	203	18	3

Таблица 2: Наименьшие значения  $\chi^2$  для различных моделей ТМ.

Из таблицы четко видно, что модель тёмного диска обеспечивает намного лучшее качество одновременного описания данных по позитронам и гамма-излучению, чем модель гало. Однако, при текущей точности экспериментальных данных модели темного диска становится недостаточно для преодоления противоречия с гамма. Результаты, полученные в рамках модели колец, первого приближения модели спиральных рукавов, показывают, что данная модель может быть шагом к решению этой проблемы.



## 5.2 Профиль плотности модели спиральных рукавов

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 столкнуться с несколькими трудностями.

Определяющая весь процесс трудность 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, а для модели спиральных рукавов нужен надлежащий переход в 3D. Кроме того, способы задания профиля плотности в используемом ПО и его аналогах ограничены двумя вариантами:

- аналитическая функция  $\rho(x, y, z)$
- таблица значений  $\{x, y, z, \rho\}$

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

$$r(\varphi) = be^{k\varphi}, \quad (4)$$

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 10. Однако для расширения доступных конфигураций модели формируемый профиль плотности должен иметь возможность обобщения на большее число витков спирали.

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

$$\rho(r, \varphi, z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{|\vec{r} - r(\vec{\varphi})|}{R_c}\right) \exp\left(-\frac{|\vec{r}|}{r_0}\right), \quad (5)$$

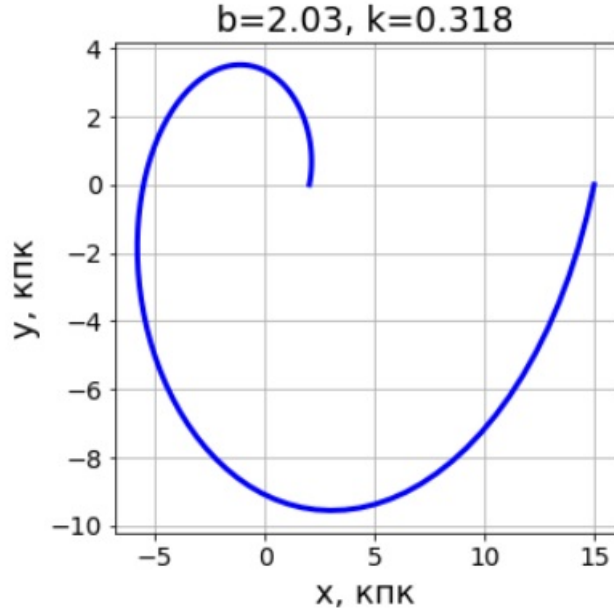


Рисунок 10: Форма спирали, взятой за основу профиля плотности модели спиральных рукавов.

где  $\rho_0$  — локальная плотность;  $R_c$  — толщина спирального рукава;  $r_0$  — фактор, определяющий степень затухания профиля плотности при отдалении от Галактического Центра.

Далее в выражении 5 совершался переход в декартовы координаты. Окончательное выражение:

$$\rho(x, y, z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{|\vec{r} - r(x, \vec{y}, z)|}{R_c}\right) \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r_0}\right) \quad (6)$$

Однако данная конфигурация не давала возможности описать полный оборот спирали. После нескольких попыток вывести более подходящую аналитическую формулу для профиля плотности было принято решение реализовать её в табличном виде.

Для избежания проблемы ограниченности доступных углов были введены две независимые угловые координаты. Одна ( $\varphi$ ) на плоскости x-y и изменяющаяся в пределах  $[0, 2\pi]$ , другая ( $\theta$ ), отсчитываемая вдоль спирали и изменяющаяся 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 представля-

ется в виде:

$$\rho_{\text{spiral}}(x, y, z) = \int_0^{2\pi n} \rho_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{(x - r(\theta)\cos(\theta))^2 + (y - r(\theta)\sin(\theta))^2 + z^2}}{R_c}\right) d\theta, \quad (7)$$

где  $n$  — количество витков спирали.

На рисунке 11 представлены полученные с помощью выражения 7 на сетке в  $101 \times 101$  точку графики профиля плотности в осях  $(x, y, \rho)$  с разным количеством витков спирали. Неровность контуров поверхностей связана с несовершенствами алгоритма интерполяции в Wolfram Mathematica.

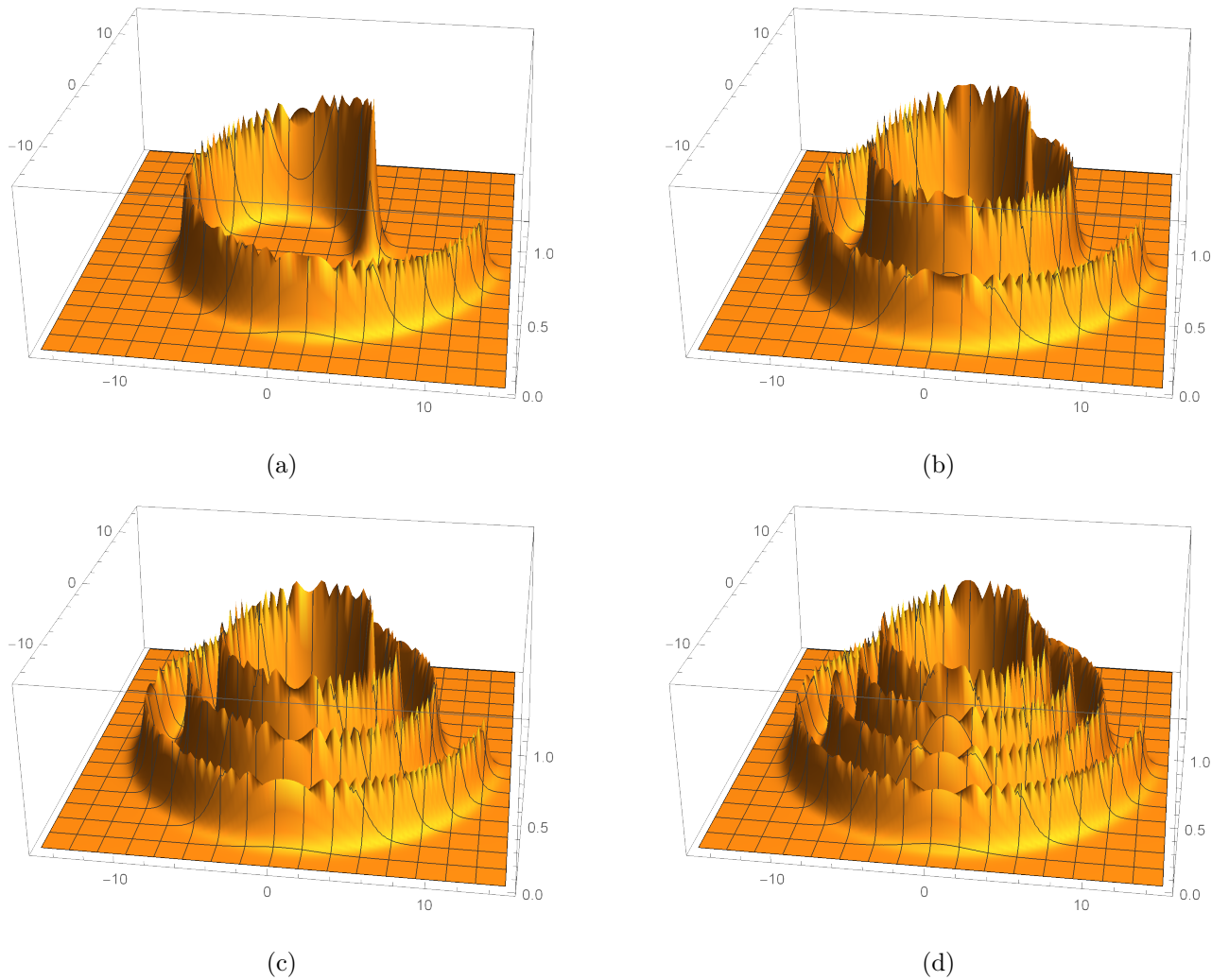


Рисунок 11: Графики профиля плотности спирали с одним витком (a), двумя (b), тремя (c) и четырьмя (d).

Следующим этапом работы станет интеграция полученных табличных значений профиля плотности в Galprop и анализ возможности объяснения позитронной аномалии с помощью рассматриваемой модели.

## 6 Заключение

В данной работе был проведен анализ возможности описания данных эксперимента AMS-02 с помощью первого приближения модели спиральных рукавов — ТМ, распределенной в виде концентрических колец, без явного противоречия с данными Fermi-LAT по IGRB.

Было показано, что модель концентрических колец позволяет добиться в несколько раз лучшего качества одновременного описания данных по позитронам и гамма-излучению, чем модель тёмного диска (качество которой, в свою очередь, в разы превышает качество простой модели гало ТМ).

Были найдены лучшие параметры модели: ширина колец  $k = 1.1$ ; добавочная плотность  $b = 1.1$ ; полутолщина колец  $z_r = 30 \div 700$  пк; полутолщина диска  $z_c = 2 \div 12$  пк; масса начальной частицы ТМ  $M_X = 450$  ГэВ. Применение модели с такими параметрами к данным AMS-02 и Fermi-LAT позволило достичь значения  $\chi^2 = 3.0$ .

Также был сделан первый шаг к переходу от приближения к модели спиральных рукавов, который заключался в задании необходимого профиля плотности. В дальнейшей работе планируется интегрировать данный профиль в используемое ПО и применить модель спиральных рукавов к данным AMS-02 по позитронам.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Petraki K., Postma M., de Vries J.* Radiative bound-state-formation cross-sections for dark matter interacting via a Yukawa potential // *Journal of High Energy Physics*. — 2017. — Vol. 4. — P. 77.
2. *Spethmann C.* [et al.]. Simulations of Galaxy Cluster Collisions with a Dark Plasma Component // *ArXiv e-prints*. — 2016. — Mar. — arXiv: [1603.07324](https://arxiv.org/abs/1603.07324).
3. *Heikinheimo M.* [et al.]. Dark matter self-interactions via collisionless shocks in cluster mergers // *Physics Letters B*. — 2015. — Vol. 749. — P. 236–241. — ISSN 0370-2693.
4. *Mavromatos N. E.* [et al.]. Self-interacting dark matter // *International Journal of Modern Physics D*. — 2017. — Vol. 26, no. 03. — P. 1730007. — eprint: <http://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/S0218271817300075>.
5. *Carr B., Kühnel F., Sandstad M.* Primordial black holes as dark matter // *Phys. Rev. D*. — 2016. — Vol. 94, issue 8. — P. 083504.
6. *Kawasaki M.* [et al.]. Primordial black holes as dark matter in supergravity inflation models // *Phys. Rev. D*. — 2016. — Oct. — Vol. 94, issue 8. — P. 083523.
7. *Grobov A. V., Rubin S. G., Shalamova V. Y.* Black Component of Dark Matter // *Advances in High Energy Physics*. —. — Vol. 2014. — P. 6.
8. *Belotsky K. M., Kirillov A. A.* Primordial black holes with mass  $10^{16} - 10^{17}$  g and reionization of the Universe // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2015. — Vol. 2015, no. 01. — P. 041.
9. *Belotsky K. M., Kirillov A. A., Rubin S. G.* Primordial black holes and the observable features of the universe // *International Journal of Modern Physics D*. — 2015. — Vol. 24, no. 13. — P. 1545005. — eprint: <http://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/S0218271815450054>.

10. *Randall L., Scholtz J.* Dissipative dark matter and the Andromeda plane of satellites // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2015. — Vol. 2015, no. 09. — P. 057.
11. *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 \[astro-ph.HE\]](#).
12. *Alekseev V. V.* [et al.]. High-energy cosmic antiparticle excess vs. isotropic gamma-ray background problem in decaying dark matter Universe // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012023.
13. *Alekseev V. V.* [et al.]. On a possible solution to gamma-ray overabundance arising in dark matter explanation of cosmic antiparticle excess // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012026.
14. *Grobov A.* [et al.]. Soliton Dark Matter // *Physics Procedia*. — 2015. — Vol. 74. — P. 28–31. — ISSN 1875-3892. — Fundamental Research in Particle Physics and Cosmophysics.
15. *Adriani O.* [et al.]. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV // *Nature*. — 2009. — Vol. 458.
16. *Ackermann M.* [et al.]. Dark matter constraints from observations of 25 Milky Way satellite galaxies with the Fermi Large Area Telescope // *Phys. Rev. D*. — 2014. — Feb. — Vol. 89, issue 4. — P. 042001.
17. *Ackermann M.* [et al.]. The Spectrum of Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission between 100 MeV and 820 GeV // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 799, no. 1. — P. 86.
18. *Laletin M.* A no-go theorem for the dark matter interpretation of the positron anomaly // *ArXiv e-prints*. — 2016. — July. — arXiv: [1607.02047 \[astro-ph.HE\]](#).
19. *Cirelli M.* [et al.]. Gamma ray constraints on Decaying Dark Matter // *Phys. Rev.* — 2012. — Vol. D86. — P. 083506. — arXiv: [1205.5283 \[astro-ph.CO\]](#).

20. *Ando S., Ishiwata K.* Constraints on decaying dark matter from the extragalactic gamma-ray background // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2015. — Vol. 2015, no. 05. — P. 024.
21. *Liu W.* [et al.]. Constraints on dark matter annihilation and decay from the isotropic gamma-ray background // Chinese Physics C. — 2017. — Apr. — Vol. 41, no. 4. — P. 045104. — arXiv: [1602.01012](https://arxiv.org/abs/1602.01012).
22. GALPROP ( ). — The GALPROP code for cosmic-ray transport and diffuse emission production.
23. *Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P.* PYTHIA 6.4 physics and manual // Journal of High Energy Physics. — 2006. — May. — Vol. 5. — P. 026. — eprint: [hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175).
24. *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. — Apr. — Vol. 110, issue 14. — P. 141102.
25. *Adriani O.* [et al.]. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV // Nature. — 2009. — Vol. 458. — P. 607–609. — arXiv: [0810.4995](https://arxiv.org/abs/0810.4995) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/0810.4995)].
26. *Aguilar M.* [et al.]. Towards Understanding the Origin of Cosmic-Ray Electrons // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Mar. — Vol. 122, no. 10. — P. 101101.
27. *Mertsch P., Sarkar S.* AMS-02 data confront acceleration of cosmic ray secondaries in nearby sources // Phys. Rev. D. — 2014. — Sept. — Vol. 90, issue 6. — P. 061301.
28. *Kohri K.* [et al.]. Can we explain AMS-02 antiproton and positron excesses simultaneously by nearby supernovae without pulsars or dark matter? // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2016. — Vol. 2016, no. 2. — 021E01. — eprint: [/oup/backfile/content\\_public/journal/ptep/2016/2/10.1093\\_ptep\\_ptv193/4/ptv193.pdf](https://oup/backfile/content_public/journal/ptep/2016/2/10.1093_ptep_ptv193/4/ptv193.pdf).

29. *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 \[astro-ph.HE\]](#).
30. *Wang B.* [et al.]. Explanations of the DAMPE high energy electron/positron spectrum in the dark matter annihilation and pulsar scenarios // *Sci. China Phys. Mech. Astron.* — 2018. — Vol. 61, no. 10. — P. 101004.
31. *Hooper D.* [et al.]. HAWC Observations Strongly Favor Pulsar Interpretations of the Cosmic-Ray Positron Excess // *Phys. Rev.* — 2017. — Vol. D96, no. 10. — P. 103013. — arXiv: [1702.08436 \[astro-ph.HE\]](#).
32. *Profumo S.* [et al.]. 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 // *Phys. Rev.* — 2018. — Vol. D97, no. 12. — P. 123008. — arXiv: [1803.09731 \[astro-ph.HE\]](#).
33. *Wang B.-B.* [et al.]. Explanations of the DAMPE high energy electron/positron spectrum in the dark matter annihilation and pulsar scenarios. — 2017. — arXiv: [1707.05664 \[astro-ph.HE\]](#).
34. *Xiang Q.-F.* [et al.]. A dark matter model that reconciles tensions between the cosmic-ray  $e^\pm$  excess and the gamma-ray and CMB constraints // *Phys. Lett.* — 2017. — Vol. B773. — P. 448–454. — arXiv: [1707.09313 \[astro-ph.HE\]](#).
35. *Yang F., Su M., Zhao Y.* Dark Matter Annihilation from Nearby Ultra-compact Micro Halos to Explain the Tentative Excess at 1.4 TeV in DAMPE data. — 2017. — arXiv: [1712.01724 \[astro-ph.HE\]](#).
36. *Kopp J.* Constraints on dark matter annihilation from AMS-02 results // *Phys. Rev.* — 2013. — Vol. D88. — P. 076013. — arXiv: [1304.1184 \[hep-ph\]](#).
37. *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 \[hep-ph\]](#).



38. *Chen C.-H., Chiang C.-W., Nomura T.* Explaining the DAMPE  $e^+e^-$  excess using the Higgs triplet model with a vector dark matter // Phys. Rev. — 2018. — Vol. D97, no. 6. — P. 061302. — arXiv: [1712.00793 \[hep-ph\]](#).
39. *Li T., Okada N., Shafi Q.* Scalar dark matter, Type II Seesaw and the DAMPE cosmic ray  $e^+ + e^-$  excess // Phys. Lett. — 2018. — Vol. B779. — P. 130–135. — arXiv: [1712.00869 \[hep-ph\]](#).
40. *Cao J. [et al.].* Scalar dark matter explanation of the DAMPE data in the minimal Left-Right symmetric model // Phys. Rev. — 2018. — Vol. D97, no. 6. — P. 063016. — arXiv: [1712.05351 \[hep-ph\]](#).
41. *Gao Y., Ma Y.-Z.* Implications of dark matter cascade decay from DAMPE, HESS, Fermi-LAT and AMS02 data. — 2017. — arXiv: [1712.00370 \[astro-ph.HE\]](#).
42. *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. — 2018. — Vol. D98, no. 5. — P. 055002. — arXiv: [1804.09835 \[hep-ph\]](#).
43. *Liu X., Liu Z., Su Y.* Two-mediator dark matter models and cosmic electron excess. — 2019. — arXiv: [1902.04916 \[hep-ph\]](#).
44. *Feng L. [et al.].* Interpretation of the cosmic ray positron and electron excesses with an annihilation-decay dark matter scenario. — 2019. — arXiv: [1902.09235 \[hep-ph\]](#).
45. *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 \[hep-ph\]](#).
46. *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 \[hep-ph\]](#).