

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»

УДК 524.1

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
МОДЕЛЬ «ТЁМНОГО ДИСКА» В СВЕТЕ ЭКСПЕРИМЕНТА
DAMPE**

Студент	_____ М. А. Рахимова
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доц.	_____ К. М. Белоцкий
Научный консультант, инж.	_____ М. Л. Соловьёв

Москва 2021

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

МОДЕЛЬ «ТЁМНОГО ДИСКА» В СВЕТЕ ЭКСПЕРИМЕНТА
DAMPE

Студент	_____ М. А. Рахимова
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доц.	_____ 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

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1 Описание используемых вычислительных средств	6
2 Модель «тёмного диска» аннигилирующей скрытой массы	7
3 Сравнение энергетических спектров частиц для моделей гало и «тёмного диска»	11
4 Зависимость значения хи-квадрата от полутолщины диска и массы начальной частицы ТМ	14
4.1 Получение контурных графиков зависимости χ^2 от полутолщины диска и массы начальной частицы ТМ	14
4.2 Модернизация технических средств	16
5 Сравнение случая аннигиляции и распада частицы ТМ	20
5.1 Модификация модели	20
5.2 Результаты	22
6 Добавление кварковой моды аннигиляции частицы ТМ	26
6.1 Модификация модели	26
6.2 Результаты	28
7 Одновременное описание результатов различных экспериментов по КЛ в рамках единой модели ТМ	34
7.1 Постановка задачи	34
7.2 Возникшие проблемы	35
7.2.1 Поиск подходящего фона	35
7.2.2 Расхождение данных различных экспериментов по КЛ	36

8 Заключение	38
Список использованных источников	39

ВВЕДЕНИЕ

За последнее десятилетие 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]; «узкий пик» и «широкий избыток» электронов и позитронов, отмечаемые в результатах недавнего эксперимента DAMPE [3; 4]; возможный избыток антипротонов, обнаруженный AMS-02 [5] — одни из наиболее известных. Объяснению данных явлений посвящено большое количество работ, развивающих различные модели, но общепринятого решения на данный момент нет.

Наиболее ярким примером таких моделей являются модели с использованием скрытой массы (ТМ). Так как состав и природа ТМ на сегодняшний день неизвестна, можно сделать предположение о возможности распада или аннигиляции частиц ТМ с образованием частиц Стандартной Модели (СМ) в конечном состоянии, что может помочь в объяснении избытка частиц в КЛ.

Главной альтернативой использованию ТМ 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].

Однако модели распадающейся или аннигилирующей ТМ также не обходятся без ограничений. Ярким примером являются ограничения, накладываемые наблюдаемыми данными по гамма-излучению, например, данными по изотропному фону гамма-излучения (IGRB) и гамма-излучению из Галактического Центра (ГЦ). Фотоны неизбежно генерируются в процессах распада или аннигиляции частиц ТМ и распространения заряженных частиц сквозь межзвёздную среду. Было показано [9–11], что простые модели гало нестабильной ТМ, описывающие избыток в потоках электро-

нов и позитронов в КЛ, приводят к перепроизводству гамма-излучения и противоречию с наблюдаемыми данными по IGRB, предоставляемыми Fermi-LAT [12].

Для разрешения данного противоречия на кафедре была разработана так называемая модель «тёмного диска» [10; 13], 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.

В данной работе рассматривается возможность применения модели «тёмного диска» для описания избытка электронов и позитронов, отмечаемого в результатах эксперимента DAMPE, а также избытка антипротонов, наблюдаемого в результатах AMS-02, избегая при этом противоречия с наблюдаемыми данными по гамма-излучению. Также в рамках рассматриваемой модели проводится сравнение случаев аннигиляции и распада частиц ТМ.

1. ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СРЕДСТВ

В данной работе для расчета эффектов распространения заряженных частиц — продуктов аннигиляции/распада частиц ТМ в Галактике используется программа GALPROP [14]. GALPROP — это программа с открытым исходным кодом, предназначенная для моделирования распространения релятивистских заряженных частиц и образующегося при этом диффузного излучения.

Программа численно решает уравнение переноса, описывающее распространение КЛ 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 можно получить плотность и соответствующий поток частиц в любой точке Галактики для любого значения энергии. Для данной работы интерес представляют 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 частиц в одном акте аннигиляции/распада. Для их получения используется Монте-Карло генератор Pythia [15].

2. МОДЕЛЬ «ТЁМНОГО ДИСКА» АННИГИЛИРУЮЩЕЙ СКРЫТОЙ МАССЫ

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.

Механизм образования подобного диска является отдельной задачей, в данной работе его существование постулируется. Однако, существуют работы, предсказывающие формирование диска ТМ [16–18], причем даже в случае стабильной ТМ.

Мы рассматриваем общий случай, не конкретизируя свойств частиц ТМ, кроме их массы и способности аннигилировать по трём лептонным каналам:

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

где X — частица ТМ;

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

Параметрами рассматриваемой модели, помимо массы частицы ТМ M_X и полутолщины диска z_c , являются определяемые в процессе дальнейшего анализа брэнчинги каналов $Br_i (i = e, \mu, \tau; \sum Br_i = 1)$ и скорость аннигиляции, определяющаяся следующим образом:

$$j(\vec{s}) = \frac{\langle \sigma v \rangle}{4M_X^2} \cdot \rho^2(\vec{s}), \quad (1)$$

где $\langle \sigma v \rangle$ — усредненное по скорости сечение аннигиляции;
 $\rho(\vec{s})$ — плотность ТМ в заданной точке \vec{s} в Галактике.

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 (bremss). Спектры вторичного гамма-излучения, а также спектры электронов и позитронов вблизи Земли рассчитываются с помощью программы GALPROP. С помощью сечения и брэнчингов из спектров e^+e^- вблизи Земли составляется параметризованное выражение для потока e^+e^- .

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

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

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

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

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, а $\Delta\Omega$ — угловой размер области неба, по которому идет усреднение.

В данной работе было рассмотрено два профиля плотности ГМ:

1) профиль Рида [19]:

$$\rho(r, z) = \rho_{0R} e^{-\frac{r}{R_c}} e^{-\frac{z}{z_c}}, \quad (3)$$

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.

2) профиль Наварро-Фрэнк-Уайта (NFW)[20] с обрезанием по оси z :

$$\rho(r, z) = \begin{cases} \frac{\rho_{0N}}{\left(\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)\right)^2}, & z \leq z_c, \\ 0, & z > z_c \end{cases}, \quad (4)$$

где $\rho_{0N} = 0.25$ ГэВ/см³;

$R_s = 24$ кпк.

Далее составляется параметризованное выражение для χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{d.o.f.} \left(\sum_{DAMPE} \frac{(\Delta\Phi_e)^2}{\sigma_e^2} + \sum_{Fermi} \frac{(\Delta\Phi_\gamma)^2}{\sigma_\gamma^2} \Theta(\Delta\Phi_\gamma) \right), \quad (5)$$

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 DAMPE [21] — потоку e^+e^- .

Вторая сумма соответствует данным Fermi-LAT по IGRB (модель В) [12]. 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 χ^2 подразумевается приведён-

ный хи-квадрат $\frac{\chi^2}{d.o.f.}$.

Выражение 5 минимизируется с помощью встроенного функционала мат-пакета Wolfram Mathematica. Результатом данной операции является найденное минимальное значение χ^2 , а также значения параметров $\{\langle\sigma v\rangle, Br_e, Br_\mu, Br_\tau\}$, при которых оно достигается.

Анализ проводится по двум алгоритмам: фитирование только данных по потокам электронов и позитронов и одновременное фитирование этих данных с данными IGRB. В первом случае, называемом нами «е-фит», минимизируется χ_e^2 — вклад электронов и позитронов в хи-квадрат, а затем, при найденных параметрах, вычисляется общий χ^2 с учетом вклада от гамма-излучения. Во втором случае минимизируется сразу общий χ^2 .

Основные результаты были получены с помощью второго алгоритма анализа, называемого нами комбинированным фитом. Однако «е-фит» также является довольно показательным. Существуют работы, в которых объяснение избытка заряженных частиц в космических лучах производится без учёта гамма-излучения. Полученные с помощью «е-фита» результаты показывают, что последующий учет гамма-излучения приводит к значительным противоречиям с наблюдаемыми данными по IGRB.

В качестве фона электронов и позитронов был взят более близкий к данным DAMPE фон из статьи [22], являющийся наиболее удачной моделью фона на основе различных данных о КЛ.

Так как выбранный фон совпадает с измерениями на энергиях порядка 2 ТэВ и выше, для анализа используются данные по потоку e^+e^- в области энергий от 20 ГэВ до 1.6 ТэВ.

3. СРАВНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ЧАСТИЦ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ГАЛО И «ТЁМНОГО ДИСКА»

В данной главе в качестве массы начальной частицы ТМ было взято значение $M_X = 1800$ ГэВ, а в качестве полутолщины диска — $z_c = 0.4$ кпк, аналогично оптимальному значению для модели гало нестабильной ТМ. Анализ проводился для профиля плотности Риды.

На рисунке 1 представлены полученные энергетические спектры частиц для модели «тёмного диска». Левые представляют собой зависимость умноженного на куб энергии потока электронов и позитронов от энергии, правые — умноженного на квадрат энергии потока гамма-излучения от энергии.

На спектрах позитронов и электронов черным цветом обозначен фон, красным — предсказание модели (сигнал плюс фон). На спектрах гамма-излучения серым цветом обозначен фон — вклад от неразрешенных источников, оранжевым — первичное гамма-излучение от процесса аннигиляции, зеленым — вторичное, красным — сумма всех компонент.

На рисунке 2 представлены графики тех же самых зависимостей, но полученные с применением модели гало нестабильной ТМ, взятые из работы [9].

Как чётко видно из графиков, применение модели «тёмного диска» помогает избежать такого сильного превышения гамма-излучения над наблюдениями при описании потока электронов и позитронов, как в случае гало.

В таблице 1 представлены полученные значения χ^2 и вклада электронов и позитронов в хи-квадрат (χ_e^2) для различных моделей ТМ и алгоритмов анализа. Заметно, что в случае «е-фита» модель «тёмного диска» позволяет добиться сравнимой с моделью гало точности описания потока e^+e^- , а в случае комбинированного фита — лучшей точности, давая при этом меньшее противоречие с IGRB.

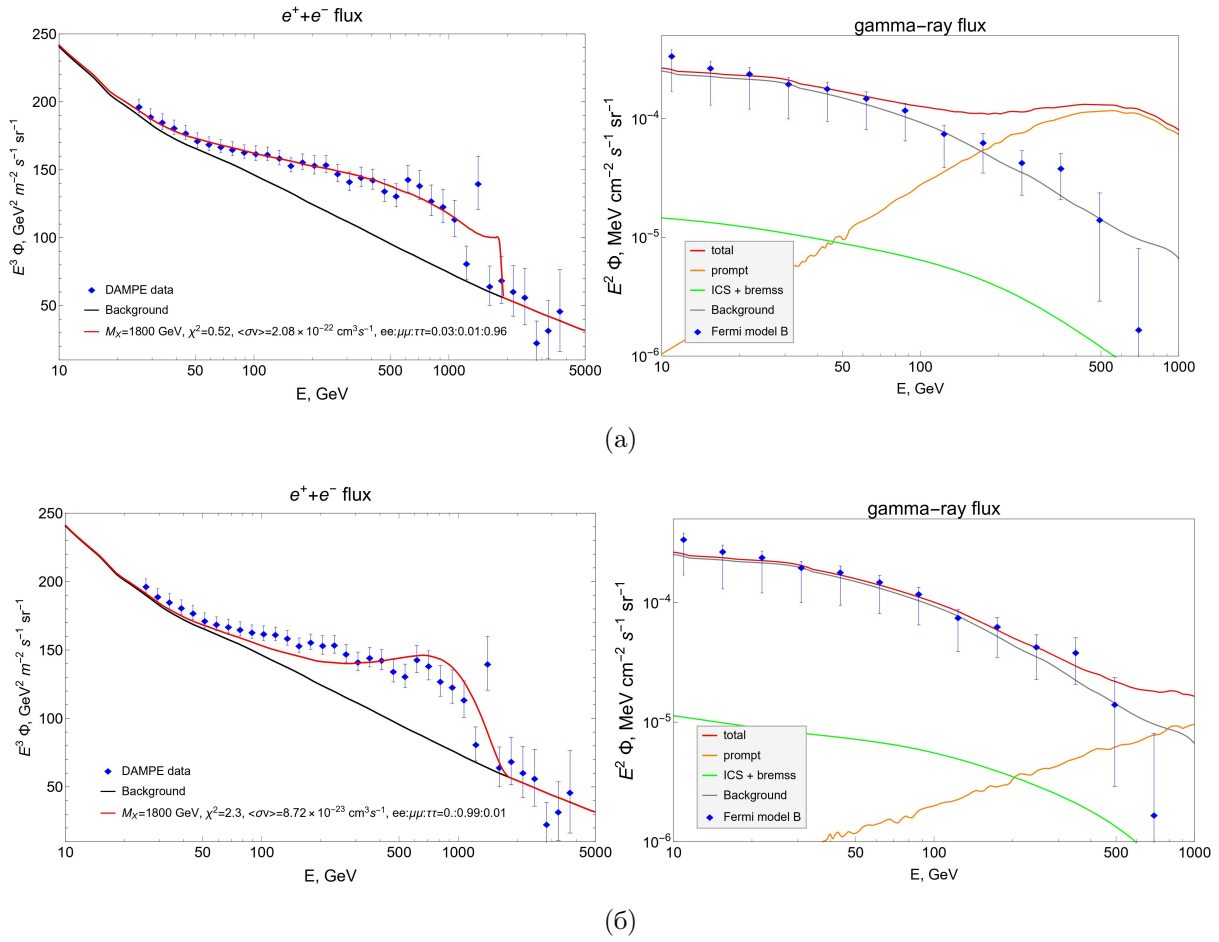
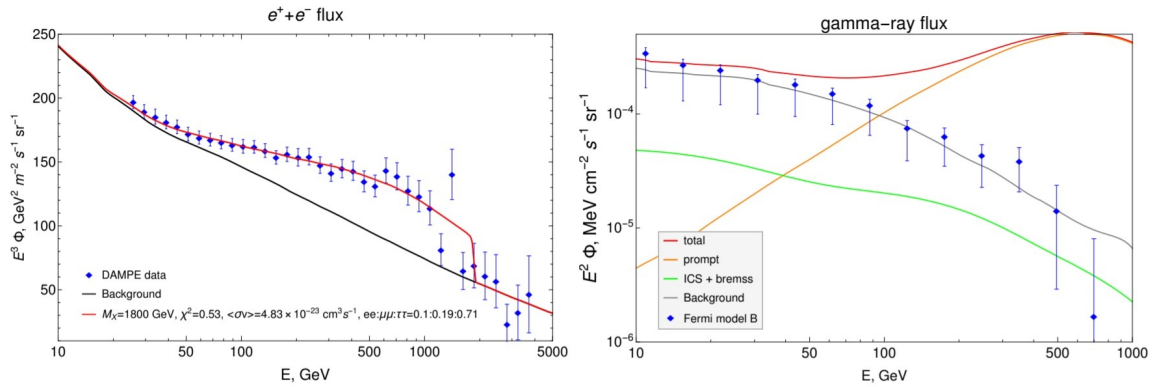


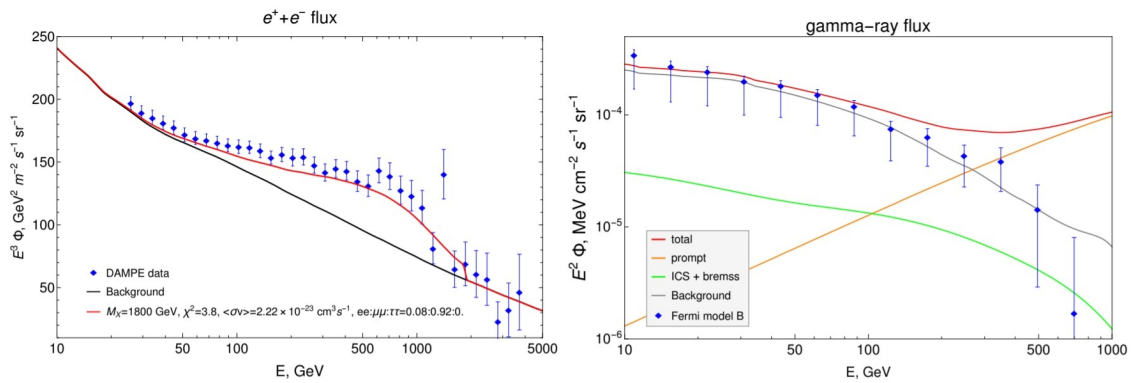
Рисунок 1 — Модель «тёмного диска» с использованием профиля плотности Рида в случае «е-фита» (а) и в случае комбинированного фита (б). Левые графики: поток e^+e^- в сравнении с данными DAMPE. Правые графики: суммарный поток диффузного гамма-излучения (красная кривая) в сравнении с данными Fermi-LAT по IGRB.

Фит Модель	Гало	Диск
«е-фит»	203 (0.5)	17.9 (0.5)
комбинированный фит	3.8 (2.1)	1.5 (1.2)

Таблица 1 — Значения χ^2 для различных моделей ТМ и алгоритмов анализа. В скобках даны соответствующие значения χ_e^2 .



(a)



(б)

Рисунок 2 — Модель гало нестабильной ТМ в случае «е-фита» (а) и в случае комбинированного фита (б). Левые графики: поток e^+e^- в сравнении с данными DAMPE. Правые графики: суммарный поток диффузного гамма-излучения (красная кривая) в сравнении с данными Fermi-LAT по IGRB.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ЗНАЧЕНИЯ ХИ-КВАДРАТА ОТ ПОЛУТОЛЩИНЫ ДИСКА И МАССЫ НАЧАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ ТМ

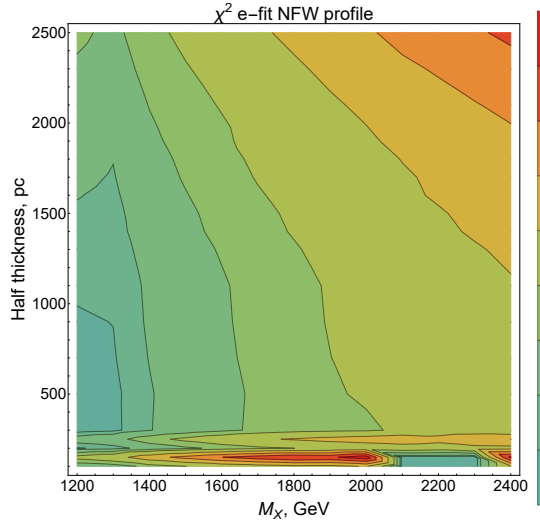
4.1. ПОЛУЧЕНИЕ КОНТУРНЫХ ГРАФИКОВ ЗАВИСИМОСТИ χ^2 ОТ ПОЛУТОЛЩИНЫ ДИСКА И МАССЫ НАЧАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ ТМ

Следующим этапом работы стало расширение анализа, включающее в себя рассмотрение начальных частиц разных масс, а также различные значения полутолщины диска. Кроме того, было рассмотрено два профиля плотности: профиль NFW и профиль Рида.

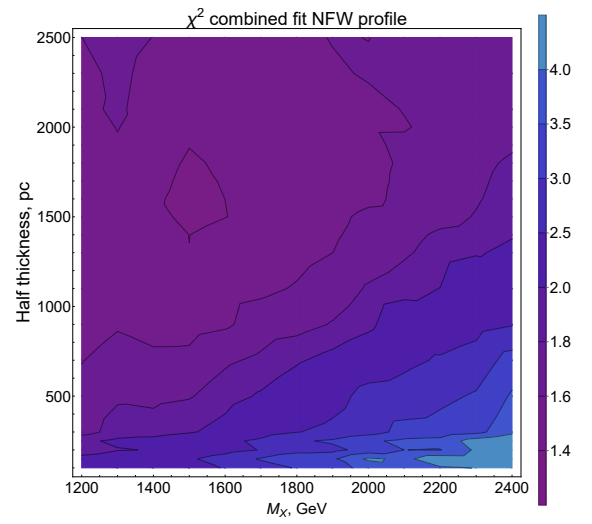
На рисунке 3 представлены контурные графики зависимостей χ^2 от полутолщины диска и массы начальной частицы для профиля NFW. Слева случай «е-фита», справа — комбинированного фита. По оси ординат отложены значения полутолщины диска в пределах от 100 до 2500 пк, а по оси абсцисс — значения массы начальной частицы в пределах от 1200 до 2400 ГэВ.

Как видно из графиков, наименьшее значение $\chi^2 = 1.4$ в случае комбинированного фита достигается при массе начальной частицы 1500 ГэВ и в области полутолщин 1400 ÷ 1900 пк.

В случае «е-фита» минимальный $\chi^2 = 6.9$ достигается при массе начальной частицы 1200 ГэВ и в области полутолщин 300 ÷ 1000 пк. Также стоит обратить внимание на «провал» при массе 2200 ГэВ и полутолщине 100 пк. Это довольно специфичная область, которая изначально может показаться оптимальной за счет маленького значения хи-квадрат. Однако здесь хи-квадрат практически полностью обусловлен плохим описанием



(a)

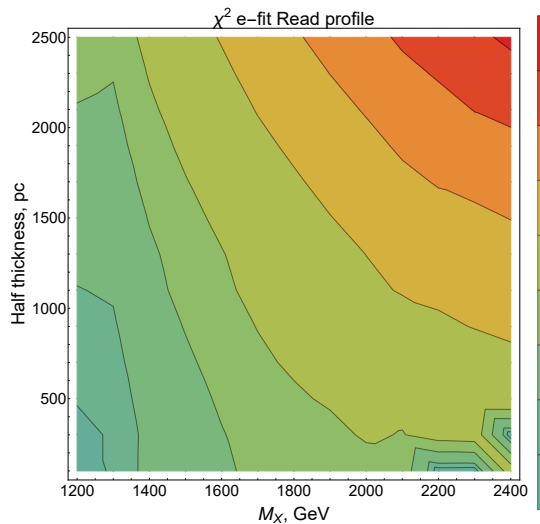


(б)

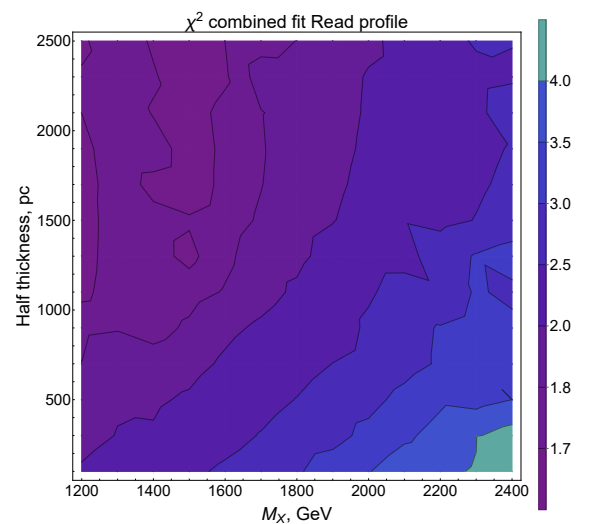
Рисунок 3 — Контурные графики зависимостей χ^2 от полутолщины диска и массы начальной частицы в случае «e-фита» (a) и в случае комбинированного фита (б) для профиля плотности NFW.

данных по электронам и позитронам. Из-за отсутствия тау-моды вклад гамма в хи-квадрат пренебрежимо мал. Пока природа данной области не установлена и будет в дальнейшем изучаться.

Аналогичные графики для профиля плотности Рида представлены на рисунке 4.



(a)



(б)

Рисунок 4 — Контурные графики зависимостей χ^2 от полутолщины диска и массы начальной частицы в случае «e-фита» (a) и в случае комбинированного фита (б) для профиля плотности Рида.

В случае комбинированного фита наименьшее значение $\chi^2 = 1.6$ достигается так же, как и в случае профиля плотности NFW, при массе начальной частицы 1500 ГэВ, однако в более широком диапазоне полутощин 1200 ÷ 1400 и 1500 ÷ 2500 пк. В случае «е-фита» минимальный $\chi^2 = 7.2$ достигается в области тонких дисков 100 ÷ 500 пк при массе начальной частицы $M_\chi = 1200$ ГэВ.

Как можно заметить, профиль NFW позволяет добиться лучших результатов, чем профиль Рида. Это объясняется тем, что профиль плотности NFW производит больше электронов и позитронов низких энергий, что позволяет лучше описывать многочисленные данные DAMPE на низких энергиях, имеющие малые погрешности, которые довольно сильно влияют на χ^2 .

В таблице 2 представлены наименьшие значения χ^2 и χ_e^2 (вклад электронов и позитронов в хи-квадрат) для различных моделей ТМ и алгоритмов анализа. Заметно, что модель «тёмного диска» с использованием обоих профилей плотности позволяет добиться сравнимой или даже лучшей точности описания электронов и позитронов, чем модель гало, давая при этом меньшее противоречие с наблюдаемыми данными по IGRB.

Фит Модель	Гало	Диск (NFW)	Диск (Рид)
«е-фит»	203 (0.5)	6.9 (0.8)	7.2 (0.9)
комбинированный фит	3.8 (2.1)	1.4 (1.1)	1.6 (1.3)

Таблица 2 — Наименьшие значения χ^2 для различных моделей ТМ и алгоритмов анализа. В скобках даны соответствующие значения χ_e^2 .

4.2. МОДЕРНИЗАЦИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ СРЕДСТВ

Проводимый в данной главе анализ начинается с получения спектров электронов, позитронов и гамма-квантов от одного акта аннигиляции с помощью Монте-Карло генератора Pythia. Затем спектры электронов и позитронов используются в качестве спектров инжекции для программы GALPROP, моделирующей распространение частиц в Галактике. Ранее «прогонка» через эти программы с различными исходными параметрами

проводилась вручную, что занимало большое количество времени, поэтому был разработан скрипт, позволяющий оптимизировать процесс получения итоговых спектров частиц. Кроме того, был обновлен код устранения ошибок в результатах моделирования с помощью программы GALPROP.

Программный пакет GALPROP использует численное моделирование для расчета распространения различных частиц в Галактике и позволяет получить энергетические спектры электронов и позитронов и вторичного гамма-излучения вблизи Земли. Однако в процессе численного моделирования могут возникать погрешности, искажающие результаты вычислений. Поэтому итоговый спектр передается коду исправления ошибок, написанному в математическом пакете Wolfram Mathematica.

Результатом работы программы GALPROP являются многомерные массивы в формате FITS, содержащие данные по потокам всех частиц для всей Галактики. Код исправления ошибок извлекает из этих массивов потоки нужных для анализа частиц вблизи Солнца, проверяет их по нескольким критериям и экспортирует данные в виде таблиц с двумя столбцами: энергия и поток.

Ранее использовался простой алгоритм проверки, который позволял справляться с большинством возникающих ошибок. Он проверял итоговый спектр на нефизичные значения (фотоны с энергией больше, чем они в принципе могли получить) и на «битые» ячейки (для которых моделирование привело к нечисловому результату). В первом случае потоки за нуляются; во втором — заменяются на среднее по соседним ячейкам (если обе содержат числа) либо на значение из предыдущей ячейки (если следующая ячейка тоже является «битой»), при этом проверка первого по энергии значения не проводилась, так как ранее оно всегда являлось числом.

Однако такого алгоритма стало недостаточно для исправления результатов моделирований, описанных в секции 4.1. При определенных параметрах модели в выходных картах гамма-излучения оказывались целые пространственные ячейки, вообще не содержащие числовых значений. Соответственно код, который никак не проверял и не исправлял первое по энергии значение, не мог их исправить. Более того, оказалось, что используемый программный пакет Wolfram Mathematica при усреднении карт неба в гамма-диапазоне для получения спектров вторичного гамма-

излучения неадекватно воспринимает подобные ячейки, что приводит к появлению дополнительных ошибок в итоговом спектре, отправляемом на проверку (вида «пустота + пустота» или «число + пустота»).

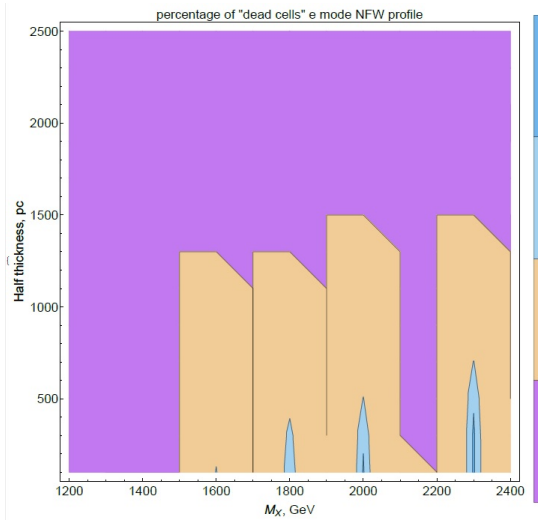
Для решения этой проблемы алгоритм поиска и исправления ошибок был модифицирован. Было решено адаптировать код для проверки исходных карт неба, а не итогового спектра. Это позволило избежать неадекватностей мат-пакета Wolfram Mathematica, однако значительно увеличило количество выполняемых операций. Для исправления полностью «битых» ячеек была добавлена дополнительная проверка первого энергетического значения. Если оно не является числом, то оно зануляется. Это позволило использовать старый алгоритм проверки для всех остальных энергетических значений. Также был добавлен счетчик, отслеживающий общее количество ошибок.

Произведенная модификация оказалась удачной и позволила привести итоговые спектры к пригодному для дальнейшего анализа виду. Однако при определенных параметрах модели количество «битых» ячеек достигло 35%. Данное обстоятельство поставило задачу о поиске возможных причин появления ошибок такого типа.

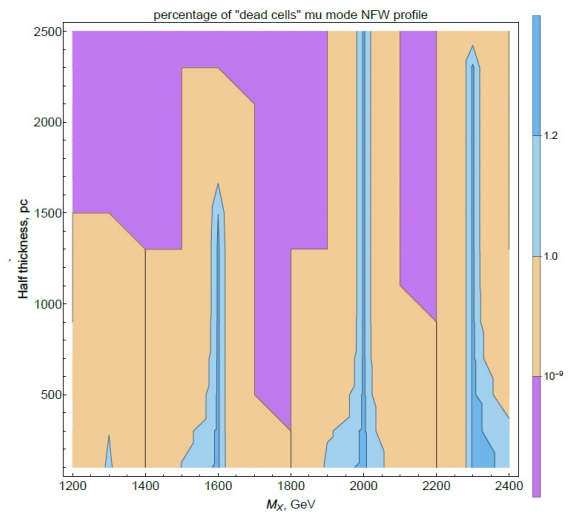
Также стоит отметить, что проблема большого количества «битых» ячеек обнаружилась только при использовании профиля плотности NFW, в то время как для профиля Рида процент «битых» ячеек не превышает 1.5%.

Проблема была успешно решена посредством устранения неточности в скрипте, определяющем работу GALPROP и Pythia, после чего процент «битых» ячеек для обоих профилей плотности составил 1.5%.

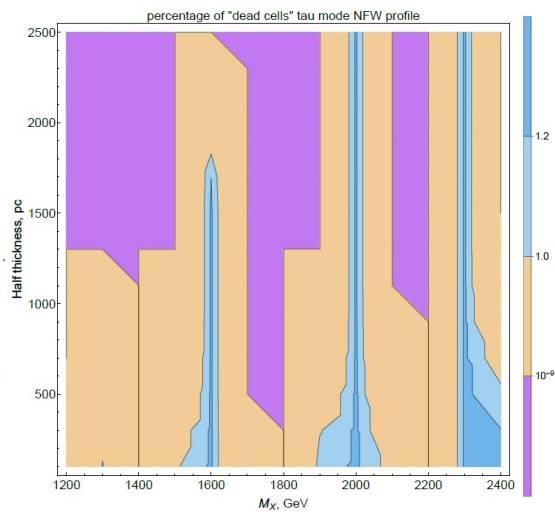
На рисунке 5 представлены контурные графики процента «битых» ячеек для различных мод аннигиляции для профиля плотности NFW после модификации скрипта. По оси ординат отложены значения полутолщины диска в пределах от 100 до 2500 пк, а по оси абсцисс — значения массы начальной частицы в пределах от 1200 до 2400 ГэВ.



(a)



(б)



(в)

Рисунок 5 — Контурные графики процента «битых» ячеек для e -моды (а), μ -моды (б) и τ -моды (в) для профиля плотности NFW.

5. СРАВНЕНИЕ СЛУЧАЯ АННИГИЛЯЦИИ И РАСПАДА ЧАСТИЦЫ ТМ

5.1. МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ

Ранее было показано [10], что аннигиляция и распад дают сравнимые результаты, однако сравнение проводилось без учета данных по гамма-излучению из Галактического Центра (ГЦ), поэтому было принято решение включить эти данные в рассмотрение.

В данной главе, помимо описанного в главе 2 случая аннигиляции частицы ТМ, рассматривается ещё и случай распада по одному из трёх каналов:

- $X \rightarrow e^+e^-$
- $X \rightarrow \mu^+\mu^-$
- $X \rightarrow \tau^+\tau^-$,

где X — частица ТМ;

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

Таким образом, выражение 1 для скорости аннигиляции/распада преобразуется следующим образом:

$$j(\vec{s}) = \begin{cases} \frac{\langle \sigma v \rangle}{4M_X^2} \cdot \rho^2(\vec{s}) & (\text{аннигиляция}); \\ \frac{1}{\tau M_X} \cdot \rho(\vec{s}) & (\text{распад}), \end{cases} \quad (6)$$

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

τ — среднее время жизни частицы в случае распада;

$\rho(\vec{s})$ — плотность ТМ в заданной точке \vec{s} в Галактике.

В случае распада частицы ТМ спектры первичного гамма-излучения рассчитываются следующим образом:

$$\Phi_{prompt}(E_\gamma) = \left(\frac{dN_\gamma^e}{dE_\gamma} Br^e + \frac{dN_\gamma^\mu}{dE_\gamma} Br^\mu + \frac{dN_\gamma^\tau}{dE_\gamma} Br^\tau \right) \frac{1}{\tau} \times$$

$$\times \frac{1}{\Delta\Omega} \int_0^{100 \text{ kpc}} \int_{20^\circ}^{90^\circ} \int_0^{2\pi} \frac{\rho}{4\pi r^2 M_X} r^2 \cos(\theta) dr d\theta d\phi \quad (7)$$

Так как в данной главе в рассмотрение добавляются данные по гамма-излучению из ГЦ, выражение 5 для χ^2 преобразуется следующим образом:

$$\chi^2 = \frac{1}{d.o.f.} \left(\sum_{DAMPE} \frac{(\Delta\Phi_e)^2}{\sigma_e^2} + \sum_{Fermi} \frac{(\Delta\Phi_\gamma)^2}{\sigma_\gamma^2} \Theta(\Delta\Phi_\gamma) + \sum_{GC} \frac{(\Delta\Phi_\gamma)^2}{\sigma_\gamma^2} \Theta(\Delta\Phi_\gamma) \right), \quad (8)$$

здесь $\Delta\Phi$ — 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 по гамма-излучению, над которыми есть превышения сигнала.

Первая сумма соответствует данным DAMPE [21] — потоку e^+e^- .

Вторая сумма соответствует данным Fermi-LAT по IGRB (модель B) [12].

Третья сумма — данным Fermi-LAT по гамма-излучению из ГЦ [23].

Вторая и третья сумма домножаются на тэта-функцию Хевисайда, зануляющую вклад в хи-квадрат в случае, если предсказания ниже экспериментальных данных, так как для нашей модели достаточно не превышать данные по гамма-излучению.

В анализе гамма-излучения из ГЦ коллаборации Fermi-LAT приводится 12 различных моделей, не учитывающих ТМ, которые довольно сильно различаются между собой. Для данной работы представляет интерес «необъясненный остаток» этих моделей. Для анализа была выбрана модель с минимальным остатком, накладывающая самые сильные ограничения. В качестве второй модели были использованы данные по всему потоку гамма-излучения из ГЦ без вычетов Fermi-LAT.

5.2. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рисунке 6 представлена зависимость различных вкладов в χ^2 от полутолщины диска для профиля плотности NFW с рассмотрением данных по всему потоку гамма-излучения из ГЦ в случае комбинированного фита. Красными линиями показан случай аннигиляции частицы ТМ с массой $M_\chi=1800$ ГэВ, синими — случай распада частицы ТМ с массой $M_\chi=3600$ ГэВ. Толстые сплошные линии иллюстрируют полный χ^2 , сплошные линии — вклад гамма-излучения из ГЦ, пунктирные линии — вклад гамма-излучения и e^+e^- с учётом только их степеней свободы.

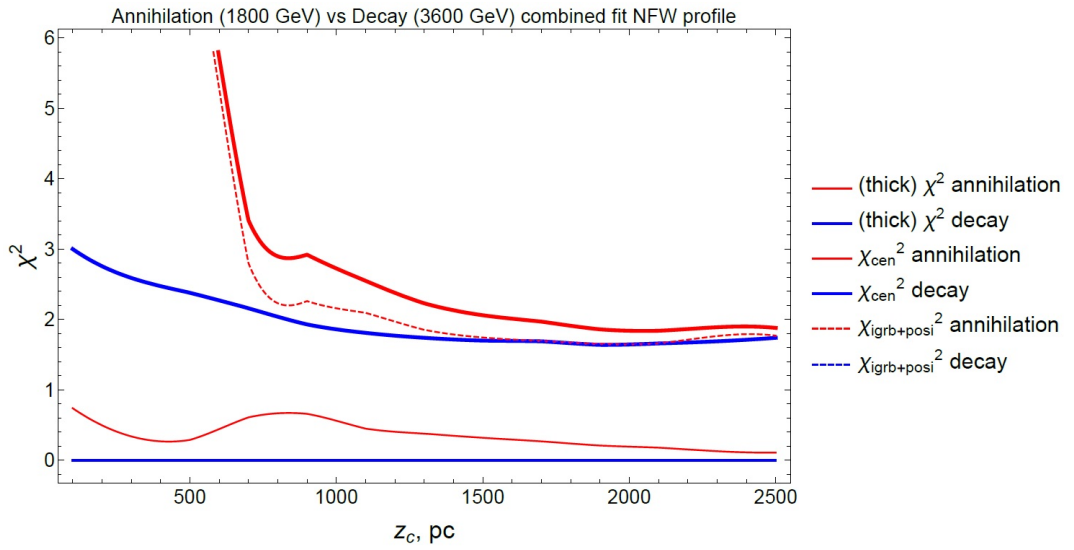


Рисунок 6 — Зависимость различных вкладов в χ^2 от полутолщины диска с использованием данных по всему потоку гамма-излучения из ГЦ для профиля плотности NFW.

Как видно из рисунка 6, в оптимальном для аннигиляции случае значения общего χ^2 для распада и аннигиляции оказываются близкими. Также стоит отметить, что некоторые зависимости носят ломаный характер. Это обусловлено скачками количества степеней свободы.

Для проверки полученного результата были построены аналогичные графики для двух близких к рассмотренному выше значений масс: $M_\chi=2000$ ГэВ (рисунок 7) и $M_\chi=1600$ ГэВ (рисунок 8).

Как можно заметить из представленных графиков, отмеченная тенденция сохраняется и для других значений массы начальной частицы ТМ, поэтому в дальнейшем рассматривалось одно значение массы $M_\chi=2000$ ГэВ.

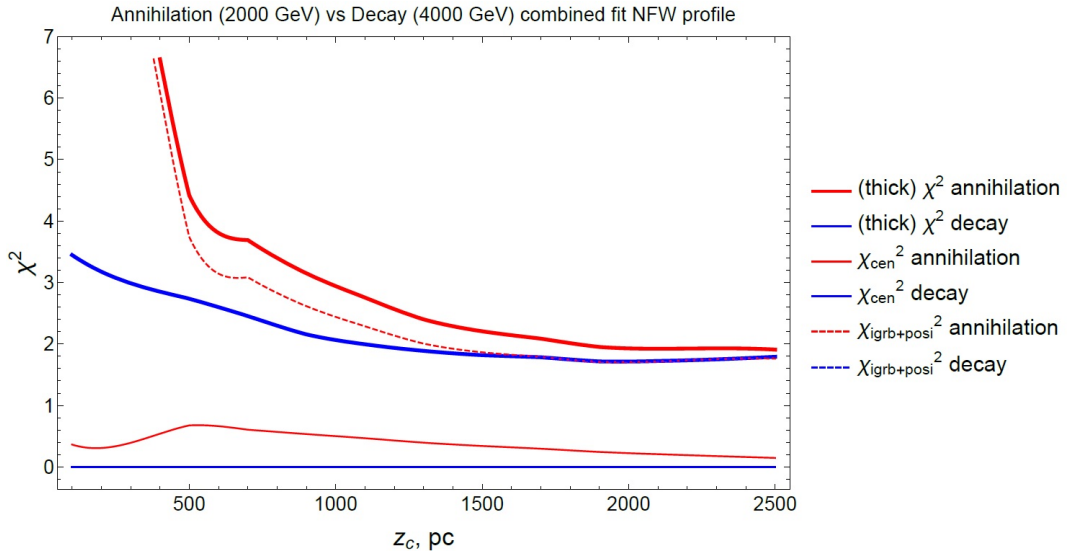


Рисунок 7 — Зависимость различных вкладов в χ^2 от полутолщины диска с использованием данных по всему потоку гамма-излучения из ГЦ для профиля плотности NFW.

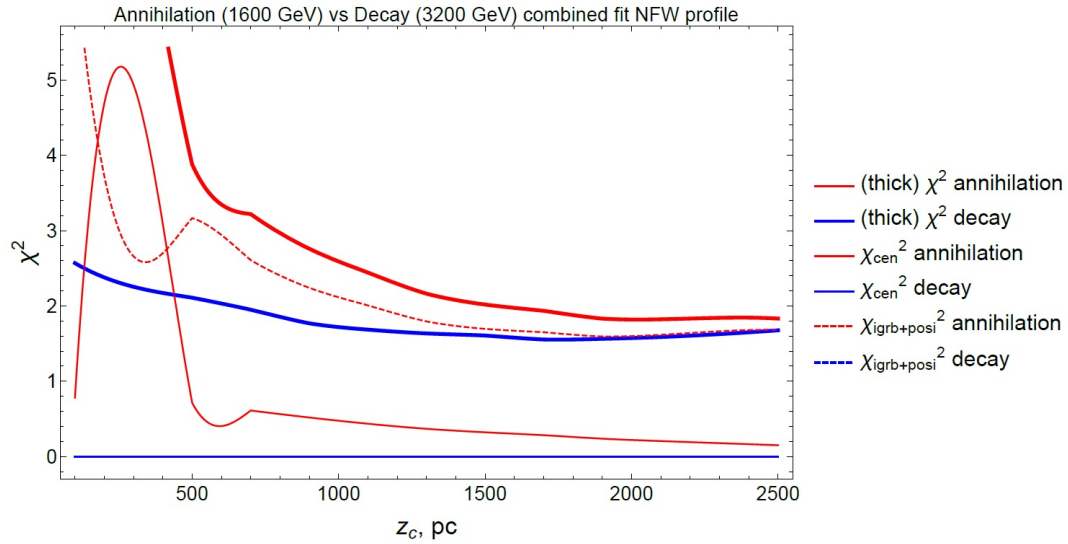


Рисунок 8 — Зависимость различных вкладов в χ^2 от полутолщины диска с использованием данных по всему потоку гамма-излучения из ГЦ для профиля плотности NFW.

На рисунке 9 представлен аналогичный график для модели с минимальным остатком с использованием профиля плотности NFW.

Как можно заметить, в данном случае значения полного χ^2 для аннигиляции и распада довольно сильно различаются. Этот результат обусловлен разницей характеров зависимостей сигнала от аннигиляции и распада от плотности ТМ, а также жёсткими ограничениями, накладываемыми моделью с минимальным остатком.

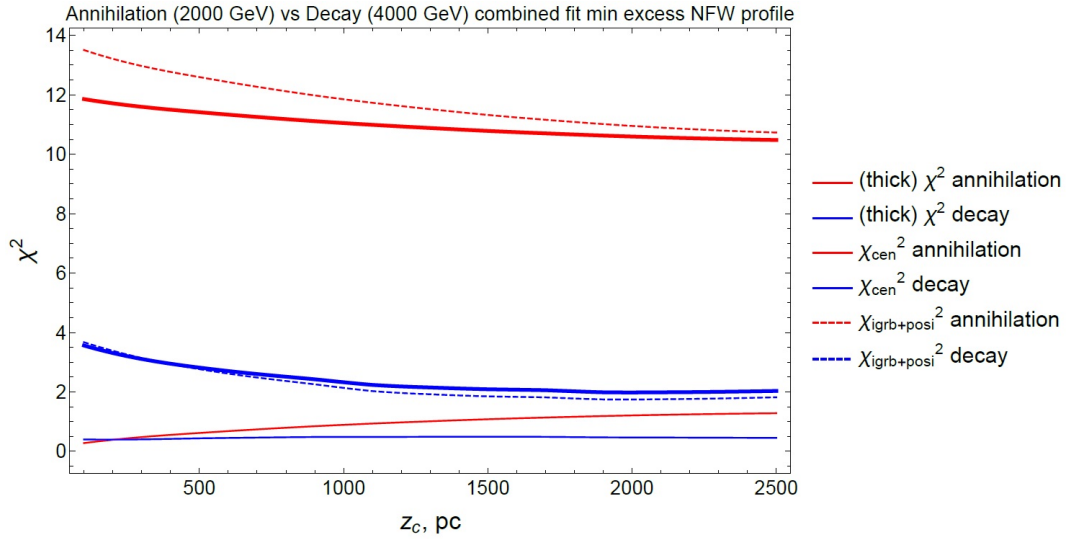


Рисунок 9 — Зависимость различных вкладов в χ^2 от полутолщины диска с использованием модели с минимальным остатком для профиля плотности NFW.

Затем был проведен идентичный анализ с использованием второго профиля плотности. На рисунке 10 приведена зависимость различных вкладов в χ^2 от полутолщины диска для профиля плотности Рида с рассмотрением данных по всему потоку гамма-излучения из ГЦ, а на рисунке 11 — с использованием модели с минимальным остатком.

Как можно заметить по рисункам 9 и 11, при использовании модели с минимальным остатком профиль Рида помогает добиться лучших результатов, чем профиль NFW. Это связано с разным поведением этих профилей плотности в нуле. NFW при $r = 0$ имеет расходящуюся, а значит производит очень много гамма-излучения в ГЦ. Профиль Рида при $R = 0$ хоть и имеет острый пик, но всё же принимает конечное значение, и соответственно производит меньше гамма-излучения в ГЦ, чем NFW. Учитывая ещё и серьёзные ограничения, накладываемые моделью с минимальным остатком, можем наблюдать совершенно разное поведение χ^2 для двух профилей плотности.

Как четко видно из рисунка 10, при использовании профиля плотности Рида при рассмотрении полного потока полностью подавляется вклад в χ^2 гамма-излучения из ГЦ. Это обусловлено отмеченной выше особенностью поведения профиля Рида в нуле. Однако полный χ^2 в оптимальном для аннигиляции случае практически совпадает с соответствующим значением χ^2 для распада. Эту же тенденцию для полного χ^2 можно отметить

в случае, представленном на рисунке 11.

Таким образом из проведенного анализа можно сделать вывод, что распад даёт лучшие результаты, но только для самой жёсткой модели остатка и только для «неудачного» для этого набора данных профиля плотности NFW. В остальных же случаях даже с учётом гамма-излучения из ГЦ аннигиляция и распад дают сравнимые результаты.

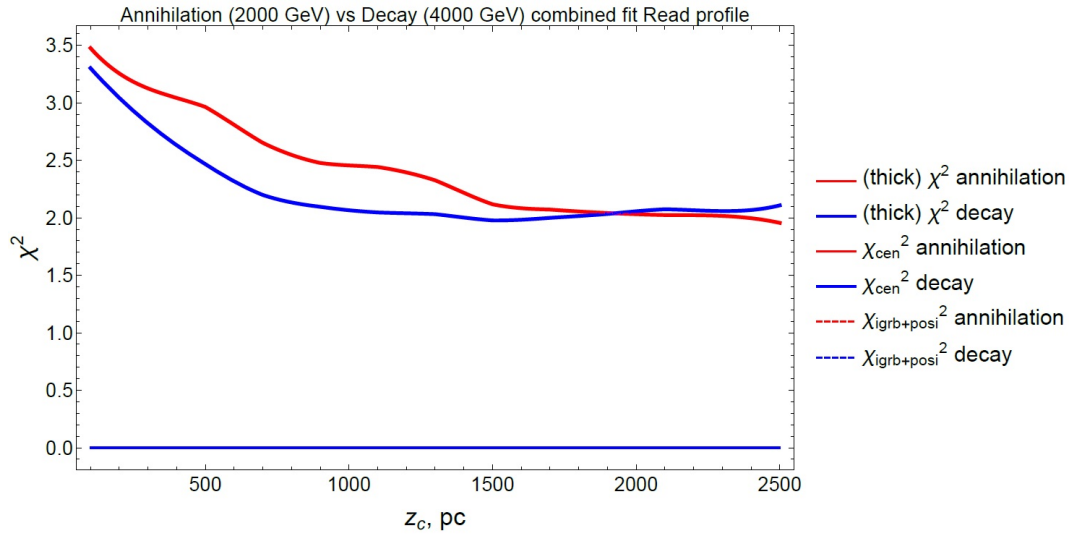


Рисунок 10 — Зависимость различных вкладов в χ^2 от полутолщины диска с использованием данных по всему потоку гамма-излучения из ГЦ для профиля плотности Рида.

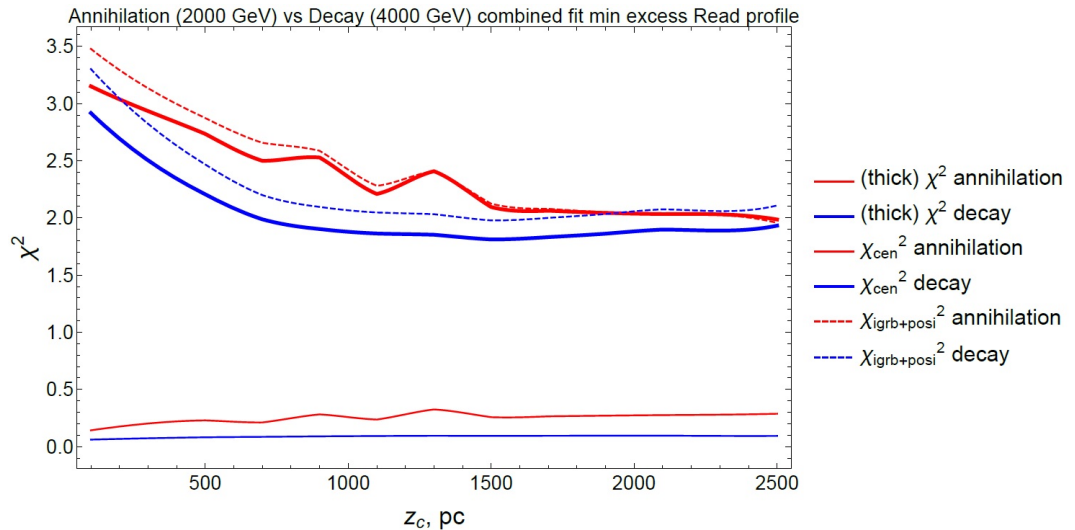


Рисунок 11 — Зависимость различных вкладов в χ^2 от полутолщины диска с использованием модели с минимальным остатком для профиля плотности Рида.

6. ДОБАВЛЕНИЕ КВАРКОВОЙ МОДЫ АННИГИЛЯЦИИ ЧАСТИЦЫ ТМ

6.1. МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ

Для попытки описания возможного избытка антипротонов в КЛ в рассмотрение была добавлена мода аннигиляции частицы ТМ на кварк-антикварковую пару. Экспериментальные данные по антипротонам, а также фон были взяты из работ AMS-02 [5].

Таким образом, выражение 2 для расчета спектров первичного гамма-излучения изменяется следующим образом:

$$\Phi_{prompt}(E_\gamma) = \left(\frac{dN_\gamma^e}{dE_\gamma} Br^e + \frac{dN_\gamma^\mu}{dE_\gamma} Br^\mu + \frac{dN_\gamma^\tau}{dE_\gamma} Br^\tau + \frac{dN_\gamma^q}{dE_\gamma} Br^q \right) \frac{\langle \sigma v \rangle}{4} \times$$

$$\times \frac{1}{\Delta\Omega} \int_0^{100 \text{ kpc}} \int_{20^\circ}^{90^\circ} \int_0^{2\pi} \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{\rho}{M_X} \right)^2 r^2 \cos(\theta) dr d\theta d\phi, \quad (9)$$

где Br^q — брэнчинг кварковой моды аннигиляции.

Также в данной главе рассматривается два случая учета данных по антипротонам: фитирование и непревышение экспериментальных данных. Выражение 5 для χ^2 преобразуется следующим образом:

- Фитирование данных по антипротонам:

$$\chi^2 = \frac{1}{d.o.f.} \left(\sum_{DAMPE} \frac{(\Delta\Phi_e)^2}{\sigma_e^2} + \sum_{AMS} \frac{(\Delta\Phi_{\bar{p}})^2}{\sigma_{\bar{p}}^2} + \right.$$

$$\left. + \sum_{Fermi} \frac{(\Delta\Phi_\gamma)^2}{\sigma_\gamma^2} \Theta(\Delta\Phi_\gamma) + \sum_{GC} \frac{(\Delta\Phi_\gamma)^2}{\sigma_\gamma^2} \Theta(\Delta\Phi_\gamma) \right) \quad (10)$$

- Непревышение данных по антипротонам:

$$\chi^2 = \frac{1}{d.o.f.} \left(\sum_{DAMPE} \frac{(\Delta\Phi_e)^2}{\sigma_e^2} + \sum_{AMS} \frac{(\Delta\Phi_{\bar{p}})^2}{\sigma_{\bar{p}}^2} \Theta(\Delta\Phi_{\bar{p}}) + \sum_{Fermi} \frac{(\Delta\Phi_\gamma)^2}{\sigma_\gamma^2} \Theta(\Delta\Phi_\gamma) + \sum_{GC} \frac{(\Delta\Phi_\gamma)^2}{\sigma_\gamma^2} \Theta(\Delta\Phi_\gamma) \right), \quad (11)$$

здесь $\Delta\Phi$ — 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 по гамма-излучению, над которыми есть превышения сигнала.

Первая сумма соответствует данным DAMPE [21] — потоку e^+e^- .

Вторая сумма соответствует данным AMS-02 [5] — доле антипротонов по сравнению с протонами. Суммирование происходит для экспериментальных точек с энергией от 12 ГэВ.

Третья сумма соответствует данным Fermi-LAT по IGRB (модель B) [12].

Четвёртая сумма — данным Fermi-LAT по гамма-излучению из Галактического Центра [23].

В случае непревышения данных по антипротонам выражение в соответствующем вкладе в общий χ^2 домножается на тэта-функцию Хевисайда, заставляющую вклад в хи-квадрат в случае, если предсказания ниже экспериментальных данных. Аналогичное домножение в обоих случаях применяется к третьей и четвертой сумме, так как для нашей модели достаточно не превышать данные по гамма-излучению.

Также, помимо отмеченных ранее моделей гамма-излучения из ГЦ, на полученных в данной главе графиках для сравнения показана модель с максимальным остатком.

6.2. РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном анализе рассматривалось два варианта конечных кварков: лёгкие ($u\bar{u}$) и тяжёлые ($t\bar{t}$). Масса начальной частицы ТМ $M_X=1800$ ГэВ, полутолщина диска $z_c=1500$ пк, аналогично оптимальному случаю для бескварковой модели.

На рисунке 12 представлены спектры e^+e^- , IGRB, гамма-излучения из ГЦ и доли антипротонов с добавлением тяжёлых кварков в конечном состоянии в случае комбинированного фита и фитирования данных по антипротонам с использованием профиля плотности NFW.

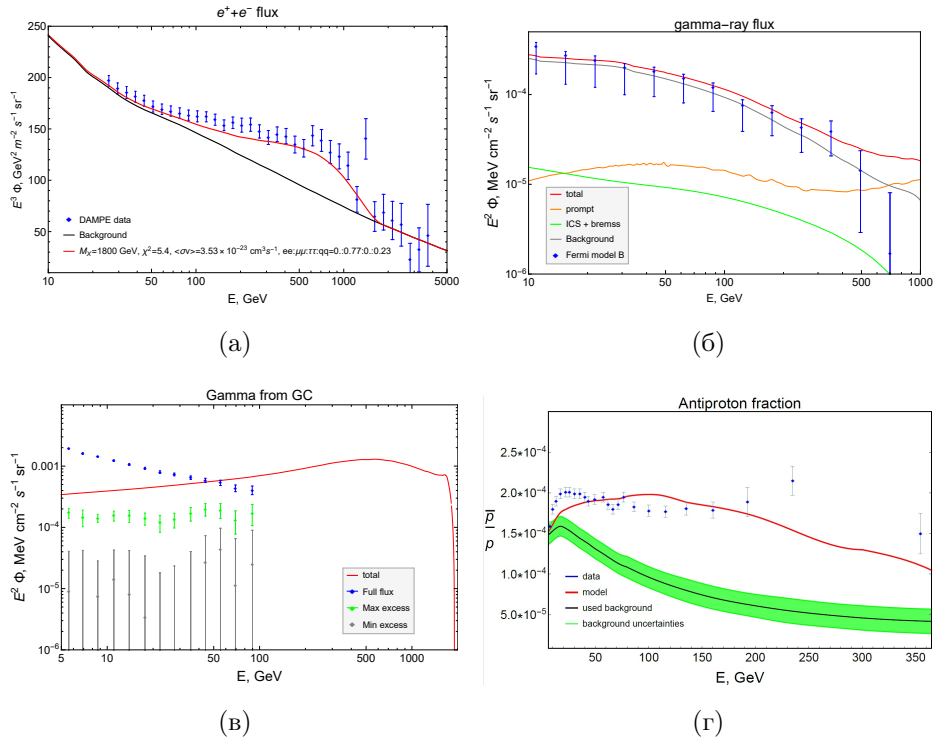


Рисунок 12 — Спектры e^+e^- (а), IGRB (б), гамма-излучения из ГЦ (в) и доли антипротонов (г) с добавлением тяжёлых кварков в конечном состоянии. Случай фитирования данных по антипротонам с использованием профиля плотности NFW.

На всех графиках красным цветом показано предсказание модели, синие точки соответствуют экспериментальным данным. На спектре гамма-излучения из ГЦ синими точками показана модель с полным потоком, серыми — с минимальным остатком, а зелеными — с максимальным (показана для сравнения, в анализе не участвует). На спектре e^+e^- фон обозначен черным цветом, на спектре IGRB — серым, а на спектре доли антипротонов

зелёным показаны неопределённости фона, а использованные в расчётах значения — чёрным.

На рисунке 13 представлены аналогичные спектры для случая непревышения данных по антипротонам. В этом случае зануляется брэнчинг кварковой моды.

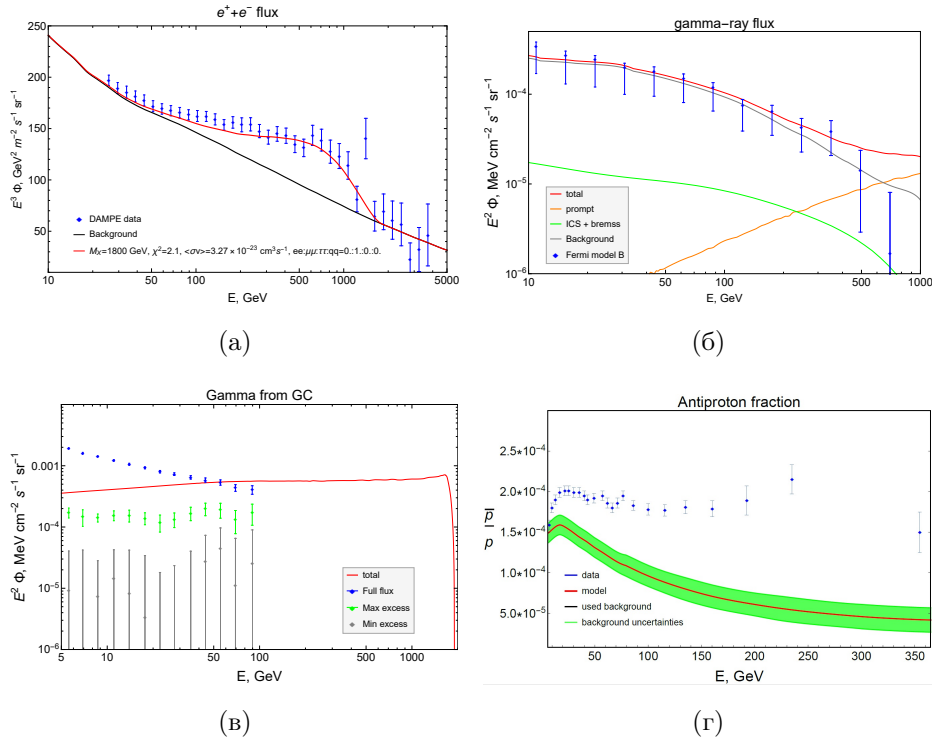


Рисунок 13 — Спектры e^+e^- (а), IGRB (б), гамма-излучения из ГЦ (в) и доли антипротонов (г) с добавлением тяжёлых кварков в конечном состоянии. Случай непревышения данных по антипротонам с использованием профиля плотности NFW.

Аналогичные графики были построены для случая с добавлением лёгких кварков. На рисунке 14 представлен случай фитирования данных по антипротонам, а на рисунке 15 — случай непревышения. Как можно заметить по рисунку 15, при добавлении лёгких кварков и непревышении данных по \bar{p} также зануляется брэнчинг кварковой моды.

Также анализ был проведен для профиля плотности Рида. Рисунок 16 иллюстрирует случай с добавлением тяжелых кварков в конечном состоянии при фитировании данных по антипротонам, а рисунок 17 — при непревышении.

Рисунок 16 демонстрирует, что при фитировании данных по \bar{p} два профиля плотности дают схожие результаты.

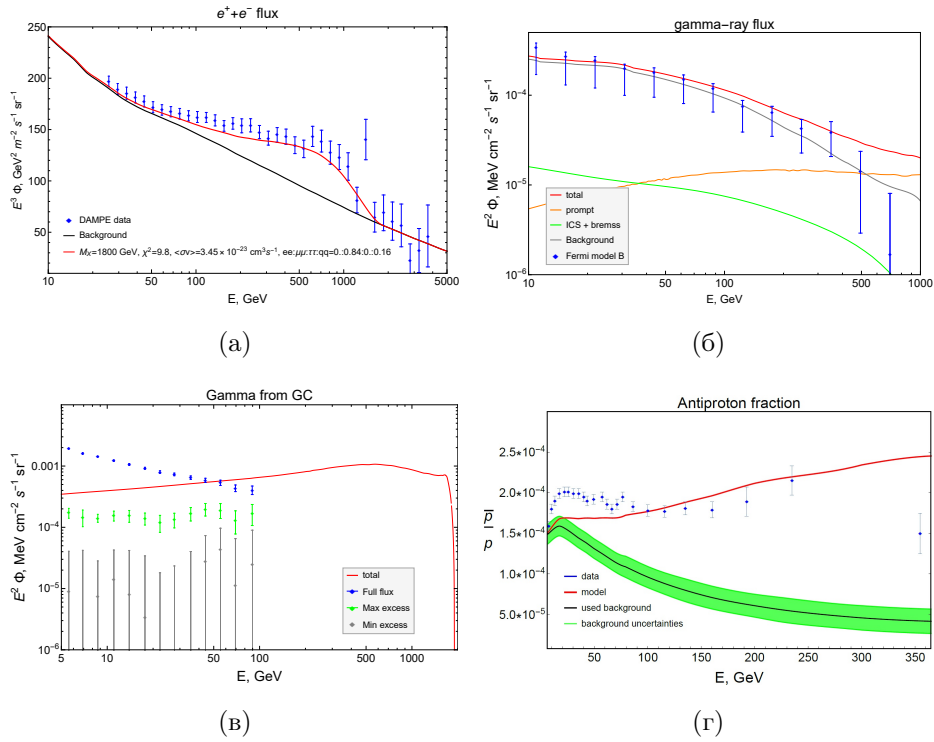


Рисунок 14 — Спектры e^+e^- (а), IGRB (б), гамма-излучения из ГЦ (в) и доли антипротонов (г) с добавлением лёгких кварков в конечном состоянии. Случай фитирования данных по антипротонам с использованием профиля плотности NFW.

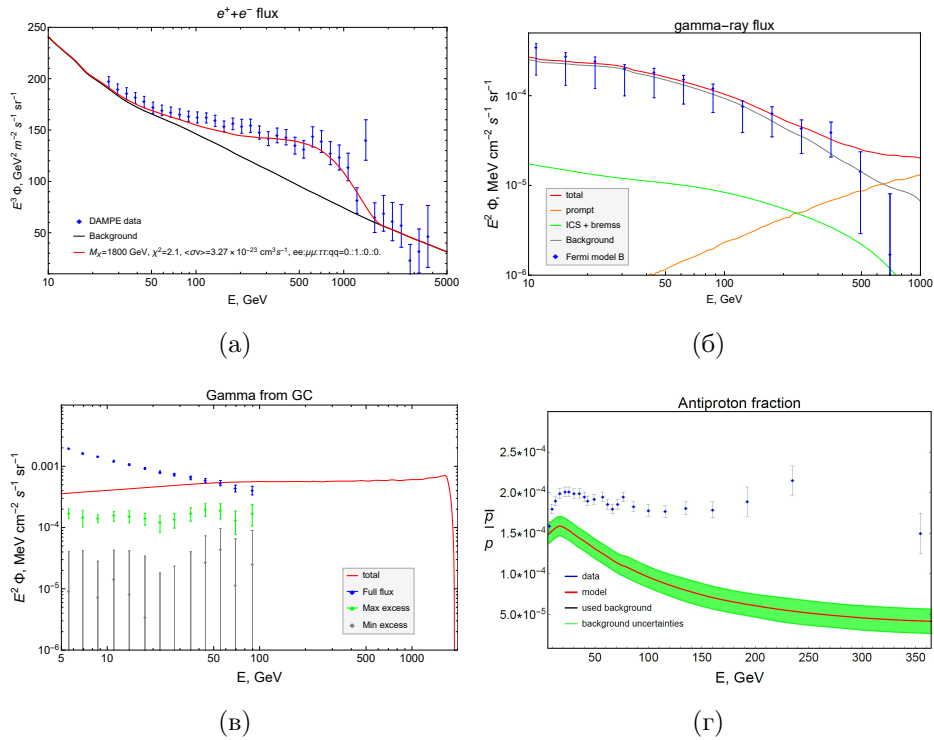


Рисунок 15 — Спектры e^+e^- (а), IGRB (б), гамма-излучения из ГЦ (в) и доли антипротонов (г) с добавлением лёгких кварков в конечном состоянии. Случай непревышения данных по антипротонам с использованием профиля плотности NFW.

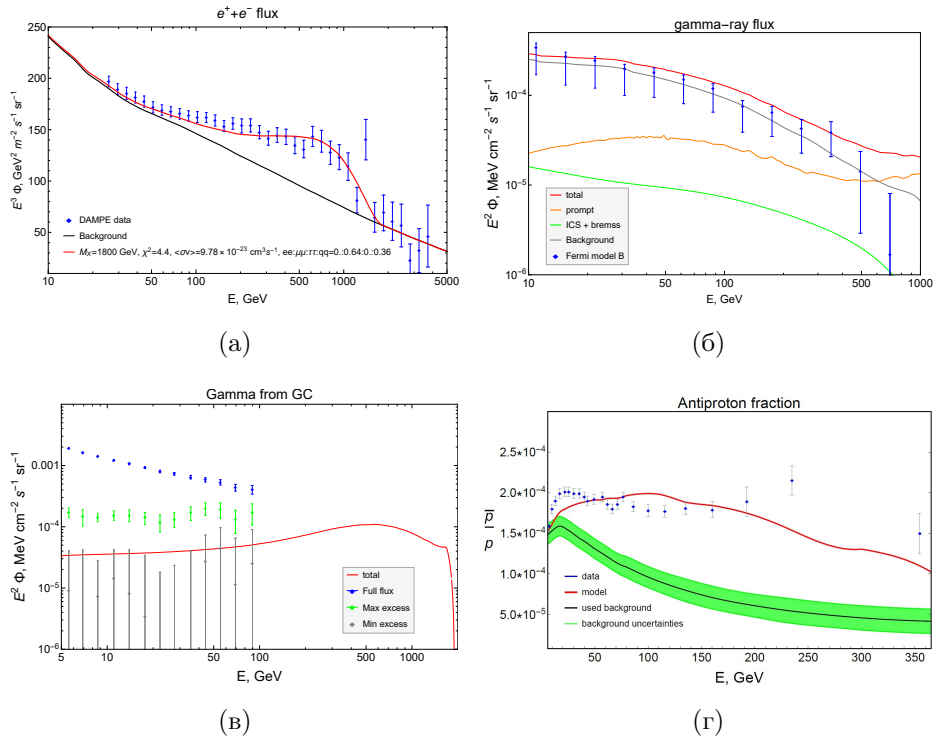


Рисунок 16 — Спектры e^+e^- (а), IGRB (б), гамма-излучения из ГЦ (в) и доли антипротонов (г) с добавлением тяжёлых кварков в конечном состоянии. Случай фитирования данных по антипротонам с использованием профиля плотности Рида.

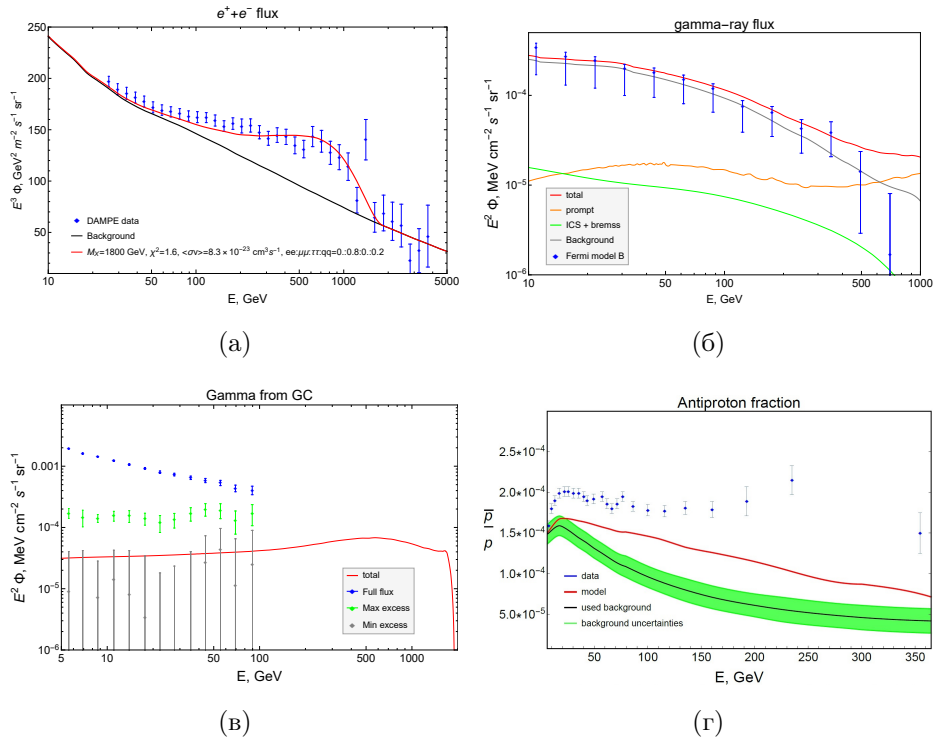


Рисунок 17 — Спектры e^+e^- (а), IGRB (б), гамма-излучения из ГЦ (в) и доли антипротонов (г) с добавлением тяжёлых кварков в конечном состоянии. Случай непревышения данных по антипротонам с использованием профиля плотности Рида.

Из рисунка 17 видно, что в данном случае не возникает проблемы зануления брэнчинга кварковой моды, но качество описания данных по антипротонам всё еще остаётся неудовлетворительным.

На рисунке 18 приведены аналогичные графики для случая добавления лёгких кварков в конечном состоянии при фитировании данных по антипротонам, а на рисунке 19 — при непревышении. При рассмотрении лёгких кварков применение двух разных профилей плотности не приводит к существенным различиям в результатах.

В таблице 3 представлены значения χ^2 для различных моделей ТМ, профилей плотности и алгоритмов описания данных по антипротонам.

	e, μ, τ	e, μ, τ, t		e, μ, τ, u	
		Фит \bar{p}	Непревышение \bar{p}	Фит \bar{p}	Непревышение \bar{p}
χ_{NFW}^2	2.1	5.4	2.1	9.8	2.1
χ_{Read}^2	2.1	4.4	1.6	9.2	2.1

Таблица 3 — Значения χ^2 для различных моделей ТМ, профилей плотности и алгоритмов описания данных по антипротонам.

Как чётко видно из данной таблицы, при использовании профиля плотности NFW алгоритм фитирования \bar{p} за счёт неудовлетворительного описания данных по антипротонам приводит к ухудшению качества общего фита, в то время как алгоритм непревышения \bar{p} позволяет добиться сравнимой с бескварковой моделью точности, но ценой нулевого вклада антипротонов в хи-квадрат, что в свою очередь приводит к невозможности описания их избытка в КЛ.

При использовании профиля плотности Рида алгоритм фитирования данных по антипротонам также приводит к ухудшению качества общего фита. Однако проблема зануления вклада бескварковой моды в хи-квадрат при непревышении данных по \bar{p} наблюдается только в случае лёгких кварков. Но стоит обратить внимание, что в случае тяжёлых кварков относительно небольшое значение χ^2 обусловлено, в основном, хорошим фитированием данных по e^+e^- и IGRB, а описание данных по антипротонам остаётся неудовлетворительным.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что в большинстве рассмотренных случаев добавление кварковой моды не позволяет ни улучшить общий фит, ни описать должным образом избыток антипротонов в КЛ.

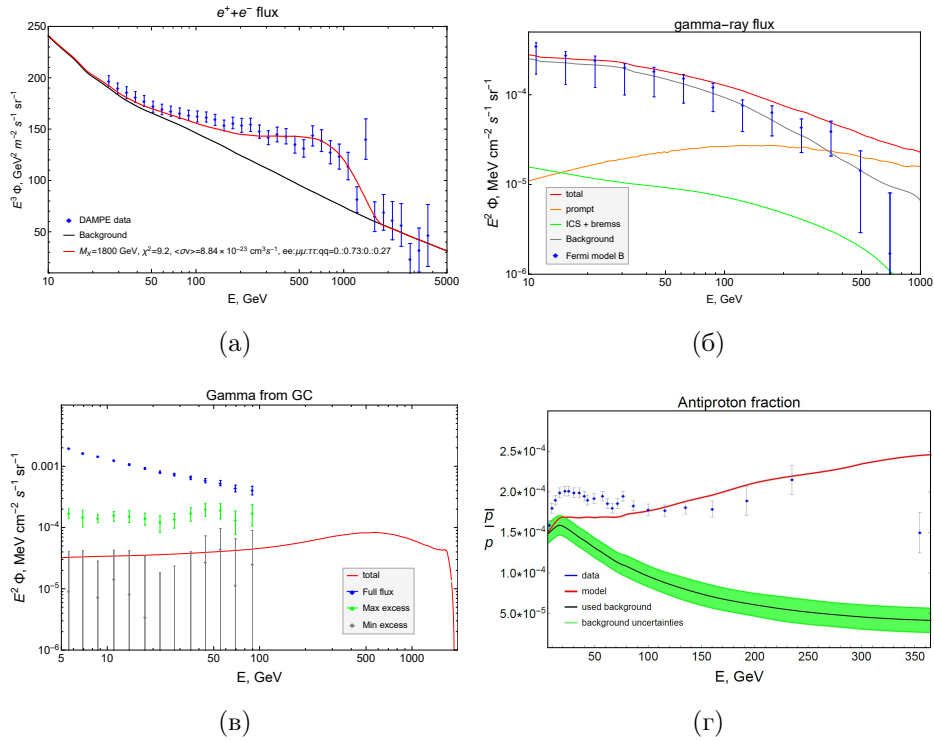


Рисунок 18 — Спектры e^+e^- (а), IGRB (б), гамма-излучения из ГЦ (в) и доли антипротонов (г) с добавлением лёгких кварков в конечном состоянии. Случай фитирования данных по антипротонам с использованием профиля плотности Рида.

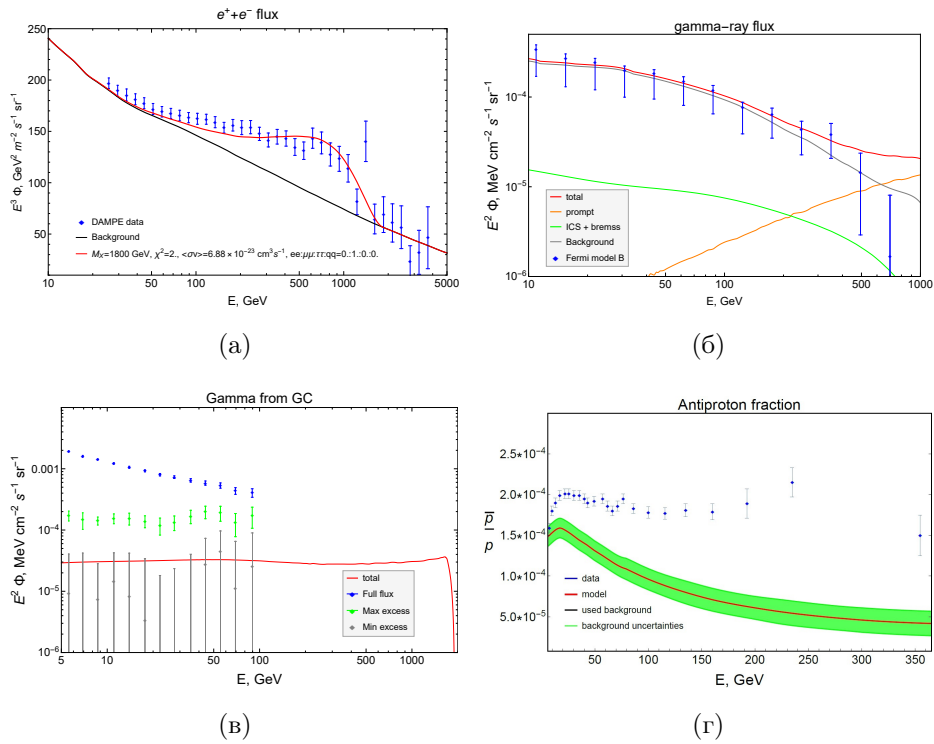


Рисунок 19 — Спектры e^+e^- (а), IGRB (б), гамма-излучения из ГЦ (в) и доли антипротонов (г) с добавлением лёгких кварков в конечном состоянии. Случай непревышения данных по антипротонам с использованием профиля плотности Рида.

7. ОДНОВРЕМЕННОЕ ОПИСАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО КЛ В РАМКАХ ЕДИНОЙ МОДЕЛИ ТМ

7.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Следующим этапом работы стало изучение возможности описания результатов экспериментов DAMPE и AMS-02 в рамках единой модели скрытой массы.

На рисунке 20 представлены спектры электронов и позитронов, полученные экспериментами DAMPE и AMS-02. Экспериментальные данные были взяты из Базы Данных по КЛ [24].

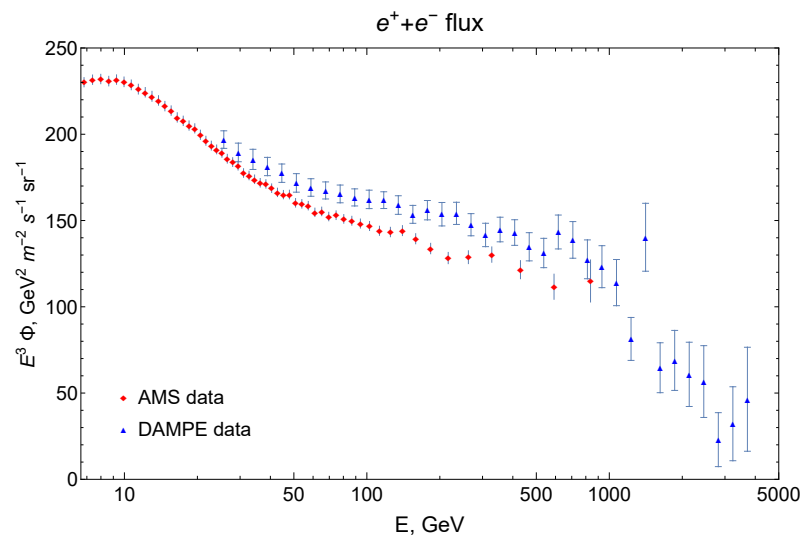


Рисунок 20 — Спектры e^+e^- , полученные экспериментами DAMPE и AMS-02.

Однако уже на этапе постановки задачи возникли некоторые трудности, связанные с невозможностью применения используемых ранее фонов электронов и позитронов и несовпадением данных различных экспериментов.

7.2. ВОЗНИКШИЕ ПРОБЛЕМЫ

7.2.1. ПОИСК ПОДХОДЯЩЕГО ФОНА

Рисунок 21 иллюстрирует попытку применения фона электронов и позитронов, используемого в предыдущих главах, к данным DAMPE и AMS-02 одновременно.

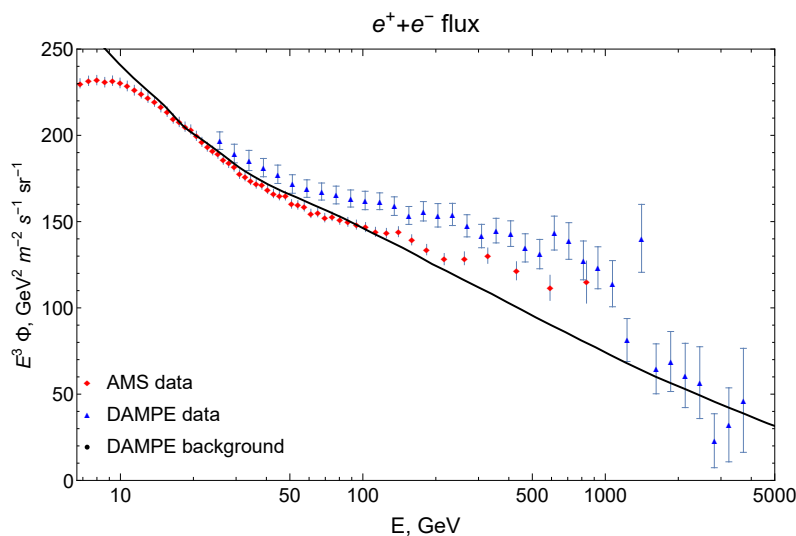


Рисунок 21 — Применение фона из статьи [22] к данным DAMPE и AMS-02.

Как чётко видно из рисунка 21, эту попытку нельзя считать успешной, так как большое количество экспериментальных точек AMS-02 на энергиях до 100 ГэВ располагаются под фоном. Это важно учитывать, так как на этих энергиях в данных по доле позитронов наблюдается их избыток.

В качестве альтернативы рассмотренному выше варианту был использован фон из статьи [25]. Он представляет собой сумму аналитически заданных фоновых потоков электронов и позитронов. Ранее эти функции использовались в качестве фона при описании данных AMS-02 в формате доли позитронов [10]. Попытка применения этого фона к данным DAMPE и AMS-02 показана на рисунке 22.

Однако и этот вариант нельзя назвать подходящим из-за поведения выбранной функции на низких и высоких энергиях. На энергиях до 50 ГэВ рассматриваемый фон не подходит к данным AMS-02, а на энергиях от 1 ТэВ располагается выше большинства экспериментальных точек DAMPE.

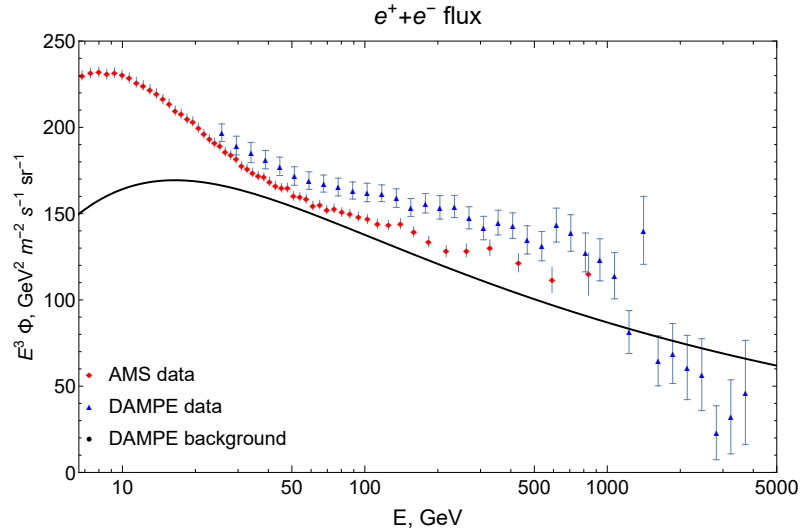


Рисунок 22 — Применение фона из статьи [25] к данным DAMPE и AMS-02.

Таким образом, встаёт задача поиска фоновых потоков электронов и позитронов, применимых к данным DAMPE и AMS-02 одновременно.

7.2.2. РАСХОЖДЕНИЕ ДАННЫХ РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО КЛ

Помимо уже отмеченной сложности в выборе фона, существует также проблема значительного расхождения данных различных экспериментов по КЛ.

На рисунке 23 представлены спектры электронов и позитронов, полученные недавними экспериментами. Все данные были взяты из Базы Данных по КЛ [24].

На рисунке 23 четко прослеживается существенное несовпадение экспериментальных данных, особенно при энергиях от 300 ГэВ. Однако можно заметить, что спектры, полученные различными экспериментами, можно условно разделить на две группы, в рамках которых данные хорошо согласуются между собой.

На рисунке 24 представлены сгруппированные данные различных экспериментов. Слева — AMS-02, CALET, HESS; справа — DAMPE, FERMI-LAT LE, FERMI-LAT HE.

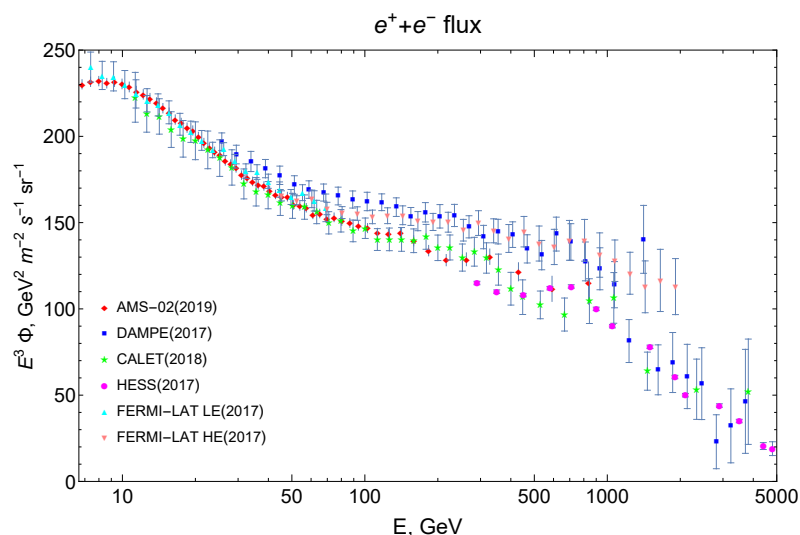


Рисунок 23 — Спектры e^+e^- , полученные различными экспериментами.

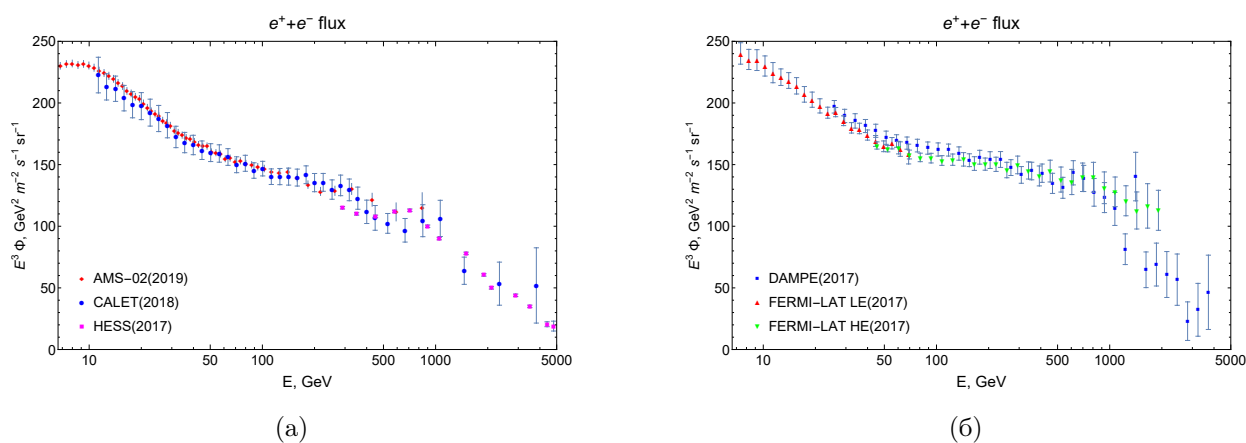


Рисунок 24 — Две группы экспериментальных данных по e^+e^- .
 Первая группа (а): AMS-02, CALET, HESS.
 Вторая группа (б): DAMPE, FERMI-LAT LE, FERMI-LAT HE.

Таким образом, в качестве подзадачи планируется рассмотреть возможность описания данных одной из групп в рамках единой модели ТМ, а также заняться поиском возможных причин расхождения данных отмеченных групп. А затем, на основании полученных результатов, вернуться к исходной задаче.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа была посвящена изучению возможности описания избытка частиц в КЛ, отмечаемых в результатах экспериментов DAMPE и AMS-02, с помощью модели «тёмного диска», а также детальному сравнению случаев аннигилирующей и распадающейся ТМ.

Было показано, что модель «тёмного диска» позволяет добиться хорошего качества описания экспериментальных данных DAMPE по электронам и позитронам без явного противоречия с наблюдаемыми данными по IGRB. Представленные в главе 3 результаты были опубликованы в статье [26]. Также были определены наиболее удачные параметры модели: масса начальной частицы $M_X = 1500$ ГэВ и соответствующий диапазон полутолщин диска $z_c = 1400 \div 1900$ пк.

Кроме того, был проведен анализ с учётом данных по гамма-излучению из Галактического Центра, в рамках которого было проведено сравнение случаев аннигиляции и распада частиц ТМ. На основе данного анализа можно заключить, что в большинстве случаев аннигиляция и распад дают сравнимые результаты. Единственным исключением стало применение самой жёсткой модели остатка и «неудачного» для рассматриваемого набора данных профиля плотности NFW.

Для попытки описания возможного избытка антипротонов в результатах AMS-02 была произведена модификация модели, учитывающая кварковую моду аннигиляции. В результате было получено, что добавление кваркового канала аннигиляции не позволяет ни улучшить качество фита рассматриваемых данных, ни должным образом описать избыток антипротонов в КЛ. Возможно дальнейшее исследование и модификация модели.

В качестве продолжения данной работы планируется изучение возможности одновременного описания данных одной из групп экспериментов (AMS-02 + CALET + HESS или DAMPE + FERMI-LAT LE + FERMI-LAT HE) в рамках единой модели ТМ, а также поиск возможных причин расхождения данных отмеченных групп.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *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 \[astro-ph\]](#).
2. *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, issue 14. — P. 141102.
3. *Cao J.* [et al.]. Scalar dark matter explanation of the DAMPE data in the minimal Left-Right symmetric model // *Phys. Rev. D.* — 2018. — Vol. 97, no. 6. — P. 063016. — arXiv: [1712.05351 \[hep-ph\]](#).
4. *Jin H.-B.* [et al.]. Dark matter explanation of the cosmic ray e^+e^- spectrum excess and peak feature observed by the DAMPE experiment // *Phys. Rev. D.* — 2018. — Vol. 98, no. 12. — P. 123008. — arXiv: [1712.00362 \[astro-ph.HE\]](#).
5. *Heisig J., Korsmeier M., Winkler M. W.* Dark matter or correlated errors: Systematics of the AMS-02 antiproton excess // *Phys. Rev. Res.* — 2020. — Vol. 2, no. 4. — P. 043017. — arXiv: [2005.04237 \[astro-ph.HE\]](#).
6. *Abeysekara A. U.* [et al.]. Extended gamma-ray sources around pulsars constrain the origin of the positron flux at Earth // *Science*. — 2017. — Vol. 358, no. 6365. — P. 911–914. — arXiv: [1711.06223 \[astro-ph.HE\]](#).
7. *Xi S.-Q.* [et al.]. GeV observations of the extended pulsar wind nebulae constrain the pulsar interpretations of the cosmic-ray positron excess // *Astrophys. J.* — 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. *Belotsky K.* [et al.]. The DAMPE excess and gamma-ray constraints // Phys. Dark Univ. — 2019. — Vol. 26. — P. 100333. — arXiv: [1904.02456 \[astro-ph.HE\]](#).
10. *Belotsky K.* [et al.]. Fermi-LAT kills dark matter interpretations of AMS-02 data. Or not? // JCAP. — 2017. — Vol. 01. — P. 021. — arXiv: [1606.01271 \[astro-ph.HE\]](#).
11. *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.
12. *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 \[astro-ph.HE\]](#).
13. *Belotsky K. M., Kirillov A. A., Soloviyov 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 \[astro-ph.HE\]](#).
14. GALPROP — The GALPROP code for cosmicray transport and diffuse emission production.
15. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P. Z.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual // JHEP. — 2006. — Vol. 05. — P. 026. — arXiv: [hep-ph/0603175](#).
16. *Alexander S., Bramburger J. J., McDonough E.* Dark Disk Substructure and Superfluid Dark Matter // Phys. Lett. B. — 2019. — Vol. 797. — P. 134871. — arXiv: [1901.03694 \[astro-ph.CO\]](#).
17. *Kuhlen M.* [et al.]. The Distribution of Dark Matter in the Milky Way's Disk // Astrophys. J. — 2014. — Vol. 784. — P. 161. — arXiv: [1308.1703 \[astro-ph.GA\]](#).

18. *Purcell C. W., Bullock J. S., Kaplinghat M.* The Dark Disk of the Milky Way // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Vol. 703, no. 2. — P. 2275–2284. — arXiv: [0906.5348 \[astro-ph.GA\]](#).
19. *Read J. I.* [et al.]. Thin, thick and dark discs in LCDM // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 2008. — Vol. 389. — P. 1041–1057. — arXiv: [0803.2714 \[astro-ph\]](#).
20. *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](#).
21. *Ambrosi G.* [et al.]. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons // *Nature*. — 2017. — Vol. 552. — P. 63–66. — arXiv: [1711.10981 \[astro-ph.HE\]](#).
22. *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. C.* — 2019. — Vol. 79, no. 2. — P. 125. — arXiv: [1712.09586 \[hep-ph\]](#).
23. *Ajello M.* [et al.]. Fermi-LAT Observations of High-Energy γ -Ray Emission Toward the Galactic Center // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 819, no. 1. — P. 44. — arXiv: [1511.02938 \[astro-ph.HE\]](#).
24. *Pizzolotto C.* [et al.]. Looking for cosmic ray data? The ASI Cosmic Ray Database // *PoS.* — 2018. — Vol. ICRC2017. — P. 227.
25. *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 \[hep-ph\]](#).
26. *Solovyov M., Rakhimova M., Belotsky K.* The "Dark disk" model in the light of DAMPE experiment. — 2020. — arXiv: [2011.04425 \[astro-ph.HE\]](#).