

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
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКРЫТОЙ МАССЫ НА ОБЪЯСНЕНИЕ
С ЕЕ ПОМОЩЬЮ ПОЗИТРОННОЙ АНОМАЛИИ В
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ**

Студент _____ П. А. Коршунова

Научный руководитель,
д.ф.-м.н. _____ К. М. Белоцкий

Научный консультант _____ М. Л. Соловьёв

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКРЫТОЙ МАССЫ НА ОБЪЯСНЕНИЕ
С ЕЕ ПОМОЩЬЮ ПОЗИТРОННОЙ АНОМАЛИИ В
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ**

Студент _____ П. А. Коршунова

Научный руководитель,
д.ф.-м.н. _____ К. М. Белоцкий

Научный консультант _____ М. Л. Соловьёв

Рецензент,
д.ф.-м.н. _____ В. В. Михайлов

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Определения, обозначения и сокращения	5
Введение	6
1 Обзор проблемы скрытой массы	8
1.1 Свидетельства существования скрытой массы	8
1.2 Классификация скрытой массы	10
1.3 Кандидаты на роль скрытой массы	11
1.4 Наблюдение позитронов в космических лучах как способ непрямого детектирования частиц скрытой массы	14
2 Описание используемых вычислительных средств	15
3 Модель распространения e^\pm в межзвездной среде	16
4 Варианты пространственного распределения скрытой массы	19
5 Изучение влияния пространственного распределения скрытой массы	21
5.1 Поток позитронов в космических лучах	21
5.1.1 Спектр e^+ для различных источников, проходящих через наблюдателя	21
5.1.2 Спектр e^+ для точечного источника	23
5.1.3 Спектр e^+ для распределения источников по прямой линии	24
5.1.4 Спектр e^+ для непрерывного распределения источников в магнитном гало разных размеров	25
5.2 Сигнал в доле позитронов в космических лучах	26

5.2.1	Анализ методов минимизации	27
5.2.2	Доля e^+ для электронной моды аннигиляции частиц скрытой массы	29
5.2.3	Спектры от распада мюона и тау-лептона	30
5.2.4	Доля e^+ для мюонной моды аннигиляции частиц скры- той массы	31
5.2.5	Доля e^+ для тау-лептонной моды аннигиляции частиц скрытой массы	32
5.2.6	Доля e^+ для трех каналов аннигиляции частиц скры- той массы	33
	Заключение	35
	Список использованных источников	36

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящей работе применяются следующие обозначения и сокращения:

DM — Dark Matter, скрытая масса

КЛ — космические лучи

ПА — позитронная аномалия

МКС — Международная космическая станция

FSR — Final State Radiation, излучение конечного состояния

CDM — Cold Dark Matter, холодная скрытая масса

HDM — Hot Dark Matter, горячая скрытая масса

WDM — Warm Dark Matter, теплая скрытая масса

CM — стандартная модель

SUSY — Supersymmetry, суперсимметрия

WIMP — Weakly Interacting Massive Particle, слабо взаимодействующие массивные частицы

ВВЕДЕНИЕ

Одной из неразрешенных проблем современной астрофизики является избыток позитронов высоких энергий в космических лучах (КЛ), называемый «позитронной аномалией». Впервые она была обнаружена в эксперименте PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) [1], а позднее эти данные были подтверждены экспериментом AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer) на борту МКС [2].

Существует несколько моделей, пытающихся объяснить «позитронную аномалию». В качестве источника e^+ в КЛ могут выступать массивные звезды, сверхновые типа Ia, компактные объекты (в частности, нейтронные звезды и черные дыры), пульсары, а также скрытая масса (Dark Matter, DM) [3].

Скрытая масса — это неизвестная нам на данный момент форма небарионной материи, которую предложили для описания кривых вращения и объяснения аномально быстрого движения галактик в галактических скоплениях. Астрофизика предоставляет несколько убедительных доказательств в пользу ее существования [4; 5].

В работе рассматривается модель нестабильной скрытой массы в качестве источника первичных позитронов. Предполагается, что частицы DM распадаются или аннигилируют с образованием позитронов в конечном состоянии [6]. В работе мы не конкретизируем свойств частиц DM за исключением их массы и будем рассматривать только случай аннигиляции.

В рамках модели генерируется первичное и вторичное гамма-излучение. Первичное γ -излучение определяется излучением конечного состояния (FSR) при аннигиляции частиц скрытой массы. Вторичное же возникает за счет взаимодействия e^\pm с межзвездной средой в результате эффекта обратного комптоновского рассеяния и тормозного излучения [7].

Однако рассматриваемая модель имеет свои недостатки, основным из которых является перепроизводство гамма-излучения в процессе анни-

гиляции или распада частиц скрытой массы по сравнению с наблюдаемыми данными [8]. Одним из возможных путей решения данной проблемы является изменение пространственного распределения источников.

1 ОБЗОР ПРОБЛЕМЫ СКРЫТОЙ МАССЫ

Термин «скрытая масса» был введен для объяснения аномального движения галактик, не согласующегося с существующей на тот момент теорией. Было выдвинуто предположение о том, что масса галактик на самом деле больше, чем было получено из наблюдений видимого вещества.

Таким образом, скрытая масса — это форма материи, не взаимодействующая с электромагнитным излучением, поэтому увидеть ее напрямую не представляется возможным. Считается, что она составляет $\sim 26\%$ от всей плотности энергии во Вселенной (рисунок 1.1).

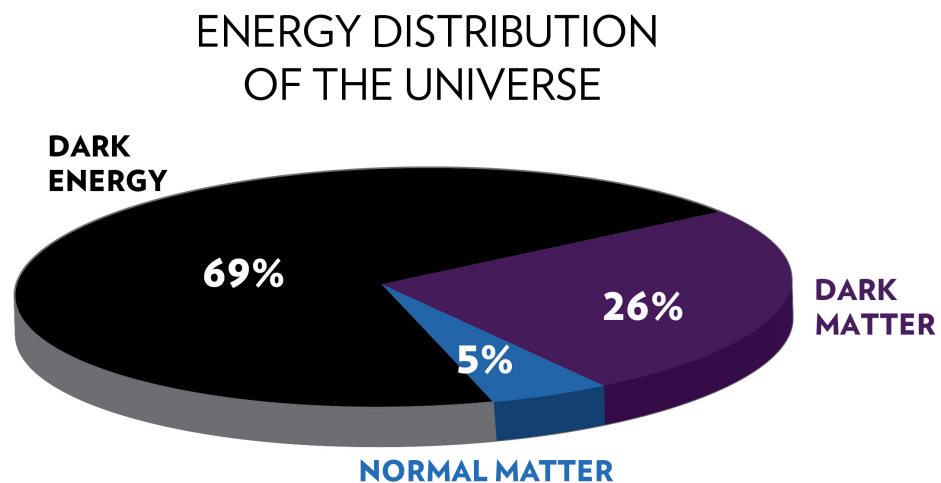


Рисунок 1.1 — Распределение плотности энергии во Вселенной.

1.1 СВИДЕТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ СКРЫТОЙ МАССЫ

На существование ДМ указывают кривые вращения галактик, анизотропия реликтового излучения, крупномасштабная структура Вселенной, эксперименты по гравитационному линзированию, которые позволяют

установить распределение массы в галактиках, траектории шаровых скоплений в гало галактик. Рассмотрим некоторые из доказательств подробнее.

Скорости галактик в скоплениях

В 1933 году Фриц Цвикки измерил красное смещение некоторых галактик в скоплении Волос Вероники и обнаружил, что скорости отдельных галактик по отношению к средней скорости скопления больше, чем ожидалось исходя из предполагаемой общей массы скопления [9].

Тем временем, в 1936 году Синклер Смит изучал скопление Девы [10]. Предположив, что галактики движутся по круговой орбите с центром в созвездии Девы, он рассчитал общую массу скопления $10^{14}M_{\odot}$. Затем была найдена средняя масса, приходящаяся на одну галактику – $2 \cdot 10^{11}M_{\odot}$, что намного превышает оценку Хаббла в 10^9M_{\odot} .

Эти исследования показали, что количество вещества в галактических скоплениях превышает массу видимого. Для обозначения вещества, не взаимодействующего электромагнитно, был введен термин «скрытая масса».

Кривые вращения галактик

Кривые вращения галактик — профиль круговой скорости звезд и газа в галактике в зависимости от их расстояния от галактического центра — сыграли особую роль в доказательстве существования скрытой массы.

При выходе за пределы видимого галактического диска скорость вращения отдельных удаленных звезд должна уменьшаться с ростом расстояния как $v(r) \sim r^{-1/2}$. Однако, как показали наблюдения Веры Рубин в 1970 году [11], данная теоретическая зависимость не подтверждается. Вместо этого наблюдаются так называемые «плоские» кривые вращения, для которых $v(r) \approx const$ (рисунок 1.2). Данное расхождение можно объяснить, предположив, что существует невидимая форма материи, которая и поддерживает скорости вращения звезд на больших расстояниях от центра.

Крупномасштабная структура Вселенной

Мы не можем объяснить современную структуру Вселенной без участия скрытой массы, ведь без нее барионы начали бы формировать галактики только после рекомбинации, что значительно замедлило бы этот процесс.

Данную проблему можно решить, предположив, что формирование

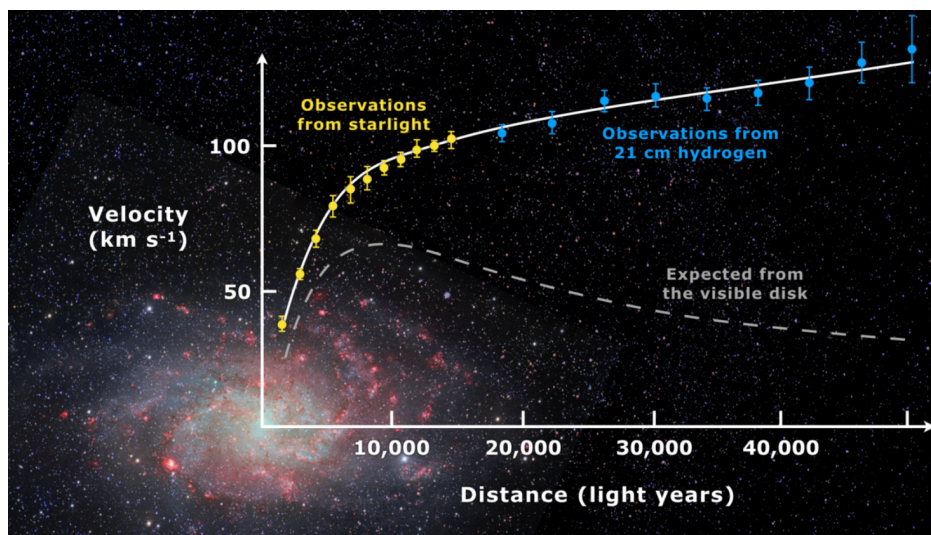


Рисунок 1.2 — Кривые вращения галактики.

структур началось еще на стадии рекомбинации. Но так как фотоны были релятивистскими и не позволяли барионам образовывать сгустки вещества, возникает необходимость в дополнительной форме материи.

1.2 КЛАССИФИКАЦИЯ СКРЫТОЙ МАССЫ

Скрытую массу разделяют на холодную, горячую и теплую:

- CDM (cold dark matter) [12]

К холодной скрытой массе относятся частицы с нерелятивистскими скоростями. В рамках данной модели формирование структуры Вселенной происходит иерархически, то есть сначала начинает формироваться мелкомасштабные структуры, а затем они объединяются в более крупные и так далее.

Модель CDM с хорошей точностью описывает крупномасштабную структуру Вселенной, но здесь возникает так называемая проблема пика плотности в гало. Пик плотности возникает за счет того, что холодные частицы за неимением поперечных скоростей должны притягиваться к центру галактики, из-за чего плотность степенным образом должна расходиться при $r \rightarrow 0$. На деле же, исходя из анализа кривых вращения галактик, такой пик не наблюдается.

- HDM (hot dark matter) [13]

Под горячей скрытой массой понимаются частицы, движущиеся с

релятивистскими скоростями. В такой модели структура Вселенной формируется от большей к меньшей. Так как релятивистские частицы не могут собираться в мелкие структуры из-за высоких скоростей, то первым делом происходит формирование крупномасштабных структур, а затем, по мере остывания частиц, будут образовываться более мелкие. Однако модель HDM исключается из-за несоответствия с крупномасштабной структурой Вселенной.

- WDM (warm dark matter)

Теплая скрытой масса — промежуточный случай между горячей и холодной. На ранней стадии частицы WDM движутся со скоростями, близкими к скорости света, как и частицы HDM, однако при переходе от радиационно-доминированной стадии к пылевой ($T \sim \text{eV}$) частицы перестают быть релятивистскими.

1.3 КАНДИДАТЫ НА РОЛЬ СКРЫТОЙ МАССЫ

Поиск частиц скрытой массы является важной задачей современной физики частиц. На данный момент попытки напрямую детектировать DM не дали никаких результатов, что приводит к существованию множества кандидатов на роль частиц DM.

Нейтрино

Тот факт, что нейтрино стабильны и не испытывают электромагнитного и сильного взаимодействия, позволяет считать их возможными кандидатами на роль частиц DM.

- Нейтрино стандартной модели

Нейтрино SM являются фундаментальными частицами со спином $s = \frac{1}{2}$. Всего известно 3 поколения нейтрино: ν_e , ν_μ , ν_τ . Эксперименты по осцилляциям нейтрино показали, что эти частицы имеют ненулевую массу [14; 15] (подробнее об определении верхнего ограничения на массу можно посмотреть в литературе [16]).

Однако ограничение на полную реликтовую плотность нейтрино [4] показывает, что нейтрино SM недостаточно многочисленны, чтобы быть доминирующей компонентой DM.

- **Стерильные нейтрино**

В 1993 году в качестве кандидатов на роль частиц скрытой массы были предложены стерильные нейтрино [17], которые не участвуют в слабом взаимодействии. В зависимости от массы, они могут выступать в роли частиц CDM ($m_{\nu_s} \gg \text{кэВ}$) или WDM ($m_{\nu_s} \sim \text{кэВ}$).

Суперсимметричные частицы

Если природа содержит симметрию, связывающую фермионы с бозонами, то для каждого фермиона должен существовать бозон с такими же квантовыми числами (за исключением спина). Эта теория получила название «суперсимметрия» (SUSY, Supersymmetry) [18].

В теории SUSY существуют взаимодействия, нарушающие законы сохранения барионного и лептонного чисел, что может привести к достаточно быстрому распаду протона, что явно не согласуется с существующими наблюдениями. Для того чтобы подавить эти процессы, была введена дополнительная симметрия — R-четность

$$P_R = (-1)^{2s+3B+L}, \quad (1.1)$$

где s — спин частицы, B и L — барионное и лептонное числа соответственно.

Тогда для частиц SM $P_R = +1$, а для их суперпартнеров $P_R = -1$. Как следствие, SUSY-частицы могут рождаться и аннигилировать только в паре с частицами стандартной модели. Легчайшая частица-суперпартнер является стабильной, что делает ее жизнеспособным кандидатом на роль частицы DM [19], при условии, что она не обладает электрическим и цветным зарядом.

Одним из возможных кандидатов на роль LSP (Lightest supersymmetric particle) является частица нейтралино ($s = 1/2$), которая представляет собой линейную комбинацию суперпартнеров фотона, Z-бозона и бозона Хиггса. Также рассматриваются sneutrino ($s = 0$), gravitino ($s = 3/2$) и axino ($s = 1/2$) — суперпартнеры нейтрино, гравитона и аксиона соответственно.

Аксионы

Аксион — сверхлегкая и очень слабодействующая частица с $s = 0$ и $m \ll 1$ эВ, которая была введена для устранения проблемы силь-

ного CP-нарушения в квантовой хромодинамике [20–22].

Расчет плотности аксионных реликтов является неопределенным и зависит от предположения, сделанные относительно производственного механизма. Однако можно найти подходящий диапазон, в котором аксионы удовлетворяют всем современным ограничениям и представляют собой возможного кандидата в DM [23; 24]. Тем не менее, напрямую обнаружить эту частицу пока не удалось.

Слабовзаимодействующие массивные частицы

Наиболее популярным кандидатом на роль скрытой массы являются WIMPs [25; 26]. Предполагается, что эти частицы взаимодействуют гравитационно, а также обладают новым видом выходящего за рамки SM взаимодействия, которое слабее слабого ядерного взаимодействия.

К концу 1980-х годов стало широко обсуждаться, что большая часть массы Вселенной состоит из холодных и небарионных частиц. Для того чтобы частицы вышли из теплового равновесия в ранней Вселенной и превратились в холодный реликт, их масса не должна быть меньше $\sim 1 - 100$ кэВ. Более того, для того чтобы предсказанное количество тепловых реликтов такого вида соответствовало наблюдаемой плотности DM, частицы скрытой массы должны аннигилировать с поперечным сечением $\langle \sigma v \rangle \approx 10^{-26}$ см³/с (где v — относительная скорость между аннигилирующими частицами). Предполагается, что вимпы обладают нужными значениями массы и сечения аннигиляции.

Барионная скрытая масса

Существуют также теории, которые предлагают кандидатов на роль барионной скрытой массы, к числу которых относятся массивные компактные объекты гало галактики (MACHO — Massive Astrophysical Compact Halo Objects), которые из-за своей малой светимости не могут быть обнаружены. Такими объектами могут быть черные дыры, нейтронные звезды, коричневые и красные карлики.

Однако эксперименты, основанные на эффекте гравитационного микролинзирования, показали, что подобные объекты не могут описать всю скрытую массу во Вселенной [27].

1.4 НАБЛЮДЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ КАК СПОСОБ НЕПРЯМОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ

Непрямое детектирование частиц скрытой массы основано на астрофизических наблюдениях продуктов их аннигиляции или распада, одним из которых являются позитроны [28].

Наиболее интересной проблемой для астрофизики является позитронная аномалия, которая заключается в избытке высокоэнергетичных позитронов в КЛ. Был проведен ряд экспериментов по измерению спектра космических позитронов [29–31], подтверждающих рост доли e^+ при энергиях выше 10 ГэВ (рисунок 1.3).

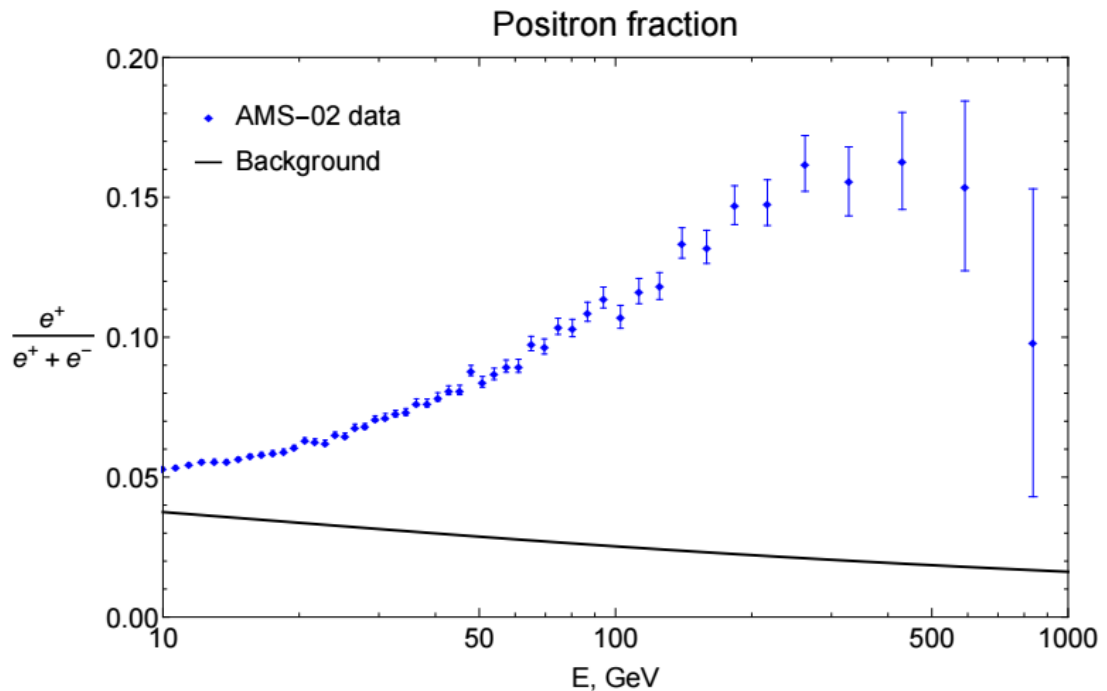


Рисунок 1.3 — Доля позитронов в космических лучах, полученная экспериментом AMS-02.

Ожидается, что для вторичных позитронов их доля в КЛ будет уменьшаться с ростом энергии, а источников первичных e^+ , способных описать данный избыток, и нет вовсе в рамках СМ. Тогда, в качестве источника первичных e^+ может выступать распадающаяся/аннигилирующая ДМ.

2 ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СРЕДСТВ

Для моделирования потока позитронов от различного распределения источников скрытой массы использовался математический пакет Wolfram Mathematica.

Mathematica — система для технических вычислений, широко используемая для научных, инженерных, математических расчётов. Разработана в 1988 году Стивеном Вольфрамом, дальнейшим развитием системы занята основанная им совместно с Теодором Греем компания Wolfram Research.

Она оснащена широким перечнем аналитических возможностей, среди которых упрощение выражений, интегрирование, решение дифференциальных уравнений и прочее.

Помимо этого, система осуществляет численные расчеты и предоставляет возможность представления результатов в виде графиков.

Последнее активно использовалось в ходе данной работы.

Для поиска оптимальных параметров так же использовалась Wolfram Mathematica, так как в рамках применяемого метода есть возможность сделать массу параметром фитирования, что невозможно сделать при использовании GALPROP для моделирования распространения частиц в Галактике.

3 МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ e^\pm В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Предполагается, что скрытая масса состоит из неизвестных на данный момент частиц (подробнее о кандидатах в эти частицы — в работах [27; 32; 33]), которые способны распадаться или аннигилировать с образованием позитронов в конечном состоянии. Допускается, что процесс аннигиляции или распада может проходить по нескольким модам [6], однако в данной работе рассматриваются только некоторые из них:

$$\begin{aligned} X\bar{X} &\rightarrow e^+e^- \\ X\bar{X} &\rightarrow \mu^+\mu^- \\ X\bar{X} &\rightarrow \tau^+\tau^- \end{aligned} \quad (3.1)$$

Движение позитронов в межзвездной среде имеет диффузный характер, что приводит к «размазыванию» частиц по объему Галактики. В этом случае за промежуток времени, соответствующий потере энергии от E_0 до E , позитроны распространятся на расстояние [33]

$$\lambda(E, E_0) = 10\text{кpc} \sqrt{\left(\frac{E}{1\text{ГэВ}}\right)^{-0.7} - \left(\frac{E_0}{1\text{ГэВ}}\right)^{-0.7}} \quad (3.2)$$

В межзвёздной среде позитроны будут испытывать синхротронные и комптоновские потери, связанные с взаимодействием e^+ с галактическим магнитным полем, фотонами реликтового излучения и светом звёзд. Скорости этих потерь можно представить в виде

$$\frac{dE}{dt} = b(E) = -\beta E^2, \quad (3.3)$$

где $\beta \sim 10^{-16} \text{с}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}$. Знак минус указывает на то, что энергия убывает

со временем.

Для оценки концентрации позитронов от скрытой массы вблизи Земли была использована формула из [34]

$$\frac{dn_{e^+}(E, \vec{r}_{\text{Earth}})}{dE} = \frac{1}{b(E)} \int_E^{E_{0\text{max}}} \frac{dE_0}{(\pi\lambda^2(E, E_0))^{3/2}} \int d^3\vec{r} Q(E_0, \vec{r}) e^{-\frac{(\vec{r}-\vec{r}_{\text{Earth}})^2}{\lambda^2(E, E_0)}}, \quad (3.4)$$

где $Q(E_0, \vec{r})$ — скорость рождения e^+ в интервале энергий $E_0 \div E_0 + dE_0$ в единице объема в результате аннигиляции частиц ДМ с концентрацией $n(\vec{r})$. Она была взята в виде:

$$Q(E_0, \vec{r}) = \frac{1}{4} n^2(\vec{r}) \langle \sigma v \rangle \frac{dN_{e^+}(E_0)}{dE}, \quad (3.5)$$

где $\frac{dN_{e^+}(E_0)}{dE}$ — дифференциальный спектр позитронов от одной реакции аннигиляции, $\langle \sigma v \rangle$ — сечение, усредненное по скоростям.

Концентрация $n(\vec{r})$ будет задаваться формулой

$$n(\vec{r}) = \frac{\rho_{DM}(\vec{r})}{M} \quad (3.6)$$

где M — масса частицы скрытой массы в ГэВ, $\rho_{DM}(\vec{r})$ — распределение плотности скрытой массы в Галактике в ГэВ см⁻³.

Была выбрана система координат с центром в Земле. В этом случае $\vec{r}_{\text{Earth}} = 0$, а \vec{r} задает расстояние от наблюдателя до источника.

Окончательная формула для потока позитронов от источника скрытой массы будет иметь вид

$$\Phi(E) = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{\beta E^2} \int_E^{E_{0\text{max}}} \frac{dE_0}{(\pi\lambda^2(E, E_0))^{3/2}} \int d^3\vec{r} Q(E_0, \vec{r}) e^{-\frac{\vec{r}^2}{\lambda^2(E, E_0)}}, \quad (3.7)$$

где c — скорость света.

В качестве фоновых потоков электронов и позитронов были взяты потоки из [35]

$$\Phi_{e^-}^{\text{bkg}}(E) = \left(\frac{82.0\epsilon^{-0.28}}{1 + 0.224\epsilon^{2.93}} \right) \text{GeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}, \quad (3.8)$$

$$\Phi_{e^+}^{\text{bkg}}(E) = \left(\frac{38.4\epsilon^{-4.78}}{1 + 0.0002\epsilon^{5.63}} + 24.0\epsilon^{-3.41} \right) \text{GeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}, \quad (3.9)$$

где $\epsilon = E/1\text{GeV}$.

При энергиях, меньших, чем ~ 10 ГэВ, потоки электронов и позитронов в верхней части атмосферы могут значительно отличаться от межзвездных потоков из-за эффектов солнечной модуляции. Данные потоки связаны следующим образом [35]

$$\Phi_{e^\pm}^{\text{TOA}}(E_{\text{TOA}}) = \frac{E_{\text{TOA}}^2}{E_{\text{IS}}^2} \Phi_{e^\pm}^{\text{IS}}(E_{\text{IS}}), \quad (3.10)$$

где $E_{\text{IS}} = E_{\text{TOA}} + \phi_F$, E_{IS} и E_{TOA} — энергии электронов или позитронов на границе гелиосферы и в верхней части атмосферы Земли соответственно, ϕ_F — параметр солнечной модуляции ($\phi_F = 0.7$ ГэВ для электронов, $\phi_F = 0.8$ ГэВ для позитронов).

Общие потоки электронов и позитронов можно рассчитать по формуле

$$\Phi_{e^\pm}^{\text{tot}} = \Phi_{e^\pm}^{\text{DM}} + \Phi_{e^\pm}^{\text{bkg}} \quad (3.11)$$

Тогда соотношение для доли позитронов в верхней части атмосферы будет выглядеть следующим образом

$$\frac{e^+}{e^+ + e^-} = \frac{\Phi_{e^+}^{\text{tot}}}{\Phi_{e^+}^{\text{tot}} + \Phi_{e^-}^{\text{tot}}} \quad (3.12)$$

4 ВАРИАНТЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКРЫТОЙ МАССЫ

В данной работе в качестве формы пространственного распределения скрытой массы рассматривалось несколько вариантов:

1) **Точечный источник**

Для точечного источника концентрация была взята в виде дельта-функции $n(\vec{r}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) = \delta(x - x_0)\delta(y - y_0)\delta(z - z_0)$.

2) **Источник, распределенный вдоль прямой**

Для простоты положим, что она расположена вдоль оси z , т.е. источники равномерно распределены по оси z . Тогда концентрацию источников можно задать в виде $n(\vec{r}) = \delta(x - x_0)\delta(y - y_0)$.

3) **Источник, распределенный на плоскости**

Пусть источник задается в виде плоскости yz . Получаем равномерное распределение источников e^+ в плоскости yz , а по оси x концентрация все еще задается дельта-функцией $n(\vec{r}) = \delta(x - x_0)$.

4) **Источник с равномерным объемным распределением**

В этом случае Q не будет содержать дельта-функций. $n(\vec{r})$, для простоты, берется равной 1.

5) **Бесконечно тонкие кольца вокруг центра Галактики**

Параметрически такое кольцо будет задаваться следующим образом:

$$\begin{cases} x = a \cos t + r_{\odot} \\ y = a \sin t \\ z = 0 \end{cases} \quad t \in [0; 2\pi], \quad (4.1)$$

здесь a — радиус кольца, $r_{\odot} = 8.5$ кпк — положение Солнца относительно центра Галактики.

6) **Непрерывное распределение источников в магнитном гало**

Рассмотрим теперь случай равномерного распределения источников

скрытой массы в магнитном гало.

Если λ превышает размеры магнитного гало, то часть позитронов может его покидать. В этом случае формула (3.7) может быть представлена в виде

$$\Phi(E) = \frac{c}{4\pi} n_{\text{loc}}^2 \langle \sigma v \rangle \frac{1}{\beta E^2} \int_E^M \frac{dN}{dE_0} Q(\lambda(E_0, E)) dE_0, \quad (4.2)$$

где

$$Q = 1 - \frac{(\lambda - h)^2(2\lambda + 4)}{2\lambda^3} \eta(\lambda - h) - \frac{2h(\lambda^2 - R^2)}{3\lambda^3} \eta(\lambda - R), \quad (4.3)$$

— подавляющий фактор. Здесь h и R задают размеры магнитного гало, $n_{\text{loc}} = 0.4 \frac{\Gamma_{\text{эВ}}}{\text{см}^3 M}$ — локальная концентрация частиц скрытой массы, $\frac{dN}{dE_0}$ — спектр позитронов от одной реакции, для простоты взятый в виде $\delta(E_0 - M)$.

5 ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКРЫТОЙ МАССЫ

5.1 ПОТОК ПОЗИТРОНОВ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

С помощью описанных ранее формул и математического пакета Wolfram Mathematica были смоделированы энергетические спектры позитронов в космических лучах для разного пространственного распределения источников.

В качестве спектра от одной реакции аннигиляции была взята дельта-функция при массе частицы $\delta(E_0 - M)$, где $M = 500$ ГэВ.

5.1.1 СПЕКТР e^+ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ, ПРОХОДЯЩИХ ЧЕРЕЗ НАБЛЮДАТЕЛЯ

Рассмотрим для начала зависимость потока e^+ от энергии для различных источников, проходящих через наблюдателя. Для этого случая были получены следующие зависимости потока от энергии:

- для точечного источника

$$\Phi(E) \sim \frac{\eta(M - E)}{E^2 (E^{-0.7} - M^{-0.7})^{3/2}} \quad (5.1)$$

- для источника, распределенного по прямой

$$\Phi(E) \sim \frac{\eta(M - E)}{E^2 (E^{-0.7} - M^{-0.7})} \quad (5.2)$$

- для источника, распределенного на плоскости

$$\Phi(E) \sim \frac{\eta(M - E)}{E^2 \sqrt{E^{-0.7} - M^{-0.7}}} \quad (5.3)$$

- для источника с равномерным объемным распределением

$$\Phi(E) \sim \frac{\eta(M - E)}{E^2} \quad (5.4)$$

Из формул (5.1) – (5.4) можно увидеть, что для различного пространственного распределения источников e^+ получается разная зависимость потока от энергии.

Если i – количество δ -функций, используемых для задания концентрации источника, то получаем данную зависимость в виде

$$\Phi(E) \sim \frac{\eta(M - E)}{E^2 (E^{-0.7} - M^{-0.7})^{i/2}} \sim E^{0.35i-2} \quad (5.5)$$

На рисунке 5.1 показана разница в зависимостях. Для удобства кривые были совмещены, чтобы оценить разницу в их наклоне.

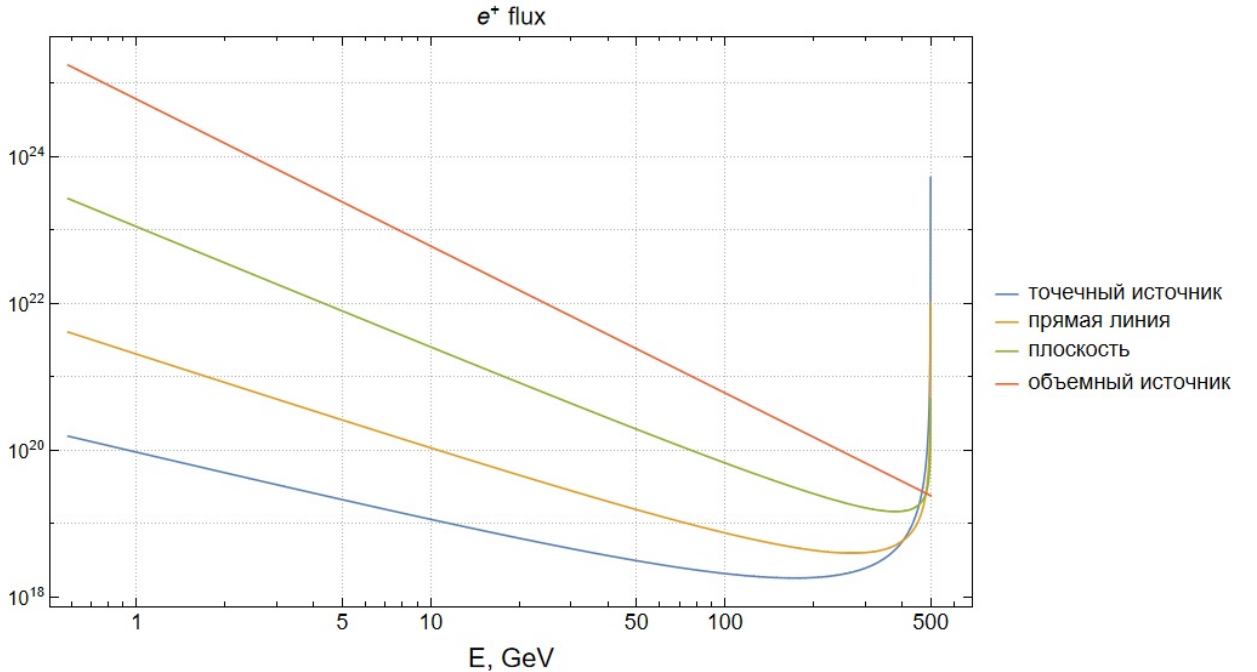


Рисунок 5.1 — Зависимость потока позитронов от энергии для различного пространственного распределения источников, проходящих через наблюдателя

Видно, что при энергии позитронов, равной 500 ГэВ, некоторые кри-

вые уходят на бесконечность. Это объясняется тем, что в знаменателе формулы (5.5) образуется 0 при $E = 500$ ГэВ. Причем, чем больше δ -функций используется для задания концентрации, тем «большая» бесконечность получается.

Также можно заметить, что чем больший объем в пространстве занимает источник, тем «круче» получается зависимость потока от энергии.

Так, от точечного источника приходит значительно меньше низкоэнергетичных позитронов, чем, например, от источника, распределенного по всему объему Галактики.

5.1.2 СПЕКТР e^+ ДЛЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

На рисунке 5.2 показан спектр позитронов для точечных источников, находящихся на разном расстоянии от Земли.

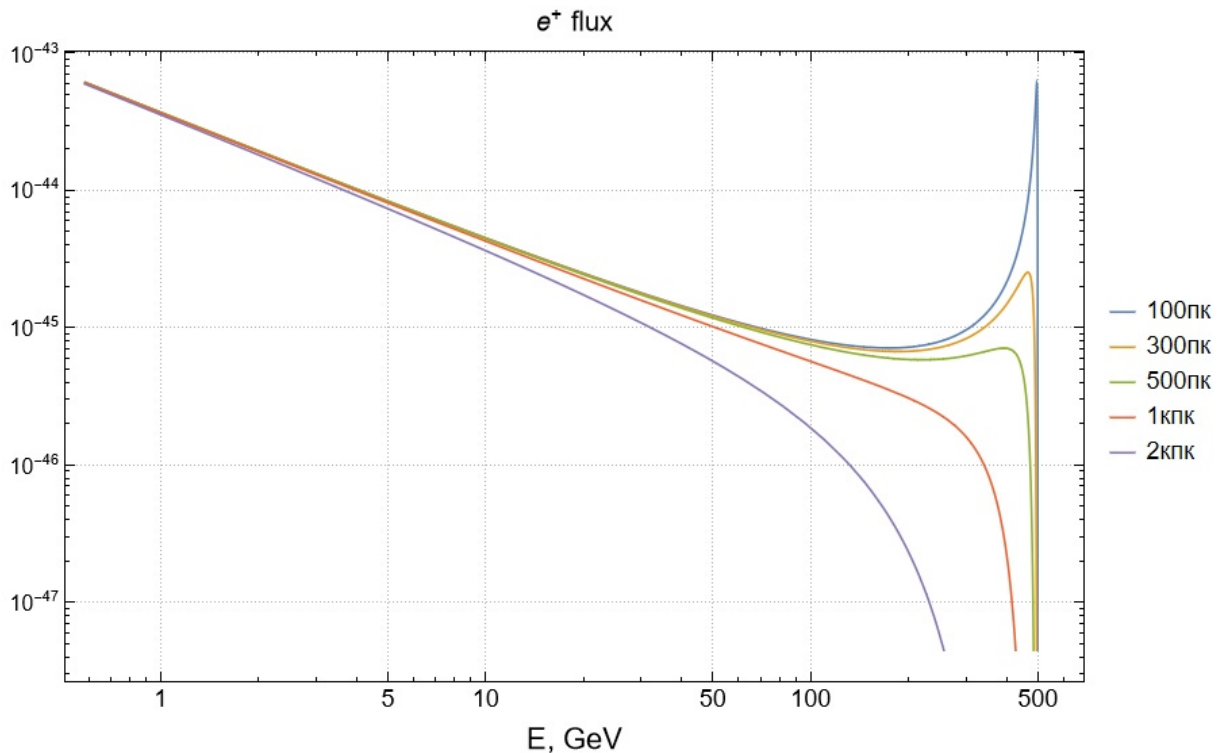


Рисунок 5.2 — Зависимость потока позитронов от энергии для точечного источника, находящегося на заданном расстоянии от наблюдателя

При сравнительно небольших расстояниях до источника получаем выходы на «пик» при энергиях, близких к начальной. Происходит это за счет того, что позитроны, приходящие к нам с небольших расстояний могут

иметь энергию, мало отличающуюся от их начальной энергии, что приводит к малости в знаменателе формулы (5.1). Соответственно, чем дальше находится источник, тем большие энергетические потери претерпевают e^+ и тем больше становится знаменатель в формуле (5.1). Следовательно, «пик» отодвигается и уменьшается, а в какой-то момент вовсе пропадает.

5.1.3 СПЕКТР e^+ ДЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ПО ПРЯМОЙ ЛИНИИ

Рассмотрим теперь равномерное распределение источников вдоль бесконечной прямой линии, находящейся на различном расстоянии от Земли.

Здесь получается картина, аналогичная предыдущей.

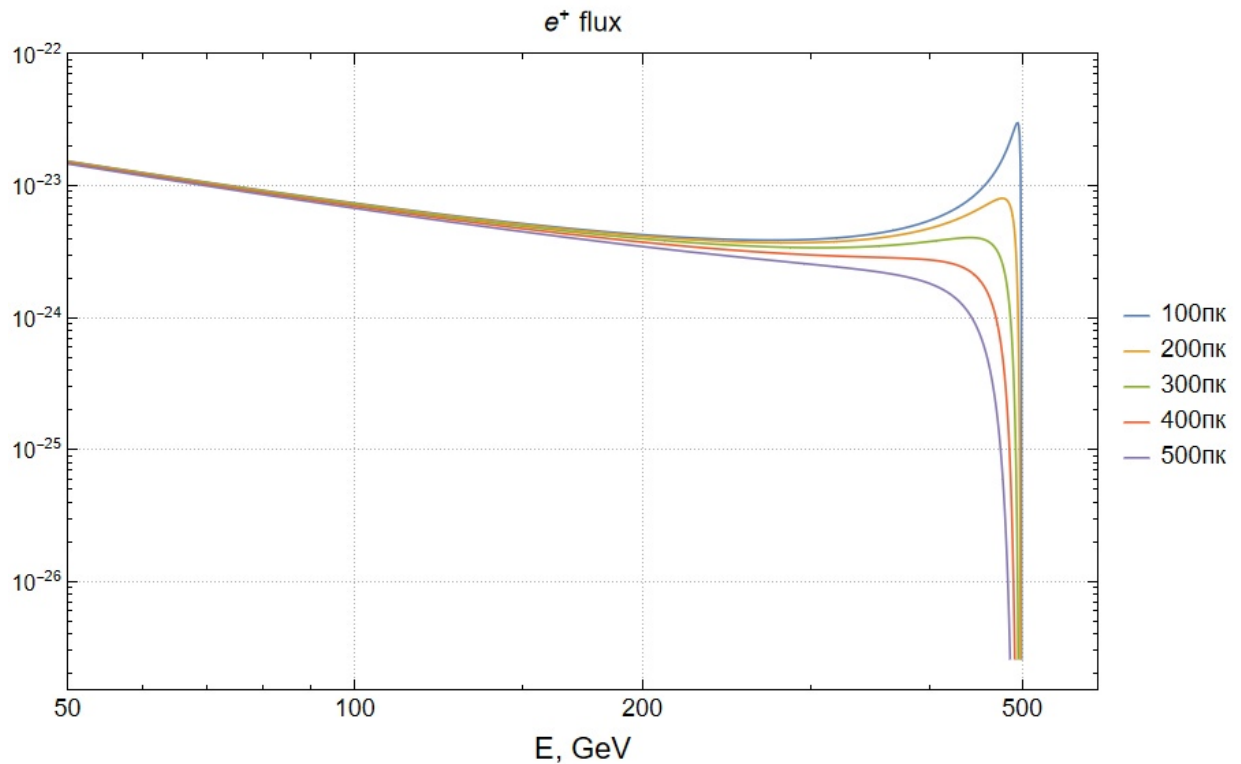


Рисунок 5.3 — Энергетический спектр позитронов для линейного распределения источников на близком расстоянии от наблюдателя

Для линии, находящейся на небольших расстояниях от нас (рисунок 5.3), наблюдается всплеск высокоэнергетичных позитронов, объясняющийся так же, как и в предыдущем случае.

Видно, что на расстоянии ~ 500 парсек «пик» сходит на нет. Дальнейшее поведение кривых, описывающих энергетический спектр позитронов,

показано на рисунке 5.4.

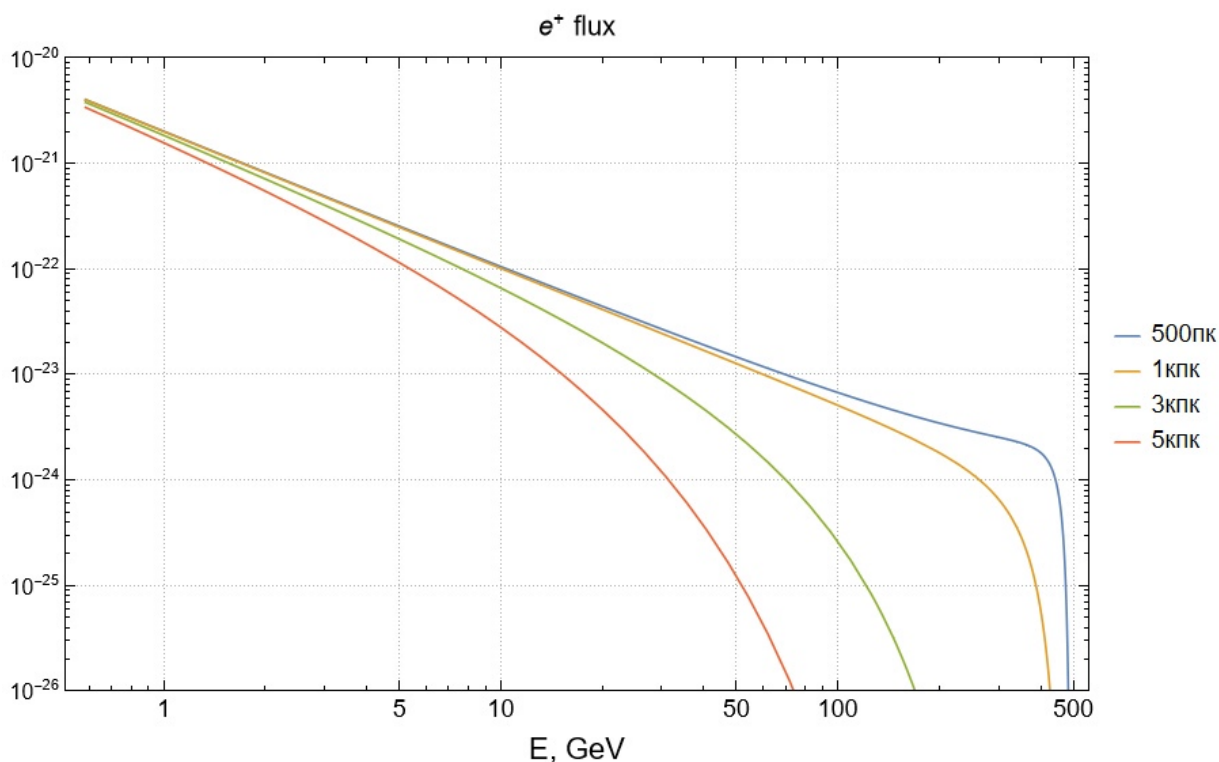


Рисунок 5.4 — Энергетический спектр позитронов для линейного распределения источников на дальнем расстоянии от наблюдателя

На расстояниях, больших, чем 500 парсек, никакого «всплеска» уже нет. Высокоэнергетичные e^+ не достигают наблюдателя, что прекрасно видно по графику.

5.1.4 СПЕКТР e^+ ДЛЯ НЕПРЕРЫВНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ В МАГНИТНОМ ГАЛО РАЗНЫХ РАЗМЕРОВ

На рисунке 5.5 изображен энергетический спектр позитронов для непрерывного распределения источников магнитном в гало.

В работе рассматривалось 3 варианта магнитного гало. Причем для каждого варианта получилось одинаковое количество высокоэнергетичных e^+ . Зависимость же спектра позитронов с низкими энергиями меняется с размерами магнитного гало.

Получается, что чем больше размер магнитного гало, тем большее количество низкоэнергетичных e^+ в спектре.

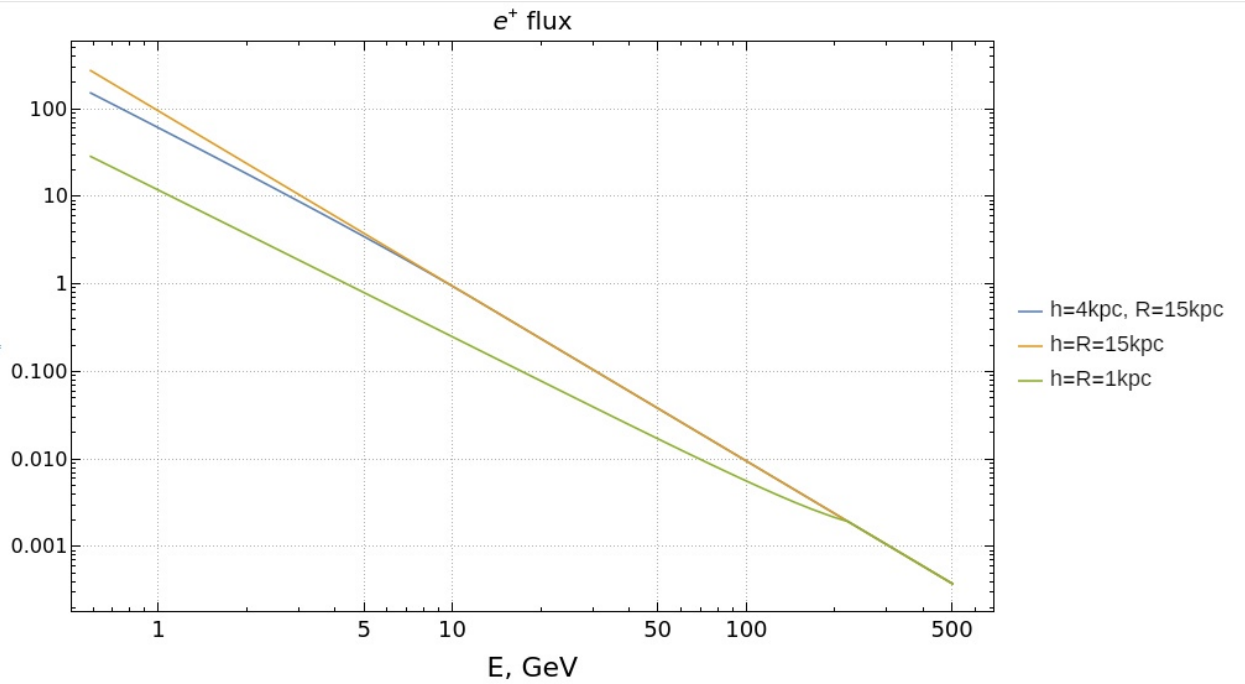


Рисунок 5.5 — Энергетический спектр позитронов для непрерывного распределения источников в магнитном гало

Это вызвано тем, что если λ больше размеров магнитного гало, то часть позитронов соответствующих энергий его покидает и больше не возвращается. И чем больше размер гало, тем на более низких энергиях начинается уменьшение количества позитронов.

Отсюда можно сделать вывод, что в магнитном гало малых размеров содержится меньше позитронов с низкими энергиями по сравнению с гало больших размеров. Следовательно, и количество низкоэнергетичных e^+ , долетающих до нас, в этом случае будет меньше.

5.2 СИГНАЛ В ДОЛЕ ПОЗИТРОНОВ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Теперь, рассматривая долю позитронов, можно перейти к фитированию экспериментальных данных AMS-02 [36] путем минимизации χ^2 , выражение для которого будет иметь следующий вид:

$$\chi^2 = \sum \frac{(y_{\text{теор}} - y_{\text{эксп}})^2}{\sigma^2 N_{\text{dof}}}, \quad (5.6)$$

где σ – погрешность, N_{dof} – число степеней свободы, $y_{\text{теор}}$ и $y_{\text{эксп}}$ – теоретические и экспериментальные значения доли позитронов соответственно. При этом суммирование проводится по экспериментальным точкам, лежащим правее 30 ГэВ.

Таким образом, мы можем задавать несколько свободных параметров фитирования, а затем с помощью поиска минимума χ^2 находить их такими, чтобы теоретическая зависимость как можно лучше описывала эксперимент.

5.2.1 АНАЛИЗ МЕТОДОВ МИНИМИЗАЦИИ

Здесь была рассмотрена доля позитронов в КЛ от двух колец, при этом масса частицы и радиусы колец выступали в роли параметров фитирования, в котором участвовали экспериментальные точки со 183 ГэВ. Так как были выявлены проблемы с нахождением глобального минимума, из-за чего приходилось ставить более жесткие ограничения на параметры, то была проведена работа по изучению методов минимизации функции NMinimize в программе Wolfram Mathematica.

Был проведен анализ трех методов минимизации: Differential Evolution, Simulated Annealing и Random Search.

1) Differential Evolution

Это простой минимизатор стохастических функций. Во время каждой итерации алгоритма генерируется новая совокупность точек. Новая точка генерируется путем выбора трех случайных точек x_u , x_v и x_w из старой совокупности и формирования $x_s = x_w + s(x_u - x_v)$, где s – действительный коэффициент масштабирования. Затем новая точка x_{new} строится из x_j и x_s путем взятия $i^{\text{ой}}$ координаты из x_s с вероятностью ρ и, в противном случае, взятия координаты из x_j . Вероятность ρ контролируется опцией «Cross Probability», которая по умолчанию имеет значение 0,5.

2) Simulated Annealing

Метод основан на симуляции процесса термической обработки металла, при котором металлический предмет нагревают до высокой температуры и дают ему медленно остыть, что позволяет атомной струк-

туре перейти в более низкое энергетическое состояние. Аналогично, этот алгоритм позволяет уйти от локального минимума, исследовать различные варианты и остановиться на глобальном минимуме.

На каждой итерации новая точка x_{new} генерируется в окрестности текущей точки x , при этом радиус окрестности с каждой итерацией уменьшается. Наилучшая точка x_{best} , найденная на данный момент, также отслеживается. И если $f(x_{new}) \leq f(x_{best})$, то x_{best} заменяется на x_{new} .

Данный метод использует несколько отправных точек и находит оптимальную, начиная с каждой из них.

3) Random Search

Алгоритм случайного поиска работает путем генерации совокупности случайных начальных точек и использует метод локальной оптимизации для каждой из них для сходимости к локальному минимуму. В качестве решения выбирается наилучший локальный минимум.

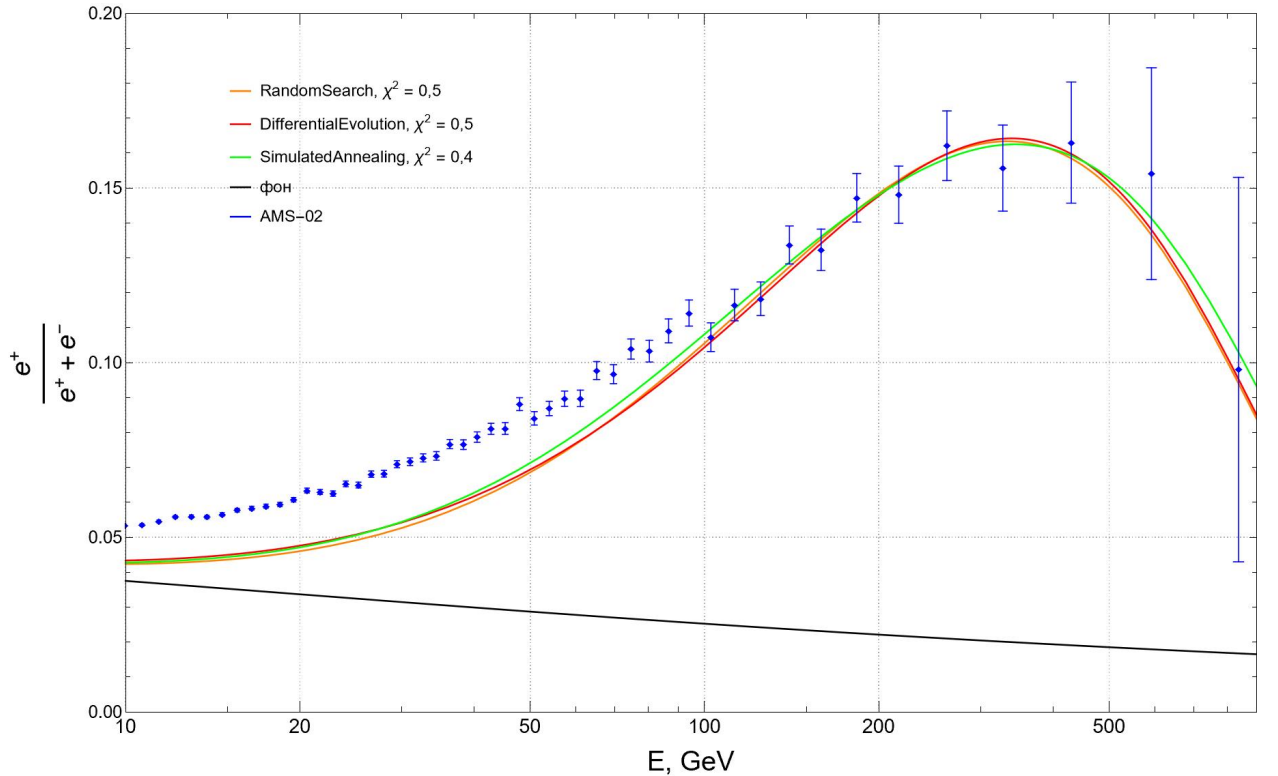


Рисунок 5.6 — Зависимость доли позитронов от энергии для двух колец вокруг центра Галактики при использовании различных методов минимизации. Черным цветом обозначен фон, синим — данные AMS-02, оранжевым, красным и зеленым — спектры от колец.

На рисунке 5.6 приведены зависимости доли позитронов от энергии

для двух колец вокруг центра Галактики с использованием различных методов минимизации. Также на графиках показаны фон [35] — черным цветом и экспериментальные точки AMS-02 [36] — синим цветом.

При минимизации с помощью метода Simulated Annealing было получено наилучшее значение χ^2 , а также данный метод оказался наиболее выигрышным с точки зрения временных затрат.

Далее при фитировании везде будет использоваться данный метод нахождения минимума.

5.2.2 ДОЛЯ e^+ ДЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ МОДЫ АННИГИЛЯЦИИ ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ

Рассмотрим для начала только электронную моду аннигиляции частиц скрытой массы. В этом случае дифференциальный спектр позитронов от одной реакции будет для простоты задаваться с помощью δ -функции:

$$\frac{dN_{e^+}(E_0)}{dE} = \delta(E_0 - M) \quad (5.7)$$

Это означает, что энергия, с которой рождаются позитроны, будет равна массе частицы DM.

В роли параметров фитирования здесь выступают масса частицы M , сечение реакции $\langle \sigma v \rangle$, радиусы колец — r_1 и r_2 , плотности колец — ρ_1 и ρ_2 .

Так как предполагается, что с удалением от центра Галактики плотность скрытой массы должна падать [6], то на плотности колец рассматривалось несколько вариантов ограничений: $\rho_1 > \rho_2$ и $\rho_1 > \rho_2 \frac{r_2}{r_1}$. Результаты представлены на рисунке 5.7.

Наилучший χ^2 получился для случая $\rho_1 > \rho_2 \frac{r_2}{r_1}$, $\rho_2 > 0.08 \text{ см}^{-3} \text{ ГэВ}$. Данное ограничение ставилось из соображений, что мы хотим, чтобы плотность кольца ρ падала хотя бы $\sim \frac{1}{r}$.

Таким образом, нам удалось найти оптимальные параметры для описания позитронной аномалии в КЛ в рамках модели двух бесконечно тонких кольцевых источников вокруг галактического центра (таблица 5.1).

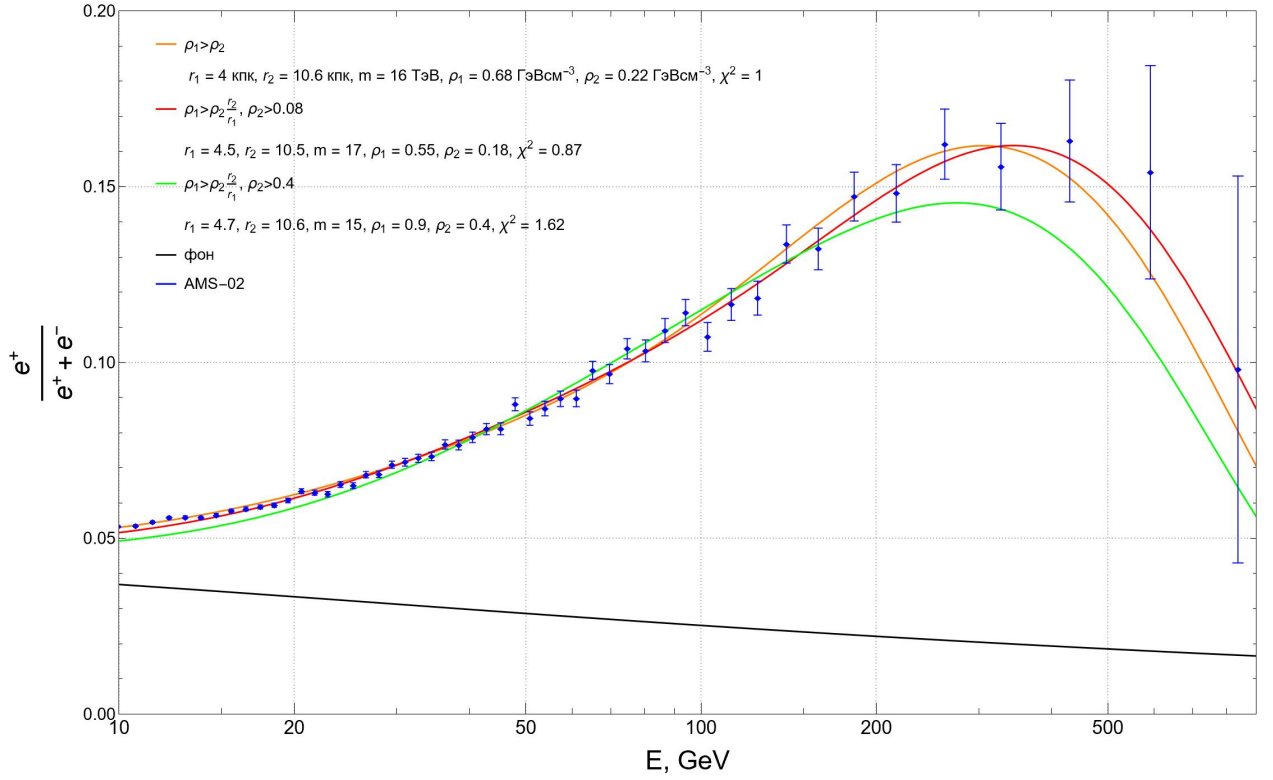


Рисунок 5.7 — Зависимость доли позитронов от энергии для двух колец вокруг центра Галактики для различных ограничений на плотности колец.

Оптимальные параметры						
m, ТэВ	r_1 , кпк	r_2 , кпк	$\rho_1, \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}$	$\rho_2, \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}$	$\langle \sigma v \rangle, \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$	χ^2
17	4.5	10.5	0.55	0.18	$5 \cdot 10^{24}$	0.87

Таблица 5.1 — Оптимальные параметры для случая двух бесконечно тонких колец вокруг центра Галактики (электронная мода)

5.2.3 СПЕКТРЫ ОТ РАСПАДА МЮОНА И ТАУ-ЛЕПТОНА

Спектры распада мюона и тау-лептона при нескольких различных массах начальной частицы, полученные с помощью программы моделирования RUTHIA, были приведены к общему виду, чтобы в дальнейшем полученные точки можно было проинтерполировать и использовать полученную функцию в качестве спектра от одной реакции аннигиляции частицы DM для произвольной массы. Полученные результаты приведены на рисунке 5.8.

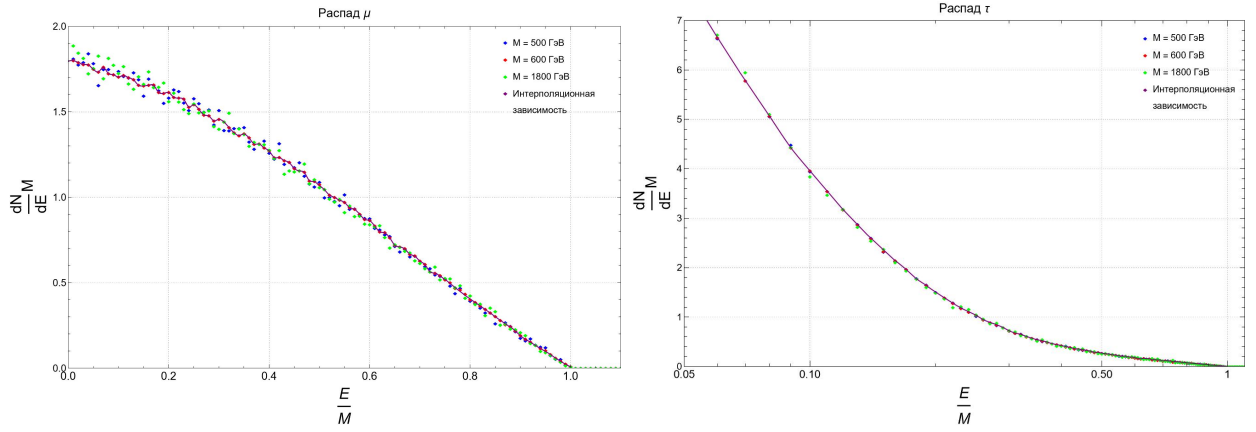


Рисунок 5.8 — Спектры от реакции распада мюона (слева) и тау-лептона (справа).

5.2.4 ДОЛЯ e^+ ДЛЯ МЮОННОЙ МОДЫ АННИГИЛЯЦИИ ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ

Для мюонной моды аннигиляции частиц ДМ спектр позитронов от одной реакции задается функцией, представленной на рисунке 5.8. Тогда доля e^+ в космических лучах вблизи Земли будет иметь вид, приведенный на рисунке 5.9.

Здесь при минимизации на плотности колец было поставлено условие $\rho_1 > \rho_2 \frac{r_2}{r_1}$. Исходя из полученных параметров фитирования, получается, что $\frac{\rho_1}{\rho_2} \approx \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{2.2}$, что согласуется с нашими представлениями о распределении плотности ДМ в Галактике.

Таким образом, для мюонной моды аннигиляции оптимальные параметры для описания позитронной аномалии в КЛ в рамках модели двух бесконечно тонких кольцевых источников вокруг центра Галактики выглядят следующим образом (таблица 5.2):

Оптимальные параметры						
m, ТэВ	r_1 , кпк	r_2 , кпк	$\rho_1, \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}$	$\rho_2, \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}$	$\langle \sigma v \rangle, \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$	χ^2
2.5	5.36	9.73	1.26	0.34	$6.8 \cdot 10^{21}$	1.14

Таблица 5.2 — Оптимальные параметры для случая двух бесконечно тонких колец вокруг центра Галактики (мюонная мода)

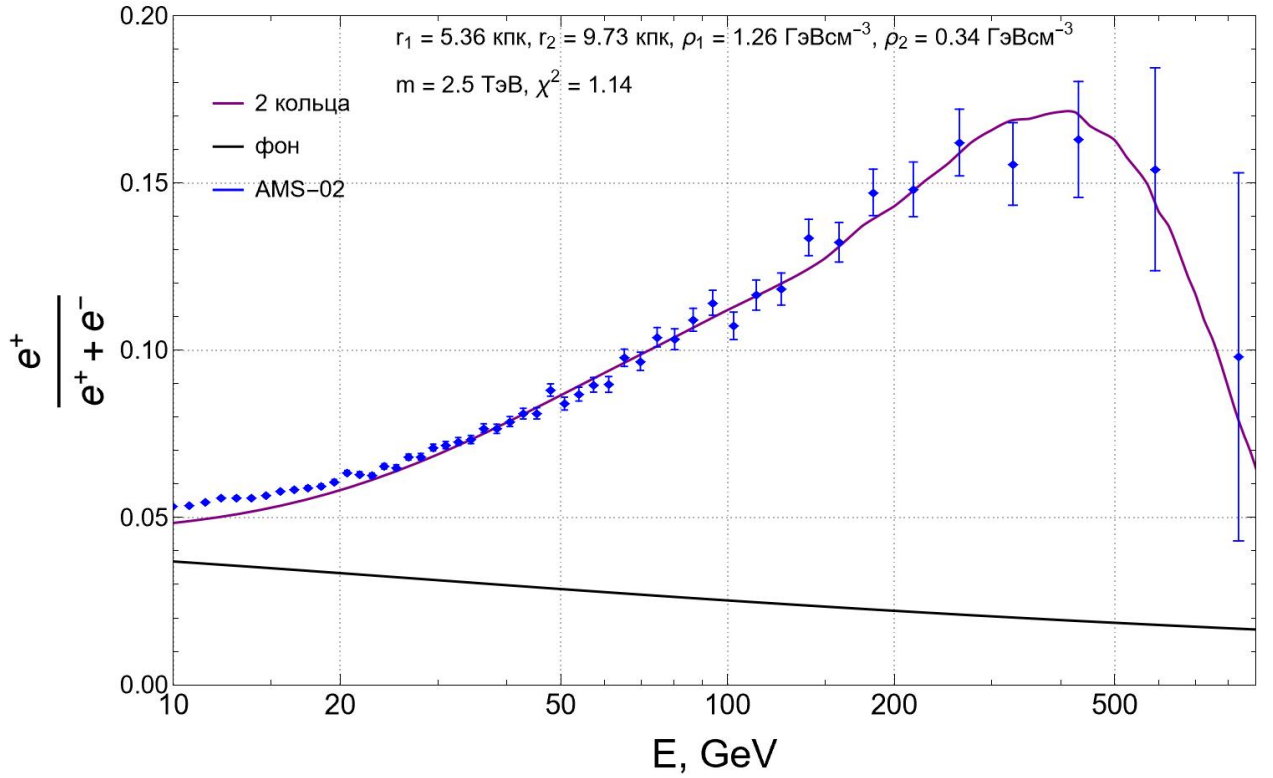


Рисунок 5.9 — Зависимость доли позитронов от энергии для двух колец вокруг центра Галактики для мюонной моды аннигиляции частиц скрытой массы.

5.2.5 ДОЛЯ e^+ ДЛЯ ТАУ-ЛЕПТОННОЙ МОДЫ АННИГИЛЯЦИИ ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ

Для τ -лептонной моды аннигиляции частиц ДМ спектр позитронов от одной реакции задается функцией, так же представленной на рисунке 5.8. На рисунке 5.10 представлен график зависимости для этого случая.

В данном случае $\frac{\rho_1}{\rho_2} \approx \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{1.7}$, а оптимальные параметры для описания ПА будут следующими (таблица 5.3):

Оптимальные параметры						
m, ТэВ	r_1 , кпк	r_2 , кпк	$\rho_1, \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}$	$\rho_2, \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}$	$\langle \sigma v \rangle, \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$	χ^2
3.5	5.4	9.37	0.5	0.2	$6 \cdot 10^{21}$	0.95

Таблица 5.3 — Оптимальные параметры для случая двух бесконечно тонких колец вокруг центра Галактики (тау-лептонная мода)

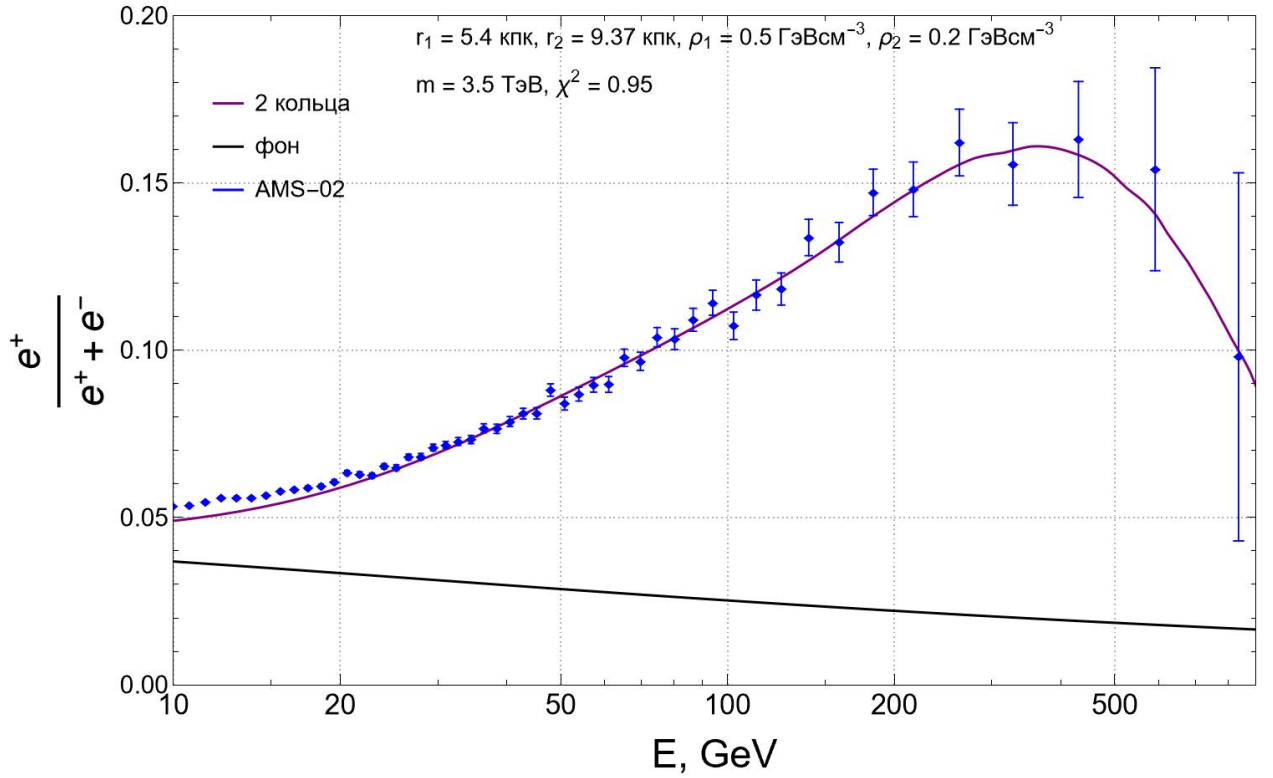


Рисунок 5.10 — Зависимость доли позитронов от энергии для двух колец вокруг центра Галактики для τ -лептонной моды аннигиляции частиц скрытой массы.

5.2.6 ДОЛЯ e^+ ДЛЯ ТРЕХ КАНАЛОВ АННИГИЛЯЦИИ ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ

Рассмотрим теперь случай аннигиляции частиц ДМ по трем модам, рассмотренным ранее. И пусть частицы с равной вероятностью (0.33) аннигилируют по одному из данных каналов. Полученный результат представлен на рисунке 5.11.

Здесь получается, что $\frac{\rho_1}{\rho_2} \approx \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{1.7}$, а оптимальные параметры для описания ПА приведены в таблице 5.4:

Оптимальные параметры						
m , ТэВ	r_1 , кпк	r_2 , кпк	ρ_1 , $\frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}$	ρ_2 , $\frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}$	$\langle \sigma v \rangle$, $\frac{\text{см}^3}{\text{с}}$	χ^2
3.8	5.34	9.93	1.12	0.39	$3 \cdot 10^{22}$	1.12

Таблица 5.4 — Оптимальные параметры для случая двух бесконечно тонких колец вокруг центра Галактики (три канала аннигиляции)

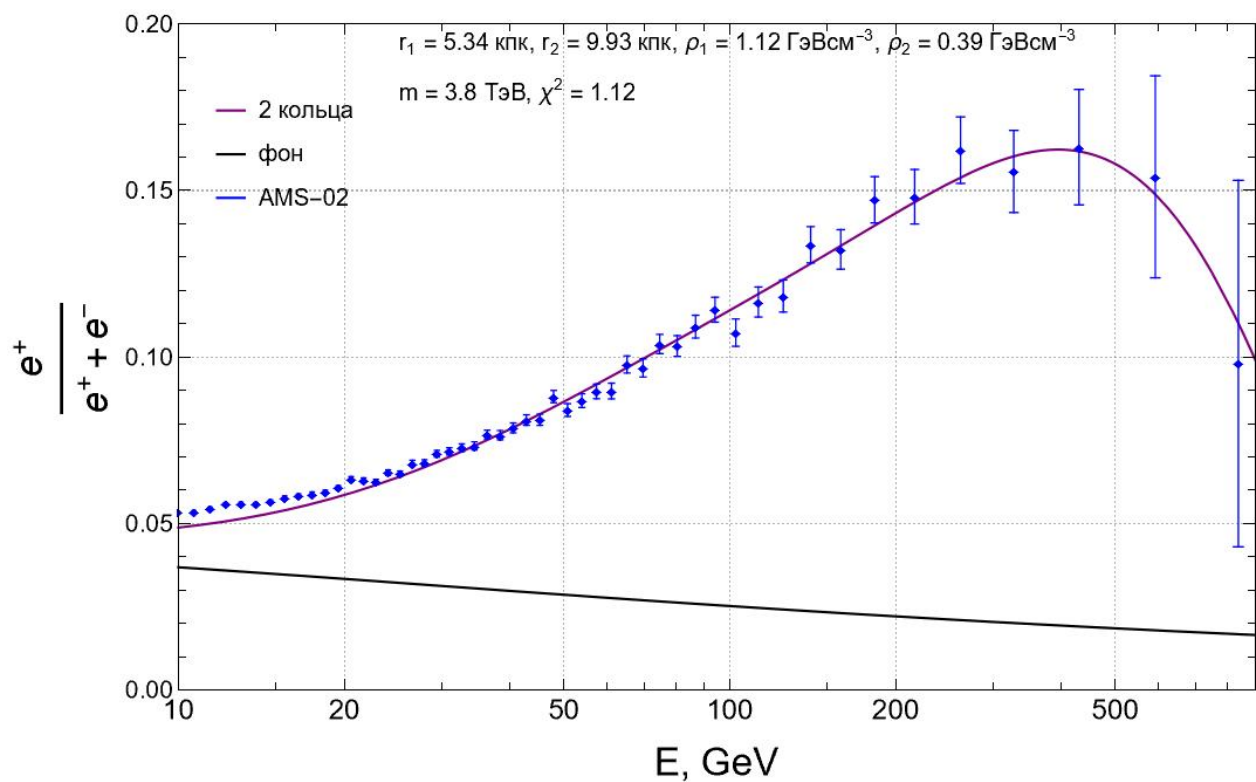


Рисунок 5.11 — Зависимость доли позитронов от энергии для двух колец вокруг центра Галактики по трем каналам аннигиляции частиц скрытой массы ($B\tau = 0.33$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучалось влияние пространственного распределения скрытой массы на форму спектра позитронов в КЛ. При этом было рассмотрено несколько каналов аннигиляции частиц.

Для начала были получены потоки e^+ для нескольких простейших распределений ДМ в Галактике, а именно для точечного источника, для источников в виде прямой и плоскости, для источника с равномерным объемным распределением, а также для непрерывного распределения источников в магнитном гало. Данные спектры были получены при фиксированных параметрах.

Далее проводилось исследование сигнала в доле позитронов в КЛ для того, чтобы можно было сравнить полученные спектры с экспериментальными данными и подобрать оптимальные параметры для описания ПА. Для этого был проведен анализ методов минимизации функции NMinimize математического пакета Wolfram Mathematica с целью устранения проблем, связанных с трудностью нахождения глобального минимума. Наилучшие результаты по χ^2 и по временным затратам показал метод «Simulated Annealing».

С помощью вышеуказанного метода были получены наилучшие параметры для описания позитронной аномалии в пределах модели распределения скрытой массы в виде двух бесконечно тонких колец вокруг галактического центра. При этом предполагалось, что частицы ДМ могут с равной вероятностью аннигилировать по трем каналам: электронному, мюонному и тау-лептонному.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Adriani O.* [et al.]. Cosmic-Ray Positron Energy Spectrum Measured by PAMELA // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111. — P. 081102. — arXiv: [1308.0133 \[astro-ph.HE\]](#).
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. — P. 141102.
3. *Siegert T.* The Positron Puzzle //. — 2023. — arXiv: [2303.15582 \[astro-ph.HE\]](#).
4. *Bertone G., Hooper D., Silk J.* Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints // *Phys. Rept.* — 2005. — Vol. 405. — P. 279–390. — arXiv: [hep-ph/0404175](#).
5. *Einasto J.* Dark Matter //. — 2009. — arXiv: [0901.0632 \[astro-ph.CO\]](#).
6. *Cirelli M.* [et al.]. PPPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection // *JCAP*. — 2011. — Vol. 03. — P. 051. — arXiv: [1012.4515 \[hep-ph\]](#) ; — [Erratum: *JCAP* 10, E01 (2012)].
7. *Liu W.* [et al.]. Constraints on dark matter annihilation and decay from the isotropic gamma-ray background // *Chinese Physics C*. — 2017. — Vol. 41, no. 4. — P. 045104.
8. *Belotsky K.* [et al.]. The DAMPE excess and gamma-ray constraints // *Phys. Dark Univ.* — 2019. — Vol. 26. — P. 100333. — arXiv: [1904.02456 \[astro-ph.HE\]](#).

9. *Zwicky F.* On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae // *Astrophys. J.* — 1937. — Vol. 86. — P. 217–246.
10. *Smith S.* The Mass of the Virgo Cluster //. — 1936. — Vol. 83. — P. 23.
11. *Rubin V. C., Ford Jr. W. K.* Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions // *Astrophys. J.* — 1970. — Vol. 159. — P. 379–403.
12. *Blumenthal G. R.* [et al.]. Formation of Galaxies and Large Scale Structure with Cold Dark Matter // *Nature* / ed. by M. A. Srednicki. — 1984. — Vol. 311. — P. 517–525.
13. *Primack J. R., Gross M. A. K.* Hot Dark Matter in Cosmology. — 2000. — arXiv: [astro-ph/0007165](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0007165) [[astro-ph](#)].
14. *Adamson P.* [et al.]. First Observations of Separated Atmospheric Muon Neutrino and Muon Anti-Neutrino Events in the MINOS Detector // *Physical Review D.* — 2006. — Vol. 73, no. 7.
15. *Aharmim B.* [et al.]. Electron Energy Spectra, Fluxes, and Day-Night Asymmetries of ^8B Solar Neutrinos from the 391-Day Salt Phase SNO Data Set // *Physical Review C.* — 2005. — Vol. 72, no. 5.
16. *Formaggio J. A., Gouvêa A. L. C. de, Robertson R. G. H.* Direct Measurements of Neutrino Mass // *Phys. Rept.* — 2021. — Vol. 914. — P. 1–54. — arXiv: [2102.00594](https://arxiv.org/abs/2102.00594) [[nucl-ex](#)].
17. *Dodelson S., Widrow L. M.* Sterile-neutrinos as dark matter // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Vol. 72. — P. 17–20. — arXiv: [hep-ph/9303287](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9303287).
18. *Wess J., Zumino B.* Supergauge Transformations in Four-Dimensions // *Nucl. Phys. B* / ed. by A. Salam, E. Sezgin. — 1974. — Vol. 70. — P. 39–50.
19. *Ellis J. R.* [et al.]. Supersymmetric Relics from the Big Bang // *Nucl. Phys. B* / ed. by M. A. Srednicki. — 1984. — Vol. 238. — P. 453–476.
20. *Dine M., Fischler W., Srednicki M.* A Simple Solution to the Strong CP Problem with a Harmless Axion // *Phys. Lett. B.* — 1981. — Vol. 104. — P. 199–202.

21. *Kim J. E.* Weak Interaction Singlet and Strong CP Invariance // Phys. Rev. Lett. — 1979. — Vol. 43. — P. 103.
22. *Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.* Can Confinement Ensure Natural CP Invariance of Strong Interactions? // Nucl. Phys. B. — 1980. — Vol. 166. — P. 493–506.
23. *Sikivie P.* Experimental Tests of the Invisible Axion // Phys. Rev. Lett. / ed. by M. A. Srednicki. — 1983. — Vol. 51. — P. 1415–1417. — [Erratum: Phys.Rev.Lett. 52, 695 (1984)].
24. *Ignatovich V. K., Pokotilovski Y. N.* Limits on a nucleon-nucleon monopole-dipole (axionlike) P-,T-noninvariant interaction from spin relaxation of polarized ultracold neutrons. — 2009. — arXiv: [0902.3425](https://arxiv.org/abs/0902.3425) [[nucl-ex](#)].
25. *Steigman G., Turner M. S.* Cosmological constraints on the properties of weakly interacting massive particles // Nuclear Physics B. — 1985. — Vol. 253. — P. 375–386.
26. *Roszkowski L., Sessolo E. M., Trojanowski S.* WIMP dark matter candidates and searches current status and future prospects // Reports on Progress in Physics. — 2018. — Vol. 81, no. 6. — P. 066201.
27. *Bertone G., Hooper D.* History of dark matter // Rev. Mod. Phys. — 2018. — Vol. 90, no. 4. — P. 045002. — arXiv: [1605.04909](https://arxiv.org/abs/1605.04909) [[astro-ph.CO](#)].
28. *Conrad J., Reimer O.* Indirect dark matter searches in gamma and cosmic rays // Nature Phys. — 2017. — Vol. 13, no. 3. — P. 224–231. — arXiv: [1705.11165](https://arxiv.org/abs/1705.11165) [[astro-ph.HE](#)].
29. *Barwick S. W.* [et al.]. Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 1 to 50 GeV // The Astrophysical Journal. — 1997. — Vol. 482, no. 2. — P. L191–L194.
30. *Adriani O.* [et al.]. Observation of an anomalous positron abundance in the cosmic radiation // Nature. — 2009. — Vol. 458, no. 7238. — P. 607–609.
31. *Ackermann M.* [et al.]. Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 011103. — arXiv: [1109.0521](https://arxiv.org/abs/1109.0521) [[astro-ph.HE](#)].

32. *Belotsky K., Khlopov M., Laletin M.* Dark Atoms and their decaying constituents // Bled Workshops Phys. / ed. by N. S. Mankoc Borstnik, H. B. Nielsen, D. Lukman. — 2014. — Vol. 15, no. 2. — P. 1–9. — arXiv: [1411.3657 \[hep-ph\]](#).
33. *Belotsky K.* [et al.]. Decaying Dark Atom constituents and cosmic positron excess // Adv. High Energy Phys. — 2014. — Vol. 2014. — P. 214258. — arXiv: [1403.1212 \[astro-ph.CO\]](#).
34. *Li T., Okada N., Shafi Q.* Scalar dark matter, Type II Seesaw and the DAMPE cosmic ray $e^+ + e^-$ excess // Phys. Lett. B. — 2018. — Vol. 779. — P. 130–135. — arXiv: [1712.00869 \[hep-ph\]](#).
35. *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 \[hep-ph\]](#).
36. *Aguilar M.* [et al.]. Towards Understanding the Origin of Cosmic-Ray Electrons // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Vol. 122, no. 10. — P. 101101.