

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ  
М. В. ЛОМОНОСОВА»

Физический факультет

Кафедра физики частиц и космологии

**Пропадающая тёмная материя**

Курсовая работа

Выполнил:  
студент 204 группы  
Шинкевич Егор Максимович  
Научный руководитель:  
член-корр. РАН, д.ф.-м.н.,  
Горбунов Дмитрий Сергеевич

Москва — 2022

## Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Распределение плотности гало</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Основные уравнения</b>	<b>4</b>
<b>4</b>	<b>Аннигиляция частиц тёмной материи</b>	<b>6</b>
4.1	Сечение аннигиляции . . . . .	6
4.2	Численный расчёт . . . . .	8
4.3	Трёхчастичная аннигиляция . . . . .	13
<b>5</b>	<b>Распад частиц тёмной материи</b>	<b>14</b>
5.1	Численный расчёт . . . . .	15
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>16</b>

## 1 Введение

Что стоит за гипотетической тёмной материей (ТМ), масса которой в нашей Галактике превышает в несколько раз массу видимой материи, а в карликовых галактиках превышение достигает сотен раз, никто не знает. Моделей много и пока явных указаний на обнаружение частиц тёмной материи в прямых или косвенных поисках не получено, идёт интенсивный набор данных об астрофизических и космологических свойствах тёмной материи. С уточнением характеристик тёмной материи встаёт вопрос о том, состоит она из одного типа частиц или, как видимый мир, из нескольких. Свойства разных составляющих тёмного сектора могут существенно различаться. Например, одна часть может распадаться, другая активно аннигилировать, что изменяет общее количество тёмной материи во Вселенной и долю тёмной материи в галактиках.

Модели с нестабильной компонентой могут быть интересны в связи с несостыковкой результата численного моделирования распределения плотности в гало тёмной материи с прямыми астрономическими наблюдениями: модель холодной тёмной материи показывает, что профиль содержит сингулярность в центре галактики, называемую каспом, однако статистика кривых вращения не демонстрирует того же результата, а в центре наблюдается выраженное ядро с почти постоянной плотностью (см. рис. 1) .

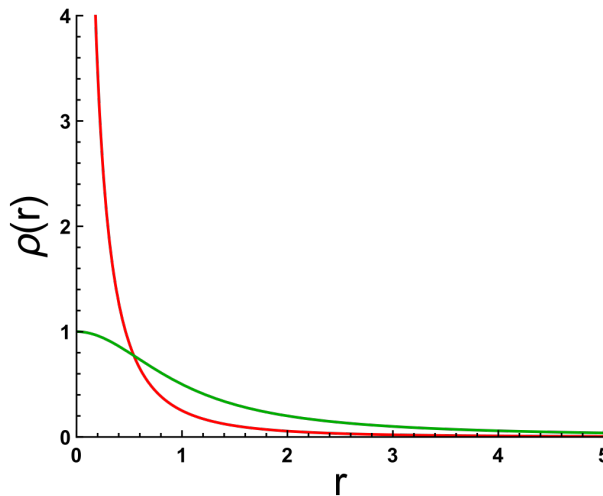


Рис. 1. Распределение плотности гало тёмной материи, полученное в рамках модели холодной тёмной материи (профиль Наварро–Френка–Уайта, красная кривая) и путём прямых наблюдений (псевдоизотермический профиль, зелёная кривая). Источник: wikipedia.

В настоящей работе предлагается рассмотреть модель, где часть частиц распадается или аннигилирует в двух- или трёхчастичных процессах в галактике с темпом, зависящим от плотности материи. Так как плотность растёт к центру галактики, то и темп "пропадания" будет разным в различных её частях, что некоторым образом может повлиять на профиль плотности в гало тёмной материи.

## 2 Распределение плотности гало

Априори характер распределения плотности гало неизвестен, поэтому предлагаются различные модели гало, результаты которых сравниваются с наблюдаемой кривой вращения. Чаще всего используются перечисленные ниже модели.

- Модель квазиизотермического гало характеризуется радиальным профилем плотности:

$$\rho_h(r) = \frac{\rho_{h0}}{1 + \frac{r^2}{a^2}},$$

здесь  $r$  – радиальная сферическая координата,  $\rho_{h0}$  – некоторая постоянная. Этой модели соответствует примерно постоянная дисперсия скоростей частиц самогравитирующего гало.

- Модель Наварро – Френка – Уайта (NFW), которая предложена на основе анализа космологических моделей формирования гало [1]:

$$\rho_h^{NFW}(r) = \frac{\rho_{h0}}{\left(\frac{r}{r_s}\right)\left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2},$$

где  $r_s$  – масштаб гало, содержит касп – особенность в центре.

- Модель Баркерта [2]:

$$\rho_h^B(r) = \frac{\rho_{h0}}{\left(\frac{r}{b}\right)\left(1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)}.$$

- Экспоненциальный профиль убывания объёмной плотности гало [3]

$$\rho_h(r) = \frac{M_h}{8\pi e b^3} \exp\left(-\frac{r}{b}\right)$$

обеспечивает сходимость интеграла  $M_h = \int_0^\infty \rho_h 4\pi r^2 dr$ , в отличие от предыдущих распределений.

- Профиль Эйнасто:

$$\rho_h(r) = \rho_0 \exp\left[-\left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha\right],$$

где  $\alpha$  – ещё один параметр модели. С уменьшением  $\alpha$  ( $\alpha \ll 1$ ) центральная плотность увеличивается, что позволяет описывать не только модели с плавным возрастанием плотности к центру, но и модели с каспом.

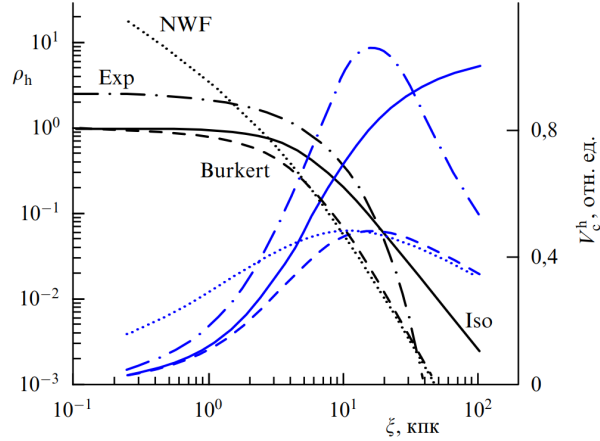


Рис. 2. Сравнение различных профилей плотности  $\rho(r)$  сферических гало (масштаб гало  $a = 5$  кпк). Экспоненциальный профиль (Exp) соответствует профилю Эйнасто с  $\alpha = 1$ . Кривая Iso соответствует изотермическому гало. Синими кривыми показаны соответствующие значения круговой скорости  $V_c^h$ . Источник: [4].

Каждая из моделей хорошо описывает длинные плоские кривые вращения с учётом вклада барионных компонентов. Различия между моделями проявляются, однако, на малых  $r$ , на которых модели предсказывают разный характер возрастания плотности ТМ в направлении к центру галактики. Модели гало с каспом отличаются быстрым возрастанием плотности к центру во внутренней области, а плотности изотермического гало и гало Баркерта имеют в центре пологий участок профилей.

Одной из наиболее часто используемых для описания распределения массы в гало тёмной материи является зависимость Наварро – Френка – Уайта, несмотря на несовпадение с данными наблюдений для центральных областей галактик. Поэтому в данной работе предлагается модифицировать именно этот профиль с помощью учёта нестабильной компоненты тёмной материи.

### 3 Основные уравнения

Для описания поведения такой нестабильной компоненты ТМ воспользуемся ньютоновой теорией тяготения и классической гидродинамикой в предположении, что частицы тёмной материи представляют собой идеальную нерелятивистскую жидкость в самосогласованном гравитационном поле с потенциалом  $\Phi$ , для которого справедливо уравнение Пуассона:

$$\Delta\Phi = 4\pi G\rho, \tag{1}$$

где  $\rho(r, t)$  – локальная плотность частиц ТМ. Динамика такой жидкости описывается ее уравнением состояния и уравнениями гидродинамики:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla(\rho\mathbf{v}) = q, \tag{2}$$

$$\rho\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\rho\nabla\Phi, \tag{3}$$

где  $\mathbf{v}$  – скорость жидкости,  $q$  – добавление плотности в единицу времени, в нашем случае  $q < 0$ . Первое уравнение (уравнение непрерывности) можно получить, рассматривая баланс массы жидкости в заданном объёме, а второе (обобщение уравнения Эйлера) следует из второго закона Ньютона для того же объёма.

Запишем уравнения (1), (2), (3) в сферических координатах:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = 4\pi G\rho, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(\rho r^2 v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho v_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial \phi} = q, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad (3a)$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi} + \frac{v_r v_\theta}{r} - \frac{\text{ctg} \theta}{r} v_\phi^2 = 0, \quad (3b)$$

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + \frac{v_r v_\phi}{r} + \frac{\text{ctg} \theta}{r} v_\theta v_\phi = 0, \quad (3c)$$

где  $v_r, v_\theta, v_\phi$  – координаты скорости жидкости в сферической системе.

Заметим, что третьи и четвёртые слагаемые в правой части уравнения (2a) отвечают за поток массы в касательном направлении внутри малого объёма сферического слоя  $dV = 4\pi r^2 dr$ . Считая, что в основном движение частиц тёмной материи остаётся круговым, эти слагаемые обнуляются. Умножая (3b) на  $v_\theta$ , а (3c) на  $v_\phi$  и складывая их, получим следующее:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial(v_\theta^2 + v_\phi^2)}{\partial t} + \frac{v_r}{2} \frac{\partial(v_\theta^2 + v_\phi^2)}{\partial r} + \frac{v_\theta}{2r} \frac{\partial(v_\theta^2 + v_\phi^2)}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{2r \sin \theta} \frac{\partial(v_\theta^2 + v_\phi^2)}{\partial \phi} + \frac{v_r}{r} (v_\theta^2 + v_\phi^2) = 0. \quad (4)$$

Заметим, что  $v_\eta^2 = v_\theta^2 + v_\phi^2$  – поперечная скорость. Также умножим уравнение (3a) на  $r^2$  и продифференцируем по  $r$ , тогда в правой части из уравнения (1a) будет стоять  $4\pi G\rho r^2$ . Учитывая сферическую симметрию, приходим к следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(\rho r^2 v_r)}{\partial r} = q, \\ \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial v_r}{\partial t} + r^2 v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - r v_\eta^2 \right) = -4\pi G\rho r^2, \\ \frac{\partial v_\eta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\eta}{\partial r} + \frac{v_r v_\eta}{r} = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Аналитическое решение такой системы дифференциальных уравнений в частных производных вызывает некоторые трудности, так что предлагается решить её численно. Для этого приведём уравнение к безразмерному виду. Перед этим отметим, что в начальный момент времени считается, что никакого радиального движения

нет ( $v_r = 0$ ), а все движения чисто круговые, хотя круги в разных плоскостях, и что распределение плотности подчиняется зависимости NFW:

$$t = 0 : \quad v_r(r, 0) \equiv 0, \quad \rho(r, 0) = \frac{\rho_{h0}}{\left(\frac{r}{r_s}\right)\left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}.$$

Поэтому наиболее удобной будет замена:

$$\tilde{\rho} = \rho/\rho_{h0}, \quad \tilde{r} = r/r_s, \quad \tilde{v}^2 = v^2/4\pi Gr_s^2\rho_{h0}, \quad \tilde{t} = t/1 \text{ млн лет},$$

где под  $v$  подразумеваются все скорости, входящие в систему уравнений (5).

Таким образом, выбирая соответствующие функции  $q$  в (5), можно рассматривать интересующие нас процессы „пропадания“ тёмной материи в галактике.

## 4 Аннигиляция частиц тёмной материи

Одним из таких процессов „пропадания“ является аннигиляция.

Взаимодействие частицы с античастицей может привести к их аннигиляции с трансформацией энергии покоя в другие сорта частиц. Локальный темп аннигиляции пропорционален квадрату концентрации частиц, поэтому он выше в центральных плотных областях гало тёмной материи, так что в этом случае в системе уравнений (5) функция  $q$  имеет следующий вид:

$$q = -\frac{\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle}{m_{DM}} \rho^2,$$

где  $\sigma_{ann}$  – сечение аннигиляции,  $v_{rel}$  – относительная скорость двух частиц тёмной материи с массой  $m_{DM}$ . В рамках данной работы подразумевается, что частицы тёмной материи являются майорановскими, т.е. они тождественны своим античастицам, иначе  $\rho$  бы обозначало сумму плотностей частиц и античастиц с дополнительным множителем 1/2.

Если среди продуктов аннигиляции есть, например, фотоны, то в принципе их можно зарегистрировать гамма-телескопами и тем самым получить информацию о свойствах частиц тёмной материи, поэтому гипотеза об аннигиляции частиц привлекла широкое внимание, поскольку могла быть указанием на непрямую регистрацию тёмной материи.

Сегодня аннигиляция частиц тёмной материи является одной из интерпретаций избытка позитронов в эксперименте PAMELA и ATIC (Advanced Thin Ionization Calorimeter) и гамма излучения в наблюдениях Fermi-LAT (Fermi Large Area Telescope) [5].

### 4.1 Сечение аннигиляции

Как уже было показано выше, темп аннигиляции  $q$  пропорционален усреднённому по тепловому распределению частиц произведению сечения аннигиляции и относительной скорости [5],[6]:

$$\langle \sigma v \rangle = \int f(v) \sigma(v) v dv,$$

где  $f(v)$  – распределение скоростей частиц.

Выражение  $\langle\sigma v\rangle$  через относительную скорость  $v$  двух частиц тёмной материи имеет вид:

$$\langle\sigma v\rangle = a + bv^2 + cv^4 + \dots, \quad (6)$$

где  $a$  включает в себя вклад только от s-волны, а  $b$  – вклад как от s-волны, так и от p-волны. При малых скоростях можно ограничиться только первым слагаемым.

Как правило, тепловой вид распределения реализуется и в ранней Вселенной, и в наиболее типичных моделях гало тёмной материи. Поэтому выражение  $\langle\sigma v\rangle$  достаточно универсально, и с помощью этой величины можно связать процесс рождения частиц в ранние космологические эпохи и темп их аннигиляции в современной Вселенной.

Рассмотрим теперь эффект усиления Зоммерфельда, который может существенно увеличить сечение аннигиляции частиц при малых относительных скоростях. Усиление Зоммерфельда стало очень актуальным и широко обсуждалось в связи с данными PAMELA, поскольку лишь один этот эффект оказался способным дать требуемый буст-фактор в несколько порядков величины. Усиление Зоммерфельда, выражающееся в возрастании сечения аннигиляции, обусловлено многократным обменом промежуточными бозонами между аннигилирующими частицами. Этот обмен соответствует определённому искажению волновых функций аннигилирующих частиц из-за наличия дополнительного потенциала взаимодействия в уравнении Шрёдингера [7].

Чаще всего усиление Зоммерфельда моделируется с помощью потенциала Юкавы:

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} \exp(-m_V r),$$

где  $m_V$  – масса частицы-переносчика взаимодействия,  $\alpha$  – константа задающая интенсивность взаимодействия. В кулоновском пределе  $m_V \rightarrow 0$  коэффициент усиления  $S(v)$ , определённый посредством соотношения  $\langle\sigma v\rangle = S\langle\sigma v\rangle_0$ , имеет вид:

$$S = \frac{\pi\alpha}{\beta} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\pi\alpha}{\beta}\right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

где  $\beta = v/c$ . Для малых  $\beta$  коэффициент усиления  $S \propto 1/v$ . Однако при очень малых  $\beta$ , порядка  $10^{-4}$  (для модели с массами частиц около 1 ТэВ, рассмотренной в [7]), происходит насыщение и при дальнейшем уменьшении скорости сечение не возрастает. При изменении соотношений между массой частиц тёмной материи и массами частиц-переносчиков взаимодействия в сечении аннигиляции появляются резонансы, в которых коэффициент достигает величины порядка  $10^4 - 10^5$ .



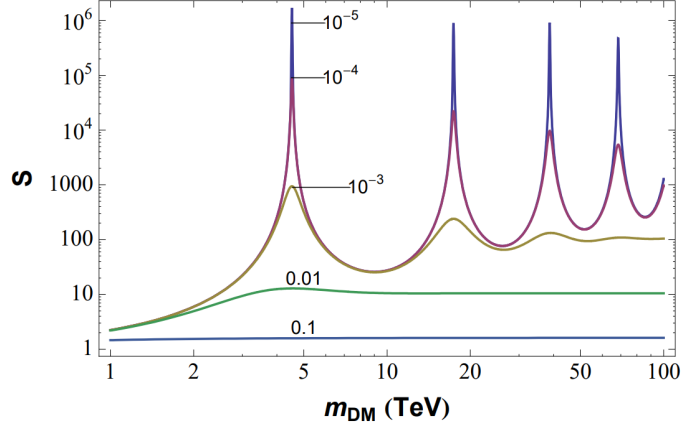


Рис. 3. Усиление Зоммерфельда  $S$  как функция массы частиц тёмной материи для различных скоростей. От нижнего к верхнему:  $\beta = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ . Источник: [7].

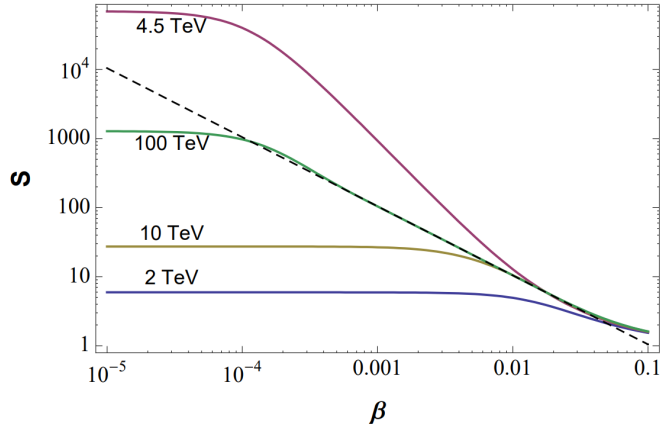


Рис. 4. Усиление Зоммерфельда  $S$  как функция скорости  $\beta$  для различных масс частиц тёмной материи. От нижнего к верхнему:  $m = 2, 10, 100, 4.5$  ТэВ, последнее значение отвечает первому резонансу. Чёрная пунктирная линия показывает зависимость  $1/v$ , ожидаемая в промежуточном диапазоне скоростей. Источник: [7].

## 4.2 Численный расчёт

Численное решение системы уравнений (5) проведём для Малой Медведицы, являющейся карликовой галактикой,  $r_s = 0.6$  кпк,  $\rho_{h0} = 1.1 \times 10^8 M_\odot \text{ кпк}^{-3}$ , а также для Млечного Пути,  $r_s = 22$  кпк,  $\rho_{h0} = 10^6 M_\odot \text{ кпк}^{-3}$  [6].

Рассмотрим такое сечение, при котором изменение плотности за 10 миллиардов лет составляет  $\delta\rho/\rho \approx 15\%$ . В таком случае для Малой Медведицы  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 70.3 \times 10^3 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ Г}^{-1}$ , а для Млечного Пути —  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 7.8 \times 10^6 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ Г}^{-1}$  (см. рис. 5 и рис. 6).

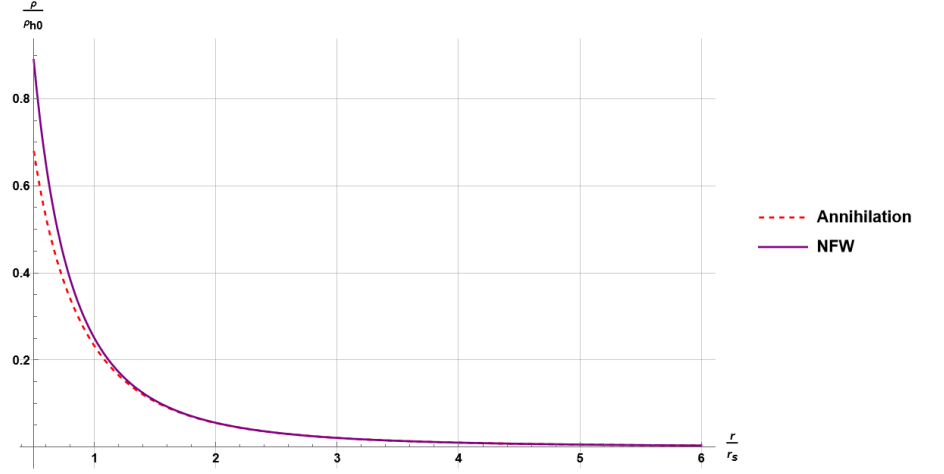


Рис. 5. Профиль плотности для Малой Медведицы в момент времени  $t = 9$  млрд. лет при сечении  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 70.3 \times 10^3 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ .

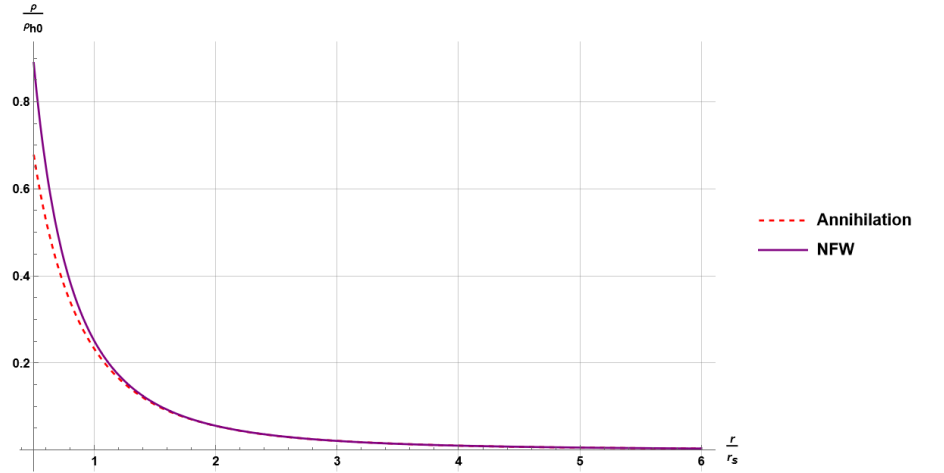


Рис. 6. Профиль плотности для Млечного Пути в момент времени  $t = 9$  млрд. лет при сечении  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 7.8 \times 10^6 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ .

Как видно из рисунков 5 и 6, профиль становится более пологим при приближении к центру, а при удалении от него слабо расходится с распределением NFW. В основном изменение плотности приходится на промежуток  $r < r_s$ .

Теперь же рассмотрим такое сечение, при котором изменение плотности за 10 миллиардов лет составляет  $\delta\rho/\rho \approx 25\%$ . В таком случае для Малой Медведицы  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 118.3 \times 10^3 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ , а для Млечного Пути —  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 13 \times 10^7 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$  (см. рис. 7 и рис. 8).

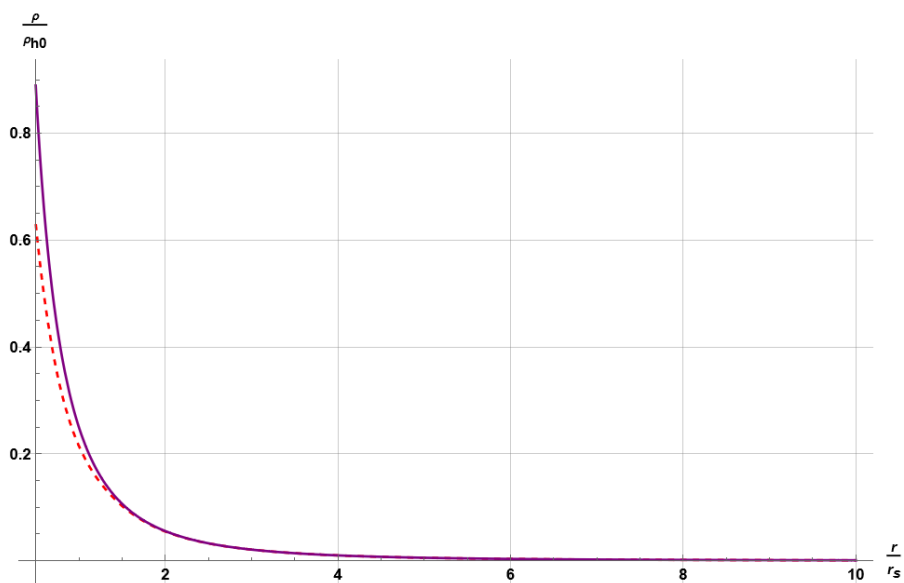


Рис. 7. Профиль плотности для Малой Медведицы в момент времени  $t = 10$  млрд. лет при сечении  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 118.3 \times 10^3 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ .

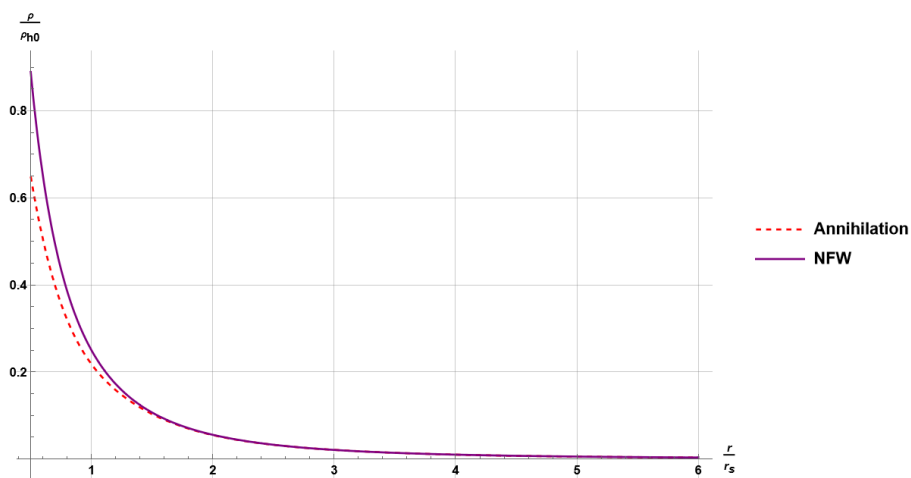


Рис. 8. Профиль плотности для Млечного Пути в момент времени  $t = 9$  млрд. лет при сечении  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 13 \times 10^7 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ .

Любопытно также посмотреть в этом же случае на график зависимости плотности от времени на определённом расстоянии от центра галактики (см. рис. 9 и рис. 10).

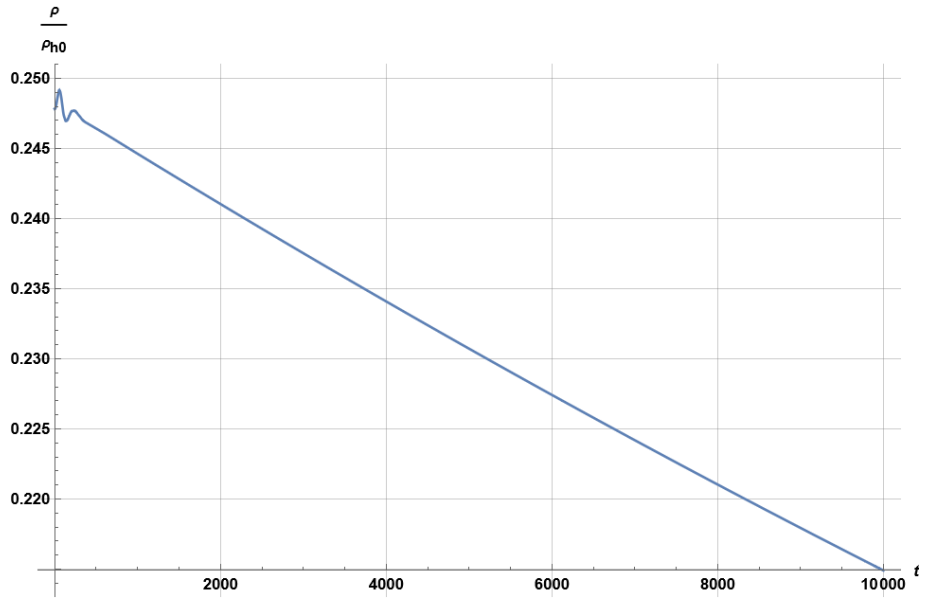


Рис. 9. Зависимость плотности от времени для Малой Медведицы на расстоянии  $r = r_s = 0.6$  кпк при сечении  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 118.3 \times 10^3 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ .

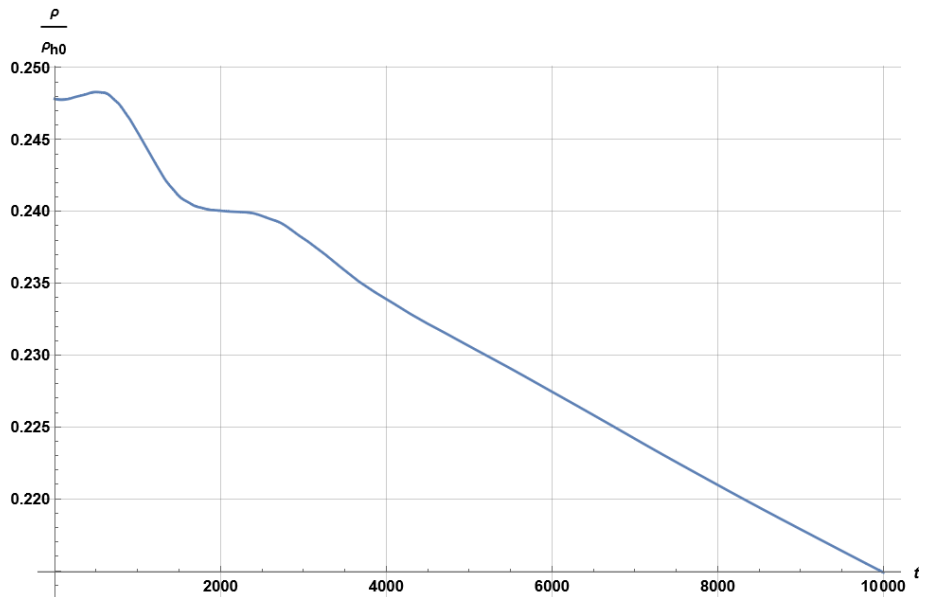


Рис. 10. Зависимость плотности от времени для Млечного Пути на расстоянии  $r = r_s = 22$  кпк при сечении  $\frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{DM}} = 13 \times 10^7 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ .

Как видно из рисунков 9 и 10, зависимость плотности от времени, как для Малой Медведицы, так и для Млечного Пути, содержит некоторые колебания, которые затем переходят в линейную зависимость. Вероятно, такое поведение может быть связано с тем, что в самом начале аннигиляции плотность в центре уменьшается, а частицы тёмной материи убегают из центра, что в итоге приводит к увеличению плотности в рассматриваемой точке и, соответственно, усилению аннигиляции. Описанный процесс повторяется вплоть до некоторого равновесия, которому как раз со-

ответствует линейная зависимость, характеризующая уменьшение суммарной массы гало.

Теперь рассмотрим сечение, зависящее от относительной скорости частиц, то есть которое, согласно формуле (6), включает в себя вклад как от  $s$ -волны так и от  $p$ -волны. В формуле (6) для Малой Медведицы возьмём параметр  $a/m_{DM} = 70.3 \times 10^3 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ , а для Млечного Пути –  $a/m_{DM} = 7.8 \times 10^6 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ , а параметр  $b/m_{DM}$  положим равным  $10^{-4}$  (с учётом того, что система приведена к безразмерному виду) (см. рис. 11 и рис. 12).

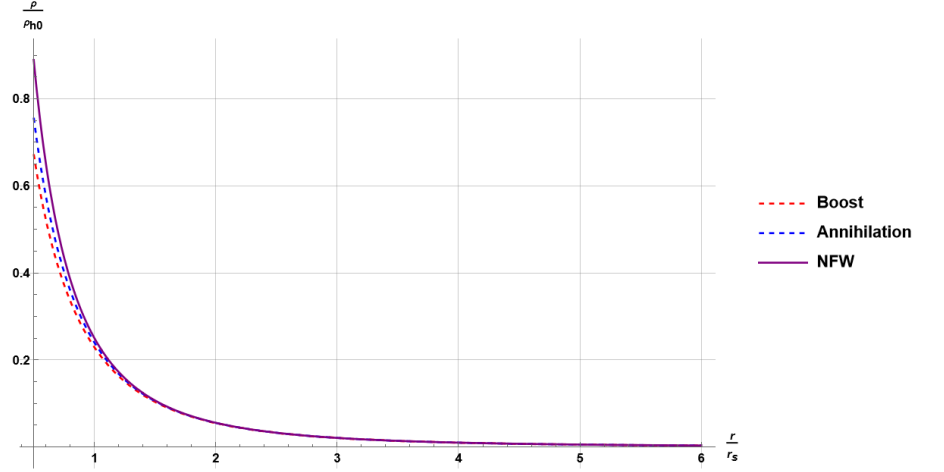


Рис. 11. Профиль плотности для Малой Медведицы в момент времени  $t = 5$  млрд. лет при  $a/m_{DM} = 70.3 \times 10^3 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ ,  $b/m_{DM} = 10^{-4}$ . Синей прерывистой линии соответствует профиль при аннигиляции без учёта вклада от  $p$ -волны, красной прерывистой линии соответствует профиль при аннигиляции с учётом вклада от  $p$ -волны

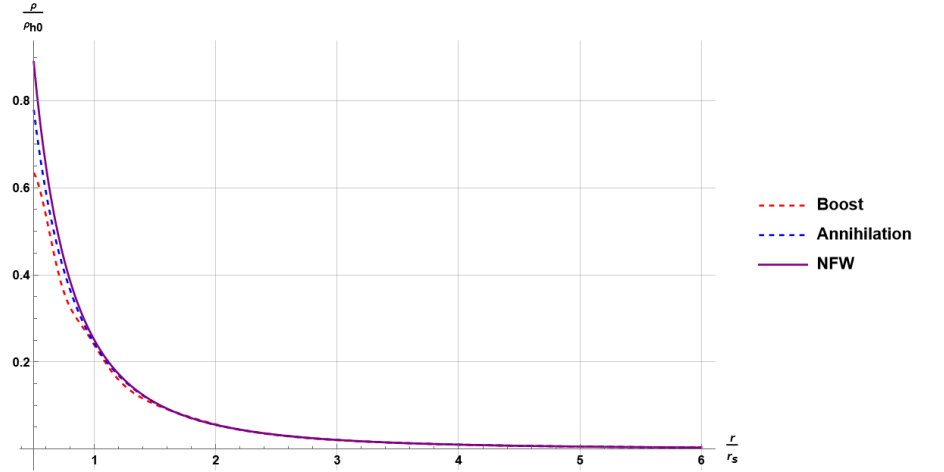


Рис. 12. Профиль плотности для Млечного Пути в момент времени  $t = 4$  млрд. лет при  $a/m_{DM} = 7.8 \times 10^6 \text{ см}^3\text{с}^{-1}\Gamma^{-1}$ ,  $b/m_{DM} = 10^{-4}$ . Синей прерывистой линии соответствует профиль при аннигиляции без учёта вклада от  $p$ -волны, красной прерывистой линии соответствует профиль при аннигиляции с учётом вклада от  $p$ -волны

Как видно из рисунков 11 и 12, сечение аннигиляции возрастает. На рисунке 12,

соответствующем Млечному Пути, более заметно влияние относительной скорости частиц тёмной материи на процесс аннигиляции, так как при  $r \approx 1.2 \times r_s$  образуется „яма“, которой как раз соответствует достижение максимума на кривой вращения.

Рассмотрим также профиль плотности в случае аннигиляции с усилением Зоммерфельда. Будем рассматривать лишь кулоновское приближение, то есть усиление, которое зависит от скорости по формуле (6). Выберем в качестве изначального сечения, соответствующее изменению плотности за 10 миллиардов лет на  $\delta\rho/\rho \approx 1\%$ . В формуле (6) возьмём параметр  $\alpha = 1/30$  [7]. Решение проведём только для Малой Медведицы(см. рис. 13).

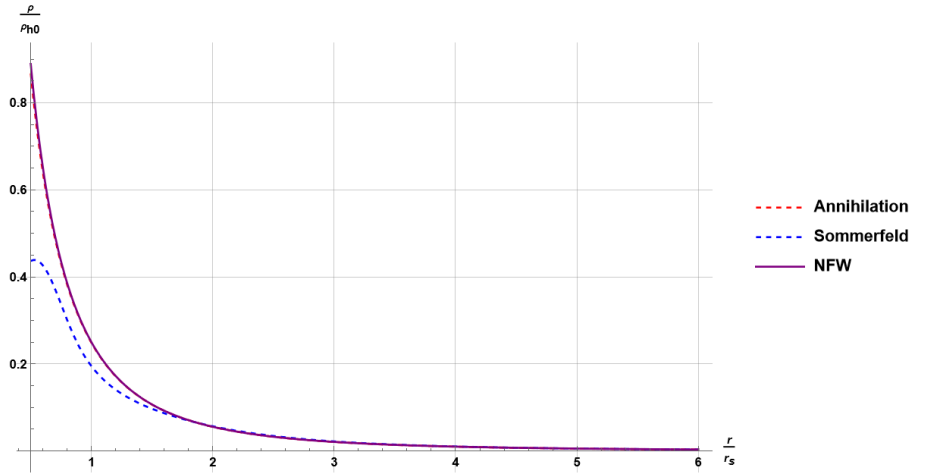


Рис. 13. Профиль плотности для Малой Медведицы с начальным сечением, которому соответствует  $\delta\rho/\rho = 1\%$ . Синей прерывистой линии соответствует профиль с аннигиляцией с усилением Зоммерфельда в момент времени  $t = 200$  млн. лет, красной прерывистой линии соответствует профиль с аннигиляцией без усиления в момент времени  $t = 10$  млрд. лет.

Как видно из рисунка 13, усиление Зоммерфельда вносит настолько большой вклад, что уже через 200 миллионов лет суммарная масса гало тёмной материи существенно уменьшается, а уменьшение массы без учёта усиления почти никак не отражается на графике даже через 10 миллиардов лет.

### 4.3 Трёхчастичная аннигиляция

В дополнение к двухчастичной аннигиляции рассмотрим трёхчастичную. В этом случае темп пропадаания пропорционален третьей степени плотности, и функция  $q$  в системе уравнений (5) имеет вид:

$$q = -B\rho^3$$

Численное решение проведём для Малой Медведицы и Млечного Пути с коэффициентом  $B$ , при котором изменение плотности за 10 миллиардов лет составит  $\delta\rho/\rho = 25\%$ . В этом случае для Малой Медведицы  $B = 1.7 \times 10^{28} \text{ см}^6 \text{ г}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , а для Млечного Пути –  $B = 2 \times 10^{32} \text{ см}^6 \text{ г}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . (см. рис. 14 и рис. 15)

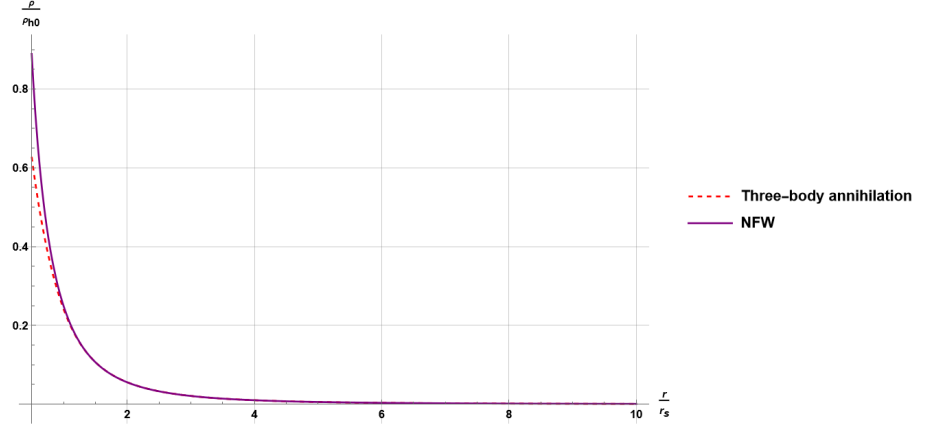


Рис. 14. Профиль плотности для Малой Медведицы в момент времени  $t = 10$  млрд. лет при  $B = 1.7 \times 10^{28} \text{ см}^6 \text{ г}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

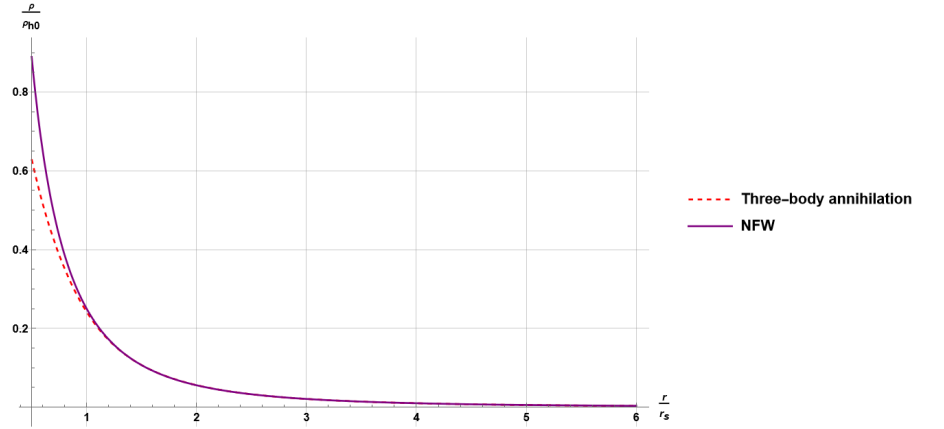


Рис. 15. Профиль плотности для Малой Медведицы в момент времени  $t = 10$  млрд. лет при  $B = 2 \times 10^{32} \text{ см}^6 \text{ г}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Из рисунков видно, что профиль становится более пологим вблизи центра гало и в основном изменение плотности происходит при  $r < r_s$ .

## 5 Распад частиц тёмной материи

Теперь же рассмотрим другой процесс „пропадания“ тёмной материи – распад. Локальный темп распада пропорционален концентрации частиц, поэтому, как и в случае аннигиляции, он выше в центральных плотных областях гало тёмной материи. В этом случае  $q$  в системе уравнений (5) имеет следующий вид:

$$q = -\Gamma\rho,$$

где  $\Gamma$  – вероятность распада частиц в единицу времени.

Распад частиц также является одной из интерпретаций избытка позитронов в эксперименте PAMELA и ATIC и гамма излучения в наблюдениях Fermi-LAT [5].

## 5.1 Численный расчёт

Численное решение системы (5) проведём, как и ранее, для Малой Медведицы и Млечного Пути. Возьмём параметр  $\Gamma = 2 \times 10^{-5}$  (млн. лет) $^{-1}$  (см. рис. 16 и рис. 17).

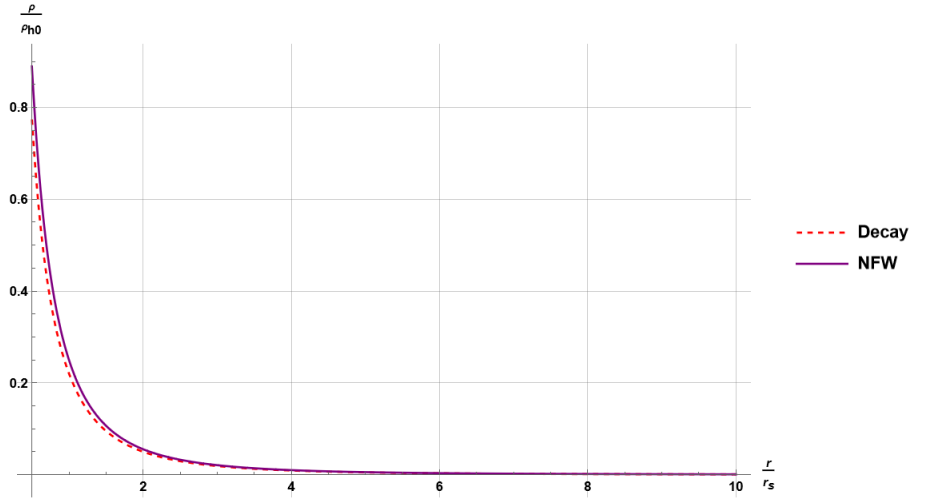


Рис. 16. Профиль плотности для Малой Медведицы в момент времени  $t = 3$  млрд. лет при  $\Gamma = 2 \times 10^{-5}$  (млн. лет) $^{-1}$ .

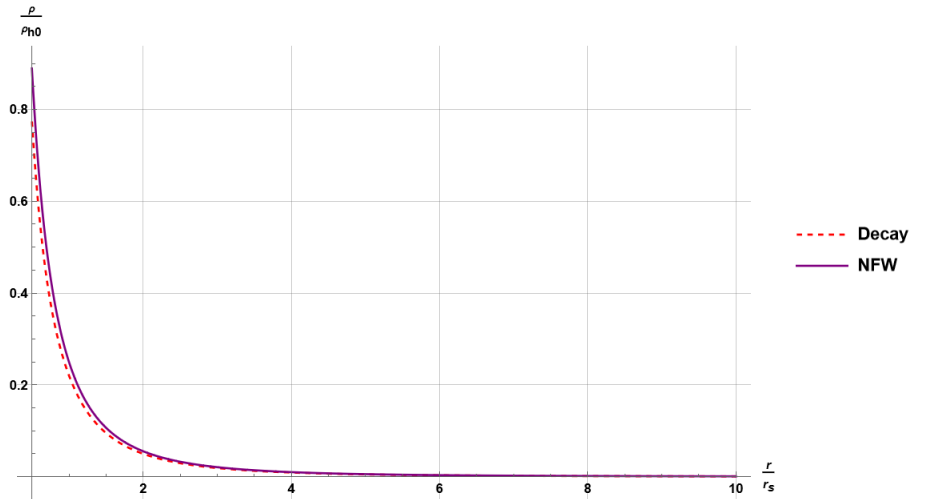


Рис. 17. Профиль плотности для Млечного Пути в момент времени  $t = 3$  млрд. лет при  $\Gamma = 2 \times 10^{-5}$  (млн. лет) $^{-1}$ .

Из графиков видно, что, в отличие от аннигиляции, большее отклонение от распределения плотности NFW приходится на  $r = 1.8 \times r_s$ , а не в центральной области, в результате чего ближе к центру профиль остаётся примерно тем же, что и без учёта распада.



## 6 Заключение

В данной курсовой работе была рассмотрена модель, в которой частицы тёмной материи аннигилируют в двух- или трёхчастичных процессах или распадаются в галактике. Как было отмечено, для двух- и трёхчастичной аннигиляции характерен более пологий участок вблизи центра гало, что соответствует реальному распределению плотности. В случае же распада частиц тёмной материи профиль вблизи центра изменяется слабо.

Также в работе было рассмотрено фазовое усиление аннигиляции и усиление за счёт эффекта Зоммерфельда и их влияние на изменение профиля тёмной материи. Оказалось, что в случае даже небольшого начального сечения аннигиляции, эффект Зоммерфельда позволяет увеличить его на несколько порядков, что значительно влияет на поведение нестабильной компоненты.

## Список литературы

1. Navarro J F, Frenk C S, White S D M *Astrophys. J.* **490** 493 (1997)
2. Burkert A *Astrophys. J. Lett.* **447** L25 (1995)
3. Fux R *Astron. Astrophys.* **327** 983 (1997)
4. Засов А В, Сабурова А С, Хоперсков А В, Хоперсков С А "Тёмная материя в галактиках" *УФН* **187** 3–44 (2017)
5. Березинский В С, Докучаев В И, Ерошенко Ю Н "Мелкомасштабные сгустки тёмной материи" *УФН* **184** 3–42 (2014)
6. Brant R, Andrew Z *Phys. Rev. D* **79** 083525 (2009)
7. Lattanzi M, Silk J *Phys. Rev. D* **79** 083523 (2009)