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 539.1.05

Отчёт о научно-исследовательской работе
Взаимодействие доменных стенок с газом скалярных частиц в ранней Вселенной

Студент группы М23-114 ________ Д. П. Филиппов

Научный руководитель,
к.ф.- м.н., доц. ________ А. А. Кириллов

Москва 2024

Содержание

Введение

В ранней Вселенной могли образоваться топологические дефекты, такие как космические доменные стенки [1], из которых возможно образование первичных чёрных дыр (ПЧД), уже более 50 лет вызывающих значительный интерес. Возможность существования подобных объектов была предсказана Зельдовичем и Новиковым [2]. Несмотря на отсутствие прямых свидетельств их существования имеется множество наблюдательных данных, которые могут быть интерпретированы в рамках гипотезы о происхождении ПЧД [3] - [5]. Сеть доменных стенок может выступать в качестве темной энергии [6], с уравнением состояния $P = -\frac{2}{3}\rho$, так и в роли тёмной материи [7]. Они могут быть источниками потенциально наблюдаемые гравитационных волн [8].

В результате фазовых переходов вовремя и после инфляции образуются доменные стенки непрозрачные для скалярных частиц тёмной материи. Образовавшаяся стенка взаимодействует с частицами холодной темной материи (CDM) и рассеивает их кинетическую энергию [9]. В результате колебания доменной стенки затухают, энергия передается частицам CDM, что приводит к их дополнительному нагреву. Ранее было описано взаимодействие доменных стенок с горячей плазмой [9]. Взаимодействие стенок с фермионами показано в работе [12].

Показано, что гравитационные волны могут подвергаться преломлению доменными стенками [10]. Взаимодействие космологических доменных стенок с крупными классическими объектами, такими как планеты и спутники показано в работе [11].

В этой работе мы рассмотрим взаимодействие скалярных частиц CDM с доменной стенкой, чтобы изучить её эволюцию после завершения инфляции, в нерелятивистском пределе.

1 Модель доменной стенки

Рассмотрим модель в которой доменная стенка описывается комплексным скалярным полем

$$\phi = \frac{f}{\sqrt{2}} e^{i\theta} = \frac{f}{\sqrt{2}} e^{i\chi/f}, \tag{1.1}$$

а лагранжиан стенки имеет вид

$$L_{wall} = \partial_\mu \phi^+ \partial^\mu \phi - \frac{1}{4}\left(\phi^+\phi - \frac{f^2}{2}\right)^2 - \Lambda^4(1 - \cos(\theta)), \tag{1.2}$$

где ϕ — комплексное скалярное поле, θ — фаза. Подстановка уравнения (1.1) в (1.2) даст лагранжиан, который описывает фазу скалярного поля

$$L_{wall} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \chi)^2 - \Lambda^4(1 - \cos(\chi/f)). \tag{1.3}$$

Фаза χ определяется как в [14]

$$\chi(x) = 4f \arctan\left[\exp\left(\frac{\Lambda^2}{f} x\right)\right]. \tag{1.4}$$

Рассмотрим лагранжиан скалярного поля, колебания которого воспринимаются как частицы скрытой массы

$$L_s = (\partial_\mu \varphi)^2 - \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 - \frac{1}{2}\alpha_0 \phi \varphi^2 + h.c. \tag{1.5}$$

Лагранжиан взаимодействия частиц CDM и доменной стенки с учётом решения (1.4)

$$\begin{aligned} L_{int} = \frac{1}{2}\alpha_0(\phi + \phi^*)\varphi^2 = \frac{1}{2}\alpha_0 f\sqrt{2}\cos(\chi/f)\varphi^2 = \\ = \frac{1}{2}\alpha_0 f \sqrt{2}\left(1 - \frac{2}{\cosh^2(2x/d)}\right)\varphi, \end{aligned} \tag{1.6}$$

где $d = \dfrac{2f}{\Lambda^2}$ —толщина доменной стенки. Используя уравнение Эйлера-Лагранжа, мы получим уравнение Клейна-Гордона

$$\left(\partial_\mu^2 + m^2 + \sqrt{2}\alpha_0 f - \sqrt{2}\alpha_0 f \frac{2}{\mathrm{ch}^2(2x/d)}\right)\varphi = 0. \tag{1.7}$$

Решение ищем в виде

$$\varphi(t,x,y,z) = \varphi_0(x)\cdot e^{-iEt+ip_y y+ip_z z}, \tag{1.8}$$

тогда уравнение движения примет вид

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial x^2} - p_x^2 + \sqrt{2}\alpha_0 f - \sqrt{2}\alpha_0 f \frac{2}{\mathrm{ch}^2(2x/d)}\right)\varphi_0(x) = 0. \tag{1.9}$$

Коэффициент прохождения согласно квантовой механике примет вид [15]

$$D = \frac{\sinh^2 q}{\sinh^2 q + \cosh^2 w}, \tag{1.10}$$

где q и w определены как

$$\begin{aligned} q &= \frac{\pi}{2} d\sqrt{p^2 + \sqrt{2}\alpha_0 f}, \\ w &= \frac{\pi}{2}\sqrt{1 + 2\sqrt{2}\alpha_0 f d^2}. \end{aligned} \tag{1.11}$$

2 Эволюция доменной стенки

На рисунке 1 показана схема эволюции стенки и космологического горизонта с момента завершения инфляции. Горизонт эволюционирует пропорционально t, в то время как доменная стенка как $\sqrt{t}$. После пересечения с космологическим горизонтом доменная стенка продолжит своё расширение с некоторой начальной скоростью, однако мы примем начальную скорость равную 0.

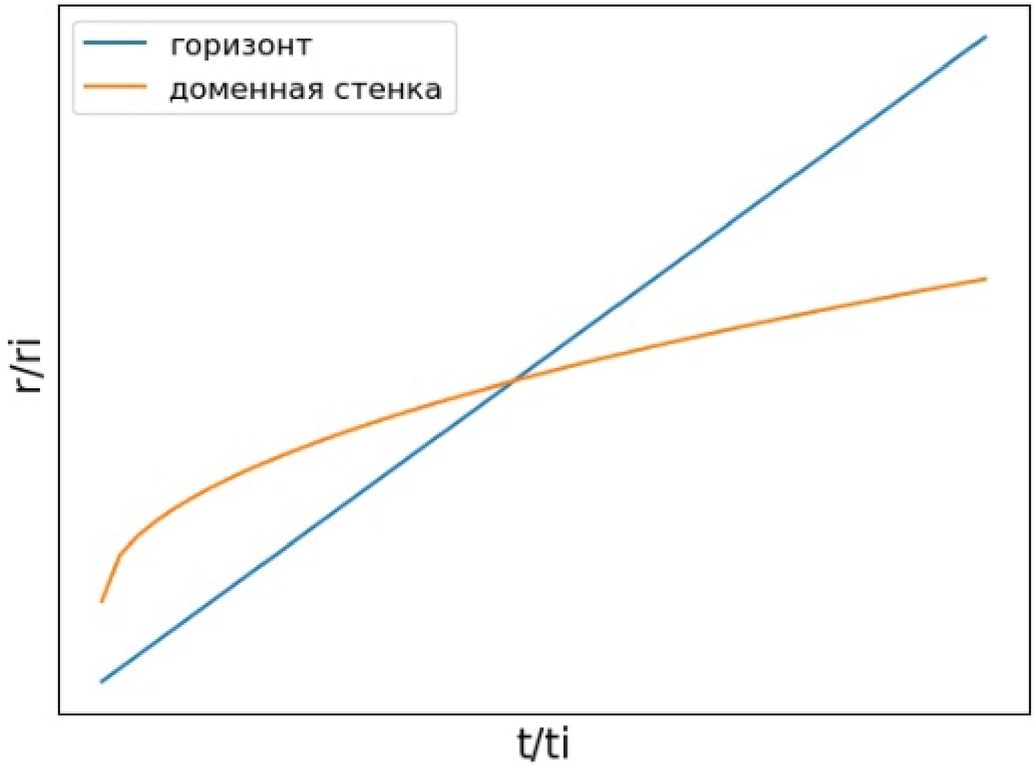

Рисунок 1 — Схема эволюции горизонта и доменной стенки

Определим момент, когда произошло пересечение доменной стенки и горизонта

$$
\begin{gathered}
z+1=\frac{a_0}{a}, \\
\frac{dz}{dt}=-\frac{a_0}{a^2}\frac{da}{dt}=-(z+1)H(z), \\
\int_0^t dt=-\int_\infty^z \frac{1}{H}\frac{dz}{(z+1)}=\int_z^\infty \frac{dz}{H(z+1)}.
\end{gathered}
\tag{2.1}
$$

На RD стадии по плотности преобладает релятивистское вещество, поэтому

$$H(z) \approx H_0(z+1)^2\sqrt{\Omega_{r,0}}, \tag{2.2}$$

тогда интеграл (2.1) примет вид

$$\begin{gathered} \int_0^t dt = \frac{1}{H_0\sqrt{\Omega_{r,0}}}\int_z^\infty \frac{dz}{(z+1)^3}, \\ t = \frac{1}{2H_0\sqrt{\Omega_{r,0}}(z+1)^2}, \end{gathered} \tag{2.3}$$

откуда получим параметр красного смещения

$$z_i + 1 = \sqrt{\frac{1}{2H_0\sqrt{\Omega_{r,0}}t_i}}, \tag{2.4}$$

где $\Omega_{r,0} = 5.4 \cdot 10^{-5}$ — современное значение доли релятивистского вещества, $H_0 = 67\frac{\text{км}}{\text{с}\cdot\text{МПк}}$ — современное значение постоянной Хаббла. Момент пересечение стенки и горизонта может быть найден как [12]

$$\begin{gathered} t_i = \frac{R_{inf}}{2}\sqrt{\frac{t_i}{t_{inf}}}, \\ t_i = \frac{R_{inf}^2}{4t_{inf}}. \end{gathered} \tag{2.5}$$

Радиус доменной стенки в этот момент определяется

$$\begin{gathered} r_i = R_{inf}\sqrt{\frac{t_i}{t_{inf}}}, \\ r_i = \frac{R_{inf}^2}{2t_{inf}}, \end{gathered} \tag{2.6}$$

R_{inf} — размер доменной стенки на момент завершения инфляции, t_{inf} — время завершения инфляции. Полагая, что доменная стенка образовалась на

20 е-фолде [12]

$$\begin{aligned} R_{inf} &= \frac{e^{N_{inf}-N}}{H_{inf}} = \frac{e^{60-20}\cdot 0.2\text{ГэВ}\cdot 10^{-13}\text{см}}{10^{13}\text{ГэВ}} = 4.7\cdot 10^{-10}\text{см}, \\ t_{inf} &= \frac{N_{inf}}{H_{inf}} = \frac{60\cdot 0.2\text{ГэВ}\cdot 10^{-13}\text{см}}{10^{13}\text{ГэВ}\cdot 3\cdot 10^{10}\text{см/с}} = 4.7\cdot 10^{-36}\text{с}. \end{aligned} \tag{2.7}$$

Тогда время (2.5), радиус (2.6) и параметр красного смещения (2.4) примут значения

$$\begin{aligned} t_i &= \frac{1}{(3\cdot 10^{10}\text{см/с})^2}\frac{(4.7\cdot 10^{-10}\text{см})^2}{4(4.7\cdot 10^{-36}\text{с})} = 1.534\cdot 10^{-5}\text{с}, \\ r_i &= \frac{1}{3\cdot 10^{10}\text{см/с}}\frac{(4.7\cdot 10^{-10}\text{см})^2}{2(4.7\cdot 10^{-36}\text{с})} = 9.2\cdot 10^{5}\text{см}, \\ z_i+1 &= \sqrt{\frac{10^6\cdot 3\cdot 10^{18}\cdot \text{см}\cdot \text{с}}{2\cdot 67\cdot 10^5\cdot \text{см}\cdot \sqrt{5.4\cdot 10^{-5}}\cdot 1.534\cdot 10^{-5}\cdot \text{с}}} = 1.4\cdot 10^{12}. \end{aligned} \tag{2.8}$$

Отцепление CDM произошло, при

$$(z_*+1) = \frac{T_*}{T_0} = \frac{2.4\cdot 10^6\cdot 1.2\cdot 10^4}{2.7} = 1.07\cdot 10^{10}, \tag{2.9}$$

где $T_* = 2.4$ МэВ — температура при которой произошло отцепление CDM от плазмы [13]. Начальная температура

$$T_i = T_*\frac{(z_i+1)^2}{(z_*+1)^2} = 2.4\cdot 10^{-3}\text{ГэВ}\frac{(1.4\cdot 10^{12})^2}{(1.07\cdot 10^{10})^2} = 41 \text{ ГэВ}, \tag{2.10}$$

откуда получаем значение начального импульса

$$p_i^2 = 3mT = 3\cdot 10^3 \text{ ГэВ}\cdot 41 \text{ ГэВ} = 1.23\cdot 10^5 \text{ ГэВ}^2. \tag{2.11}$$

Взаимодействие частиц DM с плазмой не учитываем. При параметрах $f = 10^{13}$ ГэВ, $\Lambda = 0.05$ ГэВ, толщина доменной стенки примет значение

$$d = \frac{2f}{\Lambda^2} = \frac{2\cdot 10^{13} \text{ ГэВ}}{(0.05 \text{ ГэВ})^2} = 160 \text{ см}. \tag{2.12}$$

Наконец можем определить коэффициент прохождения частиц с константой взаимодействия $\alpha_0 = 1$ ГэВ

$$q = \frac{\pi}{2} d\sqrt{p_i^2 + \sqrt{2}\alpha_0 f} = 4.7 \cdot 10^{22},$$
$$w = \frac{\pi}{2}\sqrt{1 + 2\sqrt{2}\alpha_0 f d^2} = 6.7 \cdot 10^{22}. \tag{2.13}$$

$$D = \frac{\sinh^2 q}{\sinh^2 q + \cosh^2 w} \approx \frac{1}{1 + \exp 2(w - q)} \approx 0. \tag{2.14}$$

Чтобы коэффициент был отличен от 0, необходимо чтобы разница $w - q$ была минимальной или равнялась 0

$$w - q = 0$$
$$p_2^2 = \sqrt{2}\alpha_0 f = \sqrt{2} \cdot 10^{13} \text{ ГэВ}. \tag{2.15}$$

При таком значении импульса частиц, коэффициент прохождения достигнет максимального значения $D = \frac{1}{2}$. В таком случае температура частиц должна возрасти в

$$\frac{p_2^2}{p_i^2} = \frac{T_2}{T_i} = 1.15 \cdot 10^8. \tag{2.16}$$

Вычислим тензор энергии-импульса для лагранжиана стенки (1.2)

$$T_{\mu\nu} = \frac{\partial L_{wall}}{\partial(\partial^\mu \chi)}(\partial_\nu \chi) - g_{\mu\nu} L_{wall}. \tag{2.17}$$

Ненулевые компоненты тензора с учётом (1.4) имеют вид

$$T_{00} = -T_{22} = -T_{33} = \Lambda^4(1 - \cos(\chi/f)) = 2\Lambda^4 \frac{1}{\cosh^2(2x/d)}. \tag{2.18}$$

Теперь найдём поверхностную плотность энергии доменной стенки

$$\mu = \int_{-\infty}^{\infty} T_{00}(x) dx = 4f\Lambda^2 = 10^{12} \text{ ГэВ}^3. \tag{2.19}$$

2.0.1 Уравнение движения

Рассмотрим уравнение движения доменной стенки

$$\ddot{r} = \frac{P(r(t))}{\mu} - \frac{2\pi}{r(t)} - \frac{P_1(t)}{\mu}, \tag{2.20}$$

где t — время, r — радиус стенки, P —давление газа внутри доменной стенки, P_1 —давление газа снаружи стенки, μ —поверхностная плотность стенки. Первое слагаемое определяет давление газа внутри стенки, второе силу поверхностного натяжения и третье давление газа снаружи. В силу космологического расширения Вселенной, в приближении не будем учитывать внешнее давление плазмы P_1. Согласно результатам полученным ранее, стенка является непрозрачной для частиц, значит сжатие газа будет адиабатическим

$$PV^{\frac{5}{3}} = P_{CDM} V_i^{\frac{5}{3}}. \tag{2.21}$$

Тогда давление изменяется с радиусом как

$$P = P_{CDM} \left(\frac{r_i}{r}\right)^5. \tag{2.22}$$

Давление частиц скрытой массы

$$P_{CDM} = nkT = \frac{\rho_{CDM}}{m_{CDM}} kT = \Omega_{CDM,0} \rho_{c,0} (z_i + 1)^3 \frac{kT}{m_{CDM}}, \tag{2.23}$$

$\Omega_{CDM,0} = 0.27$ - современное значение доли частиц скрытой массы, $\rho_{c,0} = 5.2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}$ - современное значение критической плотности, $m_{CDM} = 10^3$ ГэВ - масса частиц CDM. Начальное давление (2.23) примет значение

$$P_{CDM} = 0.27 \cdot 5.2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3} \frac{2.4 \cdot 10^6 \text{эВ} \cdot (1.4 \cdot 10^{12})^5}{10^3 \cdot 10^9 \text{эВ} (1.07 \cdot 10^{10})^2} = 1.58 \cdot 10^{29} \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}. \tag{2.24}$$

Гравитационный радиус будет определяться суммой масс доменной стенки и вещества запертого в нём

$$r_g = 2G(M + M_{DW}). \tag{2.25}$$

Масса доменной стенки

$$M_{DW} = 4\pi r_i^2 \mu = \frac{4\pi \cdot (9.2 \cdot 10^5 \text{см})^2 \cdot 10^{13} \text{ГэВ}^3}{(0.2 \text{ГэВ} \cdot 10^{-13} \text{см})^2} = 2.66 \cdot 10^{52} \text{ГэВ} = \\ = 4.43 \cdot 10^{28} \text{г} = 2.22 \cdot 10^{-5} \text{M}_\odot, \tag{2.26}$$

масса вещества

$$M = V_i \rho_i = \frac{4}{3} \pi r_i^3 \rho_{c,0} \Omega_{CDM,0} (z_i + 1)^3 = \\ = \frac{4}{3} \pi \cdot (9.2 \cdot 10^5 \text{см})^3 \cdot 5.2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3} \cdot 0.27 \cdot (1.4 \cdot 10^{12})^3 = \\ = 1.26 \cdot 10^{49} \text{ГэВ} = 2.1 \cdot 10^{25} \text{г} = 1.05 \cdot 10^{-8} \text{M}_\odot \tag{2.27}$$

Так как масса доменной стенки больше массы вещества запертого в нём, гравитационный радиус примет значение

$$r_g = 2 \cdot 2.66 \cdot 10^{52} \text{ГэВ} \cdot \frac{0.2 \text{ГэВ} \cdot 10^{-13} \text{см}}{(1.2 \cdot 10^{19} \text{ГэВ})^2} = 7.4 \text{ см}. \tag{2.28}$$

2.0.2 Численное решение

Перепишем уравнение (2.20) с учётом (2.22)

$$\ddot{r} = \frac{P_{CDM}}{\mu}\left(\frac{r_i}{r}\right)^5 - \frac{2\pi}{r}. \tag{2.29}$$

Обезразмерим это уравнение определив радиус стенки как $\dfrac{r_i}{r} = \dfrac{1}{x}$, а время $\dfrac{t_i}{t} = \dfrac{1}{\tau}$. Тогда уравнение (2.29) примет вид

$$\ddot{x} = \frac{P_{CDM}t_i^2}{r_i\mu}\left(\frac{1}{x}\right)^5 - \frac{2\pi}{x}\left(\frac{t_i}{r_i}\right)^2, \tag{2.30}$$

где безразмерные параметры имеют значения

$$\begin{gathered} \frac{P_{CDM}t_i^2}{r_i\mu}(\hbar c\cdot c)^2 = 1.51\cdot 10^{-5}, \\ \left(\frac{t_i c}{r_i}\right)^2 = 0.25. \end{gathered} \tag{2.31}$$

В нашем приближении начальная скорость стенки после пересечения космологического горизонта равна 0, значит начальные условия имеют вид $\dot{r}(t_i) = 0, r(t_i) = r_i$, которые после обезразмеривания примут значения $\dot{x}(1) = 0, x(1) = 1$. После того как все параметры определены, уравнение (2.30) может быть решено численно. На рисунках 2 и 3 показано изменение радиуса доменной стенки в безразмерных координатах.

Из рисунка 3 следует, что на момент времени $t = 0.9965t_i = 1.53\cdot 10^{-5}$с минимальный радиус доменной стенки составлял $r = 0.0285r_i = 2.6\cdot 10^4$см. Очевидно, что доменная стенка не пересекается с гравитационным радиусом, равным 7.4 см, следовательно, чёрная дыра не образуется.

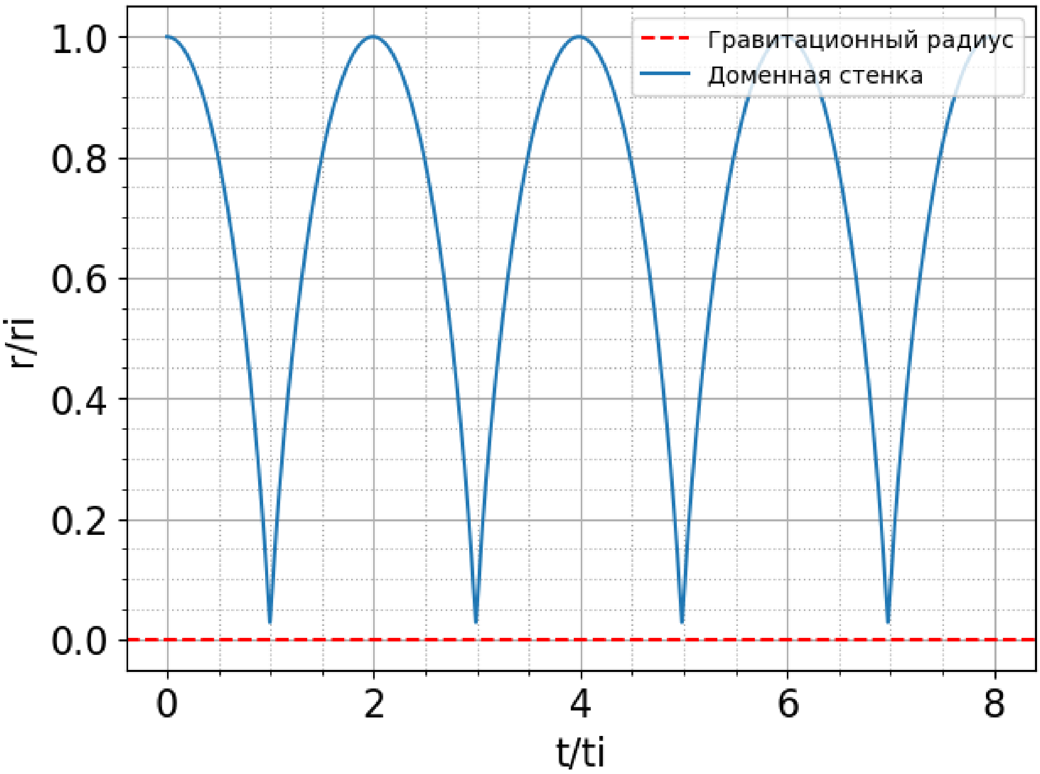

Рисунок 2 — Изменение радиуса доменной стенки

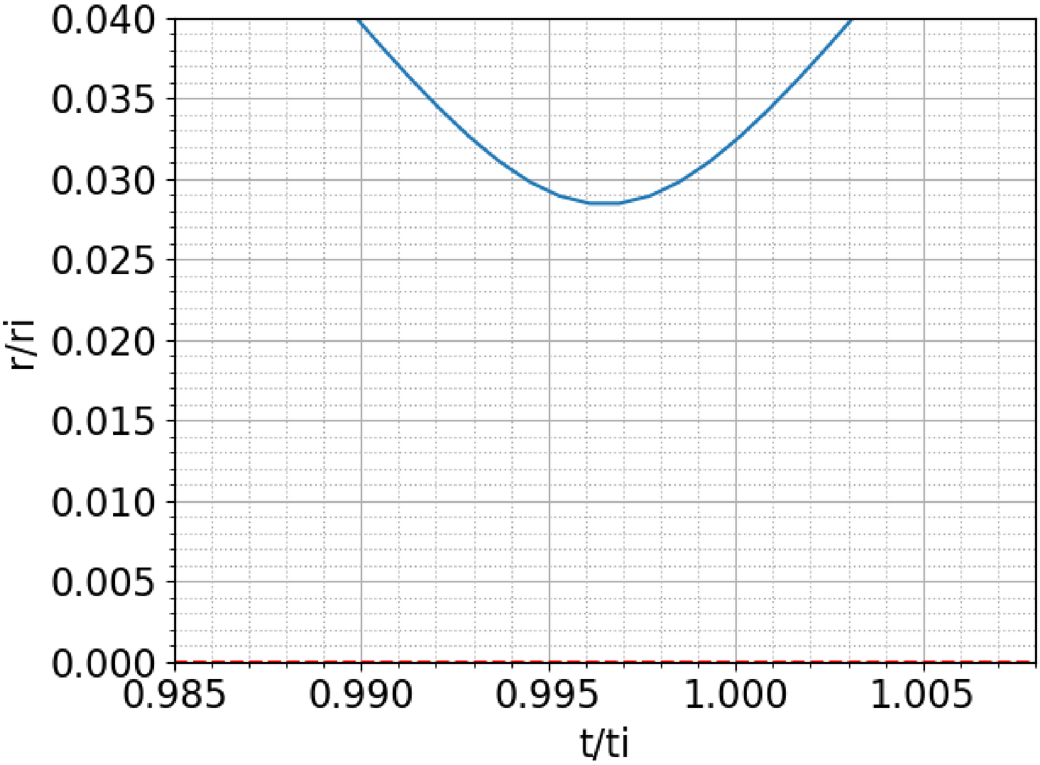

Рисунок 3 — Минимальное значение радиуса

3 Эволюция стенки при аннигиляции частиц

Изучим теперь эволюцию доменной стенки с учётом аннигиляции частиц CDM. Так как частицы CDM в начальный момент являются нерелятивистскими, то уравнение движения примет вид

$$\ddot{r} = \frac{1}{\mu} nT - \frac{2\pi}{r}. \tag{3.1}$$

Изменение концентрации будет описываться уравнением

$$\dot{n} = -\frac{1}{2}\langle\sigma v\rangle n^2 - 3n\frac{\dot{r}}{r}, \tag{3.2}$$

где первое слагаемое описывает изменение концентрации в процессе аннигиляции частиц, а второе изменение концентрации за счёт изменения радиуса. Температура частиц будет изменяться в следствии изменения радиуса доменной стенки. Получим систему уравнений

$$\begin{cases} \dot{T} = -2T\dfrac{\dot{r}}{r} \\ \dot{n} = -\dfrac{1}{2}\langle\sigma v\rangle n^2 - 3n\dfrac{\dot{r}}{r} \\ \ddot{r} = \dfrac{1}{\mu} nT - \dfrac{2\pi}{r}. \end{cases} \tag{3.3}$$

Обезразмеренная система уравнений имеет вид

$$\begin{cases} \dot{\tilde{T}} = -2\tilde{T}\dfrac{\dot{\tilde{r}}}{\tilde{r}} \\ \dot{\tilde{n}} = -C\tilde{n}^2 - 3\tilde{n}\dfrac{\dot{\tilde{r}}}{\tilde{r}} \\ \ddot{\tilde{r}} = D\tilde{n}\tilde{T} - \dfrac{E}{\tilde{r}}, \end{cases} \tag{3.4}$$

где параметры уравнений при сечении взаимодействия $\langle\sigma v\rangle = 3 \cdot 10^{-26} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$ имеют значения

$$\begin{cases} C = \frac{1}{2} n_i t_i \langle\sigma v\rangle = 8.85 \cdot 10^{-4} \\ D = \frac{1}{\mu} \frac{t_i^2 n_i T_i}{r_i} = 1.45 \cdot 10^{-5} \\ E = 2\pi \left(\frac{t_i}{r_i}\right)^2 = 0.5\pi, \end{cases} \tag{3.5}$$

с начальной концентрацией

$$\begin{aligned} n_i &= \frac{\rho_{CDM}}{m_{CDM}} = \frac{\Omega_{CDM,0} \cdot \rho_{c,0}}{m_{CDM}} (z_i + 1)^3 \\ &= \frac{0.27 \cdot 5.2 \cdot 10^{-6}}{10^3} (1.4 \cdot 10^{12})^3 = 3.85 \cdot 10^{27} \frac{1}{\text{см}^3}. \end{aligned} \tag{3.6}$$

Численное решение системы уравнений (3.4) показано на рисунке 4. Вследствие аннигиляции частиц, после первого сжатия доменной стенки, давление оказывается недостаточным для того, чтобы радиус стенки и температура частиц вернулись к первоначальным значениям. Температура частиц после каждого последующего расширения, будет принимать значения больше первоначального. Концентрация частиц будет уменьшаться в процессе аннигиляций, а температура возрастать как показано на рисунках 5 и 6.

Минимальное значение радиуса также будет уменьшаться, но как следует из рисунка 8 пересечения с гравитационным радиусом не будет, так как он также будет уменьшаться вследствие аннигиляций частиц, рисунок 7.

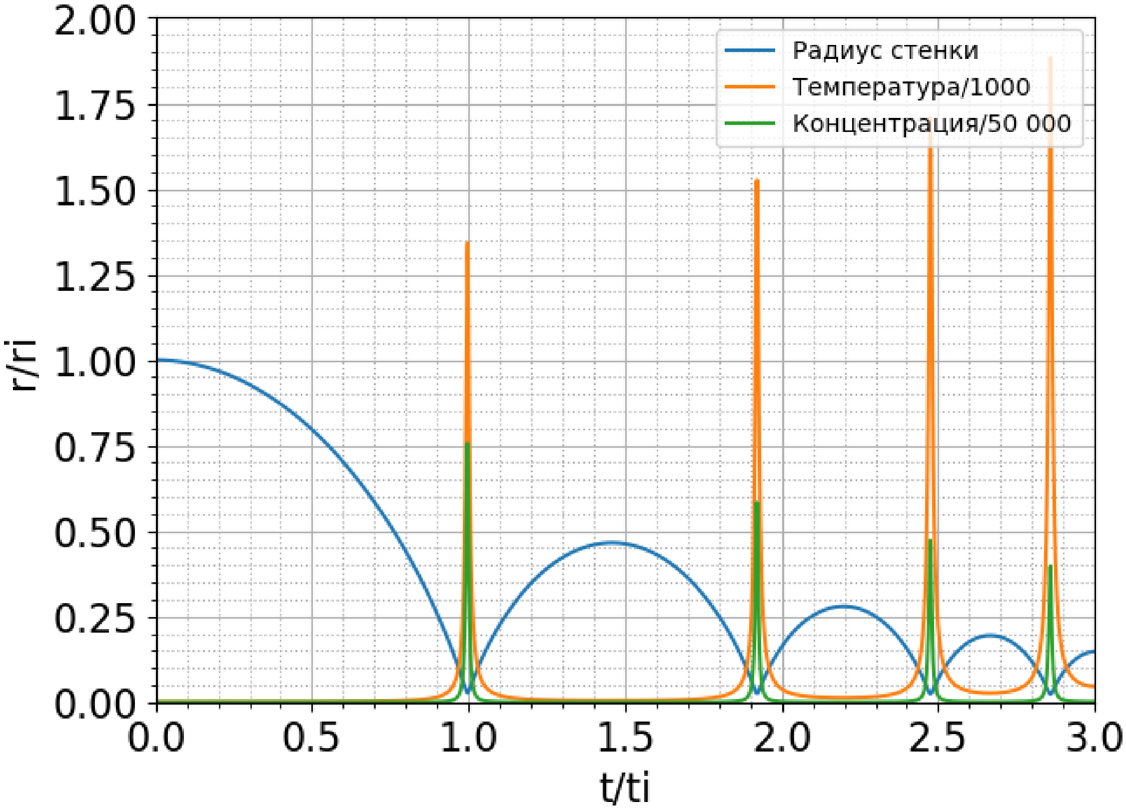

Рисунок 4 — Результат численного решения системы 3.4

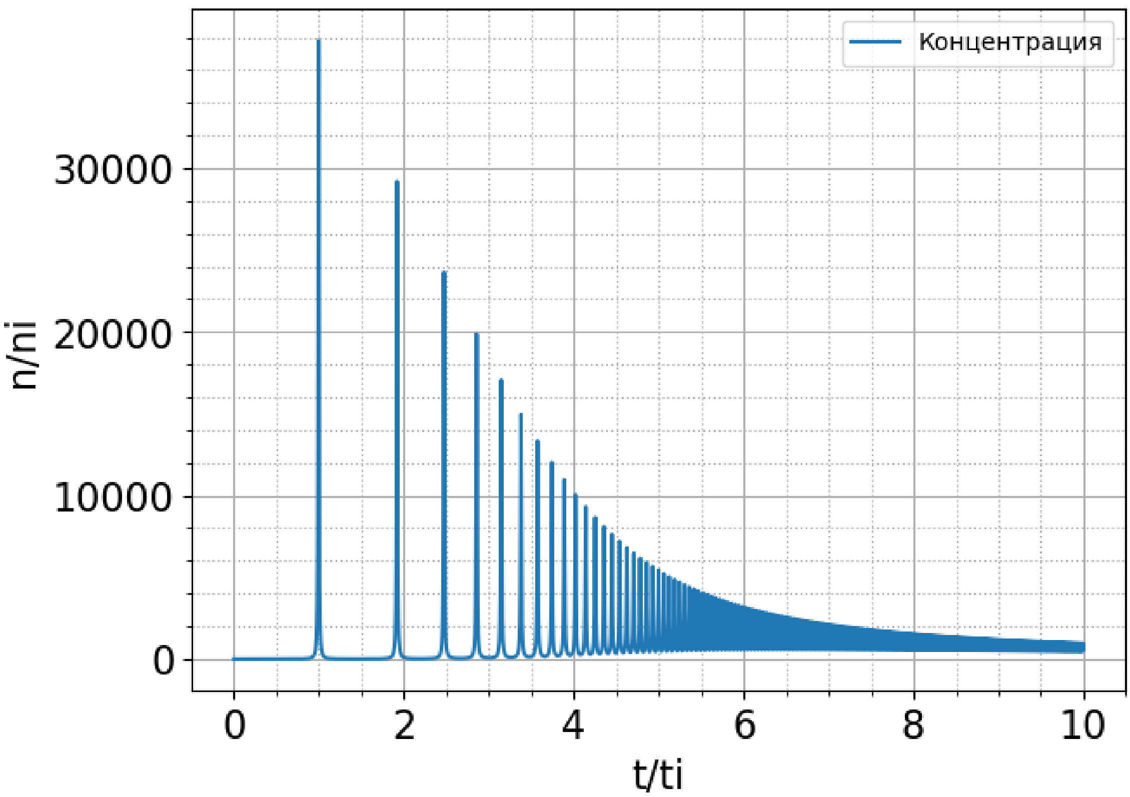

Рисунок 5 — Изменение концентрации

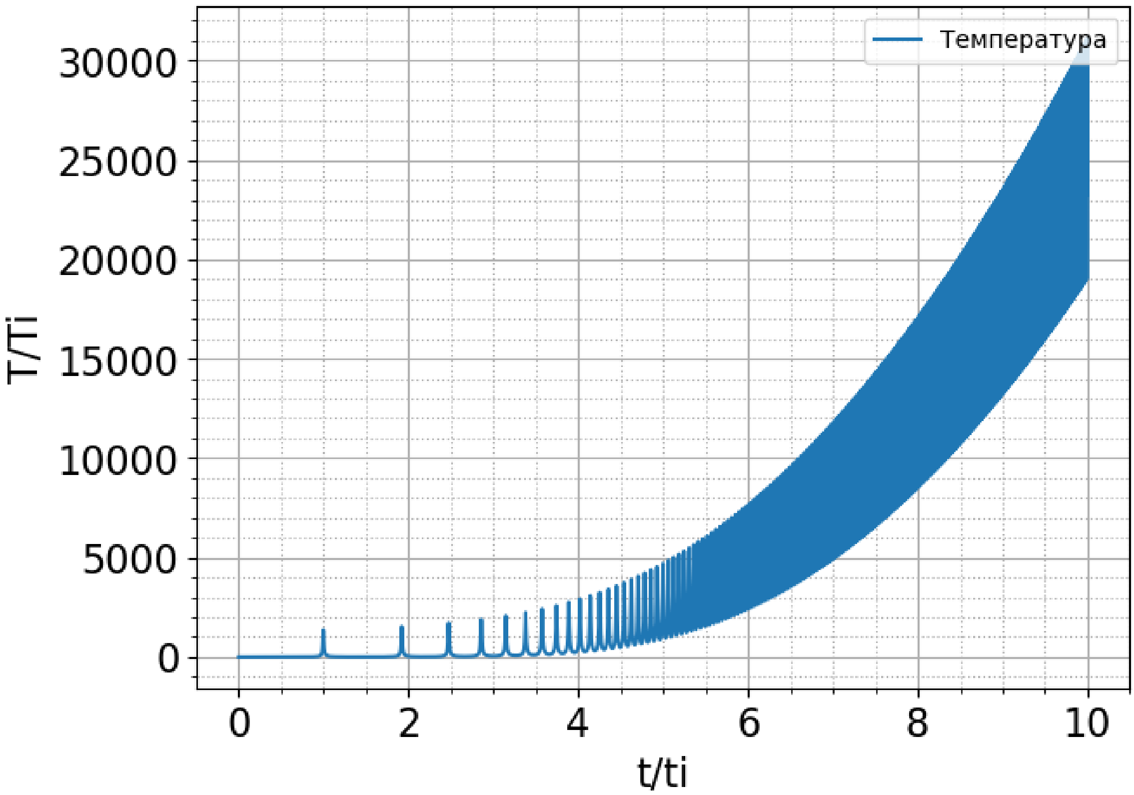

Рисунок 6 — Изменение температуры

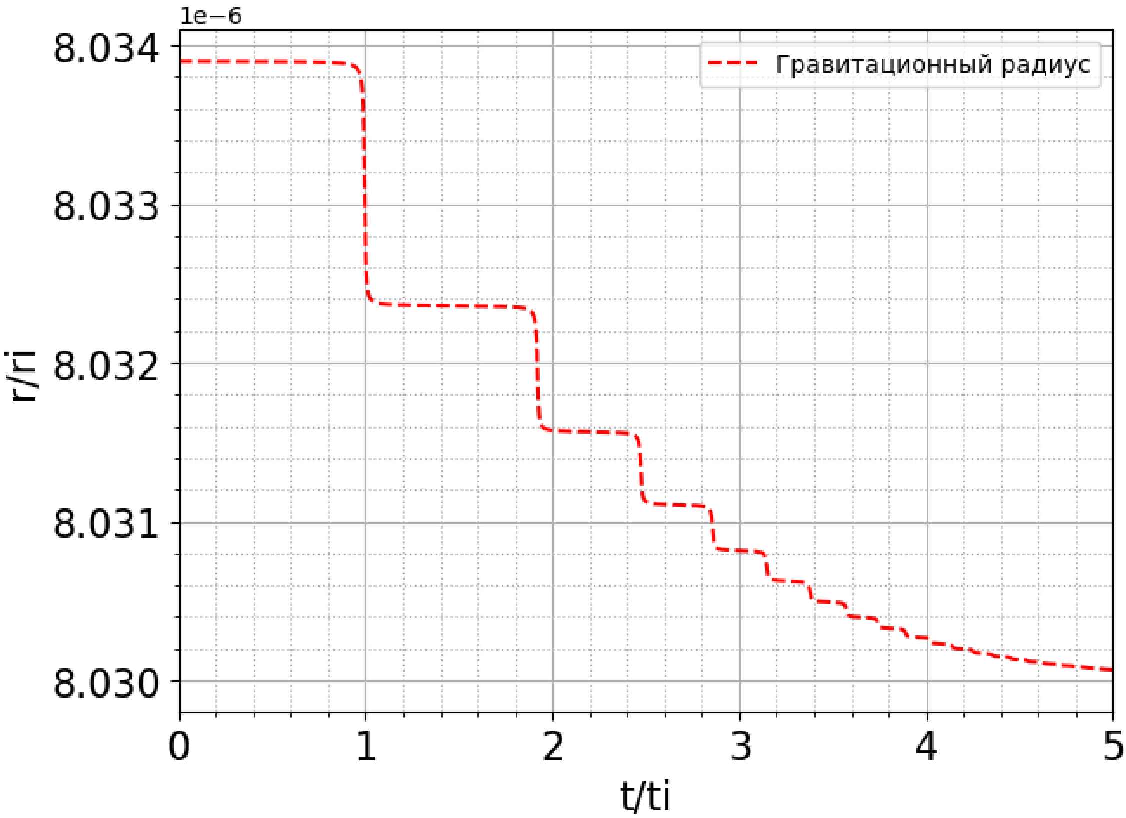

Рисунок 7 — Изменение гравитационного радиуса

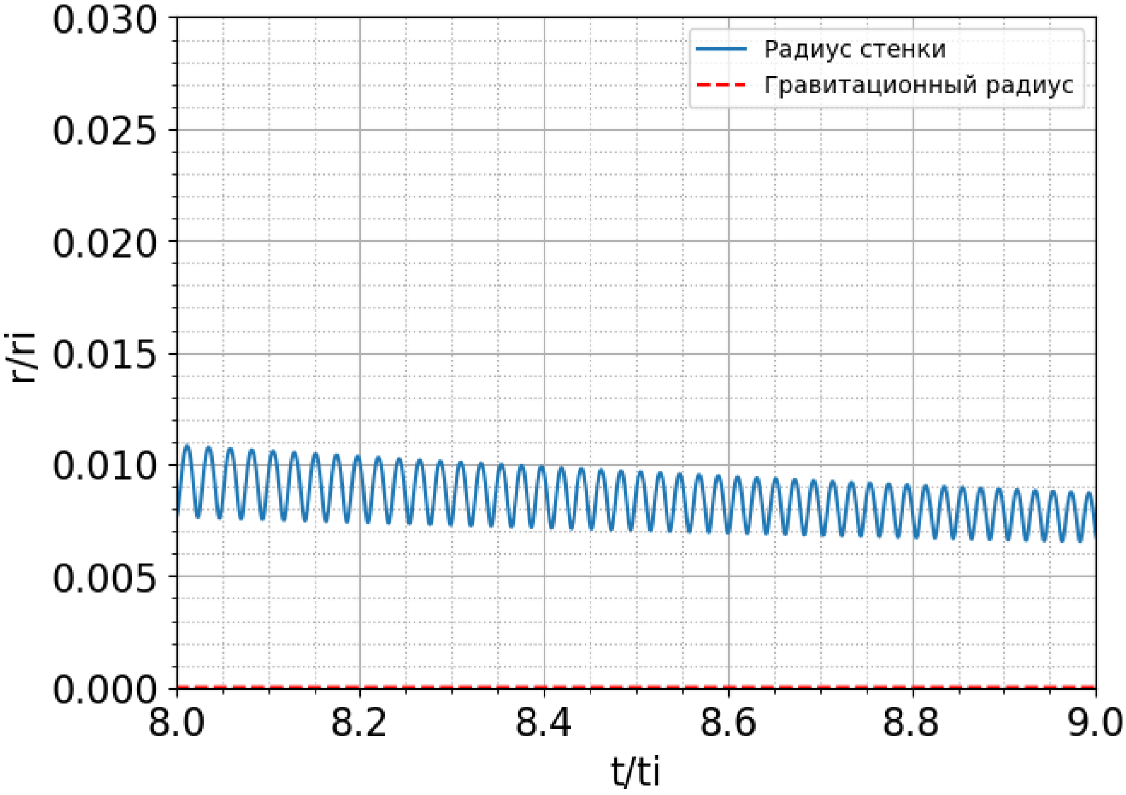

Рисунок 8 — Сравнение радиуса доменной стенки и её гравитационного радиуса

Чтобы убедиться в правильности нашего решения рассмотрим несколько случаев с разным значением $\langle \sigma v \rangle$. Очевидно, что при уменьшении сечения, аннигиляция частиц должна происходить менее активно, а значит радиус стенки будет изменяться так же как и в случае без аннигиляции. На рисунке 9 показано 4 случая изменения радиуса стенки - с сечением взаимодействия $\langle \sigma v \rangle$ равным $10^{-26}, 10^{-27}, 10^{-29}, 0$ см^3/с.

Из рисунков 9 и 10 видно, что при уменьшении сечения взаимодействия, изменение радиуса стенки становиться схожим со случаем без аннигиляций, описанным ранее.

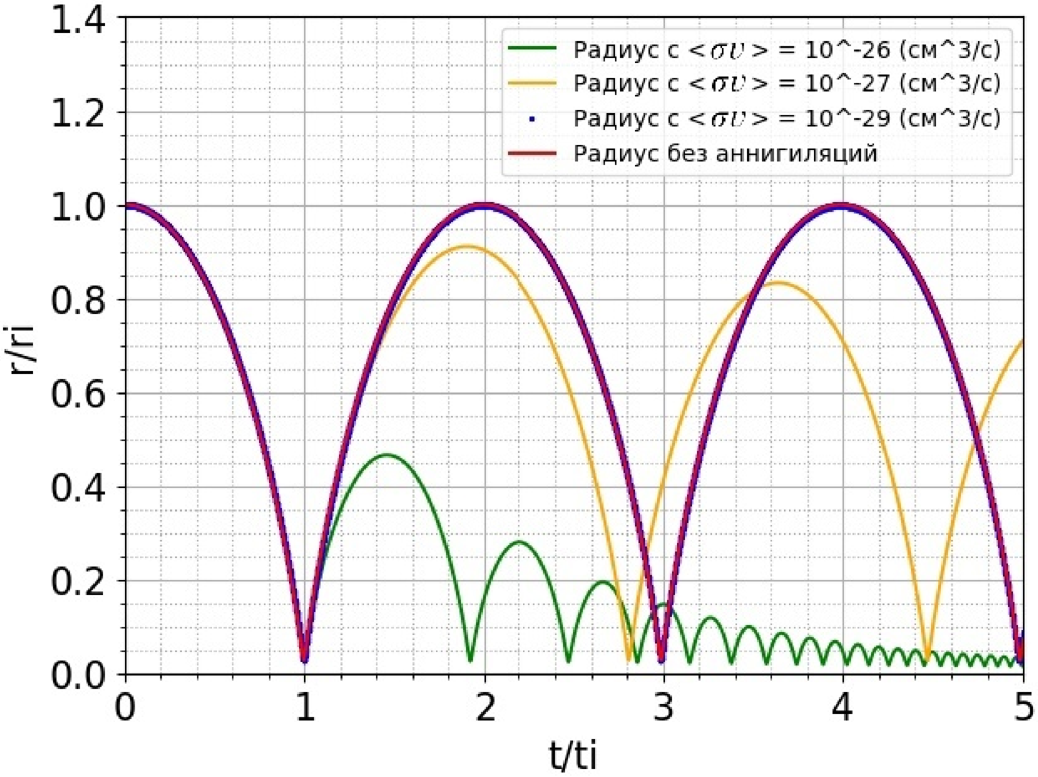

Рисунок 9 — Изменение радиуса стенки при различных значениях сечения взаимодействия

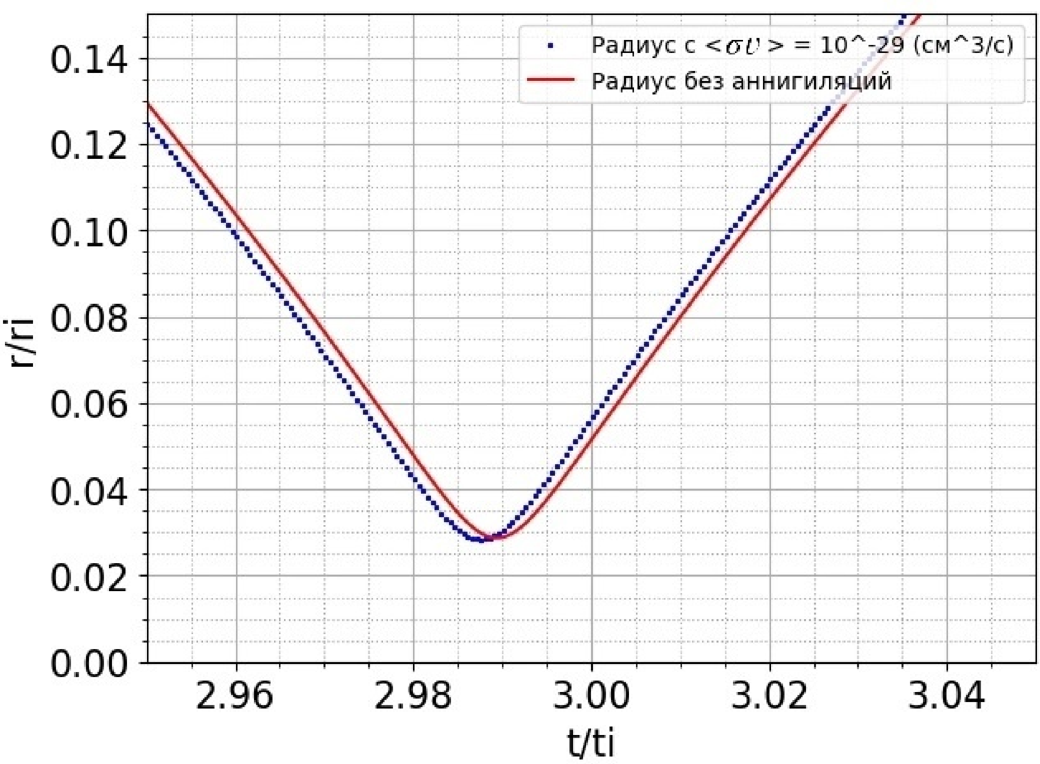

Рисунок 10 — Изменение радиуса стенки при различных значениях сечения взаимодействия

4 Заключение

Появление первичных чёрных дыр в результате взаимодействия доменных стенок с окружающей средой является важным процессом, который может повлиять на эволюцию вселенной. В этой работе мы определили вероятность отражения частиц DM. Изучили эволюцию доменных стенок с запертым в нём нерелятивистским газом частиц DM.

В дальнейшем будет изучена эволюция доменных стенок с запертым в нём релятивистским газом скалярных частиц, и рассмотрены случаи при пересечении гравитационного радиуса доменной стенки.

Литература

[1] A. Vilenkin, “Cosmic strings and domain walls.”, Phys. Rep.121, 263–315 (1985).

[2] Y. B. Zel’dovich and I. Novikov, “The hypothesis of cores retarded during expansion and the hot cosmological model”, Soviet Astronomy 10, 602 (1967).

[3] S. Clesse and J. Garc ́ıa-Bellido, “Seven Hints for Primordial Black Hole Dark Matter”, Phys. Dark Univ. 22, 137–146 (2018), arXiv:1711. 10458 [astro-ph.CO].

[4] A. Kashlinsky et al., “Electromagnetic probes of primordial black holes as dark matter”, (2019), arXiv:1903.04424 [astro-ph.CO].

[5] B. Carr and F. Kuhnel, “Primordial Black Holes as Dark Matter: Recent Developments”, (2020), arXiv:2006.02838 [astro-ph.CO].

[6] A. Friedland, H. Murayama, and M. Perelstein, “Domain walls as dark energy”, Phys. Rev. D 67, 043519, 043519 (2003), arXiv:astroph/0205520 [astro-ph].

[7] M. Bucher and D. Spergel, “Is the dark matter a solid?”, Phys. Rev. D 60, 043505, 043505 (1999), arXiv:astro - ph / 9812022 [astro-ph].

[8] E. Babichev et al., “Gravitational shine of dark domain walls”, J. Cosmol. Astropart. Phys. 2022, 028, 028 (2022), arXiv:2112. 12608 [hep-ph].

[9] A. A. Kurakin and S. G. Rubin, “The interaction of domain walls with fermions in the early Universe”, arXiv e-prints, arXiv:2011.01757 (2020), arXiv:2011.01757 [physics.gen-ph]

[10] L. Bento and J. P. Lemos, “Interaction between gravitational waves and domain walls”, Phys. Rev. D 64, 024011, 024011 (2001), arXiv:gr-qc/0104015 [gr-qc]

[11] D.-C. Dai, D. Minic, and D. Stojkovic, “Interaction of cosmological domain walls with large classical objects, like planets and satellites, and the flyby anomaly”, J. High Energ. Phys. 2022, 207 (2022), arXiv:2105.01894 [gr-qc]

[12] K. M. Belotsky et al., “Clusters of primordial black holes”, Eur. Phys. J. P 79, 246 (2019), arXiv:1807.06590 [astro-ph.CO].

[13] T. Bringmann and S. Hofmann, “Thermal decoupling of WIMPs from first principles”, J. Cosmol. Astropart. Phys. 2007, 016, 016 (2007), arXiv:hep-ph/0612238 [hep-ph].

[14] R. Rajaraman, Solitons and instantons: an introduction to solitons and instantons in quantum field theory, North-Holland personal library (North-Holland Publishing Company, 1982).

[15] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Theoretical physics in 10 volumes. V. 3: Quantum Mechanics - 5th ed., 2002.