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

1 Коэффициент отражения **4**

2 Эволюция доменной стенки **7**

3 Уравнение движения **10**

4 Численное решение **12**

5 Эволюция стенки при аннигиляции частиц **14**

6 Заключение **20**

Введение

Образование солитонов, таких как замкнутые доменные стенки (ДС), в ранней Вселенной предсказывается в ряде теорий образования первичных черных дыр. Однако взаимодействие частиц окружающей среды с ДС должно влиять на их динамику. Мы рассматриваем взаимодействие между доменными стенками и скалярными частицами, которые могут играть роль темной материи. Показано, что когда температура газа скалярных частиц, вызванная расширением Вселенной, падает ниже определенного порогового значения, стенка резко становится непрозрачной и запирает частицы внутри себя.

Наблюдения, сделанные телескопами "Хаббл" [1] и "Джеймс Уэбб" [2, 3], подтверждают существование сверхмассивных черных дыр в ранней Вселенной, механизм образования которых при больших красных смещениях остается неизвестным. Идея, что черные дыры могут иметь не звездное происхождение, была выдвинута около шести десятилетий назад и с тех пор остается предметом активного изучения многих научных групп по всему миру.

Механизм образования первичных черных дыр (ПЧД) в результате коллапса замкнутых доменных стенок представляется многообещающим [4, 5]. В ранней Вселенной доменные стенки могли образоваться из-за динамики скалярного поля с определенным потенциалом [6]. Квантовые флуктуации такого скалярного поля во время инфляционной стадии могут привести к созданию подходящих начальных условий для образования замкнутых ДС [7, 8].

После инфляции горизонт r_h изменяется как $2t$, в то время как радиус стенки r увеличивается как $\sqrt{t}$. Следовательно, в какой-то момент времени доменная стенка становится причинно связанной и начинает сжиматься из-за поверхностного натяжения. При отсутствии взаимодействия газа с доменной стенкой последняя коллапсирует в ПЧД. Однако это взаимодействие может замедлить коллапс ДС и вызвать замедленное образование ПЧД. Самовзаимодействие и коллапс ДС могут быть мощным источником гравитационных волн, которые можно наблюдать в будущих экспериментах с гравитационными волнами [9–12].

Взаимодействие ДС с окружающими частицами ранее обсуждалось в [13], где была получена аналитическая форма коэффициента отражения для фермионных полей. Тот же подход был применен для изучения взаимодействий с темными фотонами [14] и аксионоподобными частицами [15]. Коэффициент отражения скалярных полей обсуждался в [16]. Взаимодействие доменных стенок с окружающей плазмой рассматривалось в [5, 17].

Мы обсудим динамику одиночной доменной стенки с учетом давления скалярных частиц, запертых внутри стенки. Показано, что этот эффект приводит к временной задержке коллапса доменных стенок и отложенному образованию первичных черных дыр.

1 Коэффициент отражения

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

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

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

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

Фаза χ определяется как в [25]

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

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

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

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

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

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 [18] имеет вид

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

где q и w определены как

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

Здесь p - импульс скалярных частиц φ. При параметрах $f = 10^{13}$ ГэВ, $\Lambda = 0.05$ ГэВ, толщина доменной стенки примет значение

$$d = \frac{2f}{\Lambda^2} = \frac{2\cdot 10^{13}\ \text{ГэВ}}{(0.05\ \text{ГэВ})^2} = 160\ \text{см}. \tag{1.12}$$

Найдём коэффициент прохождения. Так как w и q »1000,то e^{-w} и $e^{-q} \approx 0$. Тогда

$$R = 1 - D = \frac{e^{2(w-q)}}{1+e^{2(w-q)}} = \frac{1}{1+e^{-2(w-q)}}. \tag{1.13}$$

Мы предполагаем, что кинетическая энергия частиц приблизительно равна их температуре $E_k \approx T$, тогда зависимость импульса от температуры принимает вид

$$p = \sqrt{T(T + 2m)}, \tag{1.14}$$

Коэффициент отражения как функция температуры примет вид показанный на рисунке 1. Стенка будет прозрачной для частиц при температуре

$$T < T_c \approx 4 \cdot 10^6 \text{ ГэВ} \left(\frac{\alpha_0}{1 \text{ ГэВ}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{f}{10^{13} \text{ ГэВ}}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{1.15}$$

Таким образом, когда Вселенная охлаждается в результате расширения, скалярные частицы оказываются запертыми внутри замкнутой доменной стенки и неизбежно должны влиять на эволюцию стенки через давление газа.

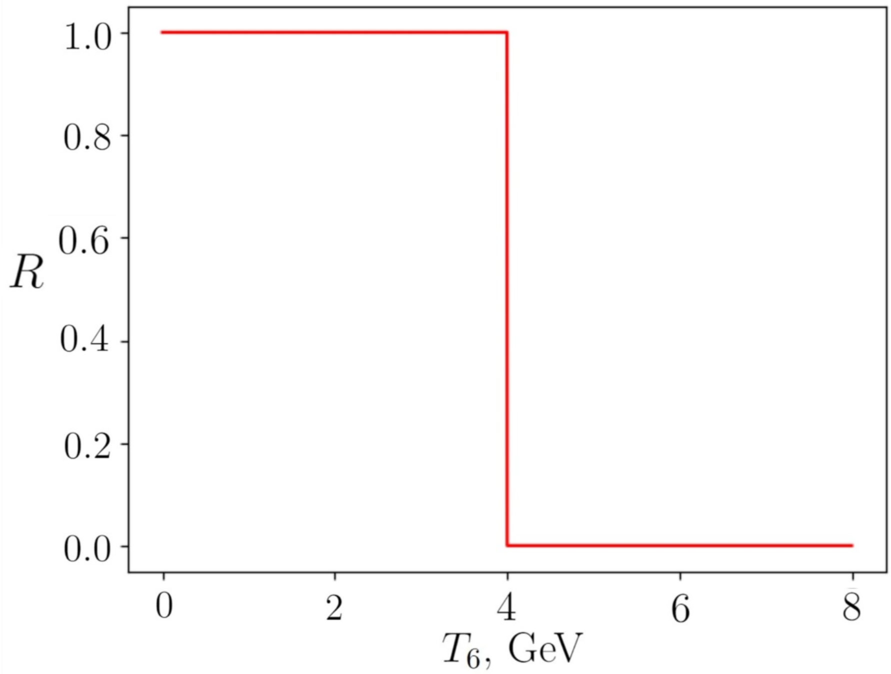

Рисунок 1 — Коэффициент отражения R зависит от температуры T. T_6 это 10^6 ГэВ.

2 Эволюция доменной стенки

На рисунке 2 показана схема эволюции стенки и космологического горизонта с момента завершения инфляции. Горизонт эволюционирует пропорционально t, в то время как доменная стенка как $\sqrt{t}$.

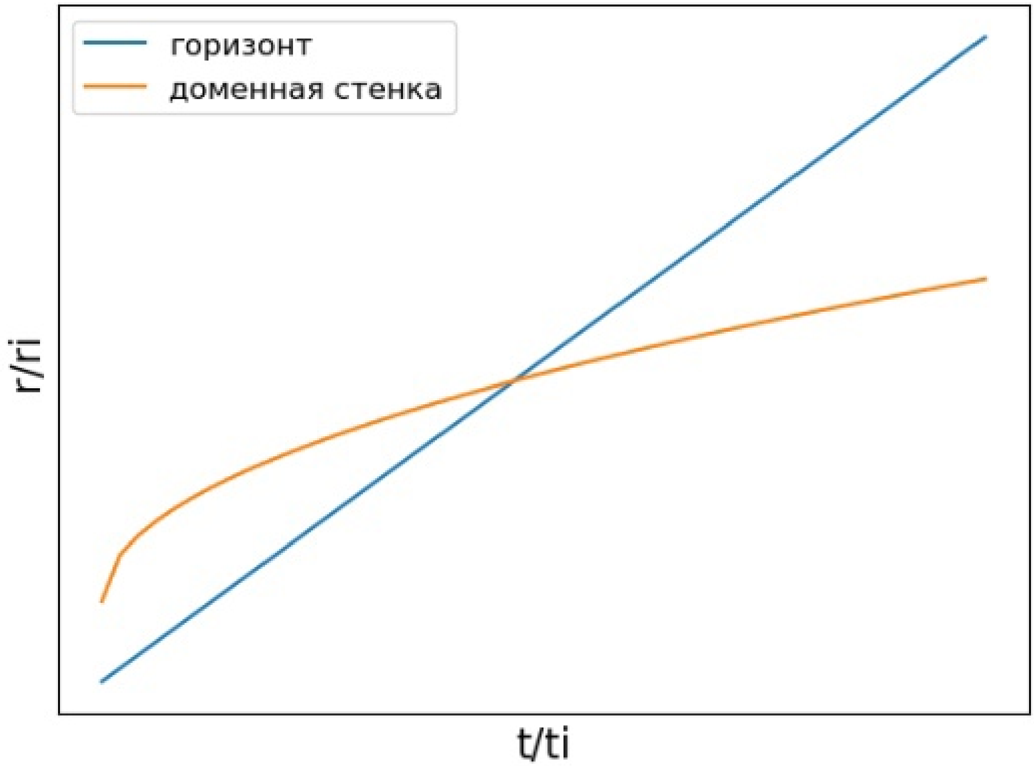

Рисунок 2 — Схема эволюции горизонта и доменной стенки

Определим момент, когда произошло пересечение доменной стенки и горизонта

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

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

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

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 [10]

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

Радиус доменной стенки в этот момент определяется

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

R_{inf} — размер доменной стенки на момент завершения инфляции, t_{inf} — время завершения инфляции. Полагая, что доменная стенка образовалась на $N = 20$ е-фолде [10]

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

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

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

Отцепление CDM произошло, при

$$(z_* + 1) = \frac{T_*}{T_0} = \frac{2 \cdot 10^6 \cdot 1.2 \cdot 10^4}{2.7} = 1.07 \cdot 10^{10}, \tag{2.9}$$

где $T_* \approx 2$ МэВ – температура при которой произошло отцепление CDM от плазмы [20]. В ранней Вселенной температура скалярных частиц была приблизительно равна температуре фотонов. Начальную температуру скалярных частиц можно было определить как

$$T_i = T_0(z_i + 1). \tag{2.10}$$

здесь $T_0 = 2,7$ K - современное значение температуры реликтового излучения.

Вычислим тензор энергии-импульса для лагранжиана стенки (1.2)

$$T_{\mu\nu} = \frac{\partial L_{wall}}{\partial(\partial^\mu \chi)}(\partial_\nu \chi) - g_{\mu\nu} L_{wall}. \tag{2.11}$$

Ненулевые компоненты тензора с учётом (1.4) имеют вид

$$T_{00} = -T_{22} = -T_{33} = \Lambda^4(1 - \cos(\chi/f)) = 2\Lambda^4 \frac{1}{\cosh^2(2x/d)}. \tag{2.12}$$

Теперь найдём поверхностную плотность энергии доменной стенки

$$\mu = \int_{-\infty}^{\infty} T_{00}(x)dx = 4f\Lambda^2 = 10^{11}\ \text{ГэВ}^3. \tag{2.13}$$

3 Уравнение движения

Рассмотрим уравнение движения доменной стенки

$$\ddot{r} = \frac{P_2(r(t))}{\mu} - \frac{2\pi}{r(t)} - \frac{P_1(t)}{\mu}, \tag{3.1}$$

где t — время, r — радиус стенки, P_2 —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

$$PV^{\frac{5}{3}} = P_{CDM} V_i^{\frac{5}{3}}. \tag{3.2}$$

Тогда давление изменяется с радиусом как

$$P = P_{CDM} \left(\frac{r_i}{r}\right)^5. \tag{3.3}$$

Давление частиц скрытой массы в приближении идеального одноатомного газа

$$P_{CDM} = nkT = \frac{\rho_{CDM}}{m_{CDM}} kT = \Omega_{CDM,0} \rho_{c,0} (z_i + 1)^3 \frac{kT}{m_{CDM}}, \tag{3.4}$$

$\Omega_{CDM,0} = 0.27$ - 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 (3.4) примет значение

$$P_{CDM} = 0.27 \cdot 5.2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3} \frac{2.4 \cdot 10^6 \text{эВ} \cdot (1.4 \cdot 10^{12})^5}{10^3 \cdot 10^9 \text{эВ} (1.07 \cdot 10^{10})^2} = 1.58 \cdot 10^{29} \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3}. \tag{3.5}$$

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

$$r_g = 2G(M + M_{DW}). \tag{3.6}$$

Масса доменной стенки

$$\begin{aligned} M_{DW} = 4\pi r_i^2 \mu = \frac{4\pi \cdot (9.2 \cdot 10^5 \text{см})^2 \cdot 10^{13} \text{ГэВ}^3}{(0.2 \text{ГэВ} \cdot 10^{-13} \text{см})^2} = 2.66 \cdot 10^{52} \text{ГэВ} = \\ = 4.43 \cdot 10^{28} \text{г} = 2.22 \cdot 10^{-5} \text{M}_\odot, \end{aligned} \tag{3.7}$$

масса вещества

$$\begin{aligned} M = V_i \rho_i = \frac{4}{3} \pi r_i^3 \rho_{c,0} \Omega_{CDM,0} (z_i + 1)^3 = \\ = \frac{4}{3} \pi \cdot (9.2 \cdot 10^5 \text{см})^3 \cdot 5.2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{ГэВ}}{\text{см}^3} \cdot 0.27 \cdot (1.4 \cdot 10^{12})^3 = \\ = 1.26 \cdot 10^{49} \text{ГэВ} = 2.1 \cdot 10^{25} \text{г} = 1.05 \cdot 10^{-8} \text{M}_\odot \end{aligned} \tag{3.8}$$

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

$$r_g = 2 \cdot 2.66 \cdot 10^{52} \text{ГэВ} \cdot \frac{0.2 \text{ГэВ} \cdot 10^{-13} \text{см}}{(1.2 \cdot 10^{19} \text{ГэВ})^2} = 7.4 \text{ см}. \tag{3.9}$$

4 Численное решение

Перепишем уравнение (3.1) с учётом (3.3)

$$\ddot{r} = \frac{P_{CDM}}{\mu}\left(\frac{r_i}{r}\right)^5 - \frac{2\pi}{r}. \tag{4.1}$$

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 (4.1) примет вид

$$\ddot{x} = \frac{P_{CDM}t_i^2}{r_i\mu}\left(\frac{1}{x}\right)^5 - \frac{2\pi}{x}\left(\frac{t_i}{r_i}\right)^2, \tag{4.2}$$

где безразмерные параметры имеют значения

$$\begin{gathered} \frac{P_{CDM}t_i^2}{r_i\mu}(\hbar c\cdot c)^2 = 1.51\cdot 10^{-5}, \\ \left(\frac{t_i c}{r_i}\right)^2 = 0.25. \end{gathered} \tag{4.3}$$

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 (4.2) может быть решено численно. На рисунке 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.

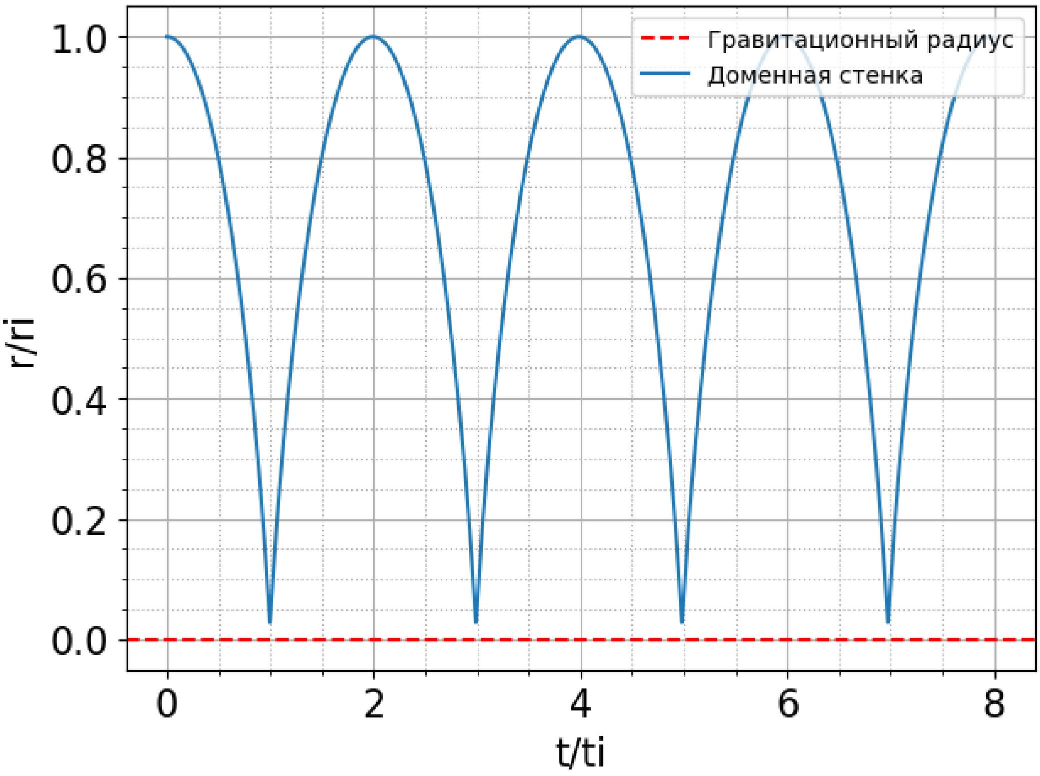

Рисунок 3 — Изменение радиуса доменной стенки

5 Эволюция стенки при аннигиляции частиц

На RD стадии Вселенной космологический горизонт эволюционирует как $2t$, в то время как перед пересечением с космологическим горизонтом доменная граница расширяется как $\propto \sqrt{t}$. Если температура газа меньше T_c (уравнение (1.15)), стенка становится непрозрачным, и после пересечения космологического горизонта динамика доменной стенки описывается уравнением движения [19]

$$\dot{v}(t) = \big(1 - v^2(t)\big)\left(\frac{1}{\sigma}\big(P_2(t) - P_1(t)\big) - \frac{2\pi}{r(t)} + 3H(t)v(t)\right), \tag{5.1}$$

где v и r - скорость и радиус стенки соответственно; $\sigma = 4f\Lambda^2$ - поверхностная плотность энергии ДС, P_2 - давление скалярных частиц φ, запертых внутри стенки, в то время как P_1 - это давление частиц снаружи стенки, $2\pi/r$ описывает натяжение стенки, а последний член связан с потоком Хаббла. В дальнейшем мы предполагаем, что радиус стенки намного больше ее толщины d.

Нерелятивистский газ частиц может быть описан уравнением состояния $P_i = n_i T_i$, как и в случае с релятивистским газом, с точностью до коэффициента, близкого к единице. Изменение концентрации n_i скалярных частиц может происходить по трем причинам. Первая - это их аннигиляция:

$$\dot{n}_i(t) = -\frac{1}{2}\langle\sigma v\rangle n_i^2(t). \tag{5.2}$$

Второй связан с изменением объема ДС (внутри стенки):

$$\dot{n}_i(t) = -3n_i(t)\frac{v(t)}{r(t)}, \tag{5.3}$$

и последнее связано с расширением Хаббла (вне стенки):

$$\dot{n}_i(t) = -3n_i(t)H(t). \tag{5.4}$$

Здесь $\langle \sigma v \rangle$ - усредненное по скорости сечение аннигиляции скалярных частиц.

Мы предполагаем, что скалярные частицы φ не взаимодействуют с окружающим веществом и не происходит реакций, увеличивающих их концентрацию. Поскольку частицы заперты внутри стенки, их состояние адиабатично. Изменение концентрации скалярных частиц не изменяет внутреннюю энергию системы, поскольку энергия скалярных частиц преобразуется в энергию частиц другого типа, которые, как мы предполагаем, не взаимодействуют с доменной стенкой. Следовательно, температура скалярных частиц внутри стенки будет изменяться только при изменении объема ДС. Таким образом, можно найти скалярную температуру частиц из первого закона термодинамики в приближении идеального газа. Внутренняя энергия газа равна

$$U \approx \frac{3}{2}(PV) \approx \frac{3}{2} nVT, \tag{5.5}$$

работа газа примет вид

$$\delta A = PV = 3nTV\frac{r}{r}. \tag{5.6}$$

Первый закон термодинамики для адиабатического процесса дает

$$U = -\delta A, \quad \Rightarrow \quad \dot{T} \approx -2T\frac{v(t)}{r(t)}. \tag{5.7}$$

Температура T_2 и концентрация n_2 газа внутри стенки имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{T}_2(t) &= -2T_2(t)\frac{v(t)}{r(t)}, \\ \dot{n}_2(t) &= -\frac{1}{2}\langle \sigma v \rangle n_2^2(t) - 3n_2(t)\frac{v(t)}{r(t)}, \end{aligned} \tag{5.8}$$

Температура и концентрация газа за пределами стенки уменьшаются из-за расширения Вселенной. Тогда, учитывая, что на стадии RD параметр Хаббла изменяется как $H = 1/2t$, динамические переменные газа снаружи стенки имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{T}_1(t) &= -\frac{T_1(t)}{t}, \\ \dot{n}_1(t) &= -\frac{1}{2}\langle \sigma v \rangle n_1^2(t) - \frac{3}{2}\frac{n_1(t)}{t}. \end{aligned} \tag{5.9}$$

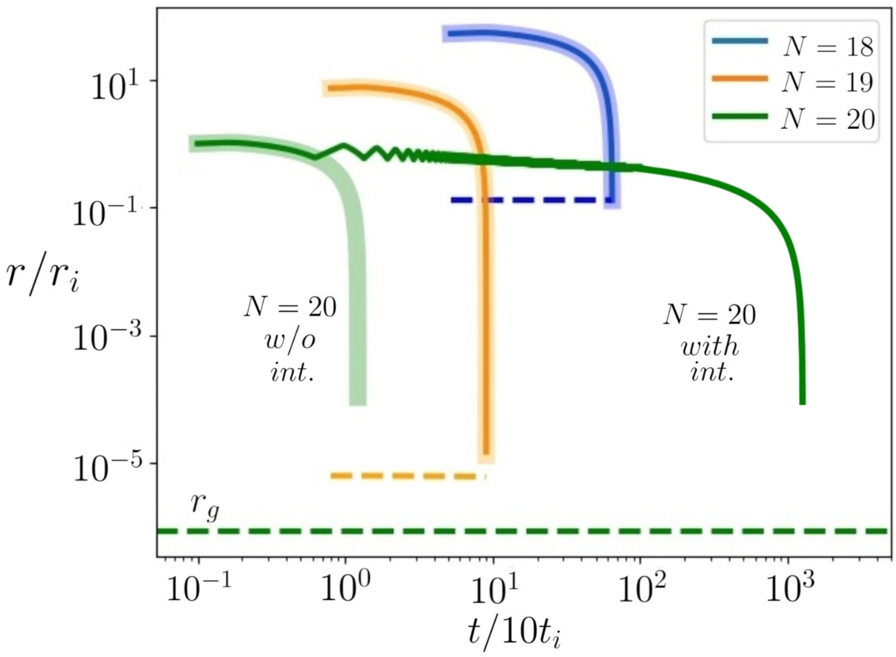

Рисунок 4 — Сплошными линиями обозначены случаи, когда доменные стенки (образующиеся на N е фолде) взаимодействуют со скалярными частицами, в то время как прозрачные линии показывают случаи, когда взаимодействие отсутствует. Пунктирные горизонтальные линии - это гравитационные радиусы ДС для каждого случая. $r_i = 10^6$ см и $t_i = 10^{-5}$ с.

Результат численного решения системы уравнений (5.1), (5.8) и (5.9) для доменных стенок, сформированных при $N = 18$, $N = 19$ и $N = 20$. на рис. 4. Можно увидеть колебания радиуса для случая $N = 20$. Этот эффект обусловлен балансом двух сил: давления газа (P_2/σ в уравнении (5.1)) и поверхностного натяжения стенки ($2\pi/r$ в уравнении (5.1)).

При выбранных параметрах f, Λ и α_0, показанных выше, ДС, образовавшийся при $N = 18$, коллапсирует в черную дыру. В случаях $N = 19$ и $N = 20$ черная дыра не образуется (поскольку гравитационный радиус $r_g < d$), но частицы нагреваются до пороговой температуры и могут покинуть стенку.

Решение системы уравнений для $N = 19$ и $N = 20$ заканчивается, когда радиус доменной стенки r становится равным толщине стенки d. Для изучения дальнейшей динамики необходимо принять во внимание самовзаимодействие поля ϕ, которое выходит за рамки данной статьи.

Если ДС пересекает свой гравитационный радиус r_g, образуется первичная черная дыра (ПЧД) [4, 5]. Ограничение на минимальную массу ПЧД вытекает из условия, что гравитационный радиус больше толщины d ДС [21]:

$$M_{\min} = 4.8 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \left(\frac{f}{10^{13}\,\text{ГэВ}} \right) \left(\frac{0.05\,\text{ГэВ}}{\Lambda} \right)^2 . \tag{5.10}$$

Максимально возможная масса ПЧД определяется условием, что ДС не доминирует локально до того, как она войдет под космологический горизонт [21]:

$$M_{\max} = 7 \cdot 10^{8} M_{\odot} \left(\frac{10^{13}\,\text{ГэВ}}{f} \right) \left(\frac{0.05\,\text{ГэВ}}{\Lambda} \right)^2 . \tag{5.11}$$

Допустимая область потенциальных параметров f и Λ зависит от момента (номера е-фолда N) формирования доменной стенки на стадии инфляции [4, 5]. На рис. 5 показано, на каком номере N должна начать формироваться доменная стенка, чтобы в постинфляционную эпоху она образовала черную дыру (зеленая область). Показано, что для получения ПЧД формирование доменных стенок должно начаться примерно при $N \approx 14 \div 18$.

Существует три границы для числа N. Первая граница вытекает из ограничения на верхнюю массу ПЧД (5.11):

$$N > N_1 = \ln \left(e^{14} \frac{\Lambda}{0.05\,\text{ГэВ}} \sqrt{\frac{f}{10^{13}\,\text{ГэВ}}} \right). \tag{5.12}$$

Вторая граница следует из минимальной массы ПЧД (5.10):

$$N < N_2 = \ln \left(e^{18} \frac{\Lambda}{0.05\ \text{ГэВ}} \right). \tag{5.13}$$

Последняя следует из тонкостенного приближения, которое можно интерпретировать как $r_i \gtrsim 10d$, поэтому мы получим

$$N < N_3 = \ln \left(e^{23} \frac{\Lambda}{0.05\,\text{ГэВ}} \sqrt{\frac{10^{13}\,\text{ГэВ}}{f}} \right). \tag{5.14}$$

Если ДС начала формироваться при $N = 14 \div 17$ е-фолдах, то её эволюция аналогична случаю, показанному на рис. 4 для $N = 18$. Случаи $N = 21 \div 23$ аналогичны случаю $N = 20$ (рис. 4). Как видно из рис. 4 и

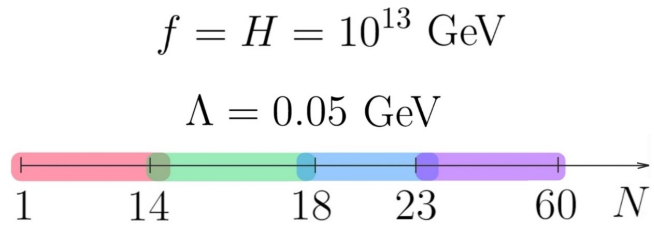

Рисунок 5 — Пространство параметров модели поля (1.2) vs номер е-фолда N, на котором должна начать формироваться доменная стенка, чтобы получить ПЧД (зеленую область). Запрещенная область помечена красным цветом ($M > M_{\max}$, см. ур. (5.11)). Доменная стенка, сформированная с параметрами, отмеченными в синей области, не может создать ПЧД, потому что $r_g < d$. Для фиолетовой области $r_i < d$.

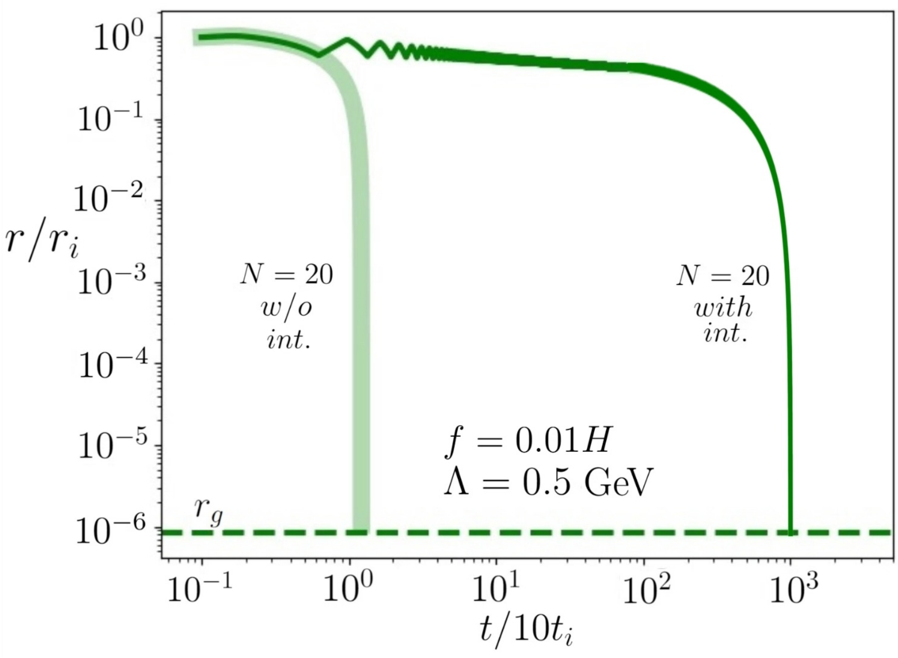

Рисунок 6 — Результат численного решения системы уравнений (5.1), (5.8) и (5.9)для случая, когда ДС была сформирована на $N = 20$. В отличие от случая, представленного на рис. 4, параметры изменены таким образом, что ДС может коллапсировать в черную дыру ($f = 0.01H$ и $\Lambda = 0.5$ ГэВ).

рис. 5, скалярные частицы не оказывают существенного влияния на формирование ПЧД при выбранных параметрах модели поля (1.2). Однако, если ДС начала формироваться при $N = 20 \div 23$, давление скалярных частиц, запертых внутри замкнутой доменной стенки, приводит к задержке момента коллапса ДС.

Изменение параметров поля может привести к замедленному по времени образованию ПЧД. Например, если $\Lambda \geq 0,5$ ГэВ и $f \leq 10^{-2}$ ГэВ (см. уравнение (5.13)), первичные черные дыры образуются с задержкой по времени относительно случая без взаимодействия. Рис. 6 иллюстрирует случай, когда ДС, образованная на $N = 20$, формирует ПЧД с временной задержкой $\Delta t/10t_i \approx 10^3$.

6 Заключение

Интересно отметить, что если частицы темной материи достигают критической температуры во время колебаний радиуса стенки, вызванных давлением газа и поверхностным натяжением стенки (см. рис. 4 и рис. 6), то коллапс ДС сопровождается испусканием частиц темной материи, что, естественно, приводит к образованию протогало тёмной материи вокруг ПЧД. Механизм образования ПЧД из-за коллапса замкнутых ДС [4, 5] предсказывает образование ПЧД в кластерах. Если несколько первичных черных дыр или их скоплений образуют единое гало, то становится возможным обнаружить эти объекты по их излучению гравитационных волн, как предложено в [22]. Если тёмная материя взаимодействует с частицами стандартной модели, локальный нагрев тёмной материи приводит к нагреву частиц стандартной модели вокруг ДС. Такая область может быть источником нейтринного излучения, фотонов и позитронов, для которых ДС прозрачна.

Более того, если мы рассмотрим взаимодействие ДС с фермионами и замкнем их внутри стенки [13], мы можем ожидать множество интересных астрофизических эффектов. Например, стенку можно было бы интерпретировать как область с экзотическим нуклеосинтезом [23] и нейтринным охлаждением [24]. Если стенка живет долго, её можно рассматривать как псевдозвезду с обогащенным металлами газом, образующимся в результате термоядерных реакций при высокой температуре. Очень высокая температура приводит к локальному восстановлению нарушения электрослабой симметрии и образованию безмассовых частиц стандартной модели внутри стенки. Обнаружение таких областей может быть косвенным свидетельством существования ДС.

Литература

[1] M. J. Hayes et al., Glimmers in the Cosmic Dawn: A Census of the Youngest Supermassive Black Holes by Photometric Variability, arXiv:2403.16138 [astro-ph.GA].

[2] H. Suh et al., Feeding Hidden Monsters: a Super-Eddington accreting Black Hole 1.5 Gyr after the Big Bang, arXiv:2405.05333 [astro-ph.GA].

[3] R. Maiolino et al., A small and vigorous black hole in the early Universe, Nature 627, 59–63 (2024).

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

[5] S. G. Rubin et al., The Formation of Primary Galactic Nuclei during Phase Transitions in the Early Universe, J. Exp. Theor. Phys. 92, 921–929 (2001), arXiv:hep-ph/0106187.

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

[7] A. A. Kirillov et al., Cosmological Formation of (2+1)-Dimensional Soliton Structures in Models Possessing Potentials with Local Peaks, Physics 3, 563–568 (2021), arXiv:2109.03271 [hep-th].

[8] A. A. Kirillov, S. G. Rubin, On mass spectra of primordial black holes, Front. Astron. Space Sci. 8, 777661 (2021), arXiv:2109.02446 [astro-ph.CO].

[9] T. Hiramatsu et al., On the estimation of gravitational wave spectrum from cosmic domain walls, J. Cosmol. Astropart. Phys. 2014, 031 (2014), arXiv:1309.5001 [astro-ph.CO].

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

[11] I. G. Garcia, R. Petrossian-Byrne, Axion Interactions with Domain and Bubble Walls, arXiv:2407.09603 [hep-ph].

[12] A. S. Sakharov et al., Looking at the NANOGrav Signal Through the Anthropic Window of Axion-Like Particles, Phys. Rev. D 104, 043005 (2021), arXiv:2104.08750 [hep-ph].

[13] A. A. Kurakin, S. G. Rubin, The interaction of domain walls with fermions in the early Universe, arXiv:2011.01757 [physics.gen-ph].

[14] I .G. Garcia et al., Reflections on Bubble Walls, JHEP 09 (2023) 013 [2212.10572], arXiv:2212.10572 [hep-ph].

[15] S. Hassan et al., Chern-Simons Induced Thermal Friction on Axion Domain Walls, arXiv:2410.19906 [hep-ph].

[16] A. Vilenkin, E. P. S. Shellard, Cosmic Strings and Other Topological Defects, Cambridge University Press, 381-383, 2000.

[17] S. Blasi et al., Friction on ALP domain walls and gravitational waves, JCAP 04 (2023) 008, arXiv:2210.14246 [hep-ph].

[18] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Theoretical physics in 10 volumes, V. 3: Quantum Mechanics, 90-100, (2002).

[19] C. J. A. P. Martins et al., Extending the velocity-dependent one-scale model for domain walls, Phys. Rev. D 93, 043534 (2016), arXiv:1602.01322 [hep-ph].

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

[21] M. Yu. Khlopov, S. G. Rubin, Cosmological pattern of microphysics in inflationary universe, Kluwer, Dordrecht, 2004.

[22] Y. Eroshenko, V. Stasenko, Gravitational Waves from the Merger of Two Primordial Black Hole Clusters, Symmetry 15, 637 (2023), arXiv:2302.05167 [astro-ph.CO].

[23] K. M. Belotsky et al., Hot Primordial Regions with Anomalous Hydrogenless Chemical Composition, Symmetry 2022, 14(7), 1452, arXiv:2208.05033 [astro-ph.CO].

[24] K. M. Belotsky et al., Neutrino Cooling of Primordial Hot Regions, Symmetry 2020, 12(9), 1442, arXiv:2006.08359 [astro-ph.CO].

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