

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
Институт ядерной физики и технологий  
Кафедра физики элементарных частиц №40

# Взаимодействие первичного газа с доменными стенками в ранней Вселенной

Выполнил аспирант группы A25-121:  
Филиппов Д.П.

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н. Кириллов А.А.

# Актуальность работы

Замкнутые доменные стенки (ДС) могут приводит к образованию первичных черных дыр (ПЧД).

**Rubin et al., JETP 91 (2001) 921**

ПЧД могут объяснить:

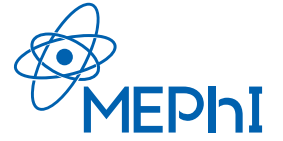
- происхождение квазаров при  $z > 6$ ;

**Maiolino et al., Nature 627 (2024) 59**

- происхождение сверхмассивных чёрных дыр;
- скрытую массу.

**Carr, Green, arXiv:2406.05736**

# Цель работы



Коллапс ДС может быть источником гравитационных волн.

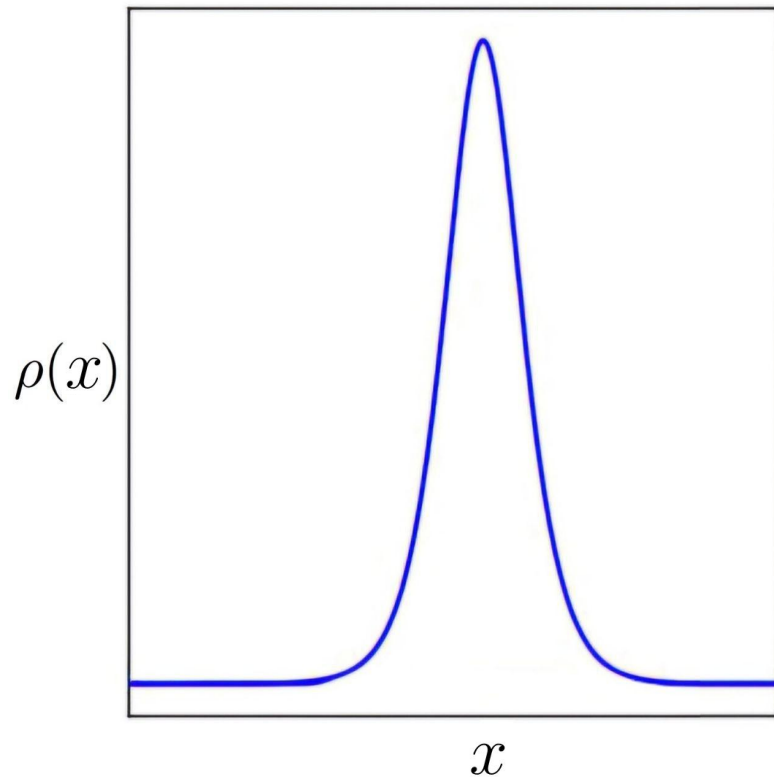
**Sakharov et al., Phys. Rev. D 104 (2021) 043005**

Целью данного исследования является изучение возможного влияния плазмы частиц на:

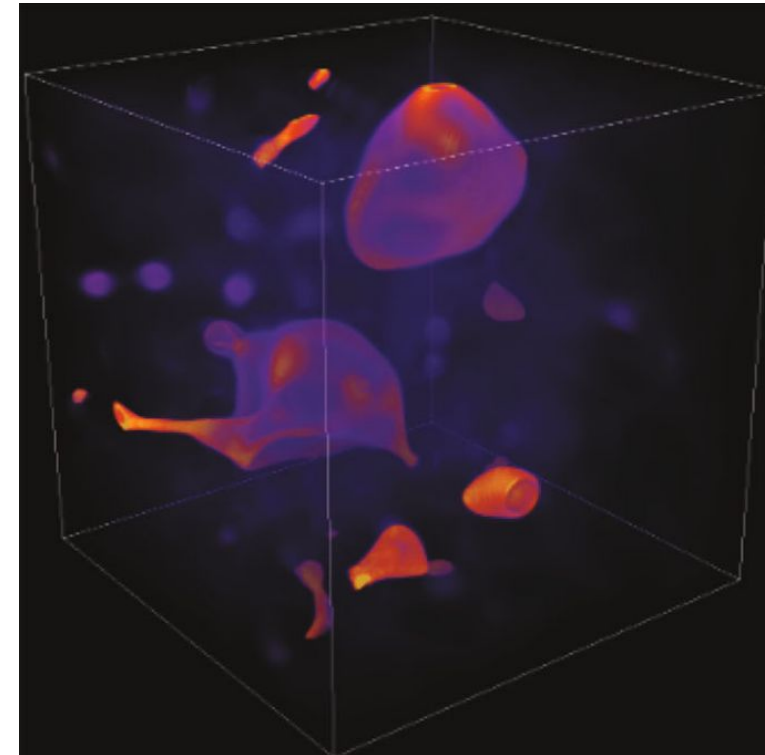
- ❑ эволюцию ДС;
- ❑ формирование ПЧД.

# Что такое доменная стенка?

Доменная стенка – это ненулевая плотность энергии поля разделяющая вакуумные состояния



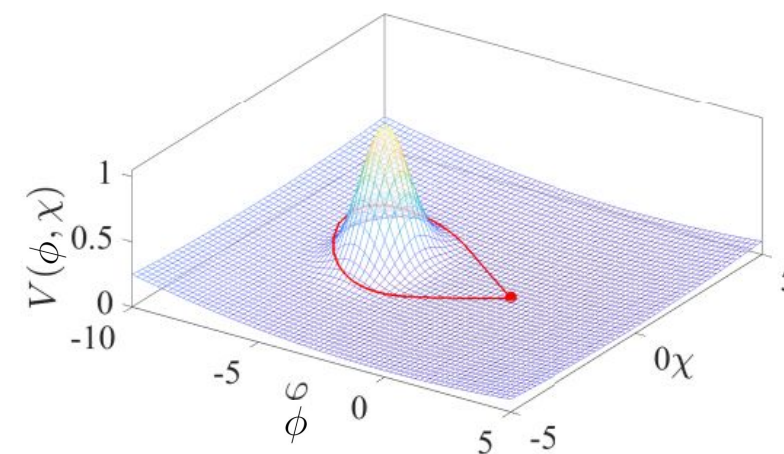
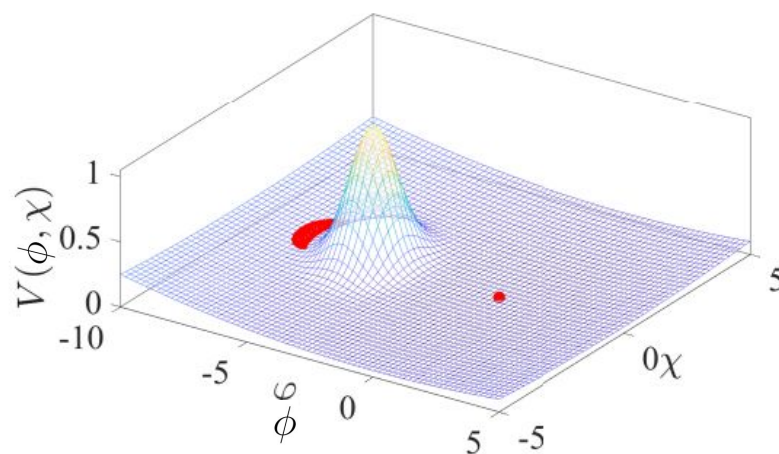
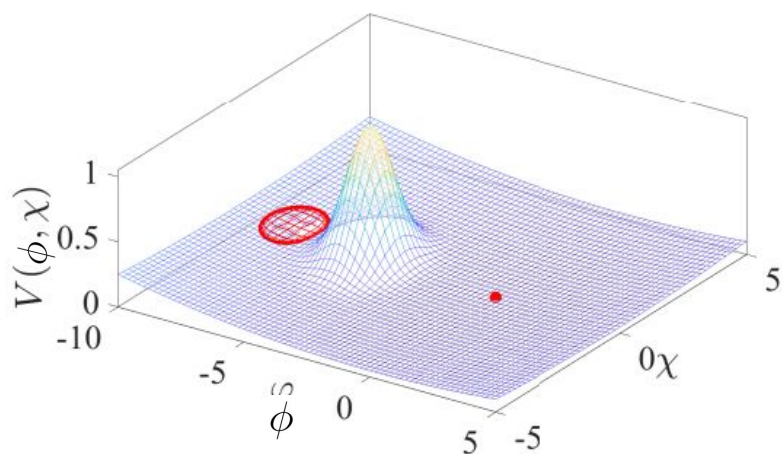
Плотность энергии поля,  
создающего стенку



Плотность энергии поля в трехмерном  
пространстве

# Что такое доменная стенка?

Квантовые флуктуации создают пространственно неоднородные начальные значения поля, которые огибают локальный максимум и скатываются к минимуму, образуя ДС.



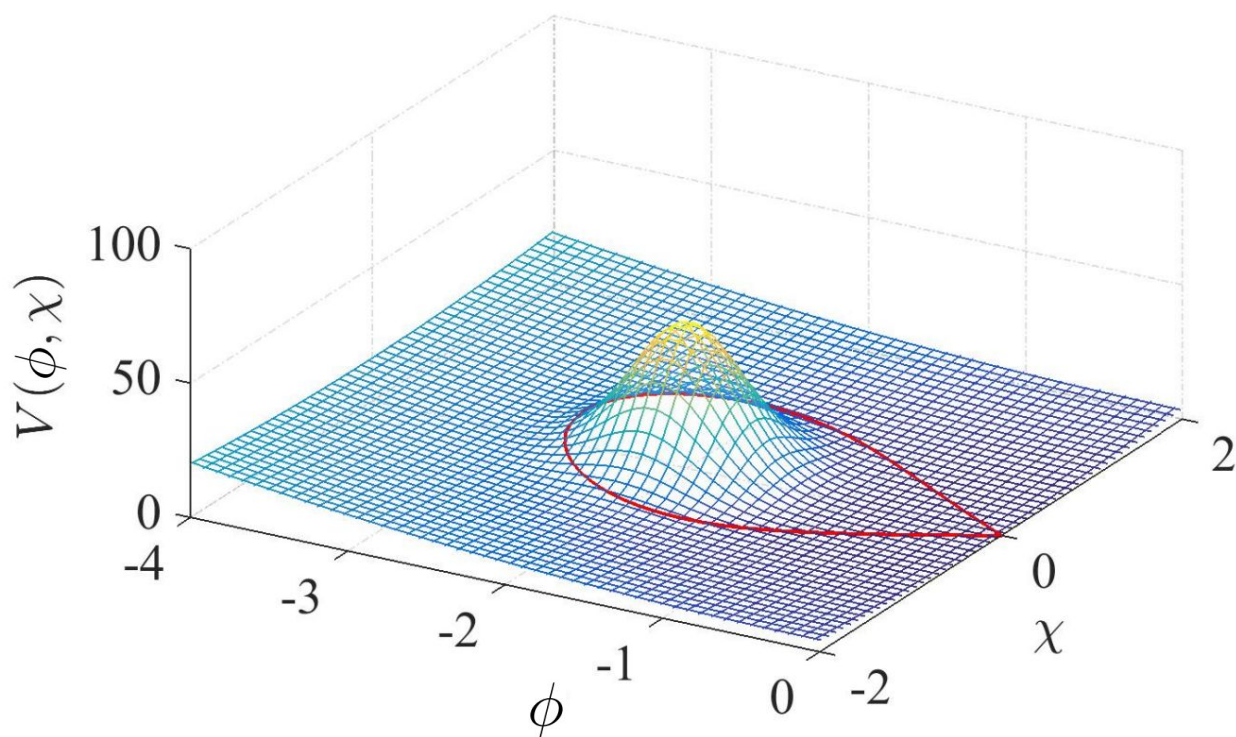
Формирование доменной стенки на стадии инфляции  
**Kirillov et al., Physics 3 (2021) 563**

# Двухполевая модель

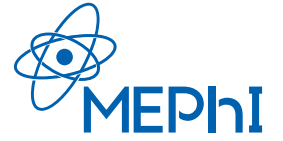
$$V(\phi, \chi) = \frac{m^2}{2}(\phi^2 + \chi^2) + \Lambda^4 \exp \left[ -\frac{(\phi - \phi_0)^2 + (\chi - \chi_0)^2}{2\sigma^2} \right],$$

где параметры определяют:

- ▣ высоту  $\Lambda$ ;
- ▣ ширину  $\sigma$ ;
- ▣ положение пика  $\phi_0, \chi_0$ .



# Взаимодействие ДС с фермионами



Уравнения движения полей

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} - \nabla^2\phi = -\frac{\partial V}{\partial\phi}$$

$$\ddot{\chi} + 3H\dot{\chi} - \nabla^2\chi = -\frac{\partial V}{\partial\chi}$$

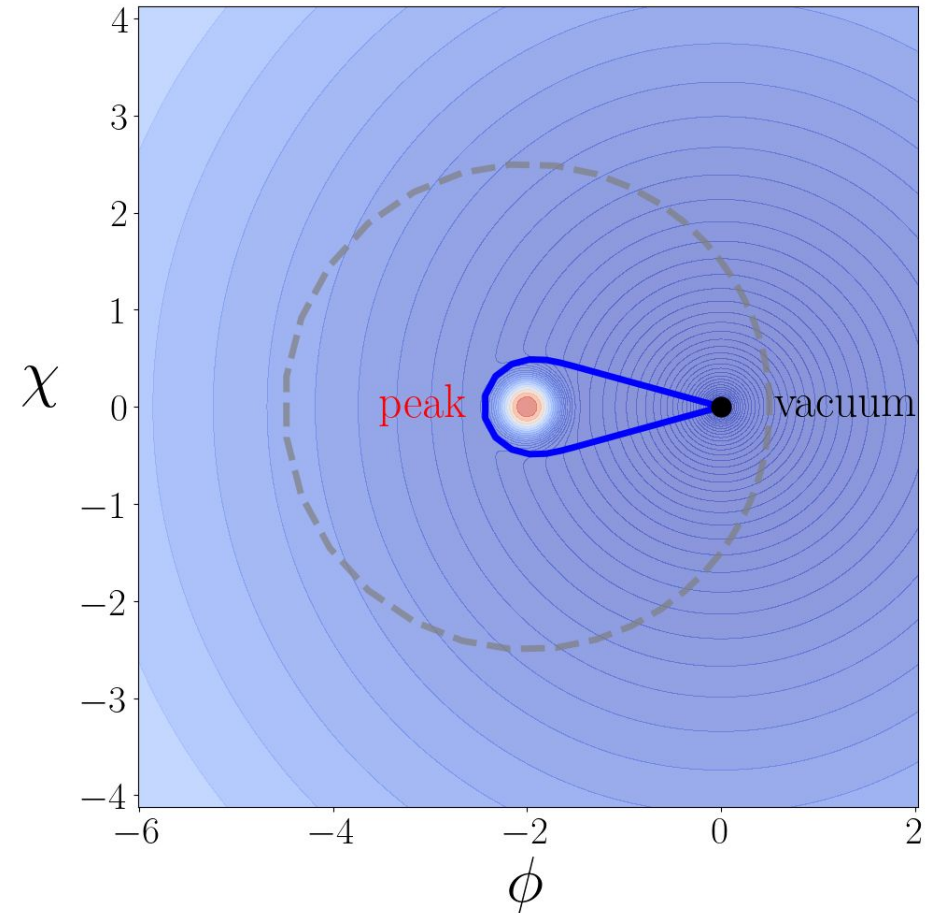
Взаимодействие в одномерном приближении

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = gU(x)\bar{\psi}\psi$$

с двумя возможными вариантами барьера

$$U(x) = \phi(x) + \chi(x)$$

$$U(x) = \frac{1}{\Lambda}(\phi^2(x) + \chi^2(x))$$

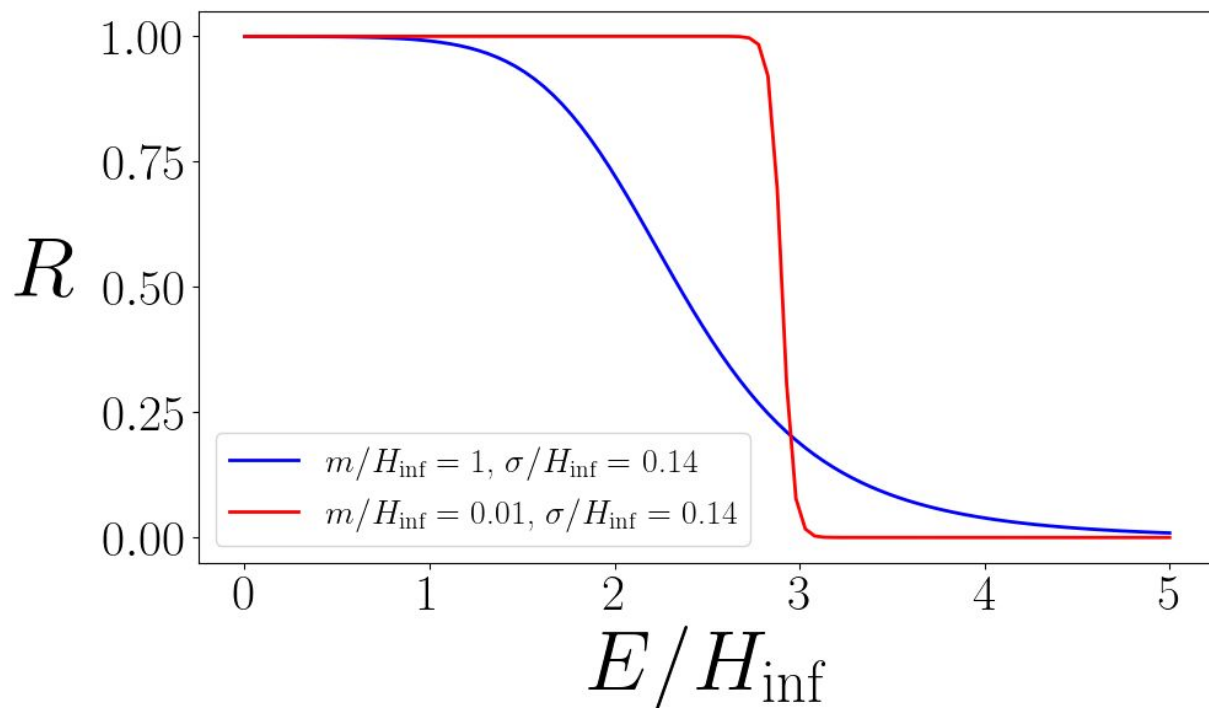


# Коэффициент отражения



$$U(x) = \phi(x) + \chi(x)$$

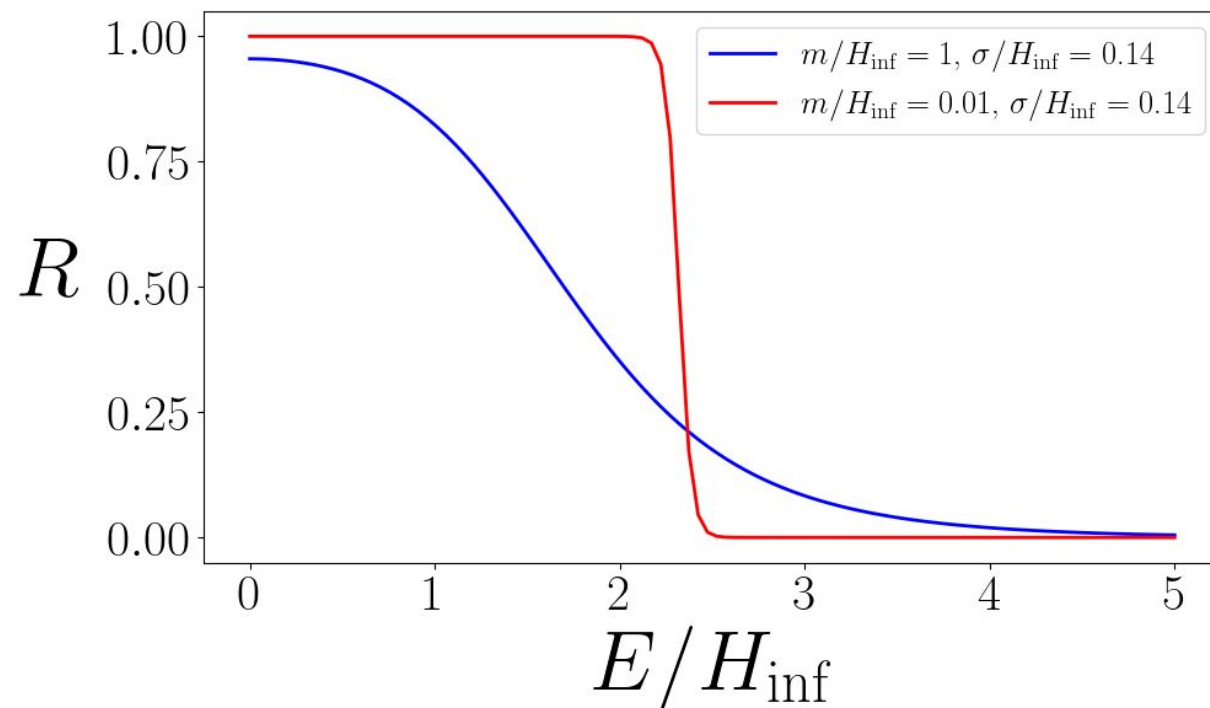
$$U(x) = \frac{1}{\Lambda} (\phi^2(x) + \chi^2(x))$$



**Рис.1** — Коэффициент отражения фермионов с параметрами

$m/H_{\text{inf}} = 1, \sigma/H_{\text{inf}} = 0.14$  - голубая линия

$m/H_{\text{inf}} = 0.01, \sigma/H_{\text{inf}} = 0.14$  - красная линия

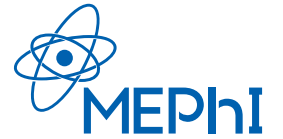


**Рис.2** — Коэффициент отражения фермионов с параметрами

$m/H_{\text{inf}} = 1, \sigma/H_{\text{inf}} = 0.14$  - голубая линия

$m/H_{\text{inf}} = 0.01, \sigma/H_{\text{inf}} = 0.14$  - красная линия

# Взаимодействие ДС с электромагнитным полем



Лагранжиан электромагнитного поля с взаимодействием

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}gU(x)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

с двумя возможными вариантами барьера

$$U(x) = \frac{1}{\Lambda}(\phi(x) + \chi(x)) \quad U(x) = \frac{1}{\Lambda^2}(\phi^2(x) + \chi^2(x))$$

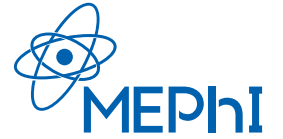
Электромагнитные свойства среды

$$\epsilon(x) = 1 + U(x); \quad \mu(x) = \frac{1}{1 + U(x)}$$

Коэффициент  
преломления

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} = 1$$

# Взаимодействие ДС с электромагнитным полем



Электромагнитные свойства среды

$$Z(x) = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \frac{1}{1 + U(x)}$$

Пороговая температура

$$T_{\text{th}} \sim gmU_0$$

При значении параметров выбранных для численного решения:

- ❑ Фермионы заперты внутри ДС;
- ❑ Фотоны проходят через барьер ДС;
- ❑ Толщина ДС много меньше радиуса.

Используемые приближения:

- ❑ Доменная стенка имеет форму сферы;
- ❑ Первичная плазма - это идеальный одноатомный газ с давлением  $P = nT$ .

## Уравнение движения сферической стенки в физических координатах


Deng et al., JCAP 04 (2017) 050

$$v = \dot{R} - HR$$

$$\dot{v} = (1 - v^2) \left( -\frac{2}{R} - 3Hv + \frac{P_0}{\mu} \right)$$



Натяжение

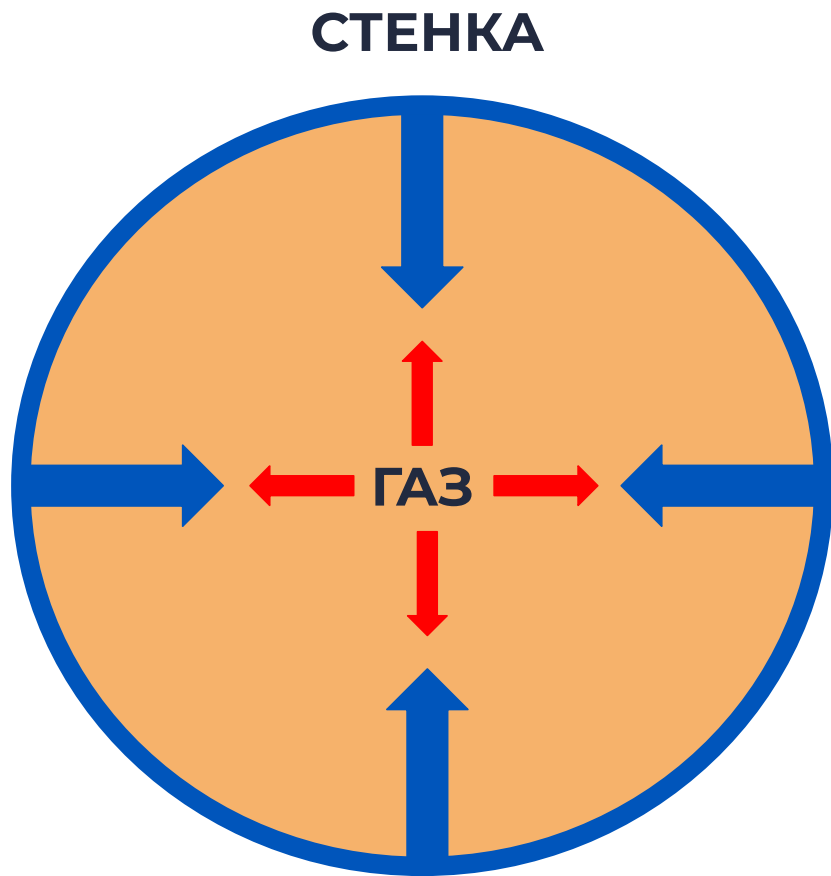


Расширение  
Вселенной



Давление газа

# Эволюция ДС



Изменение концентрации  
(без учета реакций, которые изменяют  
количество частиц)

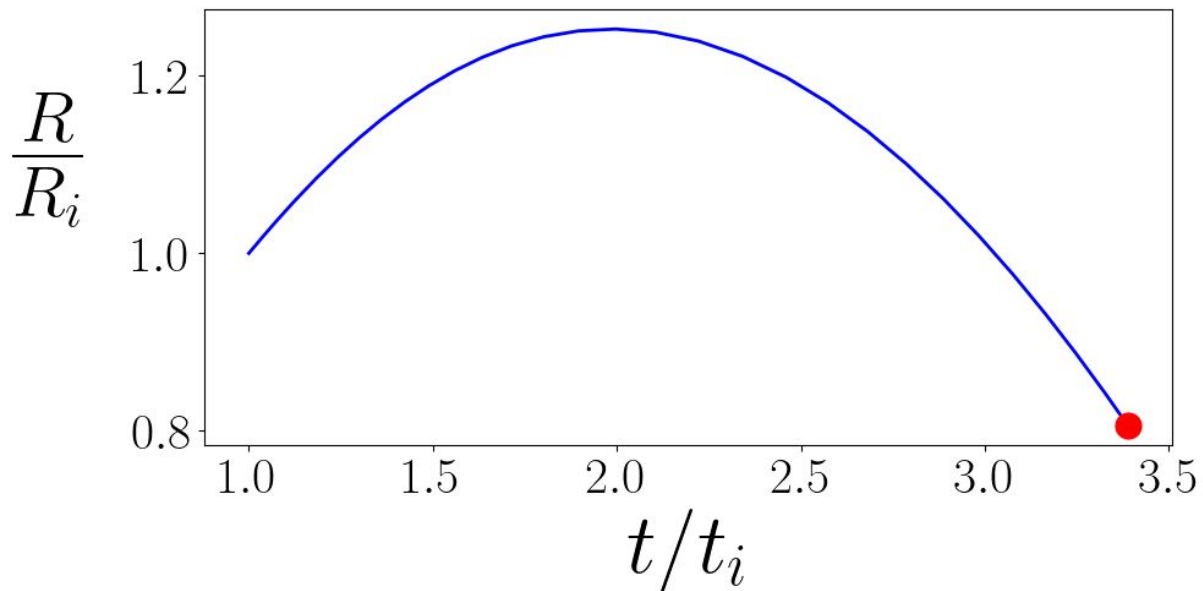
$$\dot{n}_{0j} = -3 \frac{\dot{R}}{R} n_{0j}$$

Состав плазмы  $j = p, n, e, \nu$

Первый закон термодинамики

$$\frac{d}{dt} U_0 = -P_0 \frac{dV_0}{dt} - 4\pi R^2 \sigma T_0^4$$

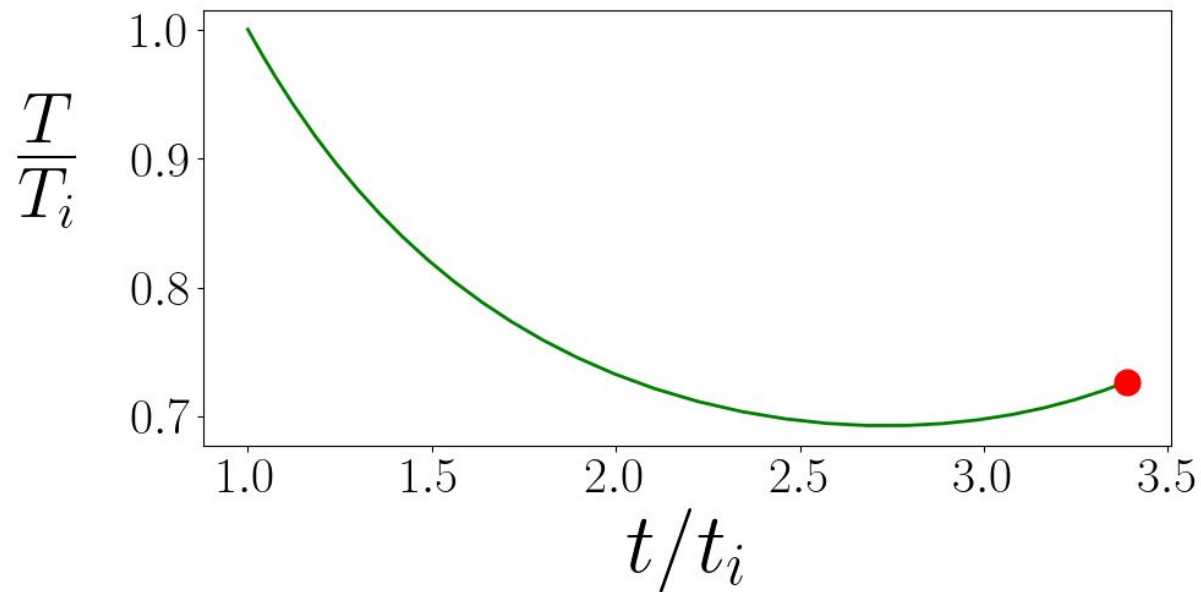
# Эволюция ДС



**Рис.3** —Изменение радиуса стенки

$$R_i = 10^{10} \text{ см}$$

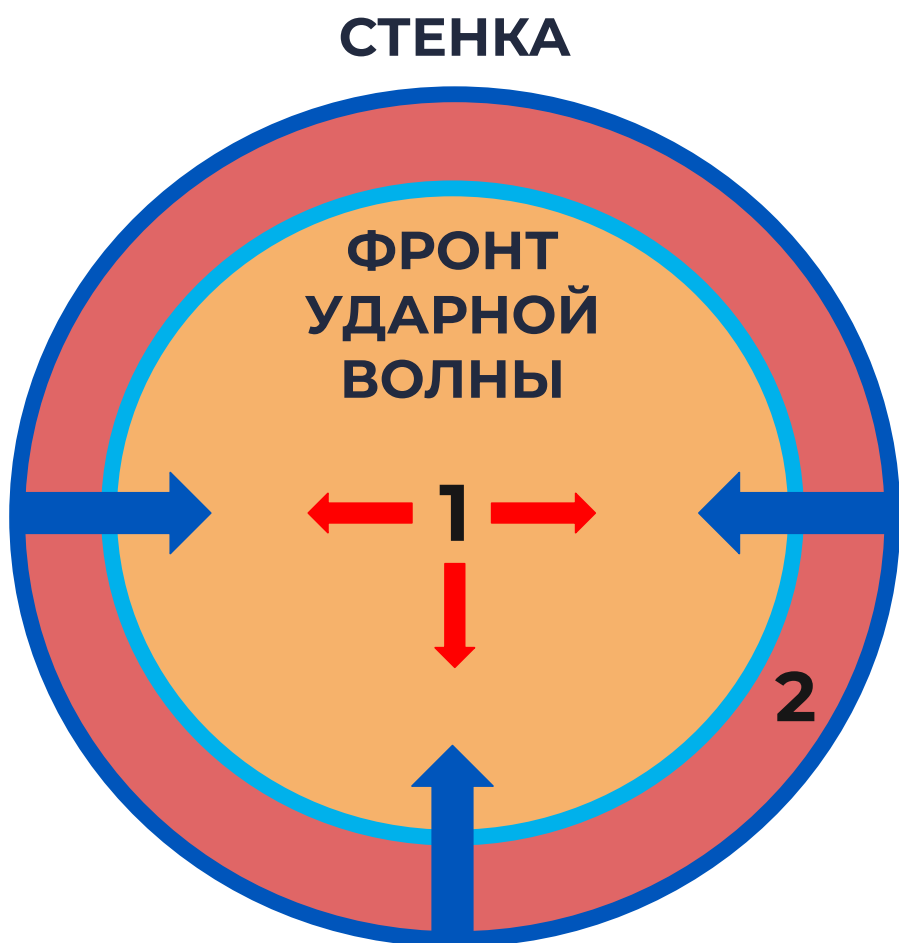
$$t_i = 0.5 \text{ с}$$



**Рис.4** — Изменение температуры газа

$$T_i = 1.5 \text{ МэВ}$$

# Формирование ударной волны

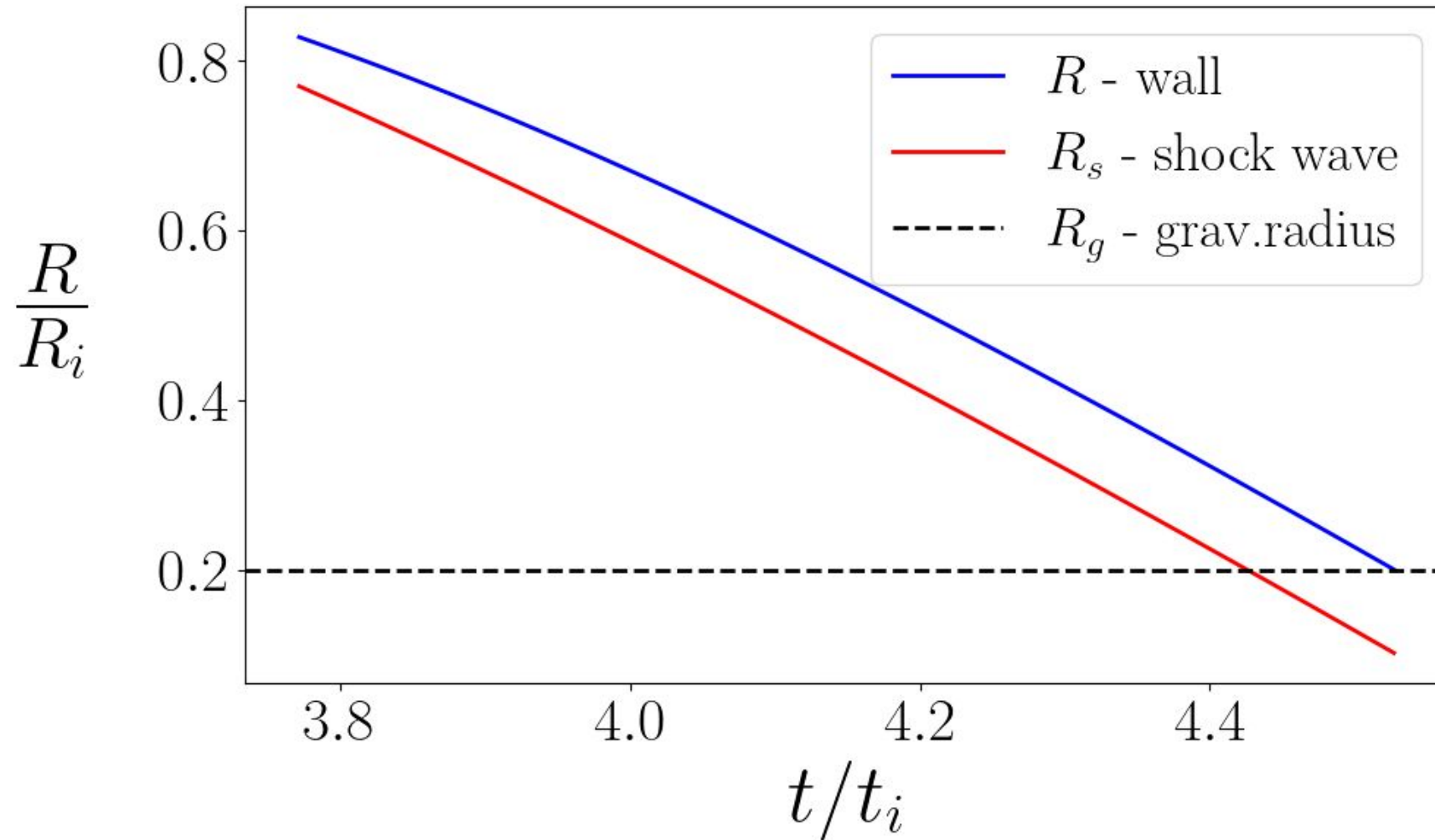


Первый закон термодинамики для слоя 2 — слоя между стенкой и фронтом ударной волны

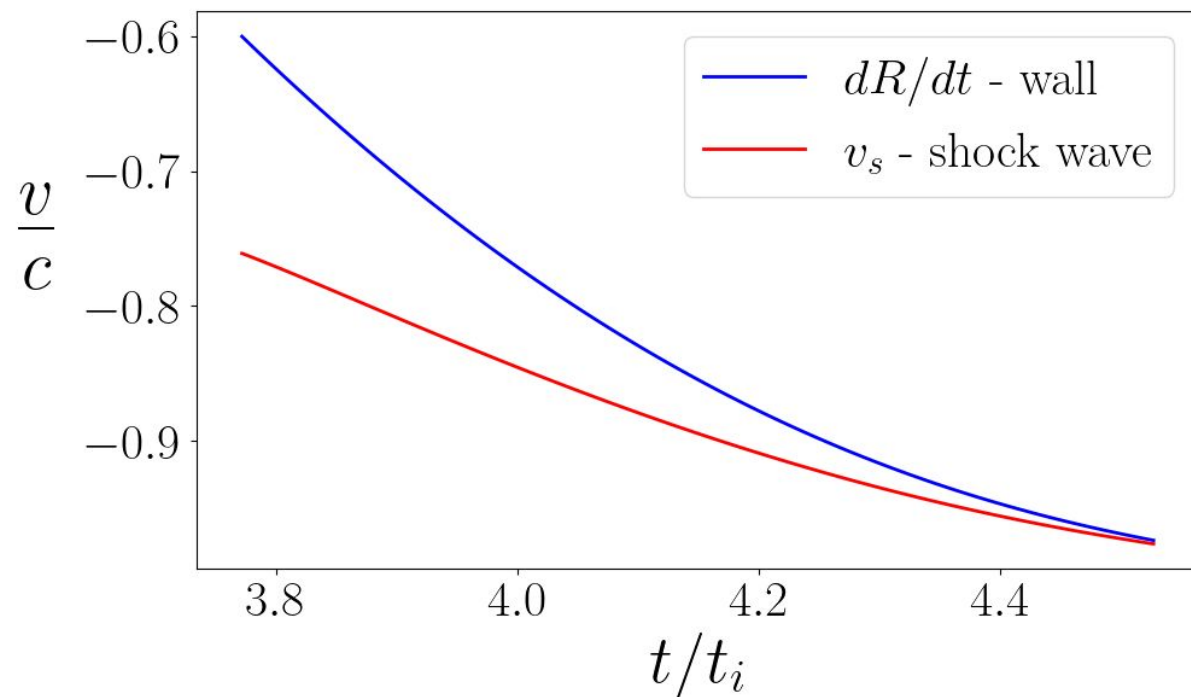
$$\frac{dU_2}{dt} = -P_2 \frac{dV_2}{dt} - 4\pi R^2 \sigma T_2^4 - \dot{N}_1 \cdot \frac{\varepsilon_1 + P_1}{n_1}$$

Изменение концентрации в слое 2 происходит за счёт:

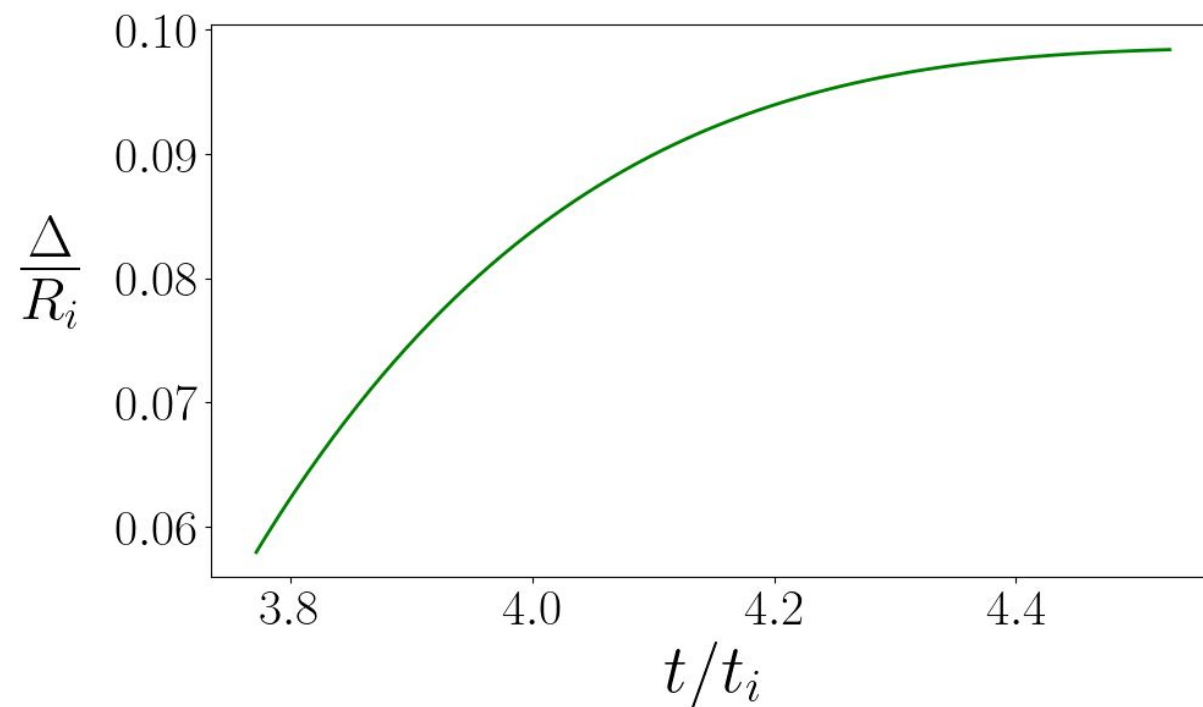
- ❑ изменения объёма;
- ❑ перетока вещества из слоя 1.



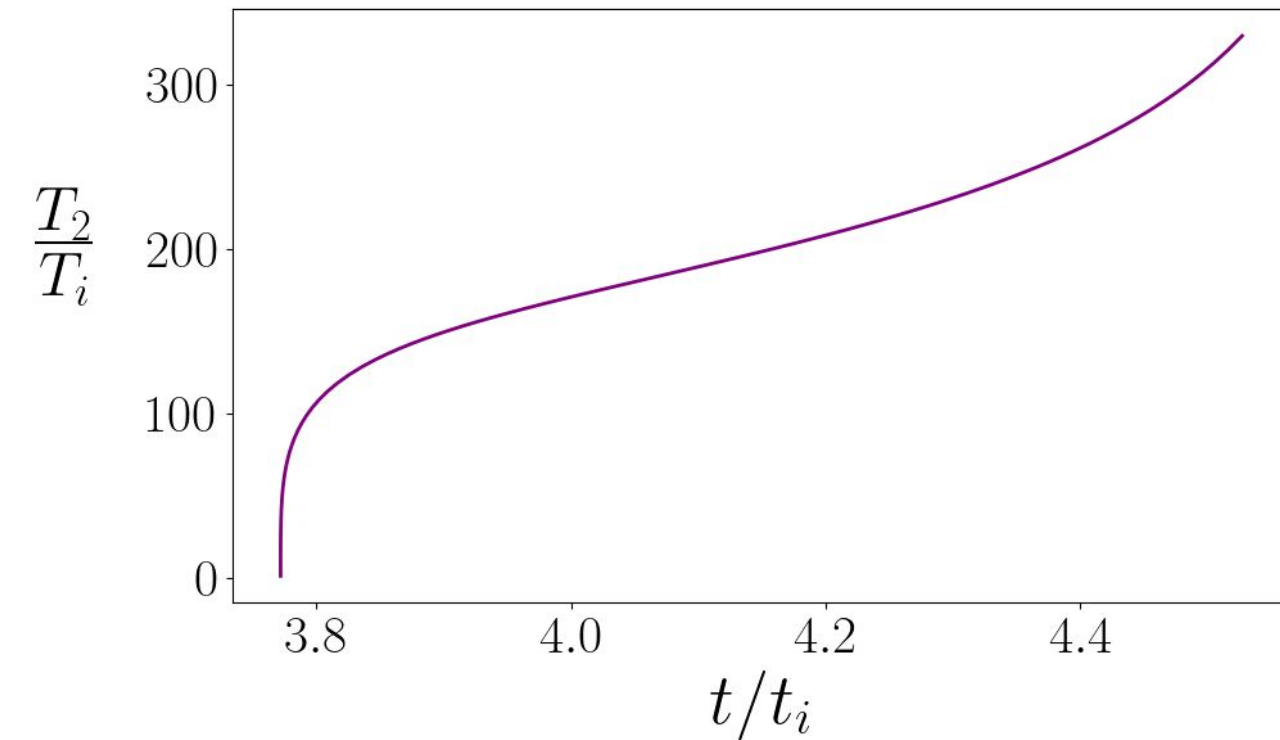
**Рис.5** — Изменение радиуса стенки и фронта ударной волны



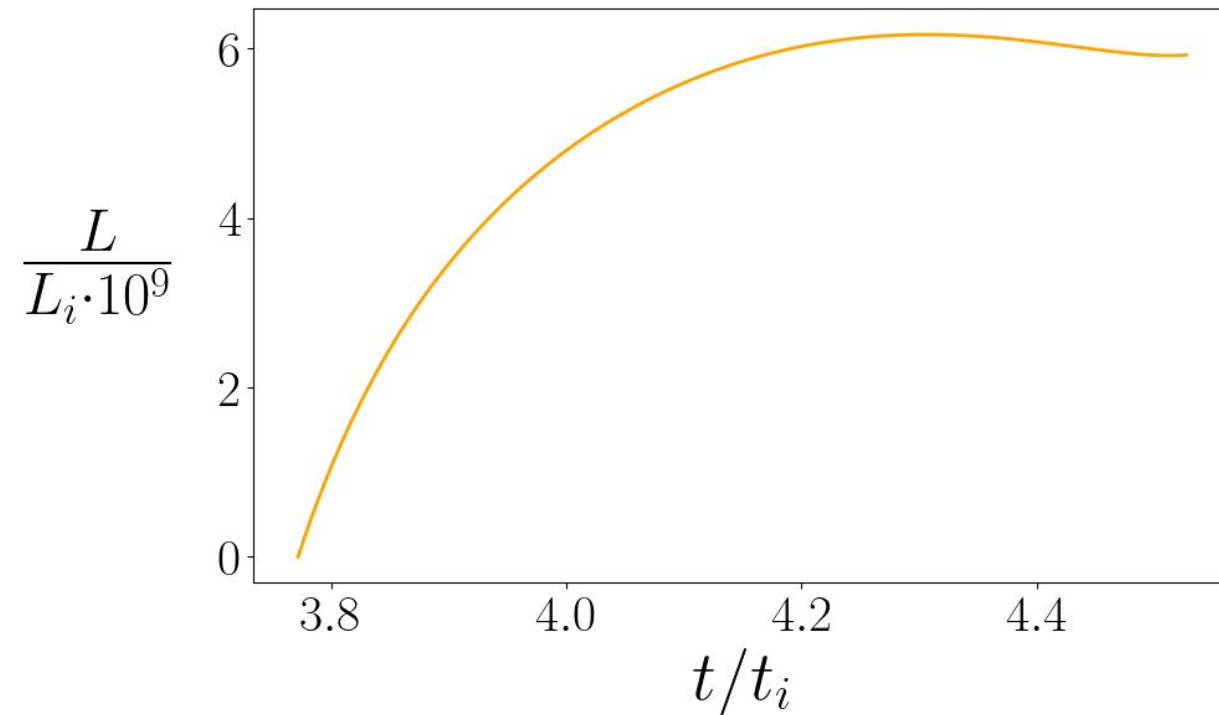
**Рис.6** — Изменение скорости стенки и фронта ударной волны



**Рис.7** — Изменение толщины слоя 2



**Рис.8** — Изменение температуры газа в слое 2



**Рис.9** — Изменение светимости

# Однородность слоя

СТЕНКА

ФРОНТ  
УДАРНОЙ  
ВОЛНЫ

1

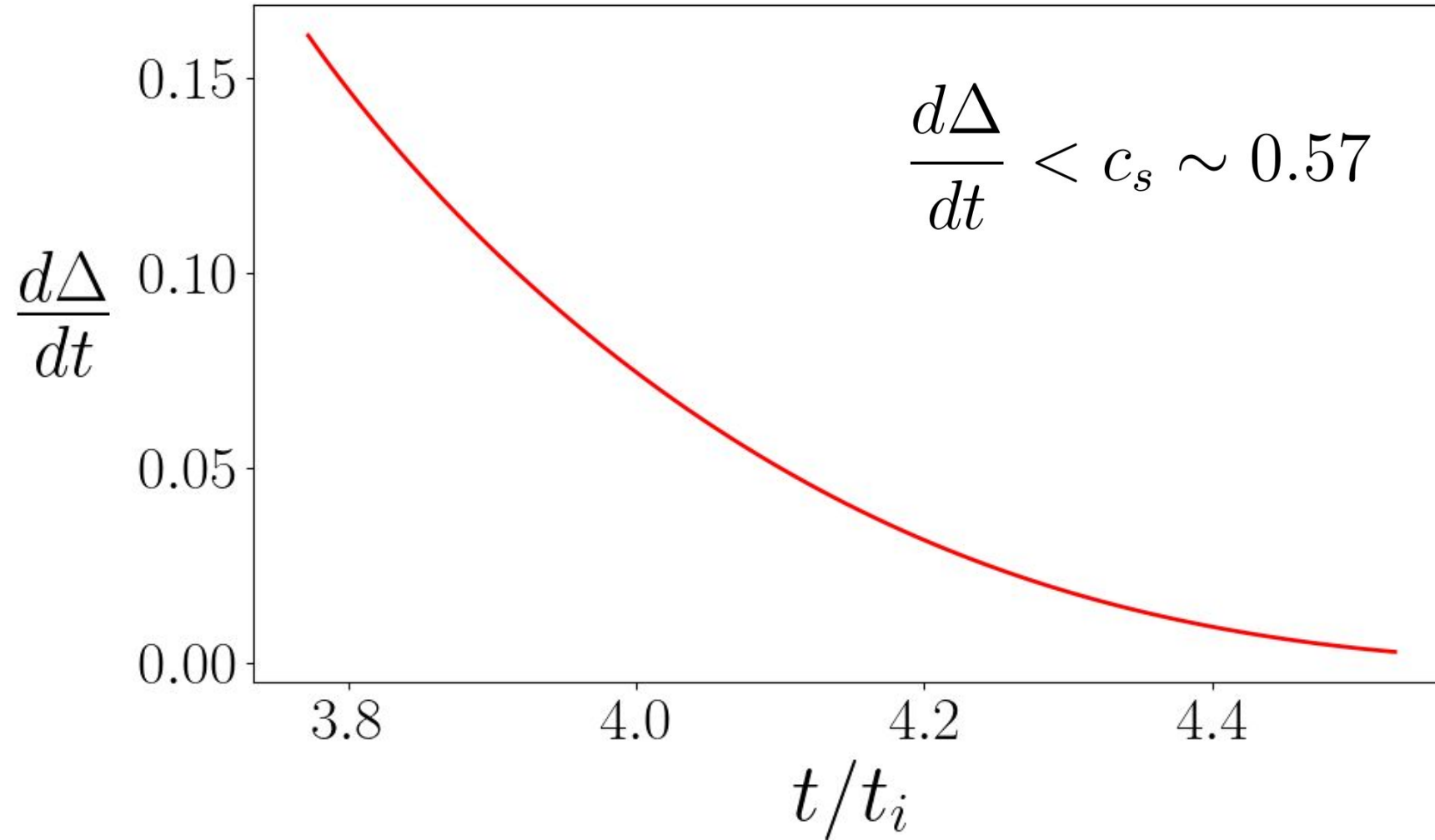
2

В численном решении слой 2 считался однородным.

Слой можно считать однородным, если

$$\frac{d\Delta}{dt} < c_s \sim 0.57$$

# Однородность слоя



**Рис.10** — Скорость изменение толщины слоя 2

# Локальный нагрев.

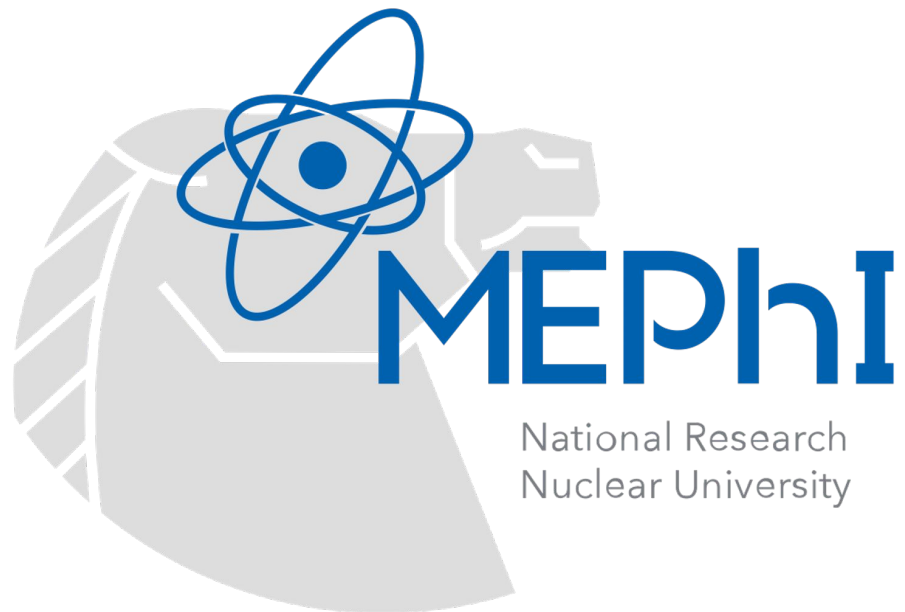


Область нагрева можно оценить как

$$R_{\text{H}} \approx \sqrt{\lambda \tau_c}$$

$$R_{\text{H}} \sim \begin{cases} 10^3 \text{ м,} & t_{\text{U}} = 1 \text{ с,} \\ 10^5 \text{ м,} & t_{\text{U}} = 20 \text{ мин,} \\ 10^8 \text{ м,} & \text{рекомбинация.} \end{cases}$$

**Спасибо за внимание!**



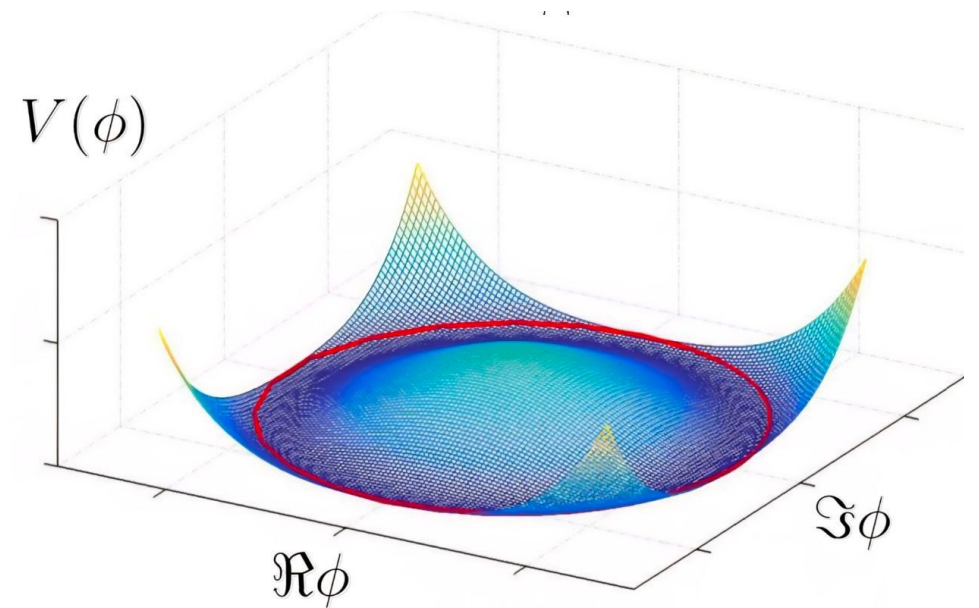
**Дополнительные слайды**

$$\phi = \rho e^{i\theta}$$

$$V = \frac{1}{4} \left( \phi^* \phi - \frac{f^2}{2} \right)^2 + \Lambda^4 (1 - \cos(\theta))$$

$$\theta(x) = 4 \arctan \left[ \exp \left( \frac{2x}{d} \right) \right]$$

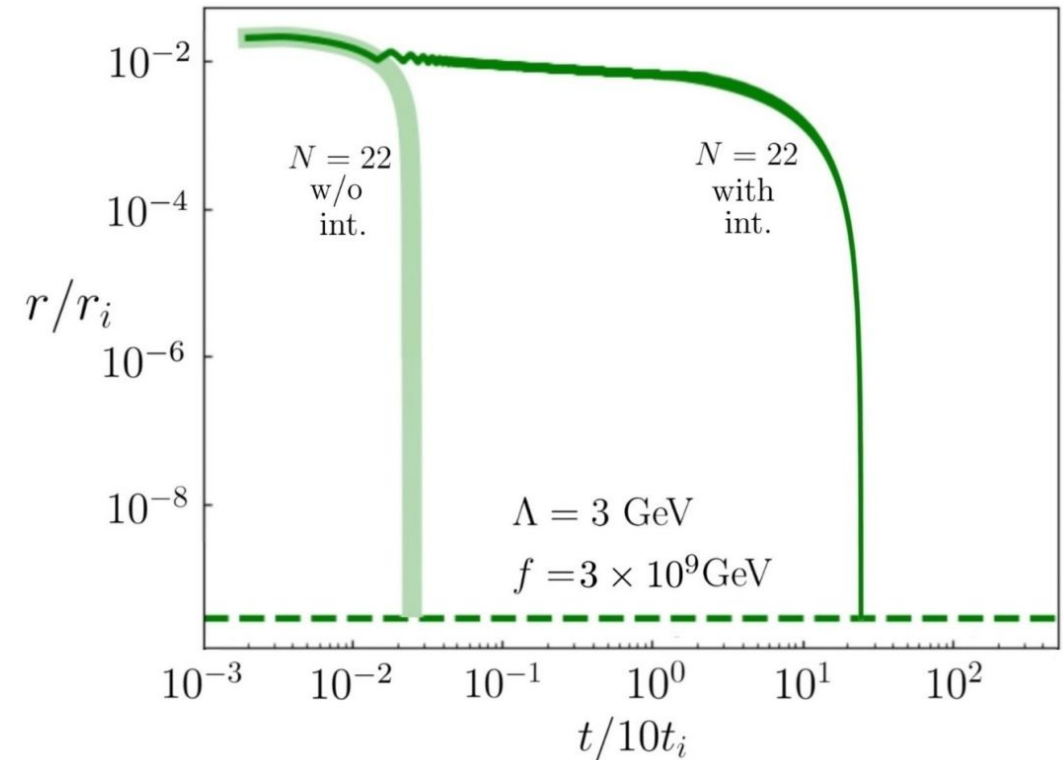
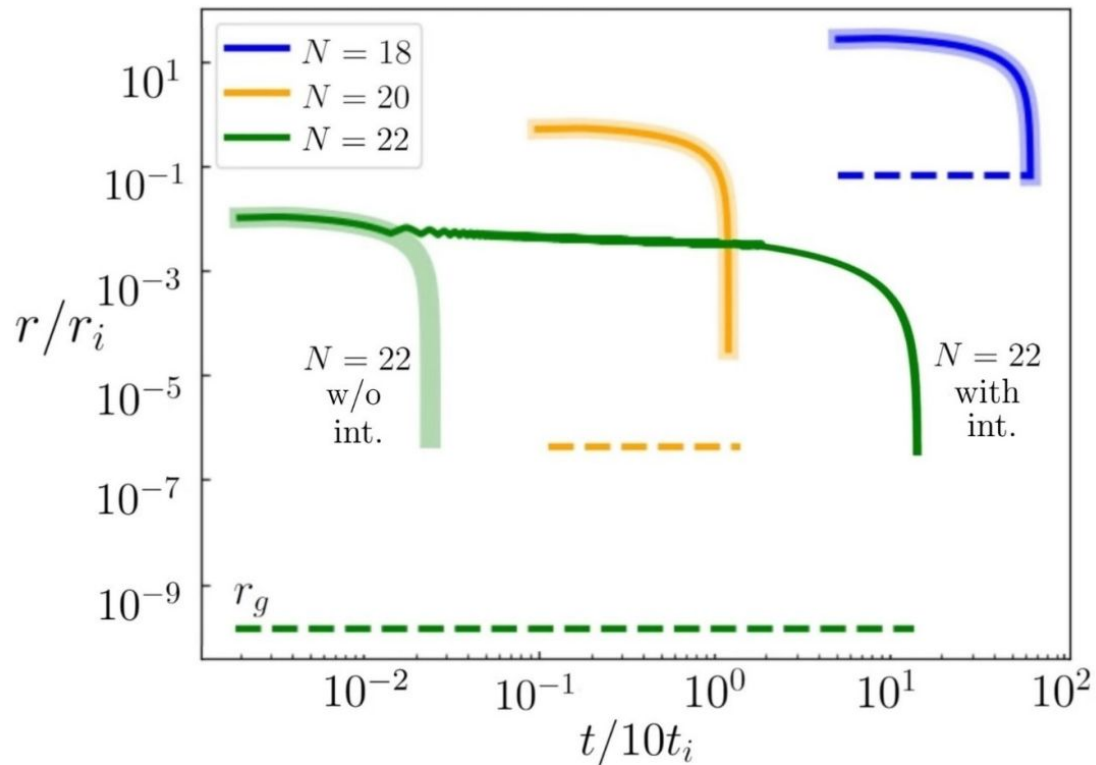
$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \partial_\nu \theta \bar{\psi} \gamma^5 \gamma^\nu \psi$$



# PREVIOUS RESULTS

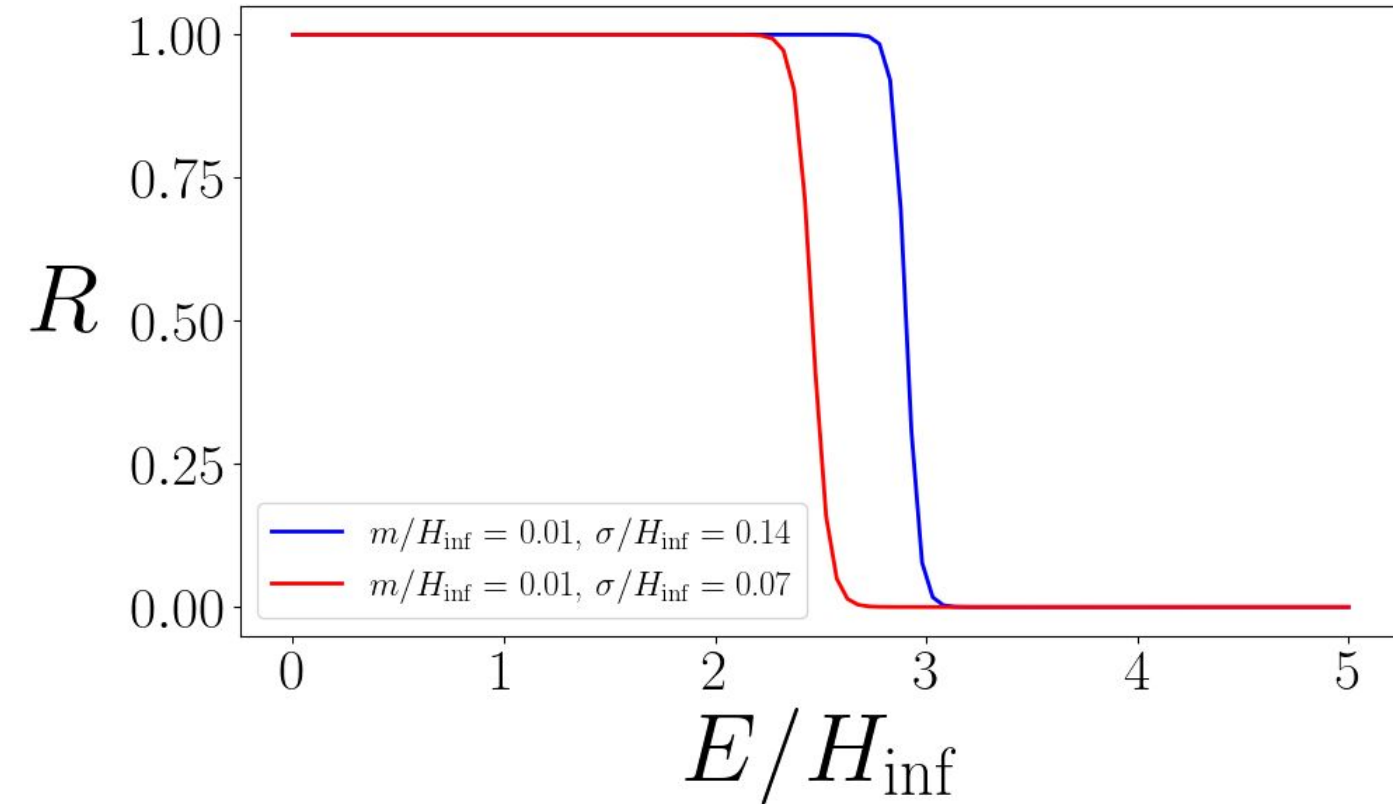
$$V = \frac{1}{4} \left( \phi^* \phi - \frac{f^2}{2} \right)^2 + \Lambda^4 (1 - \cos \theta)$$

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{1}{2} \alpha_0 (\phi + \phi^*) \varphi^2$$



The radius of the DW in the case of interaction and without

# REFLECTION COEFFICIENT



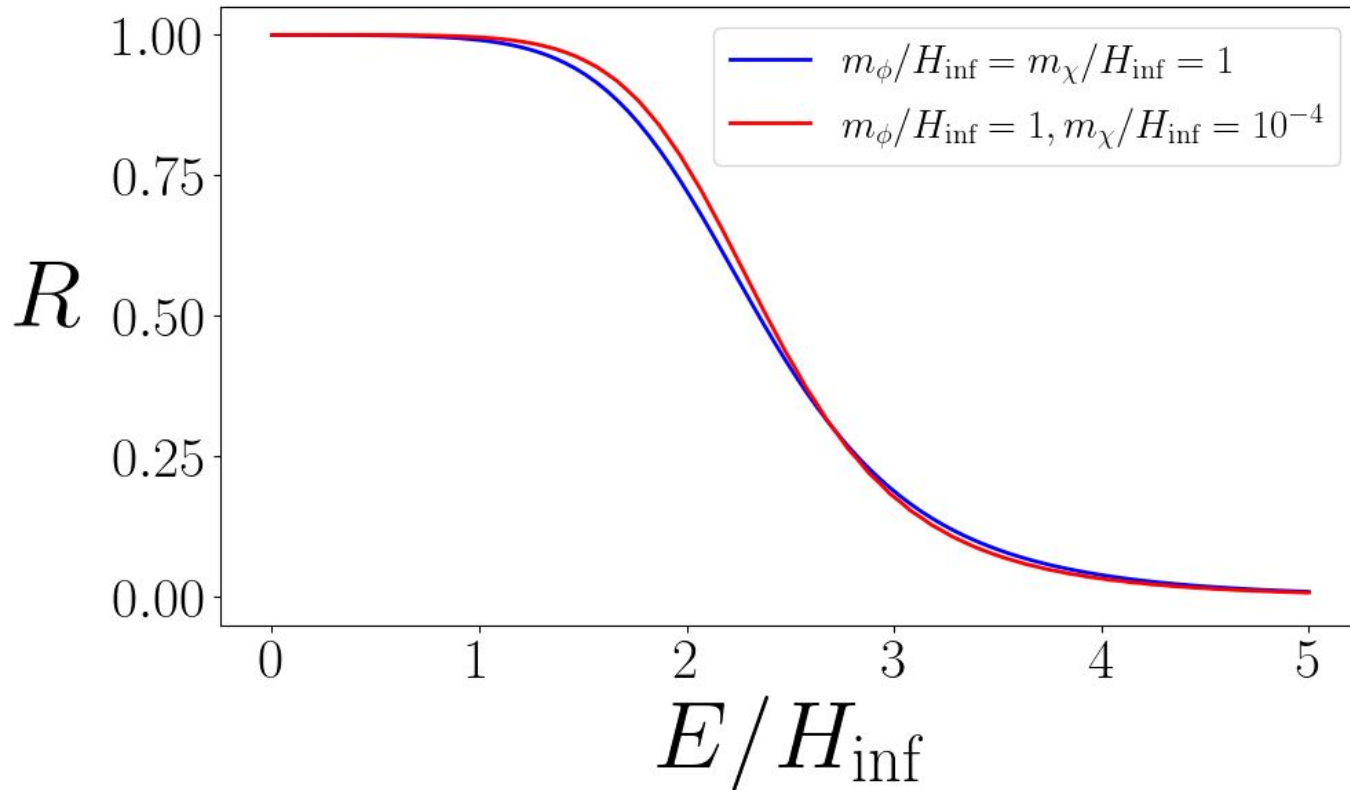
$$U(x) = \phi(x) + \chi(x)$$

Коэффициент отражения фермионов

**$m/H_{\text{inf}} = 0.01, \sigma/H_{\text{inf}} = 0.14$  - blue line**

**$m/H_{\text{inf}} = 0.01, \sigma/H_{\text{inf}} = 0.07$  - red line**

# REFLECTION COEFFICIENT



$$U(x) = \phi(x) + \chi(x)$$

Коэффициент отражения фермионов

$m_\phi/H_{\text{inf}} = m_\chi/H_{\text{inf}} = 1$  - blue line

$m_\phi/H_{\text{inf}} = 1, m_\chi/H_{\text{inf}} = 10^{-4}$  - red line

# REFLECTION COEFFICIENT

$$\gamma^0 = \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = i\sigma_z = \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$$

$$\psi(t, x) = e^{-iEt} \psi(x)$$

$$\psi'_1 = -V\psi_1 + E\psi_2$$

$$\psi'_2 = -E\psi_1 + V\psi_2$$

# REFLECTION COEFFICIENT

$$\psi_1 = ae^{iEx} + be^{-iEx}$$

$$\psi_2 = iae^{iEx} - ibe^{-iEx}$$

**Right** — Only the transmitted wave    **Left** — Superposition of the incident and reflected waves

$$\begin{pmatrix} \psi_1(x_R) \\ \psi_2(x_R) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} e^{iEx_R}$$

$$\psi_1(x_L) = ae^{iEx_L} + be^{-iEx_L}, \quad \psi_2(x_L) = iae^{iEx_L} - ibe^{-iEx_L}$$

$$a = \frac{\psi_1(x_L) - i\psi_2(x_L)}{2} e^{-iEx_L}$$

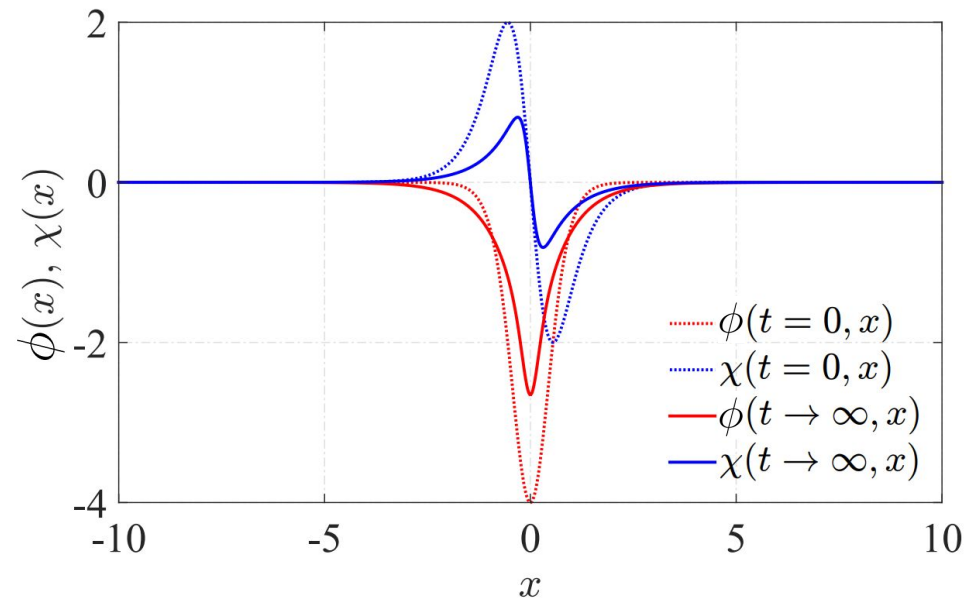
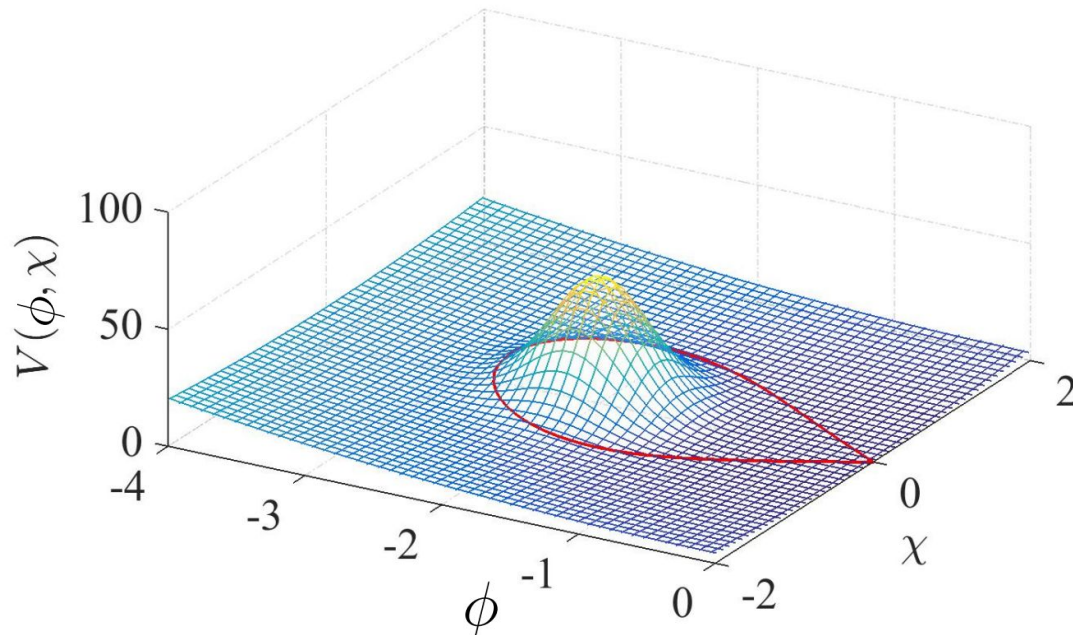
$$b = \frac{\psi_1(x_L) + i\psi_2(x_L)}{2} e^{iEx_L}$$

$$R = \left| \frac{b}{a} \right|^2 = \left| \frac{\psi_1(x_L) + i\psi_2(x_L)}{\psi_1(x_L) - i\psi_2(x_L)} \right|^2$$

# TWO-FIELD MODEL

$$V(\phi, \chi) = \frac{m^2}{2}(\phi^2 + \chi^2) + \Lambda^4 \exp \left[ -\frac{(\phi - \phi_0)^2 + (\chi - \chi_0)^2}{2\sigma^2} \right],$$

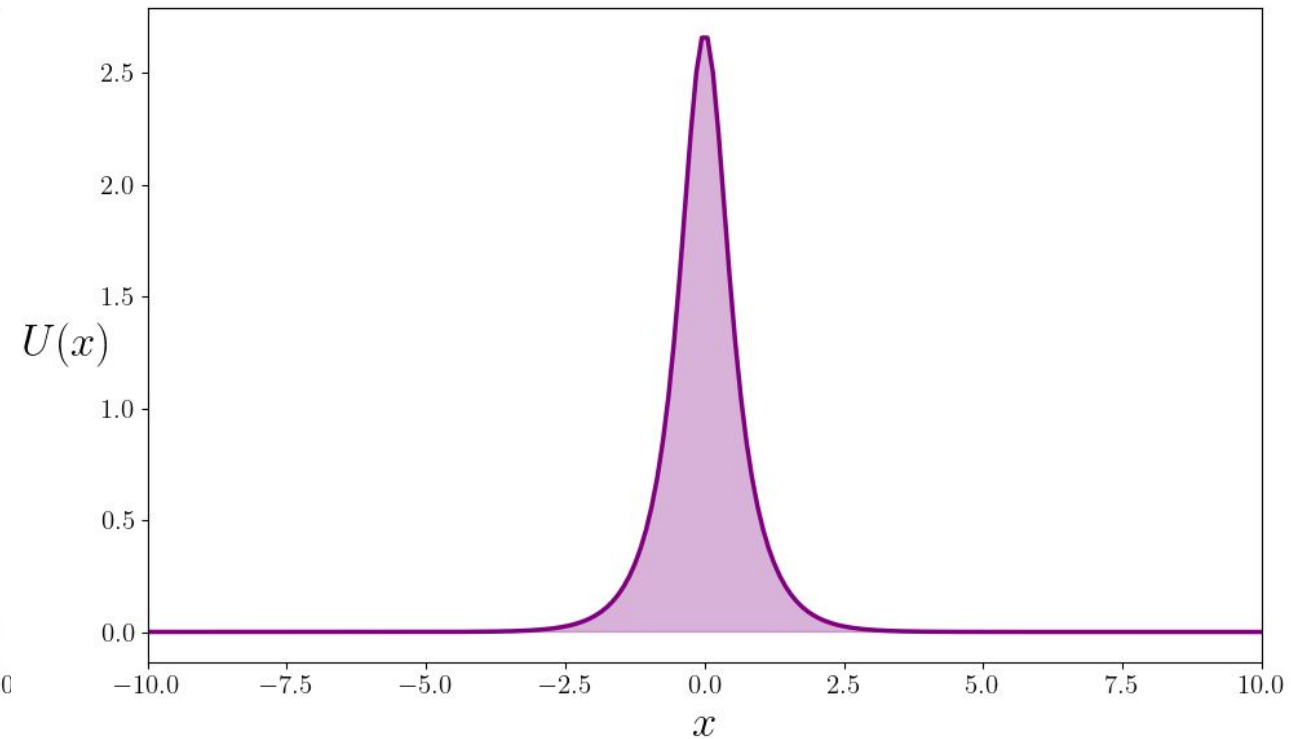
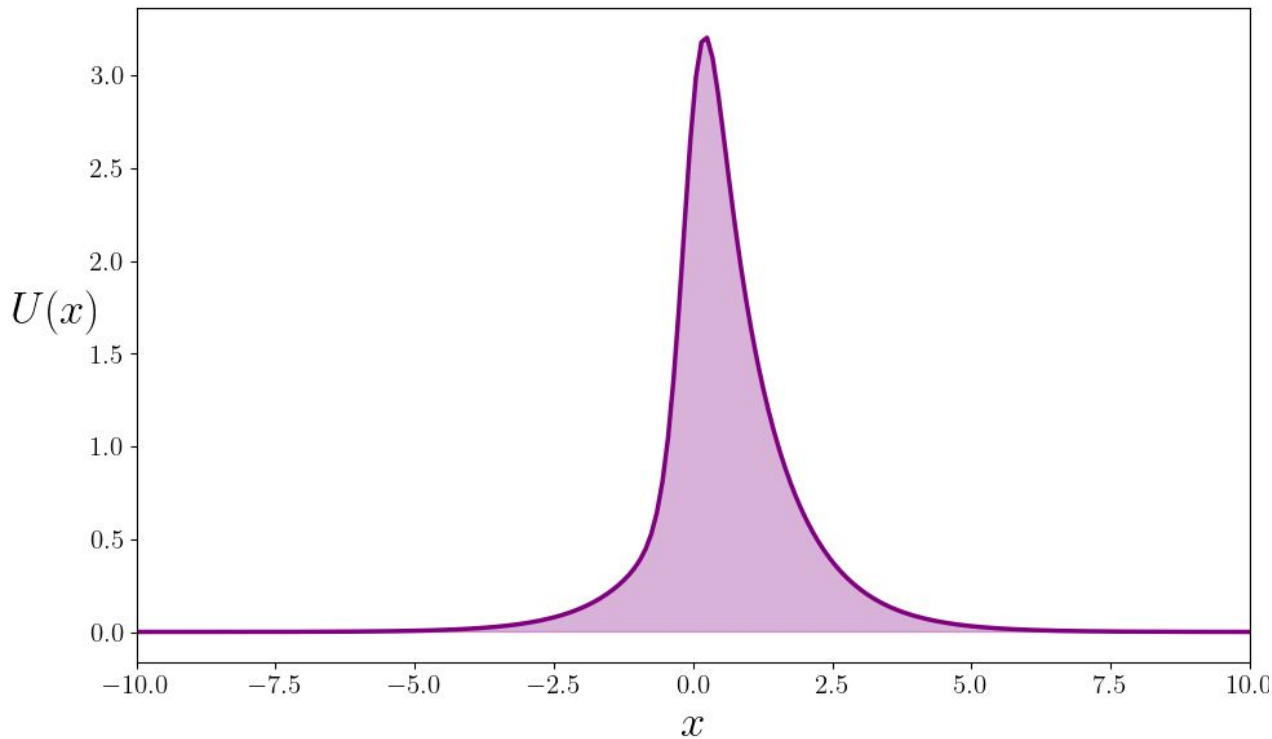
$\mu \sim m(\phi_0^2 + \chi_0^2)$  - surface energy density



# REFLECTION COEFFICIENT

$$U(x) = \phi(x) + \chi(x)$$

$$U(x) = \frac{1}{\Lambda} (\phi^2(x) + \chi^2(x))$$



# INTERACTION OF DW WITH ELECTROMAGNETIC FIELD

Lagrangian of the free electromagnetic field

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left( \epsilon \mathbf{E}^2 - \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^2 \right)$$

The case of interaction

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} V(x) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left( (1 + V) \mathbf{E}^2 - (1 + V) \mathbf{B}^2 \right)$$

Comparing these two cases

$$\epsilon = 1 + V(x) \quad \frac{1}{\mu} = 1 + V(x) \quad \boxed{n = \sqrt{\epsilon\mu} = 1} \quad Z(x) = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \frac{1}{1 + V(x)}$$

# INTERACTION OF DW WITH ELECTROMAGNETIC FIELD

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}(1 + V(x))F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

$$E_y(x, t) = E(x)e^{-i\omega t}, H_z(x, t) = H(x)e^{-i\omega t}$$

$$V \rightarrow 0$$

$$\frac{d}{dx} \left( (1 + V)E' \right) + \omega^2(1 + V)E = 0$$

$$(1) \cdot E'' + 0 \cdot E' + \omega^2(1) \cdot E = 0 \implies E'' + \omega^2 E = 0$$

$$E(x) = \frac{\mathcal{E}(x)}{\sqrt{1 + V(x)}}$$

$$\mathcal{E}'' + [\omega^2 - U(x)]\mathcal{E} = 0 \quad U(x) = \frac{V''}{2(1 + V)} - \frac{(V')^2}{4(1 + V)^2}$$

$$k(x) = \sqrt{\omega^2 - U(x)}, \quad \left| \frac{k'(x)}{k^2(x)} \right| \ll 1 \quad \lambda \ll d$$

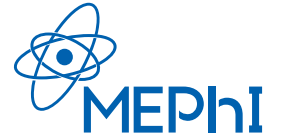
$$V' \sim V_0/d$$

$$V'' \sim V_0/d^2$$

$$d \sim 1/m$$

$$T_{\text{th}} \sim gmU_0$$

# HYDRODYNAMICS OF THE SHOCK WAVE



Rankine-Hugoniot conditions in the rest system of the shock wave front  $v'_s = 0$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_1 \gamma'_1 v'_1 = n_2 \gamma'_2 v'_2 \\ (\varepsilon_1 + p_1) v_1'^2 \gamma_1'^2 + p_1 = (\varepsilon_2 + p_2) v_2'^2 \gamma_2'^2 + p_2 \\ (\varepsilon_1 + p_1) \gamma_1'^2 v'_1 = (\varepsilon_2 + p_2) \gamma_2'^2 v'_2 \end{array} \right.$$

# NUMERICAL SOLUTION

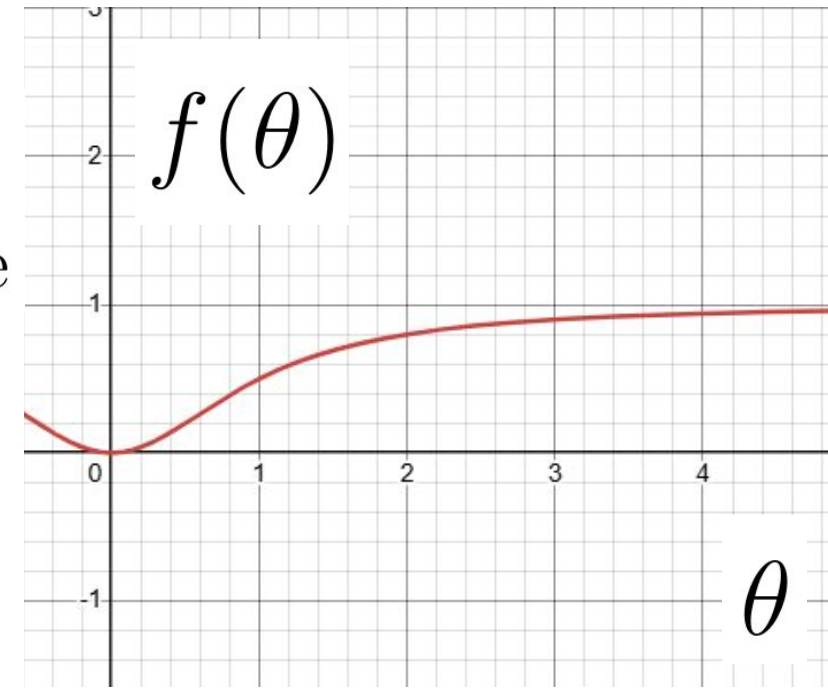
Accounting for electron gas degeneracy

$$\theta = \frac{T_2}{T_F} = \frac{T_2}{(3\pi^2 n_e)^{1/3}} = \begin{cases} < 1 & \text{gas is degenerate} \\ > 1 & \text{gas is non-degenerate} \end{cases}$$

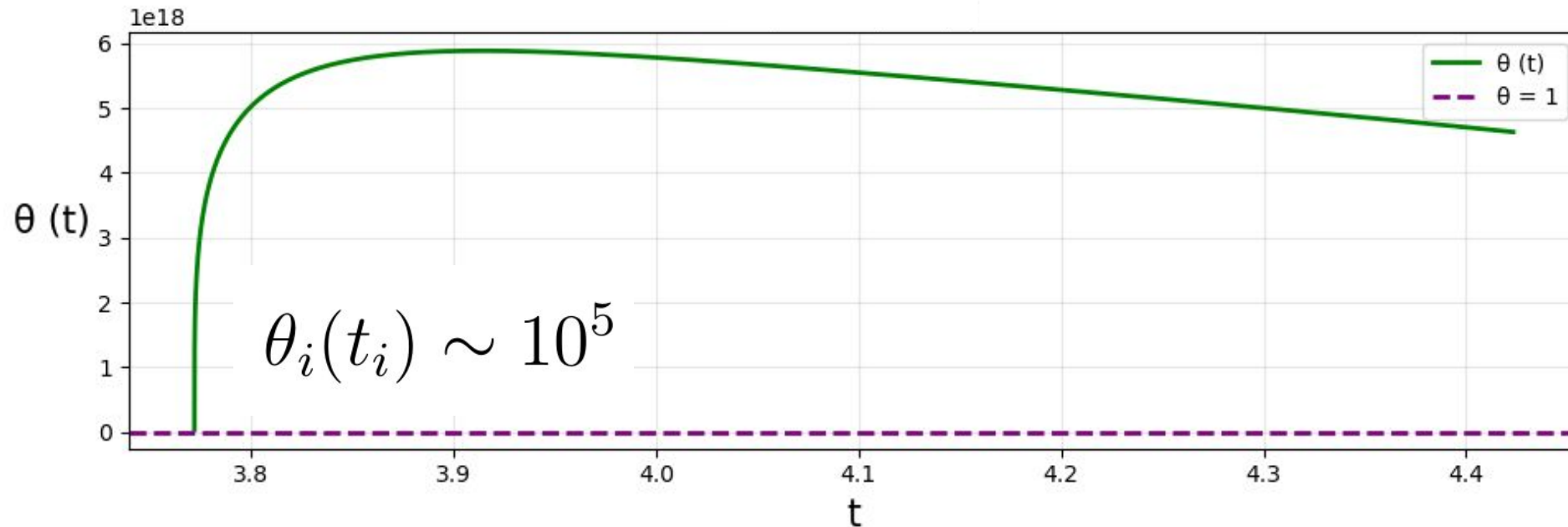
$$f(\theta) = \frac{\theta^2}{\theta^2 + 1}, \in [0, 1]$$

$$P_{2e} = n_{2e} T_2 f(\theta) + \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} n_{2e}^{4/3} (1 - f(\theta))$$

$$\epsilon_{2e} = (n_{2e} m_e + n_{2e} T_2) f(\theta) + \frac{1}{3} \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} n_{2e}^{4/3} (1 - f(\theta))$$



## Accounting for electron gas degeneracy



$$\theta = \frac{T_2}{T_F} = \frac{T_2}{(3\pi^2 n_e)^{1/3}} = \begin{cases} < 1 & \text{gas is degenerate} \\ > 1 & \text{gas is non-degenerate} \end{cases}$$

# NUMERICAL SOLUTION

