

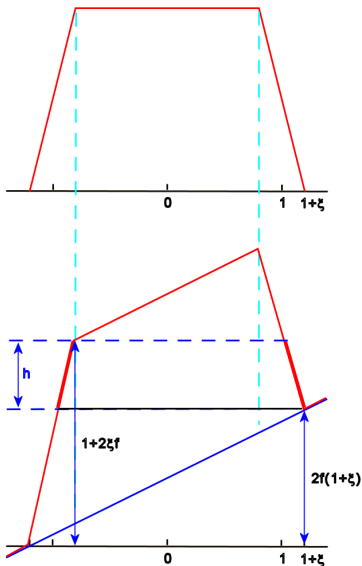
НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ТЕОРИИ ВИХРЕВОГО ТРАНСПОРТНОГО БАРЬЕРА на основе компьютерного моделирования

А.Д. Беклемишев

ИЯФ СО РАН



Вихревой транспортный барьер

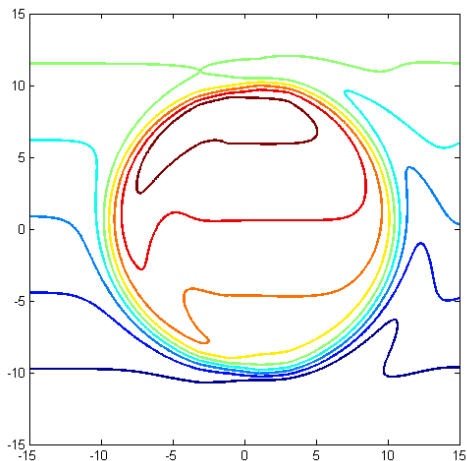


Если создать и поддерживать в плазме распределение потенциала типа “шапочки”, то образуется вихревое течение, во внутренней зоне которого возможно улучшенное удержание.

Действительно, линии уровня останутся замкнутыми при наложении внешнего однородного поля (моды $m = 1$), если высота “шапочки” больше, чем перепад потенциала внешнего поля на размере вихря.



Вихревой транспортный барьер



Поле скоростей (уровни потенциала) в сечении шнура. Наличие замкнутых контуров означает отсутствие конвективного выноса плазмы на стенку из внутренних областей.

(Беклемишев, Чащин 2007)

Вопросы

- Найдено стационарное решение, а что происходит в динамике?
- Решение найдено в плоской геометрии (и свёрнуто в трубочку). Насколько оно соответствует цилиндрическому решению?
- Решение асимптотическое (при тонком слое), а существует ли его аналог при параметрах ГДЛ?
- Является ли найденное решение устойчивым?
- Будут ли существенные отличия при самосогласованной эволюции давления?
- ...



Идея

- Построим численную модель, которая решает не полную систему МГД, а упрощённые уравнения (как и аналитическая теория).
- Поведение плазмы очень сложное и определяется большим числом параметров. Чтобы понять, как классифицировать решения, начнём с простейшей физической модели - вихря в двумерном течении идеальной жидкости (идеальная МГД без кривизны и связи с торцом), и будем добавлять в неё последовательно дополнительные эффекты и соответствующие параметры.



План

- Двумерный вихрь и неустойчивость Кельвина-Гельмгольца;
- Равновесие и устойчивость вихря при наличии скачка торцевого потенциала и вязкости;
- Стационарные состояния во внешнем однородном поле (“вихрь на ветру”), сравнение с аналитическим решением для плоской задачи;
- Перенос пассивного скаляра (давления) в системе с вихревым транспортным барьером;
- Линейные и нелинейные желобковые моды (без вращения);
- Нелинейное насыщение конвективных мод и переноса в системе с вихревым транспортным барьером;
- Выводы.



Двумерный вихрь

Создадим радиальный профиль потенциала (типа сглаженной ступеньки) и посмотрим, как будет двигаться плазма...

$$\mathbf{v}_E = \frac{c}{B} \mathbf{b} \times \nabla \varphi \Rightarrow w \equiv \mathbf{b} \nabla \times \mathbf{v} = \frac{c}{B} \Delta_{\perp} \varphi,$$

$$\frac{dw}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt} \Delta \varphi = 0.$$



Уравнение переноса завихренности

Нормируем φ/ϕ , \mathbf{r}/R , t/τ , где ϕ - высота ступеньки, R - радиус ступеньки, и

$$\tau = \frac{BR^2}{c\phi} = \frac{R^2}{\rho_i v_{Ti}} \left(\frac{T}{e\phi} \right).$$

Тогда уравнение приводится к виду

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \varphi + \{\varphi, \Delta \varphi\} = 0,$$

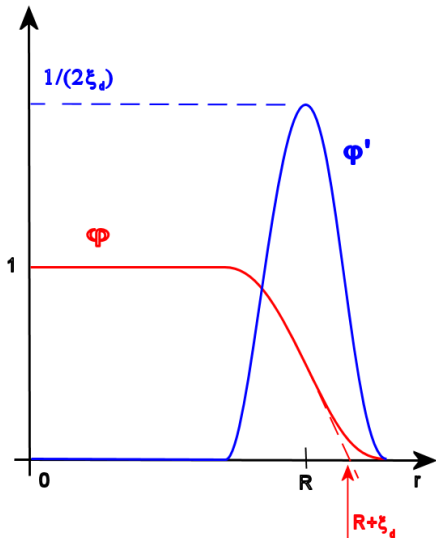
где

$$\{\varphi, A\} \equiv \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial y} - \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial y}.$$

Для ГДЛ единица времени - $\tau \sim 30$ мкс .



Начальное состояние



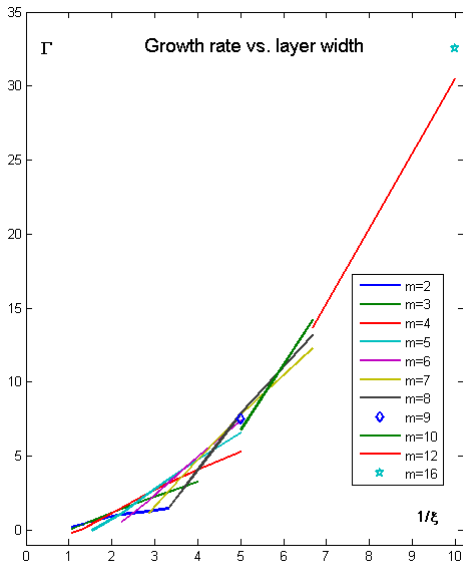
- Потенциал нормирован, поэтому полуширина переходного слоя связана с максимумом градиента потенциала,

$$\xi_d = 1/(2|\nabla\varphi|_{max}).$$

- На профиле скорости есть две точки перегиба!



Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца



Инкремент неустойчивости в зависимости от ширины слоя и номера моды. Неустойчивость есть всегда. Для каждой моды $m > 1$ инкремент

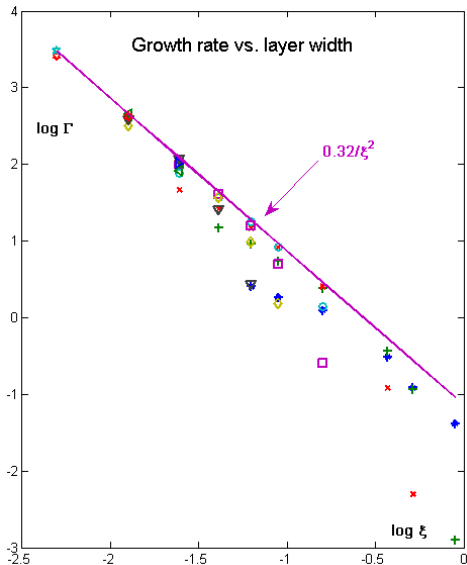
$$\Gamma_m \approx b \cdot m/\xi - a \cdot m^2,$$

но в целом

$$\Gamma_{max} \approx C/\xi^2.$$



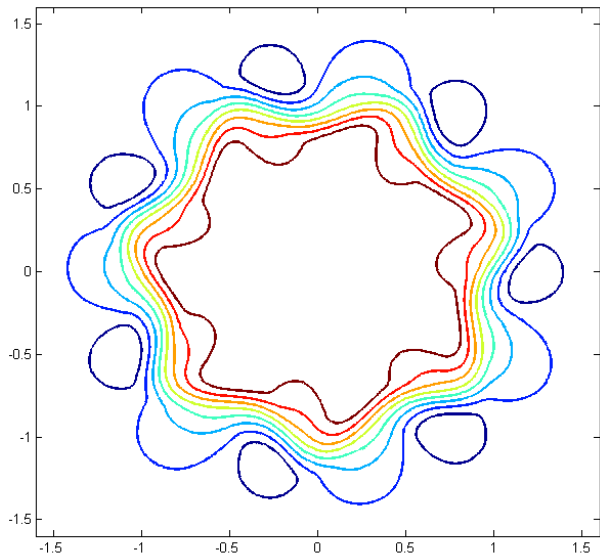
Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца



Инкремент неустойчивости в зависимости от ширины слоя и номера моды в логарифмическом масштабе.



Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца



Линии уровня
потенциала. Мода
 $m = 7$ вблизи
нелинейного
насыщения.



Связь с торцом

Потенциал плазмы на данной силовой линии определяется балансом ионного и электронного токов, текущих через дебаевский слой и прочие препятствия (магнитную пробку и амбиполярные барьеры) на торцевые пластины, и поперечных (поляризационных) токов...



Связь с торцом

Уравнение $\text{div}j_{\perp} + \text{div}j_{\parallel} = 0$ сводится к

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \varphi + \{\varphi, \Delta \varphi\} = H \cdot (\varphi - \varphi_w(\mathbf{r})).$$

Здесь

$$H = J_{i0} \frac{e}{T_e} \frac{B^2}{\rho c^2 L} \tau R^2 = \frac{R^4}{\rho_i^3 L k} \left(\frac{T}{e\phi} \right),$$

k - пробочное отношение, а $\varphi_w(\mathbf{r}) = \varphi_{amb} + \varphi_{wall}$ - равновесный амбиполярный потенциал с учётом потенциала стенки.

Сильнее всего связь с торцом зависит от магнитного поля:

$$H \propto B^3!$$



Оценки параметра H

Для ГДЛ

($L = 8$ м, $k = 33$, $\rho_i = 0.5$ см, и [300 эВ, 10 см]/[100 эВ, 10 см]/[50 эВ, 14 см])

$$H \approx 0.7/3.5/40.$$

Для ГОЛ-3

($L = 12$ м, $k = 1.5$, $\rho_i = 1$ мм, и [1 кэВ, 3 см]/[200 эВ, 4 см])

$$H \approx 4.5/160.$$

Торцевые эффекты

- В теории линейной устойчивости добавление связи с торцом приводит к появлению декремента затухания:

$$\gamma_H \approx H/m^2,$$

где m - номер моды;

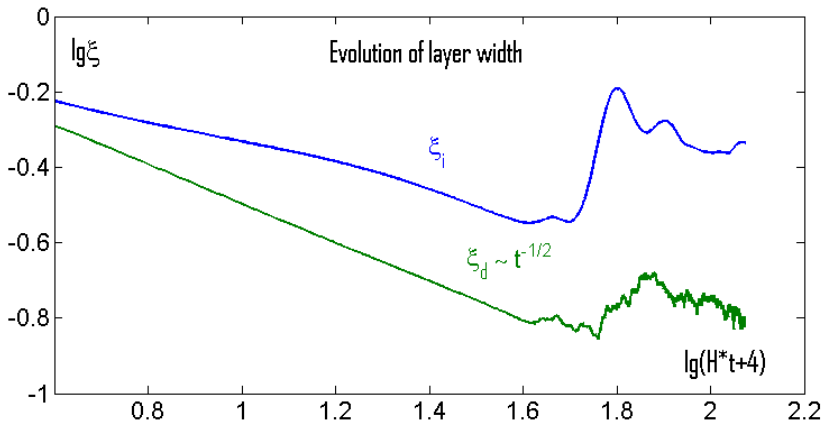
- При $t \rightarrow \infty$ потенциал стремится к стеночному, $\varphi \rightarrow \varphi_w$;
- При наличии скачка потенциала стенки, ширина переходного слоя падает как $\xi \propto 1/\sqrt{Ht}$;
- В некоторый момент инкремент неустойчивости Кельвина-Гельмгольца превзойдёт декремент,

$$\Gamma_{max} - \gamma_H \approx C\xi^{-2} - H\xi^2 > 0,$$

так что неизбежно разовьётся неустойчивость...

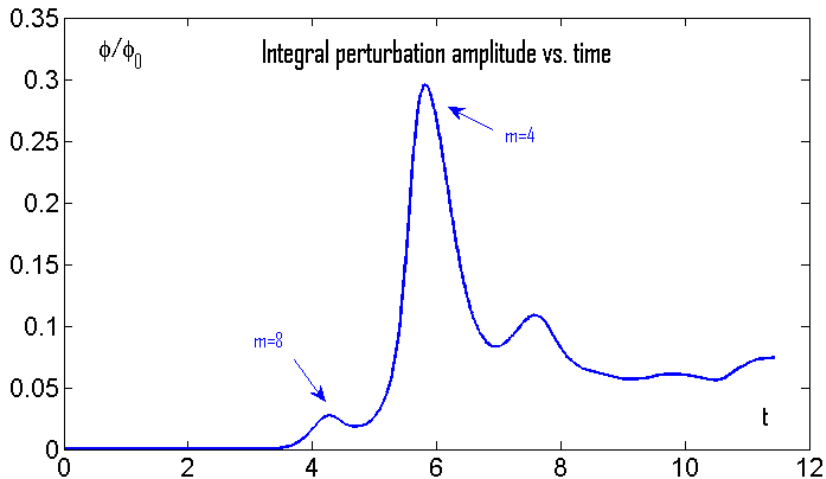


Эволюция ширины профиля φ



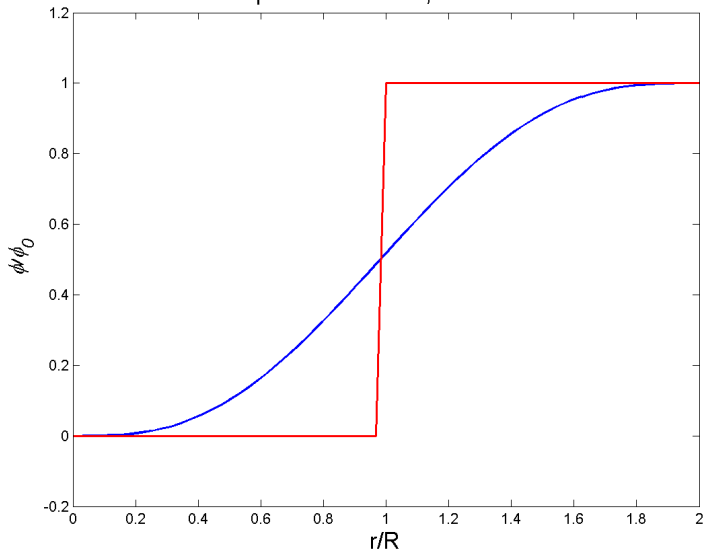
Ширина переходного слоя уменьшается как $1/\sqrt{t}$ пока не перейдёт порог... И далее колеблется около него!

Эволюция амплитуды возмущений



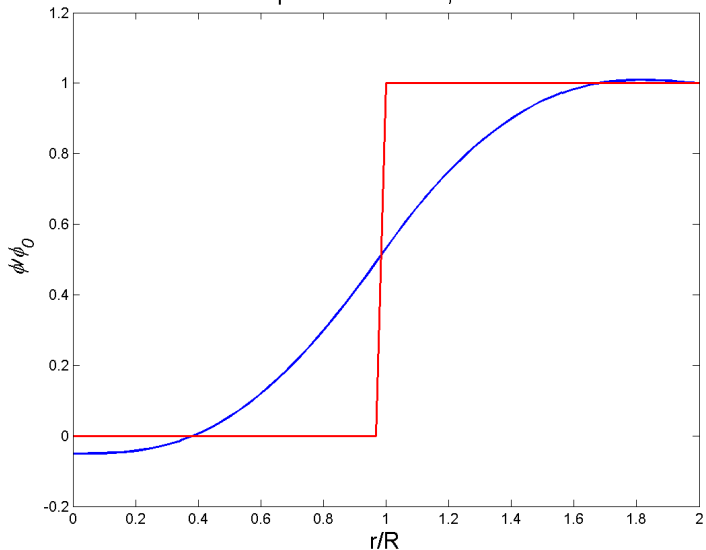
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=0.00064



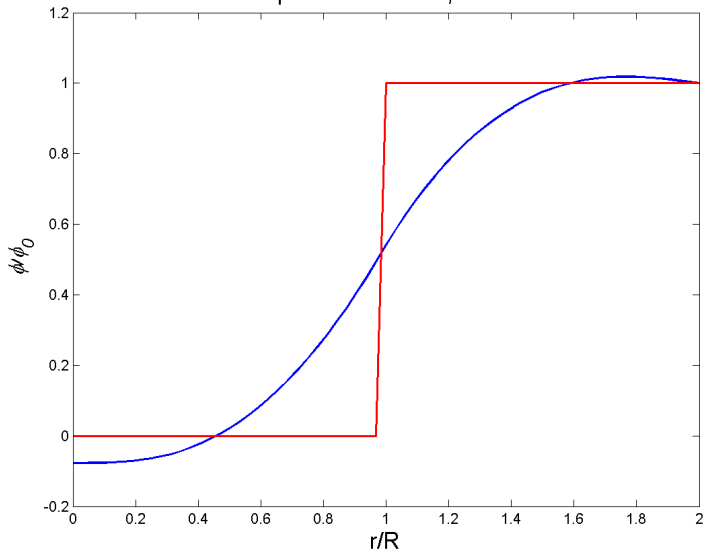
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=0.26



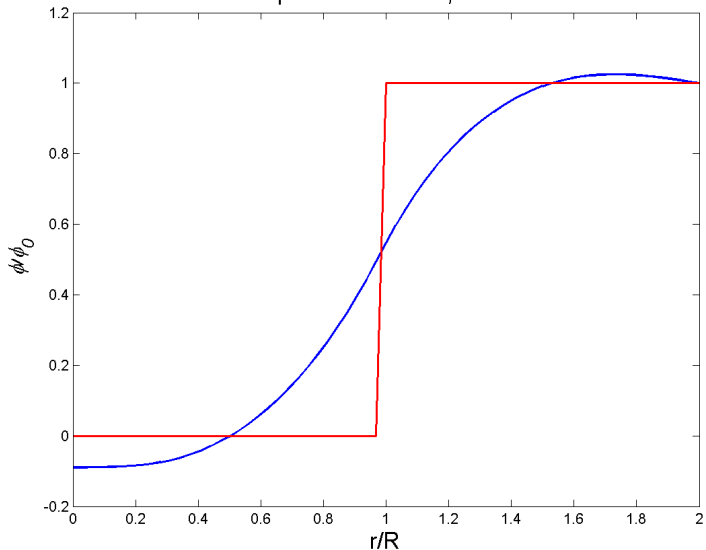
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=0.51



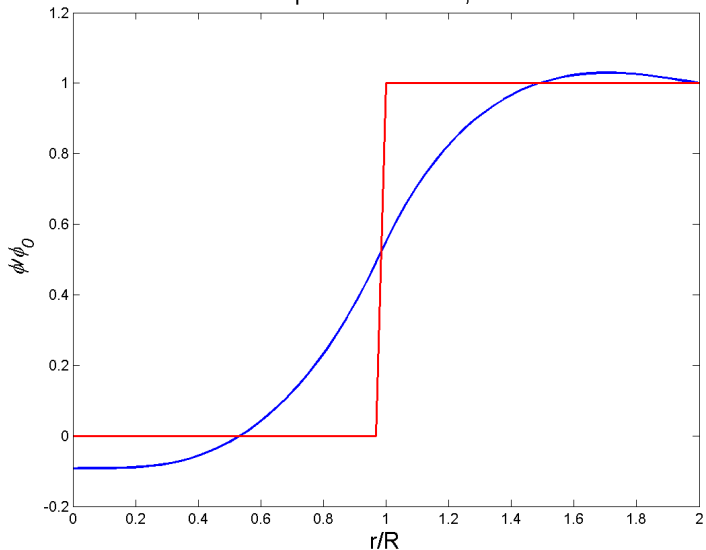
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=0.76



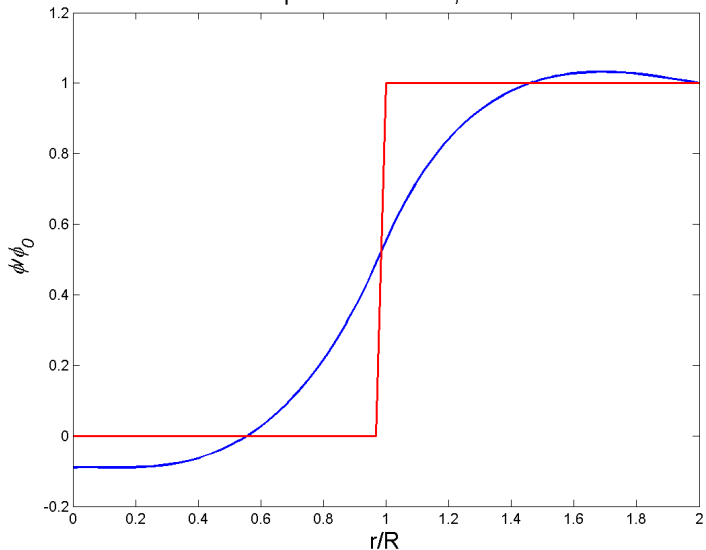
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=1



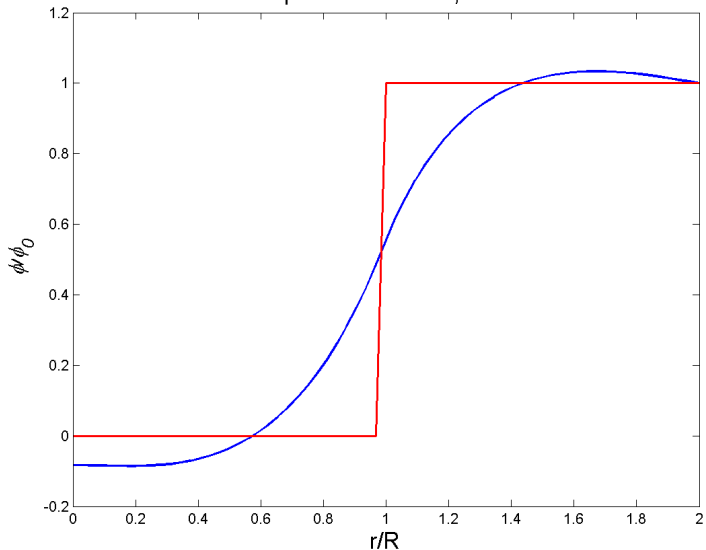
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=1.3



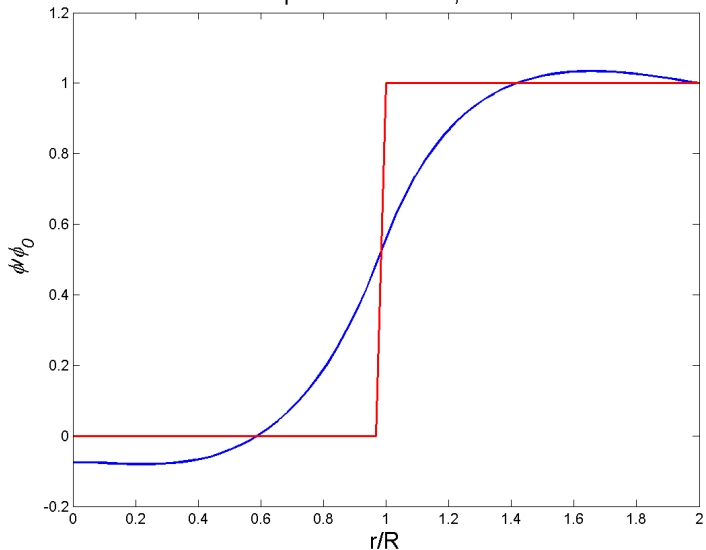
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=1.5



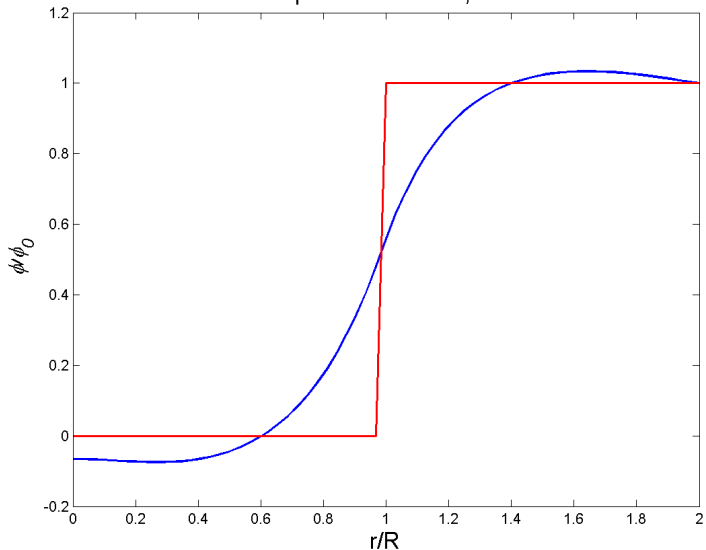
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=1.8



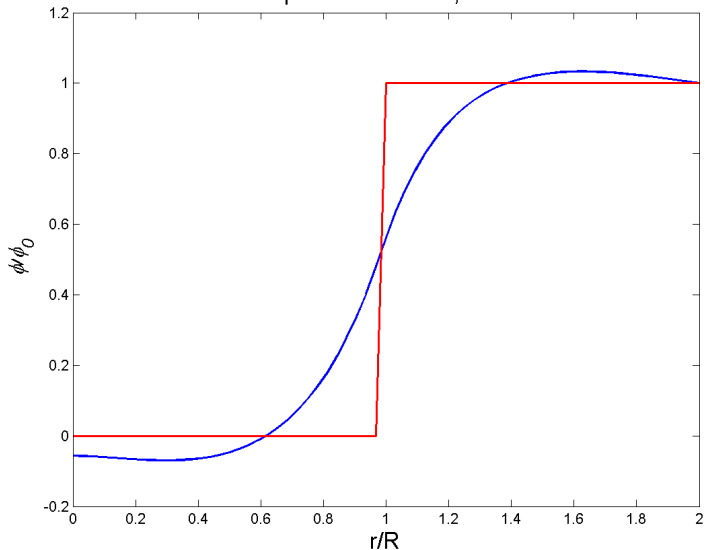
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=2



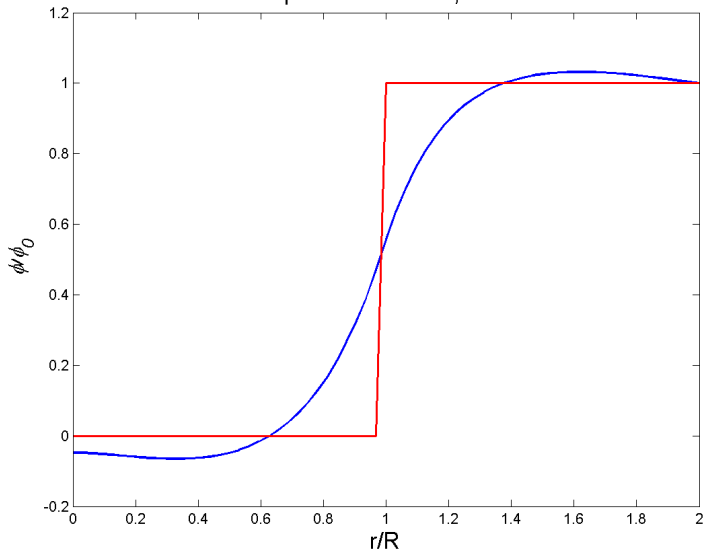
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=2.3



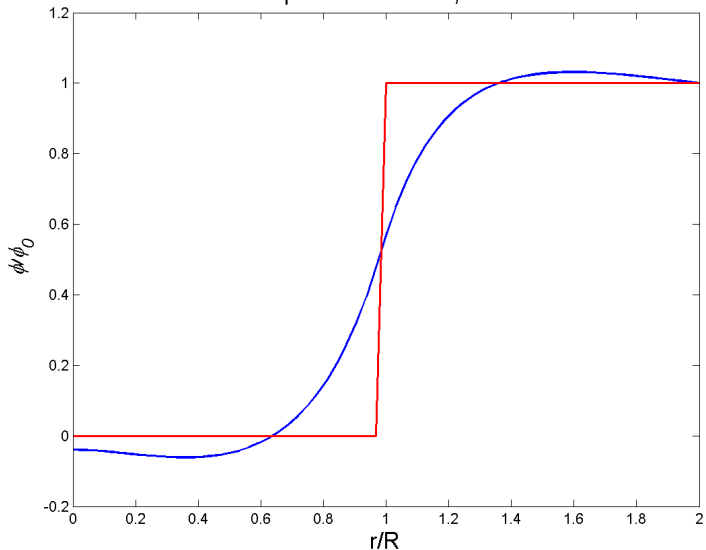
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=2.5



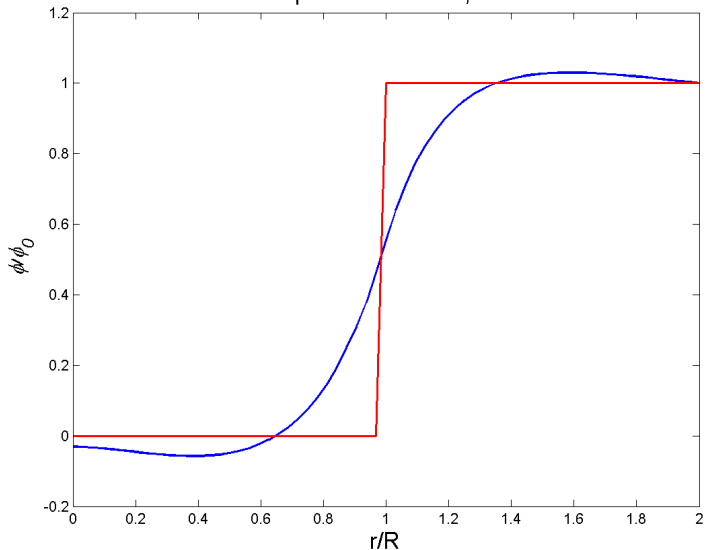
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=2.8



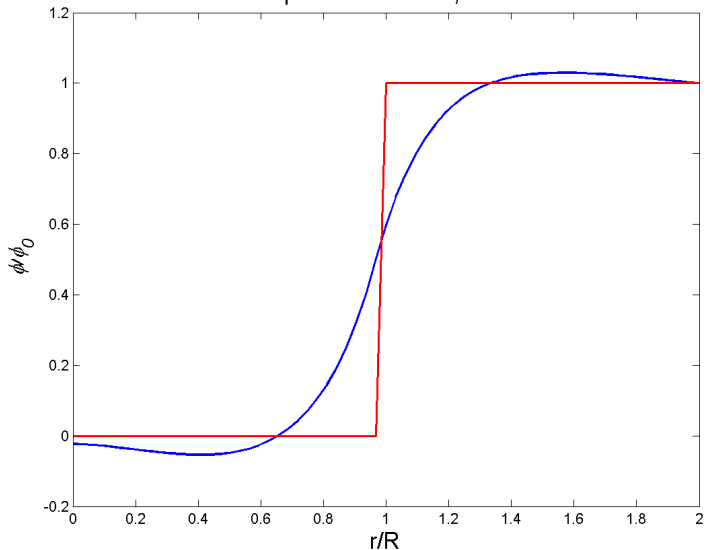
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=3



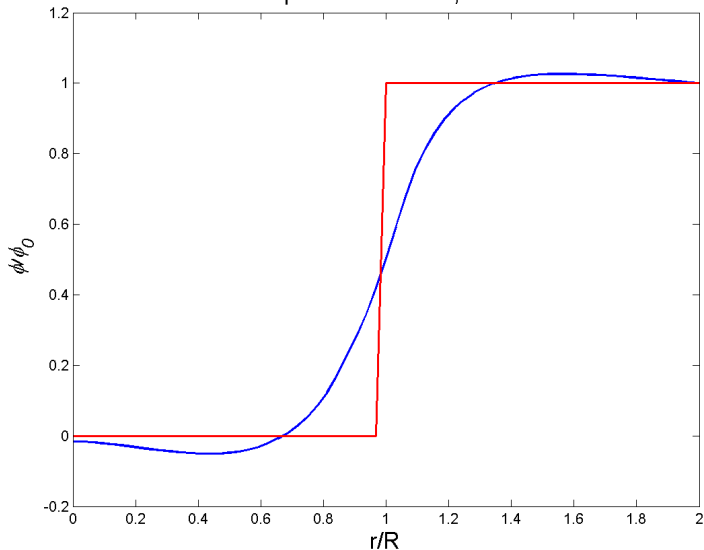
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=3.3



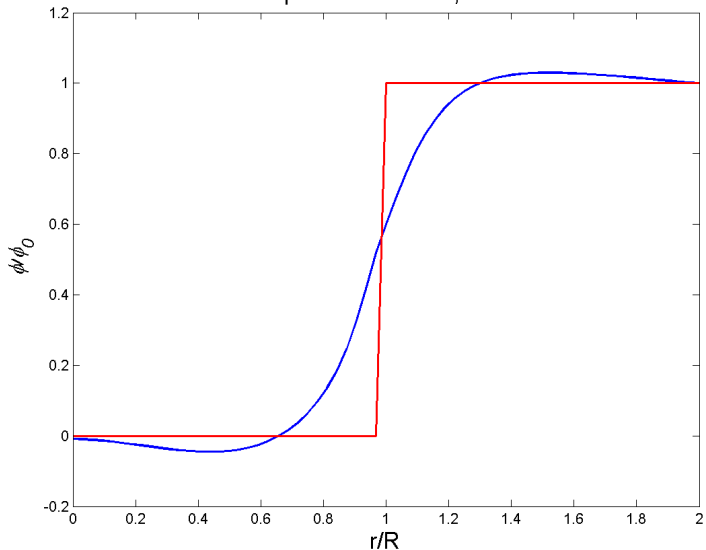
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=3.5



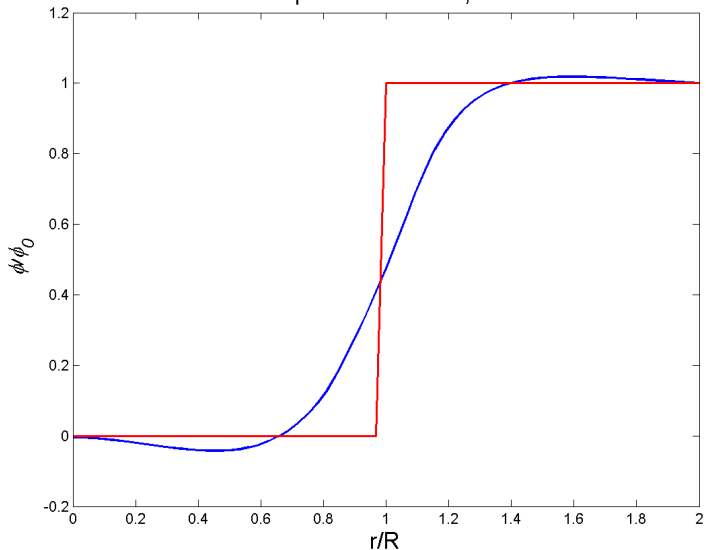
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=3.8



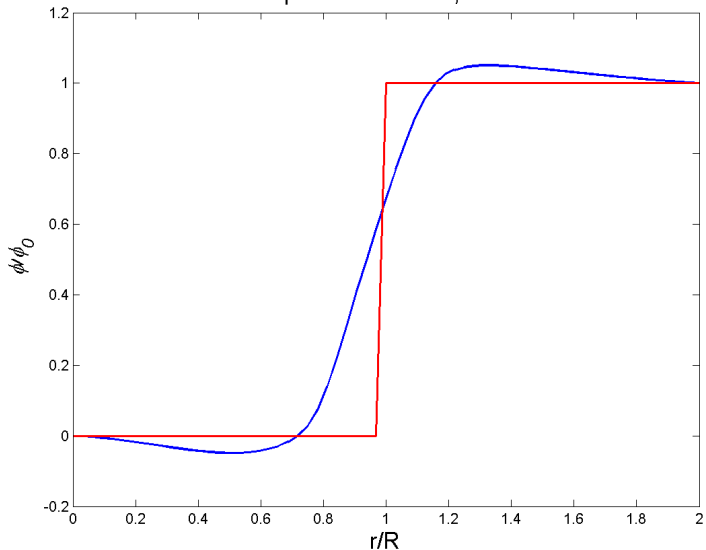
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=4



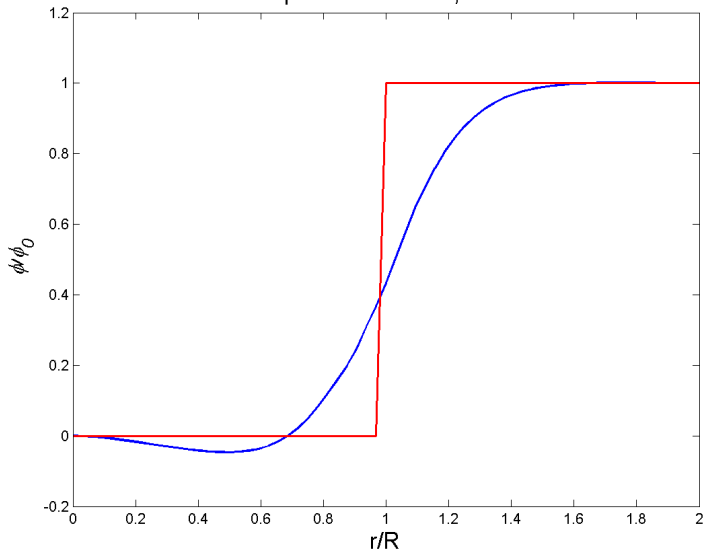
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=4.3



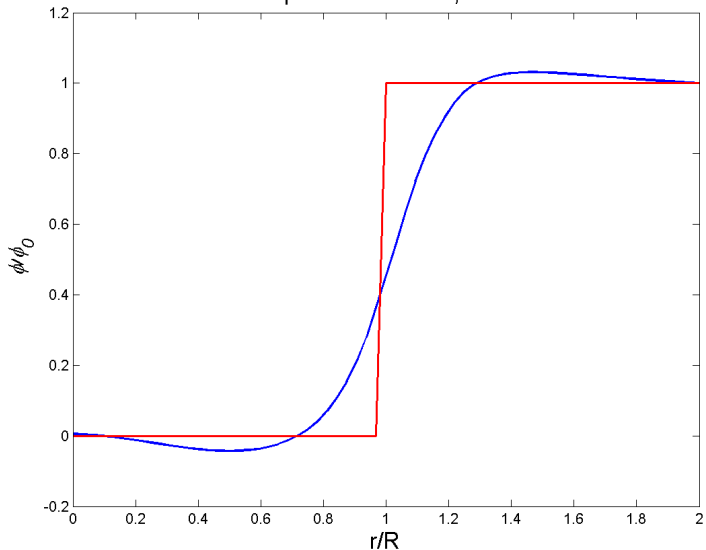
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=4.5



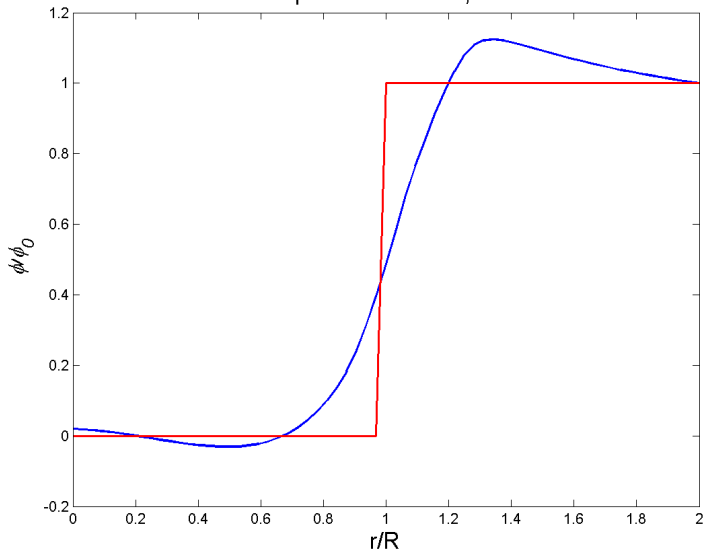
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=4.8



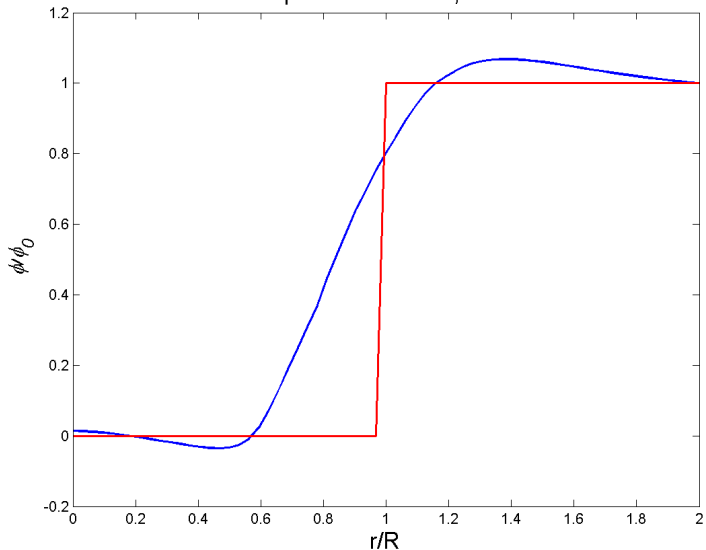
Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=5



Эволюция профиля потенциала

Radial profile evolution, time=5.5



Нелинейная стадия неустойчивости



Гидродинамическая вязкость

Вязкость создаёт диффузию завихренности, также как и турбулентность. Хотя столкновительная вязкость плазмы и невелика, попробуем её учесть...



Вязкость

Добавка вязкости даёт

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \varphi + \{ \varphi, \Delta \varphi \} = H \cdot (\varphi - \varphi_w(\mathbf{r})) + \nu \Delta^2 \varphi.$$

Здесь

$$\nu = \nu_g \tau R^{-2} = \frac{\nu_g}{16 D_B} \left(\frac{T}{e \phi} \right).$$

Таким образом, если $\nu_g = D_B$, то

$$\nu = 1/16 \approx 0.055,$$

а по классическим $i - i$ столкновениям,

$$\nu_{GDT} \approx 0.0014, \quad \nu_{GOL} \approx 0.01.$$

Оказывается, не так уж и мало!

Влияние вязкости

- В теории линейной устойчивости добавление вязкости приводит к появлению декремента затухания:

$$\gamma_\nu \approx \nu \cdot m^2,$$

где m - номер моды;

- При $t \rightarrow \infty$, даже при наличии скачка потенциала стенки, потенциал плазмы стремится к стационарному,
 $\varphi \rightarrow \varphi_s$: $\nu \Delta^2 \varphi_s = H(\varphi_w - \varphi_s)$;
- Существует критическая вязкость, при которой инкремент неустойчивости Кельвина-Гельмгольца никогда не превзойдёт декремент,

$$\Gamma_{max} - \gamma_\nu - \gamma_H \approx C\xi^{-2} - \nu\xi^{-2} - H\xi^2 < 0,$$

так что при большей вязкости неустойчивости не будет, а будет выход на стационар...



Стационарный профиль

В плоской геометрии (для “тонкого” слоя вблизи скачка потенциала стенки) стационарное решение выглядит просто:

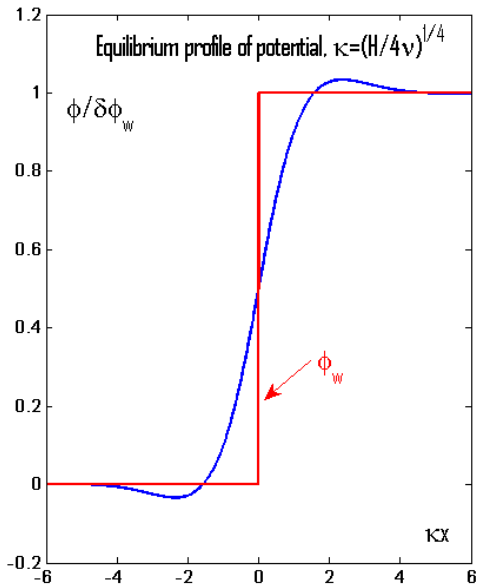
$$\varphi_s = \begin{cases} 0.5e^{\kappa x} \cos(\kappa x), & x < 0 \\ 1 - 0.5e^{-\kappa x} \cos(\kappa x), & x > 0 \end{cases}$$

где

$$\kappa = \left(\frac{H}{4\nu} \right)^{1/4}.$$



Стационарный профиль



Из-за слабой зависимости ширины слоя от ν ,

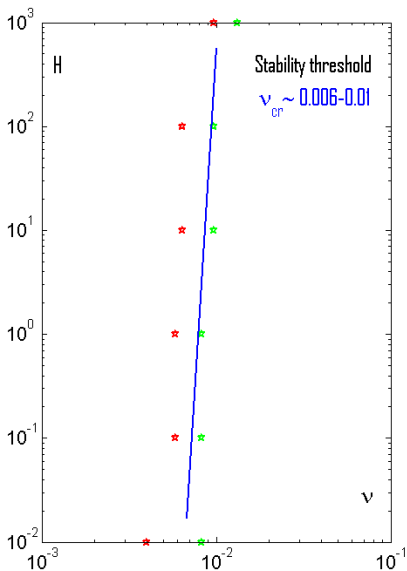
$$\xi_d = (4\nu/H)^{1/4},$$

даже при столкновительной вязкости получается вполне ощутимая ширина,

$$\xi_{GDT} \approx 0.17.$$



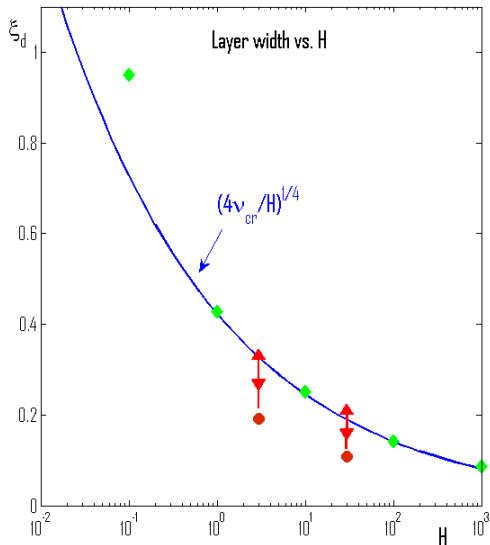
Порог устойчивости



Порог неустойчивости
Кельвина-Гельмгольца
действительно зависит почти
исключительно от ν , по
крайней мере в пределах,
доступных численной схеме...



Ширина переходного слоя



Если гидродинамическая вязкость меньше пороговой, то турбулентное уширение слоя всё равно приводит его ширину к пороговой величине!

Зелёные значки - найденные стационарные значения при пороговой вязкости, красные - турбулентные режимы со столкновительной вязкостью, $\nu \sim 0.1\nu_{cr}$.

Модель неустойчивости моды $m = 1$

Если возбуждается “жёсткая” желобковая мода $m = 1$ (и только она, из-за эффектов КЛР), то профиль давления просто смещается. Если это смещение - по x , то дивергенция диамагнитного тока линейно зависит от y , создавая однородное “внешнее” поле, и соответствующее $E \times B$ -течение по x . Это можно использовать в качестве модели (Беклемишев, Чащин - 2007).

Раздел посвящён верификации модели и асимптотического решения.

Однородное внешнее поле

Добавка внешнего однородного поля (модельной дивергенции диамагнитного тока) даёт

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \varphi + \{ \varphi, \Delta \varphi \} = H \cdot (\varphi - \varphi_w(\mathbf{r}) + \mathbf{f} \cdot \mathbf{y}) + \nu \Delta^2 \varphi.$$

Здесь f - эффективная скорость течения жёсткой моды $m = 1$. Для срабатывания “вихревого транспортного барьера” должно быть

$$f \lesssim 0.5.$$

Оценка f для ГДЛ на данном этапе невозможна, поскольку модель можно замкнуть только при известной зависимости смещения профиля давления от f .



Влияние течения $v_x = f$, теория

- Без вязкости, при большом $H/f \gg 1$, и в плоской геометрии найдено стационарное решение:

$$\varphi_s = -f \cdot y + \begin{cases} (1/3)e^{2\lambda x}, & x < 0 \\ 1 - (2/3)e^{-\lambda x} \cos(\sqrt{3}\lambda x), & x > 0 \end{cases}$$

где

$$\lambda = (H/8f)^{1/3};$$

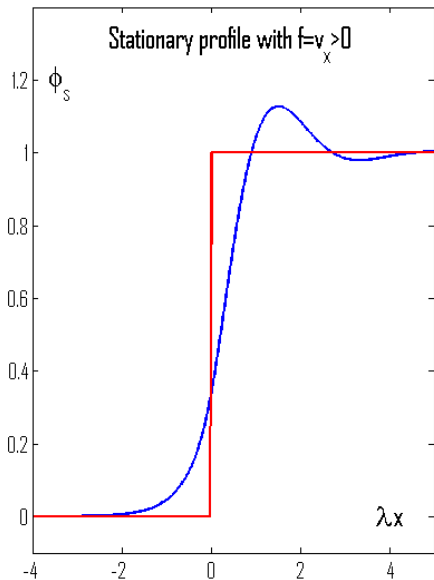
- Можно показать, что при $f/\nu > (H/f)^{1/3}$, т.е., при

$$\nu < H^{-1/3} f^{4/3},$$

вязкая ширина меньше размывания профиля и вязкость слабо влияет на форму стационарного решения;



Стационарный профиль



Из-за асимметрии сноса
профиль потенциала не
только уширяется,

$$\xi_d = \frac{\sqrt{3}}{4\lambda} e^{(\pi/6\sqrt{3})} \approx 1.17 \left(\frac{f}{H} \right)^{\frac{1}{3}},$$

но и должно происходить
смещение его центра на

$$\xi_x \approx \xi_d/3,$$

$$\xi_y \approx 2f\xi_d.$$



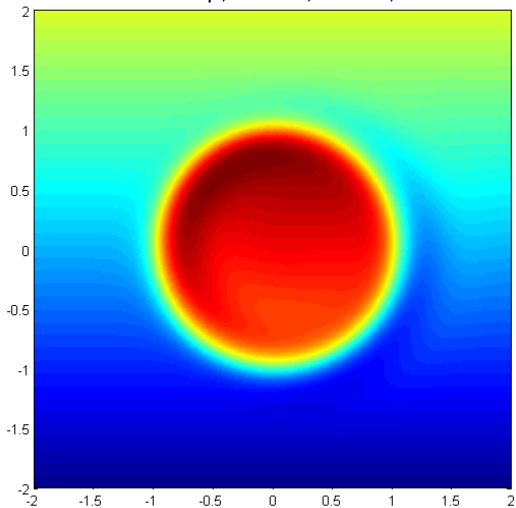
Влияние течения $v_x = f$, моделирование

- Существует стационарное решение, очень похожее на аналитическую аппроксимацию;
- Гидродинамическая вязкость по-прежнему важна для предотвращения турбулентности Кельвина-Гельмгольца. При малой вязкости стационарное решение неустойчиво, и наблюдаются пульсации около него;
- Наблюдается смещение контуров тока не только по x , но и по y , т.е., решение, согласованное с давлением, должно вращаться по течению в слое.

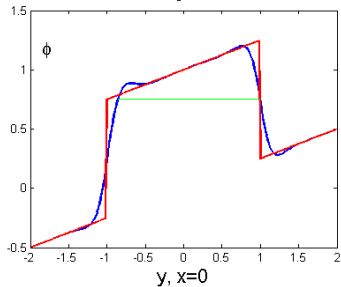
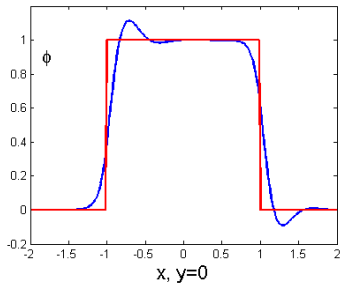


Стационарные состояния

Potential map, $H=300$, $f=0.25$, $t=1.87$

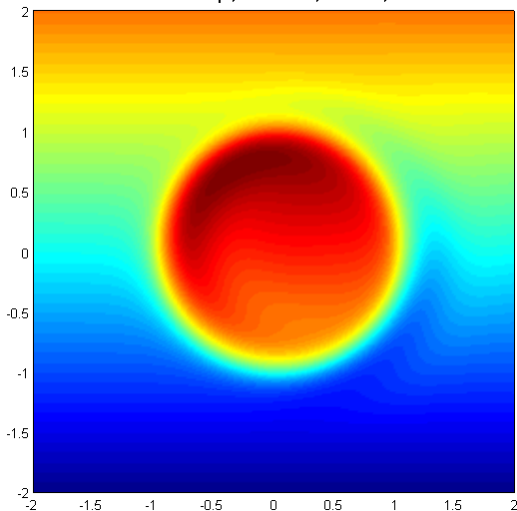


$H=300$, $f=0.25$

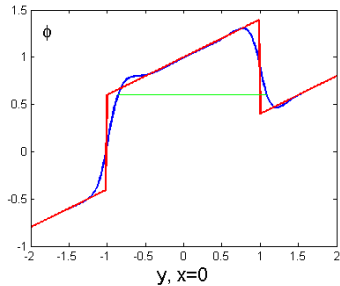
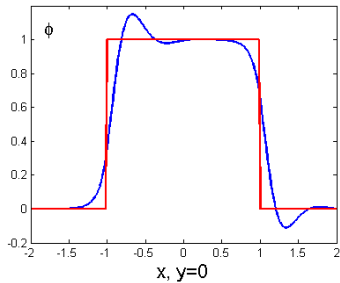


Стационарные состояния

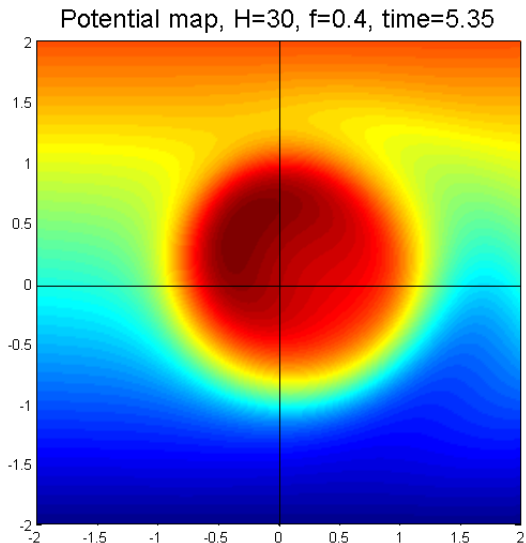
Potential map, $H=300$, $f=0.4$, $t=2.23$



$H=300$, $f=0.4$



Смещение центра



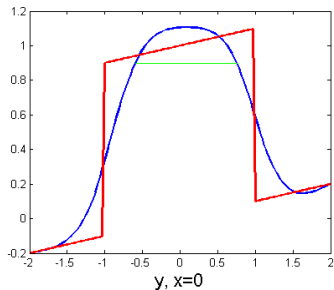
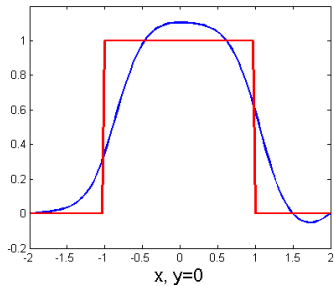
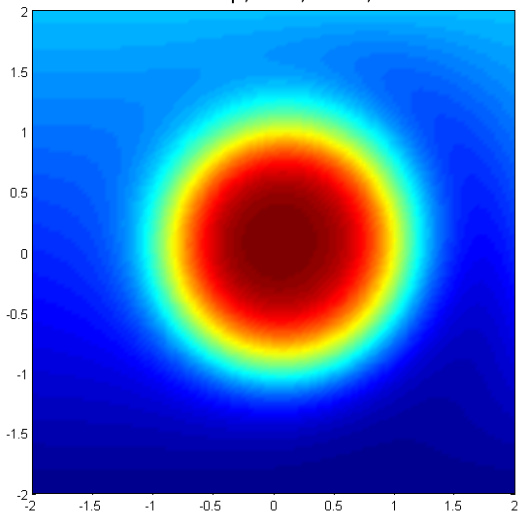
- Чем меньше связь с торцом, H , тем сильнее смещается и размывается вихрь;
- Смещение по y даже больше смещения по x .



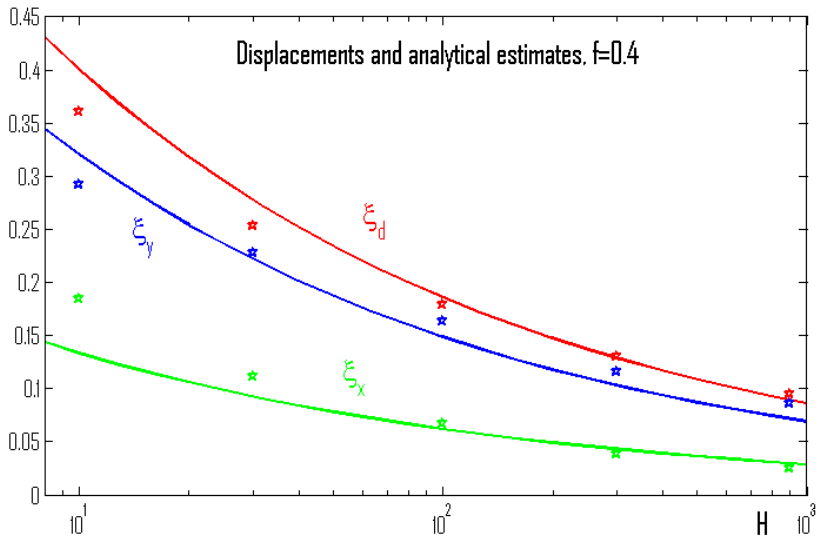
При параметрах ГДЛ

$H=5, f=0.1$

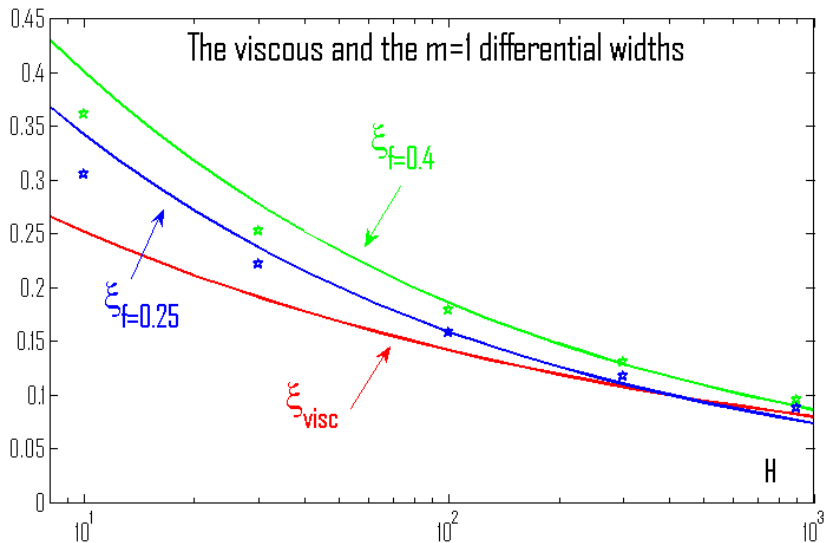
Potential map, $H=5, f=0.1, t=15.1$



Сравнение с аналитическим решением



Сравнение с вязкостным уширением



Выводы по аналитической модели

По форме профиля потенциала и его ширине наблюдается удивительно хорошее соответствие с аналитической теорией.

Однако:

- при малой вязкости стационар неустойчив;
- неустойчивость повышает эффективную вязкость до ν_{cr} ;
- вязкое или турбулентное уширение порядка сносного, и в эксперименте их отличить будет трудно.

Проблема с турбулентной вязкостью может исчезнуть при учёте бесстолкновительной ионной вязкости (эффектов КЛР).



Перенос пассивного скаляра

В рамках теории вихревого транспортного барьера утверждается, что плазма из внешних областей шнура теряется, а внутри барьера живёт долго. Это можно проверить, решив уравнение эволюции давления:

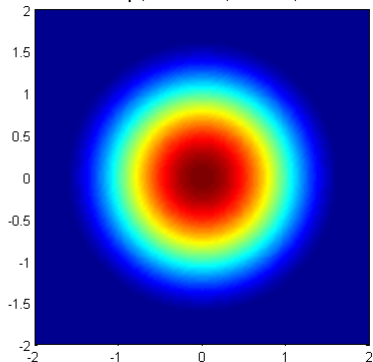
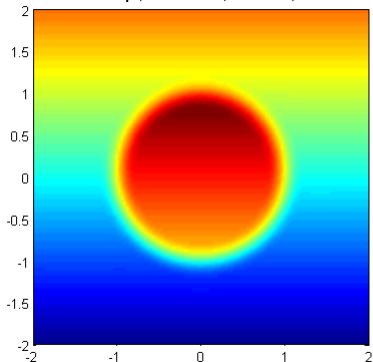
$$\frac{\partial}{\partial t} P + \{\varphi, P\} = \nu \Delta P + Q.$$

Здесь ν - коэффициент диффузии, который естественно взять порядка вязкости, а источник, Q , можно добавить для стационарности.



Действие “транспортного барьера”

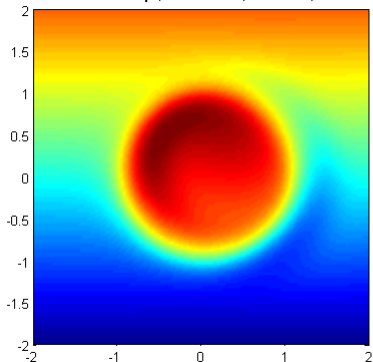
Potential map, $H=100$, $f=0.4$, $t=0.00164$ Pressure map, $H=100$, $f=0.4$, $t=0.00164$



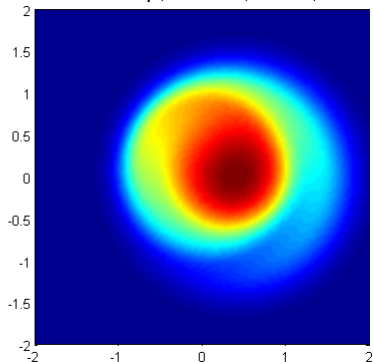
Начальное состояние.

Действие “транспортного барьера”

Potential map, $H=100$, $f=0.4$, $t=1.04$



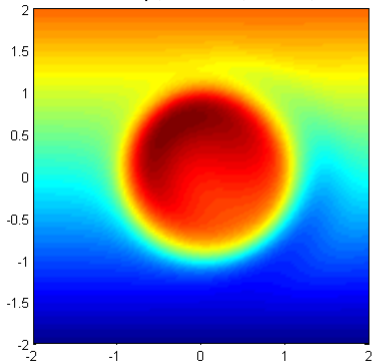
Pressure map, $H=100$, $f=0.4$, $t=1.04$



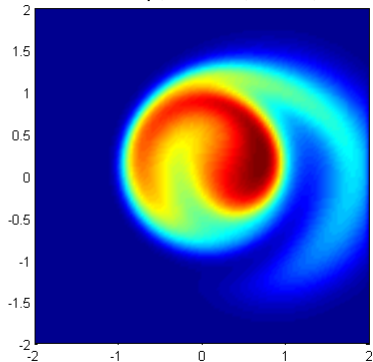
Поехали...

Действие “транспортного барьера”

Potential map, $H=100$, $f=0.4$, $t=2.05$



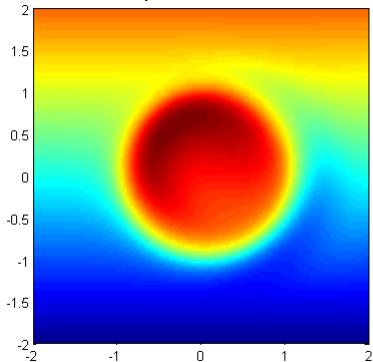
Pressure map, $H=100$, $f=0.4$, $t=2.05$



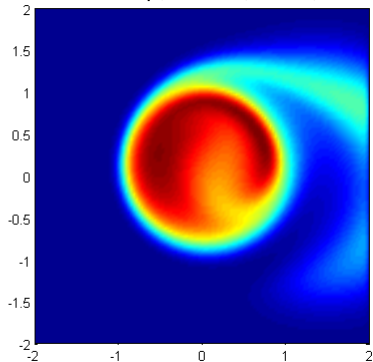
Течение вышло на стационар.

Действие “транспортного барьера”

Potential map, $H=100$, $f=0.4$, $t=3.58$



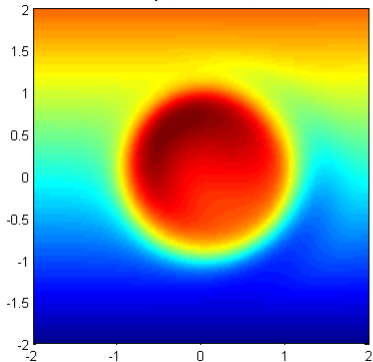
Pressure map, $H=100$, $f=0.4$, $t=3.58$



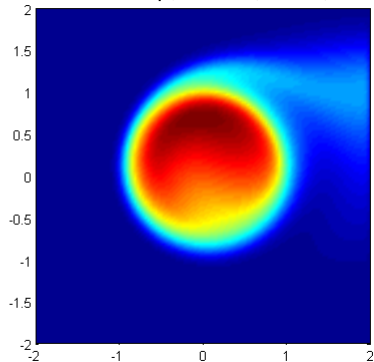
Внешняя плазма улетает...

Действие “транспортного барьера”

Potential map, $H=100$, $f=0.4$, $t=10$



Pressure map, $H=100$, $f=0.4$, $t=10$



Квази-стационар. Плазма “испаряется” через X-точку.

Желобковые моды

Зная распределение давления, можно честно учесть дивергенцию диамагнитного тока в уравнении для завихренности, и отказаться от модели “однородного внешнего поля” для моды $m = 1$. Это, однако, приведёт к появлению желобковых мод и с $m > 1$, которые в предыдущей модели предполагались подавленными эффектами КЛР.

Раздел посвящён моделированию желобковых мод без эффектов КЛР и без скачка торцевого потенциала. Нормировка потенциала произвольна, можно считать, что он нормирован на $100V$.



Дивергенция диамагнитного тока

Последовательное вычисление условия замыкания токов в МГД электростатическом и параксиальном приближении даёт систему

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \varphi + \{\varphi, \Delta \varphi\} = \hat{H} [1 - \exp(\beta_\phi [\varphi_w - \varphi])] + \nu \Delta^2 \varphi + \kappa \{P, r^2\},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} P + \{\varphi, P\} = \hat{\nu} \Delta P + \hat{q}.$$

Здесь все размеры отнесены к центральному сечению шнура, нормировки остались прежними, и ток на торец выписан без линеаризации, так что старое $H \approx \hat{H} \beta_\phi$. Плотность по-прежнему предполагается постоянной.

$$\kappa_{GDT} \approx 0 \dots 3, \quad \kappa_{GOL} \approx 300 \dots 600.$$



Усреднённые параметры

С учётом неоднородности поля

$$\bar{\rho} \equiv \langle \rho h^{-2}(z) \rangle, \quad h(z) = B/B_0.$$

Связь с торцом:

$$\hat{H} \equiv \frac{j_{0i}(L)}{ev_T (\bar{\rho}/m_i)} \left(\frac{T}{e\phi} \right)^2 \frac{R^4}{\rho_L^3 L}, \quad \beta_\phi \equiv \frac{e\phi}{T_e}.$$

Вязкость:

$$\nu \equiv \frac{B_0}{c\phi\bar{\rho}} \left\langle \frac{\nu_{g\rho}}{h(z)} \right\rangle.$$

Магнитный бугор и давление:

$$\frac{1}{B} = \frac{1}{h(z)B_0} + \alpha(z)r^2, \quad P \equiv \langle \alpha(z)p \rangle / U,$$

$$\varkappa \equiv \left(\frac{2UB_0R^2}{(\bar{\rho}/m_i)T} \right) \left(\frac{T}{e\phi} \right)^2 \frac{R^2}{\rho_L^2}.$$



Линейная теория

После линеаризации

$$\omega^2 \Delta \varphi + i\omega (H + \nu \Delta^2) \varphi - 2\chi r P'_0 m^2 \varphi = 0,$$

так что в “локальном” приближении для $m > 1$:

$$\omega^2 + 2i\omega A + \Gamma^2 = 0,$$

$$\Gamma^2 = -2\chi r^3 P'_0 > 0, \quad 2A_m = Hr^2/m^2 + \nu m^2/r^2.$$

Неустойчивость всегда есть,

$$\gamma \leq \max_r \left(\sqrt{A_m^2 + \Gamma^2} - A_m \right) < \max_r \Gamma,$$

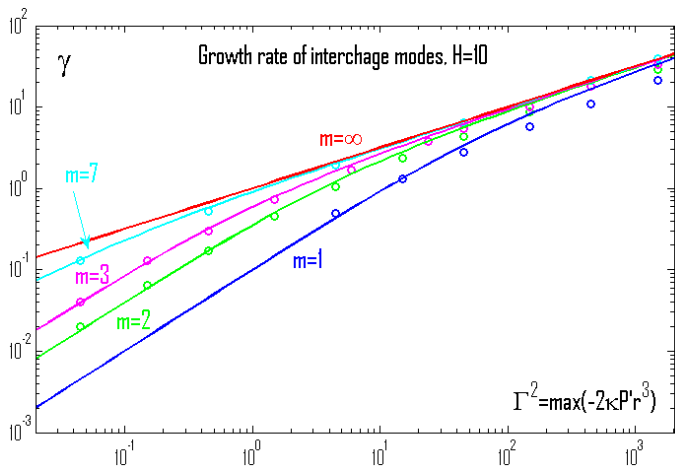
т.е., вязкость и связь со стенкой уменьшают инкремент, но стабилизации не дают. Для ГДЛ $A_2 \lesssim \Gamma$, для ГОЛ $A_2 \ll \Gamma$.

Мода $m = 1$ имеет инкремент

$$\gamma \leq \max_r (-2\chi r P'_0 / H).$$



Режимы неустойчивости



Инкремент желобковых мод в зависимости от средней кривизны. Видно два режима - резистивный, $\gamma \propto \kappa m^2$, и инерционный, $\gamma \propto \sqrt{\kappa}$.

Мода $m = 5$, инерционный режим



Мода $m = 5$, резистивный режим



Мода $m = 1$



Вихревой барьер

Сохраняя все параметры задачи о желобковых модах, добавим только торцевой скачок потенциала... Можно ли так подавить конвекцию?

- Из-за малости инкремента моды $m = 1$ по сравнению с высшими модами, она в этой модели (без КЛР), к сожалению, не наблюдается;
- Модель сильно переоценивает степень неустойчивости, так что если вихревой барьер сработает здесь, то на него можно рассчитывать и с эффектами КЛР!



Оценка эффективности барьера

Пусть смещение поверхностей постоянного давления ξ_r мало, тогда $\tilde{P} \approx -\xi_r P'_0$, и эффективная скорость “ветра”-

$$f \approx -\frac{2\kappa P'_0}{H} \frac{\partial}{\partial \theta} \{\xi_r, r\}.$$

По условию замыкания линий тока, амплитуда потенциала “ветра” не должна превышать высоту скачка, т.е.,

$$-\frac{2\kappa P'_0}{H} m \xi_r < 1.$$

Его можно оценить как $m \approx 2\pi/\xi_w$, где $\xi_w \sim 3\xi_r$ - ширина вихревого слоя. Окончательная форма условия существования застойной зоны -

$$\frac{\kappa}{H} < -\frac{1}{2P'_0 m \xi_r} \sim -\frac{3}{4\pi P'_0} \sim 0.2.$$



Оценка параметров возмущения

Для стационарно вращающейся структуры

$$\frac{d}{dt} \sim -i \left(\Omega - \frac{m}{\xi_w} \right) - f \frac{\partial}{\partial r},$$

отсюда $\Omega \approx m/\xi_w$ и

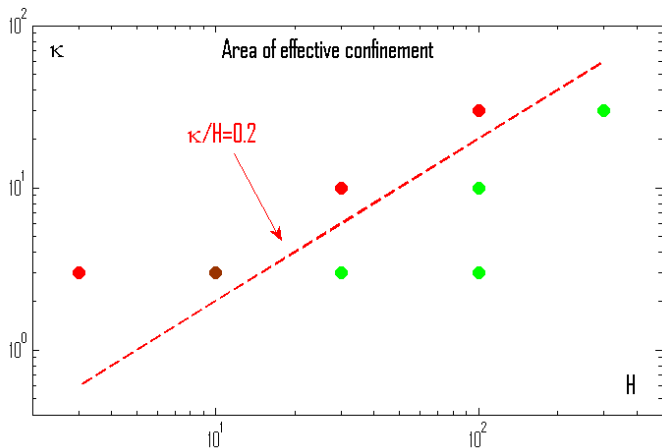
$$\xi_w^3 \sim \frac{f}{H} = -\frac{2\chi P'_0}{H^2} m^2 \xi_r,$$

$$\xi_w \sim \left(-\frac{8\pi\chi P'_0}{H^2} \right)^{1/4},$$

$$m \sim H^{1/2} \chi^{-1/4}.$$



Область эффективного удержания



Зелёные точки там, где вихревое удержание есть, а красные - там, где его нет.

До порога, $\kappa = 3$, $H = 3$



Порог, $\kappa = 3$, $H = 10$



Барьер, $\kappa = 3$, $H = 30$



Барьер, $\kappa = 3$, $H = 100$



Без барьера, $\kappa = 3$, $H = 100$



Барьер, $\kappa = 30$, $H = 300$



Без барьера, $\kappa = 30$, $H = 300$



Выводы

- Обнаружено, что при низкой вязкости (без КЛР!) должна развиваться неустойчивость Кельвина-Гельмгольца:
 - её действие не разрушительно;
 - неустойчивость вносит турбулентную вязкость порядка пороговой, $\nu_{cr} \sim D_{Bohm}/5$;
 - вязкая ширина слоя того же порядка, что и из-за неустойчивости $m = 1$;
 - действительно ли при наличии средней магнитной ямы ширина слоя меньше, $\sim \rho_{Li}$?
- Подтверждены основные предположения и результаты асимптотической модели вихревого транспортного барьера
 - существование квазистационарного решения;
 - радиальный профиль потенциала;
 - скейлинги ширины переходного слоя и смещения;
- Подтверждено нелинейное насыщение желобковой неустойчивости при наличии скачка потенциала. Показано существование вихревого транспортного барьера для мод $m > 1$ в МГД-модели.



Что ещё надо добавить в модель?

- Продольные потери тепла и импульса;
- Граничные условия - лимитер и вакуумный зазор;
- Бесстолкновительную ионную вязкость и диамагнитный дрейф;
- Градиент плотности;
- Предложения принимаются...

