



Влияние сдвигового течения на конвективный перенос в открытой ловушке

Чащин Максим

Руководители:

к.ф.-м.н. Беклемишев А.Д.,

д.ф.-м.н. Иванов А.А.

Лаб. 9-0



Структура диссертации

I. Введение

II. Уравнения движения плазмы с учетом потенциалов торцов и бесстолкновительной вязкости ионов

III. Линейная устойчивость конвективных мод

(a) Устойчивость коротковолновых возмущений

(b) Несобственная желобковая мода

(c) Устойчивость первой моды

IV. Нелинейная эволюция конвективных мод

(a) Уравнение переноса завихренности

(b) Стационарное решение

(c) Профиль потенциала и поперечный перенос в плазме с вращающимся слоем

V. Выводы



Структура диссертации

I. Введение

II. Уравнения движения плазмы с учетом потенциалов торцов и бесстолкновительной вязкости ионов

III. Линейная устойчивость конвективных мод

(a) Устойчивость коротковолновых возмущений

(b) Несобственная желобковая мода

(c) Устойчивость первой моды

IV. Нелинейная эволюция конвективных мод

(a) Уравнение переноса завихренности

(b) Стационарное решение

(c) Профиль потенциала и поперечный перенос в плазме с вращающимся слоем

V. Выводы



Зачем изучать?

- **ОГРА -1**
 - Богданов Г.Ф., Головин И.Н., Кучеряев Ю.А., и др. // Nuclear Fusion: Supplement, Part 1 1962. P.215
- **Alice**
 - Damm C.C., Foote J.H., Futch A.H., et al. // Phys. Fluids. 1965. V.8. N.8. P.1472
- **ПСП - 2**
 - Бехтенов А.А., Волосов В.И. // ЖТФ 1977. Т.47(7). С.1450



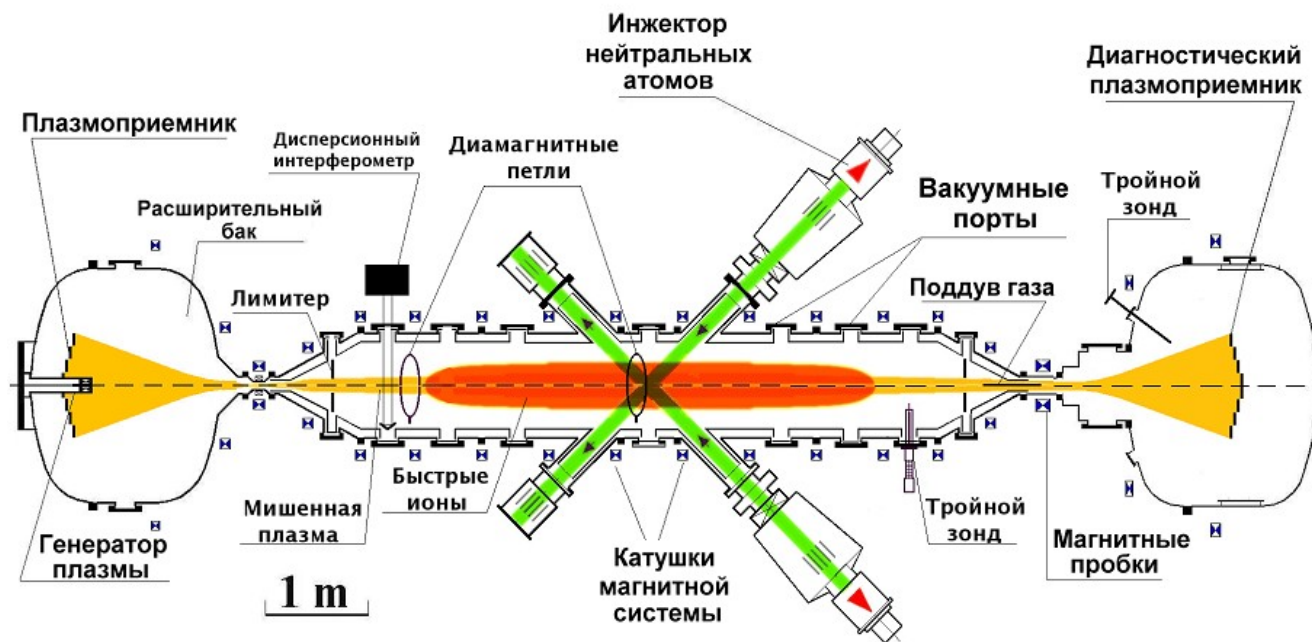
Зачем в ИЯФ?

- **ZaP**
 - Den Hartog D.J., Golingo R.P., Jackson S.L., et al. // Transactions of Fusion Science and Technology. 2004. V.47 N.1T. P.134
- **ГДЛ**
 - P.A. Bagryansky, et al. // Transactions of Fusion Science and Technology. 2003. V.43 N.1T. P.152



Мотивация

- **Простой** способ уменьшения конвективного переноса





Структура диссертации

I. Введение

II. Уравнения движения плазмы с учетом потенциалов торцов и бесстолкновительной вязкости ионов

III. Линейная устойчивость конвективных мод

(a) Устойчивость коротковолновых возмущений

(b) Несобственная желобковая мода

(c) Устойчивость первой моды

IV. Нелинейная эволюция конвективных мод

(a) Уравнение переноса завихренности

(b) Стационарное решение

(c) Профиль потенциала и поперечный перенос в плазме с вращающимся слоем

V. Выводы



Уравнение желобковых колебаний

- Уравнение Пуассона

$$\Delta \varphi = -4\pi \sum_{\alpha} n_{\alpha}$$

- Уравнение непрерывности

$$\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} + \operatorname{div} (n_{\alpha} \mathbf{V}_{\alpha}) = 0$$

- Уравнение движения

$$\frac{d \mathbf{V}_{\alpha}}{dt} = \frac{-T_{\alpha}}{M_{\alpha}} \frac{\nabla n_{\alpha}}{n_{\alpha}} + \frac{q_{\alpha}}{M_{\alpha}} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_{\alpha} \times \mathbf{B}] \right) - \frac{S}{M_{\alpha} n_{\alpha}}$$



КЛР - эффекты

- КЛР - эффекты можно учесть, включив в уравнение тензор вязких напряжений в пределе $\Omega_{ci} \tau \gg 1$

$$\pi_{xx} = \frac{-\eta_0}{2} (W_{xx} + W_{yy}) - \eta_3 W_{xy} \quad \pi_{ik} = \begin{pmatrix} \pi_{xx} & \pi_{xy} \\ \pi_{yx} & \pi_{yy} \end{pmatrix}$$

$$\pi_{yy} = \frac{-\eta_0}{2} (W_{xx} + W_{yy}) + \eta_3 W_{xy} \quad \eta_0 = 0.96 n T \tau$$

$$\pi_{xy} = \pi_{yx} = \frac{\eta_3}{2} (W_{xx} - W_{yy}) \quad \eta_3 = \frac{n T}{2 \Omega_{ci}}$$

$$W_{ik} = \partial_i V_k + \partial_k V_i - \frac{2}{3} \delta_{ik} \operatorname{div} V$$

© Брагинский С.И. Явления переноса в плазме Вопросы теории плазмы Вып. 1 (1963)



Метод последовательных приближений

- Гидродинамическую скорость V можно найти из уравнения движения, пренебрегая инерцией и вязкими слагаемыми

$$V_0 = c \left[\frac{b}{B} \times \frac{T_\alpha}{q_\alpha} \frac{\nabla n_\alpha}{n_\alpha} - E \right]$$

В следующем порядке

$$V_\perp = V_0 + \frac{M_\alpha c}{q_\alpha} \left[\frac{b}{B} \times \left(\frac{dV}{dt} \right)_0 + \frac{S(V_0)}{M_\alpha n_\alpha} \right]$$



Граничные условия

- Вдоль магнитного поля:

Изолированный торец

$$J_{\parallel}(z = z_w) = 0$$

- Поперек магнитного поля: Плазма изолирована от проводящей стенки
- Усредним уравнение непрерывности вдоль силовой линии

$$\int \frac{dz}{B} \left(\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} + \text{div} (n_{\alpha} V_{\perp \alpha}) \right) = 0$$



Структура диссертации

I. Введение

II. Уравнения движения плазмы с учетом потенциалов торцов и бесстолкновительной вязкости ионов

III. Линейная устойчивость конвективных мод

(a) Устойчивость коротковолновых возмущений

(b) Несобственная желобковая мода

(c) Устойчивость первой моды

IV. Нелинейная эволюция конвективных мод

(a) Уравнение переноса завихренности

(b) Стационарное решение

(c) Профиль потенциала и поперечный перенос в плазме с вращающимся слоем

V. Выводы



Линеаризованное уравнение

- Линеаризуем, полагая что

$$\varphi(r, t) = \varphi_0(r) + \delta \varphi(r) \exp(-i\omega t + im\phi)$$

$$n_\alpha(r, t) = n_{0\alpha}(r) + \delta n_\alpha(r) \exp(-i\omega t + im\phi)$$

Уравнение на собственные моды

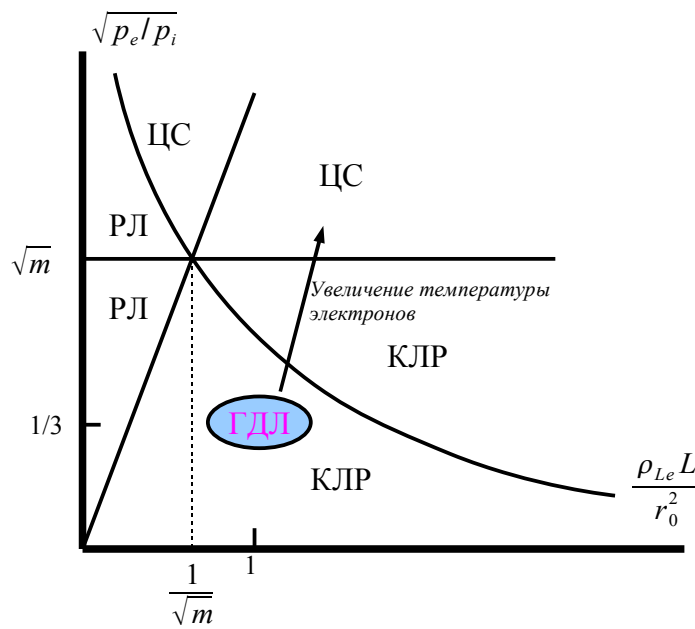
$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} S(r) \frac{d\psi}{dr} + \frac{1-m^2}{r^4} S(r) \psi + (\omega^2 + m^2 \gamma_0^2) \left(\frac{d}{dr} \frac{n_0}{B_0^2} \right) \psi = 0$$

Обозначения $S(r) = n_0 r^3 \omega_0 (\omega_0 - \omega_*) / B_0^2$,

$\omega_0(r) = \omega - m\omega_E(r)$, $\psi = \delta \varphi(r) / \omega_0 r$



Область линейной устойчивости собственных мод



- На линейную устойчивость собственных мод влияет

- Усредненная кривизна
- Центробежная сила
- КЛР – эффект
- Сдвиговое вращение

$$\left(\omega_0 - \frac{\omega_*}{2}\right)^2 = \left(\frac{\omega_*}{2}\right)^2 - (\omega_E^2 + \gamma_0^2) \left(\frac{m}{k_\perp}\right)^2 \left| \frac{d \ln n_0}{d x} \right|_{x=1}$$



Влияние сдвигового вращения на собственные моды

- Сдвиговое вращение порождает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца
 - Она развивается, если на профиле скорости имеется точка перегиба

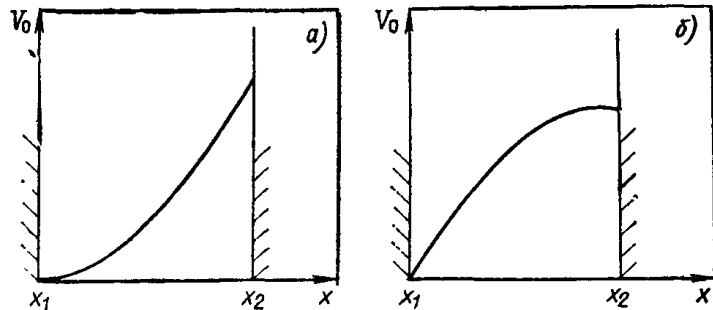


Рис. 1.1. Течения с профилями скорости без точек перегиба:
 $a - V_0''(x) > 0$; $b - V_0''(x) < 0$; x_1, x_2 — границы течения

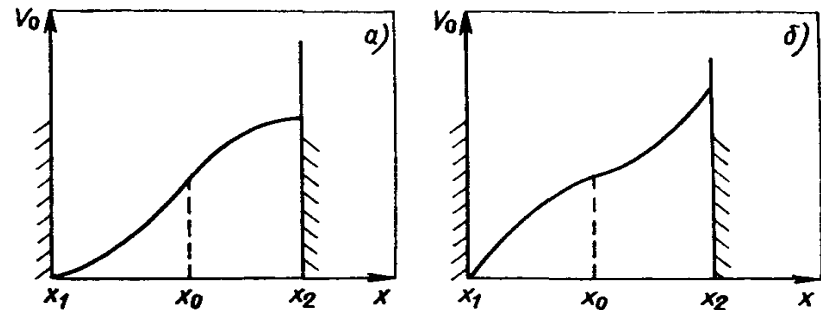


Рис. 1.2. Течения, профили скорости которых имеют точку перегиба:
 $a - V_0'''(x_0) < 0$; $b - V_0'''(x_0) > 0$; x_0 — точка перегиба

© Тимофеев А.В. Вопросы теории плазмы вып. 17 стр. 157



Гидродинамический резонанс

- Течение без точек перегиба
 - Для коротковолновых желобков уравнение на возмущение потенциала имеет вид

$$\varphi'' - \left[k^2 + \frac{1}{[\omega - kV_0(x)]^2} \right] \varphi = 0$$

- Это уравнение не имеет локализованных решений

Странно то, что даже небольшое сдвиговое течение подавляет поперечный перенос. Возможно неустойчивость трансформируется в несобственные моды?

© Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы, Физматлит – 2000



Локализованные желобки

- Для локализованных по радиусу и азимуту желобков уравнение упрощается (полагаем, что $\omega_* = 0$)

$$\frac{d^2 \delta \varphi}{dx^2} - \left[m^2 + \frac{\lambda^2}{\omega_0^2} \right] \delta \varphi = 0$$

и не имеет локализованных по радиусу решений

- Будем искать несобственные моды, полагая

$$\omega_E = \omega_{E0} + x \omega'_{E0}$$

Преобразования . . .

- Возьмем преобразование Фурье по частоте и радиальной координате

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - m \omega'_{0E} \frac{\partial}{\partial k} \right)^2 (k^2 + m^2) \delta \varphi - m^2 \lambda^2 \delta \varphi = 0$$

- После замены переменных получаем

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} - \frac{\Lambda^2}{(l+s)^2 + m^2} \psi = 0$$

$$\psi = (k^2 + m^2) \delta \varphi$$

$$l = \frac{1}{2}(k + u\tau)$$

$$s = \frac{1}{2}(k - u\tau)$$

$$u = m \omega'_{E0}$$



Задача с начальными данными

- Масштаб времени $\tau_S = 1/\omega'_{E0}$
 - $\tau \ll \tau_S$ – экспоненциальный рост решения
 - $\tau \gg \tau_S$ – степенное нарастание амплитуды
- Пусть у начального возмущения $k_0 \ll m$ (наиболее неустойчивое)
 - Его эволюция определяется уравнением

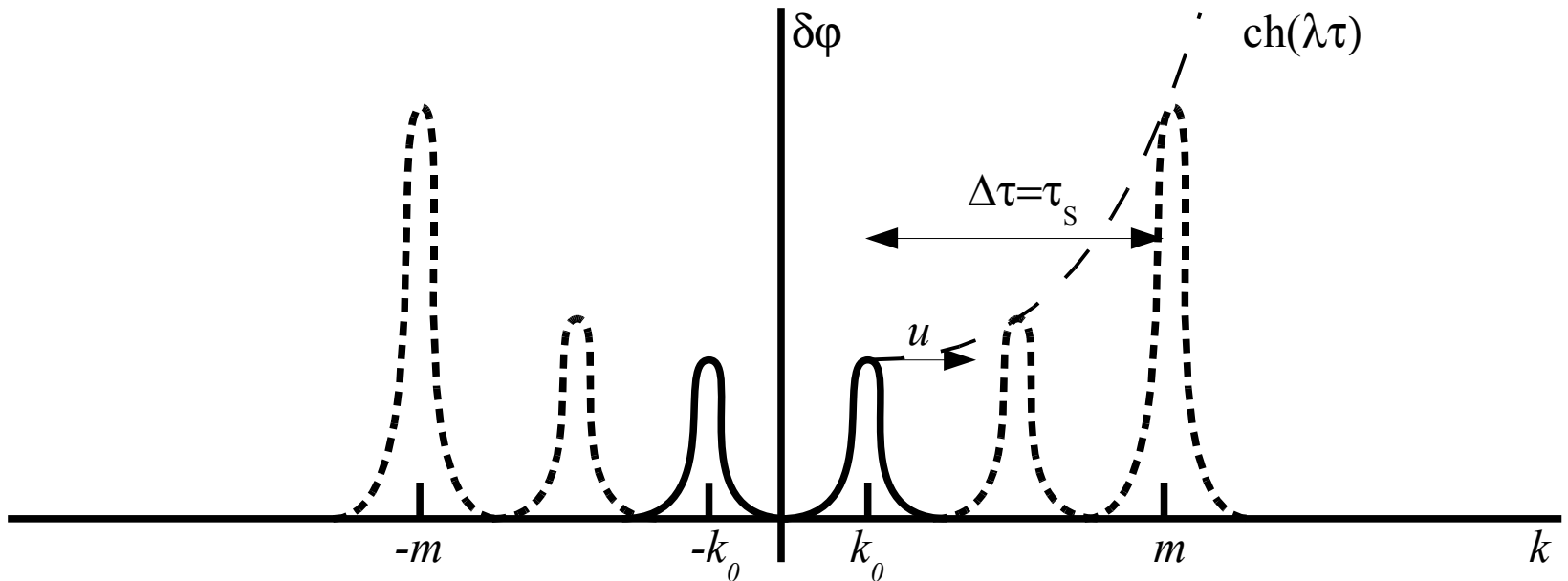
$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} - \frac{\Lambda^2}{m^2} \psi = 0 \Rightarrow \delta \varphi = g(k + u \tau) \text{ch}(\lambda \tau)$$

$$u = m \omega'_{E0}$$



Движение решения по спектру

- Волновой пакет смещается в область больших k и его амплитуда растет экспоненциально с инкрементом собственной моды λ





Движение решения по спектру

- В области $k \gg m$ решение должно удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} - \frac{\Lambda^2}{(l+s)^2} \psi = 0$$

- Решение, пришедшее из области малых k , трансформируется в

$$\delta \varphi = \frac{g(k + u\tau)}{2} \left[\left(\frac{-k}{m} \right)^{\sigma_1 - 2} e^{\Lambda \left(1 + \frac{k}{m} \right) + \lambda \tau} + \left(\frac{-k}{m} \right)^{\sigma_2 - 2} e^{-\Lambda \left(1 + \frac{k}{m} \right) - \lambda \tau} \right]$$

$$\sigma_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \Lambda^2}$$



Амплитуда волнового пакета

- На временах $\tau \ll \tau_s$ амплитуда возмущения растёт экспоненциально (до тех пор, пока сдвиговость течения не проявит себя)

$$\delta \varphi \propto \text{ch}(\lambda \tau)$$

- На временах $\tau \gg \tau_s$ амплитуда возмущения растёт степенным образом

$$\delta \varphi \propto \frac{1}{2} \left[(\omega'_{E0} \tau)^{\sigma_1 - 1} e^{\Lambda} + (\omega'_{E0} \tau)^{\sigma_2 - 1} e^{-\Lambda} \right]$$



Решение в координатном пространстве

- Решение можно с хорошей точностью представить в виде

$$\delta\varphi = g(k + u\tau) f(\tau)$$

тогда решение в координатном пространстве имеет вид

$$\delta\varphi(x, \phi, t) = \delta\varphi_0(x) f(t) \cos(m_0 \omega_E(x)t - m_0 \phi)$$

- Энергия неустойчивости растет со временем степенным образом

$$\delta W \propto t^2 f^2(t) \propto t^{2(\sigma_{1,2}-1)}$$

порог неустойчивости

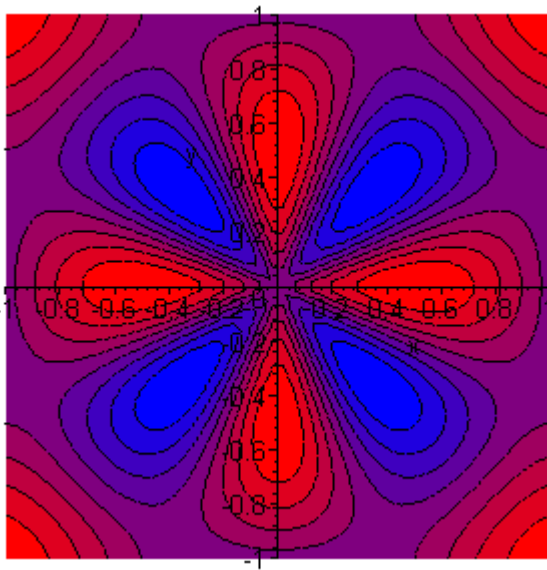
$$\sigma_{1,2} > 1 \text{ или } \lambda^2 > 0$$



Визуализация движения возмущения по спектру

- Сдвиговое вращение приводит к «размазыванию» желобка по азимуту

$$\omega_E = 1 + \sqrt{x^2 + y^2}$$

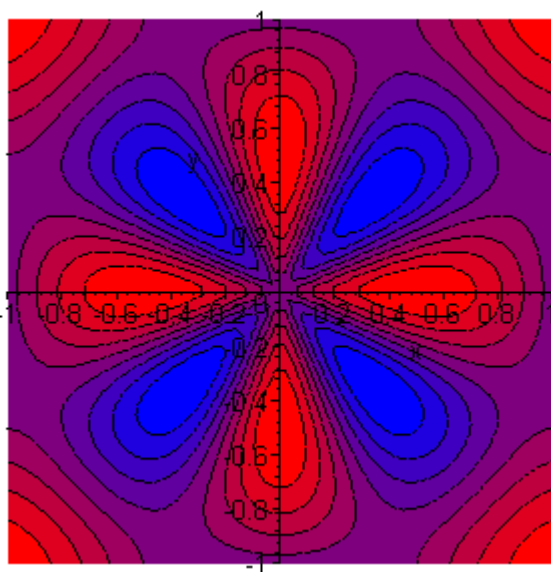




Визуализация движения возмущения по спектру

- Сдвиговое вращение приводит к «размазыванию» желобка по азимуту

$$\omega_E = \sin(\pi \sqrt{x^2 + y^2})$$





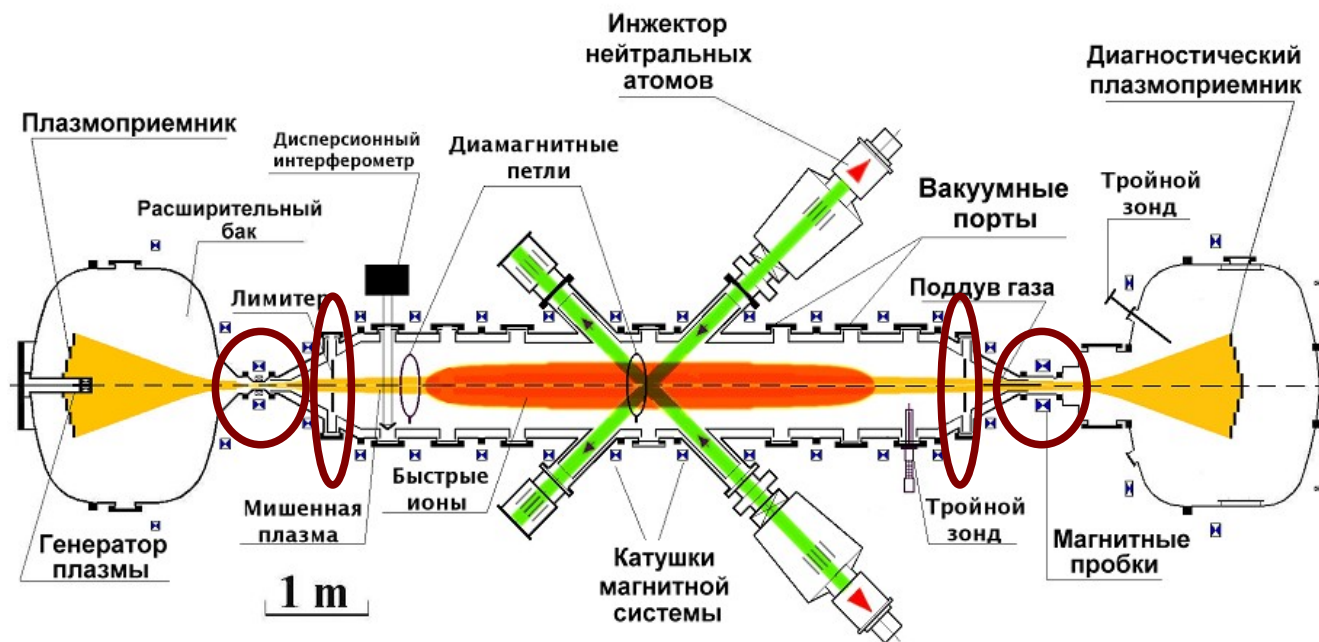
Устойчивость первой моды

- Принято считать, что для $m=1$ моды:
 - Поле возмущения однородно (твердотельное смещение)
 - КЛР и вращение не влияют на $m=1$ моду
- Поэтому ...
 - Устойчивость $m=1$ моды на линейной стадии определяется граничными условиями
 - Стеkanie продольного тока через торцы (вмороженность)
 - Электрический контакт со стенкой камеры



Где в ГДЛ?

- Плазма может иметь электрический контакт с лимитерами и со стенкой камеры в области пробок





Модель

- Пусть профиль плотности имеет вид

$$n_0 = n_0(0) e^{-x^2}$$

- x_W – координата стенки
- Возможно реализовать две ситуации
 - Плазма касается проводящей стенки
 - Плазма изолирована от стенки вакуумным слоем
- Так же считаем

$$\omega_E = \text{const}, \omega_* = \text{const}$$



Уравнение на потенциал первой моды

- Радиальная компонента потенциала удовлетворяет уравнению

$$\psi'' + \left(\frac{3}{x} - 2x \right) \psi' - 2\Omega^2 \psi = 0$$
$$\Omega^2 = \frac{\omega^2 + \gamma_0^2}{\omega_0(\omega_0 - \omega_*)}$$

и граничным условиям 2-х видов

$$(1) \begin{cases} \psi(0) = const \\ \{\psi\}_{x=1} = 0 \\ \psi(x_w) = 0 \end{cases}$$

$$(2) \begin{cases} \psi(0) = const \\ \psi(x_w) = 0 \end{cases}$$



Решение

- **Спектр в пределе $\omega_E \ll \omega_*$**

$$(\omega - \Delta\omega)^2 = \frac{-\gamma_0^2}{(2\rho_\mu - 1)} + \omega_*^2 \left(\frac{\rho_\mu - 1}{2\rho_\mu - 1} \right)^2$$

где, в случае, когда

- **плазма касается стенки**

$$M_{\rho, \frac{1}{2}}(x_w^2) = 0, \text{ где } \rho = 1 - \frac{\Omega^2}{2}$$

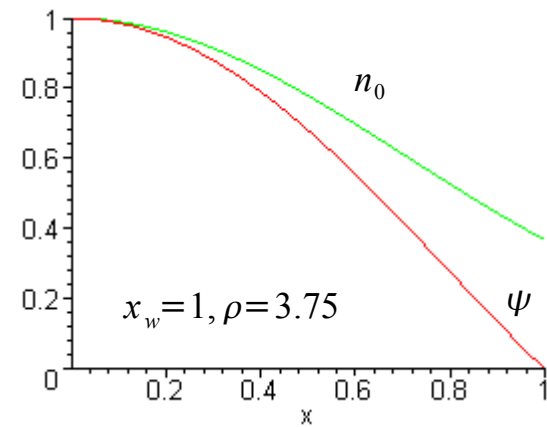
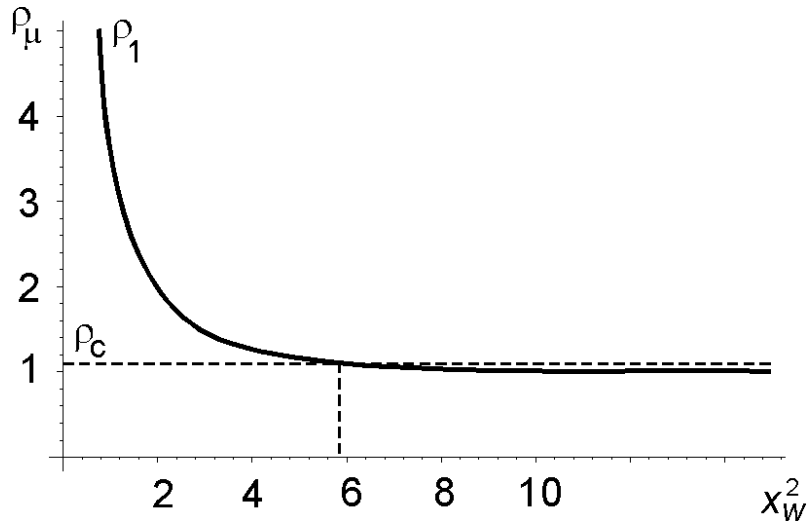
- **плазма изолирована вакуумным промежутком**

$$(1 - 2\rho) M_{\rho, \frac{1}{2}}(1) + (1 + \rho) M_{\rho+1, \frac{1}{2}}(1) = 0$$



Спектры

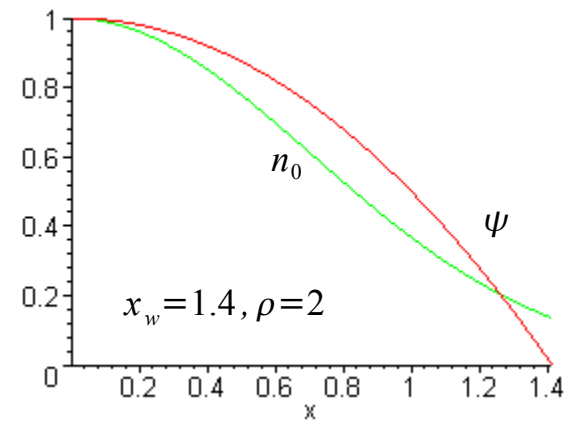
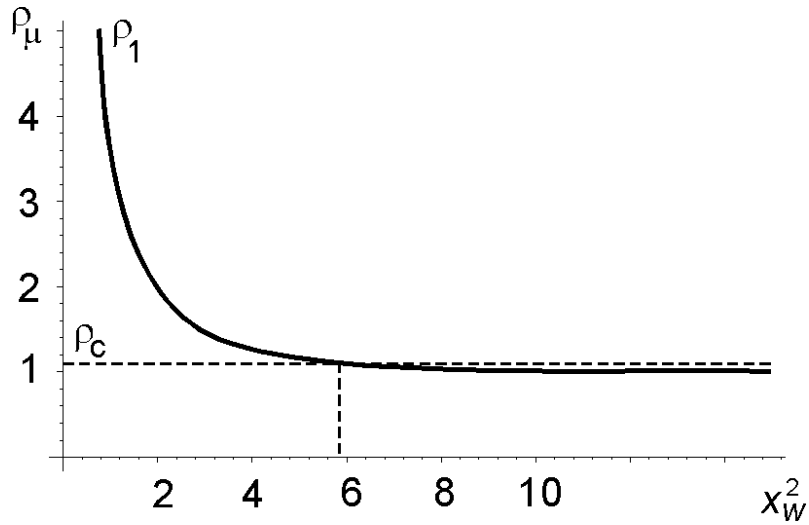
- Плазма касается стенки





Спектры

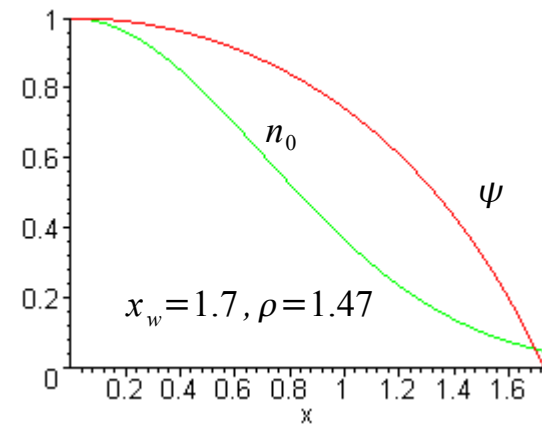
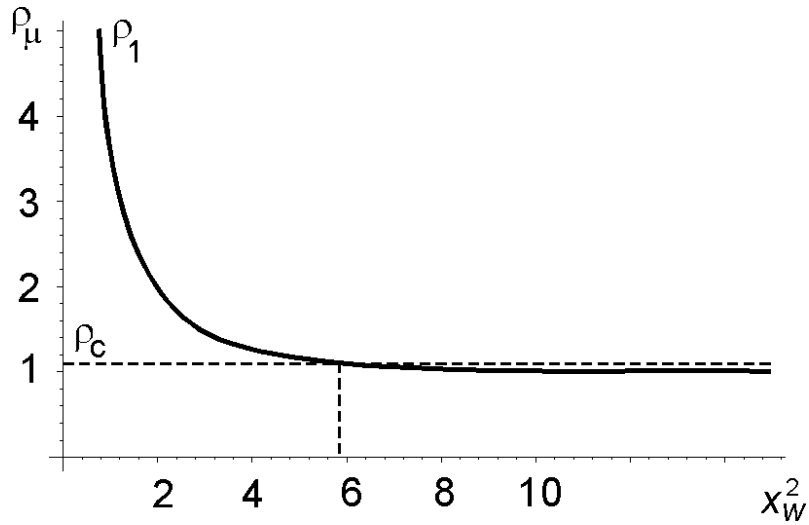
- Плазма касается стенки





Спектры

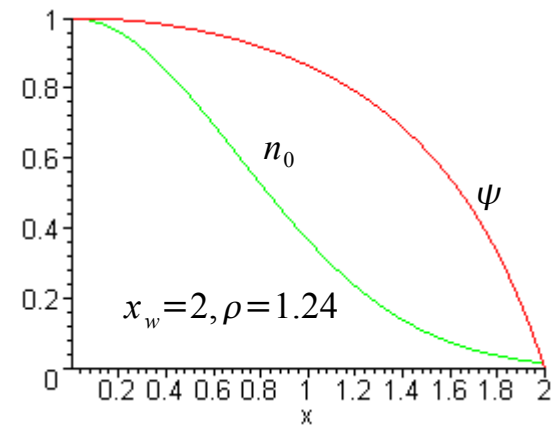
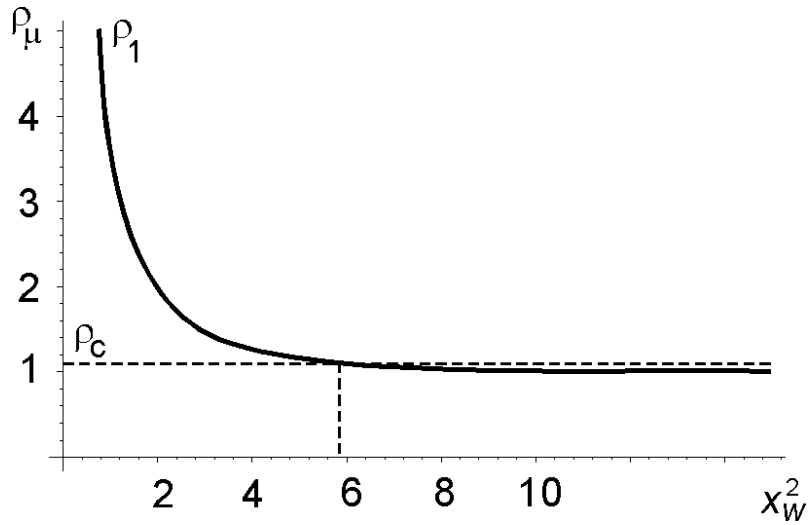
- Плазма касается стенки





Спектры

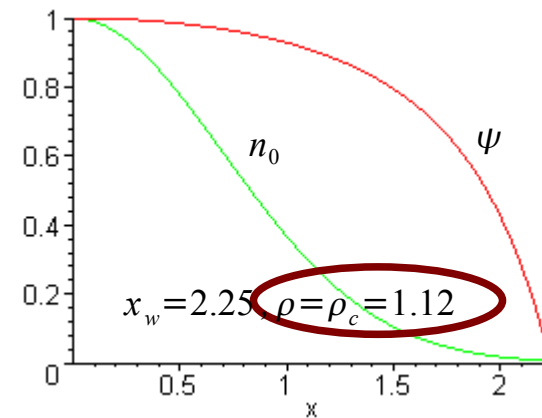
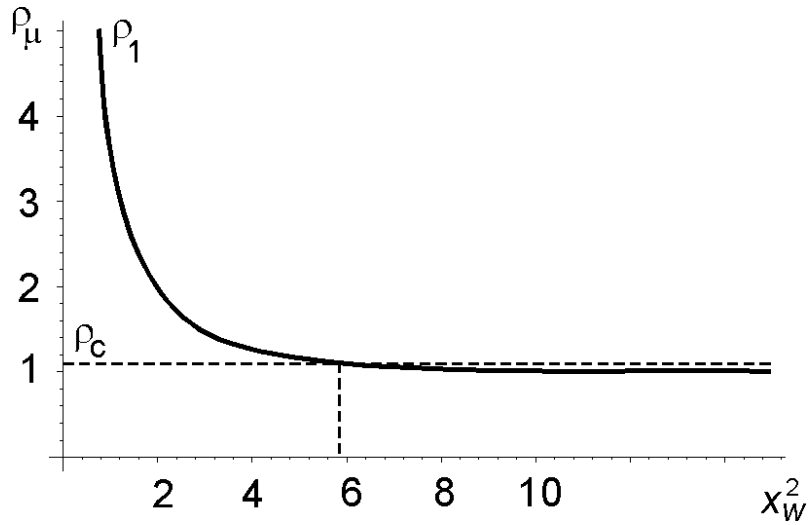
- Плазма касается стенки





Спектры

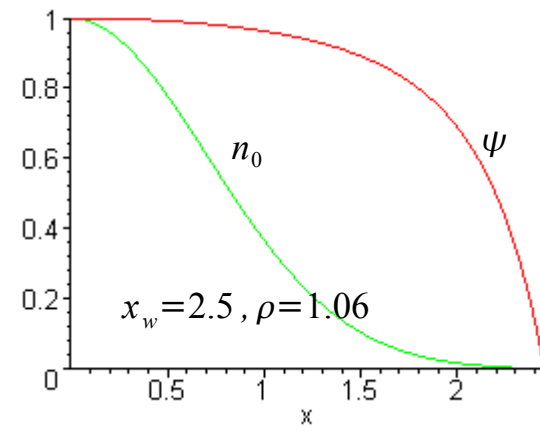
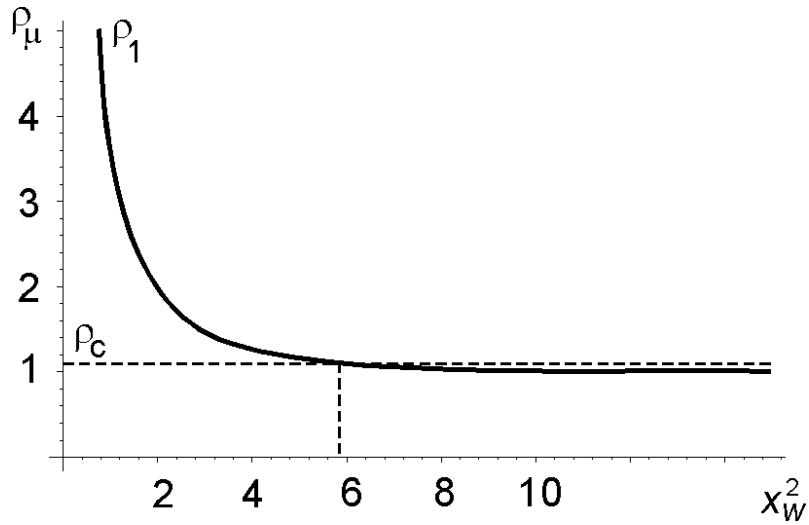
- Плазма касается стенки





Спектры

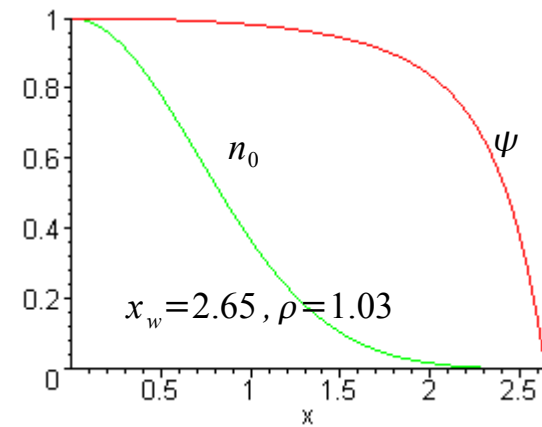
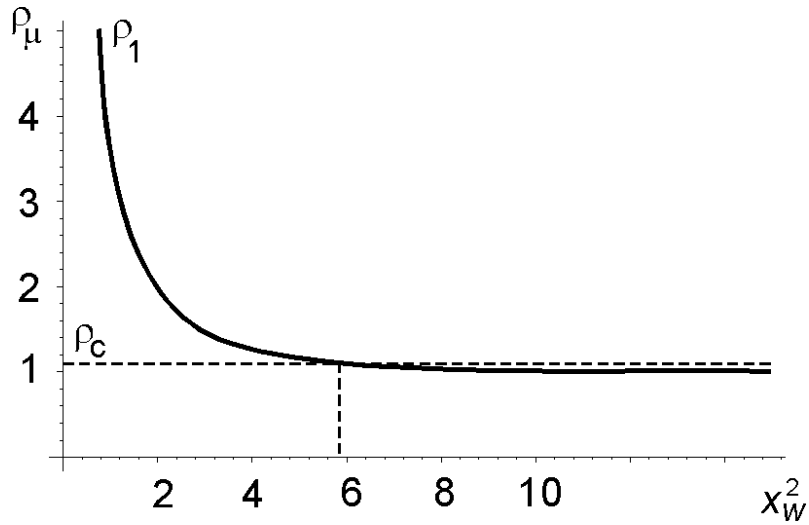
- Плазма касается стенки





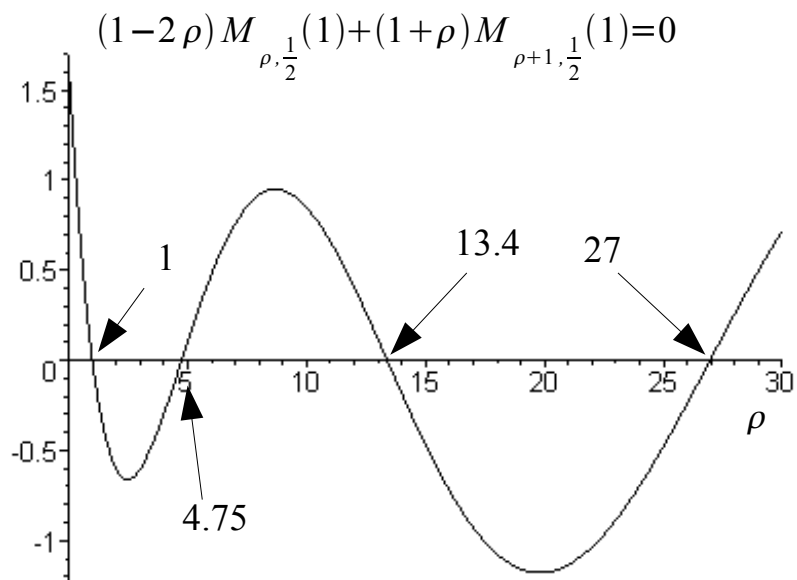
Спектры

- Плазма касается стенки



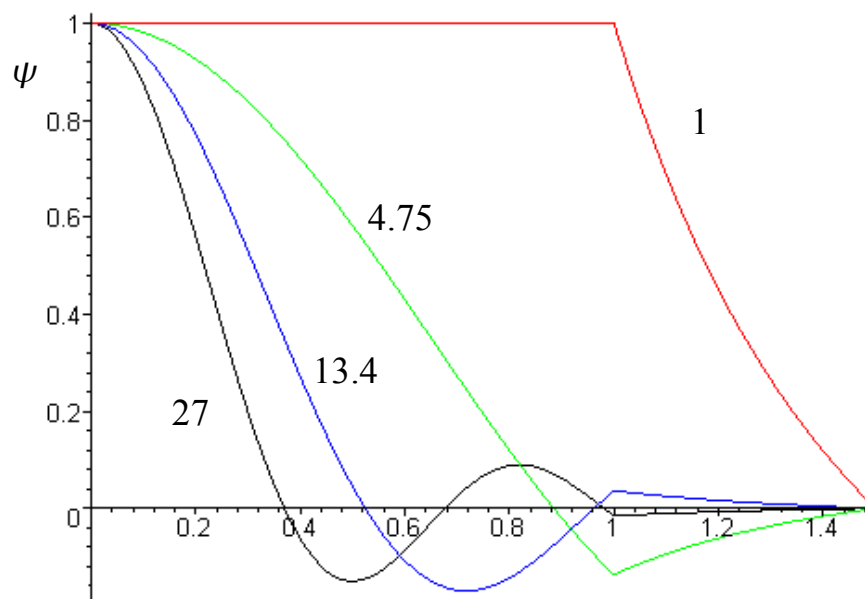


Спектры



Всегда существует
неустойчивая мода!

- Плазма
изолирована
вакуумным
промежутком





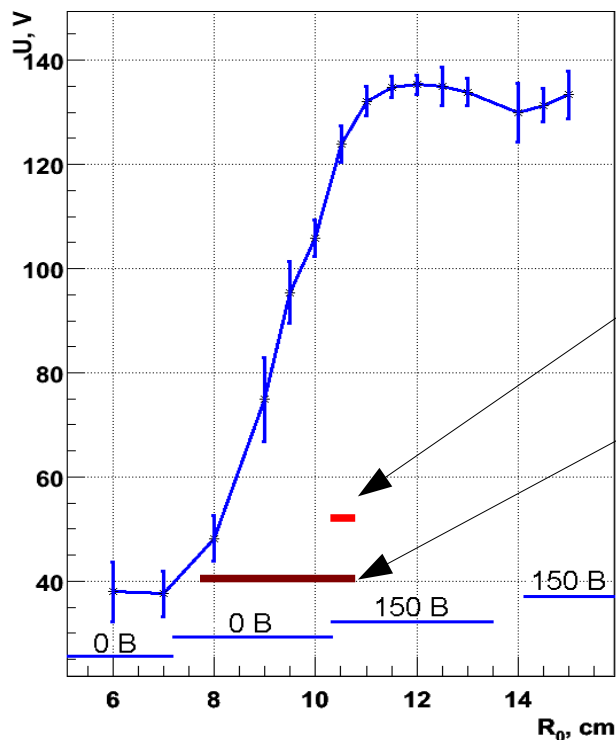
Структура диссертации

- I. Введение и литературный обзор
- II. Уравнения движения плазмы с учетом приложенных потенциалов и эффектов КЛР
- III. Линейная устойчивость конвективных мод
 - (a) Устойчивость коротковолновых возмущений
 - (b) Несобственная желобковая мода
 - (c) Устойчивость первой моды
- IV. Нелинейная эволюция конвективных мод
 - (a) Уравнение переноса завихренности
 - (b) Стационарное решение
 - (c) Профиль потенциала и поперечный перенос в плазме с вращающимся слоем
- V. Выводы



Проникновение потенциала в плазму ГДЛ

Floating Potential



- Приложенный к плазме потенциал проникает глубоко

Диаметр ларморовского кружка «теплого» иона

Ширина профиля потенциала в плазме

© P. A. Bagryansky et al. // Transactions of fusion Science and technology V.51, N.1T, P.340 (2007)



Радиальный ток

- Если в плазме имеется радиальное поле, значит должен течь радиальный ток!

- Вынос импульса вдоль ловушки

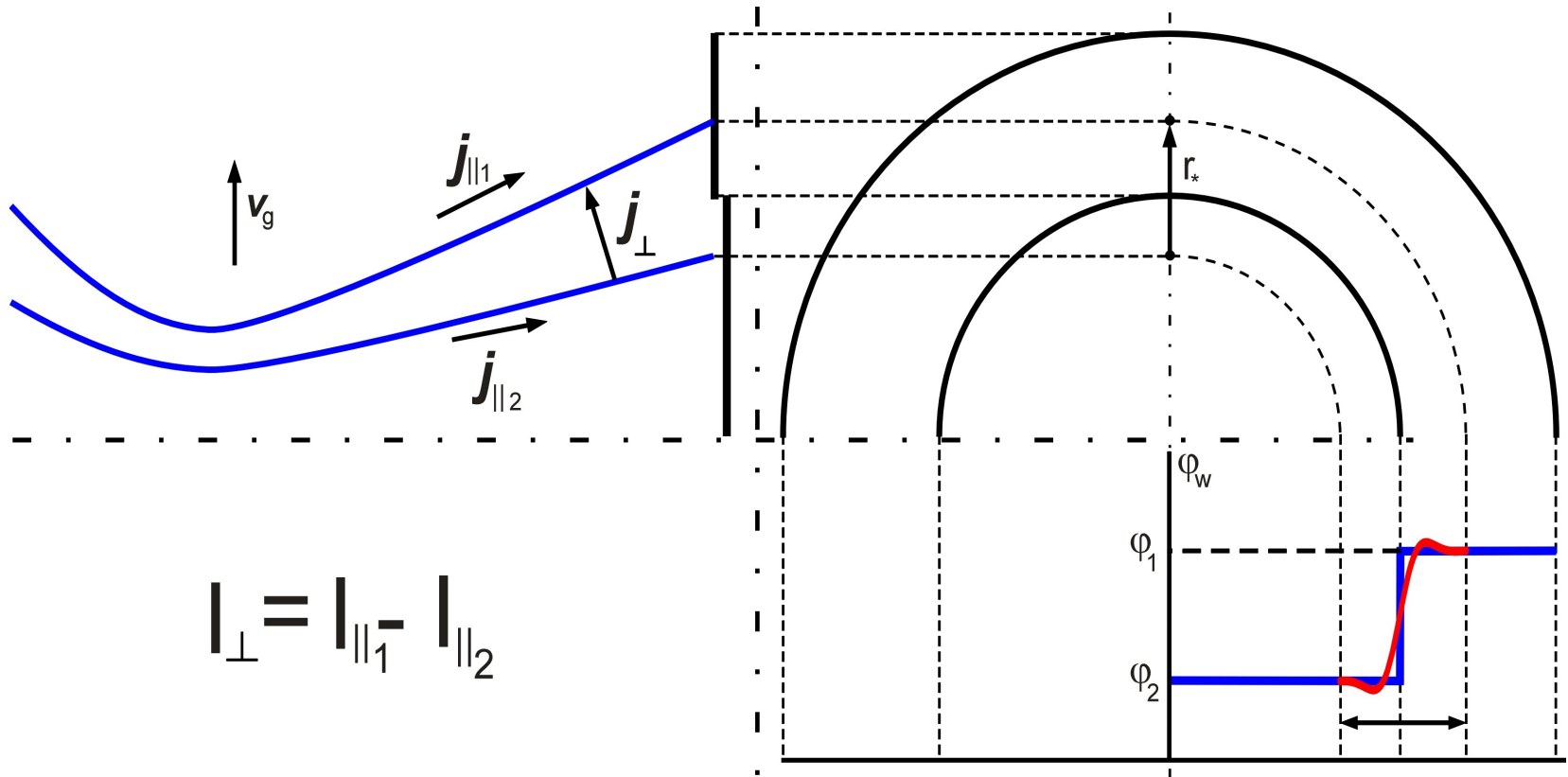
$$J_r \propto v_{\parallel} \frac{\partial v_{\phi}}{\partial z} \Rightarrow \nabla \varphi / \varphi \sim 1 / \rho_{Li}$$

- Сила, приводящая к разделению зарядов в желобке (для ГДЛ)

$$J_r \propto \frac{\partial \delta p}{\partial \phi} \Rightarrow \frac{\Delta r}{r_{pl}} \sim 3 \left(\frac{\rho_{Li}}{r_{pl}} \right)^2 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \sqrt{\frac{p_*}{p_i}}$$



Механизм (качественно)





Уравнение на потенциал

- Условие замыкания токов, проинтегрированное вдоль силовой линии дает

$$\left\langle \frac{\operatorname{div} J_{\perp}}{B} \right\rangle_L = \frac{-1}{L} \int_{-z_w}^{z_w} \frac{\partial J_{\parallel} / B}{\partial z} dz = \frac{-2 J_{\parallel}(z_w)}{L B_w}$$

$$\left\langle \frac{\operatorname{div} J_{\perp}}{B} \right\rangle_L \approx \frac{Mc}{B^2} \operatorname{div} \left[\mathbf{b} \times n_t \frac{dV}{dt} \right] + \frac{c}{B^2} \operatorname{div} [\mathbf{b} \times \nabla \pi] + \frac{c}{B} \left(\nabla p_*, \operatorname{rot} \frac{\mathbf{b}}{B} \right)$$

$$J_{\parallel} = J_{i0} \left(1 - \exp \left[\frac{e \varphi_w + e \varphi_d - e \varphi}{T_e} \right] \right)$$

Стационарное уравнение

- Стационарное уравнение на потенциал, с учетом того, что $n_* \ll n_i$

$$\begin{aligned} \{\psi, \Delta \psi\} + f_g + \frac{1}{2} \frac{T_*}{T_e} \left(\frac{B_1}{B_0} \right)^2 \frac{L_*}{L} \left[\frac{2}{N} \{N, (\nabla \psi, \nabla N)\} + 2 \left\{ N \left(\frac{\nabla N}{N} \right)^2, \psi \right\} \right] + \\ + \frac{1}{2} \frac{T_*}{T_e} \left(\frac{B_1}{B_0} \right)^2 \frac{L_*}{L} [\Delta \{\psi, N\} + \{N, \Delta \psi\} + \{\psi, \Delta N\}] = \psi - \psi_w \end{aligned}$$

$$\psi = e\varphi/T_e - e\varphi_d/T_e, N = \frac{n_*}{n_i}, \psi_w = (e\Delta\varphi_w/T_e)\Theta(r-r_s), f_g \propto \frac{\partial \delta p_*}{\partial \phi}$$

$$\{A, B\} = \partial_x A \partial_y B - \partial_y A \partial_x B$$

$$x \text{ и } y \text{ нормированы на } \lambda = \left[\left(\frac{\rho_{L_i}}{2} \right)^3 L \left(\frac{T_e}{T_i} \right) \frac{B_m B_0}{B_1^2} \right]^{\frac{1}{4}}$$



Переход к одномерному уравнению

- Одномерным приближением можно пользоваться, поскольку скачек потенциала локализован далеко от центра плазмы и $\Delta r/r \ll 1$

$$\psi_w \approx \Delta \psi_w \Theta^{pl}(x - x_s)$$

а так же ищем решение в виде

$$\psi = \psi_1(x) + f_g, \text{ где } f_g \propto y$$

тогда уравнение можно свести к

$$U(q) - U''''(q) = \Theta(q)$$



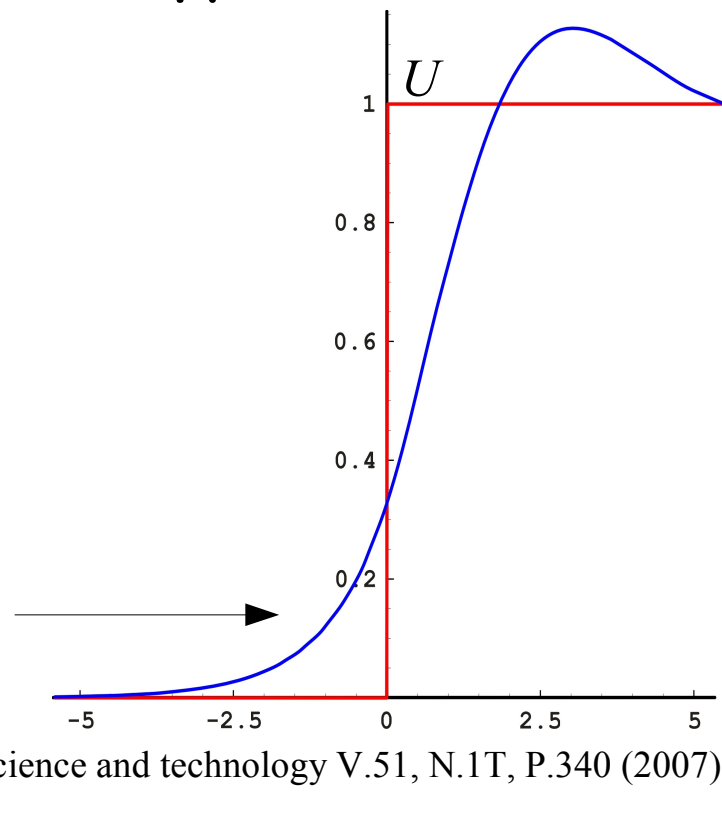
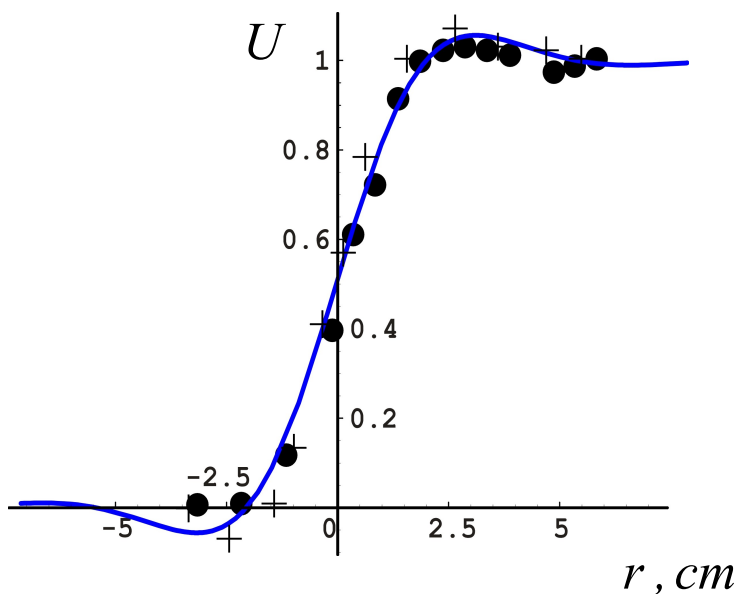
Плотность «быстрых» частиц

- Из эксперимента видно, что профиль плотности «быстрых» частиц гладкий
- В такой случае можно показать, что КЛР-эффекты не влияют на стационарный профиль в одномерном пределе
- Вклад от «быстрых» частиц существенен только в инкременте первой моды желобковой неустойчивости



Решение

- Дважды гладкое решение имеет вид



$$U(q) = \begin{cases} \frac{1}{3} e^q, & q < 0, \\ 1 - \frac{2}{3} e^{-q/2} \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} q\right), & q > 0. \end{cases}$$

© P. A. Bagryansky et al. // Transactions of fusion Science and technology V.51, N.1T, P.340 (2007)

r, cm



Оценки для ОЛ в ИЯФ

- Для ГДЛ имеем

$$\frac{\Delta r}{r_{pl}} \sim 3 \left(\frac{\rho_{Li}}{r_{pl}} \right)^2 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \sqrt{\frac{p_*}{p_i}} \sim \frac{1}{4}$$

- Для ГОЛ-3 имеем

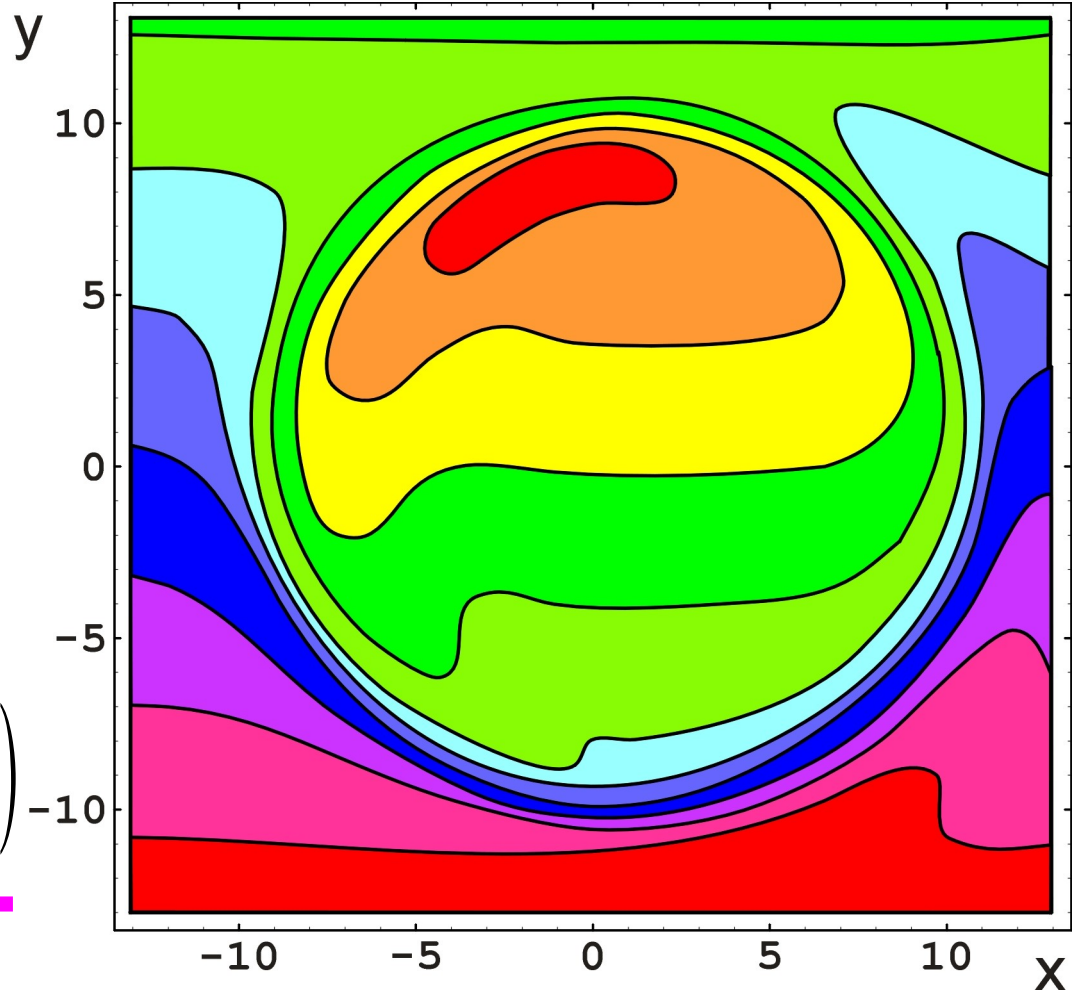
$$\frac{\Delta r}{r_{pl}} \sim 2,8 \left(\frac{\rho_{Li}}{r_{pl}} \right)^2 \left(\frac{B_m}{B_0} \right) N_{tr} \sim 1$$



Линии тока в плазме с вращением

$$\Delta \varphi_w = T_e / e$$

$$\frac{e \Delta \varphi_w}{T_e} \sim 2 \frac{\rho_{L_i}}{L} \left(\frac{B_m}{B_0} \right) \left(\frac{\Delta x}{r_{pl}} \right) \left(\frac{p_*}{p_i} \right)$$





Положения, выносимые на защиту

- Предложен новый вывод уравнения желобковых колебаний в неоднородном магнитном поле с учетом эффектов КЛР и сдвигового вращения из уравнений магнитной гидродинамики
- Показано, что сдвиговое вращение приводит к трансформации собственных мод желобковых колебаний в несобственные, имеющие степенной закон роста амплитуды со временем. Помимо замедления скорости роста амплитуды сдвиговое вращение уменьшает поперечный перенос из-за сокращения радиальной длины волны конвективных ячеек
- Получен спектр колебаний первой азимутальной желобковой моды. При сочетании двух факторов, наличие электрического контакта плазмы со стенкой и не сильно пикированного профиля плотности, она может быть стабилизирована КЛР-эффектом. Если плазма изолирована от стенки всегда существует неустойчивая «жесткая» мода



Положения, выносимые на защиту (продолжение)

- Найдено частное стационарное решение нелинейного уравнения эволюции завихренности течения плазмы на стадии нелинейного насыщения «жесткой» желобковой моды при наличии скачка потенциала на торцевой пластине
- На основе полученного решения предложен механизм, объясняющий формирование наблюдаемого в экспериментах на ГДЛ профиля электростатического потенциала. Результаты теоретических оценок имеют хорошее качественное и количественное согласие с экспериментальными данными, опубликованными командой ГДЛ. Показано, что этот механизм может быть ответственен за уменьшение поперечного переноса плазмы в присутствии развитой неустойчивости первой (азимутальной) желобковой моды



Список опубликованных работ

1. А.Д. Беклемишев, М.С. Чащин Баллистическая желобковая мода // Материалы XXXV конференции по Физике Плазмы и Проблемам УТС – Звенигород, Москва, Февраль 11-15, С.77, (2008)
2. Аникеев А.В., Багрянский П.А., Беклемишев А.Д., и др. Методы МГД-стабилизации двухкомпонентной плазмы в газодинамической ловушке // Материалы XXXV конференции по Физике Плазмы и Проблемам УТС – Звенигород, Москва, Февраль 11-15, С.33, (2008)
3. **А.Д. Беклемишев, М.С. Чащин Влияние вращения на устойчивость плазмы в ГДЛ // Физика Плазмы Т.34, №5 (2008) (в печати)**
4. А.Д. Беклемишев, М.С. Чащин Механизм подавления поперечного переноса плазмы в открытой ловушке электрическим полем // Материалы XXXIV конференции по Физике Плазмы и Проблемам УТС – Звенигород, Москва, Февраль 12-16, С.70, (2007)
5. **A.D. Beklemishev, P.A. Bagryansky, E.I. Soldatkina, M.S. Chaschin Radial electric fields and radial currents in the gas dynamic trap // Transactions of Fusion Science and Technology Vol.51, 2T, P.337 (2007)**
6. **А.Д. Беклемишев, М.С. Чащин Влияние вращения на устойчивость плазмы в ГДЛ // Препринт ИЯФ СО РАН 2006-19**
7. А.Д. Беклемишев, М.С. Чащин Радиальные токи и распределение потенциала в осесимметричной открытой ловушке // Материалы XXXIII конференции по Физике Плазмы и Проблемам УТС – Звенигород, Москва, Февраль 13-17, С.43, (2006)
8. А.Д. Беклемишев, М.С. Чащин Влияние течения плазмы на устойчивость желобковых мод в ГДЛ // Материалы XXXII конференции по Физике Плазмы и Проблемам УТС – Звенигород, Москва, Февраль 14-18, С.58, (2005)
9. **A.D. Beklemishev, M.S. Chaschin Effect of differential rotation on plasma stability in the GDT // Transactions of Fusion Science and Technology Vol.47, 1T, P.279 (2004)**
10. М.С. Чащин Влияние дифференциального вращения на устойчивость желобковых мод в ГДЛ // Тезисы XLI МНСК – Новосибирск, С.133 (2003)
11. М.С. Чащин Диагностика желобковых (перестановочных) мод в ГДЛ // Тезисы XL МНСК – Новосибирск, С.87 (2002)



Список опубликованных работ

1. М.С. Чашин, Е.И. Солдаткина, А.В. Резниченко Исследование распределения плотности тока по поверхности полого катода в зависимости от его длины // Тезисы XXXIX МНСК – Новосибирск, С.17 (2001)
2. М.С. Чашин, Е.И. Солдаткина, А.В. Резниченко Распределение плотности тока по поверхности полого катода при различной его длине // Тезисы VII ВНКФ – Ст. Петербург, С.369 (2000)



Влияние сдвигового течения на конвективный перенос в открытой ловушке

Чащин Максим

Руководители:

к.ф.-м.н. Беклемишев А.Д.,

д.ф.-м.н. Иванов А.А.

Лаб. 9-0