



31
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

И.Е. Маслиев, Д.Д. Рютов, И.Ф. Шайхисламов

**ЖЕЛОБКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
В ОТКРЫТЫХ ЛОВУШКАХ
С ИНЖЕКЦИЕЙ ИНТЕНСИВНЫХ
АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ**

ПРЕПРИНТ 89-48



НОВОСИБИРСК

ЖЕЛОБКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ОТКРЫТЫХ ЛОВУШКАХ
С ИНЖЕКЦИЕЙ ИНТЕНСИВНЫХ АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ

И.Е.Масляев, Д.Д.Рытов, И.Ф.Шайхисламов

А Н Н О Т А Ц И Я

Радиальная инжекция интенсивных атомарных пучков, применяемых для поддержания материального и энергетического баланса в открытых ловушках, может в определенных условиях влиять на устойчивость плазмы по отношению к желобковым возмущениям. Источником эффекта является сила, действующая на желобок со стороны захватываемых в нем атомов. В работе сформулированы общие уравнения, описывающие эволюцию желобковых возмущений при учете этого эффекта, и проведено их исследование в различных предельных случаях. Для локализованных желобковых возмущений атомарные пучки играют стабилизирующую роль, если коэффициент захвата атомов убывает к периферии плазмы. Стабилизация моды $m = 1$ в плазме с резкой границей достигается при достаточно хорошей фокусировке пучков на ось. Если существенную роль играют эффекты конечного ларморовского радиуса ионов, то разрешенными остаются только "жесткие" смещения плазменного цилиндра. Показано, что пучки не влияют на устойчивость таких смещений.

FLUTE INSTABILITY IN MIRROR DEVICES WITH
INTENSE NEUTRAL BEAM INJECTION

I.E.Masliev, D.D.Ryutov, I.F.Shaikhislamov

A b s t r a c t

Radial injection of intense atomic beams, which are used for sustainment of material and energy balance in mirror devices, can have a strong influence on plasma stability with respect to flute perturbations. The effect is caused by the force acting on the flute from the atoms that are being trapped inside it. The paper contains formulation of general equations describing evolution of flute perturbations with account of this effect, and their analysis in some limiting cases. For localized flute perturbations, the atomic beams play a stabilizing role if the trapping efficiency decreases towards the plasma periphery. Stabilization of a mode $m = 1$ in a plasma with sharp boundary is achieved at a sufficiently good beams focussing onto the axis. If the finite Larmor radius effects play a dominant role, the only "allowed" type of perturbation remains that of rigid displacement of a plasma column. It is shown that the beams have no effect on the stability of such displacements.

ЖЕЛОБКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ОТКРЫТЫХ ЛОВУШКАХ
С ИНЖЕКЦИЕЙ ИНТЕНСИВНЫХ АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ

И.Е.Маслиев, Д.Д.Рютов, И.Ф.Шайхисламов

I. Введение

Для поддержания материального и энергетического баланса в открытых ловушках часто используется инъекция пучков атомарного водорода. Поглощение пучков сопровождается передачей плазме их механического импульса. При аксиально-симметричной инъекции (которую мы только и будем рассматривать в дальнейшем) возникающая из-за поглощения атомов дополнительная сила в равновесном состоянии направлена по радиусу. По абсолютной величине она обычно очень мала по сравнению с радиальным градиентом давления, так что, если бы речь шла только об исследовании равновесного состояния, учет этой силы приводил бы лишь к совершенно незначительным последствиям.

Вместе с тем, как было замечено в работе [1], силы действующие на плазму со стороны атомарных пучков, могут очень существенно влиять на развитие желобковых возмущений в осесимметричных ловушках достаточно большой длины. Чтобы составить представление о характерной величине возникающих эффектов, рассмотрим модель пробкотрона, показанную на рис.1. Именно, будем считать, что пробкотрон состоит из участка однородного магнитного поля длиной L , на котором ведется инъекция, и двух пробочных участков длины L_m ; радиус плазмы a предполагается малым по сравнению с L_m .

Пусть стационарное состояние плазмы поддерживается радиальной инъекцией атомарных пучков, плотность которых на границе плазмы равна n_0 , а скорость частиц в которых равна v_0 .

Допустим, что длина поглощения атомарных пучков оптимальна, т.е. сравнима с радиусом плазмы — при большей длине поглощения плазма делалась бы "прозрачной" для пучков, и эффективность инъекции падала бы; при меньшей длине поглощения плазма становилась бы трубчатой. При оптимальной длине поглощения число ионов, возникающих в единице объема плазмы в единицу времени (вследствие захвата быстрых атомов) может быть оценено как $n_0 v_0 / a$. Если обозначить время жизни плазмы по отношению

к потерям вдоль магнитного поля через τ , то для плотности плазмы в стационарном состоянии будет справедлива следующая оценка:

$$n \sim n_0 \frac{v_0 \tau}{a} \quad (I)$$

Рассмотрим радиальное смещение некоторой силовой трубки с поперечным сечением ΔS вместе с содержащейся в ней плазмой на расстояние ξ (ΔS и ξ относятся к экваториальной плоскости ловушки). В новом положении трубка будет окружена плазмой с другой плотностью и температурой. Соответственно, поглощение атомов в трубке будет отличным от поглощения в окружающей плазме, что приведет к появлению нескомпенсированной радиальной силы

$$\delta f_0 \sim \frac{\Delta S L M n_0 v_0^2}{a} \frac{\xi}{a} \quad (2)$$

Знак δf_0 зависит от радиального профиля плотности и температуры; в большинстве случаев (точнее см. ниже) он соответствует стабилизирующему эффекту (сила направлена против смещения).

Желобковая неустойчивость вызывается действием на трубку "выталкивающей силы" δf , возникающей из-за кривизны силовых линий (в нашей модели - на участках длиной L_m вблизи пробок, см. рис. I). Имея в виду, что кривизна κ силовой линии по порядку величины равна a/L_m^2 , можно написать следующее выражение для выталкивающей силы δf :

$$\delta f \sim \frac{\Delta S a^2 p}{L_m} \frac{\xi}{a}, \quad (3)$$

где

$$p \sim M n v_{Ti}^2 \quad (4)$$

- давление плазмы. Сравнивая выражения (2) и (3), при учете (I) находим, что возвращающая сила превышает выталкивающую при

$$L \geq a \frac{v_{Ti}^2 \tau}{v_0 L_m} \quad (5)$$

Полагая $v_0 \approx 2 v_{Ti}$, $L_m \sim L/2$, из (5) получаем:

$$\frac{L}{a} \geq \frac{v_{Ti} \tau}{L} \quad (5')$$

Приведем несколько численных примеров. Для газодинамической ловушки в варианте термоядерного реактора (см. [2]) $\tau \sim R L / v_{Ti}$, где R - пробочное отношение, и неравенство (5) принимает вид $L/a \geq R$. При $R = 30-50$ оно легко удовлетворяется (см. [2]). Если применять оценку (5') к газодинамической ловушке в варианте нейтронного генератора с двухкомпонентной плазмой [3], то под τ следует понимать время торможения инжектированных (быстрых) ионов на электронах основной плазмы. Беря характерные значения величин L , a , v_{Ti} и τ из работы [3] ($L \sim 10^3$ см, $a \sim 5$ см, $v_{Ti} \sim 2 \cdot 10^8$ см/сек, $\tau \sim 10^{-3}$ сек), находим, что и в этом случае инжекция атомарных пучков существенно влияет на устойчивость - левая и правая части неравенства (5') оказываются одного порядка (нужно, правда, заметить, что в работе [3] речь идет об инжекции пучков под очень малым углом к оси ловушки, что приводит к резкому уменьшению силы δf_0 ; наши оценки относятся к тем схемам нейтронных источников, где угол инжекции не меньше, грубо говоря, 45°).

С большим запасом выполняется неравенство (5') в применении к модели газодинамической ловушки, описанной в работах [4,5]. Таким образом, рассматриваемый в работе эффект может играть заметную роль в реальных условиях.

2. Принятые приближения и основные уравнения

В отсутствие атомарной инжекции инкремент желобковой неустойчивости для изображенной на рис. I модели ловушки может быть оценен по формуле*

* Эта оценка получается из соотношения $\ddot{\xi} \Delta m \sim \delta f$, где $\Delta m \sim \Delta S \cdot L M n$ - масса плазмы, заключенной в силовой трубке.

$$\Gamma_0 \sim \frac{v_{Ti}}{\sqrt{L L_m}} \quad (6)$$

Величина Γ_0^{-1} представляет собой характерное время движений, рассматриваемых в настоящей работе. Так как мы предполагаем, что радиус плазмы a мал по сравнению с L_m , то время a/v_0 пролета нейтральных атомов сквозь плазму автоматически мало по сравнению с Γ_0^{-1} . Это позволяет пренебречь эффектами запаздывания в поглощении атомов. Кроме того, это дает возможность при расчете силы, действующей на плазму, считать плазму неподвижной, т.е. полагать, что каждый атом передает плазме импульс $M\vec{v}_0$, где \vec{v}_0 — скорость атома до поглощения. При наличии движения плазмы передаваемый импульс равен $M(\vec{v}_0 - \vec{\xi})$. Но легко видеть, что вклад в возмущение силы, связанной с наличием слагаемого $\vec{\xi}$, содержит малый параметр $\Gamma_0 a/v_0 \ll 1$ по сравнению с оценкой (2).

С другой стороны, поскольку время жизни плазмы в ловушке велико по сравнению со временем пролета иона от пробки до пробки, $\tau \gg L/v_{Ti}$, имеет место неравенство (см. (6)):

$$\tau \gg \Gamma_0^{-1}. \quad (7)$$

Это значит, что при изучении влияния инжекции на желобковые колебания мы можем пренебречь изменением макроскопических параметров плазмы в течение интересующих нас промежутков времени. В частности, мы не рассматриваем медленных (с инкрементом порядка τ^{-1}) неустойчивостей, которые иногда обнаруживаются при отыскании стационарных состояний плазмы на основе уравнений материального и энергетического баланса [6].

Чтобы еще более упростить задачу, допустим, что неравенство (5) выполнено с запасом в несколько раз. Тогда выталкивающей силой δf можно пренебречь и рассматривать движение плазмы только под действием сил, действующих на нее со стороны атомарных пучков. При этом вывод об устойчивости (неустойчивости) плазмы сохранится и при учете малой выталкивающей силы.

Будем характеризовать возмущение двумерным (в плоскости, перпендикулярной оси ловушки) вектором смещения $\vec{\xi}(\vec{r}, t)$

Линеаризованное уравнение движения плазмы имеет вид:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = -\nabla \delta p + \frac{1}{c} [\delta \vec{j}, \vec{B}] + \delta \vec{f}_0, \quad (8)$$

где ρ — невозмущенная плотность плазмы, δp и $\delta \vec{j}$ — возмущения давления и плотности тока, $\delta \vec{f}_0$ — возмущение силы, действующей на плазму со стороны атомарных пучков.

Записывая уравнение (8), мы пренебрегли слагаемым $\frac{1}{c} [\vec{j}, \delta \vec{B}]$, так как оно содержит малый параметр $\beta \equiv \frac{8\pi\rho}{B^2}$ по отношению к оставленному слагаемому $\frac{1}{c} [\delta \vec{j}, \vec{B}]$. С той же точностью невозмущенное магнитное поле можно считать однородным, что мы и будем делать.

Из уравнения (8) имеем:

$$\delta \vec{j} = \frac{c}{B^2} [\delta \vec{f}_0 - \rho \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} - \nabla \delta p, \vec{B}].$$

В силу условия квазинейтральности ($\text{div} \delta \vec{j} = 0$), получаем:

$$\vec{B} \cdot \text{rot} \left(\rho \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} - \delta \vec{f}_0 \right) = 0 \quad (9)$$

Возмущение давления из уравнений выпало.

С помощью условия вращательности находим:

$$\delta \vec{B} = \text{rot} [\vec{\xi}, \vec{B}]. \quad (10)$$

Выше уже отмечалось, что в пределе $\beta \rightarrow 0$ возмущение магнитного поля пренебрежимо мало, т.е. в уравнении (10) следует положить $\delta \vec{B} = 0$. Тогда из него получается, что

$$[\vec{\xi}, \vec{B}] = -\nabla \psi$$

где ψ — некоторая скалярная функция, т.е.

$$\vec{\xi} = \frac{[\nabla\psi, \vec{B}]}{B^2} \quad (II)$$

Так как с принятой точностью \vec{B} — однородное поле, то из (II) следует, что

$$\text{div} \vec{\xi} = 0 \quad (II')$$

Подставляя (II) в (9), получаем:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \text{div} \rho \nabla \psi = -\vec{B} \text{rot} \delta f_0 \quad (I2)$$

Введем цилиндрическую систему координат (r, φ) в плоскости (x, y) , рис. 3а. Ввиду аксиальной симметрии невозмущенного состояния, возмущение каждой из величин можно искать в виде произведения множителя $e^{im\varphi}$, где m — целое, на некоторую функцию радиуса. Зависимость возмущений от времени будем искать в виде $e^{-i\omega t}$. Иными словами, возмущение каждой из величин будем представлять как

$$A(r, \varphi, t) = A(r) e^{-i\omega t + im\varphi}$$

Для возмущений такого вида уравнение (I2) переходит в

$$\omega^2 \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \rho \frac{d\psi}{dr} - \frac{m^2}{r^2} \rho \psi \right) = B \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \delta f_{0\varphi} - \frac{im}{r} \delta f_{0r} \right) \quad (I3)$$

3. Модель поглощения атомарных пучков

Теперь задача состоит в том, чтобы связать возмущение силы с вектором смещения $\vec{\xi}$. Для этого нужно воспользоваться той или иной конкретной моделью поглощения атомарных пучков. Мы будем пользоваться простейшей моделью, в которой учитывается только локальный захват атомов исходного пучка вследствие

ионизации и перезарядки и пренебрегается возможностью "перескока" вторичных атомов, возникающих при перезарядке, в другие точки плазмы или их вылета из плазмы. Такая модель справедлива, в частности, при захвате быстрых атомарных пучков в холодной плазме, когда скорость вторичных атомов мала, и они ионизируются неподалеку от точки своего возникновения в плазме. Она верна также в условиях, когда энергия инжекции столь велика, что захват посредством ионизации намного превышает захват посредством перезарядки.

Инжектируемые атомы будем считать моноэнергетическими, их скорость будем обозначать через v_0 . Тогда для пространственного коэффициента поглощения быстрых атомов κ можно записать следующую формулу:

$$\kappa = \frac{n}{v_0} \left(\langle \sigma_e v_e \rangle + \langle \sigma_i |\vec{v}_0 - \vec{v}_i| \rangle + \langle \sigma_{cx} |\vec{v}_0 - \vec{v}_i| \rangle \right),$$

где σ_e и σ_i — сечения ионизации электронами и ионами, а σ_{cx} — сечение перезарядки на ионах. Усреднение ведется по функциям распределения частиц плазмы. При заданной скорости атомов величина κ является функцией плотности и температуры плазмы: $\kappa = \kappa(\rho, T)$. Для дальнейшего нам потребуется найти возмущение величины κ :

$$\delta \kappa = \frac{\partial \kappa}{\partial \rho} \delta \rho + \frac{\partial \kappa}{\partial T} \delta T \quad (I4)$$

В соответствии со сказанным в разделе 2, рассматриваемые нами движения являются "быстрыми" в масштабе времени установления материального и энергетического баланса. Поэтому при отыскании возмущения плотности можно пренебречь в уравнении непрерывности слагаемыми порядка $\delta n / \tau$, учитывающими наличие источников (захват из пучков) и стоков (потери через пробки). Это замечание имеет и другой смысл: оно означает, что при исследовании на устойчивость в качестве исходных можно брать состояния с произвольными распределениями плотности и температуры по радиусу (а не только с самосогласованными стационарными распределениями); правомочность такого подхода связана с тем, что время развития неустойчивости существенно мень-

ше времени установления истинно стационарного состояния, в котором потери плазмы через торцы компенсируются захватом частиц из пучка. Например, мы можем исследовать устойчивость "мишени" плазмы, в которую начата инжекция атомарных пучков.

Учитывая сделанные замечания, для $\delta\rho$ можем написать:

$$\delta\rho = -(\vec{\xi} \nabla) \rho$$

(напомним, что, согласно (II'), $\text{div} \vec{\xi} = 0$), и аналогично для δT :

$$\delta T = -(\vec{\xi} \nabla) T.$$

В результате с помощью (I4) и (II) получаем:

$$\delta\epsilon = -(\vec{\xi} \nabla)\epsilon = -\xi_r \frac{d\epsilon}{dr} = -\frac{1}{B_r} \frac{d\epsilon_0}{dr} \frac{\partial\psi}{\partial\varphi}. \quad (I5)$$

Легко понять, что точно такой же результат получится и для немасвелловских распределений электронов и ионов (на это, в частности, указывает то, что параметры n и T не входят явным образом в соотношение (I5)).

Как уже говорилось во Введении, инжекцию атомарных пучков мы считаем аксиально-симметричной. Характеризовать инжектируемые пучки будем следующим образом. Предположим на время, что плазма в системе отсутствует. Выделим в потоке атомов те, которые летят в направлении, характеризуемом углом χ по отношению к оси x (рис.3а). Пространственное распределение этих атомов (в отсутствие плазмы!) в плоскости, проходящей через ось системы и перпендикулярной направлению их движения будем характеризовать функцией $g(\zeta)$, где координата ζ отсчитывается от оси системы (рис.3а).

В соответствии с обычно реализуемыми условиями, функцию $g(\zeta)$ будем считать четной:

$$g(\zeta) = g(-\zeta) \quad (I6)$$

Через функцию $g(\zeta)$ можно выразить функцию распределения атомов в произвольной точке пространства. Для этого следует

заметить, что функция распределения, соответствующая одному плоско-параллельному потоку частиц, летящих под углом χ к оси абсцисс, равна

$$g(-x\sin\chi + y\cos\chi) \delta(v_x - v_0 \cos\chi) \delta(v_y - v_0 \sin\chi).$$

Чтобы получить полную функцию распределения $F(v_x, v_y, x, y)$, следует проинтегрировать это выражение по $d\chi$ от 0 до 2π :

$$F(v_x, v_y, x, y) = \int_0^{2\pi} g(-x\sin\chi + y\cos\chi) \delta(v_x - v_0 \cos\chi) \delta(v_y - v_0 \sin\chi) d\chi.$$

$$\delta(v_y - v_0 \sin\chi) d\chi = 2g\left(\frac{-xv_y + yv_x}{v_0}\right) \delta(v_x^2 + v_y^2 - v_0^2).$$

Если характеризовать направление скорости атома углом $\alpha = \chi - \varphi$ (рис.3а), образуемым вектором скорости с радиус-вектором \vec{r} , проведенным в точку наблюдения, то предыдущую формулу можно представить в виде:

$$F(v, \alpha, r) = 2g(r \sin\alpha) \delta(v^2 - v_0^2). \quad (I7)$$

Имея в виду, что плотность атомов определяется формулой

$$n_0(r) = \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\infty v F dv,$$

получаем условие нормировки для функции g :

$$n_0(r) = \int_0^{2\pi} g(r \sin\alpha) d\alpha. \quad (I8)$$

До сих пор речь шла о случае, когда поглощение частиц в плазме отсутствует. При наличии плазмы вклад в плотность атомов в точке с координатами (x, y) от одного плоско-параллельного потока атомов, очевидно, определяется формулой:

$$g(\zeta) \exp - \int_{-\infty}^{\zeta} \varkappa(\eta' \cos \chi - \zeta \sin \chi, \eta' \sin \chi + \zeta \cos \chi) d\eta'. \quad (19)$$

Смысл координаты η ясен из рис.3. Подразумевается, что в формуле (19) координаты η и ζ (но не переменная интегрирования η' !) выражены через x и y :

$$\begin{aligned} \eta &= x \cos \chi + y \sin \chi, \\ \zeta &= -x \sin \chi + y \cos \chi. \end{aligned} \quad (20)$$

При записи формулы (19) мы не конкретизировали зависимость $\varkappa(x, y)$, считая ее произвольной.

Приведем еще полезные выражения для η и ζ через цилиндрические координаты точки r и φ :

$$\begin{aligned} \eta &= r \cos(\chi - \varphi) = r \cos \alpha, \\ \zeta &= r \sin(\chi - \varphi) = r \sin \alpha. \end{aligned} \quad (21)$$

4. Вычисление силы, действующей на плазму

Сила, действующая со стороны одного плоско-параллельного потока на единицу объема плазмы, равна:

$$Mv_0^2 \varkappa \cos(\chi - \varphi) g[r \sin(\chi - \varphi)] \exp - \int_{-\infty}^{\zeta} \varkappa d\eta'$$

(r - составляющая) и

$$Mv_0^2 \varkappa \sin(\chi - \varphi) g[r \sin(\chi - \varphi)] \exp - \int_{-\infty}^{\zeta} \varkappa dy'$$

(φ - составляющая). Полная (т.е. проинтегрированная по всем потокам) сила, действующая на плазму, равна

$$f_{0r, \varphi} = Mv_0^2 \varkappa \int_0^{2\pi} d\chi \begin{Bmatrix} \cos(\chi - \varphi) \\ \sin(\chi - \varphi) \end{Bmatrix} g[r \sin(\chi - \varphi)] \exp - \int_{-\infty}^{\zeta} \varkappa dy'$$

Возвращаясь к задаче о линейных желобковых колебаниях, подставляя в качестве \varkappa величину $\varkappa_0(r) + \delta\varkappa(r) e^{im\varphi}$ и линеаризуя полученное выражение относительно $\delta\varkappa$, находим:

$$\delta f_{0r, \varphi}(r, \varphi) = Mv_0^2 \int_0^{2\pi} d\chi \begin{Bmatrix} \cos(\chi - \varphi) \\ \sin(\chi - \varphi) \end{Bmatrix} g[r \sin(\chi - \varphi)].$$

$$\cdot \left[\delta\varkappa(r) e^{im\varphi} - \varkappa_0(r) \int_{-\infty}^{r \cos(\chi - \varphi)} \delta\varkappa[r(\eta'), \varphi(\eta')] d\eta' \exp - \int_{-\infty}^{r \cos(\chi - \varphi)} \varkappa_0[r(\eta')] d\eta' \right] \quad (22)$$

где $\varphi(\eta')$ - текущий полярный угол на луче, проходящем через точку наблюдения (r, φ) и образующем угол χ с осью x (рис.3б), а $r(\eta')$ - текущая длина радиус-вектора на том же луче:

$$r(\eta') = \sqrt{\eta'^2 + r^2 \sin^2(\chi - \varphi)}.$$

Переходя в (22) от интегрирования по $d\chi$ к интегрированию по $d\alpha$ (напомним, что $\alpha = \chi - \varphi$), получаем:

$$f_{0r, \varphi} = Mv_0^2 e^{im\varphi} \int_0^{2\pi} d\alpha \begin{Bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{Bmatrix} g(r \sin \alpha).$$

$$\cdot \left\{ \delta\varkappa(r) - \varkappa_0(r) \int_{-\infty}^{r \cos \alpha} \delta\varkappa[r(\eta')] e^{im\Delta\varphi(\eta')} d\eta' \right\}.$$

$$\cdot \exp - \int_{-\infty}^{r \cos \alpha} \varkappa_0[r(\eta')] d\eta',$$

где под $r(\eta')$ следует понимать величину

$$r(\eta') = \sqrt{r^2 \sin^2 \alpha + \eta'^2} \quad (24)$$

а под $\Delta\varphi(\eta')$ - величину $\varphi(\eta') - \varphi$. Очевидно, что $\Delta\varphi$ не зависит от φ (и зависит от η', r, α); для краткости здесь и ниже мы указываем зависимость $\Delta\varphi$ только от переменной интегрирования η' ; аналогично записывается функция $r(\eta')$.

Принимая во внимание свойства четности тригонометрических функций и функции $g(\zeta)$, а также учитывая соотношение (15), отсюда получаем:

$$\begin{aligned} \delta f_{or} = & -\frac{im}{B} Mv_0^2 e^{im\varphi} \int_0^{2\pi} d\alpha \cos\alpha g(r\sin\alpha) \cdot \\ & \cdot \left[\frac{1}{r} \frac{d\epsilon_0(r)}{dr} \psi(r) - \epsilon_0(r) \int_{-\infty}^{r\cos\alpha} \left(\frac{1}{r'} \frac{d\epsilon_0}{dr'} \psi(r') \right) \Big|_{r'=r(\eta')} \cdot \right. \\ & \cdot \cos[m\Delta\varphi(\eta')] d\eta' \Big] \cdot \exp - \int_{-\infty}^{r\cos\alpha} \epsilon_0[r(\eta')] d\eta'; \quad (26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta f_{o\varphi} = & -\frac{m}{Br} Mv_0^2 e^{im\varphi} \epsilon_0(r) \int_0^{2\pi} d\alpha \sin\alpha g(r\sin\alpha) \cdot \\ & \cdot \int_{-\infty}^{r\cos\alpha} \left(\frac{1}{r'} \frac{d\epsilon_0}{dr'} \psi(r') \right) \Big|_{r'=r(\eta')} \sin[m\Delta\varphi(\eta')] d\eta' \cdot \\ & \cdot \exp - \int_{-\infty}^{r\cos\alpha} \epsilon_0[r(\eta')] d\eta' \quad (27) \end{aligned}$$

Подстановка этих соотношений в уравнение (14) дает одно уравнение для функции ψ :

$$\omega^2 \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \rho \frac{d\psi}{dr} - \frac{m^2}{r^2} \rho \psi \right) = -Mv_0^2 \frac{m^2}{r^2} \psi \frac{d\epsilon_0}{dr}.$$

$$\begin{aligned} & \cdot \int_0^{2\pi} d\alpha \cos\alpha g(r\sin\alpha) \exp \left\{ - \int_{-\infty}^{r\cos\alpha} \epsilon_0[r(\eta')] d\eta' \right\} + \\ & + Mv_0^2 \int_0^{2\pi} d\alpha \cdot \exp \left\{ - \int_{-\infty}^{r\cos\alpha} \epsilon_0[r(\eta')] d\eta' \right\} \cdot \\ & \cdot \left\{ \sin\alpha \frac{m}{r} \frac{d}{dr} \left[r \epsilon_0(r) g(r\sin\alpha) \int_{-\infty}^{r\cos\alpha} \left(\frac{1}{r'} \frac{d\epsilon_0}{dr'} \psi(r') \right) \Big|_{r'=r(\eta')} \cdot \right. \right. \\ & \cdot \sin m\Delta\varphi(\eta') d\eta' \Big] + \cos\alpha \frac{m^2}{r} \epsilon_0(r) g(r\sin\alpha) \cdot \\ & \cdot \left. \int_{-\infty}^{r\cos\alpha} \left(\frac{1}{r'} \frac{d\epsilon_0}{dr'} \psi(r') \right) \Big|_{r'=r(\eta')} \cos m\Delta\varphi(\eta') \right\}. \quad (28) \end{aligned}$$

5. Устойчивость локализованных возмущений

В этом разделе мы рассмотрим устойчивость возмущений, размер Δl области локализации которых в плоскости (x, y) мал по сравнению с радиальным масштабом a неоднородности плазмы. Выражение для силы δf_0 в этом случае существенно упрощается. Действительно, в множителе

$$\delta\epsilon - \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\eta'} \delta\epsilon d\eta', \quad (29)$$

входящем в формулу (22), второе слагаемое по порядку величины равно $\epsilon_0 \delta\epsilon \Delta l$ (в области локализации); поскольку мы считаем, что $\epsilon_0 \sim a^{-1}$, оно содержит малый параметр $\Delta l/a$ по отношению к первому. Пренебрегая этим слагаемым и учитывая свойство четности функции $g(\zeta)$, из (22) находим (аналогично тому, как это делается при выводе формул (26), (27)):

$$\delta f_{or} = Mv_0^2 \delta \varepsilon \int_0^{2\pi} d\alpha \cos \alpha g(r \sin \alpha) \cdot \exp \left\{ - \int_{\sqrt{r^2 - \gamma^2}}^{r \cos \alpha} \varepsilon_0(r(\gamma')) d\gamma' \right\} = - \frac{4Mv_0^2}{r} \delta \varepsilon \int_0^r d\gamma g(\gamma) \cdot \operatorname{sh} \left[\int_0^{\sqrt{r^2 - \gamma^2}} \varepsilon_0(\sqrt{\gamma^2 + \gamma'^2}) d\gamma' \right] \cdot \exp \left[- \int_0^{\sqrt{\gamma^2 + \gamma'^2}} \varepsilon_0(\sqrt{\gamma^2 + \gamma'^2}) d\gamma' \right].$$

Что касается силы $\delta f_{o\varphi}$, то в нее, как видно из (23), первое слагаемое из (29) вклада не вносит (исчезает при интегрировании по $d\alpha$), и поэтому $\delta f_{o\varphi} \ll \delta f_{or}$.

Строго говоря, некоторая отличная от нуля (хотя и малая) нескомпенсированная сила будет присутствовать и вне области действия локализованного возмущения — этот эффект связан с наличием отброшенного второго слагаемого в выражении (29). Соответственно, некоторое малое смещение $\xi(r, \varphi)$ будет возникать во всем сечении плазмы, т.е. возмущение не может быть "строго" локализованным. Но, как уже отмечалось, эта нелокализованная часть возмущения мала и в первом приближении по параметру $\Delta l/a$ не влияет на решение^{*}.

Уравнение (12) для локализованных возмущений (с зависимостью $e^{-i\omega t}$ от времени) дает:

$$\omega^2 \operatorname{div}_r \nabla \psi = - \frac{\mathcal{P}(r)}{r^2} \frac{d\varepsilon_0}{dr} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \quad (30)$$

где

$$\mathcal{P}(r) = \frac{4Mv_0^2}{r} \int_0^r d\gamma g(\gamma) \operatorname{sh} \left[\int_0^{\sqrt{r^2 - \gamma^2}} \varepsilon_0(\sqrt{\gamma^2 + \gamma'^2}) d\gamma' \right] e^{-\int_0^{\sqrt{\gamma^2 + \gamma'^2}} \varepsilon_0(\sqrt{\gamma^2 + \gamma'^2}) d\gamma'} \quad (31)$$

^{*} Используя соотношение (22), можно показать, что при $\varepsilon_0 \sim a^{-1}$ вне области локализации возмущения смещение в $(a/\Delta l)^3$ раз меньше, чем в области локализации.

Умножая (30) на ψ^* и интегрируя по сечению плазмы (с учетом того, что ψ отлично от нуля в малой области, в пределах которой ρ , \mathcal{P} и $d\varepsilon_0/dr$ можно считать постоянными), находим:

$$\omega^2 = - \frac{d\varepsilon_0}{dr} \frac{\mathcal{P}}{\rho} \frac{\int |\frac{\partial \psi}{\partial \varphi}|^2 dS}{r^2 \int \left[|\frac{\partial \psi}{\partial r}|^2 + \frac{1}{r^2} |\frac{\partial \psi}{\partial \varphi}|^2 \right] dS}.$$

Функции \mathcal{P} , ρ и $d\varepsilon_0/dr$ здесь следует брать в точке локализации возмущения.

Видно, что устойчивость локализованных желобковых возмущений определяется только знаком производной $d\varepsilon_0/dr$: при $d\varepsilon_0/dr < 0$ система устойчива, при $d\varepsilon_0/dr > 0$ — неустойчива. В "естественных" условиях плотность плазмы убывает по радиусу. Обычно это приводит к тому, что ε_0 также убывает по радиусу. Таким образом, в "естественных" условиях (при $d\rho/dr < 0$) инжекция нейтралов обычно приводит к стабилизации локализованных желобковых возмущений. Слово "обычно" здесь учитывает то обстоятельство, что при наличии резких радиальных градиентов температуры знак $d\varepsilon_0/dr$ может стать положительным даже при $d\rho/dr < 0$. Однако столь крутые градиенты редко встречаются в эксперименте.

Наибольший инкремент (частоту) имеют возмущения, протяженность которых в азимутальном направлении много меньше, чем в радиальном, т.е. возмущения с $|\partial \psi / \partial \varphi| \gg r |\partial \psi / \partial r|$. Для них

$$\omega^2 = - \frac{d\varepsilon_0}{dr} \frac{\mathcal{P}}{\rho} \quad (31)$$

Можно показать, что в рассматриваемой модели ловушки (длинный соленоид с относительно короткими — но параксиальными — пробками) для таких возмущений эффекты кривизны силовых линий, приводящие к желобковой неустойчивости, могут быть учтены путем добавления в (31) квадрата инкремента обычной желобковой неустойчивости:

$$\omega^2 = -\frac{d\kappa_0}{dr} \frac{P}{\rho} - \Gamma_0^2,$$

где выражение для Γ_0 в нужном приближении можно найти, например, в работе [5].

6. Устойчивость моды $m = 1$

6.1. Устойчивость однородной плазмы с резкой границей.

Рассмотрим модель плазмы, в которой плотность ρ и коэффициент поглощения κ_0 однородны при $r < a$ и скачком убывают до нуля в точке $r = a$. Сформулируем сначала граничное условие, которому должно удовлетворять решение уравнения (28) в точке $r = a$. Для этого предположим сначала, что граница имеет малую (но конечную) ширину и совершим предельный переход к нулевой ширине границы. При выполнении этой операции следует помнить, что потенциал ψ в переходном слое будет оставаться конечным и мало меняющимся на ширине слоя (если бы это было не так, первое слагаемое в левой части уравнения (28) было бы в слое много больше остальных членов уравнения, и уравнение не могло бы удовлетворяться). Иными словами, при стремлении толщины слоя к нулю можно считать ψ внутри слоя не зависящим от координат и равным некоторому постоянному значению, которое мы будем обозначать через $\psi(a)$. Интегрируя теперь уравнение по промежутку $[a-\varepsilon, a+\varepsilon]$, учитывая, что на верхнем пределе $\rho = 0$, и устремляя ε к нулю, находим искомое граничное условие:

$$-\omega^2 \rho \frac{d\psi}{dr} \Big|_{r=a} = \frac{M v_0^2 \kappa_0}{a^2} \psi(a) \int_0^{2\pi} d\alpha \cos\alpha g(r \sin\alpha) \cdot \exp \left\{ - \int_{-\infty}^{r \cos\alpha} \kappa_0 [r(\gamma')] d\gamma' \right\} + \frac{M v_0^2 \kappa_0^2}{a} \psi(a) \cdot \int_0^{2\pi} d\alpha \sin\alpha g(r \sin\alpha) \cdot \left\{ \int_{-\infty}^{r \cos\alpha} \delta [r(\gamma') - a] \sin \Delta\varphi(\gamma') d\gamma' \right\}.$$

$$\cdot \exp \left\{ - \int_{-\infty}^{r \cos\alpha} \kappa_0 [r(\gamma')] d\gamma' \right\} \quad (32)$$

(здесь под ρ понимается значение плотности во внутренней области, которое мы для краткости не помечаем дополнительным индексом).

Внутри плазмы из (28) получаем:

$$\omega^2 \rho \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\psi}{dr} - \frac{\psi}{r^2} \right) = - \frac{M v_0^2 \kappa_0^2}{a} \psi(a) \cdot \int_0^{2\pi} d\alpha \exp \left\{ - \int_{-\infty}^{r \cos\alpha} \kappa_0 [r(\gamma')] d\gamma' \right\} \cdot \left\{ \frac{\sin\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r g(r \sin\alpha) \int_{-\infty}^{r \cos\alpha} \delta [r(\gamma') - a] \sin \Delta\varphi(\gamma') d\gamma' \right] + \frac{\cos\alpha}{r} g(r \sin\alpha) \int_{-\infty}^{r \cos\alpha} \delta [r(\gamma') - a] \cos \Delta\varphi(\gamma') d\gamma' \right\}. \quad (33)$$

Воспользуемся соотношением

$$\delta [r(\gamma') - a] = \delta [\gamma' - \gamma'(a)] \left| \frac{dr(\gamma')}{d\gamma'} \right|^{-1} = \frac{\delta [\gamma' - \gamma'(a)]}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2} \sin^2 \alpha}}$$

где под $\gamma'(a)$ понимается значение γ' в точке вхождения пучка атомов в плазму (именно там обращается в нуль аргумент дельта-функции). Заметим также, что в этой точке

$$\sin \Delta \varphi(\eta') = -\sin \alpha \cdot \left(\frac{r}{a} \cos \alpha + \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2} \sin^2 \alpha} \right),$$

$$\cos \Delta \varphi(\eta') = \frac{r}{a} \sin^2 \alpha - \cos \alpha \cdot \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2} \sin^2 \alpha}.$$

Кроме того, учтем, что для плазмы с резкой границей

$$\int_{-\infty}^{r \cos \alpha} \varkappa d\eta' = (\sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \alpha} + r \cos \alpha) \varkappa.$$

Подставляя все эти формулы в правую часть (33) и принимая во внимание свойства четности и периодичности тригонометрических функций, из (33) получаем:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\psi}{dr} \right) - \frac{\psi}{r^2} = \frac{4Mv_0^2 \varkappa_0^2}{\rho a \omega^2} \psi(a) \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\alpha.$$

$$\left\{ \frac{\sin^2 \alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r g(r \sin \alpha) e^{-\varkappa_0 \sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \alpha}} \right. \right.$$

$$\left. \left. \left(\operatorname{ch}(\varkappa_0 r \cos \alpha) - \frac{r}{a} \frac{\cos \alpha \operatorname{sh}(\varkappa_0 r \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2} \sin^2 \alpha}} \right) \right] - \right.$$

$$\left. - \frac{\cos \alpha}{r} g(r \sin \alpha) e^{-\varkappa_0 \sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \alpha}} \right\}$$

$$\left. \left(\cos \alpha \operatorname{ch}(\varkappa_0 r \cos \alpha) + \frac{r}{a} \frac{\sin^2 \alpha \operatorname{sh}(\varkappa_0 r \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2} \sin^2 \alpha}} \right) \right\} \quad (33')$$

С помощью тождеств

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(e^{-\varkappa_0 \sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \alpha}} \operatorname{sh}(\varkappa_0 r \cos \alpha) \right) =$$

$$= -\varkappa_0 r \sin \alpha \left[\operatorname{ch}(\varkappa_0 r \cos \alpha) - \frac{r}{a} \frac{\cos \alpha \operatorname{sh}(\varkappa_0 r \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2} \sin^2 \alpha}} \right] \times$$

$$\times e^{-\varkappa_0 \sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \alpha}};$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(e^{-\varkappa_0 \sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \alpha}} \operatorname{sh}(\varkappa_0 r \sin \alpha) \right) =$$

$$= \varkappa_0 \left[\cos \alpha \operatorname{ch}(\varkappa_0 r \cos \alpha) + \frac{r}{a} \frac{\sin^2 \alpha \operatorname{sh}(\varkappa_0 r \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2} \sin^2 \alpha}} \right] \cdot$$

$$e^{-\varkappa_0 \sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \alpha}};$$

$$\frac{\partial g}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial g}{\partial \alpha} \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha},$$

можно убедиться в том, что для подынтегральной функции в (33') справедливо следующее представление:

$$\left\{ \dots \dots \dots \right\} = \frac{1}{\varkappa_0 r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \cos \alpha e^{-\varkappa_0 \sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \alpha}} \operatorname{sh}(\varkappa_0 r \cos \alpha) \frac{\partial g(r \sin \alpha)}{\partial r} \right] -$$

$$- \frac{1}{\varkappa_0 r} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\sin \alpha \frac{\partial}{\partial r} \left(e^{-\varkappa_0 \sqrt{a^2 - r^2 \sin^2 \alpha}} \operatorname{sh}(\varkappa_0 r \cos \alpha) g(r \sin \alpha) \right) \right].$$

Последнее слагаемое выпадает при интегрировании по $d\alpha$.
В результате получаем:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\psi}{dr} \right) - \frac{\psi}{r^2} = a \psi(a) \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{1}{r^2} \frac{dh}{dr}. \quad (34)$$

Здесь введены обозначения

$$h(r) = \frac{1}{a n_0(a)} \int_0^r d\zeta \zeta \operatorname{sh}(\varkappa \sqrt{r^2 - \zeta^2}) e^{-\varkappa \sqrt{a^2 - \zeta^2}} \frac{dg}{d\zeta}; \quad (35)$$

$$\omega_0^2 = \frac{4Mv_0^2 n_0(a) \varkappa_0}{a \rho}$$

(в выражении $h(r)$ использована замена $\zeta = r \sin \alpha$) Величина $n_0(a)$ вычисляется по формуле (18) и имеет смысл плотности атомов на поверхности $r = a$ в отсутствие плазмы.

Аналогично тому, как это делалось при вычислении правой части уравнения (33), граничное условие (32) приводится к виду:

$$\left. \frac{d\psi}{dr} \right|_{r=a} = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{\psi(a)}{a} h(a). \quad (36)$$

Два линейно-независимых решения однородного уравнения, получаемого опусканием правой части в (34), суть $\psi = r$ и $\psi = 1/r$. Решение неоднородного уравнения, не имеющее особенности в нуле и принимающее на границе значение $\psi = \psi(a)$, легко находится по методу вариации постоянной и имеет вид:

$$\psi = \psi(a) \left\{ \frac{r}{a} - \frac{\omega_0^2 a}{2\omega^2} \left[r \int_r^a \frac{dr' dh}{r' dr'} + \frac{1}{r} \int_0^r \frac{dr' dh}{r' dr'} - \frac{r}{a^2} \int_0^a \frac{dr' dh}{r' dr'} \right] \right\}$$

Используя теперь граничное условие (35), получаем дисперсионное соотношение, имеющее неожиданно простой вид:

$$\omega^2 = -\omega_0^2 \int_0^a \frac{dr}{r^2} h \quad (37)$$

Из него, с учетом выражения (36) для h , следует, что при $dg/d\gamma < 0$ система устойчива, а при $dg/d\gamma > 0$ - неустойчива. Иными словами, устойчивость моды $m = 1$ обеспечивается достаточно хорошей фокусировкой пучков на ось (чему как раз и соответствует неравенство $dg/d\gamma < 0$). Для расфокусированных пучков (при так называемой "хордовой инъекции") воздействие пучков на плазму может приводить к неустойчивости.

6.2. Устойчивость моды $m = 1$ при "жестких" смещениях плазмы.

В этом разделе мы рассмотрим ситуацию, когда значительную роль играют эффекты конечного ларморовского радиуса (КЛР) ионов [7]. Подчеркнем, что здесь, в отличие от раздела 6.1, где рассматривался "ступенчатый" профиль функций $\rho(r)$ и $\alpha(r)$, мы не будем делать никаких специальных допущений о форме этих функций. В этом отношении результаты настоящего раздела имеют универсальный характер.

Роль эффектов КЛР можно учесть, вводя в правую часть уравнения (8) некоторую силу $\delta \vec{f}_{int}$, которая учитывает эффекты ионной гировязкости [8]. Сила $\delta \vec{f}_{int}$ является "внутренней" (что мы подчеркиваем при помощи индекса "int") и при интегрировании по сечению плазмы дает нуль:

$$\int \delta \vec{f}_{int} dS = 0 \quad (38)$$

Когда эффекты гировязкости очень велики, т.е. формально $\delta f_{int} \gg \delta f_0$, гировязкость "запрещает" все движения плазмы, за исключением ее смещения как твердого тела (т.е. без перемещений элементов плазмы друг относительно друга).

Умножая соотношение (9) (с добавленной в правую часть силой $\delta \vec{f}_{int}$) последовательно на x и y и проводя интегрирование по площади в плоскости (x, y) , легко убедиться в справедливости следующего соотношения:

$$\int dS \left(\rho \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} - \delta \vec{f}_0 \right) = \int dS \delta \vec{f}_{int},$$

откуда, в силу (37), имеем

$$\int dS \rho \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = \int dS \delta \vec{f}_0.$$

Сила $\delta \vec{f}_{int}$ в это соотношение не входит. Ее доминирующая роль проявляется косвенным образом - в том, что вектор смещения $\vec{\xi}$ однороден по всему сечению плазмы.

Итак, мы приходим к выводу, что для решения вопроса об устойчивости следует вычислить суммарную силу, действующую на единицу длины плазменного столба со стороны атомарных пучков.

Не нарушая общности, можно считать, что вектор (однородного) смещения направлен вдоль оси x , т.е. положить $\psi = \psi_0 r \cos \varphi$ (см. (II)). Подставляя это выражение в формулы (26) и (27), после несложных, но громоздких вычислений можно убедиться в том, что

$$\int dS \delta \vec{f}_0 = 0$$

т.е. что глобальная мода нейтрально устойчива независимо от конкретного радиального распределения параметров плазмы в невозмущенном состоянии.

Этот вывод можно сделать и без вычислений, на основе соображений симметрии. Рассмотрим жесткое смещение плазменного шнура относительно исходного положения равновесия (рис.4). Выделим произвольный плоско-параллельный поток атомов и назовем его индексом "1". Ввиду аксиальной симметрии задачи имеется диаметрально противоположный поток "2". Если в потоке "1" выделить частицы, движущиеся на некотором расстоянии b от несмещенной оси плазменного шнура, то, ввиду условия (16), в потоке "2" навстречу им будут двигаться частицы с той же плотностью (рис.4). А так как распределение параметров в плазменном шнуре при его жестком смещении остается осесимметричным относительно смещенной оси O' , то распределение всех плазменных характеристик на линии распространения пучков (пунктирная прямая) будет симметрично относительно точки K' (основания перпендикуляра, опущенного из O' на эту линию). Соответственно, силы, действующие на плазму со стороны двух выделенных пучков будут одинаковы по величине и противоположны по направлению.

Достоинство последнего доказательства состоит в том, что оно остается справедливым в случае произвольного (не малого) жесткого смещения плазмы.

Разумеется, когда мы говорим о нейтральной устойчивости, то имеем в виду устойчивость под действием пучков; если учесть эффекты неблагоприятной кривизны силовых линий, то система станет МГД неустойчивой.

7. Заключение

Сформулируем на качественном уровне основные результаты работы. Показано, что при спадающей наружу плотности атомарные пучки оказывают стабилизирующее влияние на мелкомасштабные желобковые возмущения. Для стабилизации моды $m = 1$ требуется, кроме того, достаточно хорошая фокусировка пучков на ось. При наличии сильных эффектов КЛР, когда разрешенными остаются только глобальные ("твердотельные") смещения плазмы, атомарные пучки не оказывают стабилизирующего влияния на эти смещения.

Для дальнейшего развития рассматриваемой модели желательно включить в рассмотрение эффекты нелокального захвата, упоминавшиеся в разделе 3.

ЛИТЕРАТУРА:

1. D.D.Ryutov. Proc. of the 1983 Varenna School on "Mirror Based and Field-Reversed Approaches to Fusion", v.1, p.173, Bruxelles, CEC, 1984.
2. В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Письма в ЖТФ, 5, 678 (1979).
3. В.В.Мирнов, В.П.Нагорный, Д.Д.Рютов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-40, Новосибирск (1984).
4. В.И.Давыденко и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-81, Новосибирск, (1986).
5. P.A.Bagryanskii et al. Proc. of the 11 Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vienna, IAEA, 1987.
6. В.В.Мирнов. Докторская диссертация, Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1986.
7. M.N.Rosenbluth, N.A.Krall, N.Rostiker. Nucl. Fusion, 1962, Supplement, Part 1, p.143.
8. Л.И.Рудаков. Nucl. Fusion, 3, 271 (1963).
9. А.Б.Михайловский. "Теория плазменных неустойчивостей", М., Атомиздат, 1971, т.2.

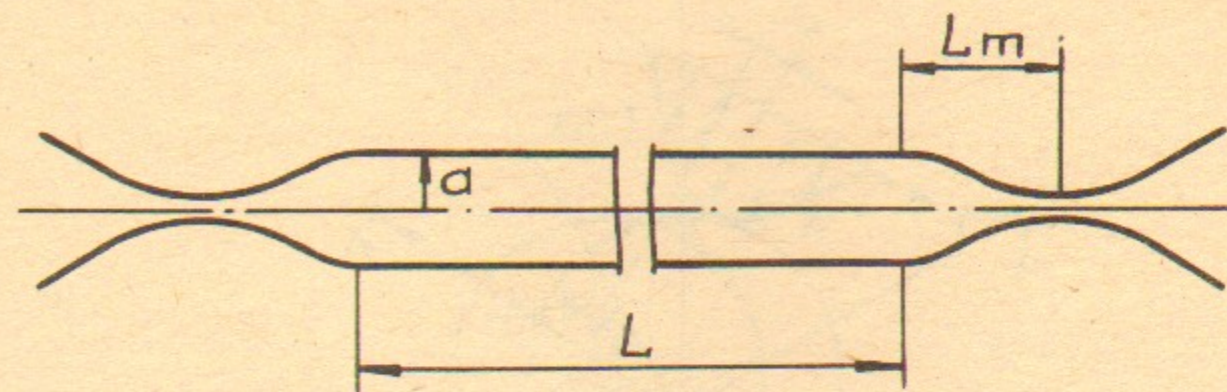


Рис.1. Используемая в работе модель пробкотрона.

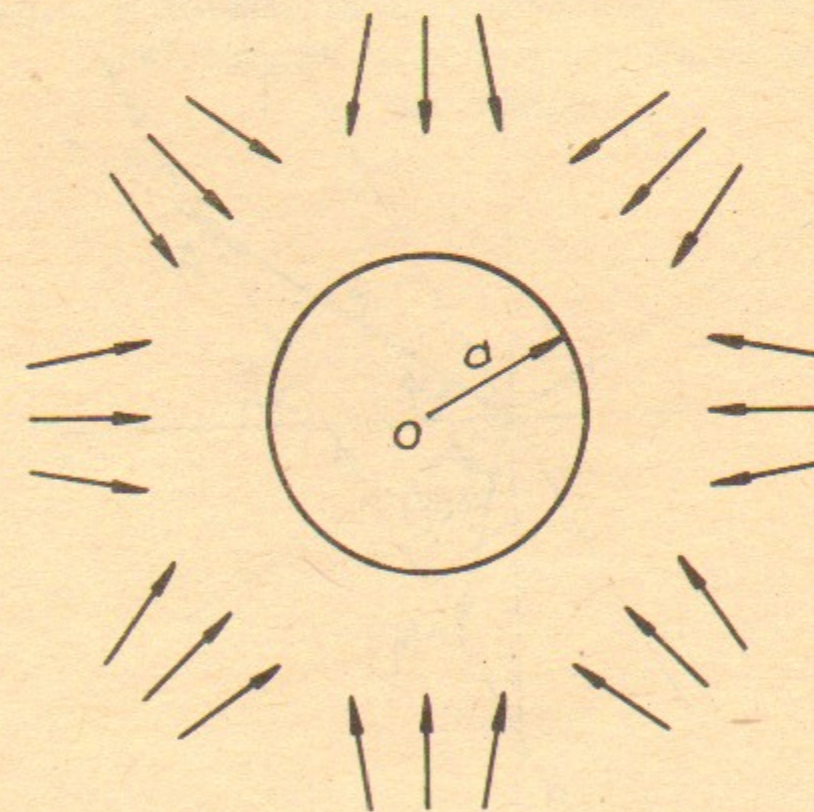


Рис.2. Инжекция атомарных пучков.

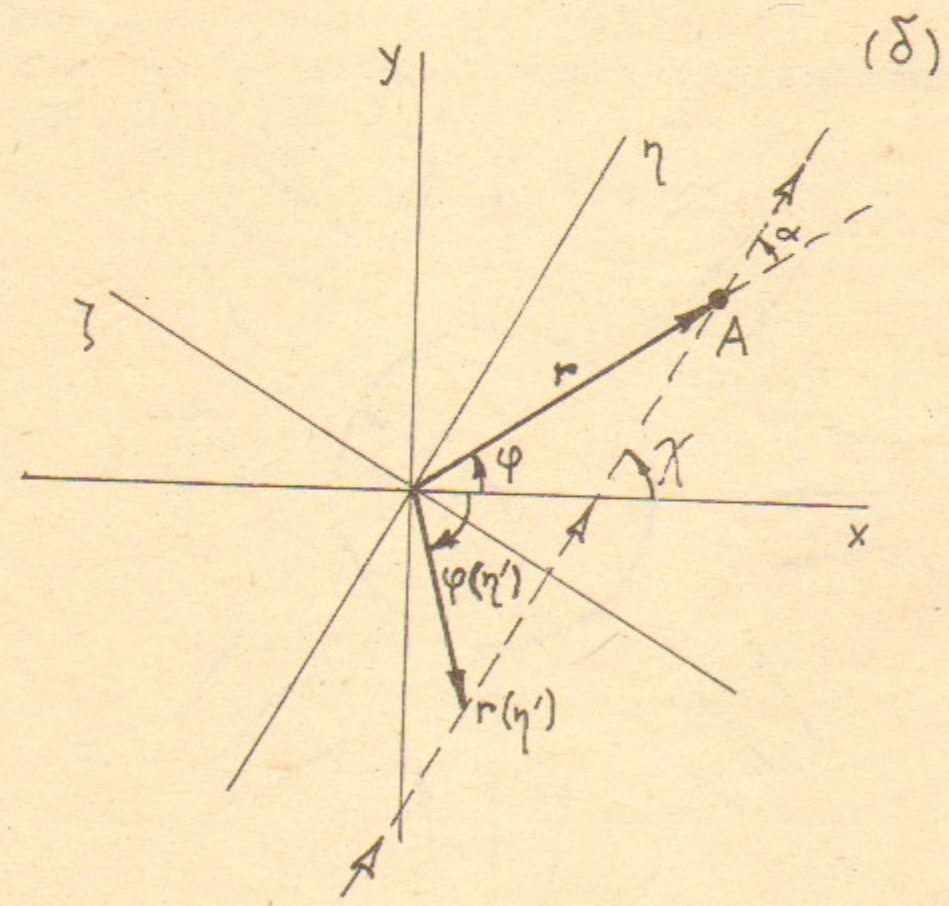
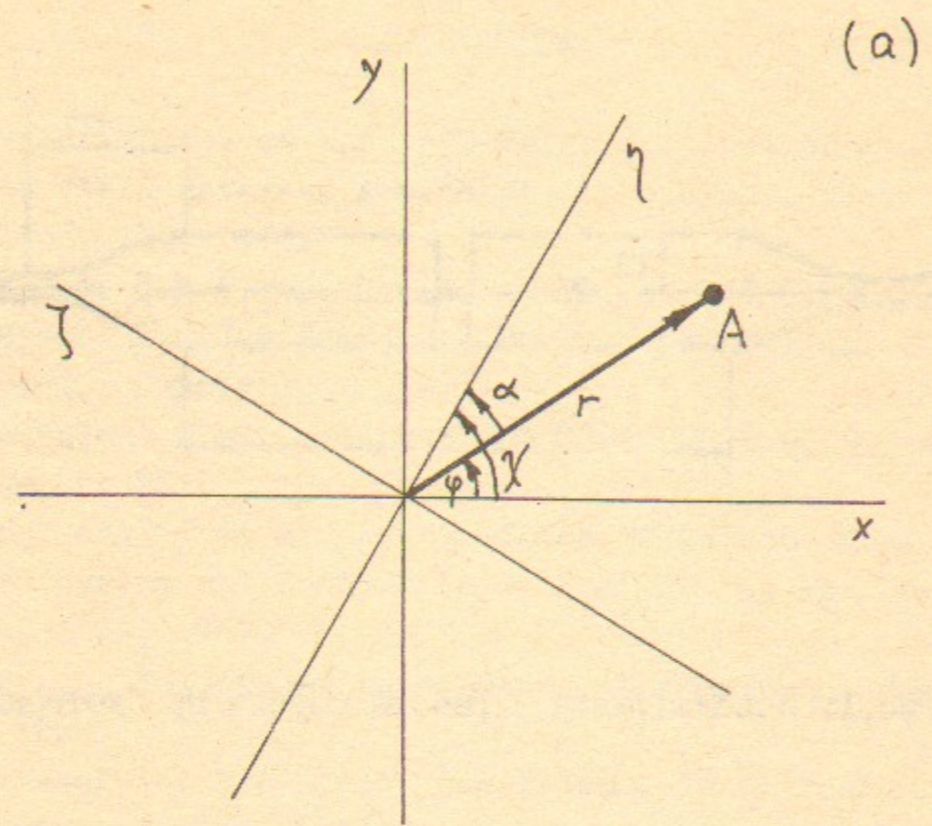


Рис.3. Системы координат в задаче о поглощении пучков;
 А - точка наблюдения.

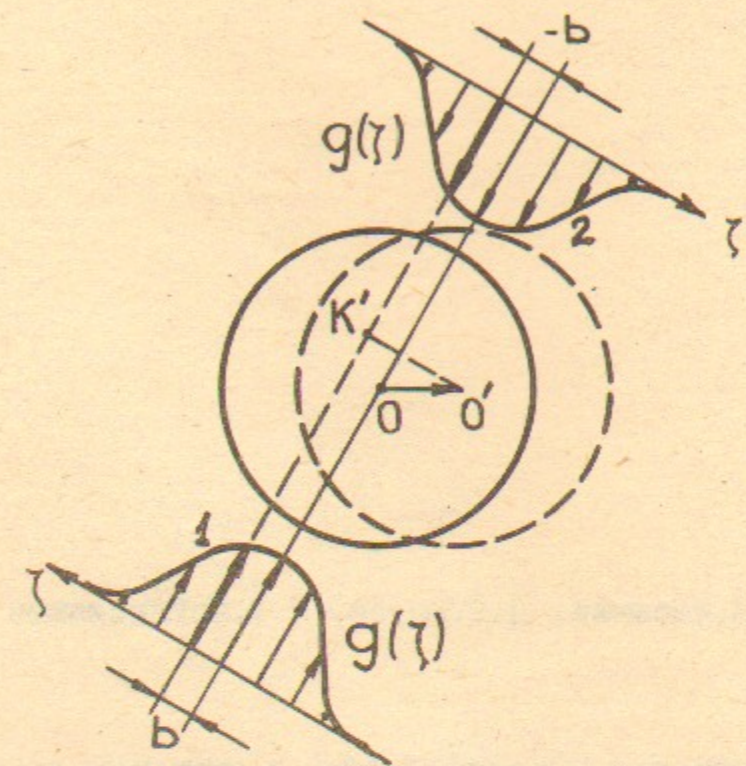


Рис.4. К доказательству отсутствия полной силы,
 действующей на плазму при смещении плазмы
 как целого.

И.Е.Маслиев, Д.Д.Рятов, И.Ф.Шайхисламов

ЖЕЛОБКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ОТКРЫТЫХ ЛОВУШКАХ
С ИНЖЕКЦИЕЙ ИНТЕНСИВНЫХ АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ

Препринт
№ 89-48

Работа поступила - 30.03.89г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 10.04.1989г. МН 10127
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.2,3 печ.л., 1,9 учетно-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 48.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90