

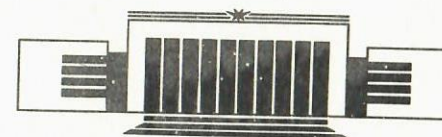


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

НИЗКОЧАСТОТНАЯ
ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ
ЖЕЛОБКОВОГО ТИПА

ПРЕПРИНТ 89-108



НОВОСИБИРСК

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

НИЗКОЧАСТОТНАЯ
ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ
ЖЕЛОБКОВОГО ТИПА

ПРЕПРИНТ 89-108

НОВОСИБИРСК
1989

Низкочастотная дрейфовая неустойчивость плазменной струи желобкового типа

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе приводятся результаты подробных исследований низкочастотной ($f \sim 30$ кГц) дрейфовой неустойчивости плазменной струи желобкового типа с азимутальным волновым числом $m=1$, приводящей к интенсивному переносу плазмы поперек магнитного поля с коэффициентом диффузии порядка боровского. Анализ полученных экспериментальных данных и теоретических предсказаний позволяет определить наблюдаемую неустойчивость как неустойчивость Кельвина—Гельмгольца, обусловленную сильной радиальной неоднородностью профиля угловой скорости электрического дрейфа плазмы в скрещенных полях. Обсуждаются причины доминирующего положения «глобальной» моды $m=1$, противоречащего предсказаниям линейной теории неустойчивости Кельвина—Гельмгольца.

1. ВВЕДЕНИЕ

В предшествующих наших работах [1—4] были приведены экспериментальные результаты исследований неустойчивостей полой цилиндрической плазменной струи в неоднородных аксиально-симметричных магнитных полях. Было показано, что, несмотря на отсутствие в транспортирующей системе магнитной потенциальной ямы (среднего минимума B), плазменная струя устойчива относительно магнитогидродинамических желобковых мод, что объясняется стабилизирующим влиянием катода кольцевого газоразрядного источника плазмы [5]. Также было показано, что в геометрии удерживающего магнитного поля, характеризующейся наличием областей с критическим относительно развития баллонных возмущений параметром β_{cr} , меньшим β плазменной струи, плазменная струя неустойчива по баллонным модам в соответствующих областях. Был предложен и экспериментально опробован эффективный метод подавления баллонных возмущений, основанный на использовании собственных токов плазменной струи [3, 6].

В настоящей работе приводятся результаты подробных исследований низкочастотной ($f \approx 30$ кГц) дрейфовой неустойчивости желобкового типа с азимутальным волновым числом $m=1$, наблюдаемой в плазменной струе как в геометрии транспортирующего поля без условий для развития баллонных мод, так и в случае развития дополнительной неустойчивости по баллонным модам.

Теоретически в нашем случае возможны три относительно независимых типа низкочастотных дрейфовых желобковых неус-

тойчивостей с близкими частотами собственных колебаний плазмы. Во-первых, это дрейфово-диссипативная неустойчивость, причиной которой является наличие градиента плотности плазмы поперек магнитного поля. Во-вторых, это низкочастотная центробежная неустойчивость в радиальном электрическом поле, причиной которой является центробежный эффект — различие азимутальных скоростей дрейфа ионов и электронов из-за центробежной силы, действующей на ионы. И в-третьих, это низкочастотная неустойчивость Кельвина — Гельмгольца [7, 8], причиной которой является радиальная неоднородность профиля угловой скорости электрического дрейфа плазмы ($d\omega_E/dr \neq 0$) в скрещенных полях. Результаты наших исследований, анализ полученных экспериментальных данных и теоретических предсказаний позволяют сделать однозначный вывод, что наблюдаемая нами неустойчивость имеет характер неустойчивости Кельвина — Гельмгольца.

Изложение материала дается в следующей последовательности: раздел 2 содержит краткое описание экспериментальной установки и использованной в данных экспериментах диагностической аппаратуры; в разделе 3 представлены наши экспериментальные результаты по низкочастотной неустойчивости желобкового типа; в разделе 4 дается сравнение полученных экспериментальных данных с построенной теоретической моделью; раздел 5 посвящен обсуждению результатов наших исследований.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Общая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Подробное описание использованного нами источника плазмы и характеристики генерируемой им плазменной струи даны в [5, 9]. Плазменная струя в начальном сечении, определяемом формой разрядного канала источника, имела вид кольца с внутренним диаметром 11 см и шириной 1 см. В этом сечении плотность плазмы $n_0 \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, средняя энергия ионов $\sim 45 \text{ эВ}$, средняя энергия электронов $\sim 15 \text{ эВ}$. Длительность разряда 1,5 мс. Струя плазмы через протяженный участок относительно слабого гофрированного магнитного поля BE поступала в аксиально-симметричный пробкотрон с пробочным отношением 2 и полем в центре до 0,56 Т. Конструкция установки позволяла существенно изменять распределение магнитного поля в области между источ-

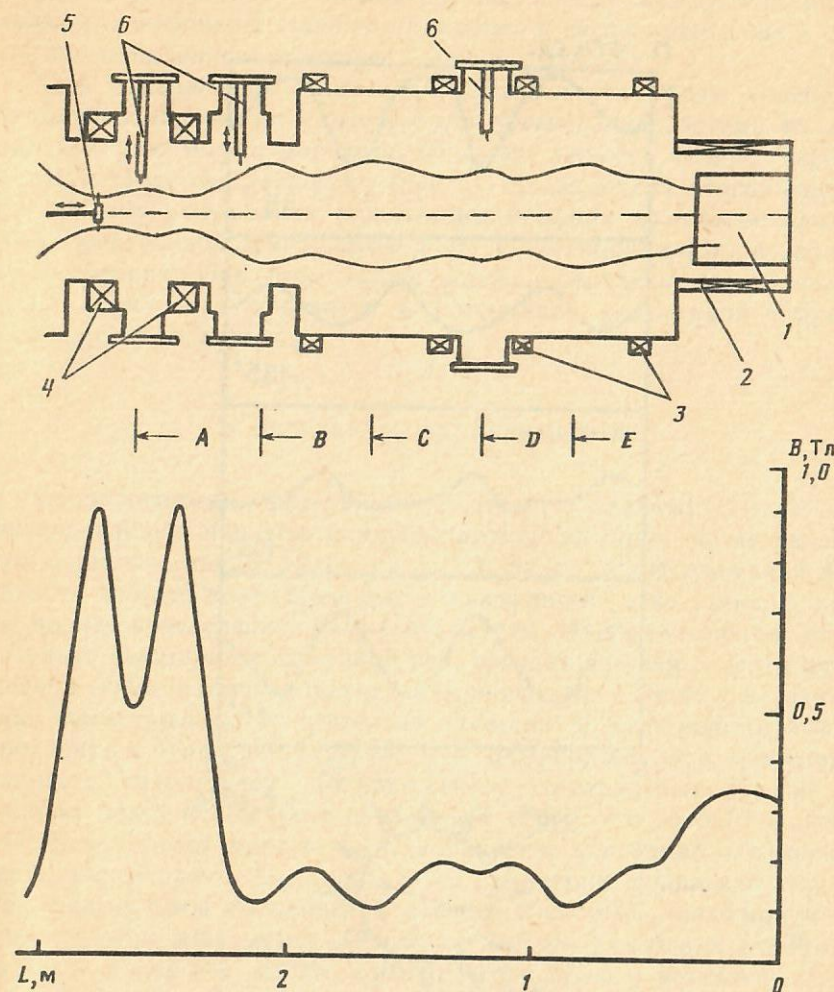


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и профиль магнитного поля:
1 — плазменная пушка; 2 — соленоид плазменной пушки; 3 — катушки транспортирующего поля;
4 — катушки пробкотрона; 5 — азимутальные зонды; 6 — подвижные лентмюровские зонды.

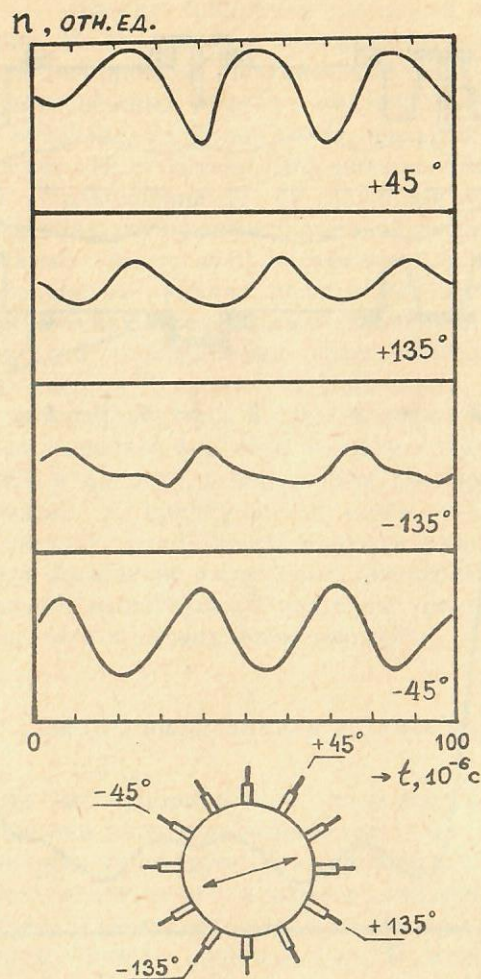


Рис. 2. Флуктуации плотности плазмы, измеряемые азимутальными зондами (азимуты $\pm 45^\circ$ и $\pm 135^\circ$). Стрелкой показано выделяемое направление колебаний плазменной струи.

ником и пробкотроном. Это достигалось отсоединением вакуумного объема с катушками транспортирующего поля между источником плазмы и ловушкой. Начальный вакуум в экспериментальном объеме поддерживался на уровне $1 \div 2 \cdot 10^{-3}$ Па.

Для определения азимутальной зависимости фазы колебаний параметров плазменной струи была установлена система из двенадцати равномерно распределенных по азимуту зондов, перемещаемая вдоль оси установки (рис. 2). Подвижными ленгмювскими зондами измерялись радиальные профили плотности плазмы $n(r)$, электронной температуры $T_e(r)$ и потенциала $\phi(r)$ в различных сечениях. При этом также контролировались относительные фазы флуктуаций плотности и потенциала плазменной струи в зависимости от радиуса.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Осциллограммы флуктуаций плотности плазмы, снятые при фиксированном значении радиуса плазменной струи, но на различных азимутах, представлены на рис. 2. Видно, что флуктуации достаточно хорошо коррелированы в пространстве и во времени, имеют вполне определенное значение частоты. На симметричных относительно некоторой выделенной оси, проходящей через центр плазменной струи, азимутах флуктуации плотности в фазе, а на азимутах, симметричных относительно нормали к этой оси (и также проходящей через центр струи), — в противофазе. Эта коррелированность сохраняется при движении азимутальных зондов по радиусу через все сечение плазменной струи, что говорит о жесткой азимутальной моде $m=1$. Направление колебаний плазменной струи, определяемое указанной осью симметрии, привязано к некоторой аксиальной несимметрии магнитной системы, вносимой токоподводящими элементами. Основная частота колебаний $f \approx 30$ кГц (здесь и далее все данные соответствуют полю в источнике плазмы $B \approx 0,3$ Т). Вклад высших гармоник, как показывает спектральный анализ, незначителен.

Измерения ленгмювскими зондами, один из которых находится на некотором фиксированном (например, внешнем) радиусе плазменной струи, а другой перемещается вдоль этого радиуса (соответственно, к центру струи), показывают отсутствие какого-либо фазового сдвига в флуктуациях плотности плазмы до

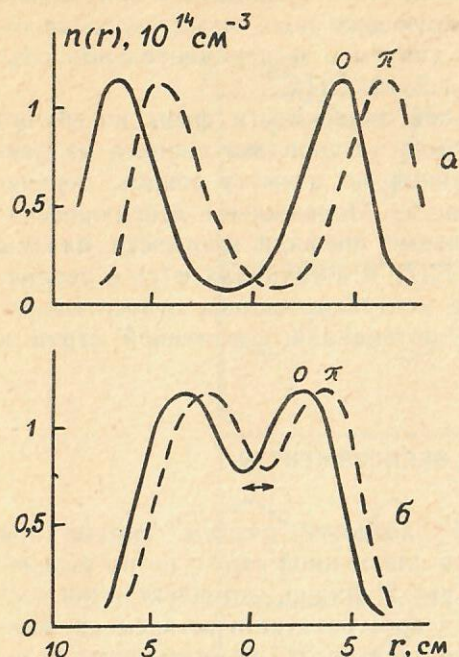


Рис. 3. Радиальные профили плотности плазмы $n(r)$ в фазах колебаний 0 и π : а—в сечении D; б—в сечении A.

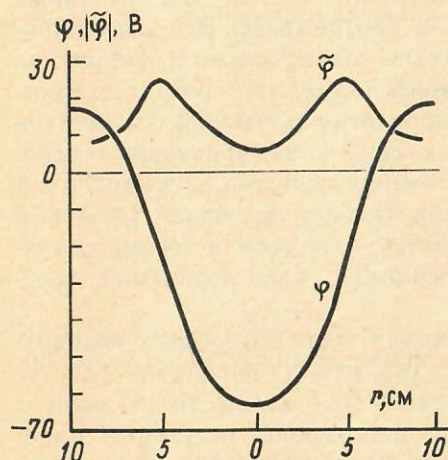


Рис. 4. Радиальные профили потенциала плазмы $\varphi(r)$ и амплитуды его возмущения $\tilde{\varphi}(r)$ в центральном сечении пробкотрона (рис. 1, сечение A).

радиусов, соответствующих максимуму плотности, и дают фазовый сдвиг равный π для внутренних радиусов (вследствие изменения знака dn/dr). Такое же скачкообразное изменение фазового сдвига на π наблюдается и при прохождении зонда через центр плазменной струи. Все это подтверждает сделанный выше вывод о наблюдении жесткой азимутальной моды $m=1$. На рис. 3 представлены радиальные профили плотности плазмы в сечениях A и D, снятые в противоположных фазах колебаний плазменной струи.

При расположении азимутальных зондов на радиусах, соответствующих максимуму в распределении плотности плазмы $n(r)$, плотность плазмы колеблется с частотой $2f$. Диапазон радиусов, на которых наблюдается двойная частота, позволяет определить размах колебаний плазменной струи, который составляет примерно $\frac{1}{6}D$, где D —диаметр (по максимуму плотности) плазменной струи в соответствующем сечении. Последнее обстоятельство говорит о существенно нелинейной стадии развития неустойчивости.

Измерения зондами, расположенными (грубо) на одной силовой линии и перемещаемыми друг относительно друга вдоль плазменной струи, показывают отсутствие какого-либо фазового сдвига в флуктуациях соответствующего параметра по всей длине установки, что совместно с сохранением величины размаха колебаний струи в потоковых координатах говорит о желобковом характере наблюдаемой неустойчивости, т. е. $k_{\parallel} \ll \pi/L \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, где L —длина установки.

На рис. 4 представлены распределения потенциала плазмы $\varphi(r)$ и амплитуды его возмущения $\tilde{\varphi}(r)$. Необходимо отметить, что глубина образующейся потенциальной ямы $V = \varphi_{\text{max}} - \varphi_{\text{min}}$ определяется напряжением на разряде в источнике плазмы, так как плавающий потенциал на внешней границе плазменной струи задается потенциалом анода, а на внутренней—потенциалом катода плазменной пушки. Фазовый сдвиг между флуктуациями потенциала и плотности плазмы составляет около 180° (рис. 5) с незначительными вариациями в зависимости от радиуса, на котором проводятся измерения.

Основная частота наблюдаемых колебаний плазменной струи не зависит от таких параметров, как величина магнитного поля на различных участках установки, плотность плазмы, температура электронов и ионов и т. п. Более того, основная частота колебаний плазменной струи практически сохраняется даже при выключении магнитного поля в пробкотроне или в случае транспортировки

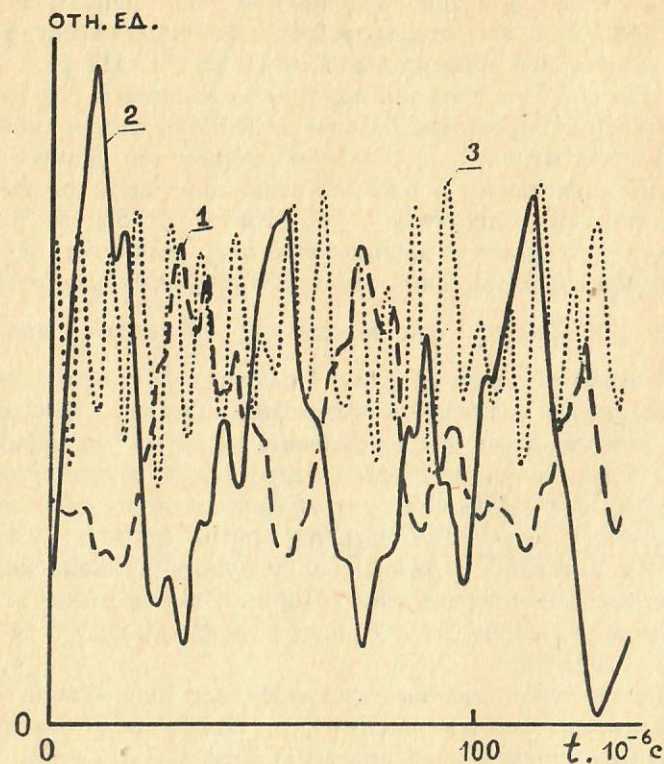


Рис. 5. Осциллограммы флуктуаций плотности и потенциала плазмы в «короткой» геометрии установки:
1 — плотность, 2 — потенциал, 3 — плотность, $m=3$.

плазменной струи в «короткой» геометрии установки, т. е. без длинного участка слабого поля (рис. 1). Единственным определяющим параметром оказалась величина магнитного поля B в источнике плазмы, а именно, $f = \text{const}/B$. Доступный диапазон изменения величины B в источнике 0,1–0,5 Т, при меньших полях изменяется режим работы источника плазмы, а при больших затрудняется поджиг основного разряда.

В заключение этого раздела подчеркнем следующие особенности наблюдаемой неустойчивости:

1. Наблюдаемые колебания плазменной струи остаются скоррелированными, несмотря на значительную амплитуду возмущений плотности и потенциала, ограниченную процессами нелинейного насыщения неустойчивости. При этом преимущественно наблюдается одномодовый режим $m=1$.

2. Колебания плазменной струи не наблюдаются только в случае отсутствия магнитных полей в пробкотроне и транспортирующей области, т. е. когда плазменная струя замыкается на стенку вакуумной камеры непосредственно вблизи выхода из источника.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КЕЛЬВИНА—ГЕЛЬМГОЛЬЦА

Итак, мы наблюдаем неустойчивость желобкового типа с азимутальным волновым числом $m=1$ и частотой $\omega_0 \ll \nu_i, \omega_i$ (где ν_i — частота ионных соударений, ω_i — ионная циклотронная частота). Обнаруженная обратная зависимость собственной частоты колебаний от величины магнитного поля в источнике сразу выделяет три типа возможных неустойчивостей. Это, как было отмечено в разделе 1, низкочастотные неустойчивости: центробежная и Кельвина—Гельмгольца и дрейфово—диссипативная неустойчивость. Собственные частоты первых двух определяются через угловую скорость азимутального дрейфа в скрещенных полях

$$\omega_E = -\frac{E(r)}{rB} = \frac{1}{rB} \frac{d\varphi(r)}{dr},$$

а собственная частота последней через комбинацию (из-за эффекта Доплера) частоты ω_E и дрейфовой частоты

$$\omega_D = -\frac{T_e}{enrB} \frac{dn}{dr}.$$

В случае полой цилиндрической плазменной струи радиуса R и толщины ΔR ($\Delta R/R \ll 1$) имеем $\frac{d\phi}{dr} \sim \frac{U}{\Delta R}$ (U — напряжение на разряде) и $dn/dr \sim 2n_0/\Delta R$. В результате получаем

$$\omega_E \sim \frac{U}{BR\Delta R} \quad \text{и} \quad \omega_D \sim \frac{2T_e}{eBR\Delta R} \quad (\omega_D \ll \omega_E \quad \text{при} \quad eU \gg T_e).$$

Комбинация параметров $(2\pi)BR\Delta R$ — это сохраняющаяся при течении плазменной струи величина магнитного потока, проходящего через разрядный канал источника плазмы, что объясняет наблюдаемую независимость собственной частоты колебаний плазменной струи от величины магнитного поля в пробкотроне или транспортирующей области.

Все три вышеназванных типа неустойчивостей в свое время интенсивно исследовались в связи с изучением природы неустойчивостей, развивающихся в плазме Q-машин. В работе [8] дается сводка критических параметров и их величин, характеризующих эти неустойчивости. Критерием при экспериментальной идентификации служат такие характеристики, как относительные величины ω_E и ω_D (т. е. градиенты потенциала и плотности плазмы), $k_{||}$, локализация и номер мод, собственная частота, распределения, амплитуды и относительный фазовый сдвиг возмущений потенциала и плотности плазмы. В таблице дается сравнение наших экспериментальных результатов с этими общими характеристиками. В правой колонке под каждым типом неустойчивости указано, есть (да) или нет согласия между соответствующей характеристикой и экспериментом. Знак вопроса говорит о том, что четкое утверждение не может быть сделано. Наличие отрицательного утверждения по любой характеристике какого-либо типа неустойчивости исключает эту неустойчивость из рассмотрения. Видно, что имеется хорошее соответствие экспериментальных данных предсказаниям для неустойчивости Кельвина—Гельмгольца и расхождение их с предсказаниями для неустойчивостей других типов.

Поскольку такое первое обобщенное сравнение между экспериментом и предсказаниями теории для низкочастотной неустойчивости Кельвина—Гельмгольца выглядит многообещающим, то перейдем к ее более подробному рассмотрению, в котором будем следовать работам [7, 8].

Цилиндрическая плазменная струя в неоднородном аксиально-симметричном поле B и радиальном электрическом поле $E(r)$

Таблица

Сравнение экспериментальных данных с общими предсказаниями теории. Здесь a — характерный размер области с $d\omega_E/dr \neq 0$, $\omega_{EM} = \max[\omega_E(r)]$, $\tilde{n}$, $\tilde{\phi}$ — амплитуды возмущений плотности и потенциала плазмы

	Эксперимент	Кельвина—Гельмгольца		Центробежная		Дрейфово—диссипативная	
$k_{ }$	$< 10^{-2} \text{ см}^{-1}$	0	да	0	да	π/L	?
Номер моды	1	$m < \frac{2\pi R}{a}$	да	1 или 2	да	неограничен	да
ω_0	$0,5 \omega_{EM}$	$(0,2 \div 0,6) \omega_{EM}$	да	ω_E , если $\omega_E = \text{const}$	?	$\omega_E \pm \omega_D$	?
Фазовый сдвиг	$\sim 180^\circ$	$90^\circ - 180^\circ$	да	$45^\circ - 90^\circ$	нет	$< 45^\circ$	нет
$\left \frac{e\tilde{\phi}/T_e}{\tilde{n}/n} \right $	≥ 3	$\gg 1$	да	≥ 1	да	≤ 1	нет
$\max \left \frac{e\tilde{\phi}}{T_e} \right $	≥ 3	$\gg 1$ ($E_{\max} a \gg T_e/e$)	да	1	нет	1	нет

вращается в азимутальном направлении с локальной частотой $\omega_E(r) = -E/rB$. Если электрическое поле имеет нелинейную зависимость от радиуса (т. е. непараболическую зависимость потенциала), то вращение плазмы происходит неоднородно, что может служить причиной развития неустойчивости Кельвина—Гельмгольца. Источником энергии для развития этой неустойчивости является кинетическая энергия вращения плазменного столба, которая стремится минимизироваться путем перемешивания «смежных» вращающихся слоев, а физическим механизмом ее реализации служит различие скоростей $\vec{E} \times \vec{B}$ -дрейфа ионов и электронов вследствие эффекта конечности ионного ларморовского радиуса.

Газоразрядный источник плазмы с кольцевой геометрией разрядного канала создает плазменную струю с сильно неоднородным профилем $\omega_E(r)$, поскольку на выходе из источника вся величина напряжения на разряде сосредоточена в узком кольцевом зазоре. На рис. 6 представлено распределение $\omega_E(r)$, восстановленное по

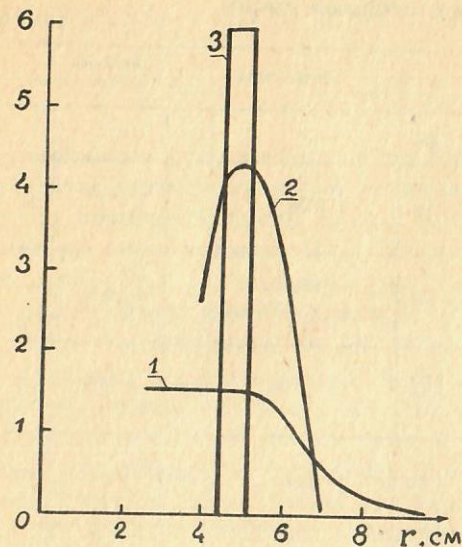
$\omega_E, 10^5 \text{ c}^{-1}$


Рис. 6. Профили угловой скорости азимутального дрейфа в скрещенных полях:

1 — восстановленный по распределению потенциала, представленному на рис. 4; 2 — восстановленный по распределению потенциала, полученному при работе с сеточным стабилизатором; 3 — соответствующий гипотетическому распределению угловой скорости на выходе из плазменного источника. Приведенные профили относятся к центральному сечению пробиротрона.

измеренному распределению потенциала плазмы (рис. 4), соответствующему нелинейной стадии развития (насыщения) неустойчивости. Видно, что область $\max(|d\omega_E/dr|)$ сосредоточена в узкой ($a \ll R$) приграничной зоне плазменной струи, совпадающей с областью $\max(\tilde{n}/n)$. На этом же рисунке представлены гипотетическое распределение угловой скорости на выходе из источника плазмы, построенное в пренебрежении деталями распределения потенциала в узком кольцевом зазоре, и распределение угловой скорости, построенное по измеренному распределению потенциала в плазменной струе при стабилизации ее баллонных возмущений системой радиальных токов [3, 6], также уменьшающих неблагоприятный вклад кривизны магнитных силовых линий и в развитие низкочастотной дрейфовой желобковой неустойчивости. Сравнение этих трех распределений $\omega_E(r)$ показывает, что развитие неустойчивости приводит к сглаживанию профиля $\omega_E(r)$, уменьшая тем самым собственный инкремент, что и приводит в итоге к насыщению неустойчивости.

В работе [7] в рамках модели двухжидкостной гидродинамики, в пренебрежении движением ионов вдоль силовых линий магнитно-

го поля, диффузией поперек поля на электрон-ионных столкновениях, и инерцией электронов выписано волновое уравнение на собственную функцию

$$\psi = \psi(r) \exp(im\theta + ik_{\parallel}z - i\omega t)$$

и собственную частоту ω колебаний плазменного столба. Аппроксимируя реальное распределение плотности плазмы в струе функцией

$$n(r) = n_0 \exp\{-(r-R)^2/\delta R^2\},$$

после несложных преобразований получим:

$$\psi'' + \left[\frac{3}{r} - \frac{2(r-R)}{\delta R^2} - \frac{2\omega'_E(\omega_1 + 0.5\omega_D) - \omega'_D\omega_1}{\omega_1\omega_2} \right] \psi' - \left[\frac{m^2 - 1}{r^2} + \frac{2(r-R)}{r\delta R^2\omega_1\omega_2} \left(\omega^2 + m^2 \frac{g}{r} \right) \right] \psi + \frac{2i\Sigma}{\rho^2} \frac{\omega_D - \omega_1}{\omega_2(\omega_1 + i\Sigma)} \psi - \frac{i\rho^2 v_i}{4r\omega_1} \nabla_{\perp}^4 r\psi = 0. \quad (1)$$

Здесь штрих обозначает производную функции по радиусу; эффективное поле тяжести g эмулирует кривизну силовых линий магнитного поля; $\omega_1 = \omega - \omega_E$; $\omega_2 = \omega - \omega_E + \omega_D$; ρ — ионный ларморовский радиус; $\Sigma = k_{\parallel}^2 T_e / m_e v_e$; m_e — масса электрона; v_e , v_i — частоты электрон-ионных и ион-ионных соударений; $\psi(r) \equiv m\tilde{\phi}(r)/rB(\omega - \omega_E)$.

Несмотря на очевидную громоздкость уравнения (1), ввиду того, что характерный размер a области с $\frac{d\omega_E}{dr} \neq 0$ много меньше R (т. е. поперечной длины волны), оказывается возможным получение на основе уравнения (1) дисперсионного уравнения (являющегося квадратичной формой собственной частоты ω) в предположении отсутствия ионной вязкости, нулевой кривизны силовых линий и при $k_{\parallel} \rightarrow 0$ [7]. Еще одним важным следствием тонкости слоя неоднородности $\omega_E(r)$ является малость числа Рихардсона [10], характеризующего возможность развития центробежной неустойчивости:

$$|\mathcal{R}| = \frac{a^2}{r} \left| \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right| \approx \frac{2a^2}{R\delta R} \ll 1,$$

что физически означает доминирующее положение неустойчивости Кельвина — Гельмгольца в сравнении с центробежной.

Прежде чем перейти к рассмотрению дисперсионного уравнения, отметим еще некоторые общие следствия рассматриваемой модели. Относительное возмущение плотности плазмы определяется как [7]

$$\frac{\tilde{n}}{n} = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \psi \frac{(\omega_D + i\Sigma)\omega_1}{(\omega_1 + i\Sigma)\omega_D},$$

что в нашем случае большой продольной длины волны ($\Sigma \ll \omega_D, \omega_1$) приводит к отсутствию какого-либо фазового сдвига в колебаниях плотности на разных радиусах (без учета изменения знака dn/dr), что и наблюдалось в эксперименте. Другим важным следствием является зависимость амплитуд возмущений потенциала и плотности плазмы:

$$\tilde{\varphi} = \frac{\tilde{n}}{n} \frac{\omega - \omega_E}{\omega_D} \frac{T_e}{e} \sim 30 \text{ В} \quad \text{при} \quad \frac{\tilde{n}}{n} \approx 1,$$

что также соответствует экспериментальным данным.

Введем некоторую функцию $h(r) \equiv -n/(dn/dr)$, определенную в области неоднородности частоты ω_E $r_1 \leq r \leq r_2$, где $r_1, r_2 > R$ и $(r_2 - R)/R \ll 1$ (рис. 6). Тогда для принятой выше аппроксимации плотности получим

$$h = \frac{\delta R^2}{2(r-R)} \ll \frac{r}{m} \quad (\text{для } m=1, 2).$$

При выполнении этого неравенства и условия $\Sigma r^2/\rho^2 m^2 \omega_E \ll 1$, как показано в [7], дисперсионное уравнение имеет вид

$$\omega^2 A + \omega B + C = 0, \quad (2)$$

где

$$A = n(r_1) \left(\frac{1}{h} + \frac{h'}{h} + \frac{5}{r} \right)_{r_1} + \frac{m^2 - 1}{r^2} \int_{r_1}^{r_2} n dr, \quad (3)$$

$$B = n(r_1) \{ \omega_D(r_1) - 2\omega_E(r_1) \} \left(\frac{1}{h} + \frac{h'}{h} + \frac{3}{r} \right)_{r_1} + \frac{2i\Sigma n}{\rho^2} \times \\ \times \{ h(r_1) + h(r_2) \} + \frac{m^2 - 1}{r^2} \int_{r_1}^{r_2} n(\omega_D - 2\omega_E) dr, \quad (4)$$

$$C = n(r_1) \omega_E(r_1) \{ \omega_E(r_1) - \omega_D(r_1) \} \left(\frac{1}{h} + \frac{h'}{h} + \frac{3}{r} \right)_{r_1} - \frac{2i\Sigma n}{\rho^2} \times \\ \times [h(r_1) \{ \omega_E(r_1) + \omega_D(r_1) \} + h(r_2) \{ \omega_E(r_2) + \omega_D(r_2) \}] + \\ + \frac{m^2 - 1}{r^2} \int_{r_1}^{r_2} n \omega_E (\omega_E - \omega_D) dr. \quad (5)$$

Заметим, что, вследствие независимости частот ω_E и ω_D от величины транспортирующего магнитного поля, корни дисперсионного уравнения (2) можно искать в любом удобном для этого сечении плазменной струи. Возьмем для определенности сечение А. В этом сечении $R \approx 4$ см, $\delta R \approx 2,8$ см (рис. 3, б), $r_1 \approx 5,3$ см, $r_2 \approx 7$ см (рис. 6), $\rho \approx 0,2$ см, $\omega_E \approx 4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\omega_D \approx 0,6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\Sigma \leq 100 \text{ с}^{-1}$. Подставив эти параметры в (3)–(5) и положив $m=1$, получаем $\omega_0 = \text{Re}(\omega) \approx 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\gamma = \text{Im}(\omega) \approx 1,2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Видно, что эта оценка собственной частоты колебаний плазменной струи согласуется с ее экспериментальным значением.

Наблюдаемые колебания плазменной струи сопровождаются интенсивным переносом плазмы поперек магнитного поля с коэффициентом диффузии порядка боровского. Величину соответствующего коэффициента диффузии на неустойчивости Кельвина–Гельмгольца можно оценить исходя из следующих соображений. Колебания плотности плазмы определяются колебаниями смещения плазменного столба ξ , а именно, перемещение плазменного столба на расстояние

ξ приводит к возмущению плотности $\tilde{n} = -\xi \frac{dn}{dr}$. Если эти колебания совершаются по гармоническому закону, то они не приводят к усредненному во времени потоку плазмы. Если же амплитуда колебаний возрастает со временем, то каждый последующий полупериод колебаний приводит к несколько большему смещению плазменного столба, чем предыдущий, и в результате этого появляется усредненный во времени поток плазмы $q = \langle \tilde{n} \xi \rangle = -D \frac{dn}{dr}$. Характерная скорость нарастания отдельного волнового пакета имеет порядок величины инкремента неустойчивости, так что $q \approx -\gamma \langle \xi^2 \rangle \frac{dn}{dr}$, откуда получаем $D \approx \gamma \langle \xi^2 \rangle \approx 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$.

На рис. 7 приведены для различных сечений плазменной струи профили плотности $n(x)$, где x — потоковая координата. Кривая 1 представляет распределение плотности плазмы в центральном сечении пробкотрона (сечение А) в случае пристыковки плазменной пушки непосредственно к пробкотрону (без длинного транспортирующего участка). Кривая 2 соответствует распределению плотности плазмы в центральном сечении транспортирующего объема (сечение D), а кривая 3 — это распределение плотности плазмы в центральном сечении пробкотрона после прохождения плазменной струи через длинный участок транспортирующего поля. Для всех трех

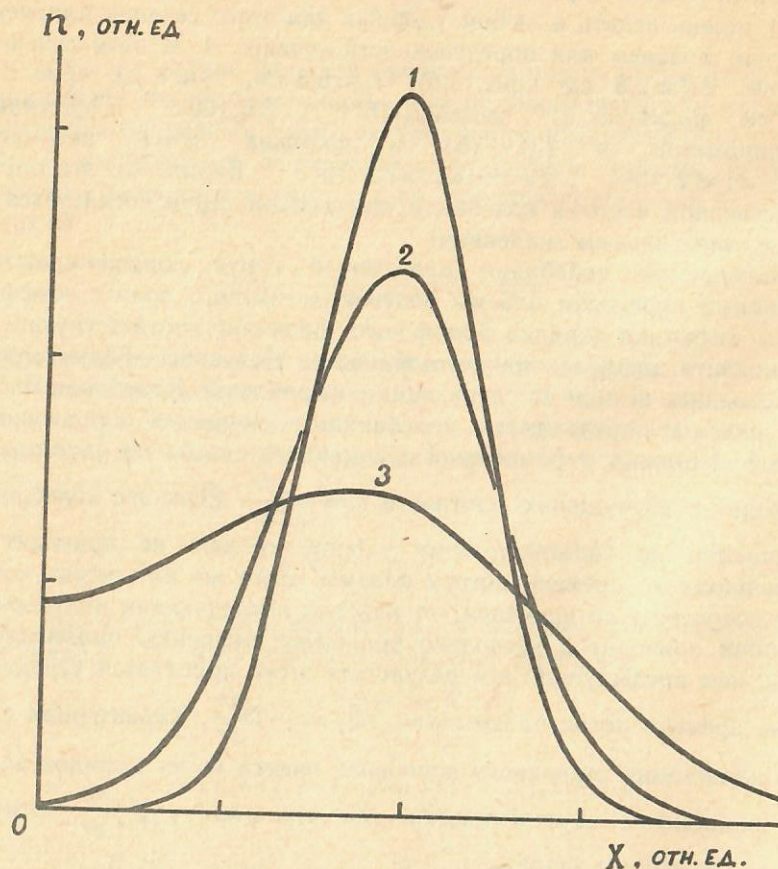


Рис. 7. Профили плотности плазмы $n(x)$ в различных сечениях плазменной струи (x — потоковая координата):

1 — в центральном сечении пробкотрона (сечение А) в случае «короткой» геометрии транспортирующего поля; 2 — в центральном сечении транспортирующего участка (сечение D); 3 — в центральном сечении пробкотрона в случае полной геометрии поля.

кривых выполняется условие сохранения полного потока плазмы:

$$\iint n \langle v \rangle ds = \text{const.}$$

Численное моделирование процесса диффузии^{*)} показывает, что распределения плотности плазмы 1—3 соответствуют последовательному диффузионному расплыванию плазменного кольца с коэффициентом диффузии $D \approx 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$, что согласуется с оценкой коэффициента диффузии на неустойчивости Кельвина — Гельмгольца.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, наблюдаемая в наших экспериментах низкочастотная неустойчивость плазменной струи желобкового типа идентифицируется нами как неустойчивость Кельвина — Гельмгольца. Сравнение таких экспериментальных данных, как собственная частота колебаний плазменной струи ω_0 , радиальные профили амплитуд возмущений $\tilde{n}$ и $\tilde{\phi}$, их относительные величины и фазовый сдвиг, а также коэффициент диффузии, с результатами, предсказанными линейной теорией данной неустойчивости, показывает хорошее их взаимное соответствие, несмотря на реализацию режима нелинейного насыщения неустойчивости. Прямым доказательством перемешивания «вращающихся слоев» плазменной струи служит тот факт, что $|e\tilde{\phi}/T_e| > 1$.

Необъясненной остается реализация в наших экспериментах преимущественно одномодового режима неустойчивости с $m=1$, в то время как линейная теория неустойчивости предсказывает максимальные инкременты для азимутальных мод $m \approx \pi R/a \gg 1$. Качественное объяснение этого факта можно найти только в рамках нели-

^{*)} Возможно и более простое рассмотрение этого вопроса, основанное на том факте, что в «плоском» случае одномерной диффузии (в пределе $\delta R/R \rightarrow 0$) первоначальная гауссовская форма распределения плотности плазмы и остается гауссовской в процессе диффузии, т. е. выполняется следующее соотношение:

$$n(x, t) = n_0 \frac{\delta R_0}{\sqrt{\delta R_0^2 + 4Dt}} \exp \left\{ -(x-R)^2 / (\delta R_0^2 + 4Dt) \right\}.$$

Распределение плотности плазмы на наружной границе (т. е. где выполняется условие $\delta R/R \ll 1$) в различных сечениях вдоль плазменной струи (рис. 7) хорошо аппроксимируется этой зависимостью в случае подстановки $D \approx 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ и замены $t = l/\langle v \rangle$, где l — расстояние от источника плазмы до рассматриваемого сечения плазменной струи.

нейной теории низкочастотных неустойчивостей [11], учитывающей эффект нерезонансного рассеяния ионов на возбуждаемых волнах. Эта теория предсказывает в нелинейном режиме наибольшие амплитуды насыщения для крупномасштабных возмущений. Заметим, что в работе [12], характеризующейся близкими к нашим параметрами плазмы, также наблюдалась низкочастотная неустойчивость Кельвина—Гельмгольца с $m=1$.

Качественно это объяснение поддерживается и наблюдаемой трансформацией спектра флуктуаций при уменьшении длины плазменной струи, достигаемом отсоединением длинного участка транспортирующего поля (рис. 1). Уменьшение длины струи приводит к уменьшению инкремента неустойчивости [7, 8], что сопровождается соответствующим уменьшением амплитуды насыщения колебаний плазменной струи и появлением следующих гармоник в спектре флуктуаций (рис. 5). Если в случае полной геометрии магнитного поля наблюдается практически чистый одномодовый режим $m=1$ (рис. 2), то в случае «короткой» геометрии установки всегда существует вклад более высоких мод (рис. 5, 1), приводящий в некоторых выстрелах даже к высоким одномодовым режимам $m=3$ с низким уровнем флуктуаций (рис. 5, 3).

В дальнейших экспериментах мы предполагаем исследовать влияние на наблюдаемую неустойчивость потенциала выходной центральной шайбы источника плазмы [5, 9] (обычно плавающую), связывая с этим некоторые возможности стабилизации неустойчивости Кельвина—Гельмгольца плазменной струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В., Таскаев С.Ю. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 86-77. Новосибирск, 1986.
2. Kabantsev A.A. XVIII Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers. Swansea, U.K., 13—17 July, 1987, v.2, p.430.
3. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Физика плазмы, 1989, т.15, с.724.
4. Kabantsev A.A., Taskaev S.Yu. XIX Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers. Belgrade, Yugoslavia, 10—14 July, 1989, v.1, p.254.
5. Ivanov A.A. Mirror-Based and Field-Reversed Approaches to Magnet. Fusion, Proc. of the course held at Varenna (Como), Italy, 7—17 Sept., 1983, v.1, p.279.
6. Kabantsev A.A., Taskaev S.Yu. XIX Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Belgrade, Yugoslavia, 10—14 July, 1989, v.1, p.232.
7. Perkins F.W., Jassby D.L. Phys. Fluids, 1971, v.14, p.102.
8. Jassby D.L. Phys. Fluids, 1972, v.15, p.1590.
9. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. Физика плазмы, 1982, т.8, с.970.
10. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability (Clarendon, Oxford, 1961), Chap. 11.
11. Dupree T.H. Phys. Fluids, 1968, v.11, p.2680.
12. Glowienka J.C., Jennings W.C., Hickok R.L. Phys. Fluids, 1988, v.31, p.2704.

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

**Низкочастотная дрейфовая неустойчивость
плазменной струи желобкового типа**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 6 июля 1989 г.
Подписано в печать 13.07.89 г. МН 12091
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,7 печ.л., 1,4 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 108

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротарпринте Института ядерной физики
СО АН СССР, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.
Новосибирск.*