

23

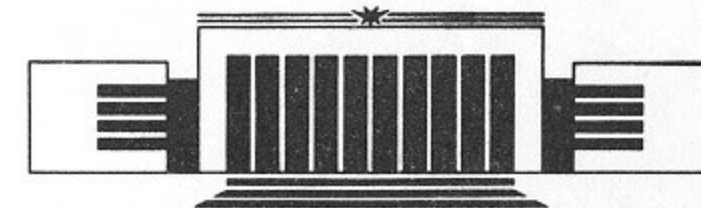


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.В. Анিকেев, П.А. Багрянский, А.А. Иванов,  
С.В. Кузьмин, Т.В. Саликова

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
СПЕКТРА НЕУСТОЙЧИВЫХ  
КРУПНОМАСШТАБНЫХ МОД  
В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

ПРЕПРИНТ 91-78



НОВОСИБИРСК



Экспериментальное исследование спектра  
неустойчивых крупномасштабных мод в  
газодинамической ловушке

А. В. Аникеев, П. А. Багрянский, А. А. Иванов,  
С. В. Кузьмин, Т. В. Саликова

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск, СССР

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. ВВЕДЕНИЕ

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) представляет собой аксиально-симметричный пробкотрон с большим пробочным отношением  $R \gg 1$  и длиной  $l$ , много большей длины рассеяния ионов в конус потерь [1,2]. Вытекание плазмы из ловушки через магнитные пробки происходит со скоростью порядка ионно звуковой, так что время жизни дается простой газодинамической оценкой  $\tau \approx Rl/V_i$ , где  $V_i$  - тепловая скорость ионов. Плотность и давление плазмы за магнитными пробками и в центральной части в этих условиях близки друг к другу. Это обстоятельство позволяет обеспечить МГД-устойчивость плазмы если в запробочных областях силовые линии магнитного поля имеют достаточно большую благоприятную кривизну.

Эксперименты, проводившиеся в ИЯФ СОАН СССР [3, 4, 5], подтвердили выводы теории [1, 2] о возможности стабилизации желобковых мод в аксиально - симметричной газодинамической ловушке. Вместе с тем азимутальная и радиальная структура возмущений, развивавшихся в неустойчивых режимах удержания детально не изучалась, хотя имелись определенные указания на то, что они имеют характерный масштаб порядка радиуса плазмы [6].

Настоящее сообщение посвящено результатам экспериментального исследования азимутального спектра желобковых колебаний, которые развивались в системе при нарушении интегрального критерия устойчивости [1, 2].

Отличительной особенностью экспериментов на ГДЛ является возможность изменения в широких пределах параметра  $\rho_i l/a^2$ , ( $\rho_i$  - ларморовский радиус ионов,  $l$  - характерный продольный размер изменения магнитного поля,  $a$  - радиус плазмы), определяющего роль эффектов конечного ларморовского радиуса [7]. Это достигалось изменением температуры плазмы, локальной кривизны и величины магнитного поля, а также радиуса плазмы. При этом можно было либо стабилизировать все желобковые моды [3, 4], либо реа-



лизовать ситуацию, в которой неустойчивыми оказывались азимутальные и радиальные гармоники в определенном диапазоне волновых чисел. Целью описываемых экспериментов было сравнение характеристик неустойчивых желобковых мод с предсказаниями теории с учетом эффектов КЛР. Краткое описание модели, используемой для нахождения частот желобковых колебаний, приведено ниже.

## 2. КРАТКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ

Для мелкомасштабных в поперечном сечении желобковых мод модификация известного критерия Розенблюта-Лонгмайра [8] применительно к газодинамической ловушке может быть записана в виде:

$$W = \int \frac{\kappa (P_{\perp} + P_{\parallel}) ds}{r H^2} \geq 0, \quad (1)$$

где  $\kappa$  - кривизна,  $P_{\perp}$  и  $P_{\parallel}$  - компоненты тензора давления, вычисленные с учетом течения плазмы в расширителе. Интегрирование ведется вдоль силовой линии с текущим радиусом  $r(s)$ . В центральной части ловушки  $P_{\parallel} = P_{\perp} = P$ , в расширителях необходимо учесть динамический напор, так что  $P_{\parallel} = P + \rho v^2$ .

Для крупномасштабных мод критерий стабилизации (1) должен быть модифицирован с учетом пространственной структуры возмущений и эффектов КЛР. Приведем кратко вывод уравнения для частот желобковых мод в удобном для анализа экспериментальных данных виде. При этом будем следовать методике изложенной, например, в работе [9]. Плазма считается достаточно плотной ( $\omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2 \gg 1$ ), а ее давление достаточно малым ( $\beta \ll 1$ ). Это позволяет считать возмущения потенциальными, кроме того, будем считать магнитное поле параксиальным, что в описываемых экспериментах выполнялось с достаточно хорошим запасом.

Будем исходить из уравнений идеальной одножидкостной магнитной гидродинамики:

$$\rho (d\vec{v}/dt) = - \operatorname{div} \vec{P} + (1/c) [\vec{j}, \vec{B}], \\ \vec{E} + (1/c) [\vec{v}, \vec{B}] = 0,$$

которые необходимо дополнить уравнением непрерывности для возмущенного тока  $\operatorname{div} \vec{j}' = 0$ . Интегрируя уравнение непрерывности с весом  $ds/B$  по длине силовой линии и учитывая, что на непро-

дящих торцевых поверхностях  $j'_{\parallel}(s_1) = j'_{\parallel}(s_2) = 0$ , получим

$$\int_{s_1}^{s_2} (ds/B) \cdot \operatorname{div} \vec{j}'_1 = 0 \quad (2)$$

Выражение для дивергенции возмущенного поперечного тока плазмы в аксиально-симметричной системе с учетом эффектов КЛР для параксиальной геометрии было получено в работе [10]. Мы дополнительно учтем члены, возникающие при наличии равновесного потока плазмы из ловушки. После несложных преобразований, представив возмущенный потенциал в виде  $\varphi(\psi) \exp(i\omega t + im\theta)$ , где  $\psi$  - магнитный поток ( $\psi = Br^2/2$ ), можно привести уравнение (2) к следующему виду (черта означает усреднение по длине силовой линии  $\bar{f} = \int (ds/B) \cdot f$ ):

$$\omega^2 \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial \psi} \left[ \left( A_p \right) \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right] - m^2 \cdot C_p \varphi \right\} + \\ + m\omega \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial \psi} \left[ \left( A_r \right) \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right] - C_r \varphi \right\} + m^2 w_p \varphi + i\omega \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial \psi} \left[ \left( A_n \right) \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right] - C_n \varphi \right\} = 0,$$

$$\text{где } A_p = \overline{\rho r^2}, \quad C_p = \overline{\rho / (r^2 B^2)}, \quad A_r = \overline{r^2 \cdot \partial p_{\perp} / \partial \psi},$$

$$C_r = \left( \frac{m^2}{r^2 B^2} \cdot \overline{\partial p_{\perp} / \partial \psi} + \frac{1}{B} \cdot \overline{\partial^2 p_{\perp} / \partial^2 \psi} \right), \quad w_p = - \frac{\kappa}{rB} \cdot \overline{\partial (p_{\perp} + p_{\parallel} + \rho v^2) / \partial \psi},$$

$$A_n = B \frac{\partial}{\partial s} (\overline{\rho v r^2 / B}), \quad C_n = B \frac{\partial}{\partial s} (\overline{\rho v / r^2 B^3}), \quad \rho = m_i n. \quad (3)$$

Граничные условия для уравнения (3) состоят в требовании ограниченности потенциала на оси при  $\psi = 0$  и зануления потенциала на проводящем лимитере  $\varphi(\psi = \psi_{lim}) = 0$ .

Будем считать электронную теплопроводность в расширителе пренебрежимо малой, что соответствует условиям описываемых экспериментов. Тогда зависимость плотности и давления плазмы в расширителе от величины магнитного поля может быть представлена в следующем виде [2]:

$$\hat{\rho} = PR(r) \cdot \rho(z) / \rho(0), \quad p_{\parallel} = p_{\perp} = PR(r) \cdot P(z) / P(0),$$

$$\hat{\rho}^2 (1 - \hat{\rho}^{\gamma-1}) = \alpha(\gamma) \cdot H^2 / H_{max}^2.$$



$p_{\parallel} + p_{\perp} + \rho v^2 = PR(r) \cdot (2P + \rho v^2) = PR(r) \cdot (\hat{\gamma} \hat{\rho} - \hat{\rho}^{\hat{\gamma}}) / (\gamma - 1)$ .  
 где:  $\alpha(\gamma) = ((\gamma - 1) / (\gamma + 1)) \cdot (2 / (\gamma + 1))^{(2 / (\gamma - 1))}$ ,  $\gamma = 5/3$ .  
 Здесь значения плотности и давления нормированы на значения этих величин в центре ловушки.

Радиальный профиль плотности и давления плазмы, в соответствии с экспериментальными данными, может быть взят гауссовским -  $PR(r) = \exp\{-r^2/r_*^2\}$ . В этом случае уравнение (3) сводится к уравнению Куммера:

$$z \cdot u_{zz} + (b-z) \cdot u_z - a \cdot u = 0, \quad (4)$$

здесь  $z = (r/r_*)^2$ ,  $u = \varphi \cdot z^{-m/2}$ ,  $b = 1 + m$ ,  $a = m/2 + \lambda/2$ ,

$$\lambda = -(\omega_0^2 - \omega_* \omega) / (\omega^2 + i\omega\omega_s - \omega_* \omega), \quad \omega_0^2 = m^2 \cdot (T/m_i)_{\text{eff}} \cdot S,$$

$$(T/m_i)_{\text{eff}} = (2P + \rho v^2)_0 / \rho_0;$$

$$S = ((2P + \rho v^2) \cdot \kappa / (rB)) / ((\rho/B) \cdot (T/m_i)_{\text{eff}}),$$

$\omega_* = (m \cdot (T/m_i)_{\text{eff}}) / (\omega_{ci} \cdot r_*^2)$ ,  $\omega_{ci}$  - циклотронная частота ионов в центре ловушки,

$$\omega_s = - (B \cdot \partial(\rho v / B^2) / \partial s) / (\rho/B).$$

Граничные условия для уравнения (4) имеют вид:  $u(=0) < \infty$ ,  $u(r = r_{11m}) = 0$ , где  $r_{11m}$  - радиус лимитера, ограничивающего размер плазмы и замыкающего азимутальные токи. Решением этой задачи является функция Куммера  $u = M(a, b, z)$ , удовлетворяющая уравнению  $M(a, b, (r_{11m}/r_*)^2) = 0$ , которое и определяет спектр собственных частот:

$$\omega^2 + i\omega\omega_s - \omega_* \omega \cdot ((m-1-2a)/(m-2a)) + \omega_0^2 / (m-2a) = 0. \quad (6)$$

Решая это уравнение, найдем частоту колебаний азимутальной гармоники номера  $m$ :

$$\omega = - (i\omega_s - \omega_* \cdot ((m-1-2a)/(m-2a)) \pm \sqrt{D}) / 2,$$

где  $D = \omega_*^2 \cdot ((m-1-2a)/(m-2a))^2 - 4 \cdot \omega_0^2 / (m-2a) - \omega_s^2$ .

При пробочных отношениях  $R \geq 25$   $\omega_s \ll \omega_*$ ,  $\omega_0$ , поэтому в дальнейшем мы будем для простоты пренебрегать сдвигом частоты, вызванным течением плазмы. В этой ситуации условие устойчивости

мод с различными  $m$  и  $n$  (здесь  $n$  - номер радиальной моды) может быть записано в виде:

$$D > 0 \Rightarrow |\omega_*^2 / \omega_0^2| > |4.0 \cdot (m-2a) / ((m-1-2a)^2)|.$$

В практических единицах:

$$\omega_*^2 / \omega_0^2 = 2T[\text{eV}] / (B_0^2[\text{kGs}] r_*^4[\text{cm}] S[\text{cm}^{-2}] 10^2).$$

Для оценок в таблице 1. приведены значения функции  $4.0 \cdot (m-2a) / ((m-1-2a)^2)$  при  $r_{11m} = 11$  см и  $r_* = 7.5$  см. Величина параметра  $S$ , связанного с средней кривизной силовых линий, составляла -  $(1.2 + 4.0) \cdot 10^{-5} \text{cm}^{-2}$ .

Таблица 1

$m \setminus n$	1	2	3
1	3.546	0.45	0.186
2	1.068	0.287	0.139
3	0.566	0.204	0.109
4	0.363		

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема установки приведена на рис. 1. Магнитное поле в центре ловушки менялось от 1.2 до 1.5 кЭ. пробочное отношение было равно 25. Вакуумная камера установки состоит из цилиндрической центральной части (1) диаметром 1 м и длиной ~ 7 м и двух торцевых баков (8), в которых располагались приемники плазмы (5). Начальный вакуум был ~  $10^{-6}$  Торр. Плазма создавалась с помощью газоразрядного источника (6), установленного в одном из торцевых баков. Во время работы источника (~ 3 мс), независимо от конфигурации магнитного поля, развития желобковых возмущений и заметных поперечных потерь плазмы не наблюдалось. Это, по-видимому, связано с стабилизирующим действием торца, где располагался эмиттирующий катод. Плотность плазмы в ловушке нарастала приблизительно по линейному закону в течение всего времени работы источника. После прерывания разрядного тока в источнике, поведение плазмы в ловушке становилось чувствительным к кривизне силовых линий в области расширения плазмы за магнитными пробками [3, 5]. С помощью специальных катушек, установленных на камере расширителя (рис 1.), можно было сделать благоприятную кривизну



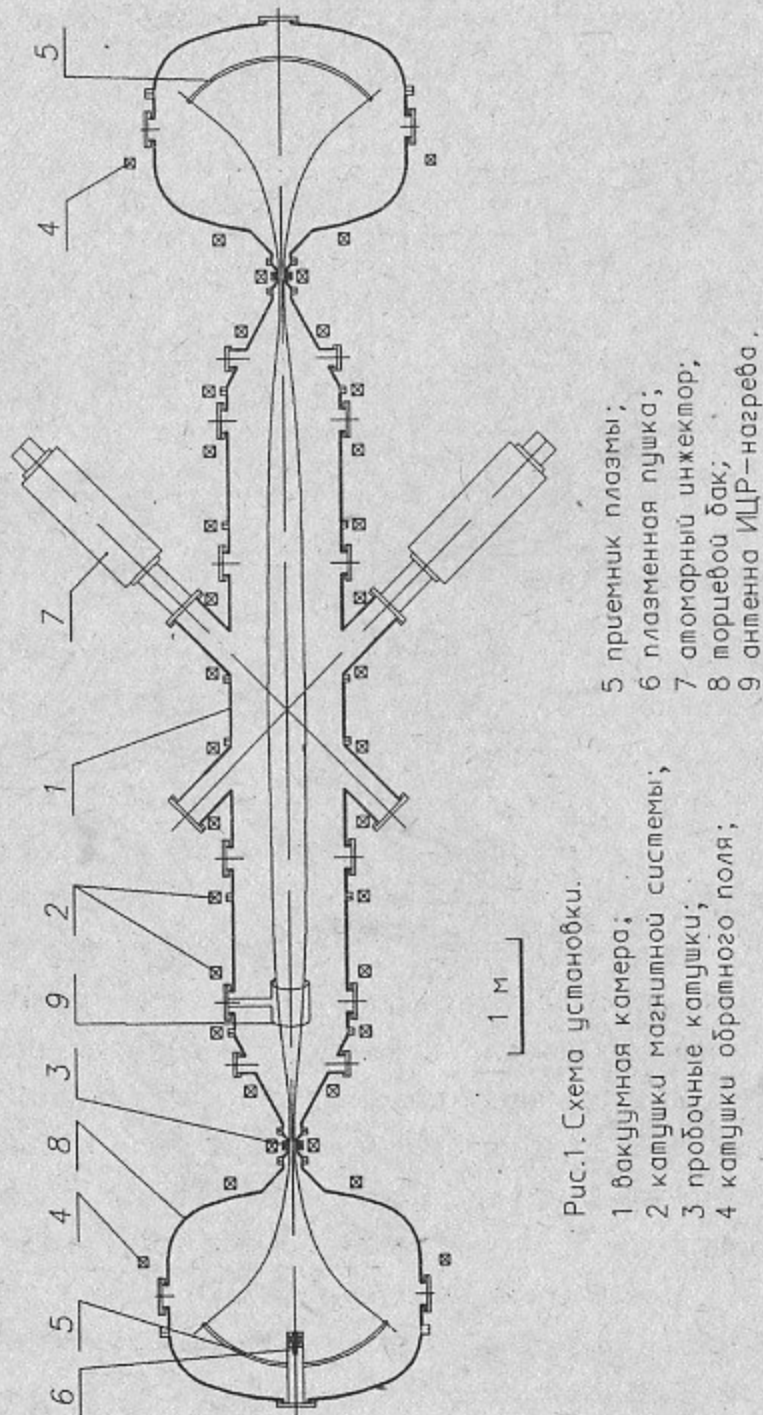


Рис.1. Схема установки.

- |                              |                        |
|------------------------------|------------------------|
| 1 вакуумная камера;          | 5 приемник плазмы;     |
| 2 катушки магнитной системы; | 6 плазменная пушка;    |
| 3 пробочные катушки;         | 7 атомарный инжектор;  |
| 4 катушки обратного поля;    | 8 торцевой бак;        |
|                              | 9 антенна ИЦР-нагрева. |

достаточно большой и обеспечить стабилизацию всех желобковых мод [3], либо сделать среднюю кривизну неблагоприятной, способствующей развитию неустойчивости. Описываемые эксперименты проводились с выключенными катушками расширителей, так что средняя кривизна силовых линий была неблагоприятной и в системе развивалась желобковая неустойчивость.

Плотность и электронная температура плазмы, накопленной в ловушке, зависели от длительности заполнения, разрядного тока и количества напускаемого в разряд водорода и в описываемых экспериментах составляли, соответственно,  $0.5-1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $4-10 \text{ эв}$ . Профиль плотности был близок к гауссовскому с характерным радиусом  $7-8.5 \text{ см}$ , который слабо зависел от величины магнитного поля в торцевом баке, где размещался источник плазмы. Температура была практически постоянна по всему сечению плазменного шнура. Характерные частоты неустойчивых желобковых колебаний, измеренные в предыдущих экспериментах, лежали в диапазоне  $6-25 \text{ кгц}$ . Наблюдаемые на стадии неустойчивого распада плазмы колебания в этом диапазоне частот имели продольные длины волн, намного превышающие длину ловушки ( $k_{\parallel} \sim 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ).

Азимутальный спектр желобковых колебаний, развивавшихся на стадии неустойчивого распада плазмы изучался с помощью двух систем ленгмюровских зондов, работавших в режиме измерения ионного тока насыщения либо плавающего потенциала. Конструкция зондовой системы представлена на рис. 2. Они располагались на расстоянии  $z = \pm 315 \text{ см}$  от центральной плоскости ловушки. Зонды были изготовлены из вольфрамовой проволоки толщиной  $0.08 \text{ мм}$ , натянутой по азимуту с помощью двух кварцевых капилляров, в которые были заделаны концы зондов. Зонды располагались на различных азимутах на радиусе  $10 \text{ см}$  в пересчете на центральную плоскость ловушки. Каждый азимутальный набор зондов состоял из двух групп. В первой группе зонды имели длину  $1.52 \text{ см}$  и занимали сектор  $240^\circ$ , во второй группе соответственно  $0.56 \text{ см}$  и  $120^\circ$ . Перед каждым выстрелом зонды прогревались током до температуры  $\sim 1000^\circ\text{C}$ , что позволило избежать изменения их характеристик со временем. Собирающая поверхность зондов была практически одинаковой (с точностью  $\sim 5\%$ ), кроме того была проведена их калибровка и были определены поправочные коэффициенты для каждого зонда.

Обработка данных, полученных с помощью зондовых систем осуществлялась в следующей последовательности:



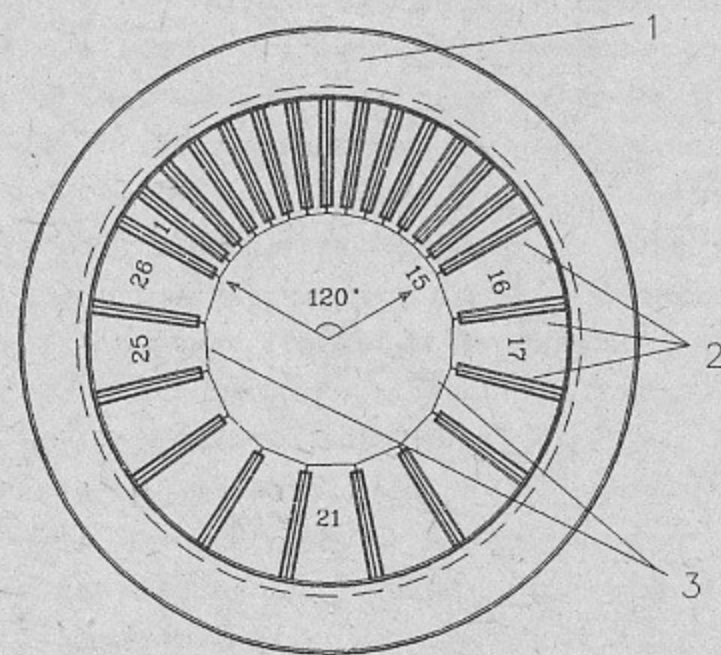


Рис.2. Кольцевая зондовая система.

- 1 экран (нерж. сталь).
- 2 изолятор (кварц).
- 3 вольфрам диам. 0.08 мм.

1. в каждом рабочем импульсе для каждого из кольцевых наборов зондов производилось чтение осциллограмм сигналов всех 26 зондов (при этом быстродействие использованных цифровых осциллографов составляло 1 мкс);

2. каждый из прочитанных сигналов подвергался частотной фильтрации с помощью алгоритма быстрого Фурье-разложения, что позволяло избавиться от колебаний, частоты которых лежали вне области частот желобковых возмущений;

3. для набора фиксированных моментов времени производилась выборка амплитуд всех зондовых сигналов;

4. для каждого из выбранных моментов времени находились коэффициенты разложения в ряд Фурье по 26 амплитудам зондовых сигналов. Нахождение коэффициентов ряда Фурье производилось с помощью алгоритма сингулярного разложения [11], что позволило уверенно разрешать пространственные гармоники в диапазоне  $0 \leq m \leq 12$ . Таким образом, для каждого рабочего импульса получались временные зависимости амплитуд и фаз всех пространственных гармоник вплоть до  $m = 12$ ;

5. в дальнейшем, временные зависимости амплитуд пространственных Фурье-гармоник усреднялись по серии из нескольких рабочих импульсов, после чего усредненные временные зависимости использовались для вычисления инкрементов различных пространственных мод желобковой неустойчивости. Спектр азимутальных гармоник зондовых сигналов вычислялся в фиксированные моменты времени через 25 мкс. Обычно проводилась серия измерений из 10 выстрелов при неизменных условиях, после этого вычислялись усредненные амплитуды и фазы гармоник и их инкременты. Изменение параметра  $\rho_1 l/a^2$ , определяющего влияние эффектов КЛР, достигалось несколькими различными способами. Средний ионный ларморовский радиус можно было менять, варьируя среднюю ионную температуру плазмы с помощью дополнительного ИЦР-нагрева в диапазоне от  $\approx 10$  до  $\approx 200$  эВ. Рамочная антенна располагалась в  $z = 235$ , что соответствует пробочному отношению  $R = 3$ . Мощность нагрева была выбрана относительно небольшой (до 50 квт), так как при увеличении мощности сильно возрастал радиус плазмы, что затрудняло интерпретацию результатов. Изменение величины  $l$ , характеризующей среднюю кривизну силовых линий в системе, осуществлялось с помощью специальной катушки, установленной внутри вакуумной камеры (рис. 3). Включение этой катушки позволяло



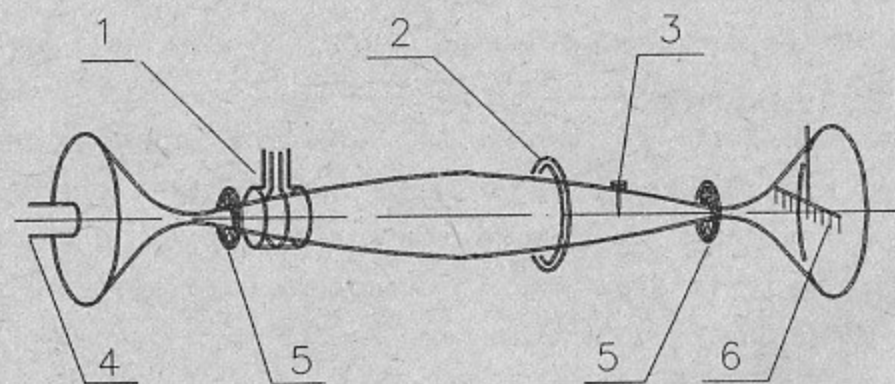


Рис.3. Размещение диагностической аппаратуры.

- 1 антенна ИЦР нагрева.
- 2 возмущающая катушка.
- 3 тройной зонд.
- 4 плазменная пушка.
- 5 кольцевые зонды.
- 6 линейка зондов.

сильно изменять кривизну силовых линий в центральной части, что приводило к существенным изменениям характеристик неустойчивых желобковых мод. Поскольку радиус катушки был достаточно мал (16 см), магнитное поле в месте ее расположения заметно отличалось от параксиального. Чтобы упростить трактовку данных были проведены также измерения с отключенной катушкой основной магнитной системы. Это давало близкие значения средней кривизны силовых линий и геометрия была с достаточной степенью параксиальной.

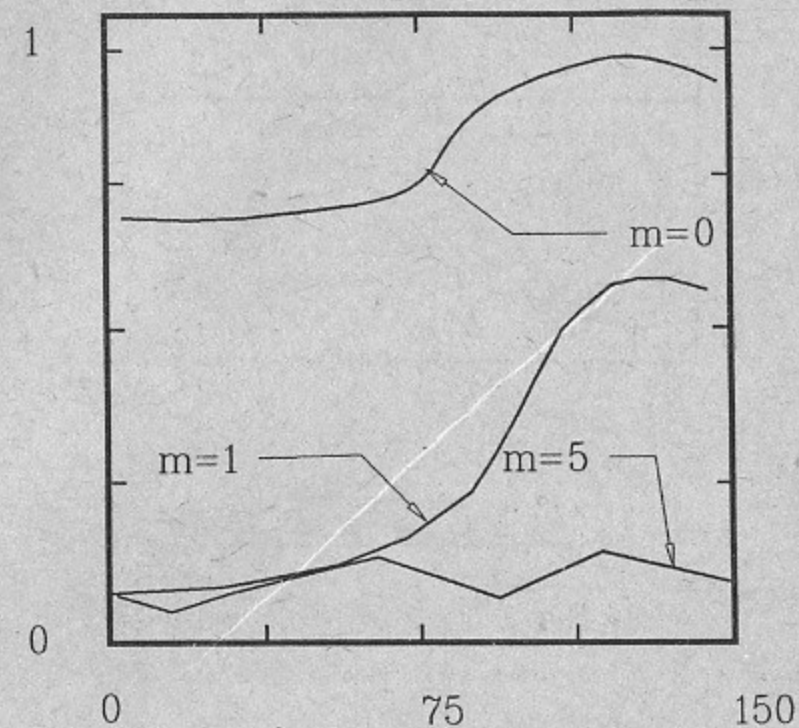
## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рисунке 4 приведено временная зависимость амплитуд нескольких желобковых мод, полученная в режиме, когда была от-

ключена одна из катушек основного магнитного поля. Эта зависимость является характерной для всех остальных исследованных режимов неустойчивого распада. В течение первых 25-30 мкс после начала распада (когда начинается спад разрядного тока в плазменном источнике) амплитуды всех без исключения мод почти не меняются или даже затухают во времени. Это, по-видимому, объясняется тем, что стабилизирующее действие плазменного источника сохраняется на всей стадии спада разрядного тока, равного 30 мкс. Поэтому обработка данных начиналась именно в этот момент времени. Амплитуды неустойчивых мод начинали нарастать во времени по экспоненциальному закону с коэффициентами корреляции на уровне  $> 0.9$ . Остальные моды либо не менялись по амплитуде, либо проявляли тенденцию к осцилляторной временной зависимости (рис. 4).

В начальный момент времени после выключения пушки состояние плазменного шнура характеризовалось наличием гармоник заметной амплитуды в очень широком диапазоне азимутальных номеров. В подавляющем большинстве выстрелов наибольшую начальную амплитуду имела мода  $m = 1$ , более высокие гармоники имели амплитуду в  $2 + 3$  раза меньше.

амплитуда,  
отн.ед.



время после выключения пушки, мкс.

Рис.4. Временная зависимость амплитуд для нескольких мод.



Нарастание амплитуд во времени в течении  $2 \div 3$  обратных инкрементов не приводило к существенным изменениям плотности плазмы на оси ловушки (рис. 5). Однако затем, в последующие  $100 \div 150$  мкс плотность резко падала, что свидетельствует о сильном взаимодействии плазменного шнура с лимитерами. Амплитуды нарастающих гармоник при этом были близки к амплитуде нулевой гармоники, что указывает на переход в сильно нелинейный режим развития неустойчивости.

Для относительно небольших искажений профиля плотности плазмы можно поставить в соответствие измеряемой амплитуде Фурье-гармоники с  $m = 1$  величину смещения плазмы как целого. В этих терминах начальное состояние соответствовало величине

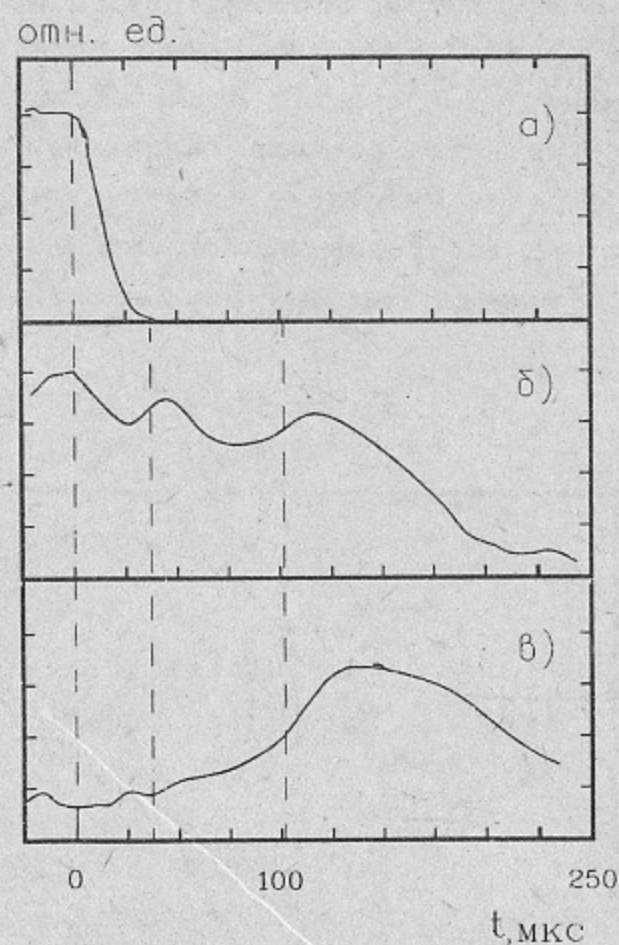


Рис.5. Выборка интервала времен для обработки данных.

- а) ток источника плазмы.
- б) концентрация на оси.
- в) амплитуда 1 моды.

смещения  $\sim 0.5 \div 1.5$  см, конечное - имело величину порядка радиуса плазмы. Интересно отметить, что в режимах устойчивого распада приготовленное в результате работы плазменной пушки состояние также имело целый набор гармоник конечной амплитуды, причем гармоника  $m = 1$  также нарастала в течении  $\sim 100 \div 200$  мкс после выключения пушки. Однако величина смещений, соответствующих моде  $m = 1$  была в  $3 \div 5$  раз меньше, чем в неустойчивых режимах. Изучение амплитуды и фазы этой моды в каждом выстреле показало, что в начальный момент шнур имел случайное смещение, которое потом релаксировало в одно и то же конечное состояние, соответствовавшее, по-видимому, равновесной оси плазменного шнура. Смещение этого равновесного состояния от геометрической оси магнитной системы составило  $\sim 1.2$  см. После релаксации в равновесное состояние амплитуды всех гармоник затем синхронно уменьшались из-за вытекания плазмы через магнитные пробки с характерным временем в несколько миллисекунд.

На рис. 6 приведены инкременты неустойчивых мод для режима с выключенными катушками расширителя. Видно, что неустойчивыми

$-3 \quad -1$   
инкремент, \* 10 сек

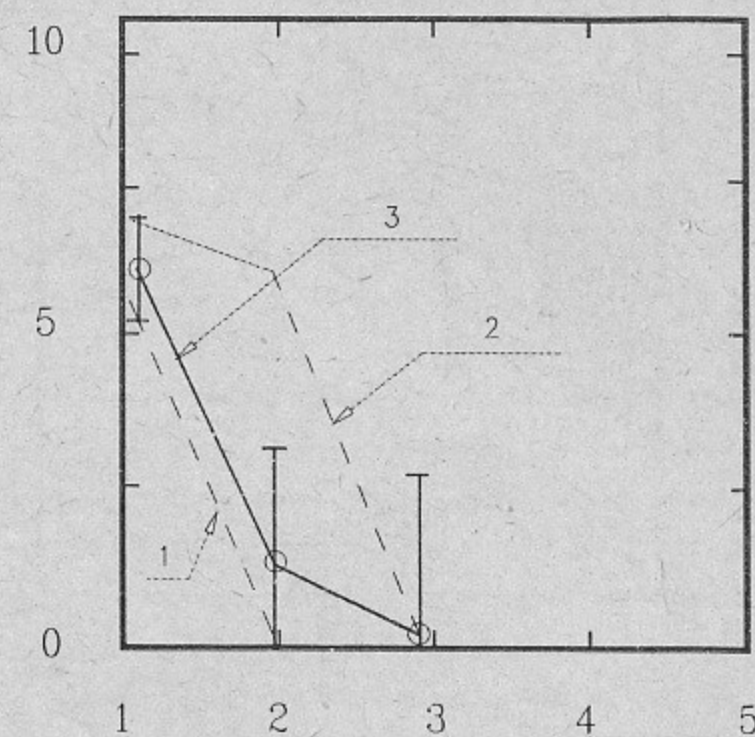


Рис.6. 1-расчет для радиуса лимитера 11 см.  
2-расчет для радиуса лимитера 13 см.  
3-данные измерений



являются две азимутальных гармоники, причем максимум инкремента имеет гармоника  $m = 1$ . Приведенные на этом рисунке расчетные инкременты соответствуют двум различным радиусам лимитера: 11 и 13 см. Эти расчеты были выполнены для того, чтобы выяснить, насколько сильно величина этого параметра влияет на результат. Реально в центральной части ловушки имелось два лимитера: один был сделан из нержавеющей стали и имел радиус, приведенный к центру - 11 см, роль второго мог, по-видимому, выполнить медный виток антенны ИЦР-нагрева с приведенным радиусом 13 см. Видно, что измеренные инкременты близки к расчетным.

Включение возмущающей катушки в центральной части приводило к существенному уширению спектра неустойчивых азимутальных мод (рис. 7). При этом средняя кривизна (параметр  $S$  в формуле (4)) увеличивалась в  $\sim 2.7$  раза, соответственно уменьшалась и характерная длина изменения магнитного поля. Сравнение с расчетными инкрементами дает хорошее согласие. Выключение одной из катушек основной магнитной системы, как уже указывалось, дает очень

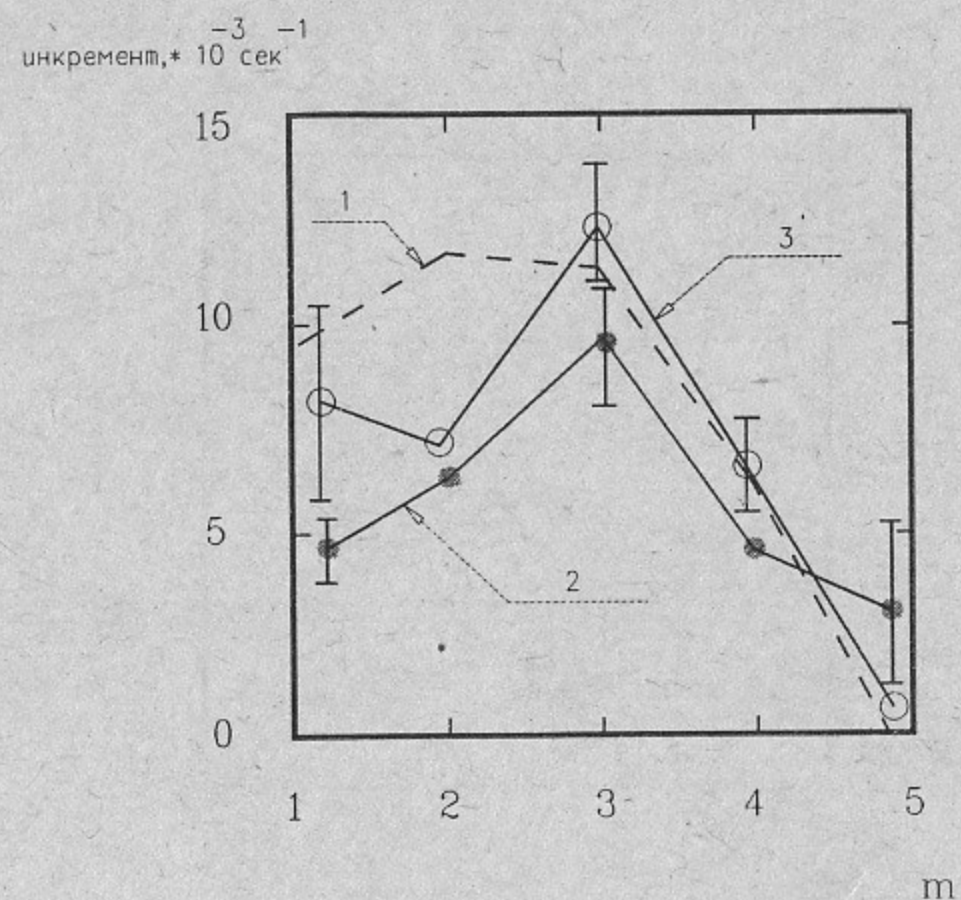


Рис 7. 1—расчет для радиуса лимитера 13 см.  
2,3—экспериментальные кривые для радиуса возмущающей катушки 16 и 55 см.

близкие значения расчетных инкрементов неустойчивых мод без нарушения условия параксиальности. Экспериментально измеренные инкременты (рис. 7) в этом случае более близки к расчетным (напомним, что выключение катушки основной системы также увеличивало среднюю кривизну в 2.7 раза).

Использование дополнительного ИЦР-нагрева с помощью рамочной антенны позволяло в широких пределах менять величину поперечного давления ионов без существенного изменения других параметров плазменного шнура. В экспериментах с ИЦР-нагревом на установке ГДЛ было выяснено, что нагрев приводит к появлению популяции сильно анизотропных ионов, локализованных в области между симметричными относительно центра ловушки точками резонанса  $\omega = \omega_{ci}$ . В описываемых экспериментах длительность импульса нагрева составляла  $\sim 1$  мс и он заканчивался одновременно с началом спада тока в плазменном источнике. Ожидалось, что повышение давления ионов должно привести к сильному проявлению эффектов КЛР. Однако результаты, полученные на частоте  $f = 2.9$  МГц оказались первоначально несколько неожиданными (рис. 8). Большим инкрементом обладала также мода  $m = 2$ . Расчеты, выполненные в предположении, что давление нагретой ионной популяции постоянно между точками циклотронного резонанса, дали значения инкрементов мод  $m = 1, 2$  близкие к экспериментально наблюдаемым. Это связано с близостью точки резонанса к центру ловушки, так что ионы с большими энергиями двигаются, в основном, в области с большой неблагоприятной кривизной силовых линий. Наряду с ростом среднего ларморовского радиуса ионов происходит одновременно увеличение средней кривизны, так что суммарный эффект оказался несколько отличным от ожидаемого. В экспериментах, когда зона циклотронного резонанса была сдвинута от центра системы на большее расстояние ( $\sim 2.5$  м) было выяснено, что в неустойчивом распаде доминирует первая мода (рис 8). Частота генератора была увеличена до  $f = 3.3$  МГц, а магнитное поле ловушки соответственно уменьшено на 20%. В этом режиме измеренный инкремент оказался в  $\sim 2$  раза больше расчетного. Отличительной особенностью этого режима была относительно большая амплитуда всех азимутальных гармоник уже на стадии спада тока в источнике.



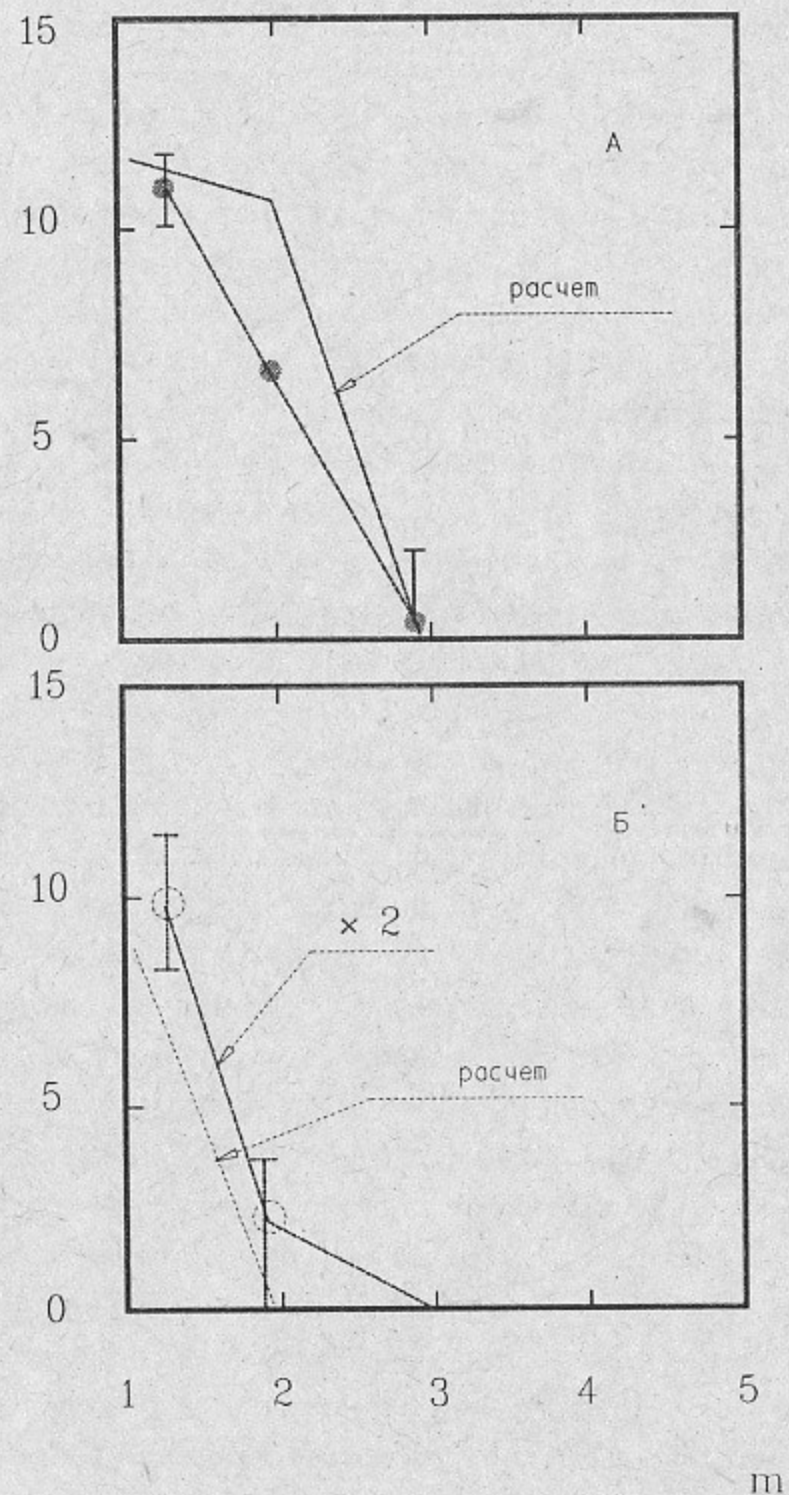


Рис.8. А—резонансная зона расположена вблизи центра ловушки, Б—резонансная зона расположена вблизи магнитных пробок.

## 2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наиболее эффективным способом подавления МГД-неустойчивостей в открытых ловушках до сих пор остается традиционный способ создания "магнитной ямы" с помощью мультиполюсных обмоток. Упомянутый метод МГД-стабилизации связан с неизбежным нарушением аксиальной симметрии магнитной системы, что приводит к появлению усиленного поперечного переноса [12] и к искажению равновесия плазмы на длинных участках однородного поля [13].

В разные годы был сделан ряд предложений, позволяющих достичь МГД-устойчивости в открытых ловушках не покидая рамок осесимметричной геометрии. Среди прочих предложений следует упомянуть метод обратных связей [14], полукасп [15], непараксиальный пробкотрон [16].

Перечисленные системы обладают тем общим свойством, что способны эффективно стабилизировать неустойчивости с азимутальным волновым числом равным единице, либо близким к единице. Что касается более высоких пространственных гармоник, то, как легко показать, неустойчивость для них должна быть стабилизирована эффектами КЛР, если плазма в установке имеет сколько-нибудь интересные для термоядерных приложений параметры.

Влияние эффектов КЛР косвенно наблюдалось в экспериментах, описанных в [17, 18], однако, насколько известно авторам, непосредственной проверки действия эффектов КЛР на пространственный спектр колебаний при развитии МГД-неустойчивости до сих пор не было.

Таким образом, результаты представленной работы, подтверждающие выводы теории относительно влияния эффектов КЛР на пространственный спектр колебаний при развитии желобковой неустойчивости, могут оказаться полезными для развития физики и техники открытых ловушек.

Основные итоги работы:

проведенные эксперименты показали, что использованная модель развития желобковой неустойчивости с учетом эффектов КЛР хорошо соответствует экспериментальным данным, полученным в широких пределах изменения параметров плазмы и магнитного поля ловушки. Изменяя среднюю кривизну силовых линий и поперечное давление ионов удалось проследить переход от режима, в котором происходит развитие относительно широкого спектра азимутальных гармоник (до  $m = 5$ , рис. 5), к режиму, в котором остается неустойчивой прак-



тически только мода  $m = 1$ . Обращает на себя внимание близость величины измеренных инкрементов к расчетным. Единственным исключением явился режим с ИЦР-нагревом на частоте  $f = 3.3$  Мгц, но он, как указывалось выше, наименее соответствовал приближению линейной теории.

В заключение авторы благодарят В.В. Клесова и Ю.А. Цидулко за полезные обсуждения и стимулирующие дискуссии, Г.Ф. Абдрашитова за помощь в экспериментах с ИЦР-нагревом, В.Н. Бородинкина, Н.И. Лиске и А.Ю. Ходорченко за изготовление зондовой системы и помощь в проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Мирнов, Д.Д. Рютов. Вопросы атомной науки и техники сер. Термоядерный синтез, т.1 (1980) 57.
2. В.В. Мирнов, Д.Д. Рютов. Итоги Науки и Техники (Физика плазмы), т.8, изд. ВИНТИ, М.: (1988) с.77.
3. P.A. Bagryanskiy, A.A. Ivanov, V.V. Klesov et al. XI IAEA Conf on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., v.3, p.467, Vienna (1987).
4. P.A. Bagryanskiy, A.A. Ivanov, V.V. Klesov et al. Physics of Mirrors, Reversed Field Pinches and Compact Tori, Proc. of the course and workshop, v.2, p.635, Varenna, Italy 1987).
5. P.A. Bagryanskiy, A.A. Ivanov, V.V. Klesov et al. Proc. XII IAEA Conf on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., v.2, p.483, Vienna (1989).
6. P.A. Bagryanskiy, A.A. Ivanov, V.V. Klesov et al. Proc. XIX Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade, Yugoslavia, July 1989, p.832.
7. M.N. Rosenbluth, N.F. Kroll, N. Rostoker. Nucl. Fus., suppl., suppl., part 1 (1962) 143.
8. M.N. Rosenbluth, C.L. Longmire. Ann. Phys., 1 (1957) 20.
9. С.В. Кузьмин. Физика плазмы, т.16, 8 (1990) 1010.
10. M.N. Rosenbluth, R.K. Varma. Nucl. Fus., 7 (1967) 67.
11. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер. «Машинные методы математических вычислений», Москва, Мир 1980, с.210.
12. Д.Д. Рютов, Г.В. Ступаков. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, с.186.
13. Г.В. Ступаков. Физика плазмы, 1979, т.5, с.871.

14. В.В. Арсенин, В.А. Чуянов. УФН, 123, 1 (1977), с.871.
15. Г.У. Димов, П.Б. Лысянский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-102, Новосибирск 1986.
16. Д.Д. Рютов, Г.В. Ступаков. Физика плазмы, 1986, вып.12, т.12, с.1413.
17. J.H. Hall, A.G. Keelman, R.S. Post, S.C. Prager, E.S. Strait, M.C. Zarnstoff. Phys. Rev. Lett., 1981, v.46, p.1394.
18. J.H. Hall, B.G. Lane, J.H. Casey et al. Rep. Massachusetts Institute of Technology PFC/JA-87-17, Cambridge, Massachusetts 1987.



А. В. Аникеев, П. А. Багрянский, А. А. Иванов,  
С. В. Кузьмин, Т. В. Саликова

Экспериментальное исследование спектра  
неустойчивых крупномасштабных мод  
в газодинамической ловушке

Ответственный за выпуск: С. Г. Попов

---

Работа поступила - 6 августа 1991 г.  
Подписано к печати 6. 08. 1991 г.  
Формат бумаги 60×90 1/16  
Объем 1,7 п. л., 1,4 уч.-изд. л.  
Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ N 78.

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г. Новосибирск, 90.