

ОБНАРУЖЕНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ МЕЖДУ ФЛУКТУАЦИЯМИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ, ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ В ЦЕНТРЕ И НА КРАЮ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

Г.М.Батанов, Л.В.Коллик, А.Е.Петров, К.А.Сарксян¹⁾, Н.К.Харчев,
Ю.В.Хольнов, С.В.Щепетов

Институт общей физики РАН, 119942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 июля 2000 г.

Приводятся результаты экспериментов по измерению радиальной когерентности между флуктуациями плотности плазмы, локализованными в центре и на краю шнура стелларатора Л-2М. Обнаружена высокая радиальная когерентность между указанными флуктуациями, достигающая величины, большей 0.5 для спектральных вейвлет-компонент, частоты которых лежат в интервале от нескольких кГц до 30 кГц. Изучались также статистические характеристики флуктуаций плотности. Показано, что функция распределения плотности вероятности амплитуд флуктуаций отлична от распределения Гаусса в центральной области плазменного шнура.

PACS: 52.35.-q, 52.75.-d

1. Проблема влияния турбулентности на процессы переноса и удержания плазмы в тороидальных магнитных ловушках привлекает к себе все большее внимание. При этом основные усилия направлены на определение роли турбулентности краевой плазмы в глобальных процессах и, прежде всего, при переходах в режимы с улучшенным удержанием (переход L-H-режим, образование внутреннего транспортного барьера) [1]. Значительное число исследований посвящено относительно недавно обнаруженному феномену быстрого переноса, а также образованию когерентных структур в краевой плазме [2]. Наконец, в некоторых экспериментах делались попытки одновременно измерить плазменные флуктуации на краю плазменного шнура и в его более глубоких слоях [3, 4]. Однако до последнего времени прямых измерений радиальной когерентности между флуктуациями плазменных параметров, локализованными в центральных областях и на его краю, не проводилось. В то же время важность таких измерений очевидна, поскольку факт радиальной когерентности между флуктуациями в центре и на краю плазмы или отсутствие таковой может указать на причины аномального переноса. В какой-то степени такой пробел в экспериментальных исследованиях можно объяснить отсутствием как диагностических методик, позволяющих одновременно регистрировать пространственно разнесенные плазменные флуктуации, так и соответствующих методов спектрального анализа.

В настоящей работе была поставлена задача провести измерения радиальной когерентности между флуктуациями плотности плазмы, локализованными в центре и на краю плазменного шнура в стеллараторе Л-2М. С этой целью была использована комплексная диагностическая методика. Флуктуации плотности плазмы δn в краевой плазме регистрировались с помощью подвижных ленгмюровских зондов, подробно описанных в [5]. Флуктуации δn в центральной области регистрировались в режиме гомодинного приема греющего плазму гиротронного излучения, рассеянного

¹⁾ e-mail: sarksian@fpl.gpi.ru

на этих флуктуациях плотности. Причем выделялось лишь рассеяние обыкновенной компоненты мощного гиротронного излучения E_{ord} ($E_{ord} \parallel \mathbf{B}$, где \mathbf{B} – тороидальное магнитное поле стелларатора), возникающей из-за расщепления линейно поляризованного излучения на границе плазмы. При анализе экспериментальных данных применялся получивший развитие в последние годы вейвлет-анализ, позволяющий получать информацию о спектрах и когерентности спектральных компонент с высоким временным разрешением в масштабе реального времени [6].

2. Параметры стелларатора Л-2М достаточно полно представлены в [7]. Большой радиус тора $R = 100$ см, средний радиус вакуумной сепаратрисы $r_s = 11.5$ см. Для получения и нагрева плазмы использовался гиротрон с частотой $f_0 = 75$ ГГц ($\lambda_0 \approx 4$ мм), излучение которого в виде гауссова пучка с необыкновенной поляризацией ($E_0 \perp \mathbf{B}$) вводилось в вакуумную камеру стелларатора²⁾. Эксперименты были выполнены при мощностях 150–200 кВт и длительности разряда 10–12 мс в режиме электронно-циклотронный резонанс (ЭЦР) на второй гармонике гирочастоты электронов ω_{He} ($\omega_0 = 2\omega_{He}$, $\omega_0 = 2\pi f_0$). Параметры плазмы для данных экспериментов следующие: средняя плотность плазмы $n = (1 - 2) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, центральная электронная температура $T_e(0) \sim 0.5 - 0.7$ кэВ, ионная температура $T_i \sim 0.15$ кэВ. Рабочий газ – водород (H_2). На рис.1а схематически изображено расположение используемых

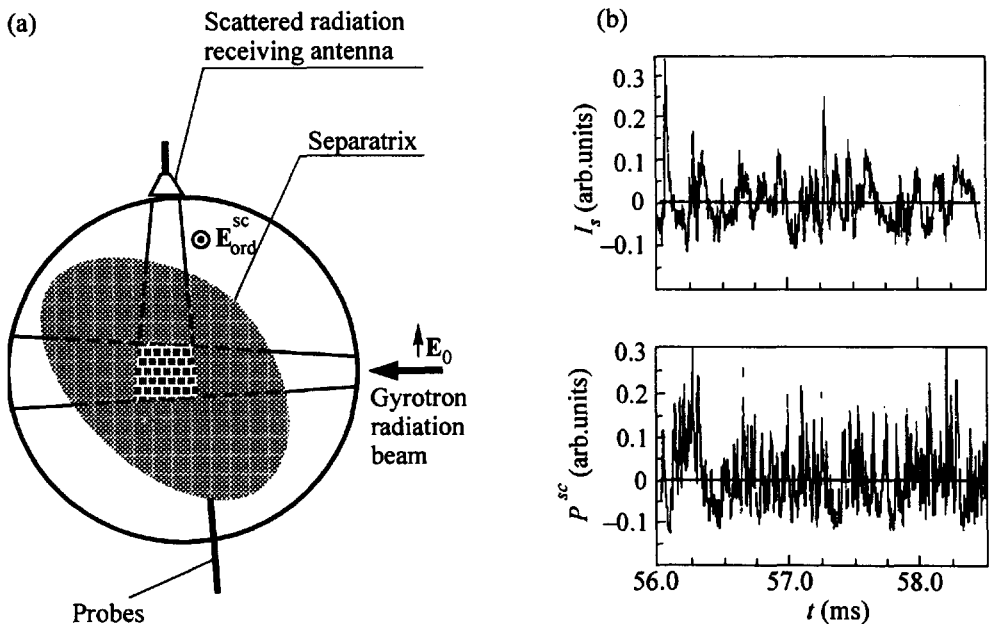


Рис.1.(а) Схема расположения диагностик в полоидальном сечении ввода гиротронного излучения. (б) Флуктуация тока на зонде I_s и излучения P^{sc}

диагностик в полоидальном сечении тороидальной камеры стелларатора. Рупорная антенна, расположенная в верхнем патрубке, принимала обыкновенную компоненту гиротронного излучения, рассеянную под углом $\pi/2$ на флуктуациях δn , локализованных в центральной области плазмы. Эта область на рис.1а выделена квадратами. Она является областью пересечения каустик двух пучков – падающего гиротронно-

²⁾ Это же излучение использовалось в диагностических целях, о чем говорилось выше.

го и рассеянного. Диаметр области рассеяния $d = 5$ см. Поскольку волновое число гиротронного излучения $k_0 = 15 \text{ см}^{-1}$, то из условия Брэгга рассеяние на угол $\pi/2$ будет происходить на флуктуациях плотности δn , чьи размеры соответствуют $k_{sc} = 20 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_{sc} = 3 - 4$ мм). Подвижные ленгмюровские зонды, регистрирующие флуктуации плотности в режиме ионного тока насыщения I_s , когда $I_s \sim n$, и $\delta I_s \sim \delta n$, могли вдвигаться в глубь за сепаратрису на 1.5–2 см. Это соответствует отношению $r/r_s = 0.85 - 0.8$ (r – радиальная координата зонда). Расстояние между центральной областью и краевой плазмой составляет 5–7 см. На рис.1b в качестве иллюстрации приведены флуктуации во времени сигналов тока на зонде I_s и рассеянного излучения P^{sc} . Оба сигнала имеют всплещный характер с разной длительностью всплещ и их фронтов. В этом смысле в дальнейшем при применении вейвлет-метода спектрального анализа имеет смысл говорить о спектральных характеристиках именно регистрируемых всплещек. Для косвенного подтверждения того, что рассеяние гиротронного излучения происходит в центральной области плазменного шнура, дополнительно прикладывалось малое вертикальное магнитное поле B_v , компенсирующее шафрановский сдвиг магнитной оси. Такой выбор не случаен, так как при $B_v = (-40 \text{ Гс}) - (-70 \text{ Гс})$ сужается зона устойчивости идеальных МГД мод в центральных областях плазмы, и, как следствие, можно ожидать возрастания уровня плазменных флуктуаций [8]. В то же время приложенное B_v не должно оказывать значительного влияния на резистивно-баллонные моды, определяющие уровень δn в краевой плазме [4].

3. Рассмотрим результаты вейвлет-анализа флуктуационных сигналов. На рис.2 приведены вейвлет-спектры (или спектры по волновым пакетам) рассеянного сиг-

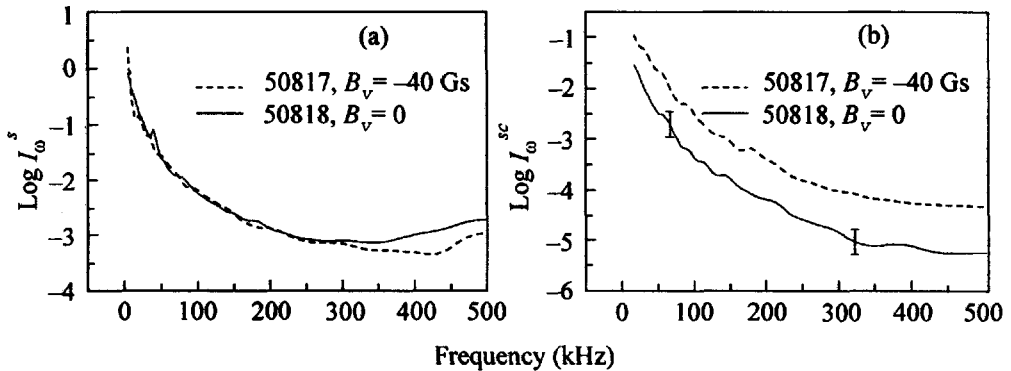


Рис.2. Спектры по вейвлет-волновым пакетам: (а) ионного тока насыщения на зонд ($r/r_s = 0.8$); (б) рассеянного гиротронного излучения

нала (рис.2b) и токового зондового сигнала (рис.2a). В обоих случаях сигналы регистрировались при двух значениях вертикального поля $B_v = 0$ и $B_v = -40 \text{ Гс}$. Для флуктуаций рассеянного сигнала (рис.2b) при $B_v = -40 \text{ Гс}$ наблюдается заметный рост в два и более раз спектральной плотности во всем частотном диапазоне. Это подтверждает в связи с высказанными выше соображениями, что рассеяние происходит в центральной области плазменного шнура. В то же время для флуктуаций δn в краевой плазме, регистрируемых зондом, как правило, разница между спектрами при $B_v = 0$ и $B_v = -40 \text{ Гс}$ не столь значительна. Так, на рис.2a отличие проявляется лишь для частот, больших 300 кГц. Но в ряде выстрелов при $B_v = -40 \text{ Гс}$ в краевой

плазме наблюдалось заметное изменение спектра флуктуаций δn в более широком частотном диапазоне, что также отмечалось ранее в работе [4]. По-видимому, при определенных условиях возможно влияние неустойчивости в центральных областях плазмы на ее периферию.

Обратимая теперь к результатам, которые должны дать ответ на главный вопрос о когерентности между спектральными компонентами флуктуаций рассеянного и зондового сигналов, то есть между флуктуациями δn в центре и на краю плазменного шнура, области локализации которых разделены в радиальном направлении расстоянием в несколько сантиметров. На рис.3 представлена вейвлет-когерентность (или вейвлет-когерентные спектры) между флуктуациями рассеянного и зондового сигнала

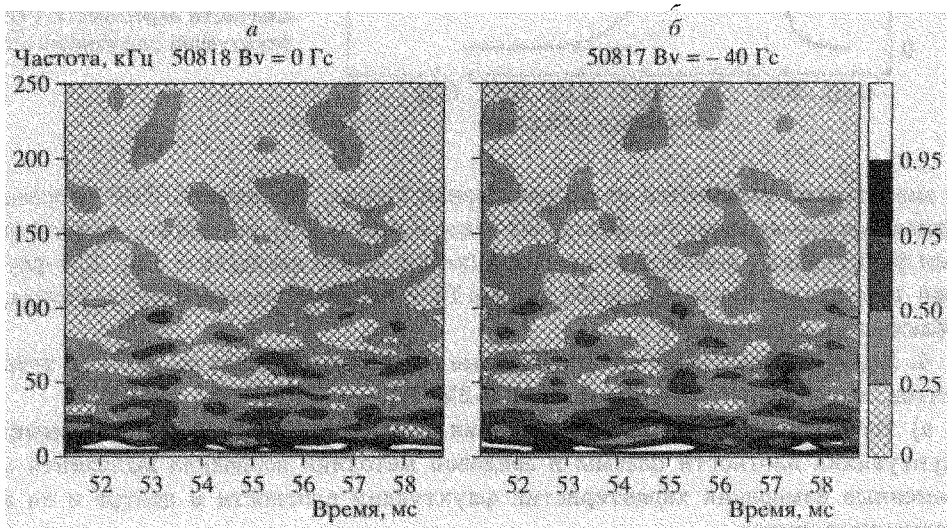


Рис.3. Радиальная вейвлет-когерентность между флуктуациями ионного тока насыщения на зонд и рассеянного излучения: (а) $B_v = 0$; (б) $B_v = -40$ Гс. Величина коэффициента когерентности дана в черно-белой шкале

лов при $B_v = 0$ (рис.3а) и $B_v = -40$ Гс (рис.3б). Для представленных спектрограмм вейвлет-когерентности характерны следующие особенности: 1) высокий коэффициент когерентности K в диапазоне частот от нескольких килогерц до 100 кГц; 2) наибольшие значения $K > 0.5$ соответствуют более низким частотным компонентам (до 30 кГц); 3) наблюдается вспыхивающий во времени характер когерентности, что говорит об образовании временных когерентных структур; 4) наложение вертикального поля не приводит к изменению структуры когерентности, но заметно расширяет область когерентности в сторону больших частот.

Таким образом, можно говорить об обнаружении радиальной когерентности между флуктуациями плотности плазмы, локализованными в центральной и в краевой областях плазменного шнура в стеллараторе Л-2М. Протяженность зоны когерентности достигает 5–7 см.

Наконец, обратимся к такой статистической характеристике флуктуационных сигналов, как функция распределения плотности вероятности амплитуд флуктуаций δn (в английской общепринятой терминологии Power Distribution Function – PDF). На рис.4 приведены рассчитанная PDF для флуктуаций рассеянного сигнала

и аппроксимация PDF распределением Гаусса. Видно, что PDF рассеянного сигнала

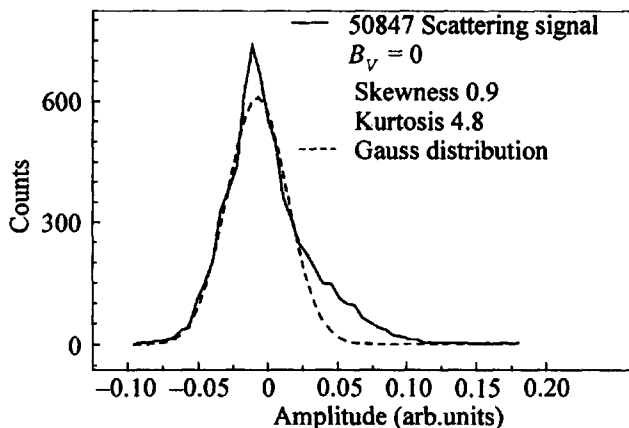


Рис.4. Функция распределения плотности вероятности PDF для флуктуаций рассеянного сигнала

ла значительно отличается от распределения Гаусса. Во-первых, PDF рассеянного сигнала несимметрично (коэффициент асимметрии = 0.9), во-вторых, заметно выше доля флуктуаций с большой амплитудой (коэффициент эксцесса = 4.8). Для флуктуаций токовых сигналов в краевой плазме PDF близка к распределению Гаусса, что наблюдалось и ранее в [9].

4. Коротко подытожим представленные в настоящей работе результаты экспериментов, выполненных на стеллараторе Л-2М.

а) Использование методики рассеяния греющего гиротронного излучения на флуктуациях плотности плазмы и зондовой методики позволило выполнить одновременные измерения характеристик флуктуаций плотности в центре и на краю плазменного шнура.

б) Обнаружена радиальная когерентность с коэффициентом когерентности $K > 0.5$ между спектральными компонентами флуктуаций плотности плазмы, локализованными в центре и на краю плазмы и разделенных расстоянием в 5–7 см.

в) Коэффициент радиальной когерентности максимален для частотных компонент в диапазоне 5–30 кГц.

г) Функция распределения плотности вероятности амплитуд флуктуаций плотности в центральной области плазменного шнура значительно отлична от равновесного распределения Гаусса.

Естественно возникает вопрос, какой механизм обеспечивает высокую радиальную когерентность флуктуаций плотности плазмы и какова пространственно-временная структура этих флуктуаций? В связи с этим коротко рассмотрим, какие типы колебаний неустойчивы в центральной и в краевой плазме в условиях данного эксперимента. В центральных областях шнура при малых давлениях плазмы p и при $B_v = 0$ возможно развитие идеальных МГД мод. Причем при $\bar{\beta} \geq 0.09\%$, $\bar{\beta} = 8\pi\bar{p}/B^2$ (черта означает усреднение по объему), они оказываются застabilизированными за счет эффекта “самостабилизации” [8], что имело место при проведении экспериментов. Однако в этих условиях возможно развитие электростатических дрейфовых мод. Для такого типа неустойчивостей при выполнении условия $\beta(L_s/L_p)^2 \ll 1$, что также характерно для данного эксперимента, роль флуктуаций магнитного поля пренебрежимо мала. Здесь L_s – характерный размер изменения угла вращатель-

ного преобразования, L_p – характерный размер изменения давления плазмы. При $B_0 = -40$ Гс доминирующим источником турбулентности в центральной области плазменного шнура является неустойчивость идеальных МГД мод, которые могут быть застabilизированы лишь при давлениях, заметно превышающих те, при которых проводился данный эксперимент. На краю плазменного шнура, то есть при $r/r_s \geq 0.5$, турбулентность определяется развитием резистивных перестановочных мод, которые достаточно хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально [5, 8]. В принципе можно предположить, что наличие радиальных когерентных зон может быть связано с зацеплением неустойчивых мод с различными тороидальными и полоидальными числами. Как видно из рис.2, 3, величина когерентности и структура зон когерентности практически не зависят от того, какой тип неустойчивости доминирует в центральной части плазменного шнура, хотя амплитуда флуктуаций может заметно меняться. Однако в рамках линейной теории наличие столь протяженных радиальных когерентных зон объяснить не удастся. Все это, по всей видимости, указывает на единый нелинейный механизм, обеспечивающий высокую радиальную когерентность флуктуаций плотности плазмы при развитии разных типов неустойчивых колебаний в центральной части плазменного шнура. Что касается конкретного типа структур, формирующих когерентные зоны, то здесь уместно отметить, что ранее в [10] была показана возможность формирования вихревых образований в плазме стелларатора Л-2М. На такую же возможность указано и в [11]. Можно предположить, что в условиях выполненного эксперимента также формируются вихреподобные структуры.

В заключение авторы приносят искреннюю признательность коллективу стелларатора Л-2М, обеспечившему проведение эксперимента.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 00-02-17507).

-
1. J.W.Connor, P.Burraffi, J.G.Cordey et al, Plasma Phys. Contr. Fusion **41**, 693 (1999).
 2. C.Hidalgo, Plasma Phys. Contr. Fusion **37**, A53, (1995).
 3. V.Antonni, M.Bagatin, R.Cavazzona et al, EU-US Transport Task Force Workshope, Goteborg, 1998, p.23.
 4. Д.К.Акулина, Г.М.Батанов, М.С.Бережецкий и др., Физика плазмы **26**, 3 (2000).
 5. G.M.Batanov, O.I.Fedyanin, N.K.Kharchev et al., Plasma Phys. Contr. Fusion **40**, 1241 (1998).
 6. Н.М.Астафьева, УФН **166**, 1145 (1996).
 7. V.V.Abrakov, D.K.Akulina, E.D.Andryukhina et al, Nucl. Fusion **37**, 233 (1997).
 8. Л.М.Коврижных, С.В.Щепетов, Физика плазмы **66**, 576 (1980).
 9. N.K.Kharchev, N.N.Skvortsova, and K.A.Sarkisian, J. of Mathematical Sciences (2000, в печати).
 10. Г.М.Батанов, К.М.Ликин, К.А.Сарксян, М.Г.Шац, Физика плазмы **19**, 1199 (1993).
 11. B.A.Carreras, B. van Milligen, C.Hidalgo et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 3653 (1999) .