

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проекты РФФИ # 00-02-17507, # 01-02-16527

## Структурная плазменная низкочастотная турбулентность в стеллараторе Л-2М

Г. М. Батанов, В. Е. Бенинг\*, В. Ю. Королев\*, А. Е. Петров, А. А. Пшеничников, К. А. Сарксян,  
Н. Н. Скворцова<sup>1)</sup>, Н. К. Харчев, Ю. В. Хольнов

Институт общей физики РАН им. А. М. Прохорова, 119991 Москва, Россия

\* Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 сентября 2003 г.

В стеллараторе Л-2М установлено возникновение стационарной низкочастотной сильной структурной (НЧ СС) турбулентности по всему объему плазменного шнура. Основная особенность НЧ СС турбулентности заключается в присутствии в ней стохастических плазменных структур. Показана связь НЧ СС турбулентности разного типа по всему плазменному объему. Измерены устойчивые, негауссовы распределения плотностей вероятности всех флуктуирующих величин. Определены характерные пространственные и временные масштабы турбулентности, которые определяют неброуновскую диффузию, связанную с НЧ СС турбулентностью.

PACS: 52.35.Ra, 52.5.Nc

**1. Введение.** Исследования низкочастотной (НЧ) плазменной турбулентности в замкнутых магнитных ловушках приобрели необычайную популярность в физике плазмы в последние годы. На Европейской конференции по физике плазмы 2003 г. проведение таких экспериментальных исследований было отмечено на всех токамаках и стеллараторах, существующих в мире в настоящее время: T-10, LHD, TJ-II, DIII-D, JET и др. (см. доклады P-2.56, P-3.121, P-4.5, O-2.1A, P-1.20 на конференции [1]). Основной причиной повышенного интереса к НЧ турбулентности служит множество экспериментальных фактов, которые прямо указывают на ее влияние на макрохарактеристики плазмы в замкнутых магнитных ловушках. Например, НЧ турбулентность определяет аномальный перенос на краю плазмы [2, 3], изменение ее параметров происходит согласованно с регистрацией в плазме внутренних и периферийных транспортных барьеров [4, 5], а статистические параметры турбулентного краевого потока являются индикатором качества стенки камеры [6]. Следующей причиной повышенного интереса к изучению природы НЧ турбулентности является проблема оценки час-

тоты появления редких событий большой амплитуды (“катастрофического типа”) в установках с рядами большой длительности или в установках со стационарным разрядом [7]. Последней причиной, на наш взгляд, является полученная в связи с автоматизацией эксперимента в последние годы возможность измерения больших массивов данных (временных и пространственных выборок) флуктуаций, а также вычисления по ним стационарных и переходных спектральных, корреляционных, вероятностных, размерностных и других характеристик НЧ плазменной турбулентности.

Стелларатор Л-2М был одной из первых тороидальных установок, на которой около 15 лет назад была поставлена задача по исследованию НЧ турбулентности в стационарной фазе разряда с использованием методов численного анализа данных. В 1989 г. нами был представлен доклад [8] об общем виде характеристик двух типов НЧ турбулентности, которые инициировались разными плазменными неустойчивостями в стеллараторе Л-2М и линейной модельной установке ТАУ-1. Дальнейшее исследование НЧ плазменной турбулентности привело к тому, что по совокупности характеристик в ТАУ-1 было выделено состояние, которое в 1994 г. мы назвали [9] НЧ струк-

<sup>1)</sup>e-mail: nina@fpl.gpi.ru

турной турбулентностью. Это детерминированно-хаотическое состояние, в котором в турбулентности присутствуют ансамбли стохастических плазменных структур. Стохастические структуры определяют целый ряд особенностей ее спектральных, корреляционных и вероятностных параметров. Настоящая статья посвящена описанию НЧ структурной плазменной турбулентности в стеллараторе Л-2М.

**2. Описание установки и диагностических методов.** Стелларатор Л-2М – двухзаходный стелларатор [10], большой радиус тора  $R = 100$  см, средний малый радиус плазмы  $\langle r \rangle = 11.5$  см. Создание и нагрев плазмы осуществлялись одним или двумя гиротронами в режиме ЭЦР на второй гармонике гирочастоты электронов (магнитное поле в центре плазмы  $B = 1.3\text{--}1.4$  Тл), при мощности гиротронного излучения  $P_0 = 150\text{--}300$  кВт и длительности импульса нагрева до 15 мс. Измерения проводились в плазме, средняя плотность которой  $\langle n \rangle = (0.8\text{--}2.0) \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , центральная температура электронов  $T_e(0) = 0.6 \div 1.0$  кэВ, в качестве рабочего газа использовался водород. В краевой плазме на радиусе  $r/r_s = 0.9$  ( $r_s$  – средний радиус сепаратрисы) плотность  $n(r) = 1\text{--}2 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ , электронная температура –  $T_e(r) = 30\text{--}40$  эВ. Длительность стационарной части разряда в Л-2М составляла 10 мс.

Как известно, тороидальная магнитная ловушка в термодинамическом смысле является открытой плазменной системой. Все многообразие стационарных флуктуаций плазмы, которые изучаются в условиях динамического равновесия, имеет источник энергии, сток энергии, а также могут быть области плазменного шнура, в которых происходит перераспределение энергии между различными турбулентными состояниями. Поэтому в экспериментах по изучению плазменных флуктуаций важно иметь возможность изменять эти составляющие путем варьирования некоторых параметров самой установки: вводимой мощности нагрева, конфигурации магнитного поля (угла вращательного преобразования) и качества (разного уровня газоотделения) стенки камеры. Стелларатор Л-2М отвечает таким требованиям. Мощность нагрева плазмы варьируется изменением мощности гиротронов. В установке возможно создание пяти конфигураций магнитного поля с углами вращательного преобразования на магнитной оси 0.175, 0.119, 0.082, 0.064, 0.043. Кроме того, введение небольшого магнитного поля, поперечного к плоскости стелларатора ( $B_\perp = \pm 20, 40, 70$  Гс), позволяет смещать магнитную поверхность вдоль большого радиуса тора [11]. Изменение свойств первой стенки достигается разными методами ее очистки. После

термической обработки камеры применяется индукционный разряд в водороде, тлеющий разряд в гелии, боронизация, а также используется графитовый лимитер.

В Л-2М удалось измерить флуктуации по всему объему плазменного шнура в нескольких полоидальных сечениях по тору – от области нагрева до сепаратрисы. В таблице перечислены все диагностики для измерения флуктуаций, а на рис.1 схематически показано расположение диагностик в одном по-

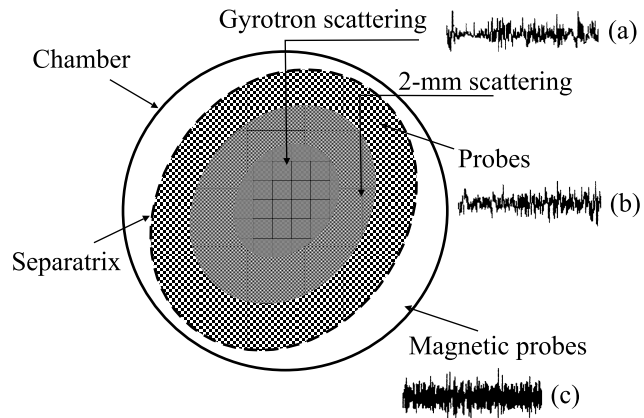


Рис.1. Временные выборки амплитуд флуктуаций плотности высокотемпературной плазмы из области нагрева (а), флуктуаций потенциала низкотемпературной плазмы на краю шнура (б) и флуктуаций магнитного поля за пределами плазмы (с), частоты ниже 1 кГц отфильтрованы

лоидальном сечении (для наглядности). Флуктуации плотности плазмы в области нагрева измерялись методом рассеяния излучения греющего гиротрона [12, 13]. Флуктуации плотности высокотемпературной плазмы в области, смещенной по радиусу и тору от зоны нагрева, измерялись методом 2-миллиметрового рассеяния [14, 15].

Флуктуации плотности, потенциала, электрического поля и потока частиц на краю плазмы измерялись ленгмюровскими зондами различной конструкции в разных сечениях вдоль тора [10]. Флуктуации магнитного поля за пределами сепаратрисы измерялись магнитными зондами [17]. Результатом измерений всех диагностик являлись единообразные записи амплитуд флуктуаций в виде временных выборок, к которым применялся один и тот же пакет программ численного оценивания. Длина отдельных выборок достигала 256 тысяч точек, число одновременно снимаемых выборок – до 20, частоты оцифровок от 0.1 до 40 МГц. В пакет программ входили: многомерный спектральный фурье-анализ, корреляционный анализ

Диагностика	Пространственная область измерения в шнуре	Измеряемые флуктуации	Количество каналов	Волновое ( $k$ ) число флуктуаций
Рассеяние излучения гиротрона	Область нагрева (высокотемпературная плазма)	Плотности плазмы	2	$20 \text{ см}^{-1}$ $40 \text{ см}^{-1}$
2-миллиметровое рассеяние	Высокотемпературная плазма вне области нагрева	Плотности плазмы	3	$6 \text{ см}^{-1}$ $9 \text{ см}^{-1}$ $13 \text{ см}^{-1}$
Ленгмюровские зонды	Краевая плазма	1. Плотности плазмы 2. Потенциала 3. Потока частиц	До 15	Широкий спектр
Магнитные зонды	За пределами плазмы	Магнитного поля	До 9	Широкий спектр

[18, 19], спектральный и когерентный вейвлет-анализ [20–23], построение гистограмм, определение моментов случайных величин, дополнительные программы сглаживания сигналов, фильтрации, усреднения.

**3. Результаты исследований.** НЧ пульсации естественным образом присутствуют во всем объеме плазмы в стеллараторе Л-2М – от центра до края. В данной работе остановимся лишь на общих параметрах этих пульсаций, независимо от их области локализации в плазменном шнуре. На рис.1 приведены временные выборки амплитуд флуктуаций плотности высокотемпературной плазмы из области нагрева (а), флуктуаций потенциала низкотемпературной плазмы на краю шнура (b) и флуктуаций магнитного поля за пределами плазмы (с), частоты ниже 1 кГц отфильтрованы. Отметим, что временной ход всех остальных сигналов, измерившихся в эксперименте и перечисленных в таблице, подобен сигналам, представленным на рис.1 [10, 13, 16]. Временные выборки состоят из вспышек разной длины и пауз между ними. Наблюдается как изменение частоты сигналов внутри вспышек, так и изменение времен нарастания и спада сигналов в самих вспышках<sup>2)</sup>. Величины флуктуаций по отношению к средним значениям параметров достаточно велики. Минимальный уровень флуктуаций был измерен для магнитного поля – сотые доли процента ( $\tilde{B}/B \sim 5 \cdot 10^{-5}$ ). Относительная величина флуктуаций плотности внутри плазменного шнура гораздо выше и изменялась от 20–30% ( $\tilde{n}/n \sim 0.2-0.3$ ) на краю до 10% в центре ( $\tilde{n}/n \sim 0.1$ ). Величины флуктуаций плавающего

потенциала и электрического поля на краю плазмы достигали 10–20% ( $\tilde{\varphi}/\varphi \sim 0.1-0.2$ ).

Автокорреляционные функции (ACF) временных выборок НЧ турбулентных пульсаций в Л-2М состоят из двух частей: максимума, конечной ширины, отличного от  $\delta$ -функции, и медленно спадающего хвоста с повторяющимися вспышками [8, 13–15, 23]. На рис.2 представлены ACF для флуктуаций плотности в центре и на краю плазменного шнура. Как пра-

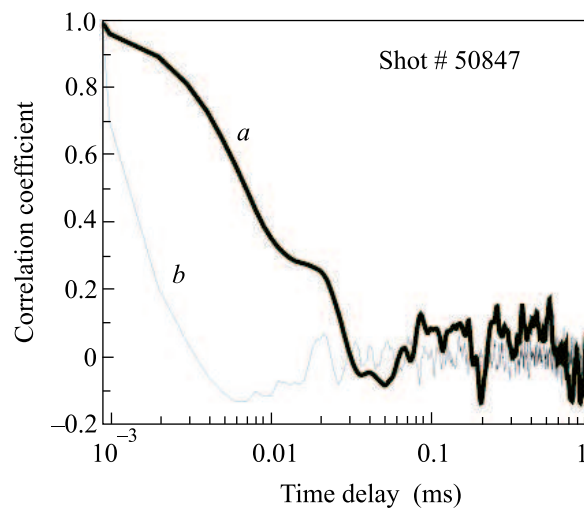


Рис.2. ACF для флуктуаций плотности в центре (а) и на краю плазменного шнура (b)

вило, в долгоживущих компонентах ACF содержится до 10–30% энергии флуктуаций плотности, потенциала, магнитного поля, электрического поля (уровни шумов в таких измерениях обычно не превышают 1–2%). С точки зрения корреляционного анализа, флуктуации сигналов слабой турбулентности харак-

<sup>2)</sup> В последнее время появился термин вспыхивающий (“burst-type”) для описания подобных сигналов.

теризуются слабозатухающей ACF, в которой характерное время автокорреляции многократно превышает период колебаний. Флуктуации сигналов сильной турбулентности характеризуются быстрым затуханием автокорреляционной функции и временем автокорреляции, не превышающим периода колебаний. В эксперименте эти два разных состояния турбулентности легко различимы по виду функции автокорреляции. Поэтому измеренные ACF указывают, с одной стороны, на сильно турбулентную природу пульсаций, с другой стороны, на существование в этой турбулентности долгоживущих, согласованно существующих во времени, компонент.

Однако если обратиться к частотным фурье-спектрам тех же пульсаций, то их вид однороден, никаких гармоник в них, как правило, не видно [10, 14, 24]. На рис.3а представлены фурье-спектр флуктуаций плотности в центре плазмы, который имеет сплошной шумовой вид. Только в отдельных конфигурациях магнитного поля в фурье-спектрах флуктуаций магнитного поля за пределами плазмы появляются размытые гармоника (рис.3б). Фурье-анализ не подходит для описания вспыхивающих сигналов, потому что долгоживущие временные корреляции полностью исчезают внутри сплошных фурье-спектров, тонкая структура спектров не разрешается.

Для частотного анализа вспыхивающих сигналов более удобным представляется вейвлет-анализ. Вейвлет-анализ предполагает представление изучаемого сигнала в виде суперпозиции волновых пакетов, которые имеют конечный размер по времени<sup>3)</sup>. Особенно он удобен при анализе сигналов, включающих быстрое изменение частоты, импульсов, коротких временных событий, следовательно, поэтому такой анализ может оказаться полезным при анализе сильно турбулентных плазменных сигналов. В наших экспериментах для анализа пульсаций использовался вейвлет с гауссовой огибающей [22, 23]. Вейвлет-спектр флуктуаций плотности в краевой плазме приведен на рис.3с. На этом спектре отчетливо проявляются квазигармоники, которые соответствуют долгоживущим компонентам на ACF. Подобные вейвлет-спектры с квазигармониками были получены для всех измеренных флуктуаций в Л-2М. Переход от фурье-спектров к вейвлет-спектрам позволил проводить исследования когерентных пространственных характеристик турбулентности

<sup>3)</sup>Такой волновой пакет в литературе получил название вейвлет. Напомним, что частота вейвлета  $\omega$  связана с длиной волнового пакета  $\Delta$ :  $\omega = 2\pi/\Delta$ .

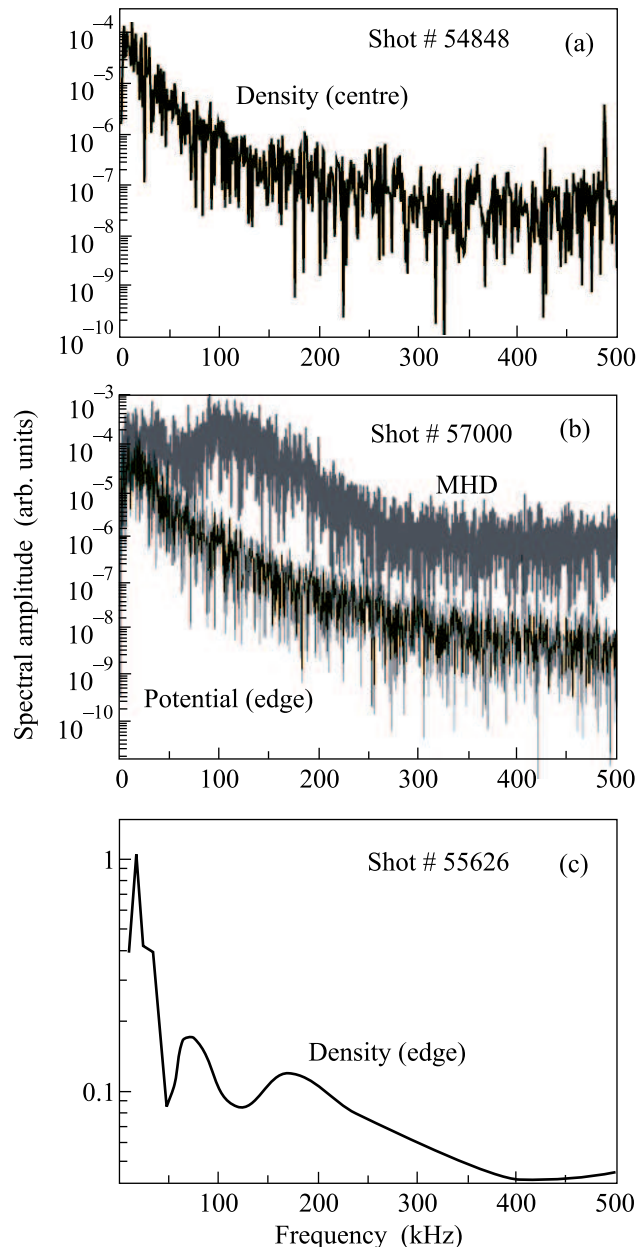
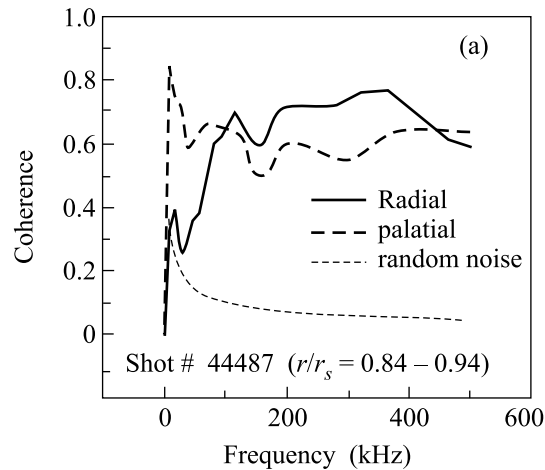


Рис.3. (а) Фурье-спектры флуктуаций плотности в центре плазмы; (б) фурье-спектры флуктуаций потенциала на краю плазмы и магнитного поля (в режиме с графитовым лимитером и поперечным полем  $B = -20$  G); (с) вейвлет-спектр флуктуаций плотности в краевой плазме

за малые интервалы времени (отслеживать поведение отдельных всплесков или их ансамблей), что позволило измерить пространственные размеры турбулентных пульсаций. На рис.4а представлен коэффициент вейвлет-когерентности между флуктуациями плотности, измеренными на расстоянии 2 мм в полоидальном и радиальном направлениях



Место для тонового рисунка

Рис.4. (а) Суммарный коэффициент вейвлет-когерентности между флуктуациями плотности на краю плазмы, измеренными на расстоянии 2 мм в полоидальном и радиальном направлениях. (b) Изменение во времени коэффициента тороидальной когерентности пульсаций в краевой плазме

[10]. Коэффициент вейвлет-когерентности несимметричен: в полоидальном направлении – порядка 60% для вейвлетов любой протяженности, в радиальном направлении коэффициент достигает такого значения только для вейвлетов малой длины, резко уменьшаясь для протяженных вейвлетов; при увеличении расстояния между зондами коэффициент когерентности быстрее уменьшается в радиальном направлении. Таким образом, удалось измерить характерный размер отдельных пульсаций, который достигал 4 мм (минимальное значение не определялось из-за размера зонда – 1 мм) в радиальном направлении и изменялся от 4–7 мм до 12–20 см в полоидальном направлении. Радиальная скорость движения отдельных вейвлетов могла достигать  $4 \cdot 10^6$  см/с. Коэффициент тороидальной когерентнос-

ти пульсаций удалось достоверно измерить только в режиме с боронизацией стенки камеры, когда газоотделение, которое тоже имеет стохастическую природу, с ее поверхности было минимальным<sup>4</sup>). На рис.4b приведено изменение во времени коэффициента тороидальной вейвлет-когерентности, который в некоторые промежутки времени достигал величины  $0.3 \div 0.7$  для флуктуаций плотности в диапазоне частот 25–150 кГц. Амплитуда коэффициента когерентности компонент вейвлета показана оттенками

<sup>4</sup>) В [25] удалось показать, что с усилением газоотделения со стенок камеры величина радиального электрического поля  $E_r$  в исследуемой области краевой плазмы ( $0.75 < r/r_s < 1$ ) уменьшается, и вместе с этим уменьшается и вероятность образования, а следовательно, и наблюдения стохастических структур.

серого цвета, на оси абсцисс отложено время наблюдения, на оси ординат отложена частота вейвлета. На этом рисунке отчетливо виден прерывистый вид вейвлет-когерентности. Нерегулярно возникающие структуры большой полоидальной протяженности растянуты в тороидальном направлении. Таким образом, показано, что на краю шнура существуют стохастические полоидальные структуры [6, 24].

Изменение во времени спектра взаимной когерентности между флуктуациями плотности в центре (в области нагрева) и на краю плазмы – шумовой спектр представлен на рис.5а<sup>5)</sup>. Изменение во времени спектра взаимной когерентности получено путем интерполяции отдельных спектров, рассчитанных по 0.5-миллисекундным интервалам. Амплитуда коэффициента когерентности показана оттенками серого цвета, на оси абсцисс отложено время наблюдения, на оси ординат – частота вейвлета. Для частот, лежащих до 100–200 кГц, коэффициент взаимной когерентности высок и достигает 50% [13, 26]. Эти измерения можно дополнить спектрами когерентности между флуктуациями потенциала на краю плазмы и флуктуациями магнитного поля за пределами плазменного шнура (рис.5с). В этом случае коэффициент взаимной вейвлет-когерентности достигает высоких значений для тех же частот. Этот результат не означает, что существующие в центре плазмы стохастические структуры имеют ту же природу, что и протяженные полоидальные структуры на краю. Разные плазменные неустойчивости могут быть ответственны за раскачку НЧ турбулентных пульсаций в плазме: в центре плазменного шнура – неустойчивость на запертых электронах и дрейфово-диссипативная неустойчивость, связанная с различием градиентов плотности и температуры [13, 27, 28], на краю плазмы – неустойчивость резистивных баллонных МГД мод [10, 29]. На краю шнура могут возникать МГД структуры, а в более глубоких слоях плазмы – дрейфовые вихри [15, 24], в области нагрева плазмы природа структур пока не может быть даже предположительно определена. Ранее было показано, что взаимная зависимость между турбулентными пульсациями в разных видах НЧ структурной турбулентности возникает через взаимное влияние ансамблей разных стохастических структур [30]. НЧ пульсации согласованно с высоким уровнем взаимной корреляции пронизывают весь плазменный шнур в Л-2М, что, вероятно, определяется ансамблями соответствующих стохастических структур.

<sup>5)</sup> Фоновый вейвлет-спектр рассчитан между двумя сигналами, полученными в разных импульсах.

Место для тонового рисунка

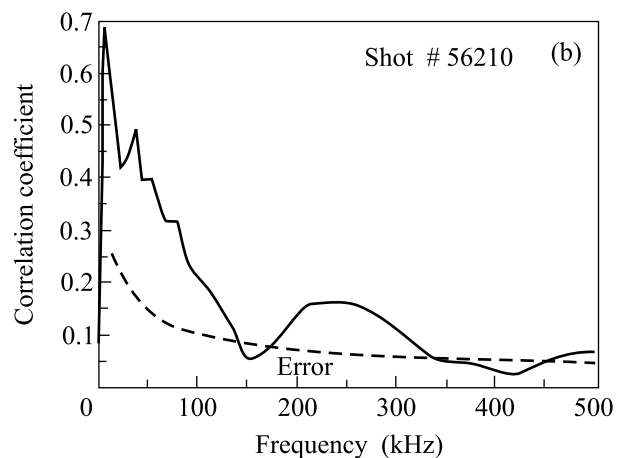


Рис.5. Изменение во времени спектра взаимной когерентности между флуктуациями плотности в центре (в области нагрева) и на краю плазмы и спектр шума (а). Спектр когерентности между флуктуациями потенциала на краю плазмы и флуктуациями магнитного поля (б)

Важными характеристиками НЧ турбулентных пульсаций является распределение плотности вероятности (PDF) измеряемых случайных величин [10–13, 24, 6, 31–34]. На рис.6 представлены PDF амплитуд флуктуаций плотности в центре и на краю плазмы. Амплитудные значения флуктуаций отложены по оси абсцисс, число счетов отложено по оси ординат; полное число счетов составляет 2000 в каждом случае. Форма гистограммы для амплитуд флуктуаций плотности в центре плазмы существенно отличается от гауссовой формы обостренной вершиной и тяжелыми хвостами, третий и четвертый моменты:  $m_3 = 0.9$  и  $m_4 = 8.2$ , и соответствует виду ACF с долгоживущей компонентой. Вероятность событий с

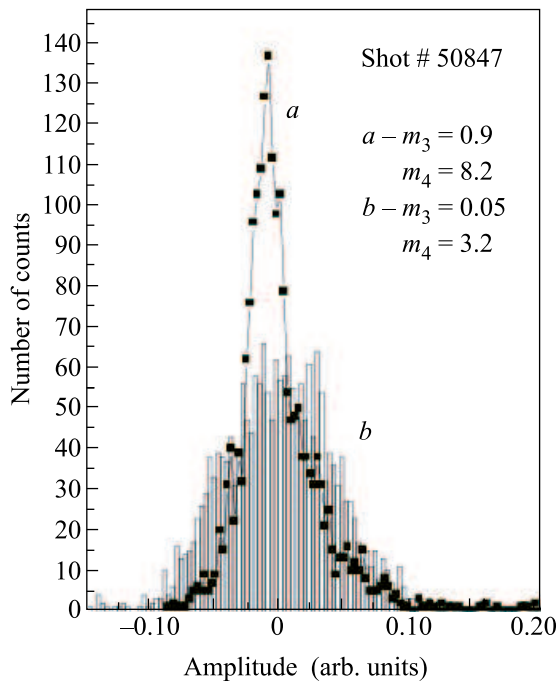


Рис.6. PDF временных выборок флуктуаций плотности в центре и на краю плазменного шнура

большими амплитудами в такой турбулентности существенно превышает вероятность появлений таких событий для флуктуаций, плотность вероятности которых описывается гауссовой функцией. Как правило, в тороидальных ловушках плотности распределения вероятности флуктуаций вдали от зоны ввода и стока энергии отличаются от Гаусса только тяжелыми автомодельными хвостами [34]. Для исследования автомодельных хвостов PDF флуктуаций необходима временная выборка с более чем  $10^4$  точек, длительность стационарной части разряда в Л-2М недостаточна для такого анализа. Вопрос о возможности описания PDF флуктуаций плотности на краю (рис.6,b) автомодельным распределением ( $m_3 = 0.05$ ,  $m_4 = 3.2$ ) пока не решен.

Наиболее явно отличие плотности вероятности от распределения Гаусса наблюдается в Л-2М для флуктуаций локального турбулентного потока частиц низкотемпературной плазмы [31–33]. В эксперименте локальный флуктуационный поток частиц определяется по измерениям трехштырьковым зондом:  $\tilde{\Gamma} = \langle \delta n_e \cdot \delta v_r \rangle$  [10], где  $\delta n_e$  – флуктуации плотности плазмы,  $\delta v_r = \delta E_\Theta / B$  – флуктуации радиальной скорости ( $\delta E_\Theta = (\delta \varphi_1 - \delta \varphi_2) / r \Delta \Theta$  – флуктуации полоидального электрического поля,  $\delta \varphi$  – флуктуации плавающего потенциала плазмы,  $\Theta$  – полоидальная угловая координата). На рис.7а представлены ACF времен-

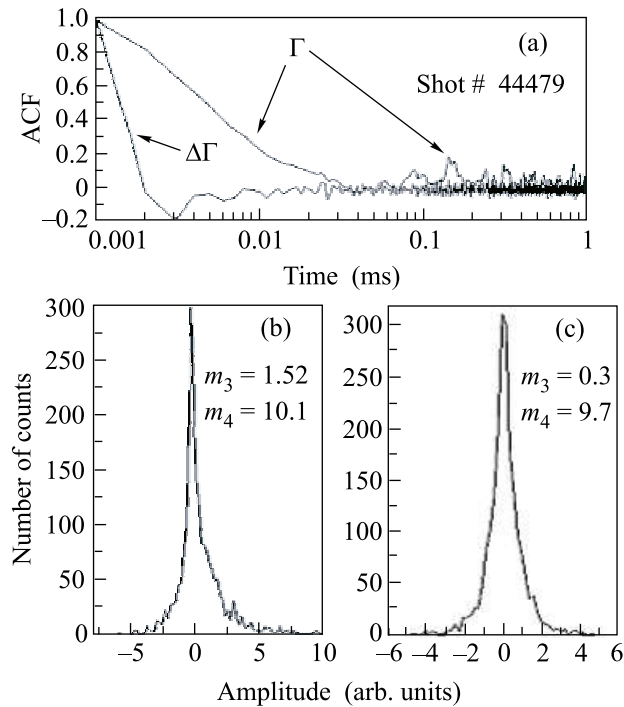


Рис.7. (a) ACF потока и приращений потока. (b) PDF временных выборок потока и (c) приращений потока

ных выборок потока и приращений потока<sup>6</sup>). Первым шагом в моделировании PDF амплитуд локального потока в установке Л-2М является анализ и моделирование PDF приращений потока. Дело в том, что значения исходного процесса в равноотстоящие моменты времени не являются однородной независимой выборкой из-за вида ACF. По таким выборкам крайне затруднительно делать выводы о вероятностно-статистических свойствах изучаемого процесса. В то же время, как показывает статистический анализ приращений флуктуационного потока на непересекающихся интервалах времени одинаковой длины, их распределения одинаковы. На рис.7b,c представлены плотности вероятности значений потока и приращений потока на краю плазмы в Л-2М. Отчетливо видны отличия PDF амплитуд и приращений амплитуд турбулентных потоков от нормальных распределений. Было показано, что локальный турбулентный поток в Л-2М является дважды стохастическим диффузионным процессом (или, что формально то же самое, диффузионным процессом со случайным време-

<sup>6</sup> Временная выборка приращений  $\Delta \tilde{\Gamma}_j = \tilde{\Gamma}_j(t_j) - \tilde{\Gamma}_{j-1}(t_{j-1})$  рассчитывается из временной выборки амплитуды потока  $\tilde{\Gamma}_j(t_j)$ .

нем)<sup>7)</sup>. Распределения вероятности приращений таких процессов являются масштабными смесями гауссовых законов, что в нашем случае подтверждается статистическим анализом временных выборок приращений амплитуд потока [36]<sup>8)</sup>. Все измеренные плотности вероятности флуктуаций (плотности, потенциала, потока) в Л-2М могут быть отнесены к классу устойчивых распределений [37]<sup>9)</sup>. Несмотря на то, что задача моделирования PDF значений временных выборок случайных процессов в стеллараторе Л-2М к настоящему времени далека от своего решения, определение PDF может оказаться полезным. Например, нам удалось установить, что третий момент (асимметрия) временной выборки турбулентного потока, который показывает асимметрию PDF, является индикатором чистоты стенки камеры стелларатора. Измерения показали, что после боронизации, при уменьшении потока газа со стенки, третий момент отличен от нуля и в течение разряда перестает изменять знак, флуктуационный поток становится однонаправленным из центра к периферии во всей краевой плазме.

Совершенно необходимым, на наш взгляд, является моделирование PDF для корректного определения диффузии, связанной с турбулентными пульсациями в тороидальной ловушке. Для корректной оценки коэффициента диффузии необходимо провести теоретические исследования стохастического дифференциального уравнения со стохастической добавкой с измеренной негауссовой плотностью вероятности [38, 39]. Особенно полезным для этих целей является анализ приращений амплитуд турбулентных пульсаций. Обращает на себя внимание тот факт, что корреляционное (“динамическое”) время прира-

щений примерно на порядок меньше корреляционного времени амплитуд флуктуирующих величин. Это “динамическое” время корреляции для приращений связано с характерными временами стохастического плазменного процесса. Тогда возникновение и исчезновение стохастической плазменной структуры происходит не по адиабатическому закону, а носит характер “сбоя фазы” между флуктуирующим электрическим полем и локальной плотностью. Как известно, при оценке коэффициента диффузии необходимо знать характерное время декорреляции процесса  $\tau_{\text{decorr}}$  и характерный пространственный масштаб  $\Delta l$ , тогда можно сделать оценку для коэффициента диффузии:  $D \sim (\Delta l)^2 / \tau_{\text{decorr}}$ . Вопрос возникает в оценке этих величин. Нам представляется возможным предположить, что время декорреляции – это время изменения коэффициента взаимной корреляции между флуктуациями плотности плазмы и полоидального поля, на котором происходит изменение потока, корреляционное время приращения потока, которое является минимальным временем, измеренным для потока. А характерный пространственный масштаб можно выбрать наибольшим из измеренных величин – это радиальный пространственный масштаб структур. Тогда можно предположить, что “динамическое” время совместно с характерным масштабом нелинейной структуры, определяют скорость переноса плазмы поперек магнитного поля. Оценим это время для стелларатора Л-2М. Принимая характерный масштаб флуктуаций  $\Delta l \sim 0.4$  см и “динамическое” время  $\tau_{\text{decorr}} \sim 1-2$  мкс, мы, в согласии с зондовыми измерениями в краевой плазме, получаем скорость переноса  $2-4 \cdot 10^5$  см/с.

**4. Выводы.** В замагниченной плазме в стеллараторе Л-2М обнаружено стационарное состояние низкочастотной сильной структурной (НЧ СС) турбулентности.

- Временная выборка любой флуктуирующей плазменной величины по всему объему плазмы в Л-2М имеет вспышечный вид; наиболее близок к такой временной выборке образ конечного осциллирующего и быстроспадающего во времени вейвлета, а не бесконечного гармонического колебания. НЧ СС турбулентность в высокотемпературной и краевой низкотемпературной плазме характеризуется одинаковыми спектральными и корреляционными характеристиками турбулентности: вейлет-спектрами с квазигармониками и корреляционными функциями с пульсирующими хвостами.

- Состояние НЧ СС турбулентности было зарегистрировано в Л-2М по всему объему плазмы,

<sup>7)</sup> Такие процессы возникают в результате предельного перехода в обобщенных процессах Кокса [35]: дважды стохастический пуассоновский процесс  $N^{(k)}(t) = N_1(\Lambda_k(t))$ , где  $N_1$  – однородный пуассоновский процесс с единичной интенсивностью и  $\Lambda_k$  – независимые от  $N_1$  случайные процессы.

<sup>8)</sup> В работе [32] представлено Введение, посвященное негауссовым вероятностным моделям для случайных процессов в плазменной турбулентности. Там отмечено, что если рассматриваемая система является замкнутой, то наблюдаемое распределение для временной выборки случайной величины будет нормальным. В открытой системе, находящейся под влиянием внешних факторов это не так, и вместо нормального распределения возможна смесь нормальных распределений со смешивающими распределениями, определяемыми внешними факторами.

<sup>9)</sup> Устойчивое распределение (stable distribution) является представителем класса возможных предельных распределений для нормированных сумм, образованных последовательностями независимых и одинаково распределенных случайных величин. Отметим, что распределение Гаусса, Леви, Коши и многие другие относятся к этому классу распределений.



несмотря на разные механизмы возникновения турбулентности в разных ее областях из-за развития нескольких неустойчивостей: дрейфово-диссипативной, МГД резистивно-баллонной, на запертых электронах.

- Основная особенность НЧ СС турбулентности заключается в существовании стохастических плазменных структур. Значительная доля энергии – в разных областях плазмы от 10% до 30% – плазменных турбулентных пульсаций сосредоточена в нелинейных структурах. В НЧ СС турбулентности Л-2М были выделены следующие стохастические плазменные структуры: протяженные МГД радиальные и полоидальные структуры на краю и дрейфовые вихри вблизи середины радиуса шнура. Стохастические структуры в центре шнура не были идентифицированы.

- Обнаружен высокий коэффициент вейвлет-когерентности (до 50% для частот ниже 150 кГц) между временными выборками амплитуд флуктуаций плотности в центре плазменного и на краю плазменного шнура в Л-2М. Турбулентные пульсации в НЧ СС турбулентности тороидальной установке взаимосвязаны по всему объему плазменного шнура вероятно благодаря ансамблям стохастических плазменных структур.

- Другой характеристикой НЧ СС турбулентности является отличие их распределений плотности вероятности от нормального распределения более тяжелыми хвостами и обостренной вершиной. Устойчивые (негауссовы) распределения плотности вероятности были измерены для флуктуаций плотности плазмы в центре шнура и локального турбулентного потока в НЧ СС на краю.

- Анализ приращений величин плазменных флуктуаций (плотности, потенциала, турбулентного потока) позволял измерять “динамические” времена НЧ СС турбулентности в стеллараторе Л-2М.

Исходя из вышеизложенного, можно сформулировать несколько вопросов дальнейших исследований. Как изменяется PDF и характерное корреляционное время для приращений флуктуаций при переходе из одного плазменного состояния по макропараметрам в другое? Каковы вероятностные характеристики локальной турбулентности в области транспортных барьеров в тороидальных ловушках? Принадлежат ли изучаемые состояния плазменной турбулентности к системам с динамическим хаосом, переходы в которых можно контролировать с помощью слабых регулярных волн, как в режиме стохастического резонанса [40]. Например, в [41] удалось слабым сигналом повлиять на переход от широкого спектра дрейфовых

волн к одной единственной моде при подавлении шумового спектра. При этом оказалось, что необходимо создавать фазу управляющего сигнала определенным образом. В теории переноса вопрос о неброуновском движении частиц в случайных негауссовых полях является отдельной чрезвычайно интересной и далеко еще не решенной задачей, так же как и необходимость учета редких событий при оценке диффузии в стационарной плазме. Наконец отметим, что хотя в данной работе мы рассматривали природу случайных процессов в стеллараторе Л-2М, аналогичную природу процессов мы наблюдаем и в других тороидальных и линейной установках.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 00-02-17507, # 01-02-16527).

1. 30<sup>th</sup> EPS, St. Peterburg, 2003; <http://eps2003.ioffe.ru/public/pdfs/>
2. J. W. Connor, P. Burraffi, J. G. Cordey et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **41**, 693 (1999).
3. Akira Yoshizawa, Sanai-I Itoh, Kimitasi Itoh, and Nobumitsi Yokoi, *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, R1-R144 (2001).
4. U. Stroth, K. Itoh, S.-I. Itoh et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 26, 5910 (2001).
5. A. Fujisawa, H. Iguchi, T. Minami et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 13, 2669 (1999).
6. N. K. Khartchev, G. M. Batanov, A. E. Petrov et al., 30<sup>th</sup> EPS, St. Peterburg, 2003, P-3.176.
7. B. Saotic, *Plasma Phys. Control. Fusion*. **44**, B11 (2002).
8. G. M. Batanov, K. A. Sarksyian, A. V. Sapozhnikov et al., *IV Inter. Conf. on Nonlinear and Turbulent Processes in Physics*, Kiev, 1989, v. 1, p. 231.
9. В. В. Абраков, А. Е. Петров, К. А. Сарксян, Н. Н. Скворцова, *Физика плазмы* **20**, 1069 (1994).
10. G. M. Batanov, K. A. Sarksyian, A. E. Petrov et al., *Plasma Physics and Control Nuclear Fusion* **40**, 1241 (1998).
11. Д. К. Акулина и др., *Письма в ЖЭТФ* **69**, 407 (1999).
12. N. N. Skvortsova et al., *J. of Plasma Fusion and Research (JPFR Series)* **5**, 328 (2002).
13. Г. М. Батанов, А. Е. Петров, К. А. Сарксян и др., *Физика плазмы* **29**, 395 (2003).
14. Г. М. Батанов, А. В. Сапожников, К. А. Сарксян и др., *Физика плазмы* **12**, 1027 (1986).
15. Г. М. Батанов, К. М. Ликин, К. А. Сарксян, М. Г. Шац, *Физика плазмы* **19**, 1199 (1993).
16. Г. М. Батанов, А. Е. Петров, К. А. Сарксян и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 634 (1998).
17. *Диагностика плазмы*, под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Ленарда, М.: Мир, 1967.

18. Ж. Макс, *Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях*, т. 1, 2. М.: Мир, 1983.
19. W. H. Press, B. P. Flannary, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in Pascal*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1989.
20. И. Добеши, *Десять лекций по вейвлетам*, R & C Dynamics, Москва–Ижевск, 2001.
21. Н. М. Астафьева, УФН **166**, 1145 (1996).
22. B. Ph. van Milligen, E. Sanchez, T. Estrada et al., *Phys. Plasmas* **2**, 3017 (1995).
23. К. А. Сарксян, Н. Н. Скворцова, Н. К. Харчев, Б. Ф. Миллиген, *Физика плазмы* **25**, 346 (1999).
24. N. K. Kharchev, N. N. Skvortsova, and K. A. Sarksyian, *J. of Mathematical Sciences* **106**, 2691 (2001).
25. Г. М. Батанов, А. Е. Петров, К. А. Саркисян и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 585 (1998).
26. Г. М. Батанов, А. Е. Петров, К. А. Саркисян и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 250 (2000).
27. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы*, М.: Высшая школа, 1978, с. 278.
28. Б. Б. Кадомцев, О. П. Погуце, *ДАН СССР* **18**, 553 (1969).
29. L. M. Kovrizhnykh, S. V. Shcheretov, *Sov. J. Plasma Phys.* **7**, 229 (1981); Г. М. Коврижных, С. В. Щепетов, *Физика плазмы* **7**, 229 (1981).
30. А. Е. Петров, К. А. Сарксян, Н. Н. Скворцова, Н. К. Харчев, *Физика плазмы* **27**, 58 (2001).
31. Г. М. Батанов и др., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 143 (2001).
32. Г. М. Батанов, А. Е. Петров, К. А. Саркисян и др., *Физика плазмы* **28**, 128 (2002).
33. N. N. Skvortsova et al., *J. of Mathematical Sciences* **112**, 4205 (2002).
34. Н. Н. Скворцова, К. А. Сарксян, Н. К. Харчев, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 203 (1999).
35. V. M. Kruglov and V. Yu. Korolev, *Limit Theorems for Random Sums*, published in 1990 by the Moscow University Publishing House.
36. B. V. Gnedenko and V. Yu. Korolev, *Random Summation: Limit Theorems and Applications*, 1996 by CRC Press, Boca Raton, FL.
37. В. М. Золотарев, *Одномерные устойчивые распределения*, М.: Наука, 1983.
38. М. И. Гихман, А. В. Скороход, *Стохастические дифференциальные уравнения*, Киев: Наук. Думка, 1968.
39. В. И. Кляцкин, *Стохастические уравнения глазами физика*, М.: Физматлит, 2001.
40. В. С. Анищенко, Т. Е. Владиславов, В. В. Астахов, *Нелинейная динамика хаотических и стохастических систем*, Изд. Саратовского университета, 1999.
41. А. Е. Петров, К. А. Саркисян, Н. Н. Скворцова, Н. К. Харчев, *Физика плазмы* **23**, 654 (1997).