

## ОБНАРУЖЕНИЕ ПРОТЯЖЕННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫХ СТРУКТУР В ТУРБУЛЕНТНОЙ КРАЕВОЙ ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

Г.М.Батанов, А.Е. Петров, К.А.Сарксян, Н.Н.Скворцова, О.И.Федянин,  
Н.К.Харчев, Ю.В.Хольнов, С.В.Щепетов, К.Идальго\*<sup>1)</sup>, М.Педроза\*<sup>1)</sup>,  
Б. ван Миллиген\*<sup>1)</sup>, Е.Санчез\*<sup>1)</sup>

Институт общей физики РАН  
117942 Москва, Россия

\* CIEMAT, 28040 Madrid, Spain

Поступила в редакцию 25 марта 1998 г.

Приводятся результаты эксперимента по изучению характеристик турбулентной плазмы в стеллараторе Л-2М. Обнаружено образование протяженных когерентных структур в полоидальном направлении. Длина полоидальной когерентности флуктуаций достигает 20 см. Когерентность флуктуаций заметно зависит от полоидального азимута и максимальна на внешнем обводе, что естественно для неустойчивых мод в тороидальной плазме.

PACS: 52.25.Fi, 52.35.Ra, 52.55.Hc

Перенос частиц, определяемый флуктуациями в краевой плазме, рассматривается в последние годы как один из процессов, который может влиять на глобальное удержание в тороидальных магнитных ловушках с разной конфигурацией магнитных полей [1], поэтому важны измерения характеристик плазменных флуктуаций. Особое внимание как в теоретических, так и в экспериментальных работах уделяется феномену образования скоррелированных (или когерентных<sup>2)</sup>) радиальных и полоидальных структур, обнаруживаемых из измерений длин когерентности регистрируемых флуктуаций [2–4]. Возможности эксперимента значительно расширились с применением спектрального анализа флуктуационных сигналов по волновым пакетам (вейвлет-анализ<sup>3)</sup>) [5], с помощью которого можно получить информацию о когерентности частотных вейвлет-компонент с высоким разрешением во времени [6]. Такими методами были зарегистрированы когерентные радиальные и полоидальные структуры в краевой турбулентной плазме тороидальных магнитных ловушек [2,3]. Протяженность структур не превышала 1 см. В эксперименте, результаты которого представлены в настоящей статье, была обнаружена высокая когерентность плазменных флуктуаций на расстояниях до десятков сантиметров в полоидальном направлении в краевой плазме стелларатора Л-2М. Обнаружение столь протяженных когерентных структур, охватывающих значительную часть малого периметра плазменного шнура, может во многом изменить представления о процессах в приграничной плазме стеллараторов и токамаков.

<sup>1)</sup> С.Hidalgo, М.Pedrosa, В. van Milligen, Е.Sanchez

<sup>2)</sup> Понятие когерентности относится к частотным компонентам флуктуационных сигналов, а понятие корреляции – к самим сигналам.

<sup>3)</sup> Прямая транскрипция с английского "wavelet" на русский "вейвлет" введена в качестве научного термина в [5].

Стелларатор Л-2М [7] - двухзаходный стелларатор, большой радиус тора  $R = 100$  см, средний малый радиус плазмы  $\langle r \rangle = 11.5$  см. Создание и нагрев плазмы осуществлялись в режиме электронно-циклотронного резонанса на второй гармонике гирочастоты электронов (магнитное поле в центре плазмы  $B = 1.3 - 1.4$  Тл) при мощности гиротронного излучения  $P_0 = 150 - 200$  кВт и длительности импульса нагрева до 10 мс. Измерения проводились в плазме, средняя плотность которой  $\langle n \rangle = (1.3 - 1.8) \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , центральная температура электронов  $T_e(0) = 400 - 600$  эВ, в качестве рабочего газа использовался гелий. В краевой плазме на радиусе  $r/r_s = 0.9$  ( $r_s$  - радиус сепаратрисы плотность  $n(r) = 1 - 2 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ , электронная температура близка к  $T_e(r) = 30 - 40$  эВ, относительный уровень флуктуаций плотности во внешних областях плазмы  $(\delta n/n)_{out} = 0,2 - 0,25$ , а во внутренних -  $(\delta n/n)_{in} = 0,1$ .

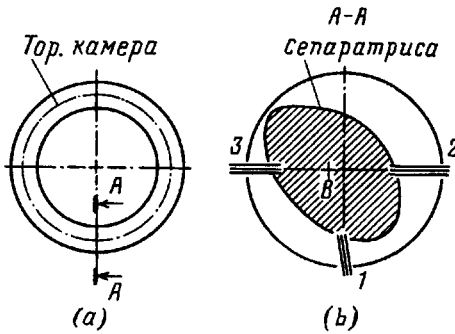


Рис.1. Схема расположения зондовых устройств: а) вид сверху на тороидальную камеру, б) полоидальное сечение А - А; 1 - вертикальный зонд, 2 - горизонтальный внешний зонд, 3 - горизонтальный внутренний зонд; расстояния между зондами  $l_{12} \approx 20$  см,  $l_{13} \approx 15$  см,  $l_{23} \approx 35$  см

Измерения выполнялись с помощью трех зондовых устройств, расположенных, как показано на рис.1, в одной полоидальной плоскости сечения (малое сечение тора А - А). Каждое из зондовых устройств состояло из нескольких одиночных цилиндрических зондов. В отдельном зондовом устройстве одиночные зонды располагались друг от друга в радиальном и полоидальном направлениях на расстоянии  $l = 4 \div 5$  мм, в то время как расстояние в полоидальном направлении между зондовыми устройствами составляло десятки сантиметров (см. рис.1). Зонды регистрировали флуктуации плотности плазмы  $\delta n$  (режим ионного тока насыщения  $I_s, \delta I_s \sim \delta n$ ), флуктуации плавающего потенциала  $\delta \phi$ , и по этим измерениям вычислялся флуктуационный радиальный поток частиц [3]. Каждое из зондовых устройств можно было перемещать в глубь плазмы на 1,5-2 см от сепаратрисы.

Обычно в подобных экспериментах использовалось одно зондовое устройство и ограничивались измерениями когерентности флуктуаций на расстояниях в несколько миллиметров. Так, в работе [3] была зарегистрирована когерентность плазменных флуктуаций на расстоянии  $l = 7$  мм в радиальном и в полоидальном направлениях в диапазоне частот от нескольких десятков килогерц до 300-400 кГц. Там же было предположено, что ответственными за образование подобных когерентных структур являются неустойчивые резистивные магнитогидродинамические (МГД) моды, связанные с наличием у системы магнитного бугра [8].

В эксперименте, о результатах которого речь идет в настоящей статье, была поставлена иная задача, а именно: определить, имеет ли место когерентность флуктуаций в полоидальном направлении на больших расстояниях до десятков сантиметров,

охватывающих значительную часть малого периметра плазменного шнура, и если есть, то какова разница в когерентности для внутренней (ближней к главной оси тора) и для внешней областей плазмы. Последнее важно, поскольку для неустойчивых МГД мод в тороидальной геометрии характерна преимущественная локализация во внешних областях плазменного шнура [8].

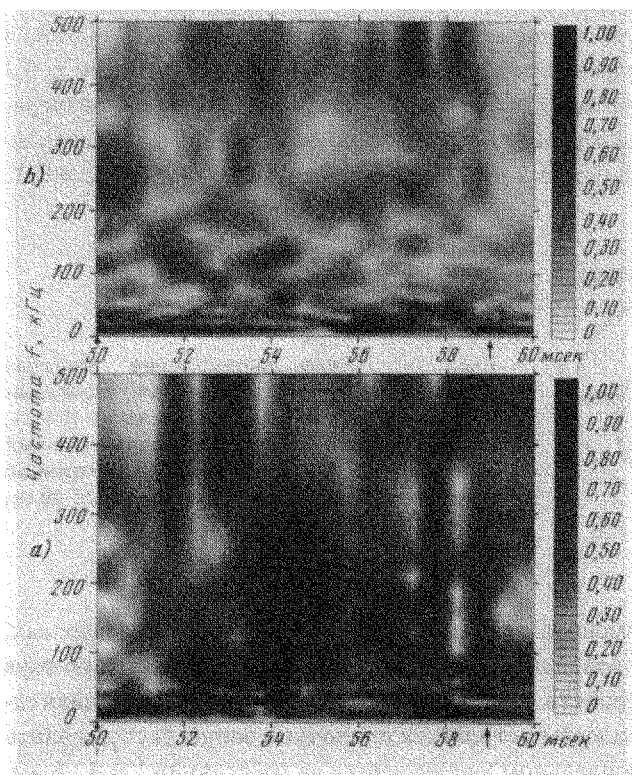


Рис.2. Полоидальная вейвлет-когерентность флуктуаций ионного тока насыщения между вертикальным зондом и внешним горизонтальным зондом (а), между вертикальным зондом и внутренним горизонтальным зондом (б). Положение зондов относительно сепаратрисы:  $(r/r_s)_1 = 0.86$ ,  $(r/r_s)_2 = 0.84$ ,  $(r/r_s)_3 = 0.9$

Обратимся к результатам измерений. На рис.2 приведена полоидальная взаимная вейвлет-когерентность флуктуаций ионного тока насыщения между вертикальным и внешним горизонтальным зондами (рис.2а) и между вертикальным и внутренним горизонтальным зондами (рис.2б). По оси абсцисс отложено реальное время в миллисекундах (стрелками отмечены начало и конец гиротронного импульса нагрева), по оси ординат – линейная частота в килогерцах, коэффициент взаимной когерентности частотных вейвлет-компонент флуктуационных сигналов обозначен оттенком серого цвета: от черного (коэффициент когерентности - единица) до белого (коэффициент когерентности - нуль). Отметим, что вейвлет-когерентность вычислялась для рис.2 при времени задержки ( $\Delta$ ) между сигналами  $t_\Delta = 0$ . На рис.2а отчетливо прослеживается высокая полоидальная когерентность между флуктуациями с вертикального и внешнего горизонтального зондов, разделенных расстоянием  $l_{12} \approx 20$  см. Коэффициент взаимной когерентности частотных вейвлет-компонент лежит в интервале значений от 0.4 до 0.9. В то же время полоидальная когерентность флуктуационных сигналов во внутренней области плазменного шнура (рис.2б) в несколько раз ниже. Таким образом, можно говорить, что длина когерентности флуктуационных сигналов в полоидальном направлении может значительно превышать зарегистриро-

ванные до сих пор длины и достигать нескольких десятков сантиметров. Очевиден также и факт преимущественной локализации когерентности во внешних областях плазменного шнура, что косвенно подтверждает резистивно-баллонную природу наблюдаемых неустойчивых мод.

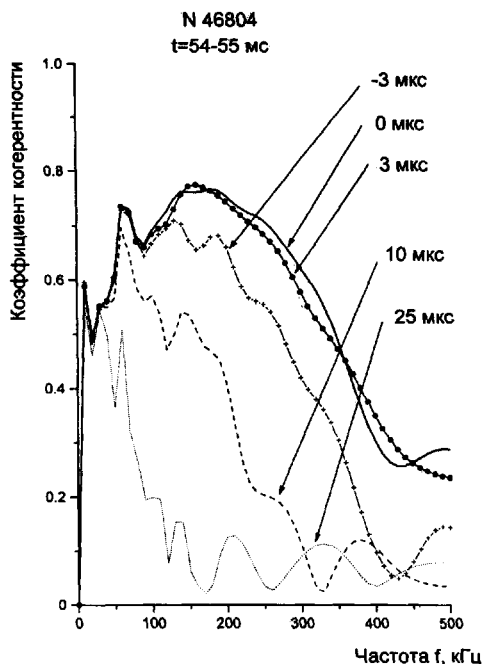


Рис.3. Коэффициент вейвлет-когерентности в зависимости от частоты в фиксированный момент реального времени.  $t = 54 - 55$  мс. Положение зондов относительно сепаратрисы:  $(r/r_s)_1 = 0.86$ ,  $(r/r_s)_2 = 0.84$

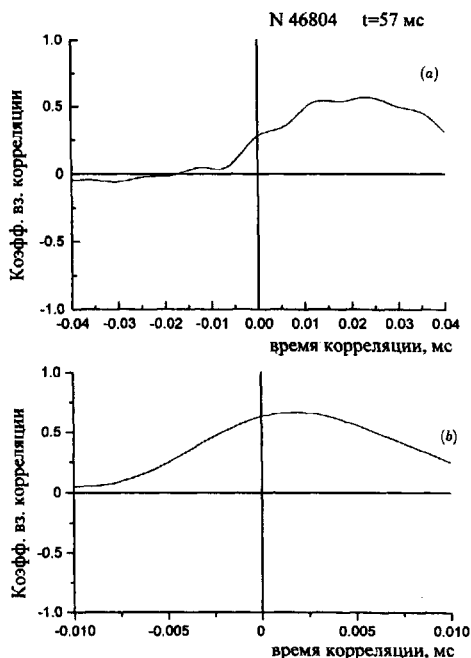


Рис.4. Зависимость коэффициента взаимной корреляции от времени корреляции между флуктуационными сигналами плавающего потенциала: а – между вертикальным и внешним горизонтальным зондами,  $l_{12} \approx 20$  см, б – между двумя одиночными зондами вертикального зондового устройства,  $l_{11} = 4 \div 5$  мм,  $t = 57 - 57.5$  мс. Положение зондов относительно сепаратрисы:  $(r/r_s)_1 = 0.86$ ,  $(r/r_s)_2 = 0.84$

Полезную информацию о направлении движения флуктуаций в когерентных структурах, об их скорости можно получить, если построить серию зависимостей коэффициента взаимной вейвлет-когерентности от частоты в фиксированный момент времени, но при разных значениях времени задержки (или времени корреляции) между сигналами как в положительную, так и в отрицательную сторону. На рис.3 приведены такие зависимости, полученные для интервала реального времени от 54 до 55 мс при разных временах задержки ( $\Delta$ ):  $t_\Delta = 0, \pm 3, 10, 25$  мкс. Вейвлет-когерентность рассчитывалась между флуктуационными сигналами с вертикального и внешнего горизонтального зондов. Из сравнения приведенных на рис.3 зависимостей видно, что при временах задержки до  $t_\Delta = 10$  мкс коэффициент когерентности сильнее падает для относительно высоких частот ( $> 200$  кГц), но при временах задержки  $t_\Delta = 25$  мкс коэффициент когерентности для всех частот, превы-

шающих минимально разрешимую частоту (то есть при  $f > 50 \div 70$  кГц), опускается практически до фонового уровня ( $\leq 0, 2$ ). Отсюда несложно сделать оценку величины скорости когерентных флуктуаций в полоидальном направлении. Она оказывается лежащей в интервале значений  $v_{pol} \approx 1 \div 2 \cdot 10^6$  см/с. При этом из факта более сильного спадания коэффициента когерентности при отрицательных временах задержки (см. рис.3) можно заключить, что полоидальная скорость флуктуаций направлена от вертикального зонда к внешнему, то есть в сторону электронного диамагнитного дрейфа. Аналогичные результаты следуют и из интегральных по частотному спектру зависимостей коэффициента взаимной корреляции от времени корреляции между двумя флуктуационными сигналами с зондов, пространственно разнесенных в полоидальном направлении. На рис.4а приведена такая зависимость коэффициента взаимной корреляции, полученная в интервале реального времени  $t = 57 \div 57.5$  мс между флуктуационными сигналами плавающего потенциала с вертикального и внешнего горизонтального зондов ( $l_{12} \approx 20$  см). Нетрудно убедиться по положению максимума коэффициента взаимной корреляции, что полоидальное движение скоррелированных флуктуаций также направлено от вертикального зонда к внешнему горизонтальному, то есть в сторону электронного диамагнитного дрейфа, а скорости лежат в интервале  $v_{pol} \approx 0.5 \div 2 \cdot 10^6$  см/с. Для сравнения на рис.4б приведена зависимость коэффициента полоидальной взаимной корреляции также между флуктуационными сигналами плавающего потенциала, но с двух одиночных зондов только вертикального зондового устройства, разделенных, как указывалось ранее, малым расстоянием  $l_{11} = 4 \div 5$  мм. И в этом случае флуктуационное движение направлено в сторону электронного диамагнитного дрейфа, а скорость  $v_{pol} \approx 0.5 \cdot 10^6$  см/с близка к значениям, приведенным выше. Поскольку корреляционные зависимости рис.4а и рис.4б получены в одном и том же выстреле, то по-видимому можно говорить об идентичности флуктуаций, скоррелированных в полоидальном направлении, как на малом расстоянии  $l_{11} = 4 \div 5$  мм, так и на большом, когда  $l_{12} \approx 20$  см.

Таким образом, представленные в настоящей статье экспериментальные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Обнаружена высокая корреляция флуктуаций на больших расстояниях в полоидальном направлении, что позволяет говорить о существовании длины корреляции флуктуаций в краевой плазме стелларатора до  $l_{cor} = 20$  см.
2. Высоко скоррелированные флуктуации локализованы преимущественно во внешней области плазменного шнура, что косвенно подтверждает их резистивно-баллонную природу.
3. Полоидальная скорость скоррелированных флуктуаций лежит в интервале значений  $v_{pol} \approx 0.5 \div 2 \cdot 10^6$  см/с.
4. Флуктуации, скоррелированные на малых ( $4 \div 5$  мм) и на больших (20 см) расстояниях, в полоидальном направлении идентичны.

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

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 98-02-16345.

1. C.Hidalgo, *Plasma Physics and Control. Fusion*, **37**, A53, (1995).
2. C.Hidalgo, M.A.Pedrosa, B. van Milligen et al., *Proc. of the 16th IAEA Fusion Energy Cont., Montreal, 1996*, AP1-4.
3. N.N.Skvortsova, G.Batanov, K.A.Sarksian et al., *J. of Pl. and Fusion Res. (JPFR Series, vol.1)*, in print., 1998.
4. W.Horton, T.Tajima et al., *Comments Pl. Phys. Contr. Fusion* **17**, №4, 205 (1996).
5. Н.М.Астафьева, *УФН* **166**, 1145 (1996).
6. C.Hidalgo, M.Pedrosa, B.Ph. van Milligen et al., *Phys.Plasmas* **2**, 3017 (1996).
7. V.V.Abrakov, D.K.Akulina, G.M.Batanov et al. *Proc. of the 10th Int.Conf. on stellarators. EUR-SIEMAT* **30**, (1995).
8. Л.М.Коврижных, С.В.Щепетов. *Физика плазмы* **7**, 419 (1981).