

НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПОТОКИ ЧАСТИЦ В КРАЕВОЙ ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

Г.М.Батанов, Л.В.Колик, А.Е.Петров, К.А.Сарксян, Н.Н.Скворцова,
О.И.Федянин, Н.К.Харчев, Ю.В.Хольнов, С.В.Щепетов, К.Идальго^{*1)},
Б.ван Миллиген^{*1)}

Институт общей физики РАН, 117942 Москва, Россия

** CIEMAT, 28040 Madrid, Spain*

Поступила в редакцию 20 июля 1998 г.,

После переработки 21 августа 1998 г.

Приводятся результаты эксперимента, в котором показано, что в краевой плазме стелларатора Л-2М одним из определяющих факторов, влияющих на формирование пространственных структур и флуктуационные потоки частиц, является радиальное электрическое поле. В эксперименте с повышенным потоком нейтрального газа со стенок камеры обнаружена точка переворота направления полоидальной скорости флуктуаций.

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

Проблема влияния флуктуационного переноса в краевой плазме тороидальных магнитных ловушек на глобальное удержание плазмы привлекает к себе все большее внимание [1]. Особый интерес вызывают обнаруженные ранее структуры (см. например [2, 3]), характеризующиеся высокой коррелированностью флуктуаций плотности плазмы δn и плавающего потенциала $\delta\phi$. Такой интерес вполне обоснован, так как очевидно, что формирование подобных пространственных структур в краевой плазме может приводить к интенсификации процессов переноса, в частности, к усилению флуктуационного локального радиального потока частиц $\bar{\Gamma}$. На связь между коррелированными радиальными структурами и усилением флуктуационного потока частиц $\bar{\Gamma}$ в краевой плазме тороидальной магнитной ловушки было указано в экспериментальных работах [2, 4]. В этих работах было зарегистрировано увеличение корреляции уединенной неустойчивой магнитогидродинамической моды в районе образования предполагаемого магнитного острова. На этом же радиусе наблюдалось усиление и флуктуационного переноса частиц. Но до сих пор осталась вне поля зрения экспериментаторов такая важная задача, как изучение роли тех или иных не предполагаемых, а непосредственно измеряемых плазменных параметров в формировании пространственных структур и, как следствие, в увеличении величины $\bar{\Gamma}$. Такая задача была поставлена некоторое время назад в научной программе экспериментов на стеллараторе Л-2М. В настоящей работе представлены результаты первого эксперимента, выполненного в рамках намеченной программы исследований, где удалось изменением интенсивности потока нейтрального газа со стенок вакуумной камеры воздействовать на параметры краевой плазмы.

Стелларатор Л-2М [5] – двухзаходный стелларатор, большой радиус тора $R = 100$ см, средний радиус плазмы, ограниченной сепаратрисой, $\langle rs \rangle = 11.5$ см. Создание и нагрев плазмы осуществлялся в режиме ЭЦР на второй гармонике гирочастоты

¹⁾ С.Hidalgo, B.van Milligen

электронов (магнитное поле на магнитной оси $B = 1.35 \div 1.4$ Тл) при мощности гиротронного излучения $P_0 \approx 150$ кВт и длительности импульса нагрева до 10 мс. Измерения проводились в плазме, средняя плотность которой $\langle n \rangle = (1.3 \div 1.8) \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, центральная температура электронов $T_c(0) \approx 400 \div 600$ эВ. В краевой плазме на радиусе $r/r_s = 0.85 \div 0.9$ (r_s – радиус сепаратрисы) $n(r) \approx 1 \div 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_c(r) \approx 30$ эВ. Относительный уровень флуктуаций плотности плазмы уменьшается в радиальном направлении от сепаратрисы в глубь плазмы в интервале $r/r_s = 1$ до $r/r_s = 0.75$ от $\delta n/n = 0.3 \div 0.4$ до $\delta n/n = 0.1 \div 0.2$. В качестве рабочего газа использовался как гелий (He), так и водород (H $_2$). Это позволяло работать в относительно широком диапазоне величин потоков нейтрального газа со стенок вакуумной камеры, поскольку абсорбция стенками камеры (нержавеющая сталь) водорода с последующим гажением в вакуумный объем может быть значительно выше, чем у гелия.

Измерения выполнялись с помощью зондового устройства, состоящего из нескольких одиночных цилиндрических зондов. Одиночные зонды располагались парно в полоидальном и в радиальном направлениях на расстоянии друг от друга $l_s = 4 \div 5$ мм. Зондовое устройство можно было перемещать по радиусу к центру плазмы на $1.5 \div 3$ см от сепаратрисы.

С помощью зондового устройства измерялись следующие параметры краевой плазмы: плотность плазмы и ее флуктуации δn (в режиме ионного тока насыщения ионный ток на зонд $I_s \sim n$, а $\delta I_s \sim \delta n$); плавающий потенциал ϕ и его флуктуации $\delta\phi$; радиальные распределения указанных параметров $n(r/r_s)$, $\delta n(r/r_s)$, $\phi(r/r_s)$, $\delta\phi(r/r_s)$; из этих измерений определялись электрические поля – радиальное E_r и полоидальное E_θ . Определялся также флуктуационный поток частиц $\tilde{\Gamma} \sim (\delta n \cdot \delta E_\theta)/B$ [3], где δE_θ – флуктуация полоидального поля. Помимо указанных параметров, вычислялись по стандартной методике коэффициенты взаимной корреляции сигналов с двух пространственно разнесенных зондов как в полоидальном направлении K_{pol} , так и в радиальном направлении K_{rad} . Именно по вычисленным величинам $K_{pol}(r/r_s)$ и $K_{rad}(r/r_s)$ можно было судить об образовании пространственных скоррелированных структур. Помимо корреляции флуктуаций, определялась когерентность²⁾ частотных компонент флуктуационных сигналов в реальном времени с использованием спектрального анализа по волновым пакетам (вейвлет когерентность) [6]. Вычислялись также вейвлет-спектры I_ω регистрируемых флуктуационных сигналов.

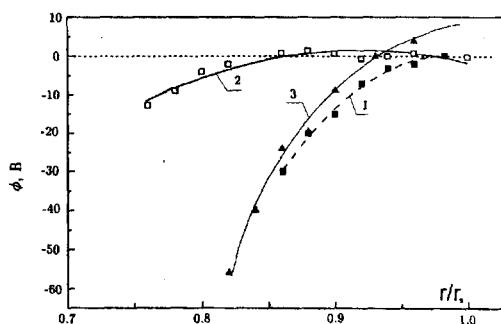


Рис.1. Радиальное распределение плавающего потенциала $\phi(r/r_s)$: кривая 1 – режим А (N 46786 – 46805), кривая 2 – режим В (N 47233 – 47252, N 472684 – 47281), кривая 3 – режим А (N 45583 – 45605)

Обратимся к результатам измерений. На рис.1 приведены радиальные распределения плавающего потенциала $\phi(r/r_s)$ для разных условий эксперимента. Рассмотрим

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

рим сперва кривые 1 и 2. Кривая 1 относится к условиям с пониженным потоком нейтрального газа со стенок вакуумной камеры (определим эти условия как режим А). Кривая 2 относится к условиям с повышенным потоком нейтрального газа со стенок вакуумной камеры (определим эти условия как режим В). Для каждого режима номера импульсов, данные которых были использованы в настоящей работе, приведены в подписи к рис.1. Из сравнения обеих зависимостей очевидна принципиальная разница: в режиме А уже с радиуса $r/r_s = 0.98$ кривая 1 переходит в область отрицательных значений потенциала, и к $r/r_s = 0.85$ абсолютное значение плавающего потенциала достигает $|\phi| = 30$ В, а определенное отсюда $E_r \approx 28$ В/см (учет радиального градиента T_e может привести лишь к некоторому уменьшению величины E_r). Иная картина наблюдается в режиме В: на кривой 2 точка перехода $\phi(r/r_s)$ в область отрицательных значений смещается в глубь плазмы до $r/r_s = 0.85$, и при $1 > r/r_s > 0.85$ радиальное электрическое поле $E_r \approx 1 \div 1.5$ В/см, то есть на порядок меньше, чем в режиме А. Но уже после точки перехода при $r/r_s < 0.85$ на протяжении 6 – 7 мм регистрируется радиальное электрическое поле $E_r \approx 16$ В/см. Таким образом, в той области краевой плазмы от $r/r_s = 0.98$ до $r/r_s = 0.85$, где в режиме А регистрируется радиальное электрическое поле $E_r \approx 28$ В/см, в режиме В оно пренебрежимо мало и становится заметным лишь при $r/r_s < 0.85$. В отличие от ряда экспериментов на токамаках (см., например, [7]), где наблюдается переворот E_r в краевой плазме, в условиях данного эксперимента на Л-2М явно регистрируется лишь переход от области с малыми значениями E_r к области со значительными значениями E_r .

Некоторые отличия при переходе от режима А к режиму В наблюдаются и для других параметров плазмы. Распределения плотности плазмы в обоих режимах подобны, но со смещением по радиусу, так что локальные значения плотности $n(r)$ оказываются привязанными к идентичным по характеристикам распределения $\phi(r)$ областям. Относительный уровень флуктуаций плотности плазмы $\delta n/n$ для режима В при $r/r_s \geq 0.85$ несколько выше (в 1.3 раза), чем для режима А в той же области плазмы. Различия вейвлет спектров I_ω для флуктуационных сигналов δn и $\delta \phi$ между режимами А и В незначительны.

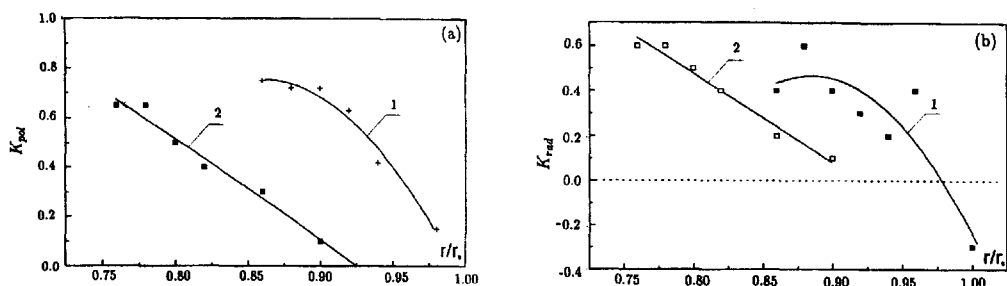


Рис.2. Радиальное распределение коэффициентов взаимной корреляции ($t = 54 \div 57$ мс): а) $K_{pol}(r/r_s)$, кривая 1 – режим А, кривая 2 – режим В; б) $K_{rad}(r/r_s)$, кривая 1 – режим А, кривая 2 – режим В

На рис.2 приведены зависимости коэффициентов взаимной корреляции от r/r_s для режимов А и В. На рис.2а приведена зависимость $K_{pol}(r/r_s)$ между сигналами с двух зондов, разнесенных друг от друга в полоидальном направлении; на рис.2б – зависимость $K_{rad}(r/r_s)$ между сигналами с двух зондов, разнесенных друг от друга в

радиальном направлении. K_{pol} и K_{rad} вычислялись за время усреднения $\Delta t = 3$ мс с 54 по 57 мс реального времени (импульс нагрева включался обычно на 50 мс). Очевидно, что величины K_{pol} и K_{rad} позволяют судить о формировании скоррелированных пространственных структур соответственно полоидальной и радиальной направленности. Из сравнения зависимостей рис.2а и рис.2б следует, что в обоих режимах, А и Б, коэффициент как радиальной, так и полоидальной корреляции возрастает и достигает значений $K \approx 0.6 \div 0.8$ в тех областях краевой плазмы, где радиальное электрическое поле $E_r \approx 15 \div 30$ В/см, то есть после прохождения зондами точки перехода плавающего потенциала ϕ в область отрицательных значений. Для режима А такая точка, как уже отмечалось выше, расположена на $(r/r_s)_{tr} = 0.98$, а для режима Б — на $(r/r_s)_{tr} = 0.85$ (см. рис.1). Следовательно, хорошо скоррелированные как полоидальные, так и радиальные структуры формируются в тех областях краевой плазмы, где $E_r \neq 0$, в частности, в конкретных условиях настоящего эксперимента при $E_r \approx 15 \div 30$ В/см.

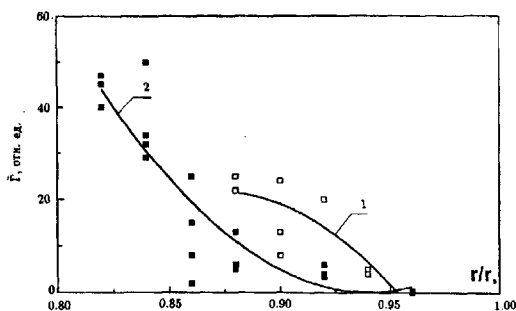


Рис.3. Радиальное распределение величины локального радиального флукуационного потока частиц $\bar{\Gamma}$ ($t = 54 \div 57$ мс). Кривая 1 — режим А, кривая 2 — режим Б

Рассмотрим теперь поведение $\bar{\Gamma}$ при переходе от режима А к режиму Б. Обратимся к рис.3, на котором для обоих режимов приведены зависимости $\bar{\Gamma}$ (величины $\bar{\Gamma}$ даны в относительных единицах) от радиального положения зонды (то есть от r/r_s). Видно, что как для режима А (кривая 1), так и для режима Б (кривая 2) величина $\bar{\Gamma}$ возрастает в $4 \div 8$ раз в тех областях краевой плазмы, где сформировались и полоидальные, и радиальные скоррелированные структуры (см. рис.2) и где регистрируется заметное радиальное электрическое поле.

Таким образом, приведенные выше данные позволяют констатировать, что: во-первых, с увеличением потока нейтрального газа со стенок вакуумной камеры можно смещать глубже к центру плазмы по радиусу точку перехода ϕ в область своих отрицательных значений и тем самым увеличивать протяженность той части краевой плазмы, в которой радиальное электрическое поле $E_r \approx 0$; во-вторых, хорошо скоррелированные пространственные структуры формируются в более глубоких и, следовательно, далеких от сепаратрисы слоях плазмы при $r/r_s < (r/r_s)_{tr}$, где $E_r \neq 0$; в-третьих, в этих же областях краевой плазмы с формированием скоррелированных пространственных структур резко возрастает величина локального радиального флукуационного потока частиц $\bar{\Gamma}$.

Очевидно, что только из представленных выше данных нет возможности надежно указать на радиальное электрическое поле как на измеряемый параметр, определяющий формирование пространственных структур и в конечном итоге усиление флукуационного потока частиц $\bar{\Gamma}$, поскольку в той или иной степени меняются и иные измеряемые параметры. Однако в одной из серий измерений (см. рис.1, кривая 3,

рабочий газ (H_2)) удалось повысить значение радиального электрического поля до $E_r = 48$ В/см в слое краевой плазмы от $r/r_s = 0.95$ до $r/r_s = 0.84$, то есть там же, где и в случае режима A . При этом иные параметры плазмы, отмеченные ранее, оставались теми же, что и в режиме A . Для указанного третьего режима A' были измерены вейвлет-когерентные спектры флуктуаций плавающего потенциала в реальном времени в полоидальном и в радиальном направлениях.

Оказалось, что в этом случае заметно возрастал коэффициент полоидальной когерентности вплоть до $(K_{coh})_{pol} \approx 0.8 \div 1$ (в интервале частот вплоть до $300 \div 400$ кГц), в то же время практически исчезала радиальная когерентность, без которой радиальный флуктуационный поток мал. Этот факт в совокупности с другими данными позволяет говорить о наличии некоторого оптимального значения радиального электрического поля, равного $E_r \approx 15 \div 30$ В/см, при котором для данной установки эффективно формируются и полоидальные и радиальные скоррелированные структуры и, как следствие, возрастает флуктуационный поток частиц $\bar{\Gamma}$.

Но остается открытым вопрос, а какая причина приводит к смещению по радиусу области с заметным радиальным электрическим полем при переходе от режима A к режиму B ?

По-видимому, с увеличением потока нейтрального газа со стенок камеры происходит охлаждение периферийного слоя плазменного шнура, в результате чего с уменьшением электронной температуры T_e происходит ее выполаживание в радиальном направлении с образованием в краевой плазме области, где E_r мало.

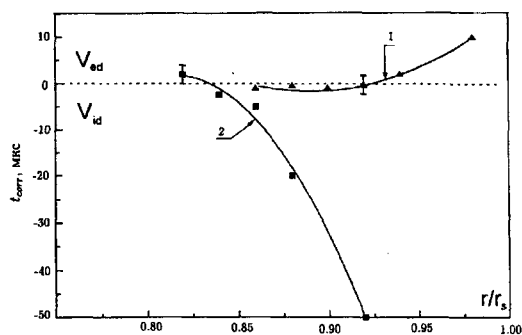


Рис.4. Зависимость времени корреляции между флуктуационными сигналами плавающего потенциала от радиального положения зондов ($t = 54 \div 57$ мс)

Было обнаружено также, что подобное изменение параметров краевой плазмы влияет и на такой параметр, как направление скорости полоидального вращения флуктуаций V_θ ? Эти данные были получены из корреляционных измерений, а именно по знаку и величине времени корреляции t_{corr} , на котором наблюдается максимум K_{pol} на соответствующих коррелограммах. На рис. 4 приводятся зависимости t_{corr} от r/r_s для режима A (кривая 1) и для режима B (кривая 2). Заметим сразу, что положительные значения t_{corr} соответствуют в нашем случае направлению электронного диамагнитного дрейфа, а отрицательные t_{corr} — направлению ионного диамагнитного дрейфа. Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что V_θ в режиме A направлена в сторону электронного диамагнитного дрейфа во всей краевой плазме, достижимой зондами от $r/r_s = 1$ до $r/r_s = 0.84$, с нарастанием величины V_θ в сторону центра плазмы до $V_\theta \approx 5 \cdot 10^5$ см/с. В то же время в режиме B скорость V_θ направлена в сторону ионного диамагнитного дрейфа в области краевой плазмы, от $r/r_s = 1.0$ до $r/r_s = 0.85$, где $E_r \approx 0$. Но после точки перехода плавающего потенциала ϕ в отрицательные значения при $r/r_s < (r/r_s)_{tr} = 0.85$ направление полоидальной ско-

рости флуктуаций переворачивается в сторону электронного диамагнитного дрейфа. Обращают на себя внимание малые значения t_{corr} при $0.85 \leq r/r_s \leq 0.925$ (рис. 4, кривая 1). Возможно, что такие значения t_{corr} связаны с вращением плазмы. Однако в рамках настоящего эксперимента прямых измерений скорости вращения плазмы не проводилось.

Принято считать [1], что скорость флуктуаций, совпадающая по направлению со скоростью ионного диамагнитного дрейфа, характерна (как в токамаках, так и в стеллараторах) для плазмы, лежащей вне последней замкнутой магнитной поверхности. Однако эксперимент, результаты которого представлены в настоящей работе, проводился для магнитной конфигурации, где структура топологически устойчивых замкнутых магнитных поверхностей ограничена сепаратрисой ($r/r_s = 1$) и только вне ее магнитные силовые линии выходят на вакуумную камеру на периоде винтового вакуумного поля (при этом давление плазмы в рассматриваемой области мало и явно недостаточно для разрушения магнитных поверхностей). Таким образом, уменьшая температуру краевой плазмы вследствие изменения потока нейтрального газа со стенки камеры, также можно менять направление полоидальной скорости флуктуаций в приграничной плазме.

Представленные в настоящей работе экспериментальные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Показана возможность воздействия величины квазистационарного потока нейтрального газа со стенок камеры на образование скоррелированных флуктуационных структур.

2. Зарегистрировано оптимальное значение радиального электрического поля $E_r \approx 15 \div 30$ В/см, при котором имеет место одновременное формирование и полоидальных, и радиальных скоррелированных структур и, как следствие, наибольшее усиление флуктуационного потока частиц $\tilde{\Gamma}$.

3. Обнаружена удаленная от границы плазмы точка переворота направления полоидальной скорости флуктуаций в условиях с повышенным потоком нейтрального газа со стенок камеры.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность сотрудникам коллектива стелларатора Л-2М, обеспечившим проведение эксперимента. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-02-18345).

-
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, Montreal, 1996, AP1-4.
 3. N.N.Skvortsova, G.M.Batanov, O.I.Fedyanin et al., J. of Plasma and Fusion Research, J. Plasma Fusion Res. SERIES vol.1 (1998), p.298.
 4. M.A.Pedrosa, C.Hidalgo, B. van Milligen et al., Plasma Physics and control Fusion **38**, 365-373 (1996).
 5. V.V.Abrakov, D.K.Akulina, E.D.Andrukhhina et al., Proc. of the 10th International Conf. on Stellarators, EUR-CIEMAT, 1995, p. 30.
 6. B. van Milligen, E.Sanchez, T.Estrada et al., Phys. Plasmas **2**, 3017 (1996).
 7. V.A.Vershkov, V.V.Greva, S.V.Soldatov et al., J. of Nuclear Materials **241-243**, 873 (1997).