

Радиальная однородность геодезических акустических мод в омических разрядах с низким B на токамаке Т-10

А. В. Мельников^{+*1)}, Л. Г. Елисеев⁺, С. Е. Лысенко⁺, С. В. Перфилов⁺, Р. В. Шурыгин⁺, Л. И. Крупник[×],
А. С. Козачок[×], А. И. Смоляков^{+°}

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^{*}Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

[×]Институт физики плазмы, Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт, 61108 Харьков, Украина

[°]University of Saskatchewan, SK S7N 5E2 Saskatoon, Canada

Поступила в редакцию 10 сентября 2014 г.

После переработки 30 сентября 2014 г.

На токамаке Т-10 (большой и малый радиусы $R = 1.5$ м, $a = 0.3$ м, тороидальное магнитное поле $B = (1.5–2.5)$ Тл) с помощью зондирования пучком тяжелых ионов (НВР) проведены прямые измерения колебаний электрического потенциала в горячей зоне плазмы на частотах геодезических акустических мод (GAM). В разрядах с пониженным магнитным полем $B = 1.55$ Тл диагностический пучок может зондировать достаточно широкую радиальную область плазмы ($0.06 < r < 0.28$ м). Это позволило исследовать радиальную структуру GAM. Показано, что в исследованном режиме частота и амплитуда GAM постоянны по радиусу во всей области наблюдения. Таким образом, экспериментально показано, что наблюдаемая частота GAM может не соответствовать предсказаниям локальной теории ($f \sim \sqrt{T_e}$) в широком радиальном диапазоне, сравнимом с малым радиусом плазмы. Численное моделирование динамики турбулентности с помощью решения МГД (магнитной гидродинамики) уравнений Брагинского для периферийной плазмы показало формирование GAM в наблюдаемом диапазоне частот за счет нелинейного взаимодействия мод широкополосной турбулентности.

DOI: 10.7868/S0370274X14210048

Введение. В современных исследованиях по термоядерному синтезу ведущую роль играют тороидальные системы типа “токамак”. В 1970-х годах была разработана неоклассическая теория переноса энергии поперек удерживающего магнитного поля, учитывающая парные столкновения частиц в тороидальной магнитной геометрии. Согласно этой теории при нагреве плазма может перейти в режим редких столкновений, в котором при увеличении температуры плазмы коэффициенты переноса уменьшаются, т.е. удержание энергии улучшается. Однако оказалось, что перенос, особенно электронной компоненты, имеет аномальный характер и не соответствует неоклассической теории. В плазме развиваются турбулентные колебания, имеющие различные механизмы возбуждения, амплитуды, частоты, волновые числа и области пространственной локализации. Мелкомасштабные колебания могут укрупняться в среднемасштабные и глобальные моды, формируя так называемые обратные каскады переноса энергии

колебаний. К таким среднемасштабным модам относятся геодезические акустические моды (GAM), которые являются высокочастотной ветвью зональных течений в тороидальной плазме.

Понятие “зональное течение” широко используется при описании турбулентных процессов, происходящих в атмосфере Земли и планет Солнечной системы. В метеорологии оно означает направленный поток, текущий с запада на восток по широте. В токамаке зональные течения представляют собой крутильные колебания плазмы вдоль магнитных поверхностей в полоидальном направлении. Геодезические акустические моды являются высокочастотной (десятки и сотни кГц) ветвью зональных течений. Впервые GAM, имеющие компоненту электростатического потенциала с полоидальными и тороидальными числами $m = n = 0$ и компоненту давления плазмы с $m = 1$, были введены в рамках идеальной модели магнитной гидродинамики (МГД) [1]. Геодезические акустические моды – пример явления самоорганизации плазмы, возбуждаемой низкочастотными дрейфовыми модами, в которых энергия пере-

¹⁾e-mail: melnikov_07@yahoo.com

качивается к более длинноволновым колебаниям за счет модуляционной неустойчивости или обратных каскадов. Обнаружены также GAM, возбуждаемые быстрыми электронами (EGAM).

Геодезические акустические моды интенсивно изучаются как возможный механизм саморегуляции турбулентности плазмы [2, 3], в котором мелкомасштабная турбулентность, радиально выносящая энергию из плазмы на стенку, превращается в крутильные GAM-колебания, сохраняющие энергию в плазме. Кроме того, теория предсказывает, что переходы к улучшенному удержанию плазмы сопровождаются сложным взаимодействием краевой мелкомасштабной турбулентности, электрического поля, шира (неоднородности) вращения и зональных течений [4].

Недавно было показано, что GAM и альфвеновские собственные моды, вызванные бета (относительным давлением) плазмы (BAE), обладающие низкими, но не нулевыми m и n на возмущениях потенциала [5], имеют общее выражение для частоты:

$$f_{\text{GAM/BAE}} = \frac{V_{T_i}}{2\pi R} \times \sqrt{\frac{7}{4} + \tau_e + q^{-2} \left(\frac{23}{2} + 8\tau_e + 2\tau_e^2 \right) (7 + 4\tau_e)^{-1}}, \quad (1)$$

где $\tau_e = T_e/T_i$, $V_{T_i}^2 = 2T_i/m_i$, T_e и T_i соответствуют электронной и ионной температуре, m_i – масса ионов, q – запас устойчивости [6, 7]. В тороидальной геометрии возмущения ионного давления, вызванные тороидальной сжимаемостью, являются анизотропными, что дает показатель адиабаты $7/4$ [8]. Второй член τ_e в (1) связан с электронной сжимаемостью в адиабатическом пределе $\omega \ll V_{T_e}/qR$. Отметим, что возмущения электронного давления вызывают боковую полосу колебаний с $m = 1$. Множитель $(7 + 4\tau_e)^{-1}$ при q^{-2} связан с продольной сжимаемостью ионной и электронной жидкости (как для плоских ионно-звуковых мод). Выражение (1) описывает локальный спектр (континуум), в котором локальная частота $f_{\text{GAM/BAE}}$ меняется по радиусу за счет изменения T_e , T_i и q как функции $\rho = r/a$.

Экспериментальные исследования радиальной структуры GAM, проведенные на современных токамаках, дают неоднозначные результаты. На токамаках TEXT [9] и ФТ-2 [10] наблюдалась зависимость частоты GAM от радиуса в соответствии с предсказаниями локальной теории (1). Однако в экспериментах на установках JFT-2M [11], HL-2A (где исследовались EGAM) [12], ASDEX [13], TCV [14] и ГЛОБУС-М [15] было показано, что наблюдаемые

GAM-колебания имеют практически постоянную частоту в некоторой конечной радиальной области, в которой T_e заметно меняется, что не согласуется с (1). Отметим, что наблюдения GAM являются сложной диагностической задачей, требующей применения специальных высокочувствительных диагностик электрического поля или вращения плазмы. Поэтому в каждом из перечисленных выше экспериментов существовали диагностические ограничения на область наблюдений GAM, что не позволило получить исчерпывающий ответ на вопрос о радиальной структуре GAM. Этот ответ являлся целью экспериментов на токамаке T-10, в которых измерения GAM-колебаний потенциала плазмы были произведены в широком радиальном интервале. Их результаты приведены в настоящей работе. Они показывают, что частота и амплитуда колебаний могут не изменяться по радиусу.

Статья организована следующим образом. Сначала указаны параметры разряда и использованные диагностики. Затем приведены основные результаты экспериментов: радиальные зависимости частоты и амплитуды GAM. Далее кратко описана численная модель краевой турбулентности и приведены результаты расчетов. В заключение суммируются основные результаты работы.

Условия экспериментов. В круглом токамаке T-10 ($R = 1.5$ м, $a = 0.3$ м, $B = (1.5-2.5)$ Тл) GAM исследовались с помощью зондирования пучком тяжелых ионов (НВР), корреляционной рефлектометрии и ленгмюровских зондов [3, 16, 17]. Было показано, что частота моды f^{exp} меняется с температурой как \sqrt{T} [3, 16]. Это подтверждает, что данные моды вызываются геодезической сжимаемостью и принадлежат к GAM/BAE-типу.

Для исследования радиальной структуры GAM был использован метод зондирования пучком тяжелых ионов – уникальный прямой метод измерения электрического потенциала в горячей зоне плазмы [18]. Применялся диагностический пучок ионов Tl^+ с энергией $E_1 < 180$ кэВ [19]. Зондирующий первичный пучок двигался через плазму по ларморовской окружности до точки ионизации (SV). Вторичные ионы Tl^{++} с энергией E_2 перемещались по окружности вдвое меньшего радиуса и попадали в энергетический анализатор. Разница энергий $\delta\varphi_{\text{SV}} = E_1 - E_2$ позволяла найти локальное значение потенциала в точке ионизации и его флуктуации. Варьируя угол инжекции α и энергию первичного пучка, можно менять положение SV по так называемой детекторной сетке (рис. 1). В данных экспериментах было применено сканирование положения SV по сечению плаз-

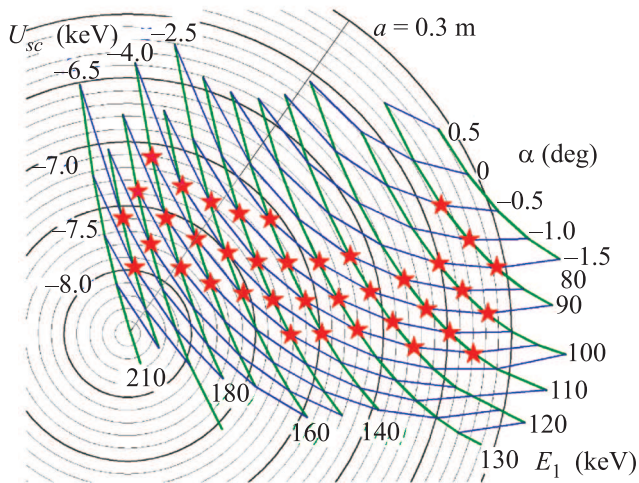


Рис. 1. Детекторная сетка для зондирования пучком тяжелых ионов в токамаке T-10 при поле $B = 1.5$ Тл, полученная при изменении энергии пучка E_1 и угла инжекции α (напряжения на отклоняющих пластинах для сканирования U_{sc}). Звездочками обозначены доступные точки наблюдения

мы с помощью изменения напряжения U_{sc} с периодом 10 мс. Профиль плотности плазмы n_e измерялся многоканальными интерферометрами. Электронная температура T_e оценивалась по мягкому рентгеновскому излучению (SXR) и второй гармонике электронно-циклотронного излучения (ECE). Центральная ионная температура $T_i(0)$ определялась по спектру нейтралов перезарядки. Более подробно используемые диагностики описаны в работе [20].

Результаты экспериментов. В работе исследован режим с пониженным магнитным полем $B = 1.55$ Тл, позволяющий расширить область наблюдения методом НВР к центру плазмы. В этом режиме с помощью НВР можно наблюдать как периферию ($\rho = 0.7-1$), так и ее центр ($\rho \geq 0.2$). Исследованный режим с омическим нагревом плазмы (ток $I_p = 140$ кА) характеризуется низкой среднехордовой плотностью \bar{n}_e , медленно меняющейся от 1.3 до $2.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ за счет напуска газа. Временная эволюция основных параметров плазмы показана на рис. 2. Видно, что с ростом плотности электронная температура несколько падает, а отрицательный потенциал плазмы растет по абсолютному значению. При этом GAM наблюдается на спектре мощности колебаний потенциала плазмы (PSD) как характерный острый пик, имеющий большую контрастность по сравнению с окружающим фоном широкополосных колебаний (рис. 3). При значительном изменении плотности \bar{n}_e (с 1.8 до $2.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$), частота моды уменьшается незначительно, что соответствует

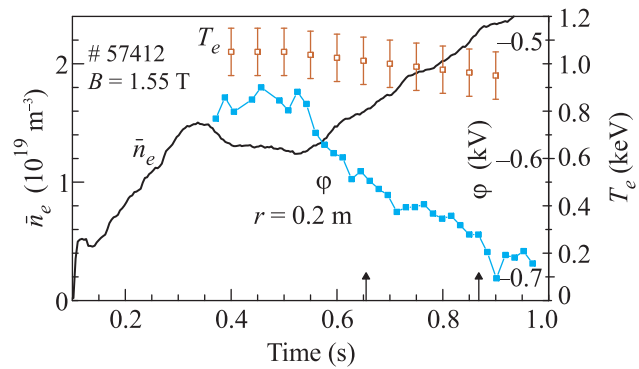


Рис. 2. Эволюция среднехордовой плотности плазмы \bar{n}_e , локального значения потенциала φ ($\rho = 0.67$) и центральной электронной температуры $T_e(0)$ в импульсе #57412 с нарастанием плотности

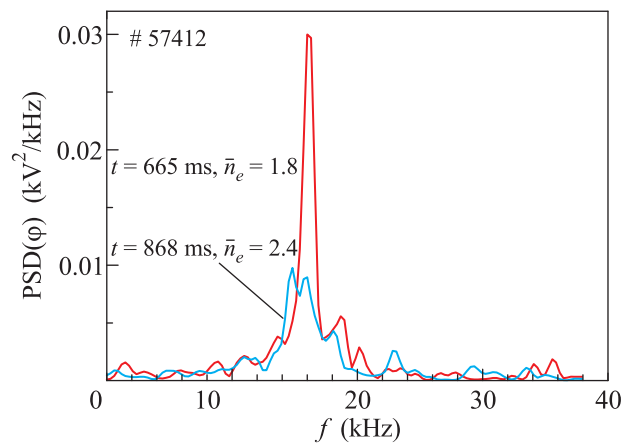


Рис. 3. Спектры колебаний потенциала в режиме с нарастающей плотности в моменты времени, отмеченные стрелками на рис. 2. Небольшое уменьшение частоты GAM при более высокой плотности вызвано снижением электронной температуры

слабой корневой зависимости от температуры, предсказываемой формулой (1).

Радиальное распределение частоты GAM показано на рис. 4. Вне лимитера за радиусом $r = 0.3$ м моды не обнаружены. В области наблюдений ($0.2 < \rho < 0.9$) частота моды практически постоянна, что не согласуется с расчетом $f_{\text{GAM/BAE}}$ по формуле (1). Амплитуда GAM также практически постоянна по радиусу (рис. 5). Таким образом, показано, что в исследованном режиме GAM проявляет свойства глобальной собственной моды. Существующая теория [4, 5, 21] предсказывает такую возможность при наличии локального максимума для $f_{\text{GAM/BAE}}$, что, однако, не реализуется в условиях данного эксперимента. Следует отметить также наличие другого типа собственных мод, которые не требуют для своего су-

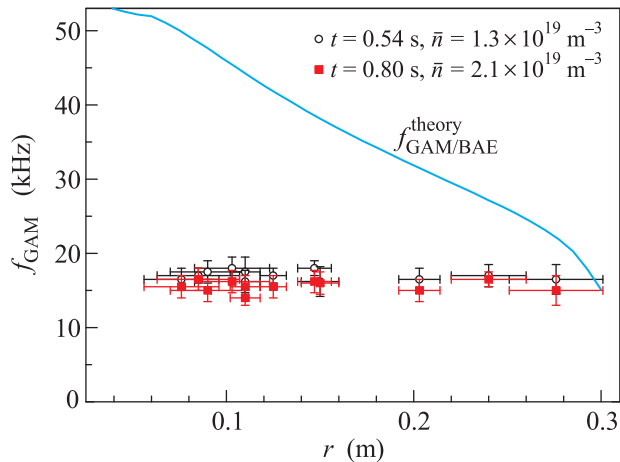


Рис. 4. Радиальные распределения частоты GAM-пика при различной плотности плазмы. Сплошная кривая – расчеты частоты по формуле (1). Небольшое уменьшение частоты GAM вызвано снижением температуры при увеличении плотности

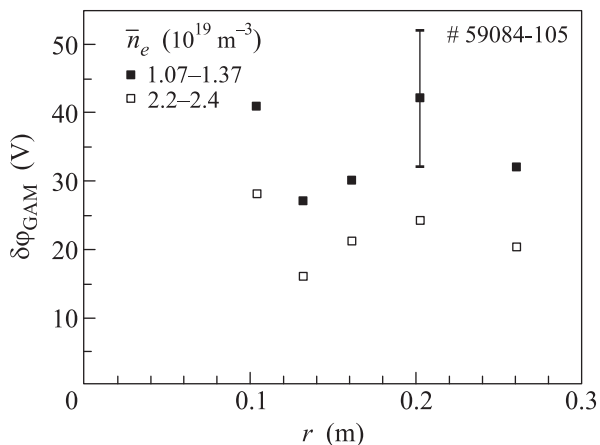


Рис. 5. Радиальные распределения амплитуды GAM при различной плотности плазмы

ществования локального максимума $f_{\text{GAM/BAE}}$ [22]. Такие моды могут формироваться в разрядах с монотонной температурой и положительным широм магнитного поля. Интересно, что гармоника собственных функций с $m = 0$ в [21, 22] имеет ступенчатый характер, так что ее амплитуда остается постоянной в значительной области по радиусу. Скачок амплитуды в [21] происходит вблизи точки максимума, а в [22] – вблизи центра плазменного шнура. Для обоих типов собственных решений частота глобальных собственных мод превышает локальную частоту по всей радиальной области. Отметим, что экспериментально измеренная частота f^{exp} совпадает с $f_{\text{GAM/BAE}}$ только на периферии шнура (при $\rho = 0.8-0.9$), а в остальной его части заметно ниже (рис. 4). Послед-

нее может указывать на значительную роль нелинейных процессов в генерации GAM и формировании глобальных решений. С ростом плотности частота и амплитуда моды уменьшаются. При плотностях, превышающих $\bar{n}_e = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, мода исчезает. Наблюдаемый при росте плотности слабый спад f^{exp} на краю (при $\rho = 0.9$) согласуется с расчетами $f_{\text{GAM/BAE}}$ с учетом уменьшения температур T_e и T_i на периферии.

Численное моделирование. Как правило, GAM и зональные течения рассматриваются в рамках линейной теории [21, 22]. При этом теряется ряд эффектов, связанных с влиянием нелинейных членов, которые могут быть ответственны за глобальную структуру GAM. Нелинейное моделирование GAM было проведено с помощью 5-полюсового кода $\{\varphi, n_e, p_e, p_i, V_{\parallel i}\}$, способного решать нелинейные двухжидкостные МГД-уравнения Брагинского в тороидальной геометрии на периферии токамака ($0.8 < \rho < 1$) при развитой дрейфово-резистивной баллонной турбулентности в электростатическом приближении [23, 24]. Здесь p_e, p_i – давление электронов и ионов, $V_{\parallel i}$ – продольная скорость ионов.

Расчет показал, что нелинейное взаимодействие различных спектральных компонент в условиях тороидальности приводит к появлению в фурье-спектрах особых высокочастотных МГД-мод – GAM, близких по свойствам к наблюдаемым в эксперименте. Показано также, что на скорость полоидального вращения, помимо турбулентной силы Рейнольдса, заметно влияет сила Стрингера–Винзора, связанная с GAM полного давления [24].

На рис. 6 изображены расчетные турбулентные фурье-спектры амплитуды флуктуаций электростатического потенциала (а), плотности (б) и скорости зонального течения $V_{E \times B} = (c/B)d\varphi/dr$ (с). Область вблизи частоты $(f_{\text{GAM}})^{\text{theor}} = 15 \text{ кГц}$, рассчитанной по формуле (1), где расположены характерные максимумы спектра, указана штриховкой. Из расчетов следует, что в условиях развитой турбулентности GAM не являются строго когерентными. Они проявляются в виде повышенной активности в достаточно широком частотном диапазоне ($\sim 12-28 \text{ кГц}$), что несколько отличается от экспериментальных данных, имеющих в указанной области более узкий частотный пик.

Расчеты также показали, что при росте T_e частотная область GAM сдвигается в сторону увеличения как $f \sim \sqrt{T_e}$, что согласуется с экспериментом.

Из результатов численного моделирования следует, что в частотной области GAM наряду с пиком $(f_{\text{GAM}})^{\text{theor}}$ в спектрах всегда присутствуют сател-

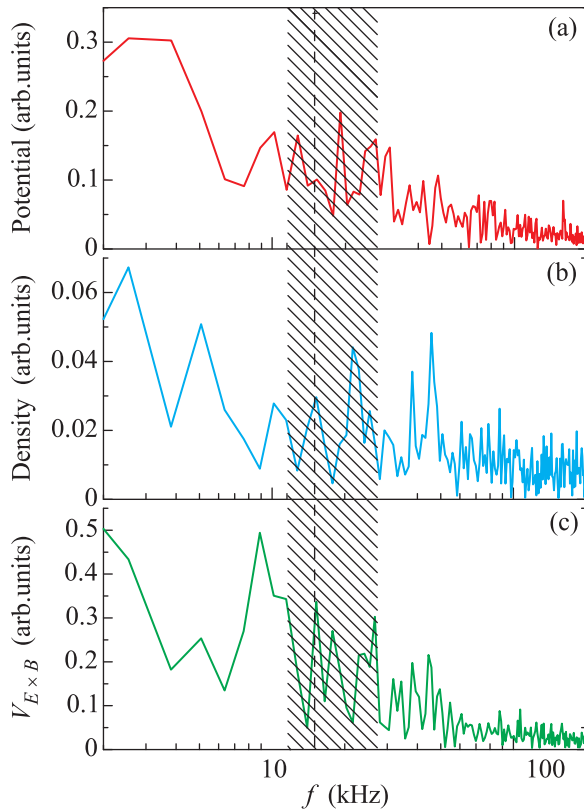


Рис.6. Амплитудные фурье-спектры турбулентных флуктуаций потенциала (а), плотности (b) и зональной скорости (с). Заштрихована область возбуждения GAM. Штриховая линия соответствует теоретическому значению $(f_{\text{GAM}})^{\text{theor}} = 15$ кГц

литные пики как в области $f > (f_{\text{GAM}})^{\text{theor}}$, так и в области $f < (f_{\text{GAM}})^{\text{theor}}$. Наличие спутного пика GAM в области $f > (f_{\text{GAM}})^{\text{theor}}$ соответствует результатам экспериментальных измерений [3, 16, 17]. Теоретический анализ возникновения колебаний-спутников до сих пор не проводился. Для понимания природы указанных спутников требуются дополнительные численные расчеты турбулентной динамики при различных параметрах плазмы токамака с привлечением экспериментальной базы данных различных установок по временным фурье-спектрам.

Заключение. В омическом режиме токамака T-10 при пониженном магнитном поле $B = 1.55$ Т с помощью зондирования плазмы пучком тяжелых ионов впервые проведены измерения колебаний электрического потенциала плазмы, вызванных GAM, практически по всему радиальному интервалу ($0.2 < \rho < 0.9$). Показано, что в пределах экспериментальной погрешности как частота, так и амплитуда GAM на электрическом потенциале постоянны по радиусу.

Таким образом, продемонстрировано, что наблюдаемая частота GAM может не соответствовать предсказаниям локальной теории, предполагающей сильную радиальную неоднородность частоты за счет ее корневой зависимости от локальной температуры. Полученные результаты являются экспериментальным подтверждением существования глобальных собственных мод, принципиальная возможность существования которых рассматривается в теории [22]. Численное моделирование динамики турбулентности с помощью решения МГД-уравнений Брагинского на периферии плазмы указало на возможность формирования GAM за счет нелинейного взаимодействия мод широкополосной турбулентности вблизи 15 кГц, что качественно согласуется с экспериментом.

Авторы благодарны всему коллективу установки T-10 за помощь в проведении экспериментов. Работа выполнена за счет финансирования Российского научного фонда (проект # 14-02-00193).

1. N. Winsor, J.L. Johnson, and J.M. Dawson, Phys. Fluids **11**, 2448 (1968).
2. A. Fujisawa, T. Ido, A. Shimizu, S. Okamura, K. Matsuoka, H. Iguchi, Y. Hamada, H. Nakano, S. Ohshima, K. Itoh, K. Hoshino, K. Shinohara, Y. Miura, Y. Nagashima, S.-I. Itoh, M. Shats, H. Xia, J.Q. Dong, L.W. Yan, K.J. Zhao, G.D. Conway, U. Stroth, A.V. Melnikov, L.G. Eliseev, S.E. Lysenko, S.V. Perfilov, C. Hidalgo, G.R. Tynan, C. Holland, P.H. Diamond, G.R. McKee, R.J. Fonck, D.K. Guptaand, and P.M. Schoch, Nucl. Fusion **47**, S718 (2007).
3. A.V. Melnikov, V.A. Vershkov, L.G. Eliseev, S.A. Grashin, A.V. Gudozhnik, L.I. Krupnik, S.E. Lysenko, V.A. Mavrin, S.V. Perfilov, D.A. Shelukhin, S.V. Soldatov, M.V. Ufimtsev, A.O. Urazbaev, G. Van Oost, and L.G. Zimeleva, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S87 (2006).
4. Z. Yan, G.R. Mckee, J.A. Boedo, D.L. Rudakov, P.H. Diamond, G. Tynan, R.J. Fonck, R.J. Groebner, T.H. Osborne, and P. Gohil, Nucl. Fusion **53**, 113038 (2013).
5. W.W. Heidbrink, E. Ruskov, E.M. Carolipio, J. Fang, M.A. van Zeeland, and R.A. James, Phys. Plasmas **6**, 1147 (1999).
6. F. Zonca and L. Chen, Europhys. Lett. **83**, 35001 (2008).
7. A.I. Smolyakov, C. Nguyen, and X. Garbet, Nucl. Fusion **50**, 054002 (2010).
8. A.I. Smolyakov, X. Garbet, G. Falchetto, and M. Ottaviani, Phys. Lett. A **372**, 6750 (2008).
9. A.V. Melnikov, L.G. Eliseev, A.V. Gudozhnik, S.E. Lysenko, V.A. Mavrin, S.V. Perfilov,

- L. G. Zimeleva, M. V. Ufimtsev, L. I. Krupnik, and P. M. Schoch, *Czech. J. Phys.* **55**, 349 (2005) [*Czechoslovak J. Phys.* **55**, 349 (2005)].
10. A. D. Gurchenko, E. Z. Gusakov, A. B. Altukhov, E. P. Selyunin, L. A. Esipov, M. Yu. Kantor, D. V. Kouprienko, S. I. Lashkul, A. Yu. Stepanov, and F. Wagner, *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 085017 (2013).
 11. T. Ido, Y. Miura, K. Kamiya, Y. Hamada, K. Hoshino, A. Fujisawa, K. Itoh, S.-I. Itoh, A. Nishizawa, H. Ogawa, Y. Kusama, and JFT-M group, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, S41 (2006).
 12. W. Chen, X. T. Ding, L. M. Yu, X. Q. Ji, Z. B. Shi, Y. P. Zhang, W. L. Zhong, G. L. Yuan, J. Q. Dong, Q. W. Yang, Yi. Liu, L. W. Yan, Y. Zhou, M. Jiang, W. Li, X. M. Song, S. Y. Chen, X. R. Duan, and the HL-2A team, *Nucl. Fusion* **53**, 113010 (2013).
 13. G. D. Conway, C. Tröster, B. Scott, K. Hallatschek, and the ASDEX Upgrade Team., *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 055009 (2008).
 14. C. A. de Meijere, S. Coda, Z. Huang, L. Vermare, T. Vernay, V. Vuille, S. Brunner, J. Dominski, P. Hennequin, A. Krämer-Flecken, G. Merlo, L. Porte, and L. Villard, *Plasma Phys. Control. Fusion* **56**, 072001 (2014).
 15. В. В. Булалин, Ф. Вагнер, В. И. Варфоломеев, В. К. Гусев, Г. С. Курскиев, В. Б. Минаев, М. И. Патров, А. В. Петров, Ю. В. Петров, Д. В. Присяжнюк, Н. В. Сахаров, С. Ю. Толстяков, Н. А. Хромов, П. Б. Щеголев, А. Ю. Яшин, *Письма в ЖТФ* **40**, 24 (2014).
 16. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, S. A. Grashin, A. V. Gudozhnik, S. E. Lysenko, V. A. Mavrin, S. V. Perfilov, S. V. Soldatov, D. A. Shelukhin, V. A. Vershkov, L. G. Zimeleva, M. V. Ufimtsev, L. I. Krupnik, A. D. Komarov, and A. S. Kozachek, http://epsppd.epfl.ch/StPetersburg/PDF/P3_114.PDF.
 17. A. V. Melnikov, C. Hidalgo, L. G. Eliseev, E. Ascasibar, A. A. Chmyga, K. S. Dyabilin, I. A. Krasilnikov, V. A. Krupin, L. I. Krupnik, S. M. Khrebtov, A. D. Komarov, A. S. Kozachek, D. Lypez-Bruna, S. E. Lysenko, V. A. Mavrin, J. L. de Pablos, I. Pastor, S. V. Perfilov, M. A. Pedrosa, R. V. Shurygin, V. A. Vershkov, T-10 team, and TJ-II team, *Nucl. Fusion* **51**, 083043 (2011).
 18. Yu. N. Dnestrovskij, A. V. Melnikov, L. I. Krupnik, and I. S. Nedzelskij, *IEEE Trans. Plasma Science* **22**, 310 (1994).
 19. A. V. Melnikov, I. S. Bondarenko, S. L. Efremov, N. K. Kharchev, S. M. Khrebtov, L. I. Krupnik, I. S. Nedzelskij, L. G. Zimeleva, and Yu. V. Trofimenko, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 317 (1995).
 20. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, S. V. Perfilov, V. F. Andreev, S. A. Grashin, K. S. Dyabilin, A. N. Chudnovskiy, M. Yu. Isaev, S. E. Lysenko, V. A. Mavrin, M. I. Mikhailov, D. V. Ryzhakov, R. V. Shurygin, V. N. Zenin, and the T-10 Team, *Nucl. Fusion* **53**, 093019 (2013).
 21. V. P. Lakhin and E. A. Sorokina, *Phys. Lett. A* **378**, 535 (2014).
 22. V. I. Ilgisonis, I. V. Khalzov, V. P. Lakhin, A. I. Smolyakov, and E. A. Sorokina, *Plasma Phys. Control. Fusion* **56**, 035001 (2014).
 23. P. В. Шурыгин, А. А. Маврин, *Физика плазмы* **36**, 579 (2010).
 24. P. В. Шурыгин, *Физика плазмы* **38**, 93 (2012).