

04

## **Эволюция колебаний геодезической акустической моды в разряде с омическим переходом в режим хорошего удержания в токамаке ТУМАН-3М**

© Л.Г. Аскинази, М.И. Вильджюнас, Н.А. Жубр,  
А.Д. Комаров, В.А. Корнев, С.В. Крикунов, Л.И. Крупник,  
С.В. Лебедев, В.В. Рождественский, М. Tendler,  
А.С. Тукачинский, С.М. Хребтов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,  
Россия

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический  
институт“, Харьков, Украина

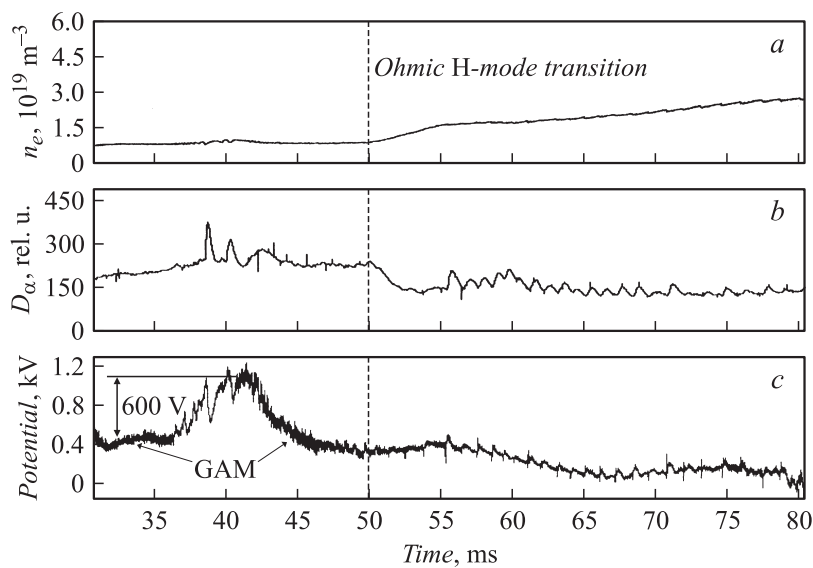
Королевский технологический институт, Стокгольм, Швеция

E-mail: Leonid.Askinazi@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 16 ноября 2011 г.

Экспериментально исследовано поведение геодезической акустической моды (ГАМ) в токамаке ТУМАН-3М с помощью НИБР-диагностики (Heavy Ion Beam Probing). Обнаружены колебания электрического потенциала под воздействием ГАМ, локализованной на периферии шнура. ГАМ наблюдалась в режиме плохого удержания (L-мода) с малой плотностью плазмы ( $\sim 0.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) и исчезала после перехода в режим с хорошим удержанием плазмы (H-мода). Обсуждается возможная роль ГАМ как предшественника улучшения удержания при LH-переходе.

Понятие геодезической акустической моды (ГАМ) было введено Винзором в 1968 г. [1] для объяснения сильных низкочастотных колебаний, наблюдавшихся на стеллараторе Model C. С тех пор подобные колебания наблюдались и исследовались на многих тороидальных установках. В последнее время ГАМ и зональные течения вообще, разновидностью которых ГАМ является, вызывают значительный интерес и интенсивно изучаются как экспериментально, так и теоретически [2,3] в контексте их влияния на удержание плазмы. Не принимая участия



**Рис. 1.** Временные зависимости плотности плазмы (а), свечения линии  $D_{\alpha}$  (b) и потенциала плазмы, измеренного с помощью НВР-диагностики (с) в разряде с омическим LH-переходом в момент времени  $t = 50$  ms. Колебания ГАМ наблюдаются на сигнале потенциала во временном интервале между 32 и 50 ms.

непосредственно в радиальном переносе энергии и частиц, ГАМ тем не менее может влиять на уровень турбулентности и интенсивность турбулентного переноса в плазме и в конечном счете на эффективность удержания вещества и энергии. Взаимосвязь фоновой турбулентности, ГАМ и режима удержания была продемонстрирована в экспериментах на многих тороидальных установках, в частности в недавних экспериментах на токамаке AVG [4].

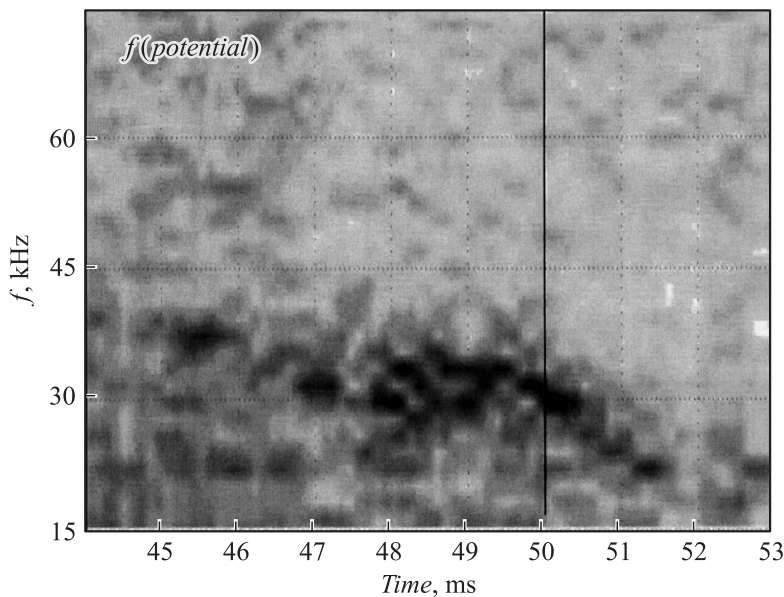
Описываемые эксперименты проводились на токамаке ТУМАН-3М [5] в режиме с омическим LH-переходом при следующих параметрах плазмы: малый радиус плазмы 22 см, большой радиус 52 см, тороидальное магнитное поле 0.7 Т, ток по плазме 130 кА, запас устойчивости 2.5–3.3, средняя плотность плазмы в L-моду  $(0.8–0.9) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  и до  $(3–4) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  в H-моду. Временные зависимости некоторых

параметров плазмы в этом режиме приведены на рис. 1. Колебания потенциала плазмы на частоте ГАМ наблюдались на начальной стадии разряда с помощью НВР-диагностики [6,7]. В данных экспериментах в качестве зондирующих ионов НВР применялись ионы  $K^+$  с энергией 70 keV. Точка вторичной ионизации инжектируемых ионов располагалась вблизи центра плазменного шнура и сдвигалась относительно начального положения в результате изменения во времени тороидального магнитного поля:  $r_{\text{НВР}} \sim 2.7$  см в момент времени  $t = 35$  ms,  $r_{\text{НВР}} \sim 3.7$  см при  $t = 45$  ms и  $r_{\text{НВР}} \sim 6.2$  см при  $t = 50$  ms. При применении НВР-диагностики измеряются две физические значимые величины: энергия вторичного пучка, несущая информацию об электрическом потенциале в точке вторичной ионизации, и интенсивность вторичного пучка, пропорциональная электронной плотности в точке вторичной ионизации. Вторая величина несет информацию о локальных свойствах плазмы (ее плотности) в точке вторичной ионизации  $r_{\text{НВР}}$  по крайней мере в случае, когда можно пренебречь ослаблением пучков при их распространении в плазме. В условиях эксперимента на токамаке ТУМАН-3М в силу невысокой плотности плазмы (в L-моду  $n_c < 1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) и небольших размеров токамака это допустимо. Напротив, потенциал плазмы, измеренный относительно стенки установки, находящейся на радиусе  $r_w$ , несет информацию о радиальном электрическом поле  $E_r$ , проинтегрированном по пространственному промежутку  $r_{\text{НВР}} < r < r_w$ :

$$\Delta\Phi(t) = - \int_{r_{\text{НВР}}}^{r_w} E_r(r, t) dr.$$

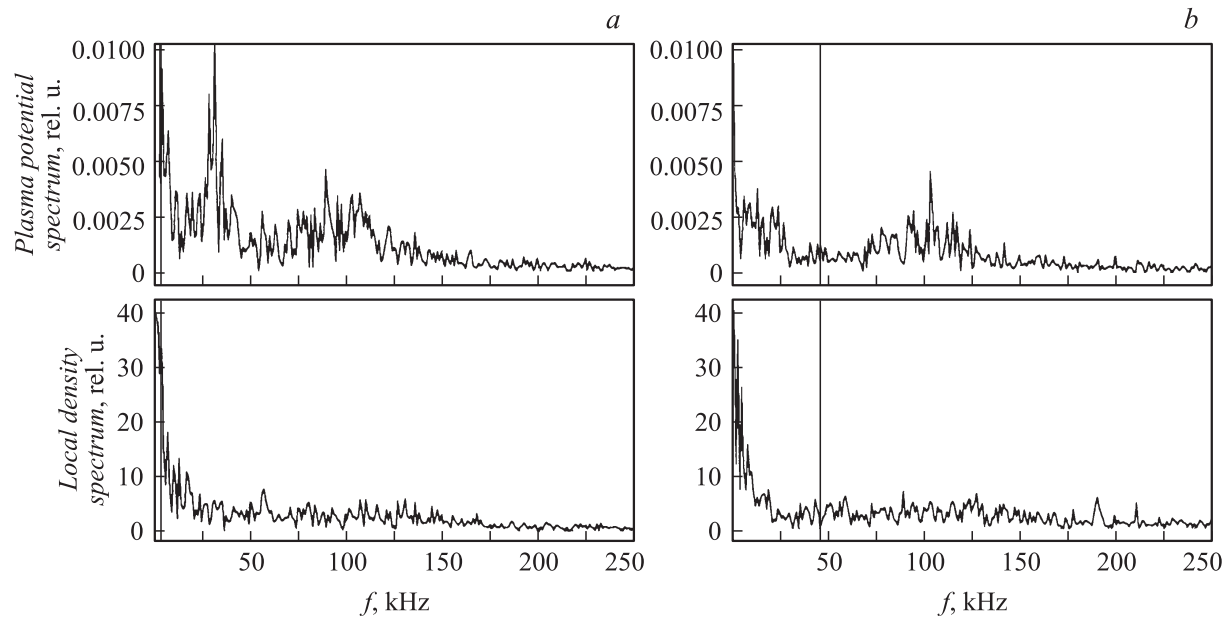
Поэтому из измерений колебаний локального потенциала плазмы в одной пространственной точке невозможно сделать вывод о локализации возмущения радиального электрического поля внутри промежутка  $r_{\text{НВР}} < r < r_w$ .

Колебания ГАМ были зарегистрированы на токамаке ТУМАН-3М в разряде с омическим ЛН-переходом, некоторые параметры которого приведены на рис. 1. В таких разрядах ГАМ наблюдалась на начальной стадии разряда между моментами времени  $t = 32$  ms и 45–50 ms, т. е. в фазе омической L-моды, сосуществуя со вспышкой МГД-активности ( $m = 2-3$ ,  $n = 1$ , на рисунке не показана). Отметим значительное



**Рис. 2.** Временная эволюция спектра ГАМ в окрестности ЛН-перехода (при  $t = 50$  ms).

положительное возмущение потенциала во время вспышки МГД-активности между  $t = 38$  ms и  $45$  ms, подробно исследованное в [8,9]. Частота МГД-колебаний во время вспышки МГД-активности составляет  $5\text{--}12$  kHz, что заметно отличается от частоты колебаний ГАМ — порядка  $28\text{--}32$  kHz. Как наблюдалось в описываемых экспериментах, во время вспышки МГД-активности ГАМ затухает и возникает вновь по окончании вспышки, что является, по-видимому, отражением связи среднего поля  $\langle E \rangle$  и интенсивности ГАМ, наблюдавшейся также в [4]. На рис. 2 приведена спектрограмма ГАМ в промежутке времени  $44\text{--}53$  ms (ЛН переход происходит в момент времени  $t = 50$  ms). Видно, что в спектре присутствует явный максимум вблизи частоты  $30$  kHz, соответствующий ГАМ. Максимум существует перед ЛН-переходом и исчезает через  $\sim 1$  ms после него, постепенно смещаясь в сторону низких частот, вплоть до  $25$  kHz. В других, аналогичных, разрядах пик ГАМ исчезал примерно за  $\sim 1$  ms до переключения режима удержания;



**Рис. 3.** Спектры колебаний потенциала (наверху) и локальной плотности плазмы (внизу), измеренных с помощью НВР-диагностики перед ЛН-переходом (*a*) и после него (*b*).

таким образом, причинно-следственные связи между эволюцией ГАМ и переключением режима удержания не могут быть установлены на данном этапе. На рис. 3 приведены спектры колебаний потенциала плазмы, измеренные до (*a*) и после (*b*) омического LH-перехода. Как видно из рис. 3, четкий спектральный пик присутствует вблизи  $f_{GAM} \sim 30$  kHz в спектре колебаний потенциала до LH-перехода и исчезает после него. Кроме того, наблюдается заметное увеличение спектральной плотности в диапазоне частот 75–130 kHz, порождаемое, очевидно, фоновой турбулентностью плазмы. Следует отметить, что полоса частот использованного электронного тракта была ограничена сверху частотой  $\sim 150$  kHz, что регистрировалась только сравнительно низкочастотная часть спектра фоновой турбулентности. В то же время обе описанные особенности — пик на частоте 30 kHz и подъем спектральной плотности в диапазоне 75–130 kHz — отсутствуют на спектрах локальной электронной плотности, приведенных в нижней части рис. 3, *a* и *b*. Это может быть объяснено, по-видимому, разницей в пространственном разрешении при измерении радиального электрического поля и плотности, свойственной НВР-диагностике и обсуждавшейся выше. Это связано, по-видимому, с отмеченной выше разницей пространственного разрешения НВР-диагностики в отношении измерений электрического потенциала и электронной плотности. Кроме того, в описываемых экспериментах точка измерения (точка вторичной ионизации зондирующего пучка) находилась вблизи экваториальной плоскости токамака, что, с учетом полоидального модового числа возмущения плотности в ГАМ  $m = 1$ , не позволило бы зарегистрировать возмущения плотности, даже если бы точка ионизации находилась внутри области локализации ГАМ. После LH-перехода пик на спектре колебаний потенциала вблизи частоты ГАМ исчезает, но возрастание спектральной плотности, вызванное фоновой турбулентностью, по-прежнему присутствует. Это свидетельствует об изменении механизма генерации ГАМ фоновой турбулентностью. Более аккуратный анализ совместной эволюции высокочастотной части спектра турбулентности и ГАМ показывает, что интенсивности этих частей спектра изменяются во времени противоположным образом: увеличение одной сопровождается уменьшением другой и наоборот аналогично наблюдавшемуся в [10], т.е. наблюдается модуляция интенсивности высокочастотной турбулентности на частоте ГАМ, хотя для определения точных фазовых соотношений в описываемых экспериментах чувствительность и полоса пропускания электронного тракта были недостаточны. Это

наблюдение находится в согласии с концепцией генерации ГАМ в результате нелинейного взаимодействия высокочастотных компонент спектра фоновой турбулентности и обратного влияния со стороны ГАМ на турбулентность, предсказываемого теорией [3].

Таким образом, в режиме омического разряда на токамаке ТУМАН-3М при сравнительно низкой плотности плазмы  $n_e \sim 0.8-0.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  колебания на частоте ГАМ были зарегистрированы на стадии омической L-моды, перед ЛН-переходом, при наблюдении колебаний потенциала в центральной части плазмы. Эти колебания центрального потенциала могут быть вызваны колебаниями радиального электрического поля, локализованными, вообще говоря, в любой части промежутка  $r_{\text{НВР}} < r < r_w$ . Однако из экспериментов на других токамаках и теоретических работ известно, что ГАМ обычно локализуется на периферии плазмы, поскольку именно там велик градиент давления, раскачивающий плазменную турбулентность, являющуюся источником свободной энергии для ГАМ. Возможность (или невозможность) регистрации в такой конфигурации эксперимента ГАМ, локализованной на периферии плазмы, определяется соотношением между размером области локализации ГАМ  $\Delta r_{\text{ГАМ}}$  и ее радиальной длиной волны  $\lambda_{\text{ГАМ}}$ . Если  $\Delta r_{\text{ГАМ}} \gg 0.5\lambda_{\text{ГАМ}}$ , радиальное поле эффективно усредняется до малой величины и вряд ли может быть зарегистрировано в сигнале потенциала, измеряемого НВР в центральной области плазмы. Наоборот, в случае  $\Delta r_{\text{ГАМ}} \leq 0.5\lambda_{\text{ГАМ}}$  регистрация ГАМ возможна даже в этой неблагоприятной конфигурации. По-видимому, малость размера области локализации ГАМ по сравнению с радиальной длиной волны и позволила обнаружить колебания ГАМ на потенциале в центральной части шнура в описываемых экспериментах. Отметим, что в разрядах с близкими параметрами на токамаке JFT-2М [10] было обнаружено, что  $\lambda_{\text{ГАМ}} \sim 3-5 \text{ cm}$ ,  $\Delta r_{\text{ГАМ}} \sim 2 \text{ cm}$ , поэтому можно ожидать, что условие  $\Delta r_{\text{ГАМ}} \leq 0.5\lambda_{\text{ГАМ}}$  должно выполняться также и на токамаке ТУМАН-3М.

Сильное неоднородное радиальное электрическое поле, возникающее на периферии плазмы благодаря ГАМ, может, в принципе, способствовать возникновению сильного шира течения плазмы, благоприятствующего подавлению турбулентного переноса [4]. В данной работе наблюдались интенсивные колебания ГАМ непосредственно перед омическим ЛН-переходом в режиме с низкой плотностью плазмы, порядка  $\sim 0.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . С другой стороны, в режиме с еще более

низкой плотностью плазмы, порядка  $\sim 0.5 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ , ГАМ (и присущее ей радиальное электрическое поле) отсутствуют. В этом режиме ЛН-переход затруднен и наблюдается только в режимах, в которых сильное радиальное электрическое поле создается другими воздействиями на плазму, например при инжекции нейтрального нагревного пучка навстречу плазменному току [11] или поляризации периферийной плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Государственный контракт № 16.11.518.7017 и договор № 11.G34.31.0041), Российской академии наук (программа президиума РАН № 30) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10-02-01414-а).

## Список литературы

- [1] Winsor N., Johnson J., Dawson J. // Phys. of Fluids. 1968. V. 11. P. 2448.
- [2] Fujisawa A., Ido T., Shimizu A. et al. // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. S718.
- [3] Diamond P.H., Itoh S.-I., Itoh K. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. R35.
- [4] Conway G.D., Angioni C., Ryter F. et al. // Phys. Rev. Letters. 2011. V. 106. P. 065001.
- [5] Vorobiev G.M. et al. // Sov. J. Plasma Phys. (Fiz. Plasmy). 1983. V. 9. P. 65.
- [6] Askinazi L.G., Kornev V.A., Krikunov S.V. et al. // Proc. 34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw, 2–6 July 2007. ECA 2007. V. 31. P. 5.092.
- [7] Askinazi L.G., Kornev V.A., Lebedev S.V. et al. // Rev. Sci. Inst. 2004. V. 75. P. 3517–1519.
- [8] Aslinazi L.G., Golant V.E., Kornev V.A. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. A85.
- [9] Kaveeva E., Rozhansky V., Tendler M. // Nucl. Fusion. 2008. V. 48. P. 075003.
- [10] Ido T. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. S41.
- [11] Lebedev S.V., Askinazi L.G., Chernyshev F.V. et al. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 085029.