

04

Результаты бикогерентного анализа геодезической акустической моды в токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М

© В.В. Буланин, Л.Г. Аскинази, А.А. Белокуров, В.К. Гусев, В.А. Корнев, Г.С. Курскиев, С.В. Лебедев, В.Б. Минаев, М.И. Патров, А.В. Петров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков, А.С. Тукачинский, А.Ю. Яшин

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: V.Bulanin@spbstu.ru

Поступило в Редакцию 21 ноября 2014 г.

Представлены результаты сравнительного исследования геодезических акустических мод (ГАМ) методами бикогерентного анализа в токамаках с разным аспектным отношением. Полученные данные являются косвенным свидетельством взаимного влияния ГАМ и фоновой турбулентности плазмы. В вычислении кроссбикогерентных спектров использовались сигналы доплеровских рефлектометров и временные зависимости скоростей вращения плазмы в электрическом поле ГАМ. Отмечено, что уровень бикогерентности в обоих токамаках повышается перед переходом в Н-моду и спадает до уровня шума в Н-моду.

Полагается, что зональные потоки в плазме тороидальных ловушек возникают под воздействием напряжений Рейнольдса в нелинейной стадии развития мелкомасштабной неустойчивости [1]. Было показано, что этот процесс можно представить как нелинейное трехволновое взаимодействие, в котором участвуют две коротковолновые составляющие флуктуаций скорости плазмы и зональный поток, как глобальное возмущение радиального электрического поля [2]. Поскольку эти волны, как и в параметрическом процессе, связаны фазовыми соотношениями, такое взаимодействие может быть обнаружено и исследовано методом бикогерентного спектрального анализа [3]. Биспектральный анализ применялся как для исследования зональных потоков [3], и для изучения геодезической акустической моды (ГАМ) как высокочастотной разновидности зональных потоков в плазме токамаков [4,5]. В пред-

ставленной работе впервые для исследования ГАМ методом биспектрального анализа привлекаются данные диагностики, основанной на доплеровском микроволновом обратном рассеянии или доплеровской рефлектометрии (ДР). Такой метод, как известно, позволяет одновременно анализировать турбулентные флуктуации малого масштаба в выделенном диапазоне волновых чисел и регистрировать по доплеровскому частотному сдвигу обратнорассеянного излучения колебания скорости $E \times B$ вращения, в том числе и на частоте ГАМ [6].

Биспектральный анализ основывался на данных, полученных на токамаках с различными магнитными конфигурациями и заметно отличающимися аспектными отношениями R/a . Токамак Глобус-М ($R = 0.36$ м, $a = 0.24$ м) имел вытянутую магнитную конфигурацию с дивертором при аспектном отношении $R/a = 1.5$. Токамак ТУМАН-3М ($a = 0.21$ м, $R = 0.53$ м) представляет собой лимитерную тороидальную систему с круглыми магнитными поверхностями и аспектным отношением $R/a = 2.52$. В обоих токамаках исследования проводились в режимах с переходом в Н-моду, инициированным газонапуском в токамаке ТУМАН-3М ($I_p = 130\text{--}140$ кА, $\langle n \rangle = (0.7\text{--}1.8) \cdot 10^{19}$ м $^{-3}$, $B_T = 1$ Т) и при инжекции быстрых атомов в токамаке Глобус-М ($I_p = 140$ кА, $\langle n \rangle \approx (2\text{--}3) \cdot 10^{19}$ м $^{-3}$, $B_T = 0.4$ Т). ГАМ, как колебание скорости вращения в направлении $E \times B$ дрейфа, наблюдались на обоих токамаках до перехода в Н-моду [7,8]. В этих экспериментах были определены частоты ГАМ и области ее локализации на периферии разряда в токамаках внутри последней замкнутой поверхности.

Биспектральный анализ основывался на вычислениях квадрата кроссбикогерентности $b^2(f_1, f_2)$ согласно формуле [9]:

$$b^2(f_1, f_2) = \frac{|\langle Y_{GAM}^*(f_3) Y_{BS}(f_1) Y_{BS}(f_2) \rangle|^2}{\langle |Y_{GAM}(f_3)|^2 \rangle \langle |Y_{BS}(f_1) Y_{BS}(f_2)|^2 \rangle}; \quad f_3 = f_1 + f_2. \quad (1)$$

Здесь $Y_{BS}(f_1)$ и $Y_{BS}(f_2)$ — комплексные спектры сигналов квадратурного детектора (синусного или косинусного), которые отражают в оценке турбулентные широкополосные колебания плотности плазмы малого масштаба, участвующие в трехволновом процессе, $Y_{GAM}(f_3)$ — комплексный спектр сигнала, который содержит колебания, обусловленные возникновением ГАМ. При вычислении бикогерентности необходимо обеспечить наибольшее допустимое временным интервалом квазистационарности число усреднений N , которое определяет уровень шума как уровень статистической значимости, равный $1/N$ [10]. Как

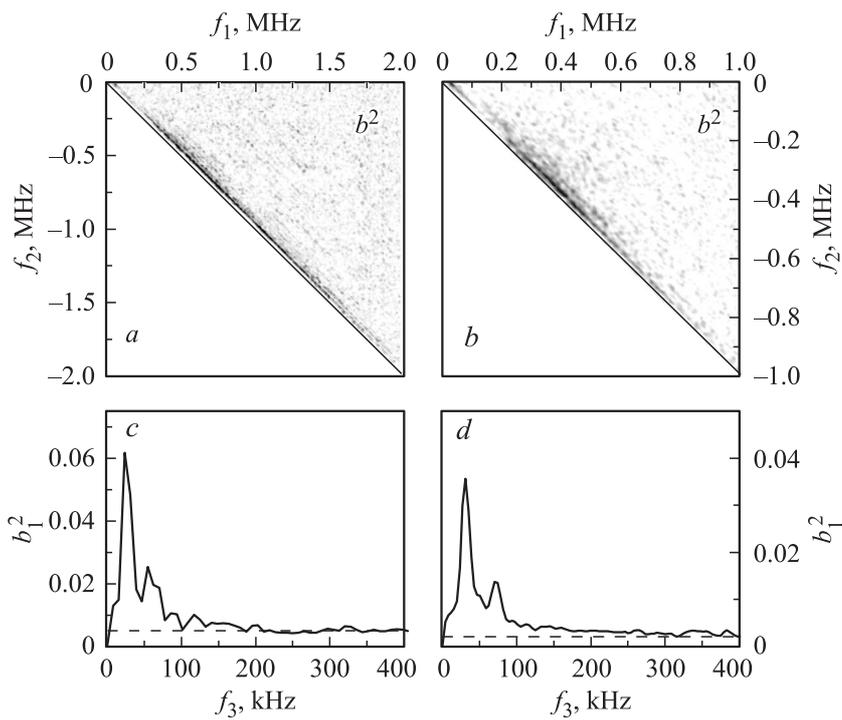


Рис. 1. *a* — кроссбикогерентность (Глобус-М), *b* — кроссбикогерентность (ТУМАН-3М), *c, d* — одномерная бикогерентность для токамаков Глобус-М и ТУМАН-3М соответственно. Штриховая линия — уровень статистической значимости.

на токамаке Глобус-М, так и на токамаке ТУМАН-3М в случае, когда в качестве спектра $Y_{GAM}(f_3)$ использовался спектр сигнала квадратурного детектора, т.е. вычислялась автобикогерентность, не были получены значения $b^2(f_1, f_2)$, превышающие уровень шума. Это обстоятельство можно понять, если учесть, что ДР не позволяет регистрировать непосредственно глобальную моду — ГАМ с нулевым полоидальным числом (см. также [5]), поэтому в сигналах детектора обратнорассеянного излучения нет выделенной моды на частоте ГАМ. На рис. 1, *a* и *b* сопоставляются двумерные распределения квадрата кроссбиспектров b^2 для токамаков Глобус-М и ТУМАН-3М, когда спектры $Y_{GAM}(f_3)$

представлялись как спектры колебаний $E \times B$ скорости, на которых ранее явно обнаруживались пики на частоте ГАМ [7,8]. Для уменьшения уровня статистической погрешности в вычислениях для обоих токамаков использовались наибольшие интервалы квазистационарной фазы разрядов, в которых наблюдалась ГАМ — 24.3 ms (Глобус-М) и 25.6 ms (ТУМАН-3М). Эти интервалы разбивались на временные окна в $128 \mu\text{s}$, так что число усреднений составляло 190 и 200 для токамаков Глобус-М и ТУМАН-3М соответственно. Видно, что область значений b^2 , превышающих шум, вытянута вдоль диагонали $f_1 = -f_2$. Максимальные значения b^2 для токамака Глобус-М составляли 0.115 и 0.14 для токамака ТУМАН-3М при приблизительно одинаковом уровне шума. Эти наблюдения можно рассматривать как свидетельство трехволнового взаимодействия между турбулентными флуктуациями плазмы и ГАМ. Главное отличие в 2D-распределениях, полученных на разных токамаках, заключается в различной ширине бикогерентности по частотам f_1 и f_2 . Она составляла $\approx 1.5 \text{ MHz}$ в оценках для Глобуса-М и $\approx 0.7 \text{ MHz}$ для токамака ТУМАН-3М. Для того чтобы выявить, при каких разностных частотах f_3 трехволновое взаимодействие происходит наиболее эффективно, была вычислена одномерная бикогерентность

$$b_1^2(f_3) = \frac{1}{s(f_3)} \sum_{f_1, f_2} b^2(f_1, f_2); \quad f_3 = f_1 + f_2, \quad (2)$$

где $s(f_3)$ — число членов в сумме при дискретном представлении $b^2(f_1, f_2)$. На рис. 1, *c* и *d* представлена одномерная бикогерентность $b_1^2(f_3)$, где отчетливо видны максимумы на частотах, отвечающих частотам ГАМ, ранее определенным при спектральном анализе колебаний $E \times B$ скорости. На рисунках видны также пьедестал, превышающий уровень шума в диапазоне частот до 100 kHz и максимумы меньшей амплитуды, природа которых не ясна. С использованием только данных ДР были получены также кроссбиспектры (1), когда в качестве спектра $Y_{\text{ГАМ}}(f_3)$ использовались спектры колебаний мощности обратнорассеянного излучения, вычисленной для всей полосы регистрируемых частот. Ожидалось, что колебания уровня мощности обратнорассеянного излучения будут осциллировать на частоте ГАМ в силу того, что турбулентность плазмы, как полагается, может периодически подавляться при сильном широмом $E \times B$ вращении в электрическом поле

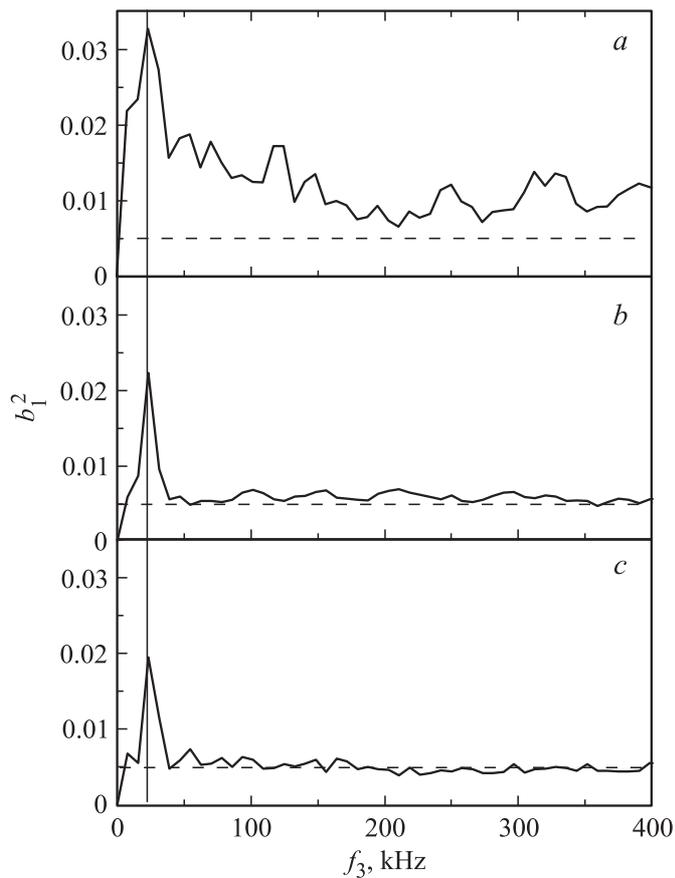


Рис. 2. Одномерная бикогерентность b_1^2 , рассчитанная с использованием колебаний уровня мощности (а), сигнала детектора излучения D_α (b) и сигнала магнитного зонда (c). Штриховая линия — уровень статистической значимости.

ГАМ. Действительно, на токамаке Глобус-М были получены значения кросс-бикогерентности, превышающие уровень шума, и одномерная бикогерентность $b_1^2(f_3)$ с максимумами на частоте ГАМ (рис. 2, а). Тем самым можно полагать, что имело место обратное воздействие ГАМ на мелкомасштабную турбулентность плазмы.

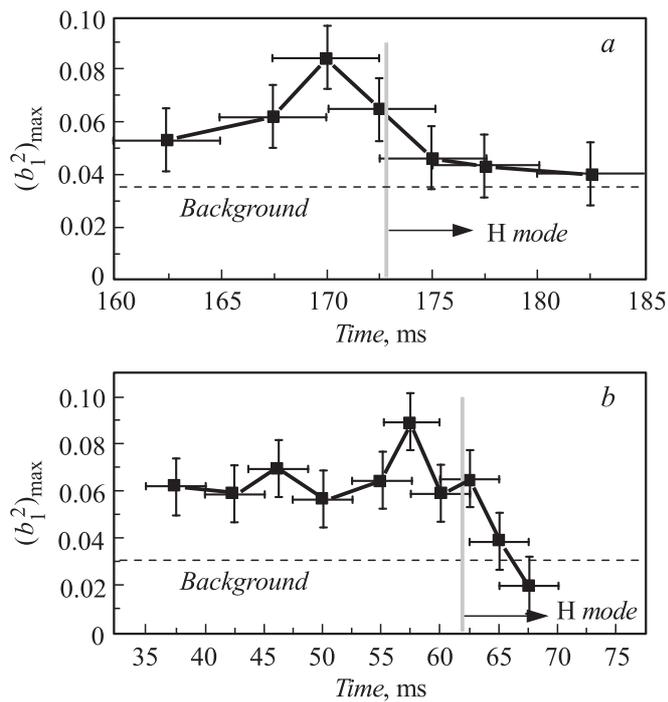


Рис. 3. Эволюция максимального значения одномерной бикогерентности $(b_1^2)_{\max}$ на частоте ГАМ для токамаков Глобус-М (а) и ТУМАН-3М (б). Пунктирная линия — уровень пьедестала. Вертикальная линия — переход в *H*-моду.

На токамаке Глобус-М колебания на частотах ГАМ были выявлены также в сигналах детекторов излучения на линии D_α и в сигналах магнитных зондов. В таком случае между этими колебаниями и флуктуациями плотности малого масштаба следует ожидать фазовой связи. Проверка этого предположения была проведена путем вычисления кросс-бикогерентности и одномерной бикогерентности $b_1^2(f_3)$, когда спектр $Y_{GAM}(f_3)$ в выражении (1) представлялся как спектр соответствующих сигналов. На спектрах, показанных на рис. 2, *b* и *c*, видны с большим контрастом спектральные пики на частоте ГАМ. Таким образом, связь колебаний сигналов указанных диагностик с колебаниями ГАМ подтверждается не только совпадением частот колебаний, но и ре-

зультатами бикогерентного анализа. На токамаке ТУМАН-3М методом бикогерентного анализа было установлено наличие нелинейной связи мелкомасштабных колебаний плотности с колебаниями плавающего потенциала ленгмюровского зонда, расположенного в экваториальной плоскости токамака.

В разрядах с переходом в Н-моду интересным представлялось проследить эволюцию трехволнового взаимодействия. Для этого пришлось значительно уменьшить временной интервал до 5 ms и число усреднений до $N = 38$, что повысило уровень статистической значимости до 0.025. Для того чтобы представить временную зависимость трехволнового взаимодействия, рассчитывалось максимальное значение одномерной бикогерентности $(b_1^2)_{\max}$ на частоте ГАМ. Тем самым выделялось взаимодействие, ассоциированное с развитием ГАМ. На рис. 3 представлены изменения указанной величины в течение разрядов в токамаках. Отмеченные погрешности соответствуют временному интервалу в 5 ms и уровню статистической значимости. На обоих графиках видны возрастание величины $(b_1^2)_{\max}$ перед переходом в Н-моду и последующий спад после перехода до уровня пьедестала. Следует заметить, что аналогичное возрастание перед спонтанным L–Н-переходом полной бикогерентности, рассчитанной на основе автобикогерентности колебаний ионного тока насыщения зонда, было обнаружено при исследовании зональных потоков на токамаке ДПП-D [9].

В проведенных исследованиях было впервые продемонстрировано успешное применение ДР в биспектральном анализе ГАМ. Результаты анализа могут рассматриваться как свидетельство протекания трехволнового процесса с участием ГАМ. Была обнаружена связь между фазами мелкомасштабных колебаний плотности и интенсивностью этих колебаний в области частот ГАМ, что, видимо, свидетельствует о наличии периодической модуляции уровня турбулентности, возникающей из-за появления шира $E \times B$ скорости при развитии ГАМ. Отличие в биспектральных данных в токамаках с различными магнитными конфигурациями носило в основном количественный характер.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ согласно госзаданию № 2014/184, проект 1014 и соглашению № 14.619.21.0001 от 15.08.2014, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61914X001, программы фундаментальных исследований президиума РАН № 12, а также РФФИ, грант № 14-02-00171.

Список литературы

- [1] *Diamond P.H., Itoh S.-I., Itoh K., Hahn T.S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. R35.
- [2] *Tynan G.R., Moyer R.A., Burin M.J.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 2692.
- [3] *Fujisawa A.* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 013 001
- [4] *Robinson J.R.* et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. V. 54. P. 105 007.
- [5] *Gurchenko A.D.* et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 085 017.
- [6] *Conway A.D., Scott B., Schirmer J.* et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 1165.
- [7] *Буланин В.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 9. С. 24.
- [8] *Yashin A.Yu.* et al. // 40th EPS Conference on Plasma Physics. 2013. P. 2.179.
- [9] *Holland C.* et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. A453–A457.
- [10] *White A.E.* et al. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 072 301.