Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 11, с. 817 – 824 © 2024 г. 10 июня

Магнитная составляющая квазикогерентной моды колебаний омической плазмы токамака Т-10

Н. С. Сергеев[+1)], *А. В. Мельников*[+*×], *Л. Г. Елисеев*[*]

[+]*Национальный исследовательский институт МИФИ, 115409 Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский центр Курчатовский институт, 123098 Москва, Россия*

[×]*Национальный исследовательский институт МФТИ, 141701 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 2 апреля 2024 г.
После переработки 24 апреля 2024 г.
Принята к публикации 25 апреля 2024 г.

В работе исследуется феномен квазикогерентной моды колебаний омической плазмы токамака Т-10. Наряду со спектром относительных колебаний электронной плотности и колебаний электростатического потенциала исследуются спектры магнитных флуктуаций плазмы токамака. Установлено наличие как электростатической, так и магнитной компонент флуктуаций квазикогерентной моды как в основной, так и в периферийной частях плазменного шнура, что предлагает рассматривать ее как один видов электромагнитной турбулентности горячей плазмы.

DOI: 10.31857/S1234567824110077, EDN: LVGDJX

1. Введение. Квазикогерентная мода (ККМ) колебаний плазмы регистрируется во многих режимах горения плазмы в токамаках, преимущественно в виде возмущений плотности плазмы, возбуждаемых на частотах порядка сотен кГц. Данный тип мелкомасштабных колебаний наблюдается как в чисто омической плазме [1], так и плазме L-моды (*low confinement mode*) при использовании систем дополнительного нагрева плазмы [2, 3]. Схожий тип колебаний, названный как слабо-когерентная мода колебаний плазмы (*weakly coherent mode*), также обнаруживается и в режимах улучшенного удержания плазмы в D-образных конфигурациях, например, в I-моде (от англ. *improved confinement mode*) [4]. Была также показана возможность одновременного существования двух квазикогерентных частотных пиков в спектре колебаний плотности плазмы: низкочастотная ККМ (НЧ ККМ), называемая просто ККМ, если наблюдается лишь один характерный пик, и высокочастотная ККМ (ВЧ ККМ). Для примера см. рис. 25 в работе [1], где НЧ ККМ обозначена как LF QC mode, и ВЧ ККМ – как HF QC mode. Рассматривалась возможность интерпретации ККМ как ионной температурно-градиентной неустойчивости (ITG-mode) или неустойчивости на запертых электронах (TEM) [1, 5], однако причина возбуждения квазикогерентных колебаний пока еще не установлена.

Эксперименты на токамаках показывают, что развитие квазикогерентных осцилляций, как правило, коррелирует с переходами между различными режимами удержания плазмы. Так, например, выраженный частотный пик ККМ пропадает со спектров флуктуаций плотности плазмы после перехода из так называемого режима линейного омического удержания (*linear ohmic confinement*, LOC) в режим насыщенного омического удержания плазмы (*saturated ohmic confinement*, SOC) [5]. В разрядах с D-образной конфигурацией сечения плазменного шнура было показано, что развитие слабо-когерентной моды (*weakly coherent mode*, WCM) колебаний плазмы на краю плазмы $r/a > 0.95$, где a – малый радиус плазменного шнура, коррелирует с переходом в режим улучшенного удержания плазмы [6]. К настоящему времени объяснение данных процессов и их связи с развитием ККМ не найдено.

В отличие от когерентных колебаний плазмы, занимающих узкую частотную полосу Δf масштаба нескольких кГц с $\Delta f < f$, как, например, геодезическая-акустическая мода (ГАМ) колебаний плазмы [7], для ККМ характерна достаточно широкая частотная полоса масштаба нескольких десятков кГц с $\Delta f \approx f$. При этом, спектральный пик ККМ обычно располагается на частотах > 50 кГц [8–10], и имеет характерное колоколообразное амплитудное-частотное распределение. Исследования ККМ, выполненные на различных установках, показали, что для ее поперечного волнового числа $k_\perp$ характер-

1)e-mail: nickbebeskis@gmail.com

но соотношение $0.02 \le k_\perp \rho_i \le 0.4$, где ρ_i – ларморовский радиус на иона [8]. Полоидальное модовое число m возмущений плотности лежит в диапазоне $20 \le m \le 50$. При этом фазовая скорость соответствующих возмущений плотности ориентирована в сторону электронного диамагнитного дрейфа, тем самым указывая на электронный механизм раскачки квазикогерентных колебаний, например, на моду на запертых электронах.

На установке Т-10 ККМ наблюдалась в виде колебаний плотности плазмы как в омических режимах горения плазмы, так и в режимах с дополнительным ЭЦР-нагревом плазмы со среднехордовой электронной плотностью плазмы в диапазоне $1.5\times10^{19} \le \bar{n}_e \le 4 \times 10^{19}$ м$^{-3}$ [1]. При этом однозначных корреляций между временной эволюцией параметров ККМ и изменением глобальных параметров плазмы в течении разряда на настоящий момент не обнаружено. Однако отметим, что, как правило, при включении дополнительного ЭЦР-нагрева плазмы происходит заметное снижение центральной частоты пика квазикогерентных колебаний при одновременном нарастании его амплитуды [11]. В случае низкой столкновительности это снижение частоты сопровождается заметным сужением частотного интервала ККМ [12].

Недавние исследования турбулентности плазмы на установке Т-10 показали, что ККМ может также проявляться в виде возмущений электрического потенциала плазмы [11]. Хотя на периферии D-образной плазмы у ККМ была обнаружена и магнитная компонента [13], это наблюдение не повлияло на сложившееся мнение об электростатической природе ККМ, подтвержденное отсутствием наблюдений магнитной компоненты ККМ в центральных областях плазмы, а также в круглых токамаках.

Работа посвящена экспериментальному исследованию электростатических и магнитных свойств ККМ в омической плазме круглого токамака Т-10. Результаты измерений подтверждают электромагнитную природу ККМ, что расширяет современные представления о мелкомасштабной турбулентности горячей плазмы. Работа организована следующим образом. Схема эксперимента представлена в разделе 2. Спектральный и корреляционный анализ колебаний плазмы, а также обсуждение их результатов представлены в разделе 3. Заключение приведено в последнем разделе.

2. Схема эксперимента. Эксперимент проведен в омической плазме токамака Т-10 (большой радиус $R = 1.5$ м, малый радиус $a = 0.3$ м) с вольфрамовым лимитером [14]. Исследован режим с током плазмы $I_p = 230$ кА, магнитным полем на оси плазмы $B_t = 2.25$ Тл, что соответствовало фактору запаса устойчивости на границе $q_{cyl}(a) \approx 3$. Направление тока совпадало с направлением тороидального поля.

Профили электронной температуры (T_e) были измерены при помощи ECE-радиометра, работающего на второй гармонике электронно-циклотронного резонанса $2\omega_{ce}$, и системой томсоновского рассеяния (TS), настроенной на длину волны лазерного излучения $\lambda = 532$ нм. Профили электронной плотности плазмы (n_e) были измерены с помощью комбинации микроволнового и HCN лазерного интерферометров. Профили ионной температуры (T_i) были измерены методом перезарядочно-рекомбинационной спектроскопии по данным интенсивности спектральной линии иона C^{5+} ($\lambda = 5291$ Å). Временные осциллограммы основных параметров разряда изображены на рис. 1. На протяжении фазы разряда с постоянным током плазмы ($I_p = \text{const}$) медленный спад $\bar{n}_e$ сопровождается практически линейным ростом центральной T_e, при этом энергосодержание плазменного шнура оставалось на уровне $W_{\text{dia}} \approx 10$ кДж на протяжении фазы измерений флуктуаций плазмы согласно сигналу диамагнитной петли. Ионная температура в центре плазмы $T_i(0)$ оставалась практически неизменной.

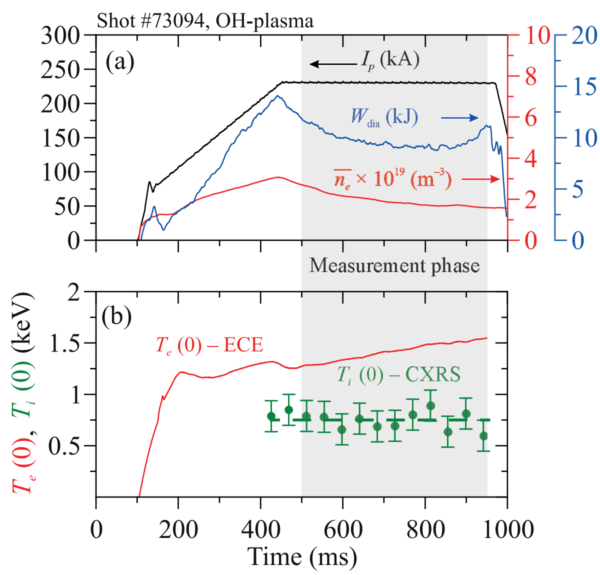

Рис. 1. (Цветной онлайн) Временная эволюция основных параметров плазмы: (a) – ток плазмы I_p, среднехордовая электронная плотность плазмы $\bar{n}_e$, запасенная энергия плазменного шнура W_{dia}; (b) – центральная электронная $T_e(0)$ и ионная $T_i(0)$ температуры, зеленая пунктирная линия – аппроксимация для всех импульсов исследованного режима. Интервал измерения флуктуаций плазмы отмечен серым цветом

Исследования флуктуаций плазмы на стороне слабого магнитного поля (ССМП) установки проводились с использованием многоканальной диагностики зондирования пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) [15]. Эта диагностика, задуманная и первоначально используемая для измерений радиальных распределений потенциала плазмы [16], в дальнейшем достигла уровня комплексной диагностики электрического потенциала и турбулентности [17].

В нескольких областях измерений одновременно измерялись флуктуации электронной плотности плазмы $\delta n_e/n_e$, электростатического потенциала плазмы $\tilde{\varphi}_{pl}$, а также флуктуации тороидального сдвига зондирующих ионов в детекторе энергетического анализатора $\tilde{\zeta}_d$, вызванных магнитными флуктуациями плазмы. Величина $\tilde{\zeta}_d$ отражает как локальные флуктуации тороидальной компоненты магнитного векторного потенциала $\tilde{A}_\zeta$ в области измерений, так и интегральные характеристики флуктуаций, возникающих вдоль траекторий зондирующих ионов. Несмотря на то, что, как правило, в экспериментальном сигнале $\tilde{\zeta}_d$ доминирует локальный член [18–20], в данной работе рассматривается суммарный вклад таких флуктуаций.

Одновременные измерения позволили исследовать корреляционные характеристики турбулентности. Квадратичный коэффициент когерентности между двумя сигналами $x(t)$ и $y(t)$ определялся как

$$\gamma^2 = \frac{|\langle \Phi(x) \times \Phi^*(y)\rangle|^2}{\langle |\Phi(x)|^2\rangle \times \langle |\Phi(y)|^2\rangle}, \tag{1}$$

где $\Phi(x)$ – Фурье-образ сигнала $x(t)$. Кросс-фаза между двумя исследуемыми сигналами определялась как

$$\alpha(x,y) = \arg(\Phi(x) \times \Phi^*(y)), \tag{2}$$

где $\Phi^*(y)$ – комплексно-сопряженная функция Фурье-образа. Для полоидально сдвинутых областей измерений полоидальная длина возмущений вычислялась как

$$\lambda_\theta = 2\pi l_\theta/\alpha, \tag{3}$$

где α – кросс-фаза, а l_θ – расстояние между точками наблюдения (имеет масштаб от 1 до нескольких см). Полоидальный номер моды колебаний вычислялся как

$$(m = 2\pi r)/\lambda_\theta, \tag{4}$$

где r соответствует текущей радиальной координате измерений. Волновое число вычислялось как

$$k = 2\pi/\lambda_\theta. \tag{5}$$

Сигналы высокочастотного магнитного зонда (МЗ), установленного в тени полоидального вольфрамового лимитера на ССМП, были использованы для описания спектров магнитных возмущений вне плазмы. Области измерений МЗ и ЗПТИ располагались вблизи экваториальной плоскости установки на ССМП. Для оценки полоидального модового числа доминирующего магнитного возмущения, были использованы данные 24 низкочастотных МЗ, равномерно расположенных вдоль полоидального обхода установки в сечении лимитера [21]. Для измерения флуктуаций плавающего потенциала плазмы $\tilde{\varphi}_{fl}$, а также для измерения $\delta n_e/n_e$ на периферии плазмы были использованы ленгмюровские зонды (ЛЗ), установленные на подвижном манипуляторе на ССМП.

3. Результаты и обсуждение. На рисунке 2 представлены типичные спектры мощности (Power spectral density, PSD) колебаний различных плазменных параметров, измеренных одновременно ЗПТИ и ЛЗ в фиксированных точках внутри плазменного шнура, а также МЗ. Область наблюдения ЗПТИ находилась на $r/a = 0.72$, где r – радиальная координата, в то время как манипулятор ЛЗ был вдвинут на $r/a = 0.98$. МЗ был зафиксирован на отметке $r/a = 1.1$. Представленные спектры усреднены во времени в квазистационарной фазе разряда $t = 550{-}950$ мс для повышения их статистической надежности. Данные сгруппированы по цветам: красный цвет кривых соответствует спектрам колебаний плотности $(\delta n_e)/n_e$, синий – спектрам колебаний потенциала плазмы. Низкочастотные области спектров ($f < 40$ kHz) показаны на правой стороне рис. 2.

Рисунок 2a, c показывает существование ККМ как широкого частотного пика в области частот 50–200 кГц на спектрах $\delta n_e/n_e$, измеряемых ЗПТИ и ЛЗ. На $r/a = 0.72$ спектральный пик ККМ с центральной частотой $f_{\mathrm{QCM}} = 85$ кГц имеет полную ширину на уровне половины высоты FWHM ~ 110 кГц. На периферии плазмы ККМ имеет $f_{\mathrm{QCM}} = 75$ кГц с FWHM ~ 55 кГц. Различия между двумя областями плазменного шнура более выражены на спектрах колебаний потенциала плазмы. На спектре ($\tilde{\varphi}_{fl}$ ККМ представлена отчетливым пиком на спектре $\tilde{\varphi}_{pl}$ (рис. 2c), в то время как во внутренней области плазмы частотный пик ККМ имеет амплитуду осцилляций близкую к уровню шума (рис. 2).

Здесь обращает на себя внимание выраженный частотный пик вблизи нижней границы интервала частот ККМ в спектре $\tilde{\varphi}_{pl}$, а именно, на $f = 60$ кГц, который ранее не наблюдался в плазме ни с омиче-

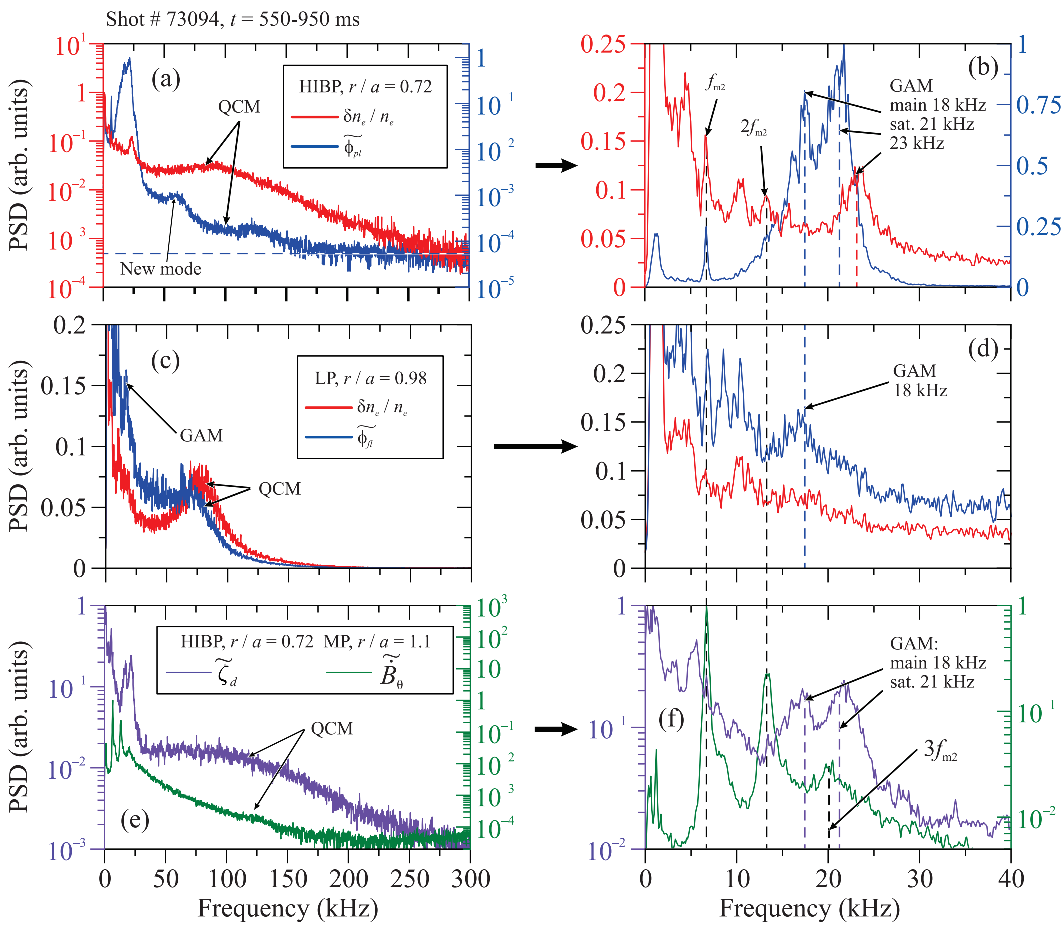

Рис. 2. (Цветной онлайн) Нормализованные спектры плотности мощности колебаний: (a), (b) – относительных колебаний электронной плотности и потенциала плазмы, измеренных ЗПТИ (HIBP); (c), (d) – относительных колебаний электронной плотности и плавающего потенциала плазмы, измеренных ЛЗ (LP); (e), (f) – магнитных колебаний, измеренных внутри плазмы ЗПТИ и вне плазмы – МЗ (MP)

ским, ни с дополнительным нагревом. Этот частотный пик наблюдается при помощи ЗПТИ как возмущение потенциала во внутренних областях плазмы. Его исследование остается вне рамок данной работы.

Спектры магнитных колебаний показаны на рис. 2e, f. Широкий спектральный пик ККМ отчетливо виден на спектре мощности магнитных возмущений $\tilde{\zeta}_d$ внутри плазмы, вне ее он также регистрируется, хотя и менее отчетливо. В низкочастотных областях спектров колебаний, измеренных ЛЗ и ЗПТИ, присутствуют спектральные пики ГАМ и МГД тиринг-моды с $m/n = 2/1$ (рис. 2b, d). Отметим, что тонкая структура ГАМ представленная основным частотным пиком ГАМ на $f_{\mathrm{GAM,\,main}} = 18$ кГц и его высокочастотным сателлитом на $f_{\mathrm{GAM,\,sat}} = 21$ кГц, проявляется на обоих спектрах $\tilde{\varphi}_{pl}$ и $\tilde{\zeta}_d$ в основной плазме, что подтверждает прежние наблюдения магнитной компоненты ГАМ [22].

На периферии плазмы, при $r/a = 0.98$ наблюдается только основной частотный пик ГАМ на спектре $\tilde{\varphi}_{fl}$, что согласуется с прежними наблюдениями радиальной структуры ГАМ [22–24]. На спектре магнитных возмущений, измеренном МЗ видны фундаментальная $f_{m2} = 6.7$ кГц, вторая $2f_{m2} = 13.4$ кГц и третья $3f_{m2} = 20.1$ кГц гармоники моды МГД тиринг моды $m/n = 2/1$ (рис. 2 f).

Рисунок 3 показывает статистически значимые дальние корреляции между магнитными и электростатическими колебаниями в области частот ККМ, что дополнительно подтверждают электромагнитную природу ККМ на периферии плазмы. Важно отметить, что углубление положения ЛЗ в плазму приводит к резкому нарастанию квадратичного ко-

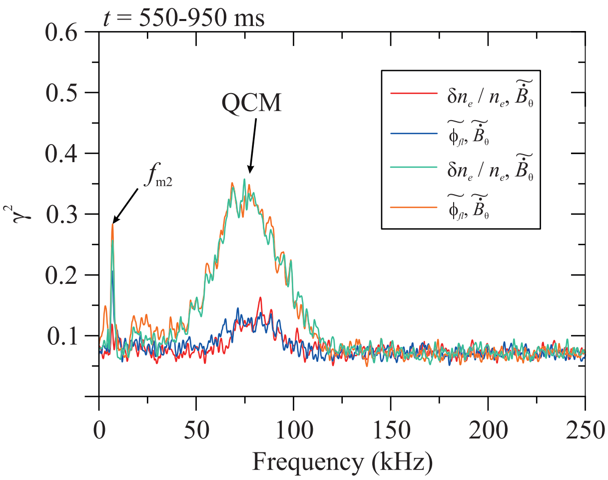

Рис. 3. (Цветной онлайн) Частотный спектр коэффициента когерентности между магнитными флуктуациями и флуктуациями плавающего потенциала и плотности на периферии плазмы, вычисленный для пар сигналов ЛЗ (LP) и МЗ (MP). Красная и синяя кривые соответствуют радиальным положениям ЛЗ на $r/a = 0.98$ и МЗ на $r/a = 1.1$ (# 73094), зеленая и оранжевая – ЛЗ на $r/a = 0.97$ и МЗ на $r/a = 1.1$ (# 73099)

эффициента когерентности γ^2 для ККМ. Тем самым можно предположить, что источник ККМ расположен в основной плазме, что согласуется с прежними наблюдениями ее радиальной структуры [25].

Анализ корреляций магнитных колебаний между соседними каналами ЗПТИ показывает монотонный спад коэффициента когерентности γ^2 в области частот ККМ при увеличении полоидального расстояния между точками измерений (рис. 4a). При этом величина кросс-фазы α монотонно нарастает, что указывает на непрерывный характер распространения магнитного возмущения от второго канала к наиболее удаленному пятому, где α достигает $\sim\pi/2$, см. рис. 4b. Положительный знак угла наклона α в области частот ККМ соответствует направлению распространения квазикогерентных магнитных возмущений в сторону электронного диамагнитного дрейфа, что совпадает с направлением распространения возмущений плотности плазмы [1]. Выше 250 кГц статистически значимых корреляций обнаружено не было, и величина α колеблется стохастично вплоть до 500 кГц. В низкочастотной области $f < 40$ кГц наблюдаются статистически значимые корреляции на частотах ГАМ и МГД тиринг-моды $m = 2$.

Характерная полоидальная длина возмущений магнитной компоненты флуктуаций ККМ составляет $\lambda_\theta = 1.8{-}3.3$ см. Полоидальное модовое число находится в диапазоне $m = 25{-}50$. Монотонный спад коэффициента когерентности позволяет оценить по-

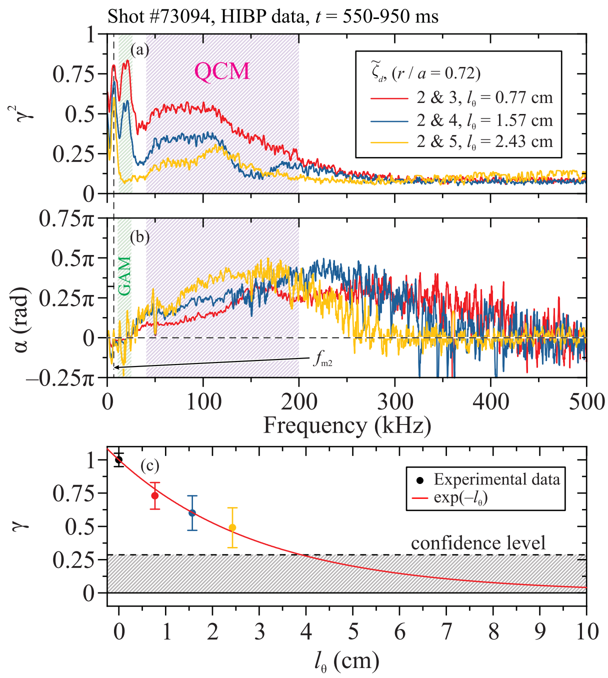

Рис. 4. (Цветной онлайн) Частотные спектры: (a) – квадратичного коэффициента когерентности и (b) – кросс-фазы магнитных возмущений, вычисленные между соседними пространственными каналами ЗПТИ (HIBP), а именно, вторым и третьим, вторым и четвертым, вторым и пятым. Частотные диапазоны, соответствующие геодезической-акустической и квазикогерентной модам, выделены цветной штриховкой. (c) – Зависимость коэффициента когерентности для магнитных квазикогерентных колебаний плазмы от расстояния между точками измерений. Штриховкой отмечен уровень шума

лоидальную корреляционную длину для квазикогерентных магнитных колебаний от 2.8 до 3.5 см, для примера, приведенного на (рис. 4c) $l_\theta = 3.1$ см. Характерный масштаб квазикогерентных магнитных флуктуаций составляет $0.07 \le k_\perp \rho_i \le 0.2$, что совпадает с характерным масштабом аналогичных возмущений плотности [8].

Исследование дальних пространственных корреляций между сигналами ЗПТИ, измеренными на $r/a = 0.57$, 0.72 и сигналом МЗ, измеренном на $r/a = 1.1$ (рис. 5), не показало признаков статистической связи между магнитными флуктуациями в области частот ККМ (50 кГц $< f <$ 200 кГц). Напротив, в области низких частот наблюдается высокий уровень когерентности для фундаментальной и второй гармоник МГД тиринг-моды $m = 2$, а также для еще одной низкочастотной МГД моды с $f = 2.7$ кГц.

Кроме того, статистически значимые корреляции наблюдаются на частотах основного и сателлитного пиков ГАМ, 18 и 21 кГц соответственно.

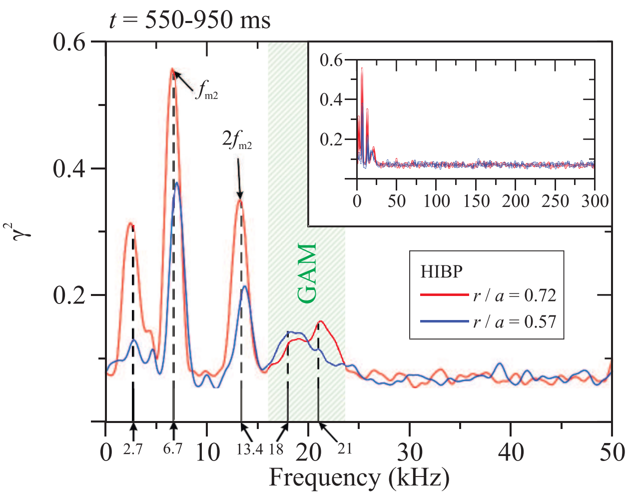

Рис. 5. (Цветной онлайн) Частотные спектры квадратичного коэффициента когерентности между магнитными флуктуациями ЗПТИ (HIBP) – $\tilde{\zeta}_d$, и МЗ (MP) – $\tilde{B}_\theta$, измеренные на стороне слабого магнитного поля установки. Положение МЗ было зафиксировано при $r/a = 1.1$. Стрелками указаны $f_{m2} = 6.7$ кГц, $2f_{m2} = 13.4$ кГц, $f_{\mathrm{GAM,\,main}} = 18$ кГц, $f_{\mathrm{GAM,\,sat}} = 21$ кГц

Рассмотрим магнитную и электростатическую компоненты турбулентности с точки зрения биспектрального анализа [26, 27]. Статистически значимый коэффициент бикогерентности, определяемый как:

$$b^2 = \frac{|\langle \Phi(f_1) \times \Phi(f_2) \times \Phi(f_1 + f_2)^* \rangle|^2}{\langle |\Phi(f_1) \times \Phi(f_2)|^2 \rangle \times |\Phi(f_1 + f_2)^2|\rangle}, \quad (6)$$

указывает на наличие трехволнового взаимодействия между различными частотными компонентами турбулентности. На рисунке 6 показан спектр квадратичной бикогерентности b^2 вычисленной между сигналами ЗПТИ, измеренных в различных точках плазмы. Рассмотрены тройки магнитных сигналов $\tilde{\zeta}_d$, измеренных в соседних точках (левая колонка), и тройки сигналов $\tilde{\varphi}_{pl}$, $\delta n_e/n_e$, $\tilde{\zeta}_d$, измеренных в одной точке (правая колонка).

На рисунке 6a, b, $r/a = 0.85$, показано, что для магнитной составляющей ККМ колебаний наблюдается трехволновое взаимодействие между различными частотными компонентами спектра: ГАМ и ККМ, $f_3^{\mathrm{GAM}} = f_1^{\mathrm{QCM}} + f_2^{\mathrm{QCM}}$.

Рисунке 6b показывает, что наряду с трехволновым взаимодействием с участием f_{GAM}, происходит взаимодействие различных частотных компонент спектра ККМ между собой в виде $f_3^{\mathrm{QCM}} = f_1^{\mathrm{QCM}} + f_2^{\mathrm{QCM}}$. Этот результат может быть интерпретирован как проявление нелинейного взаимодействия отдельных частотных компонент ККМ между собой, а также с общим ансамблем моды, что проявляется в виде полосы (вытянутого облака) точек, имеющих статистически значимый коэффициент b^2.

Рисунок 6e показывает, что при $r/a = 0.57$ появляется статистически значимый пик b^2 на частотах $(-f_{m2}, f_{m2})$ в спектрах колебаний магнитных сигналов, что указывает на то, что область наблюдения диагностики ЗПТИ приблизилась к магнитной поверхности $q = 2$. Рисунок 6e также показывает, что для магнитной компоненты ККМ наблюдается взаимодействие различных частотных компонент спектра ККМ на частоте $f_3^{m2} = f_1^{\mathrm{QCM}} + f_2^{\mathrm{QCM}}$, что, возможно, указывает на влияние вращения магнитного острова $m/n = 2/1$ на ККМ, например, модуляцию частот магнитных квазикогерентных флуктуаций. Таким образом установлено, что магнитная компонента колебаний ККМ также может участвовать в нелинейном взаимодействии с другими крупномасштабными модами плазмы.

4. Заключение. В омической плазме токамака Т-10 в спектрах магнитных колебаний, измеренных диагностикой ЗПТИ и МЗ обнаружены осцилляции на частоте квазикогерентной моды колебаний плазмы. Установлены статистически значимые корреляции между магнитными колебаниями, измеренными вне крайней замкнутой магнитной поверхности, и колебаниями плотности и плавающего потенциала плазмы, измеренных в периферийной плазме на частотах квазикогерентной моды. Фазовая скорость квазикогерентных магнитных возмущений направлена в сторону электронного диамагнитного дрейфа, что совпадает с направлением распространения квазикогерентных возмущений плотности плазмы. Диапазоны полоидальных длин волн и модовых чисел магнитных квазикогерентных возмущений совпадают с аналогичными параметрами квазикогерентных возмущений плотности. Для магнитной компоненты квазикогерентной моды установлено трехволновое взаимодействие с геодезической-акустической модой, с МГД-тиринг модой $m = 2$, а также между ее различными частотными составляющими.

Таким образом, установлено наличие магнитной компоненты квазикогерентной моды колебаний плазмы, что делает ее одним из видов электромагнитной турбулентности горячей плазмы.

Авторы благодарят С. А. Грашина, А. М. Какурина, Д. В. Сарычева, В. А. Крупина, Н. А. Соловьева, М. Р. Нургалиева, Д. В. Рыжакова, и весь коллектив Т-10 за сотрудничество и предоставление данных отдельных диагностик для анализа, а также В. А. Вершкова и Д. А. Шелухина за полезные дискуссии.

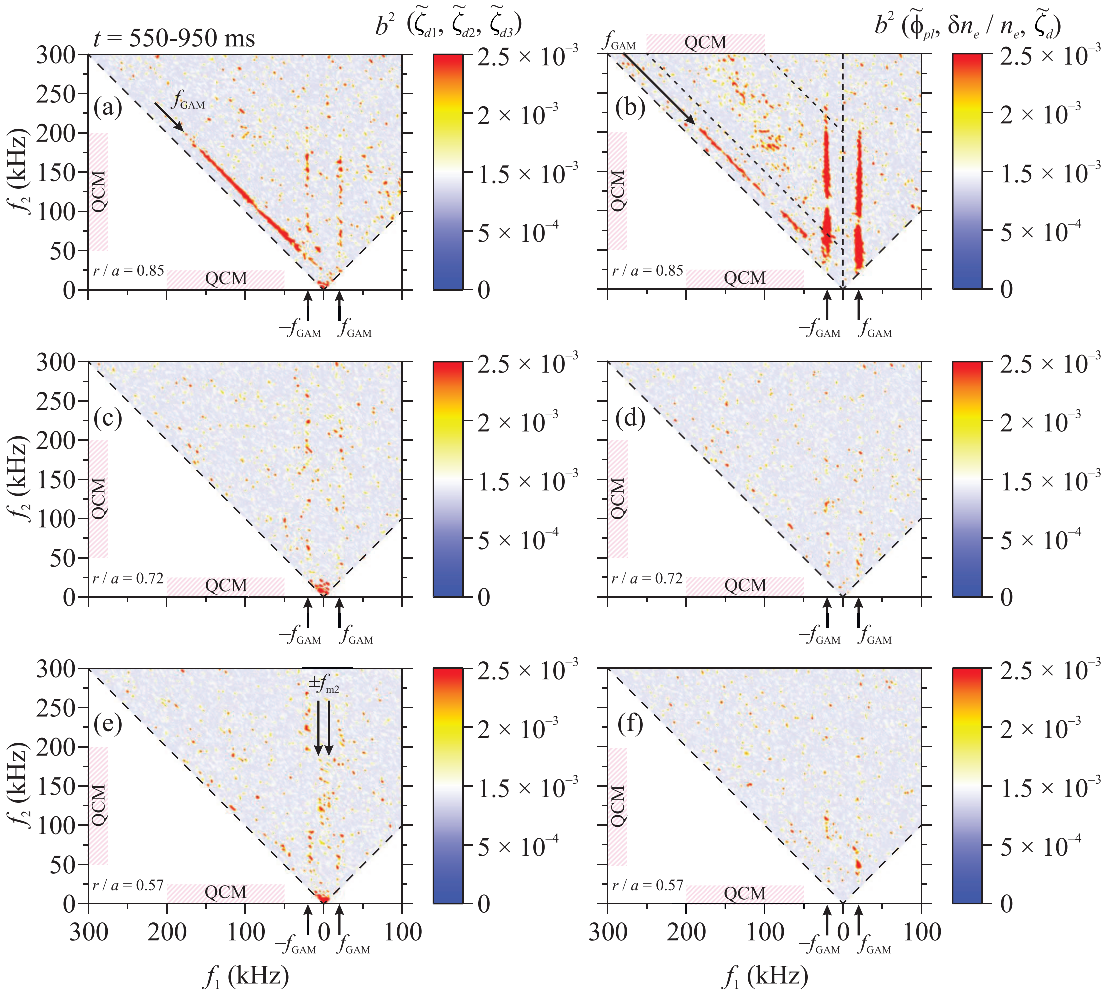

Рис. 6. (Цветной онлайн) Спектры бикогерентности, вычисленные при различных радиальных положениях области измерений ЗПТИ в плазме: (a), (c), (e) – $b^2(\tilde{\zeta}_{d1}, \tilde{\zeta}_{d2}, \tilde{\zeta}_{d3})$ и (b), (d), (f) – $b^2(\tilde{\varphi}_{pl}, \delta n_e/n_e, \tilde{\zeta}_d)$

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Национального исследовательского центра Курчатовский институт, а также, частично за счет средств бюджета Национального исследовательсого ядерного университета МИФИ, дополнительное соглашение # 075-03-2023-097/4.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. V. A. Vershkov, D. A. Shelukhin, S. V. Soldatov, A. O. Urazbaev, S. A. Grashin, L. G. Eliseev, A. V. Melnikov, and the T-10 team, Nucl. Fusion. **45**(10), S203 (2005).
2. H. Arnichand, R. Sabot, S. Hacquin, A. Kramer-Flecken, X. Garbet, J. Citrin, C. Bourdelle, G. Hornung, J. Bernardo, C. Bottereau, F. Clairet, G. Falchetto, and J. C. Giacalone, Nucl. Fusion. **54**(12), 123017 (2014).
3. A. Krämer-Flecken, V. Dreval, S. Soldatov, A. Rogister, V. Vershkov and the TEXTOR-team, Nucl. Fusion. **44**(11), 1143 (2004).
4. P. Manz, T. Happel, F. Ryter et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **57**(8), 086022 (2017).
5. H. Arnichand, R. Sabot, S. Hacquin, A. Kramer-Flecken, C. Bourdelle, J. Citrin, X. Garbet, J. C. Giacalone, R. Guirlet, J. C. Hillesheim, L. Meneses, and JET Contributors, Nucl. Fusion **5**(9), 093021 (2015).
6. D. G. Whyteet, A. Hubbard, J. Hughes et al. (Collaboration), and and the Alcator C-Mod Team Nucl. Fusion **50**(10), 105005 (2010).
7. G. D. Conway, A. I. Smolyakov, and T. Ido, Nucl. Fusion **62**(1), 013001 (2021).
8. V. A. Vershkov, M. A. Buldakov, G. F. Subbotin, D. A. Shelukhin, A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, N. K. Kharchev, P. O. Khabanov, M. A. Drabinskiy, D. S. Sergeev, T. B. Myalton, V. M. Trukhin,

A. V. Gorshkov, I. S. Belbas, and G. M. Asadulin, Nucl. Fusion **59**(6), 066021 (2019).

9. T. Happel, P. Manz, F. Ryter, P. Hennequin, A. Hetzenecker, G. D. Conway, L. Guimarais, C. Honore, U. Stroth, E. Viezzer, and The ASDEX Upgrade Team, Nucl. Fusion **56**(6), 064004 (2016).
10. W. Lee, J. Lee, D.-J. Lee, H. K. Park, and the KSTAR team, Nucl. Fusion **61**(1), 016008 (2020).
11. A. V. Melnikov, L. I. Krupnik, E. Ascasibar et al. (Collaboration), Plasma Phys. Control. Fusion **60**(8), 084008 (2018).
12. M. A.Drabinskiy, A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, P. O. Khabanov, N. K. Kharchev, and S. E. Lysenko, J. Phys.: Conf. Ser. **2055**(1), 012001 (2021).
13. L. Gil, C. Silva, T. Happel et al. (Collaboration), Nucl. Fusion. **60**(5), 054003 (2020).
14. V. A. Vershkov, D. V. Sarychev, G. E. Notkin, D. Shelukhin, M. Buldakov, Y. Dnestrovskij, S. Grashin, N. Kirneva, V. Krupin, L. Klyuchnikov, A. Melnikov, S. Neudatchin, M. Nurgaliev, Y. Pavlov, and P. Savrukhin, Nucl. Fusion **57**(10), 102017 (2017).
15. A. V. Melnikov, M. A. Drabinskiy, L. G. Eliseev, P. O. Khabanov, N. K. Kharchev, L. I. Krupnik, J. L. De Pablos, A. S. Kozachek, S. E. Lysenko, A. Molinero, G. B. Igonkina, M. M. Sokolov, Fusion Engineering and Design **146**, 850 (2019).
16. В. И. Бугаря, Письма в ЖЭТФ **38**(7), 337 (1983).
17. A. V. Melnikov, L. I. Krupnik, L. G. Eliseev et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **57**(7), 072004 (2017).
18. Yu. N. Dnestrovskij, A. V. Melnikov, L. I. Krupnik, and I. S. Nedzelskij, EEE Trans. Plasma Sci. **22**(4), 310 (1994).
19. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, R. Jimenez-Gomez et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **50**(8), 084023 (2010).
20. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, F. Castejon, C. Hidalgo, P. O. Khabanov, A. S. Kozachek, L. I. Krupnik, M. Liniers, S. E. Lysenko, J. L. de Pablos, S. E. Sharapov, M. V. Ufimtsev, V. N. Zenin, HIBP Group and TJ-II Team, Nucl. Fusion **56**(11), 112019 (2016).
21. L. G. Eliseev, N. V. Ivanov, A. M. Kakurin, A. V. Melnikov, and S. V. Perfilov, Phys. Plasmas **22**(5), 052504 (2015).
22. A. V. Melnikov, V. A. Vershkov, and L. G. Eliseev, Plasma Phys. Control. Fusion **48**(4), S87 (2006).
23. А. В. Мельников, Л. Г. Елисеев, С. Е. Лысенко, С. В. Перфилов, Р. В. Шурыгин, Л. И. Крупник, А. С. Козачок, А. И. Смоляков, Письма в ЖЭТФ **100**(9), 633 (2014).
24. А. В. Мельников, В. А. Вершков, С. А. Грашин, М. А. Драбинский, Л. Г. Елисеев, И. А. Земцов, В. А. Крупин, В. П. Лахин, С. Е. Лысенко, А. Р. Немец, М. Р. Нургалиев, Н. К.Харчев, Ф. О. Хабанов, Д. А. Шелухин, Письма в ЖЭТФ **115**(6), 360 (2022).
25. M. A. Drabinskiy, L. G. Eliseev, P. O. Khabanov, A. V. Melnikov, N. K. Kharchev, N. S. Sergeev, and S. A. Grashin, J. Phys.: Conf. Ser. **1383**(1), 012004 (2019).
26. G. A. Riggs, S. H. Nogami, M. E. Koepke, A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, S. E. Lysenko, P. O. Khabanov, M. A. Drabinskij, N. K. Kharchev, A. S. Kozachek, M. V. Ufimtsev, and HIBP Team, J. Plasma Phys. **87**(3), 885870301 92021).
27. A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, S. E. Lysenko, M. V. Ufimtsev, and V. N. Zenin, Nucl. Fusion **57**(11), 115001 (2017).