

ОСОБЕННОСТИ АНОМАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ЭЛЕКТРОННОМУ ЦИКЛОТРОННОМУ НАГРЕВУ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНОЙ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ РЕЗОНАНСА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПЛОТНОСТЕЙ

© 2023 г. Е. З. Гусаков^а, А. Ю. Попов^{а,*}

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

*e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 22.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Дана подробная интерпретация эффекта аномального излучения, впервые наблюдавшегося в широком диапазоне плотностей плазмы в экспериментах по электронному циклотронному нагреву необыкновенной волной на второй гармонике резонанса в токамаке TEXTOR.

Ключевые слова: аномальное излучение плазмы, ЭЦРН, параметрическая распадная неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292123600292, EDN: HBSQIW

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние десятилетия накоплены данные, полученные с помощью различных методов диагностики, которые свидетельствуют о различных аномальных явлениях при распространении мощных пучков СВЧ-волн в экспериментах по электронному циклотронному резонансному нагреву (ЭЦРН) плазмы на различных тороидальных установках магнитного удержания, как токамаках, так и стеллараторах. Эти явления оказались невозможно объяснить в рамках линейной теории распространения, трансформации и поглощения СВЧ-волн электронного циклотронного (ЭЦ) диапазона частот, значительный вклад в развитие которой внес профессор А.В. Тимофеев [1–3], а также интерпретировать в рамках теории параметрических распадных неустойчивостей (ПРН) в модели неоднородной плазмы с монотонными профилями плотности и магнитного поля [4, 5]. Одно из этих явлений, “аномальное рассеяние” СВЧ-волн, было обнаружено и экспериментально достаточно подробно изучено на токамаках TEXTOR, ASDEX-Upgrade и стеллараторах L-2M, Wendelstein 7-X [6–11]. Кроме того, в ЭЦРН-экспериментах на различных тороидальных установках наблюдался эффект ускорения ионов [12–14] и уширение профиля энерговыделения [15–17]. Во всех случаях было отмечено, что их появление коррелирует с формированием

в разряде немонотонного (провального) профиля плотности плазмы. Такие профили были обнаружены с помощью различных диагностик и возникли из-за эффекта аномального выноса плазмы из области центрального мощного ЭЦР-нагрева (electron rimp-out effect) [18]; в присутствии магнитного острова [19–21] или блобов [9].

“Аномальное рассеяние” СВЧ-пучка [6, 7] и излучение на субгармониках частоты гиротрона [9] обычно наблюдалось, когда частота волны накачки была примерно вдвое выше верхней гибридной (ВГ) частоты в окрестности локального максимума немонотонного профиля плотности. Экспериментальные зависимости дают представление о механизме возбуждения аномальных явлений. Скорее всего, все они являются следствием низкопорогового параметрического распада необыкновенной волны накачки на две ВГ-волны, происходящего в окрестности локального максимума профиля плотности [22], в результате которого возбуждаются две дочерние ВГ-волны, локализованные в направлении неоднородности плазмы. Этот сценарий низкопороговой ПРН позволил объяснить [23] часть данных об “аномальном рассеянии” СВЧ-волн в ЭЦРН-экспериментах на токамаке TEXTOR [6, 7]. В рамках этой модели оказалось возможным воспроизвести тонкую структуру частотного спектра и оценить уровень сигнала обратного рассеяния. Ко-

личественное сравнение, продемонстрировавшее разумное согласие предсказаний теоретической модели и экспериментальных данных, было проведено для узкого диапазона плотностей плазмы, в котором возможен распад необыкновенной волны на две запертых в окрестности локального максимума плотности ВГ-волны и, как следствие, возбуждение абсолютной ПРН. Как было показано позднее, возбуждение абсолютной ПРН-волны накачки имеет место также и в гораздо более широком диапазоне плотностей, когда только одна из дочерних волн (обычно верхнегибридная волна) локализована в направлении неоднородности плазмы [24–26]. В работе [27], публикуемой в настоящем выпуске журнала, анализируется сценарий каскада вторичных распадов первичной неустойчивости, при которой в результате генерируются локализованные вторичные верхнегибридные (ВГ) и ионные бернштейновские (ИБ) волны. В этом случае насыщение неустойчивости происходит на наиболее низком уровне, что, скорее всего, и реализуется на практике. Локализация ИБ-волн возможна в определенном диапазоне частот выше нижнегибридной частоты. Возбуждение таких волн нашло косвенное подтверждение при анализе линейчатых спектров аномального излучения с красным и синим смещением относительно частоты волны накачки, измеренных при ЭЦРН-плазмы на токамаке TEXTOR [7] и в стеллараторе Wendelstein 7-X [11], в которых был отмечен регулярный сдвиг частот соседних эквидистантных спектральных линий. Этот сдвиг соответствует частоте именно таких локализованных ИБ-волн.

Модель первичной низкопороговой неустойчивости [26] и сценарий ее насыщения каскадом распадов на локализованные вторичные волны [27], позволяют объяснить все спектры “аномального рассеяния” волны накачки, зарегистрированные при дополнительном ЭЦ-нагреве при различных плотностях в рамках единого подхода. В настоящей статье на примере токамака TEXTOR, где был накоплен наибольший массив данных, мы оценим радиационную температуру этого излучения и даем подробное объяснение структуры его спектра во всем диапазоне параметров по плотности и магнитному полю [7]. Рассмотрение спектров аномального излучения в настоящей статье проводится для режимов низкопороговой неустойчивости параметрического распада, изученных в статье [27], которая публикуется в том же номере журнала. Это делает возможным базироваться на развитой теоретической модели и ссылаться на результаты анализа двух режимов плотности, при которых возможно возбуждение первичной неустойчивости.

Таким образом, результаты решения одной нелинейной задачи, — теории низкопорогового каскадного распада СВЧ-волны, — будут использо-

ваны для решения в настоящей статье другой нелинейной задачи — анализа генерации излучения в результате слияния ВГ-волн с заданными характеристиками, т.е. определенными в рамках модели, развитой в работе [27].

Как будет показано ниже, в результате удалось с разумной точностью воспроизвести спектры и радиационную температуру излучения, а также объяснить как диапазон плотностей, в котором аномальное излучение было обнаружено, так и эффект расщепления каждой из частотных линий, измеренный в ходе нецентрального ЭЦРН на токамаке TEXTOR [6, 7].

2. ПОСТАНОВКА ЭЦРН-ЭКСПЕРИМЕНТА НА ТОКАМАКЕ TEXTOR

Токамак TEXTOR представлял собой тороидальную установку магнитного удержания плазмы с круглыми магнитными поверхностями в сечении по малому диаметру тора, типичной средней плотностью $\langle n_e \rangle = 1.5\text{--}3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, большим и малым радиусами тора $R_0 = 1.75 \text{ м}$ и $a = 0.46 \text{ м}$, центральной температурой электронов в омическом режиме $T_e = 500\text{--}900 \text{ эВ}$, а ионов $T_i = 300\text{--}500 \text{ эВ}$ и центральным магнитным полем $B_0 = 1.9\text{--}2.5 \text{ Т}$. Результаты, полученные на токамаке TEXTOR в течение тридцати лет, значительно продвинули исследования в области термоядерного синтеза. Хотя установка была закрыта в 2013 г., собранные на ней экспериментальные данные по-прежнему востребованы в термоядерных исследованиях. В этой статье мы проанализируем результаты, полученные в экспериментах по ЭЦРН на токамаке TEXTOR в конце 2000-х — начале 2010-х гг. Основной целью этой экспериментальной деятельности было продемонстрировать, что локальный нагрев электронов плазмы в магнитном острове может обеспечить контроль развития неоклассической тиринг-неустойчивости. Для создания вращающихся магнитных островов (мода $m/n = 2/1$) в этих экспериментах использовался динамический эргодический дивертор [28]. Профиль электронной температуры и плотности в полоидально вращающемся магнитном острове был исследован с помощью диагностики томсоновского рассеяния [19]. Было установлено, что он имеет немонотонный характер с локальным максимумом, расположенным в точке O магнитного острова. Схема микроволновых измерений при ЭЦРН представлена на рис. 1. Пучок СВЧ-волн накачки $f_0 = 140 \text{ ГГц}$ запускался со стороны слабого магнитного поля в экваториальной плоскости. Поверхность второй гармоники ЭЦ-резонанса (см. пунктирную вертикальную линию) располагалась со стороны сильного магнитного поля и в экваториальной плоскости пе-

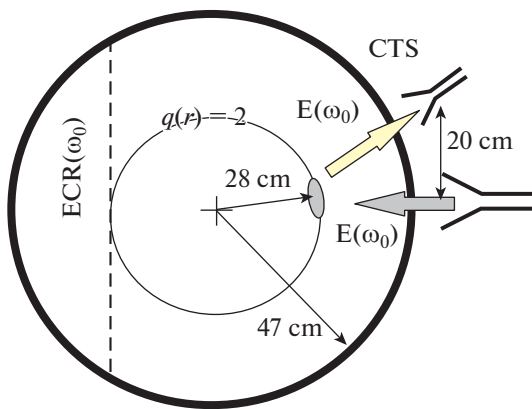


Рис. 1. Схема постановки эксперимента по нагреву плазмы в магнитном острове и измерению аномального рассеяния волны накачки на токамаке TEXTOR.

ресекала траекторию пучка СВЧ-волн и магнитную поверхность, на которой был локализован полоидально вращающегося магнитный остров. В результате экспериментов было обнаружено сильное излучение плазмы, сдвинутое вниз по частоте относительно частоты гиротрона, наблюдавшееся при прохождении греющего пучка через О-точку полоидально вращающегося острова со стороны слабого магнитного поля, и направленное назад. Обнаруженное излучение плазмы имело две полосы частот, смещенных относительно частоты греющего излучения как в сторону большей частоты (полоса анти-Стокса, синее смещение), так и в сторону меньшей частоты (полоса Стокса, красное смещение) на величину порядка 1–3 ГГц. Описанный в работах [6, 7] эффект был назван авторами “аномальным рассеянием”. Наблюдения проводились с использованием детекторов диагностики коллективного томсоновского рассеяния [7]. Подробное описание диагностики можно найти в [29]. Приемная антенна была смещена вверх от экваториальной плоскости примерно на 0.2 м. Диаграммы направленности лучей приемника CTS и гиротрона перекрываются в экваториальной плоскости на большом радиусе, примерно равном $R = 2.0$ м, что близко к положению вращающегося острова, пересекающего экваториальную плоскость со стороны слабого магнитного поля. Интенсивность рассеянного сигнала нелинейно зависела от мощности нагревного пучка. В зависимости от плотности электронов и магнитного поля были обнаружены два режима “аномального рассеяния”, которые разделяются интервалом плотностей, в котором эффект рассеяния отсутствует. Эффект “аномального рассеяния”, наблюдав-

шийся в режимах низкой и высокой плотности коррелировал во времени с прохождением О-точки полоидально вращающегося магнитного острова через микроволновый пучок в экваториальной плоскости установки, был интерпретирован как результат нелинейного взаимодействия волн, возбуждаемых СВЧ-волной накачки в результате неустойчивости параметрического распада [26].

3. РЕЖИМЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАСПАДА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ЭЦ-НАГРЕВУ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ РЕЗОНАНСА

Для того, чтобы объяснить наблюдаемую зависимость излучения от плотности и магнитного поля, напомним, что распад необыкновенной волны может происходить, если существуют дочерние волны, которые могут быть возбуждены в результате распада, и превышен порог этого нелинейного явления. “Аномальное рассеяние” или, лучше сказать, аномальное излучение плазмы в этом случае может являться вторичным эффектом, возникающим в результате нелинейного слияния различных дочерних волн [26]. Возбуждение абсолютной ПРН, сопровождающей распространение СВЧ-пучков мощностью до мегаватта, может иметь место, если хотя бы одна из дочерних волн локализована вдоль направления плазменной неоднородности [24–26]. Локализация дочерней волны полностью подавляет ее конвективные потери в направлении неоднородности плазмы. Отметим, что именно эффект значительных конвективных потерь дочерних волн из области параметрического распада в плазме с монотонными профилями плотности и магнитного поля является ответственным за значительное увеличение порога ПРН, которое было предсказано теоретически в случае ЭЦРН [4, 5].

В режиме низкой плотности волна накачки может распадаться на локализованную в магнитном острове ВГ-волну и необыкновенную волну. Этот сценарий ПРН реализуется, если частота необыкновенной волны $\omega_0 - \omega_m$ больше локальной частоты отсечки $\omega_R = |\omega_{ce}|/2 + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}/2 \Big|_{x_{\max}}$, взятой в локальном максимуме профиля ВГ-частоты x_{\max} , т.е. при выполнении условия $\omega_0 - \omega_m > \omega_R \Big|_{x_{\max}}$. В этом неравенстве ω_0 и ω_m — частоты волны накачки и собственного ВГ-моды, ω_{pe} и ω_{ce} — локальные плазменная и электронная циклотронная частоты. Мы можем оценить собственную частоту ВГ-моды как $\omega_m \approx \omega_{UHR}(x_{\min}) = \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2} \Big|_{x_{\min}}$, где x_{\min} — координата локального минимума ВГ-профиля, который расположен не-

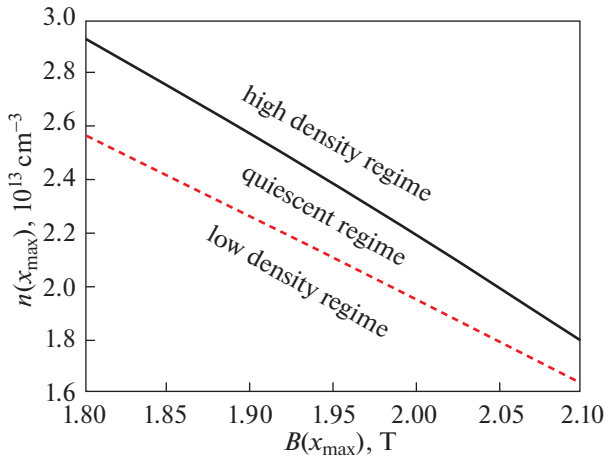


Рис. 2. Диаграмма $B(x_{\max}), n(x_{\max})$, определяющая режимы аномального рассеяния.

далеко от локального максимума в точке x_{\max} . Таким образом, уравнение

$$2\omega_0 - 2\sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2} \Big|_{x_{\min}} - \left(|\omega_{ce}| - \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} \right) \Big|_{x_{\max}} = 0 \quad (1)$$

определяет зависимость $\bar{n}_I = F(B(x_{\max}))$, отделяющую область низкой плотности от области, где дочерняя необыкновенная волна является не распространяющейся, и распад волны накачки становится невозможным. При увеличении плотности, когда частота волны накачки становится примерно равной удвоенной ВГ-частоте, возможен параметрический распад, сопровождающийся возбуждением двух локализованных ВГ-мод. Таким образом, условие

$$\omega_0 = 2\omega_{UHR} \Big|_{x_{\max}} \quad (2)$$

определяет зависимость $\bar{n}_{II} = F(B(x_{\max}))$, которая в плоскости $B(x_{\max}), n(x_{\max})$ отделяет область параметров, при которой невозможен параметрический распад волны накачки, от области параметров, при которой нелинейно возбуждаются две локализованные ВГ-волны. Дальнейшее увеличение плотности делает невозможным возбуждение двух локализованных ВГ-волн. Это происходит, если сумма ВГ-частоты в локальном минимуме и ВГ-частоты в локальном максимуме, больше частоты гиротрона. В этом случае возможен распад волны накачки на локализованную и нелокализованную ВГ-волны. На рис. 2 в координатах $B(x_{\max}), n(x_{\max})$ показана аналитически полученная диаграмма, определяющая границы различных режимов параметрической распадной неустойчивости. Эта диаграмма близка к той, что

представляла границы различных режимов “аномального рассеяния”, экспериментально наблюдавшихся в токамаке TEXTOR при эволюции плотности и магнитного поля (см. рис. 5 в работе [7]). В последующих разделах мы рассмотрим различные режимы “аномального рассеяния” или аномального излучения плазмы при развитии неустойчивости параметрического распада.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДОЧЕРНИХ ВОЛН В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ АНОМАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ. РЕЖИМ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ

Для анализа мы используем профиль плотности, близкий к тем, которые измерялись с помощью диагностики томсоновского рассеяния в магнитных островах на токамаке TEXTOR [19]. Предположим, что слой параметрического распада l_{dp} настолько узок, что выполняется неравенство $l_{dp} \ll \kappa_{\perp}^{-1}$, где $\kappa_{\perp} = |(\mathbf{b}_{\perp} \cdot \nabla) \mathbf{b}_{\perp}|$ – кривизна магнитной поверхности в направлении, перпендикулярном магнитному полю, $\mathbf{b}_{\perp} = \nabla\Psi \times \mathbf{b} / |\nabla\Psi|$ – является одним из двух возможных касательных векторов к магнитной поверхности, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ – единичный вектор вдоль магнитного поля, $B = |\mathbf{B}|$ и Ψ – полоидальный поток. Это позволяет пренебречь широм магнитного поля и кривизной магнитной поверхности, присущими тороидальной геометрии, и ввести локальную декартову систему координат (x, y, z) . Ось x направлена вдоль токовой переменной $\nabla\Psi / |\nabla\Psi|$ внутрь плазменного шнура. Координаты y, z – на магнитной поверхности, первая из которых перпендикулярна магнитному полю, а вторая направлена вдоль \mathbf{B} .

Используя выбранную систему координат, можно показать, что в присутствии магнитного острова дочерние верхнегибридные волны и ионные бернштейновские (ИБ) волны могут быть локализованы в окрестности локального максимума немонотонного профиля [27]. На рис. 1 работы [27] показаны дисперсионные кривые локализованных ИБ-волн, соответствующих фундаментальной моде ($f_{i_1}^I = 58.34$ МГц) и второй моде ($f_{i_2}^I = 58.26$ МГц). На рис. 6 работы [27] показаны дисперсионные кривые локализованных ВГ-волн, соответствующих собственным модам $m = 9$ ($f_m^E = 64.99$ ГГц), $n = 12$ ($f_n^E = 64.42$ ГГц), $p = 16$ ($f_p^E = 63.84$ ГГц) и $r = 25$ ($f_r^E = 63.25$ ГГц). Электронная, ионная температура на оси разряда и магнитное поле в магнитном острове $x_{\max} - T_{e0} = 700$ эВ, $T_{i0} = 400$ эВ и $B_0 = 2.4$ Т.

В результате первичной неустойчивости необыкновенной волны с волновым числом

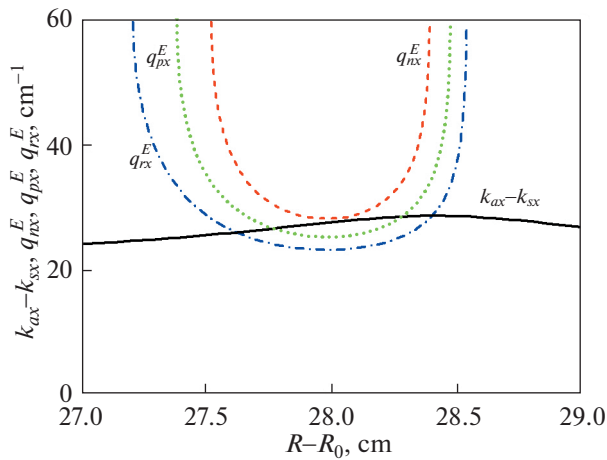


Рис. 3. Режим низкой плотности. Дисперсионные кривые, иллюстрирующие слияние первичной необыкновенной волны с вторичной, третичной и четверичной ВГ-модами. В результате возбуждаются необыкновенные волны, распространяющиеся наружу, на трех частотах $f_a = f_0 - lf_1^l, l = 1-3$.

$k_{0x} = k_x(\omega_0)$ (явный вид можно найти в монографии [34]) возбуждаются собственная мода $m = 9$ ВГ волны (фазовая скорость направлена внутрь плазменного шнура $\propto \exp(-i\omega_m^E t)$) и необыкновенная волна с волновым числом k_{sx} , распространяющаяся к границе плазмы $\propto \exp(i\omega_s t)$. В результате вторичной, третичной и четверичной неустойчивости возбуждаются вторичная мода $n = 12$ ВГ волны (фазовая скорость направлена наружу $\propto \exp(-i\omega_n^E t)$), третичная мода $p = 16$ ВГ волны (фазовая скорость направлена наружу $\propto \exp(i\omega_p^E t)$) и четверичной мода $r = 25$ ВГ-волны (фазовая скорость направлена наружу $\propto \exp(i\omega_r^E t)$).

На рис. 3 показаны дисперсионные кривые, иллюстрирующие слияние первичной необыкновенной волны с вторичной, третичной и четверичной ВГ-модами. В окрестности точек пересечения сплошной линии с пунктирными выполнены условия для резонансного трехволнового взаимодействия, т.е. слияния волн, в результате которых возбуждались необыкновенные волны на частотах $f_a = f_0 - lf_1^l, l = 1-3$, распространяющиеся наружу. Частоты этих волн соответствуют трем частотным линиям, наблюдавшимся в режиме низкой плотности в Стоксовой полосе в токамаке TEXTOR (см. рис. 7 в работе [7]).

К появлению антистоксовой полосы в спектре аномально отраженного сигнала могло приводить четырехволновое взаимодействие, в результате которого имело место обратное рассеяние волны накачки на низкочастотных биениях раз-

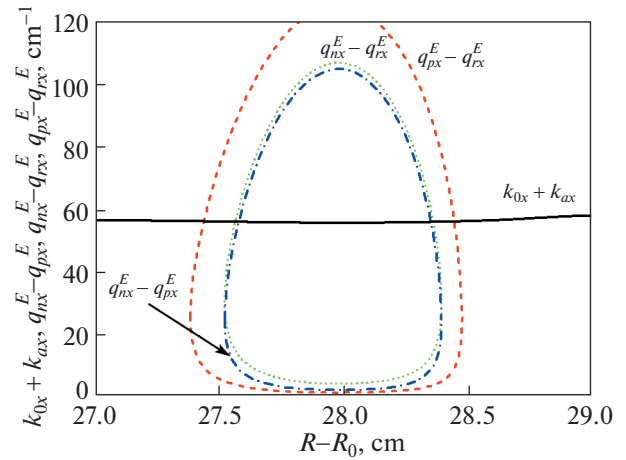


Рис. 4. Режим низкой плотности. Дисперсионные кривые, иллюстрирующие обратное рассеяние волны накачки на низкочастотных биениях различных ВГ-мод. Сплошная линия – $k_{0x} + k_{ax}$. Широкий штрих – $q_{px}^E - q_{rx}^E$, описывающие биения (вынужденные колебания) на частоте ИБ-волны $\exp(i\omega_s^I t)$. Штрихпунктирная линия – $q_{nx}^E - q_{px}^E$, описывающие биения описывающие биения на частоте ИБ-волны $\exp(i\omega_s^I t)$. Штрих – $q_{nx}^E - q_{rx}^E$, отвечающие биениям на второй гармонике частоты ИБ-волны $\exp(i2\omega_s^I t)$.

личных ВГ-мод, что приводило к возбуждению необыкновенных волн на частоте $f_a = f_0 + lf_1^l, l = 1, 2$, которые распространялись из области распада к границе плазмы. Дисперсионные кривые на рис. 4 иллюстрируют возможность этого четырехволнового взаимодействия. Сплошная линия изображает сумму волновых чисел волны накачки и аномально рассеянной волны $k_{0x} + k_{ax}$. Широкий штрих описывает результат вынужденных колебаний, $\propto \exp(i\omega_s^I t)$, с волновым числом $q_{px}^E - q_{rx}^E$. Волновые числа ИБ-волны, q_x^I , и ВГ-волны, q_x^E , являются решениями уравнений (1) и (8), приведенных в работе [27]. Штрихпунктирная линия описывает результат вынужденных колебаний, $\propto \exp(i\omega_s^I t)$, с волновым числом $q_{nx}^E - q_{px}^E$. Короткий штрих описывает результат вынужденных колебаний, $\propto \exp(i2\omega_s^I t)$, с волновым числом $q_{nx}^E - q_{rx}^E$. В результате рассеяния на этих вынужденных колебаниях, которое происходит в окрестности точек пересечения сплошной линии с пунктирными линиями, где выполнены условия для четырехволнового взаимодействия, возбуж-

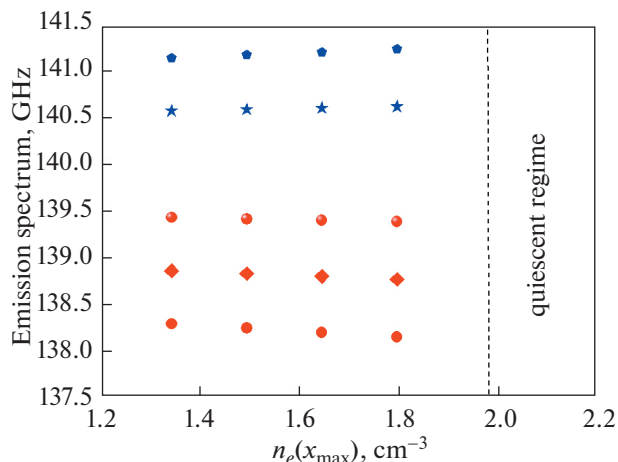


Рис. 5. Режим низкой плотности. Спектры сигналов рассеяния в зависимости от значения плотности в О-точке острова. Расстояние между соседними линиями эквидистантно и равно частоте собственной ИБ-моды.

даются необыкновенные волны на двух частотах $f_a = f_0 + lf_l^l$, $l = 1, 2$, распространяющиеся наружу.

На рис. 5 показаны предсказанные спектры сигналов рассеяния в зависимости от значения плотности в О-точке острова в режиме с низкой плотностью. Расстояние между соседними линиями эквидистантно и равно частоте собственной ИБ-моды. Поскольку частота локализованной ИБ-волны – порядка частоты нижнегибридного резонанса, то смещение между соседними частотными линиями растет с увеличением плотности по закону $\propto \sqrt{n_e}$.

В ЭЦРН-экспериментах на стеллараторе Wendelstein 7-X наблюдалось излучение из плазмы с “красным” и “синим” частотным смещением линейчатого спектра, каждая линия которого имела расщепление на величину ИЦ-частоты [11]. В обсуждаемых экспериментах на токамаке TEXTOR в силу того, что собственные частоты ИБ-волны имеют расщепление на величину порядка (плюс/минус) частоты ИЦ-резонанса (см. рис. 1 в работе [11] и работу [31]), каждая из линий частотного спектра могут также иметь подобное расщепление (на рис. 5 оно не показано). Отметим, что спектры аномального излучения плазмы, изображенные на рис. 5, с разумной точностью воспроизводят экспериментально измеренные и показанные на рис. 7 в работе [7].

Кроме того, в рамках модели низкопороговой ПРН необыкновенной волны возможно предсказать наличие излучения, частота которого сильно смещена в “красную” часть спектра. Этот сигнал – результат слияния первичной и вторичной собственных мод ВГ-волны. На рис. 6 пока-

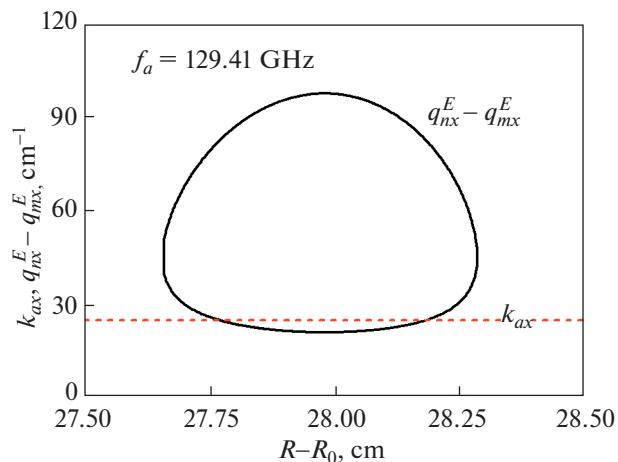


Рис. 6. Режим низкой плотности. Дисперсионные кривые, иллюстрирующие слияние первичной и вторичной собственных мод ВГ-волн (сплошная линия). В результате возбуждаются необыкновенная волна, распространяющаяся наружу (пунктирная линия) на частоте $f_a = 129.41$ ГГц.

заны дисперсионные кривые, иллюстрирующие слияние первичной и вторичной собственных мод ВГ-волн (сплошная линия). В результате должна возбуждаться необыкновенная волна, распространяющаяся наружу (пунктирная линия) на частоте $f_a = 129.41$ ГГц, сильно сдвинутой относительно частоты накачки. К сожалению, в обсуждаемых экспериментах [7], диагностики, которая могла позволить провести измерения в этом диапазоне частот, в распоряжении исследователей не было.

На рис. 7 в логарифмическом масштабе приведена зависимость спектральной плотности мощности сигнала в зависимости от его частоты.

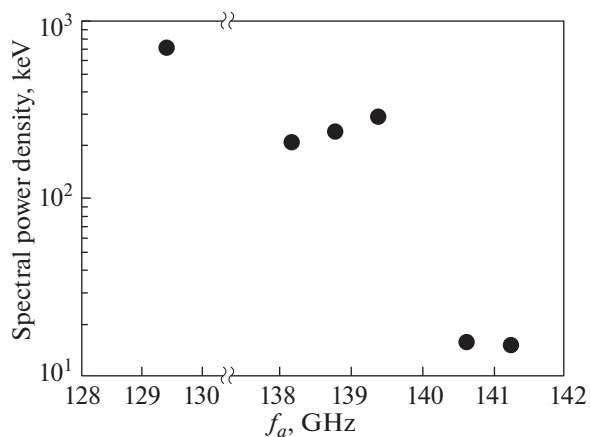


Рис. 7. Режим низкой плотности. Спектральная плотность мощности сигнала в логарифмическом масштабе в зависимости от его частоты.

ности сигнала от его частоты в режиме с низкой плотностью. Интенсивность сигналов из Стоксовой линии более чем на порядок превосходит интенсивность сигналов из антистоксовой части спектра. Эта разница объясняется разным порядком нелинейных процессов (третий и четвертый по амплитуде сливающихся волн, соответственно), которые приводят к появлению “красной” и “синей” полос в спектре частот. Процедура вычисления спектральной плотности сигнала, использующая результаты количественного анализа неустойчивости, проведенного в работе [27], подробно изложена в работе [31] и приводится в Приложении к настоящей статье.

5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДОЧЕРНИХ ВОЛН В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ АНОМАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ. РЕЖИМ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Для изменения режима плотности воспользуемся тем же профилем, что и в предыдущем разделе, который является близким к измеренному в эксперименте, но умножим его значение в каждой точке на определенный коэффициент. Эта процедура не меняет относительную высоту локального максимума на профиле плотности плазмы. При значении плотности в O — точке острова, которое удовлетворяет условию (2), становится возможным параметрическая распадная неустойчивость волны накачки, в результате развития которой возбуждаются две локализованные ВГ-волны. Спектры и интенсивности излучения в этом случае были подробно исследованы в работе [23]. Было показано, что слияние различных дочерних собственных мод ВГ-волны приводит к формированию излучения, частотный спектр которого с разумной точностью воспроизводит экспериментально измеренный. Оценка интенсивности излучения (порядка 1–2 МэВ) оказалась близка к наблюдавшимся в эксперименте значениям. Дальнейшее увеличение плотности делает невозможным локализацию одной из ВГ-волн. Структура спектрально измеренных спектров в этом случае, который не был исследован ранее, значительно более сложная, чем в режиме низкой плотности. В этом разделе, используя модель низкопороговой ПРН-волны накачки и ее насыщения в результате каскада распадов, развитую в работе [27], мы проанализируем возможные сценарии слияния различных дочерних волн.

В результате ПРН-волны накачки в режиме высокой плотности возбуждаются первичная мода $m = 17$ ВГ-волны на частоте $f_m^E = 70.8$ ГГц (фазовая скорость направлена наружу $\propto \exp(i\omega_m^E t)$) и вторичная мода $n = 25$ ВГ-волны на частоте $f_n^E = 70.14$ ГГц фазовая скорость может быть на-

правлена как внутрь, так и наружу $\propto \exp(\pm i\omega_n^E t)$. Дисперсионные кривые для этих ВГ-волн изображены на рис. 7 работы [27]. Кроме того, при вторичном распаде могут возбуждаться собственные моды ИБ-моды на частотах $f_{i_1}^I = 66.21$ МГц и $f_{i_2}^I = 66.16$ МГц, сдвинутая одна относительно другой на величину локальной ИЦ-частоты (см. рис. 2 в работе [27]).

В результате первичного распада возбуждается мода $m = 17$ ВГ-волны на частоте $f_m^E = 70.8$ ГГц с фазовой скоростью, направленной к границе плазмы $\propto \exp(i\omega_m^E t)$, и бегущая ВГ-волна (в форме электронной бернштейновской волны), фазовая скорость которой, направлена внутрь плазмы $\propto \exp(-i\omega_s t)$, $\omega_s = \omega_0 - \omega_m^E$, а групповая скорость — к ее границе.

Существует два сценария распада первичной ВГ-волны $m = 17$. В рамках первого сценария возбуждаются вторичная мода $n = 25$ ВГ-волны на частоте $f_n^E = 70.14$ ГГц, чья фазовая скорость направлена внутрь $\propto \exp(-i\omega_n^E t)$, и собственная мода ИБ-моды на частоте $f_{i_1}^I = 66.21$ МГц с фазовой скоростью, направленной наружу $\propto \exp(i\omega_{i_1}^I t)$. В рамках второго сценария вторичного распада возбуждаются те же вторичные моды ВГ- и ИБ-волны, но их фазовые скорости направлены наружу $\propto \exp(i\omega_m^E t)$ и внутрь $\propto \exp(-i\omega_{i_1}^I t)$, соответственно. Обращаем внимание, что частота локализованных ВГ-волн больше, чем в режиме с низкой плотностью. Увеличивается также частота локализованных ИБ-волн, ~ 0.7 ГГц, которая с увеличением плотности, напомним, растет по закону $\sqrt{n_e}$.

В режиме насыщения неустойчивости слияние (трехволновое взаимодействие) дочерних ВГ-волн может приводить к возбуждению СВЧ-колебаний, которые могут быть зарегистрированы приемной антенной. На рис. 8 пунктирной линией показана разность волновых векторов вторичной моды n ВГ-волны и первичной бегущей ВГ-волны. Сплошная кривая — волновое число необыкновенной волны, которая распространяется наружу и имеет частоту $f_a = f_0 - f_{i_1}^I = 139.34$ ГГц. В окрестности точки пересечения кривых выполняется резонансное условие для волновых векторов взаимодействующих волн, и в результате слияния возможна генерация необыкновенной волны, частота которой смещена относительно частоты волны накачки вниз на величину примерно равную локальному значению нижнегибридной частоты. Нелокализованная

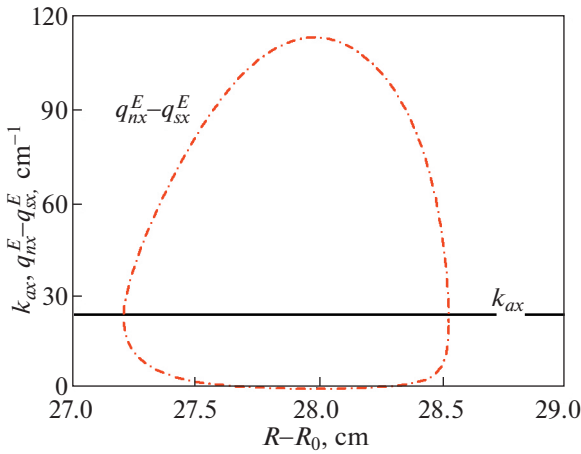


Рис. 8. Режим высокой плотности. Разность волновых векторов вторичной моды n ВГ-волны и первичной бегущей ВГ-волны – пунктирная кривая. Сплошная кривая – волновое число необыкновенной волны, которая распространяется наружу и имеет частоту $f_a = f_0 - f_{IB} = 139.34$ ГГц.

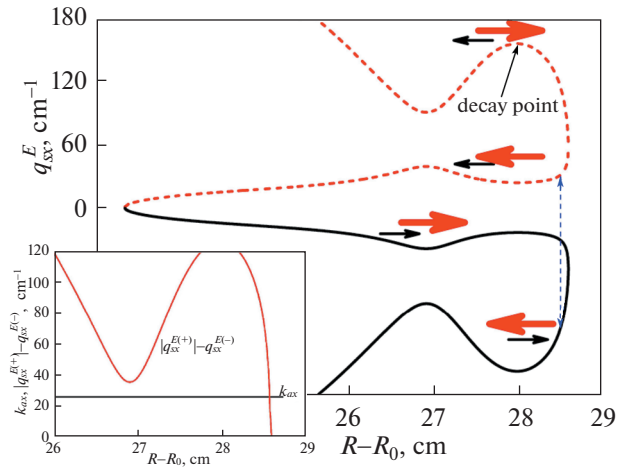


Рис. 9. Режим высокой плотности. Дисперсионные кривые бегущей первичной дочерней ВГ-волны. Направления фазовых и групповых скоростей показаны тонкими и толстыми горизонтальными стрелками. Взаимодействующие моды, слияние которых приводит к генерации необыкновенной волны на удвоенной частоте $f_a = 2f_s = 138.4$ ГГц, показаны вертикальной штриховой стрелкой. Окно в левом нижнем иллюстрирует возможность этого слияния в окрестности ВГ-резонанса.

первичная ВГ-волна $\propto \exp(-i\omega_s t)$, $\omega_s = \omega_0 - \omega_m^E$ заслуживает особого обсуждения. На рис. 9 изображена зависимость волнового числа, соответствующего этой волне, от координаты. Её волновые числа $q_{sx}^{E(\pm)}$ вдали от ВГ-резонанса соответствуют электронной бернштейновской и электромагнитной модам. Эта первичная волна возбуждается в области, показанной стрелкой, в бернштейновской моде с фазовой скоростью, направленной внутрь плазмы $\propto \exp\left(i \int_{x_{UHR}}^x q_{sx}^{E(+)}(x') dx' - i\omega_s t\right)$. Но её групповая скорость направлена в противоположном направлении, т.е. наружу (толстая горизонтальная стрелка). Покидая область распада, эта волна достигает область ВГ-резонанса (примерно $x_{UHR} = R - R_0 = 28.5$ см), где происходит ее линейная трансформация в быструю моду $\propto \exp\left(i \int_{x_{UHR}}^x q_{sx}^{E(-)}(x') dx' - i\omega_s t\right)$. После трансформации как фазовая, так и групповая скорость этой волны направлены внутрь плазмы (см. толстую и тонкую горизонтальную стрелки). Волна распространяется и вдали от ВГ-резонанса становится необыкновенной волной, которая имеет отсечку примерно на $R - R_0 = 23.35$ см малого радиуса. После отражения от отсечки необыкновенная волна $\propto \exp\left(-i \int_{x_{UHR}}^x |q_{sx}^{E(-)}(x')| dx' - i\omega_s t\right)$ меняет направление как фазовой, так и групповой скорости (см. толстую и тонкую горизонтальную стрелки). Далее, необыкновенная волна трансформируется в окрестности ВГ-резонанса в электронную бернштейновскую моду

$\propto \exp\left(-i \int_{x_{UHR}}^x |q_{sx}^{E(+)}(x')| dx' - i\omega_s t\right)$, групповая скорость у которой направлена внутрь (толстая горизонтальная стрелка). В результате между отсечкой и ВГ-резонансом оказывается четыре волны на одной частоте, но с разным направлением фазовой и групповой скорости.

Взаимодействие двух из них, а именно, электронной бернштейновской волны, $\propto \exp\left(-i \int_{x_{UHR}}^x |q_{sx}^{E(+)}(x')| dx' - i\omega_s t\right)$, и необыкновенной волны, $\propto \exp\left(i \int_{x_{UHR}}^x q_{sx}^{E(-)}(x') dx' - i\omega_s t\right)$, приводит к удвоению частоты и возбуждению на этой частоте необыкновенной волны, которая распространяется наружу. Волны, чье взаимодействие приводит к удвоению частоты, показаны вертикальной штриховой стрелкой. В окне в левом нижнем углу рис. 9 штрихпунктирной линией изображена разность волновых чисел замедленной $|q_{sx}^{E(+)}|$ и быстрой $q_{sx}^{E(-)}$ моды ВГ-волны, фазовые скорости которых направлены наружу. Сплошной линией показано волновое число необыкновенной волны на частоте $f_a = 2f_s = 138.4$ ГГц. Это трехволновое взаимодействие в окрестности ВГ-резонанса приводит к генерации сигнала на удвоенной частоте необыкновенной волны $f_a \approx 2(f_0 - f_{UH}(x_{max}))$, которая сильнее меняется с ростом плотности, чем частота ИБ-вол-

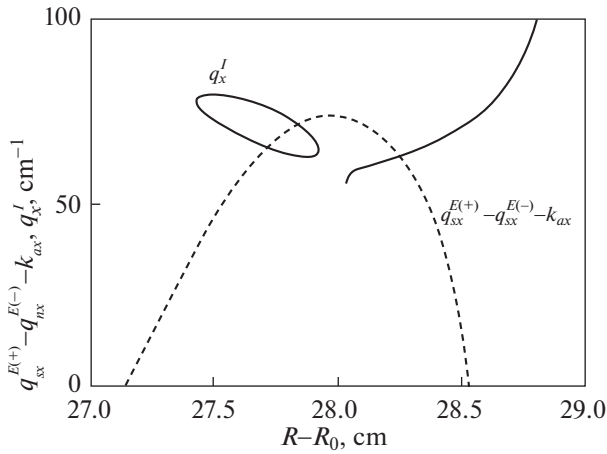


Рис. 10. Режим высокой плотности. Дисперсионные кривые, которые иллюстрируют слияние двух бегущих ВГ-волн с противоположно направленными фазовыми скоростями, каждая из которых имеет частоту $f_s = 69.2$ ГГц, с ИБ-волнами, в результате чего могут возбуждаться необыкновенные волны с частотами $f_a = 2f_s \pm f_{IB} = 138.4 \pm f_{IB}$ ГГц, распространяющиеся к границе плазмы.

ны, близкая к нижнегибридной частоте. Дисперсионные кривые, которые иллюстрируют слияние двух бегущих ($f_s = 69.2$ ГГц) ВГ-волн с ИБ-волнами, изображены на рис. 10. Это более высокое по амплитудам нелинейно связанных волн, чем случай, который описывается рис. 9, четырехволновое взаимодействие может приводить к возбуждению необыкновенных волн с частотами $f_a = 2f_s \pm f_{IB} = 138.4 \pm f_{IB}$ ГГц, которые распространяются к границе плазмы и могут быть зарегистрированы приемной антенной и отвечают стоковой полосе аномально рассеянного сигнала.

На рис. 11 пунктирной линией показана разность волновых чисел первичной и вторичной мод ВГ-волн, последняя из которых имеет направленную внутрь фазовую скорость. Волновое число необыкновенной волны, которая распространяется наружу, $f_a = f_m + f_n = 140.94$ ГГц, изображено сплошной линией. Пересечение этих линий говорит о возможности выполнения брэгговского резонанса для трёх рассматриваемых волн. Таким образом, трехволновое взаимодействие собственных мод ВГ-волны может приводить к генерации линий в антистоксовой области спектра гиротрона. Частота этих линий возрастает с ростом плотности плазмы, как удвоенная ВГ-частота в точке локального максимума плотности плазмы, т.е. существенно быстрее, чем частота локализованной ИБ-волны близкая к нижнегибридной частоте.

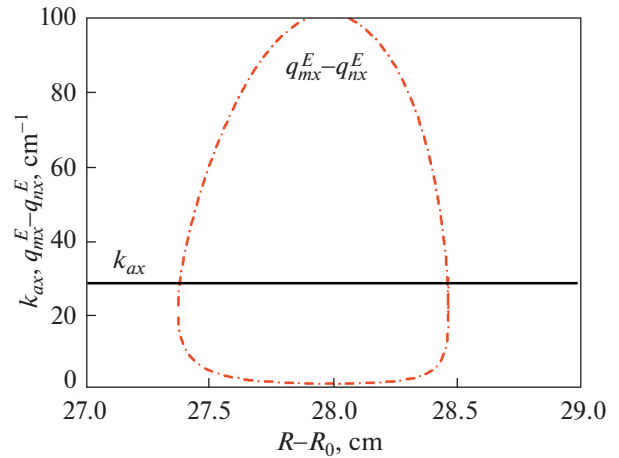


Рис. 11. Режим высокой плотности. Разность волновых чисел первичной и вторичной мод ВГ-волн, последняя из которых имеет направленную внутрь фазовую скорость, — пунктирная кривая. Волновое число необыкновенной волны (распространяется наружу, $f_a = f_m + f_n = 140.94$ ГГц) показано сплошной линией.

На рис. 12 показаны возможные спектры сигналов рассеяния в зависимости от значения плотности в О-точке острова в режиме с высокой плотностью. Приведены частоты сигналов без учета расщепления на величину (плюс/минус) частоты ИЦ-резонанса (см. рис. 2 работы [27]). Верхняя линия (полые кружки), смещенная в “синюю” область спектра, генерируется в результате механизма, описанного на рис. 11. Средняя линия (сплошные кружки), смещенная в “красную” область спектра, формируется по тому же

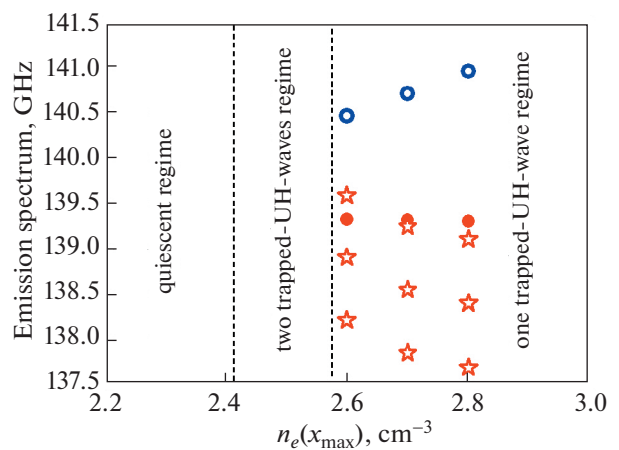


Рис. 12. Режим высокой плотности. Спектры сигналов рассеяния в зависимости от значения плотности в О-точке острова. Приведены частоты сигналов без учета расщепления на величину (плюс/минус) частоты ИЦ-резонанса.

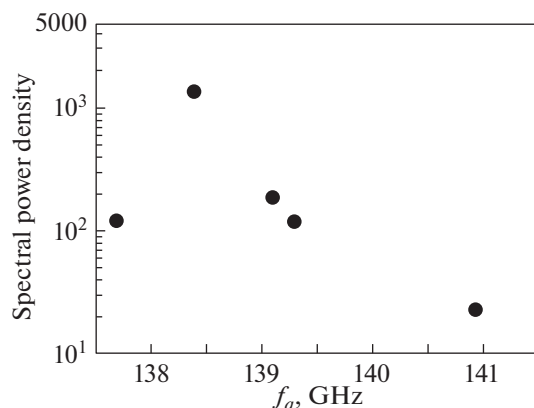


Рис. 13. Режим высокой плотности. Спектральная плотность мощности сигнала в логарифмическом масштабе в зависимости от его частоты.

механизму, что и в режиме с низкой плотностью. Частота ее отстройки от частоты волны накачки определяется частотой локализованной ИБ-волны и меняется с увеличением плотности по закону $\sqrt{n_e}$. Кроме того, возможны сигналы в “красной” области спектра (три линии, изображенные звездами), частоты которых отличаются друг от друга на величину ИБ (порядка нижегибридной) частоты. Центральная из эти линий — результат трехволнового взаимодействия, т.е. слияния двух бегущих ВГ-волн. Ее частота в зависимости от плотности плазмы составляет 1–1.6 ГГц. Боковые по отношению к этой полосе частотные линии, смещенные относительно центральной на величину f_{i1}^I , соответствуют сигналам, которые генерируются в результате четырехволнового взаимодействия. Можно ожидать, что их интенсивность будет меньше, чем интенсивность центральной линии. Зависимости частот сигналов в Стоксовой полосе от плотности плазмы в магнитном острове находятся в разумном согласии с экспериментальными зависимостями, приведенными в работе [7] (см. рис. 12), где в ряде случаев (рис. 12б) доминирует механизм, приводящий к сигналам, изображенным на рис. 12 звездами. В то же время в других случаях (рисунок 12в работы [7]) к сигналам рассеяния скорее приводит механизм, ответственный за появление частотной линии, изображенной на рис. 12 сплошными кружками (слияние первичной бегущей ВГ-волны и вторичной моды ВГ-волны). На рис. 13 показана спектральная мощность сигнала в зависимости от частоты сигнала рассеяния. Для обсуждаемых параметров, доминирующим является сигнал на частоте 138.4 ГГц, который является следствием слияния двух бегущих ВГ-волн, что согласуется с зависимостями из работы [7] (рис. 4, 9–11).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что спектры аномального излучения плазмы, которые были зарегистрированы при электронном циклотронном нагреве в токамаке TEXTOR в широком диапазоне плотностей плазмы [6, 7], объясняются вторичными процессами, сопровождающим возбуждение и насыщение в результате каскада вторичных распадов низкопороговой параметрической распадной неустойчивости волны накачки. Нелинейное слияние различных дочерних волн, приводящее к возбуждению необыкновенных волн, частота которых смещена как в “красную”, так и в “синюю” сторону относительно частоты гиротрона, может приводить к формированию спектров аномального излучения, имеющих вид спектров рассеяния, стоксова и антистоксова полосы которых имеют сложную, часто регулярную, структуру.

В частности, показано, что в режиме с низкой плотностью, развитие распадной неустойчивости в котором исследовано в работе [27], спектры сигналов рассеяния имеют линейчатую структуру. Расстояние между соседними линиями эквидистантно и примерно равно частоте нижегибридного резонанса, т.е. разница частот линий с увеличением плотности растет по закону $\sqrt{n_e}$. Показано, что каждая из линий частотного спектра имеет расщепление на величину порядка плюс/минус ионной циклотронной частоты. Интенсивность сигналов из стоксовой полосы должна более чем на порядок превосходить интенсивность сигналов из антистоксовой части спектра, что и наблюдалось в экспериментах. Эта разница объясняется разным порядком нелинейных процессов (третий и четвертый соответственно), которые приводят к появлению “красной” и “синей” полос в спектре излучения. Спектры аномально рассеянных сигналов в режиме с низкой плотностью, изображенные на рис. 5, с разумной точностью воспроизводят экспериментально измеренные и показанные на рис. 7 в работе [7].

Показано, что в режиме с высокой плотностью, развитие распадной неустойчивости в котором также рассмотрена в работе [27], спектр излучения также может содержать линии в антистоксовой и стоксовой частях спектра. Линии в антистоксовой части спектра формируются при слиянии локализованных ВГ-волн. Их частоты близки к удвоенной ВГ-частоте в локальном максимуме плотности плазмы. В стоксовой полосе спектра существуют линии, которые могут быть следствием слияния первичной бегущей ВГ-волны и вторичной локализованной моды ВГ-волны. Частота ее отстройки от частоты волны накачки определяется частотой локализованной ИБ-волны и меняется с увеличением плотности по закону $\sqrt{n_e}$. Кроме того, возможно появление линий, частоты которых отличаются от частоты гиротро-

на на большую величину и сильнее уменьшаются с ростом плотности плазмы. Эти линии – результат слияния двух бегущих ВГ-волн (центральная из этих частотных линий) и дальнейшей модуляции нелинейного тока, появляющегося в результате слияния, дочерней ИБ-волной (две боковые частотные линии). Полученные зависимости частот сигналов в стоксовой линии от плотности плазмы в магнитном острове находятся в разумном согласии с экспериментальными зависимостями, приведенными в работе [7] (см. рис. 12), где в ряде случаев (рис. 12б) доминирует механизм, приводящий к сигналам, возникающим из-за слияния незапертых ВГ-волн. В то же время в других случаях (см. рис. 12с работы [7]) к сигналам рассеяния скорее приводит слияние первичной не запертой ВГ-волны и вторичной локализованной ВГ-волны. Для обсуждаемых параметров, доминирующим является сигнал на частоте 138.4 ГГц, который является следствием слияния двух бегущих ВГ-волн, что согласуется с зависимостями из работы [7] (рис. 4, 9–11).

Таким образом, детально подтверждены как модель насыщения низкопороговой параметрической распадной неустойчивости, предложенная в [27], так и механизмы генерации спектров аномального излучения, наблюдавшегося в экспериментах по ЭЦРН на второй гармонике резонанса. Отметим, что исследования поведения мощных СВЧ-пучков в настоящее время активно ведутся на установках ASDEX-Upgrade и Wendelstein7-X. По этой причине, а также учитывая планы об использовании до 60 МВт мощности при ЭЦРН в токамаке ITER, результаты, приведенные в настоящей статье, приобретают особую актуальность.

Благодарности. Развитие аналитической модели поддержано грантом РФФИ 22-12-00010, численное моделирование выполнено в рамках государственного контракта 0040-2019-0023, а код для моделирования насыщения ПРН разработан в рамках государственного контракта 0034-2021-0003.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Согласно одному из представлений теоремы взаимности, обоснованному в работе [32], амплитуда рассеянного сигнала на частоте f_a , нормированная на его мощность, регистрируемая приемной антенной, определяется выражением

$$A_s(\omega_a) = \frac{1}{4} \int_V \mathbf{j}(\omega_a, \mathbf{r}) \mathbf{E}^+(\omega_a, \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (\text{A1})$$

где интегрирование проводится по всему объему плазмы, $\mathbf{j}(\omega_a, \mathbf{r})$ – нелинейная плотность тока, описывающая генерацию волны на частоте

$f_a = f_0 \pm f_p^l$, $\mathbf{E}^+(\omega_a, \mathbf{r})$ – поле СВЧ-пучка, который приемная антенна может генерировать на частоте принимаемого сигнала при работе в режиме излучения. Выражение для амплитуды $A_s(\omega_a)$ связывает эффективность вклада данной точки плазмы в генерацию сигнала, принимаемого антенной, со способностью этой же антенны, которая работает в режиме излучения, “осветить” эту точку в плазме с инвертированным внешним магнитным полем [32]. Таким образом, выражение (A1) для амплитуды регистрируемого сигнала является интегральной формой представления теоремы взаимности. Нелинейная плотность тока $\mathbf{j}(\omega_a)$ описывает слияние либо двух волн (трехволновое взаимодействие, второго порядка по амплитуде нелинейно связанных волн), либо четырех волн (четырёхволновое взаимодействие, третьего порядка по амплитуде нелинейно связанных волн). Нелинейные проводимости второго порядка по амплитуде взаимодействующих волн $\sigma_a^{(2)}$ и $\sigma_s^{(2)}$ получены в работах [31, 33, 34]

$$\begin{aligned} \sigma_s^{(2)} &= \omega_s \frac{\omega_{pe}^2 |\omega_{ce}| \Omega_s^3}{(\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)(\omega_s^2 - \omega_{ce}^2)(\omega_m^2 - \omega_{ce}^2)}, \\ \sigma_a^{(2)} &= \omega_a \frac{\omega_{pe}^2 |\omega_{ce}| \Omega_a^3}{(\omega_a^2 - \omega_{ce}^2)(\omega_s^2 - \omega_{ce}^2)(\omega_n^2 - \omega_{ce}^2)}, \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_s^3 &= n_{0x} \left(\omega_0 \left(\frac{g_s}{\epsilon_s} \omega_s - |\omega_{ce}| \right) |\omega_{ce}| + \right. \\ &\quad \left. + \omega_0^2 \left(\frac{g_s}{\epsilon_s} |\omega_{ce}| - \omega_s \right) + \right. \\ &\quad \left. + |\omega_{ce}| \left(\frac{g_s}{\epsilon_s} (\omega_s \omega_m^E - \omega_{ce}^2) + (\omega_s - \omega_m^E) |\omega_{ce}| \right) \right) \\ &+ n_{sx} \left((\omega_s - \omega_m^E) |\omega_{ce}| \left(\frac{g_s}{\epsilon_s} \omega_s - |\omega_{ce}| \right) + \omega_0 (\omega_{ce}^2 - \omega_s^2) \right) \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \Omega_a^3 &= n_{ax} \left((2\omega_n^E \omega_{ce}^2 + \omega_a^2 \omega_s) + \frac{g_s}{\epsilon_s} |\omega_{ce}| \omega_s (\omega_n^E - \omega_s) \right) + \\ &\quad + n_{sx} \left((2\omega_n^E \omega_{ce}^2 - \omega_s^2 \omega_a) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{g_s}{\epsilon_s} |\omega_{ce}| (\omega_a^2 - \omega_{ce}^2 + \omega_n^E \omega_s + \omega_a \omega_s) \right), \end{aligned}$$

$n_{0, sx} = ck_x(\omega_{0, s})/\omega_{0, s}$ – коэффициент преломления необыкновенной волны накачки. Нелинейная проводимость третьего порядка по амплитуде взаимодействующих волн $\sigma_a^{(3)}$ была получена в явном виде в работе [34] (см. Приложение в работе [34]).

Используя выражение (A1), амплитуда сигнала может быть представлена в следующем виде:

$$A_s = Q_{\perp} L_x \sqrt{P_0}, \quad (\text{A3})$$

где P_0 – мощность греющего пучка на частоте f_0 , L_x – размер области генерации сигнала на частоте f_a в направлении координаты x , Q_{\perp} – коэффициент, который характеризует размер “пятна” в плоскости перпендикулярной координате x , где происходит возбуждение необыкновенной волны на частоте f_a . Коэффициенты L_x и Q_{\perp} определяются громоздкими выражениями, явный вид которых зависит от порядка взаимодействия (трех- или четырехволновое) и приведен в [31]. В свою очередь, мощность сигнала $p_s(\omega_a)$ равна

$$p_s = |A_s|^2 = P_0 |L_x|^2 |Q_{\perp}|^2. \quad (\text{A4})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тимофеев А.В. // УФН. 1973. Т. 110. С. 329.
2. Тимофеев А.В. // Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000. 224 с.
3. Тимофеев А.В. // УФН. 2004. Т. 174. С. 555.
4. Porkolab M., Cohen B.I. // Nucl. Fusion. 1988. V. 28. P. 239.
5. Cohen B.I., Cohen R.H., Nevins W.M., Rognlien T.D. // Rev. Mod. Phys. 1991. V. 63. P. 949.
6. Westerhof E., Nielsen S.K., Oosterbeek J.W., Salewski M., de Baar M.R., Bongers W.A., Bürger A., Hennens B.A., Korsholm S.B., Leipold F., Moseev D., Stejner M., Thoen D.J. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 125001.
7. Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D., Stejner M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 115003.
8. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Саркисян К.А., Скворцова Н.Н., Степанхин В.Д., Харчев К. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 511.
9. Hansen S.K., Nielsen S.K., Stober J., Rasmussen J., Stejner M., Hoelzl M., Jensen T. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 106008.
10. Hansen S.K., Jacobsen A.S., Willensdorfer M., Nielsen S.K., Stober J., Höfler K., Maraschek M., Fischer R., Dunne M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 095002.
11. Tancetti A., Nielsen S.K., Rasmussen J., Gusakov E.Z., Popov A.Y., Moseev D., Stange T., Senstius M.G., Kille C., Vecsei M., Jensen T., Zanini M., Abramovic I., Stejner M., Anda G., Dunai D., Zoletnik S., Laqua H. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 074003.
12. Coda S. for the TCV Team // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 104004.
13. Zurro B., Baciero A., Tribaldos V., Liniers M., Cappa A., Lopez-Fraguas A., Jimenez-Rey D., Fontdecaba J.M., Nekhaieva O. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 083017.
14. Martínez M., Zurro B., Baciero A., Jiménez-Rey D., Tribaldos V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 025024.
15. Vasilkov D.G., Batanov G.M., Berezhetskiy M.S., Borzosekov V.D., Grebenschikov S.E., Kharchev N.K., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Letunov A.A., Logvinenko V.P., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Sarkisyan K.A., Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Vafin I.Yu. et al. // Proc. 41st EPS Conf. on Plasma Physics. 2014. V. ECA 38F. P4.053.
16. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 22.
17. Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Ly-senko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovov N.A., Sychugov D.Yu., Cherkasov S.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
18. Angioni C., Peeters A.G., Garbet X., Manini A., Ryter F. // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 827.
19. Kantor M.Yu., Donne A.J.H., Jaspers R., van der Meiden H. and TEXTOR Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. P. 055002.
20. Pasch E., Beurskens M.N.A., Bozhnikov S.A., Fuchert G., Knauer J., Wolf R.C. and W7-X Team // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 11E729.
21. Krämer-Flecken A., Han X., Windisch T., Cosfeld J., Drews P., Fuchert G., Geiger J., Grulke O., Killer C., Knieps A., Liang Y., Liu S., Rack M. and the W7-X team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 054003.
22. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 025022.
23. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. P. 082503.
24. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Europhys. Lett. 2016. V. 116. P. 45002.
25. Попов А.Ю., Гусakov Е.З. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 64–69.
26. Гусakov Е.З., Попов А.Ю. // УФН. 2020. Т. 190. P. 396.
27. Гусakov Е.З., Попов А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 8.
28. Abdullaev S.S., Finken K.H., Jakubowski M.W., Kasilov S.V., Kobayashi M., Reiser D., Reiter D., Runov A.M. and Wolf R. // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 99.
29. Nielsen S.K., Salewski M., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Meo F., Michelsen P., Moseev D., Oosterbeek J.W., Stejner M., Westerhof E. // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83. P. 113508.
30. Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Т. 3. С. 3.
31. Гусakov Е.З., Попов А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 128.
32. Piliya A.D., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 467.
33. Гусakov Е.З., Попов А.Ю. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 306.
34. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 076018.