

НАБЛЮДЕНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАСПАДА ВОЛНЫ НАКАЧКИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО НИЖНЕГИБРИДНОМУ НАГРЕВУ И ГЕНЕРАЦИИ ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

© 2019 г. В. В. Дьяченко^{а,*}, А. Н. Коновалов^а, А. Ю. Степанов^а, А. Б. Алтухов^а,
Е. З. Гусаков^а, Л. А. Есипов^а, С. И. Лашкул^а, С. В. Шаталин^а

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

*e-mail: v.dyachenko@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 05.04.2019 г.

После доработки 22.05.2019 г.

Принята к публикации 23.05.2019 г.

Проведена систематизация экспериментальных данных, связанных с развитием параметрической распадной неустойчивости в плазме токамака при вводе ВЧ-мощности в нижегибридном диапазоне частот, позволяющая сопоставить ее характеристики с теоретическими представлениями. Получены спектры волны накачки и излучения из плазмы, которые иллюстрируют появление спутников, смещенных от основной частоты генератора на величину, кратную ионным циклотронным частотам в “красную” и “синюю” стороны. Отмечается, что при росте плотности происходит существенное уширение линии волны накачки. Отслежены значения ВЧ-мощности и плотности плазмы, пороговые для начала развития параметрической распадной неустойчивости. С помощью используемого диагностического комплекса проведен анализ низкочастотной части спектра колебаний плазмы. В рамках существующих теоретических представлений проведен анализ условий развития неустойчивости.

Ключевые слова: токамак, нижегибридный нагрев, нелинейные неустойчивости

DOI: 10.1134/S0367292119120035

1. ВВЕДЕНИЕ

Генерация тока с помощью волн нижегибридного (НГ) диапазона частот исследовалась на многих токамаках, например, [1–4], и успешно применяется для формирования квази-стационарного разряда. Эффективность этого явления максимальна при низких плотностях плазмы n_e и, согласно теории, уменьшается как $1/n_e$. Эксперименты показывают, что генерация нижегибридного тока увлечения (НГТУ) прекращается достаточно резко при некоторой пороговой концентрации плазмы, что не находит объяснения в квазилинейной теории. Возможной причиной такого ограничения может являться развитие нелинейных процессов, а именно, параметрического распада волны накачки при ее распространении в плазме токамака. Для повышения эффективности генерации тока и нагрева плазмы в токамаках волнами нижегибридного (НГ) диапазона частот представляется очень важным понимание физического механизма этого параметрического распада.

Экспериментальные исследования параметрических распадных неустойчивостей (ПРН)

волны накачки нижегибридного диапазона частот в плазме токамаков имеют многолетнюю историю и солидное теоретическое обоснование [5–7]. Причем, в ряде работ возбуждение ПРН рассматривается как основной фактор, ограничивающий генерацию неиндукционного тока в плотной плазме, с одной стороны, и ответственный за периферийный нагрев ионов, с другой стороны [4]. Некоторые авторы считают ПРН только сопутствующим явлением, на которое отвлекается малая часть ВЧ-мощности волны накачки [8]. Трудность выяснения истины заключается в том, что провести строгий энергетический баланс этих процессов экспериментально крайне затруднительно.

Появление новых диагностических возможностей явилось дополнительной мотивацией для проведения этих исследований. На ФТ-2 установлена и успешно апробирована комплексная диагностика для наблюдения как низкочастотных, так и высокочастотных колебаний. С ее помощью наблюдалась взаимосвязь низкочастотных колебаний плотности плазмы с волной накачки. Получены спектры колебаний в области частот выше и ниже частоты волны накачки, по-

казывающие, что параметрический распад может происходить в разных частях плазменного шнура (в разных слоях, при различном локальном значении магнитного поля).

Само по себе явление ПРН заключается в том, что НГ волна накачки при некоторых условиях в плазме распадается на две (и более) дочерних волны. Распад происходит в соответствии с законами сохранения энергии и импульса, т.е. волна накачки с частотой ω_0 и волновым вектором \mathbf{k}_0 передает свою энергию двум дочерним волнам с частотами ω_1, ω_2 и волновыми векторами $\mathbf{k}_{1,2}$, удовлетворяющими распадным условиям $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ и $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$. В плазме появляются волны с более низкими, но дополняющими друг друга частотами, распространяющиеся по своим законам. Вторым характерным признаком ПРН – существование порогового значения мощности волны накачки (величины напряженности электрического поля волны), когда начинается развитие неустойчивости. Анализ особенностей наблюдаемых параметрических явлений в ВЧ-эксперименте посвящена предлагаемая работа.

Во 2 разд. приводится описание эксперимента. Раздел 3 посвящен обсуждению результатов наблюдений. В заключительной части делаются предварительные выводы из представленного материала.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

На токамаке ФТ-2 ($R_0 = 55$ см, $a = 8$ см, $B_{j0} \sim 2.2$ Тл) в водородной и дейтериевой плазме [9, 10] была проведена серия экспериментов по детальному исследованию наблюдавшихся ранее параметрических распадных явлений. Для этой цели были использованы новые экспериментальные подходы и дополнительные диагностики. В экспериментах использовался магнетронный генератор с рабочей частотой $f_0 = 920$ МГц, выходной мощностью P_{RF} до 200 кВт при длительности импульса τ_{RF} до 10 мс. Ток плазмы и основные параметры менялись в пределах $I_p \approx (20-35)$ кА, $\langle n_e \rangle = (1-4) \times 10^{19}$ м⁻³, $T_e(0) = (350-500)$ эВ, $T_i(0) = (80-120)$ эВ. Представленные результаты описывают в основном процессы в водородной плазме. ВЧ-антенна представляла собой двухволноводный грилл, который обеспечивал основные “пиковые” значения в спектре продольных замедлений при $N_{||} = +1.8$ и $N_{||} = -3$ [9, 10]. В качестве приемной антенны плазменных и электромагнитных колебаний использовался подвижный многоэлектродный ленгмюровский зонд, расположенный в сечении, смещенном на 90° в тороидальном направлении по отношению к ВЧ-антенне. Зонд размещался в SOL на стороне слабого магнитного поля (LFS) при полоидальном угле

$\theta = 310^\circ$ по отношению к экваториальной плоскости камеры [11] (см. рис. 9). В этом же сечении, но со стороны сильного поля, размещался одноштырьковый ВЧ-зонд. ВЧ-сигнал с зондов, используемых в качестве приемной антенны, подавался через развязывающий трансформатор на анализаторы спектра. В случае использования спектр-анализаторов С4-80-1 или С4-60 частотные спектры измерялись в диапазоне частот (400–1200) МГц при рабочем интервале сканирования 25 МГц и 100 МГц за 0.065 мс и 3 мс, соответственно. Низкие частоты 0–50 МГц регистрировались непосредственно АЦП с последующим частотным анализом. При обработке и анализе полученных данных определялись наличие спектральных составляющих, их временная эволюция и интенсивность. В силу малых размеров зонда (длина зонда $l = 5$ мм \ll длины волны регистрируемого излучения λ) следует полагать, что чувствительность зонда хотя и низкая, но достаточно гладкая с плавным снижением чувствительности в область низких частот. Часть измерений была выполнена с помощью широкополосного (до 4 ГГц) цифрового осциллографа Keysight MSO9494A. В нашем случае осциллограф анализировал сигнал излучения в полосе частот от нуля до 1.1 ГГц за временной интервал не менее 200 мкс. Следует отметить, что использование зондов только в одном сечении токамака ограничивало картину исследуемых явлений. Поэтому, помимо зондовых измерений спектральный состав излучения из плазмы исследовался с помощью магнитного зонда в другом сечении токамака (низкочастотный диапазон) и в отраженном сигнале волноводной антенны (высокочастотный диапазон), что позволяло проводить хотя бы качественное сравнение наблюдаемых явлений.

Типичная эволюция некоторых параметров разряда в водороде: плазменный ток, напряжение обхода, огибающая ВЧ-импульса, потоки атомов перезарядки для энергии 950 эВ показаны на рис. 1 для двух режимов токамака с различной плотностью. Разряд с низкой плотностью ($\langle n_e \rangle \approx 1 \times 10^{19}$ м⁻³) иллюстрирует генерацию неиндукционного тока (пунктир), о чем свидетельствует “подсадка” напряжения обхода в течение ВЧ-импульса. Сплошная линия – режим с более высокой плотностью ($\langle n_e \rangle \approx 3 \times 10^{19}$ м⁻³) без генерации тока увлечения, при этом во время ВЧ-импульса виден рост потока высокоэнергичных атомов перезарядки (950 эВ). На правом рисунке для этих режимов приведен частотный спектр, измеренный в полосе частот 800–1500 МГц с помощью С4-60. Пиковое значение на частоте волны накачки 920 МГц условно соотносено на рисунке с нулевым значением. В режиме с низкой плотностью этот сигнал от волны накачки имеет узкую форму (штриховая линия), но при большей кон-

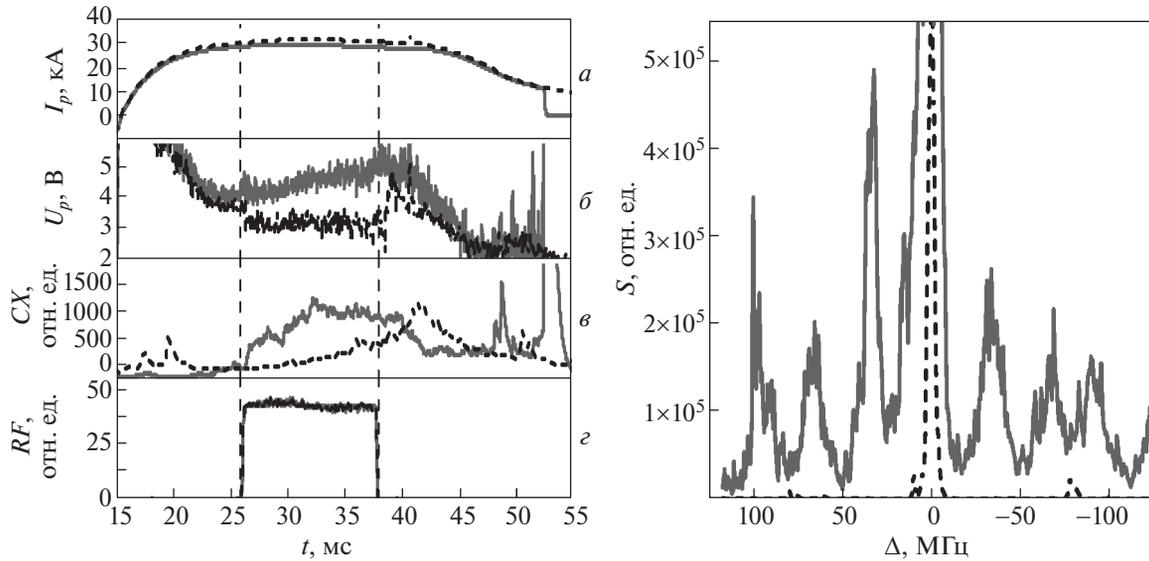


Рис. 1. Эволюция параметров разряда в водороде для двух режимов токамака. а) — плазменный тороидальный ток (I_p); б) — напряжение по обходу (U_p); в) — сигнал диагностики атомов перезарядки (СХ); г) — импульс ВЧ-мощности. На правом рисунке представлена высокочастотная часть спектра (после усреднения) вблизи частоты волны накачки.

центрации плазмы заметно и асимметрично уширяется. Одновременно наблюдаются равноотстоящие ($\Delta f \approx 30\text{--}35$ МГц для H_2) пики с меньшими (т. н. “красные” спутники) и симметрично с более высокими частотами (“синие” спутники). Последние, как правило, регистрировались с относительно меньшей амплитудой. Такая структура спектра в “красной” области характерна для развития ПРН за счет резонансного возбуждения ИЦ-волн [5]. Появление синих спутников с большей частотой может быть связано как с тем, что эти спутники непосредственно участвуют в развитии неустойчивости [12], так и с эффектом рассеяния волны накачки на параметрически возбужденных ИЦ-колебаниях плотности вдали от области распада. В ряде разрядов синие спутники вообще не наблюдались, хотя экспериментальные условия были примерно одинаковые. Так что вопрос о механизме формирования синих спутников пока остается открытым. Величина частотного сдвига спутников, обусловленных развитием ИЦ-колебаний, слегка менялась при изменении плотности, что, по-видимому, коррелирует со значением тороидального магнитного поля токамака в области их образования. Для иллюстрации зависимости частотного сдвига спутников от B , на рис. 2 приведены спектры для двух значений тороидального магнитного поля: 1.58 Тл и 2.39 Тл, — с соответствующим сдвигом частоты спутников от частоты генератора на 21 и 32 МГц. В дейтериевой плазме эти спутники наблюдаются также, но при меньшем частотном сдвиге, обратно пропорциональном массе, и с меньшей амплитудой. Более подробно влияние

“изотопного” эффекта на прекращение генерации тока и начало ускорения ионов рассматривалось нами в [10].

Из предыдущих экспериментов было известно, что пороговая мощность, с которой начинается развитие ПРН, существенно меньше мощности генератора, используемой в экспериментах по нагреву плазмы и генерации тока. Так как используемый магнетронный генератор не работает при уровне генерации ВЧ-мощности ниже 30 кВт, пришлось разработать и вставить в фидерный тракт регулирующую волноводную диафрагму-шторку (рис. 3). С ее помощью можно было перекрывать сечение волновода и уменьшать уровень проходящей мощности до нуля. Увеличенная, отраженная от шторки мощность поглощалась ферритовым вентилем, так что режим работы магнетрона не менялся. Эта система калибровалась с помощью измерителей мощности; тем не менее, точность измерений не превышала 15–20%.

Таким способом удалось уточнить значение пороговой ВЧ-мощности, при которой начинается распадная неустойчивость. На рис. 4 приведена зависимость амплитуды первого “красного” спутника (см. рис. 2) от подводимой мощности, из которого следует, что величина порога находится на уровне (10–12) кВт. Пороговая мощность спутников с более высокими номерами несколько выше, но такого же порядка величины. Экспериментально измеренная пороговая мощность в пределах точности измерений не зависит от магнитного поля. Следует отметить, что такой же вид спектра и величина пороговой мощности

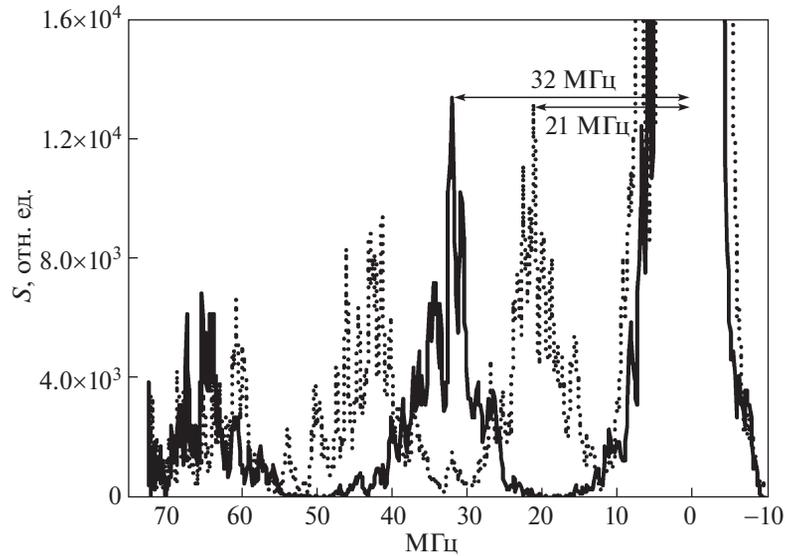


Рис. 2. Сравнение спектров разрядов с двумя значениями тороидального магнитного поля: 1.58 Тл (пунктир) и 2.39 Тл (сплошная линия). Показан частотный сдвиг первого спутника.

наблюдается при работе с другими диагностическими приемниками ВЧ-сигнала (магнитный зонд, ВЧ-антенна и т.д.) и вариантами регистрирующей аппаратуры.

В работе было проведено детальное исследование влияния изменения плотности плазмы на развитие ПРН. На рис. 5 показана зависимость амплитуды первого красного спутника от плотности, подтверждающая существование некоторого порогового значения плотности для появления спутника, которое в данном случае соответствовало $\langle n_{e \text{ thr}} \rangle = 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При более низкой плотности наблюдается генерация тока, и ПРН

не обнаруживается. При превышении плотностного порога появляются признаки ПРН в виде спутников в частотных спектрах зондового сигнала и сигнала в волноводном тракте, прекращается генерация неиндукционного тока, и возникают потоки высокоэнергичных атомов перезарядки. Эта последовательность явлений подтверждена на рис. 6, где представлены зависимости от плотности эффективности генерации тока увлечения при токе 35 кА ($T_0 \approx 700 \text{ эВ}$), величина потока атомов перезарядки F с энергией $E_{CX} = 1575 \text{ эВ}$, а также амплитуда первого красного спутника. В частности, из рис. 6 видно, что отклонение зависимости эффективности генерации тока увлечения от

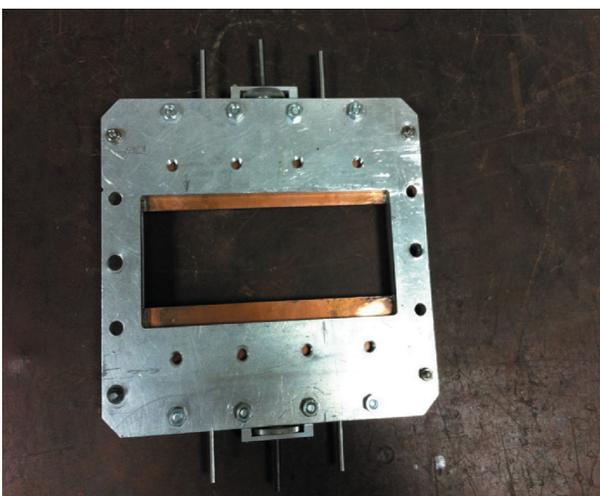


Рис. 3. Фотография волноводной диафрагмы-шторки.

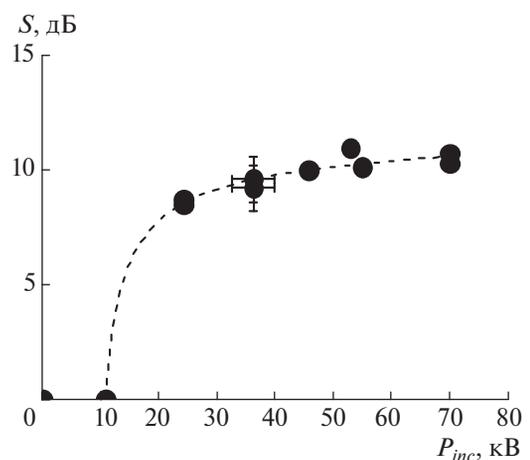


Рис. 4. Зависимость амплитуды первого “красного” спутника от подводимой мощности волны накачки.

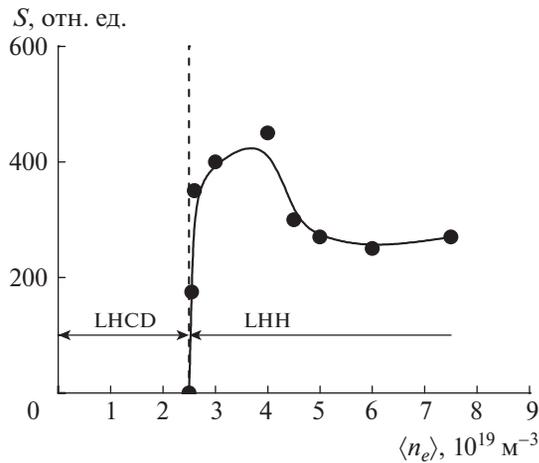


Рис. 5. Зависимость амплитуды первого спутника от средней плотности. $I_p = 35 \text{ кА}$, $B_t = 2.2 \text{ Тл}$.

теоретической ($1/n_e$) начинается с концентрации $n_e \approx 2.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, превосходящей порог возбуждения ПРН. Подобная корреляция подтверждает предыдущие наблюдения в аналогичных экспериментах. Как показано в работе [10], величина пороговой плотности существенно зависит от тока разряда. При большем токе (т.е. при более высокой электронной температуре) порог сдвигается в сторону больших плотностей плазмы. Поскольку во время ВЧ-импульса плотность монотонно возрастает (что определяется как степень чистоты вакуумной камеры и антенны, так и ростом времени удержания частиц в разряде), то смену режима взаимодействия ВЧ-мощности с

плазмой можно наблюдать в ходе ВЧ-импульса. Рис. 7 иллюстрирует, как в течение ВЧ-импульса при достижении порогового значения плотности происходит переход от режима генерации тока увлечения к режиму ионного нагрева (переход изображен штриховкой). На 26-й мс разряда исчезает подсадка напряжения обхода, начинается генерация ионов высоких энергий. Одновременно появляются ВЧ-спутники в частотном спектре на сигнале с анализатора спектра С4-80-1. На рисунке приведено изменение амплитуды первого спутника с частотой записи через каждые 65 мкс. Зависимость распадного спектра от плотности следует рассматривать как качественное отражение происходящих в плазме процессов, тем более что принимаемые сигналы могут испытывать заметное поглощение на пути к зонду в зависимости от параметров плазмы.

Интерпретация спектров в низкочастотной части излучения (до 100 МГц) оказалась затруднительной. Выяснилось, что, помимо собственного излучения из омической плазмы и излучения под воздействием волны накачки, сам магнетрон “шумит” в этом диапазоне частот. Причем вид и амплитуда шума сопоставима с исследуемыми сигналами из плазмы. Кроме этого, имеют место несколько собственных резонансов измерительной схемы. Полученная низкочастотная часть спектра представлена на рис. 8а для уровней вводимой мощности в 55 кВт и 0 кВт при закрытой шторке (пунктир), но работающем магнетроне. Виден набор пиков, примерно соответствующих ионно-циклотронным частотам f_{ci} , которые близки к частотным сдвигам между гармониками высокочастотной части спектра. Также обнару-

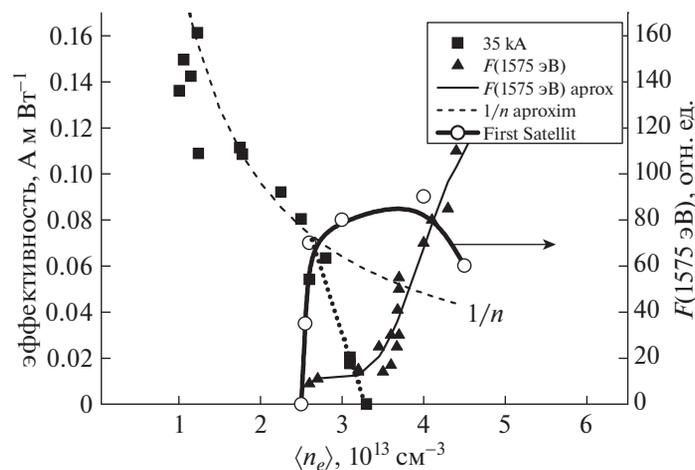


Рис. 6. Зависимость эффективности генерации тока $\frac{\Delta U}{U} \frac{I_p R}{P_{RF}}$ (ΔU – подсадка напряжения по обходу тора во время ВЧ-импульса, U – напряжение по обходу, I_p – ток в плазме, R – большой радиус, P_{RF} – вводимая ВЧ-мощность), амплитуды первого спутника и потока атомов перезарядки ($E = 1575 \text{ эВ}$) от плотности при токе разряда $I_p = 35 \text{ кА}$.

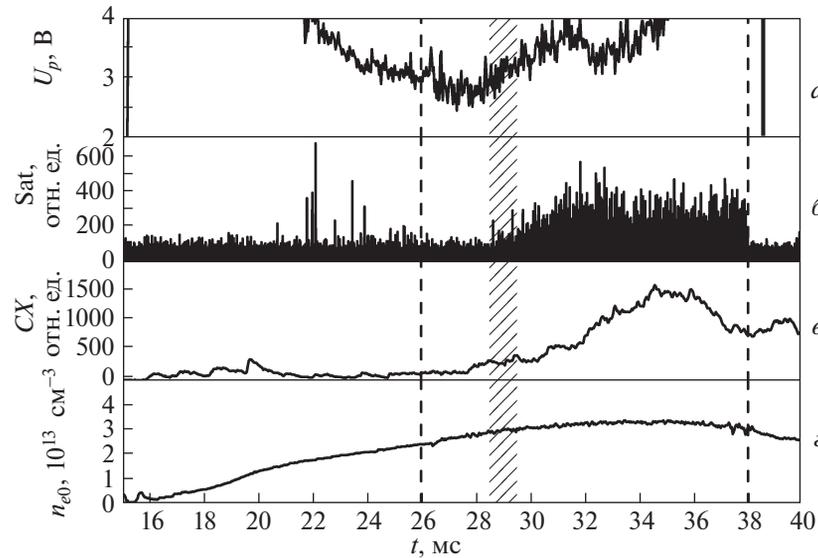


Рис. 7. Иллюстрация смены режима разряда в течение ВЧ-импульса. Вертикальные штриховые линии соответствуют началу и концу ВЧ-импульса. Диагональной штриховкой показан переход из режима генерации тока увлечения в режим ускорения ионов. $a - U_p$; $b -$ амплитуда первого сателлита; $c - CX$; $d -$ средняя плотность по центральной хорде.

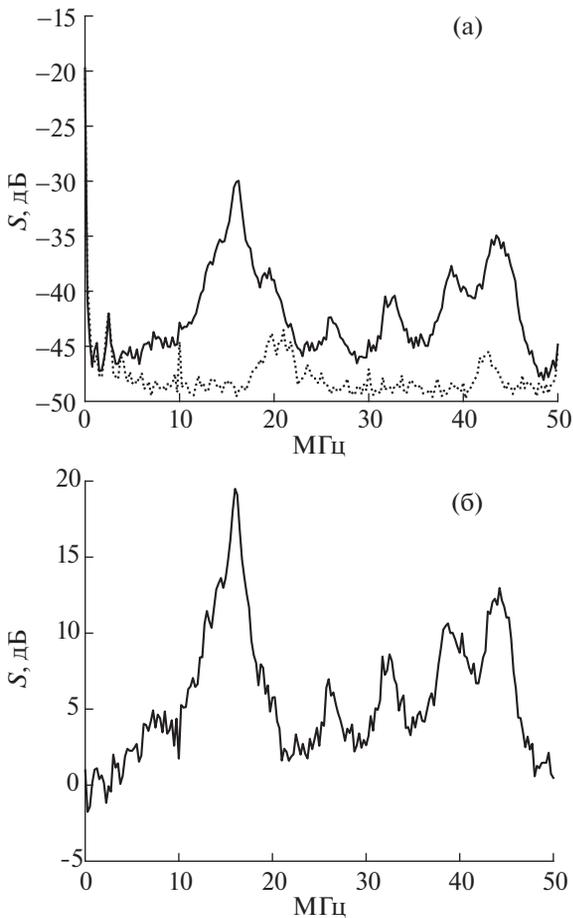


Рис. 8. а) — низкочастотная часть спектра 0–100 МГц для уровня вводимой мощности в 55 кВт и 0 кВт (при закрытой шторке); б) — “чистый” вид спектра.

живается пик относительно большой амплитуды на частоте 15–16 МГц, т.е. примерно $f = f_{ci}/2$. В отсутствие ВЧ-мощности, то есть при закрытой шторке, остаются только два небольших пика на частотах в ~ 22 МГц и ~ 43 МГц, которые (с учетом сильной гофрировки тороидального магнитного поля в токамаке ФТ-2) могут соответствовать ионно-циклотронным частотам, характерным для периферии разряда ($R = 63$ см и $R = 47$ см) и явным образом не взаимодействуют с волной накачки. Хотя не исключено, что они могут быть обусловлены и собственными резонансами измерительной схемы. “Чистый” спектр ионно-циклотронных частот, полученный вычитанием “омического” спектра (пунктир на рис. 8а) из спектра с ВЧ-мощностью (сплошная линия), представлен на рис. 8б.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что при определенных условиях при воздействии волны накачки нижегибридного диапазона частот в плазме токамака ФТ-2 раскачиваются ПРН. Наблюдаемым частотным спектрам могут соответствовать две схемы распадов [5]: 1) на новую НГ волну с меньшей частотой ω_1 и ионно-циклотронную волну, $\omega_2 \approx \omega_{ci}$ и 2) НГ волну и ионно-циклотронную квазимоду. Если мощность волны накачки много выше порога распада, возможен последовательный каскадный процесс распада с образованием спектра убывающих по амплитуде высокочастотных гармоник-сател-

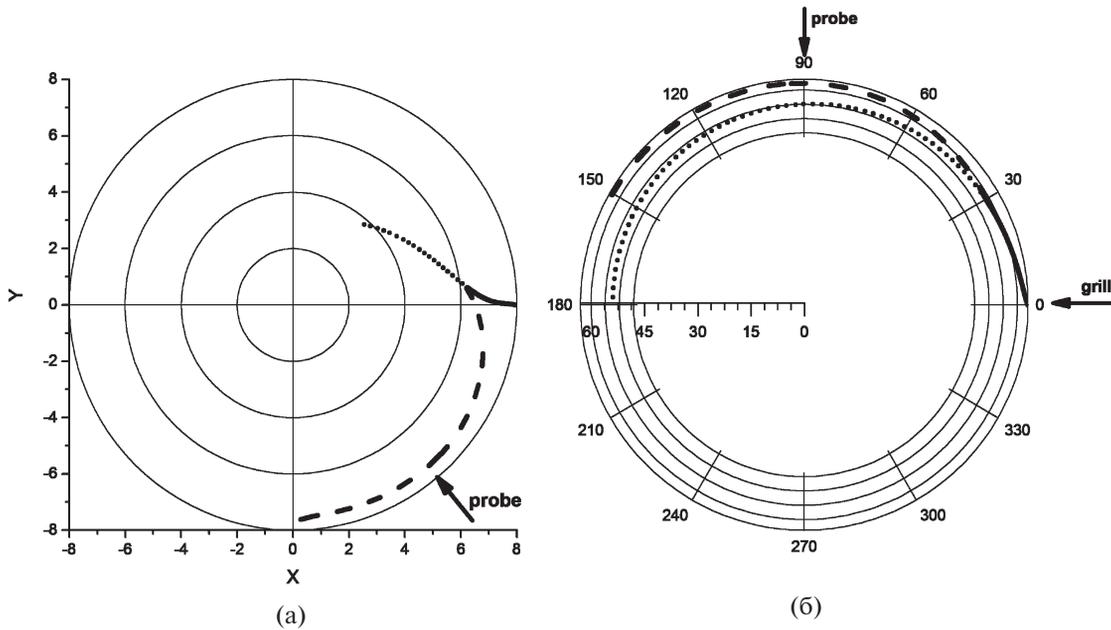


Рис. 9. Вид лучевых траекторий (для $N_{||} = +3$) в проекциях на полоидальное (а) и тороидальное (б) сечения токамака, вид сверху. Траектория волны накачки до момента распада – сплошная линия, после распада – точечная линия, для дочерней волны – штриховая.

литов с относительным частотным сдвигом $\omega_{ln} \approx \omega_0 - n\omega_{ci}$, где $n = 1, 2, 3$. При этом обнаружение соответствующих составляющих спектра в низкочастотной области, распространяющихся не так, как нижнегибридные волны, может быть затруднено, если зонд расположен далеко от грилла.

В предположении, что частотный сдвиг “красных” спутников “привязан” к величине тороидального магнитного поля, нетрудно оценить локализацию области их возбуждения в сечении токамака. Для $B_0 = 22$ кГс и $\langle n_e \rangle = 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (см. рис. 1) величина $\Delta f \approx (30-32)$ МГц для первых трех красных спутников, чему отвечает их возбуждение на вертикальной плоскости (цилиндре) с радиусом $R \approx (58-60)$ см, то есть на внешней стороне тора. С другой стороны, были сделаны расчеты лучевых траекторий для наших режимов, выполненные по методике, описанной в [13], результаты которых показаны на рис. 9 (для $N_{||} = +3$, $n_e(0) \approx 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$). Расчет траекторий прекращался при достижении тороидального угла 180 градусов. Исходя из расчетов лучевых траекторий можно заключить, что волна накачки на пути до сечения зонда быстро выходит на слой с $r \approx 5-6$ см ($R = 50-61$ см), т.е. область, из которой наблюдается ИЦ-излучение (сплошная линия). Далее волна двигалась бы вдоль магнитного поля к сечению зонда (точечная линия). Естественно предположить, что область распада волны накачки находится на пересечении лучевой траектории (резонансного конуса) и магнитной поверхности

для наблюдаемых ионно-циклотронных спутников. Профили электронной плотности и температуры для этого разряда показывают в этой области ($r = 6$ см, или $R = 61$ см) локальные значения $n_e \approx 1.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (для $n_e(0) \approx 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) и $T_e \approx 160$ эВ. Штриховая линия на рис. 9 иллюстрирует возможную траекторию высокочастотной дочерней волны со смещенной частотой $\omega_1 = \omega_0 - \omega_{ci} = 885$ МГц после распада волны накачки. Такая волна проходит вблизи зонда и может быть зарегистрирована.

Хотя формулы для величины пороговой мощности для предполагаемых сценариев распада носят приближенный характер и не учитывают все тороидальные эффекты, полезно оценить пороги развития ПРН от подводимой мощности [5]. Анализ показывает, что наибольшие значения пороговой мощности определяются учетом пространственной неоднородности волны накачки (антенна и “резонансный конус”). В этом случае, согласно [5], при соблюдении условия $k_{||}/k_{\perp} \leq (1/20)$ (для нижнегибридных волн $\omega_0/\omega_{LH} \leq 2$ в области распада) величина пороговой мощности для распада с участием ионно-циклотронных квазимод оценивается как

$$P > P_{thr} = \frac{3.76 \times 10^4 p L_{oy} c_s^3 B^2 \eta}{RN_{0||}^2 c L_{0z} \omega_2 \omega_0} \times \frac{r}{a} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{LH}^2} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega_{LH}^2} - 1 \right)^{3/2} \left| \frac{\omega_2^2}{\omega_{LH}^2} - 1 - \frac{3k^2 v_{Ti}^2}{2\omega_2^2} \right|,$$

$$p = \frac{L_{0z}}{\lambda_{0||}}, \quad \eta \cong \frac{\omega_2}{k_{||2}v_{Te}} \geq 4,$$

где L_{0y} – размер антенны поперек магнитного поля, L_{0z} – размер антенны вдоль магнитного поля, $N_{0||} = 3$ – начальное замедление, R – поправка горячей плазмы (~ 0.5), ω_1 – частота высокочастотной ветви распада, ω_{pi} – ионная плазменная частота, k – волновое число, c_s – скорость звука, v_{Te} – тепловая скорость электронов, v_{Ti} – тепловая скорость ионов [5]. Вычисленное значение пороговой мощности равно $P_{thr} = 9$ кВт (для поверхности $r = (5-6)$ см) при измеренной $P_{thr} = (10-12)$ кВт.

Естественно предположить, что ускорение ионов происходит вблизи области распада волны за счет ионно-циклотронного поглощения низкочастотных сателлитов. Энергия волны вкладывается в поперечную составляющую энергии ионов, и именно ее регистрирует анализатор потока атомов перезарядки, расположенный в экваториальной плоскости в том же сечении, что и зонды. Если области распада волны накачки и ускорения ионов совпадают и находятся вблизи периферии разряда, то именно здесь имеет место максимальная гофрировка магнитного поля $\approx 10\%$. Значительная часть ускоренных ионов с энергиями (1–2) кэВ является локально запертой. Соответственно время жизни таких ионов в наших условиях мало, порядка 100 мкс. Из спектров атомов перезарядки можно оценить число частиц и энергию, содержащуюся в “хвосте” надтепловых ионов, и соответственно ВЧ-мощность, вложенную в ионы, с учетом их времени жизни. Согласно таким оценкам, можно ожидать, что на образование энергичных ионных “хвостов” затрачивается 10–15 кВт (т.е. примерно 15–20%) от вложенной ВЧ-мощности. Качественно эта оценка не противоречит закону сохранения энергии волн в каждом однократном распаде. Действительно, согласно ему низкочастотный сателлит (25–30 МГц) в каждом из последовательных распадов должен быть примерно в 30 раз энергетически слабее высокочастотного сателлита. Если в каждом из последовательных распадов происходит полное истощение накачки, то при ее мощности в 75 кВт можно ожидать передачи порядка 2.5 кВт мощности низкочастотному сателлиту. Поскольку в спектрах наблюдаются от 3-х до 6-ти сателлитов, сдвинутых в красную сторону, в сумме на возбуждение низкочастотных сателлитов, взаимодействующих с ионами, может идти (7.5–15) кВт вводимой ВЧ-мощности. При этом основную долю мощности уносят высокочастотные составляющие распадного спектра (800–900 МГц), но для них отсутствуют резонансные

механизмы диссипации на ионах в ближайших окрестностях области распада.

За рамками нашего обсуждения остался вопрос о частотном уширении пика волны накачки. При высоких плотностях плазмы и уровнях вводимой ВЧ-мощности это уширение может достигать десятков МГц. Ряд авторов связывает это явление с рассеянием волны накачки на колебаниях плотности [14], но большинство предполагает параметрическое возбуждение ионно-звуковых квазимод [15, 16]. Раскачка этого типа неустойчивости приводит к сильному уширению пространственного спектра возбуждаемых НГ волн в сторону больших замедлений и, соответственно, к снижению эффективности генерации тока вплоть до ее прекращения. В нашем случае, также наблюдается сильное частотное уширение пика волны накачки, причем, большее в сторону низких частот. Это явление будет исследовано отдельно. Поскольку пороговые мощности для раскачки как ионно-циклотронных, так и ионно-звуковых неустойчивостей близки по величине, то нельзя исключить их одновременное существование при определенных условиях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты показывают, что при вводе СВЧ-мощности нижегибридного диапазона частот в токамаке ФТ-2 имеет место развитие параметрических распадных неустойчивостей, приводящих к возбуждению ионно-циклотронных квазимод. Наблюдается четкая корреляция между развитием ПРН, подавлением генерации тока и началом генерации энергичных ионов. Измеренная величина пороговой мощности волн накачки очень мала, порядка 10 кВт. Выполненные грубые оценки показывают, что порядка (15–20)% вводимой ВЧ-мощности передается ионной компоненте плазмы посредством поглощения низкочастотных дочерних волн, возбуждаемых при ПРН, что приводит к ускорению ионов и генерации “ионных хвостов”. При этом большая часть мощности волны накачки передается высокочастотным дочерним НГ волнам, имеющим спектр продольных замедлений, отличный от спектра замедлений накачки, создаваемого гриллом. С этим обстоятельством предположительно связано снижение эффективности генерации тока при возбуждении ПРН.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-72-00117, функционирование токамака ФТ-2 и стандартных систем диагностики разряда было поддержано в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН 0040-2014-0023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pericoli-Ridolfini V., Calabr'o G., Panaccione L., FTU team and ECH team* // Nucl. Fusion. 2005. V. 45. P. 1386.
2. *Goniche M., Basiuk V., Decker J., Sharma P.K., Antar G., Berger-By G., Clairet F., Delpech L., Ekedahl A., Gunn J., Hillairet J., Litaudon X., Mazon D., Nilsson E., Oosako T., Peysson Y., Preynas M., Prou M., S'egui J.L.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. 033010.
3. *Tuccillo A.A., Barbato E., Bae Y.S., Becoule A., Bernabei S., Bibet P., Calabro G., Cardinali A., Castaldo C., Cesario R., Cho M.H., Cirant S., Crisanti F., Ekedahl A., Eriksson L.-G., Farina D., Giruzzi G., Goniche M., Granucci G., Ide S., Imbeaux F., Karttunen Seppo, Litaudon X., Mailloux J., Mazon D., Mirizzi F., Moreau D., Nowak S., Namkung W., Panaccione L., Pericoli-Ridolfini V., Peysson Y., Petrzilka V., Podda S., Rantamäki Karin, Santini F., Saveliev A., Schneider M., Sozzi C., Suzuki T.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. № 12B. B363.
4. *Будников В.Н., Дьяченко В.В., Герасименко Г.В., Есипов Л.А., Левицкий А.Н., Обухов А.А., Павлов И.П., Степанов А.Ю., Сахаров И.Е., Шаталин С.В., Шербинин О.Н.* // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 485.
5. *Porkolab M.* // Phys. Fluids. 1974. V. 17. P. 1432.
6. *Porkolab M.* // Nucl. Fusion. 1978. V.18. P. 367.
7. *Altukhov A.B., Budnikov V.N., Dyachenko V.V., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Esipov L.A., Its E.R., Kantor M.Yu., Kouprienko D.V., Lashkul S.I., Novik K.M., Selenin V.I., Shatalin C.V., Stepanov A.Yu., Vekshina E.O., Yermolaev V.B.* // Proc. 28-th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Madeira, Tecnopolo, Portugal, 2001.
8. *Cesario R., Amicucci L., Cardinali A., Castaldo C., Marinucci M., Napoli F., Paoletti F., De Arcangelis D., Ferrari M., Galli A., Gallo G., Pullara E., Schettiniand G., Tuccillo A.A.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. 043002.
9. *Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Ирзак М.А., Савельев А.Н., Сидоров А.В., Степанов А.Ю., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 803.
10. *Лашкул С.И., Алтухов А.Б., Гурченко А.Д., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Ирзак М.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Савельев А.Н., Степанов А.Ю., Шаталин С.В.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 1069.
11. *Лашкул С.И., Шаталин С.В., Алтухов А.Б., Векшина Е.О., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Попов А.Ю., Степанов А.Ю., Шарпенюк А.П.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 387.
12. *Силин В.П.* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.
13. *Baranov Yu.F., Fedorov V.I.* // Nucl. Fusion. 1980. V. 20. P. 1111.
14. *Andrews P.L., Perkins F.W.* // Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 2546.
15. *Cesario R., Cardinali A.* // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 1709.
16. *Takase Y., Porkolab M.* // Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 2992.