

НАБЛЮДЕНИЕ РАСПАДНОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НИЖНЕГИБРИДНОЙ ВОЛНЫ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ФТ-2.

В.Н.Будников, Л.А.Есипов, М.А.Ирзак,
К.М.Новик, А.Ю.Степанов, В.О.Александров

Впервые обнаружен параметрический распад нижнегибридной волны с большим сдвигом частоты, локализованной в узких пространственных областях при концентрации в 2—3 раза меньше нижнегибридной. Этот распад на сильнозамедленные волны может объяснить центральный нагрев основной массы ионов, а также генерацию периферийных ионов при увеличении плотности плазмы.

Во многих работах по нижнегибридному нагреву (НГ) плазмы в токамаках зарегистрировано возбуждение в периферийных областях плазмы параметрических неустойчивостей. Считается, что эти неустойчивости являются причиной периферийного поглощения волны и генерации периферийных быстрых ионов, быстро покидающих плазму. В некоторых случаях этот процесс полностью подавляет проникновение волн в центральную область плазмы и нагрев основной плазмы, связываемый с замедлением волны в окрестности НГ резонанса, т. е. при плотности плазмы, приближающейся к нижнегибридной n_{LH}^{-1} .

С целью выяснения связи между генерацией быстрых ионов и развитием параметрических неустойчивостей на токамаке ФТ-2 были проведены исследования потоков нейтралей перезарядки, отражающих возникновение и поведение генерируемых ионов и зондирование коротковолновых колебаний, возбуждаемых в плазме при вводе ВЧ мощности. Для изучения таких колебаний использовался метод усиленного рассеяния СВЧ волн².

Высокочастотные колебания НГ диапазона на частоте $f_0 = 920$ МГц возбуждались в плазме токамака ФТ-2 ($R = 55$ см, $a = 8$ см, $B = 20$ кГс, $I_p = 20$ кА) с помощью двухволноводного грилла с внешней стороны тора. Было установлено, что генерация быстрых ионов начинается при таких малых концентрациях $n_{e0} = n^* \approx (0,3 \div 0,5)n_{LH}$, когда в плазменном объеме отсутствуют условия линейной трансформации, причем генерируемые быстрые ионы при $n_{e0} \approx n^*$ локализованы в центральной области плазмы. Значение n^* зависит от мощности, так, например, при $P_{ВЧ} = 50$ кВт $n^* = 1,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, при $P_{ВЧ} = 100$ кВт $n^* = 1,2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, в то время как нижнегибридная концентрация для условий эксперимента ($B = 20$ кГс, $Z_{eff} = 2$) $n_{LH} = 4 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

В методе усиленного рассеяния для зондирования колебаний в плазме, используется необыкновенная волна на частоте f_3 , для которой в плазменном объеме существует доступная поверхность верхнего гибридного резонанса (ВГР). Если исследуемые колебания возбуждаются в плазме на частоте греющего излучения f_0 или на смещенной частоте $f = f_0 + \delta f$, то рассеянный в обратном направлении сигнал на частоте $f_s = f_3 \pm (f_0 + \delta f)$ формируется в узкой области вблизи точки ВГР и несет информацию о колебаниях в этой области. В эксперименте зондирующая волна мощностью 1 Вт на частоте $f_3 = 59$ ГГц вводилась в плазму с помощью рупора с внутренней стороны тора в сечении, отстоящем на 90° по большому обходу от грилла. Положение точки ВГР для заданной частоты зондирования определяется расчетным путем по локальным значениям магнитного поля $B(r)$ и концентрации $n(r)$. Магнитное поле и концентрация изменяются в процессе ВЧ импульса, что автоматически обеспечивает сканирование по большому радиусу. Временной ход сигнала усиленного рассеяния на частоте 660 МГц с полосой пропускания 200 МГц приведен на осциллограмме рис. 1. Резкий всплеск сигнала отражает прохождение точки ВГР через область локализации коротковолновых колебаний.

На рис. 2 представлен спектр сигнала усиленного рассеяния, полученный при $B = 18,5$ кГц, $n_{e0} = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $I_p = 18$ кА, $P_{вч} = 80$ кВт. Точка ВГР для зондирующей волны находилась при $R = 60,2$ см ($r = 5,2$ см). Характерной особенностью спектра сигнала усиленно-

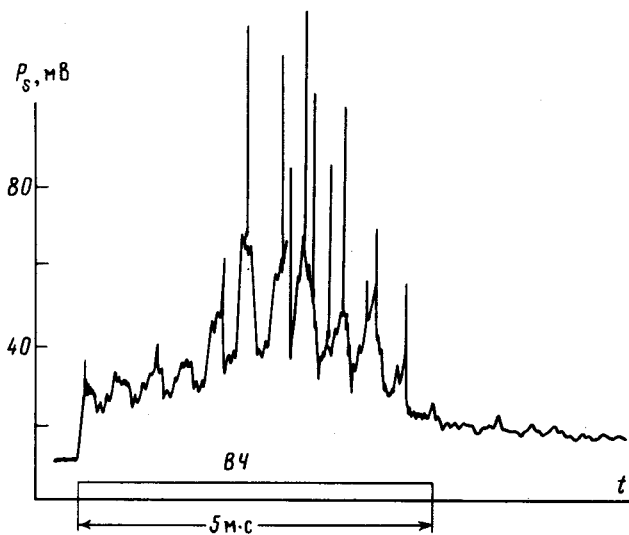


Рис. 1. Оциллограмма сигнала усиленного рассеяния

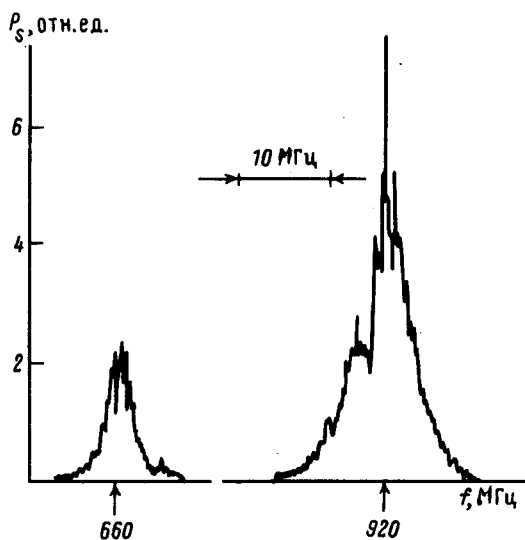


Рис. 2. Спектр сигнала усиленного рассеяния

го рассеяния является дискретность регистрируемых частот — наряду с "линией" на частоте греющего излучения наблюдается линия на смещенной частоте в диапазоне 590 — 680 МГц. Ширина линий составляет 2 — 4 МГц. Иногда просматривались две—три линии на смещенных частотах при наблюдении спектра в полосе 25 МГц (с расстоянием между ними 5 — 20 МГц).

Пространственные распределения сигналов рассеяния на частоте f_0 и смещенных частотах существенно различны: сигнал на частоте f_0 регистрируется во всех точках наблюдения по радиусу, а для сигналов на смещенных частотах характерна резкая пространственная локализация в узкой области по радиусу размером менее сантиметра (рис. 3), что свидетельствует о резкой локализации коротковолновых колебаний на смещенной частоте. Локальная концентрация в месте расположения максимума сигнала n_e примерно совпадает с граничной

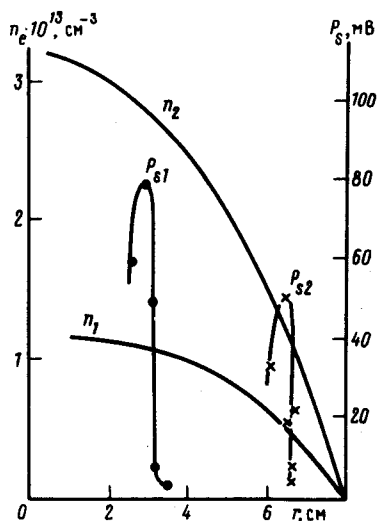


Рис. 3. Пространственное распределение сигнала усиленного рассеяния. $B = 18,5$ кГц, $I_p = 18$ кА, $P_{вч} = 100$ кВт. 1 — $n_{e_0} = 1,2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; 2 — $n_{e_0} = 3,3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$

концентрацией n^* начала генерации ионов с энергией 1 — 2 кэВ. При увеличении концентрации плазмы область локализации сигнала усиленного рассеяния перемещается на периферию, но локальная концентрация, соответствующая максимуму, остается практически неизменной. При увеличении мощности нагрева максимум смещается ближе к периферии и расположен при меньшей локальной плотности. Это коррелирует с уменьшением граничной концентрации n^* при увеличении мощности.

Структура наблюдаемого спектра характерна для распадной параметрической неустойчивости. Его необычность заключается в дискретности — обычно наблюдавшиеся ранее параметрические спектры с большим частотным сдвигом были сплошными от f_0 до $0,7f_0$. Их образование связывалось с индуцированным рассеянием (распадом с участием квазимоды)¹. Резкая локализация области распада, ее перемещение навстречу волне в область меньшей концентрации при увеличении мощности, "линейчатость" спектра указывает, по-видимому, на то, что развитие неустойчивости происходит в околороговом режиме. Узкие линии в спектре могут также свидетельствовать о когерентности происходящих процессов, что в свою очередь может быть связано с образованием петли обратной связи, т. е. развитием абсолютной параметрической неустойчивости — такой процесс описан в³.

Одну из дочерних волн, более высокочастотную, $f_1 \approx 0,7f_0$ естественно считать НГ волной, другая волна $f_2 \approx 0,3f_0$, по-видимому, должна быть ионной бернштейновской модой.

(Эта волна в эксперименте не зарегистрирована из-за отсутствия аппаратуры). Поскольку $f_1 \approx 0,7 f_0$, область распада $n^* \approx (0,3 \div 0,5) n_{LH}$ является для волны f_1 областью, близкой к окрестности ее точки линейной трансформации, где эта волна может эффективно взаимодействовать с ионами и затухать.

Итак, наши эксперименты позволяют предположить, что НГ нагрев ионов в токамаке происходит по следующей схеме: перенос энергии внутрь токамака осуществляется на частоте генератора f_0 до концентрации $n^* \approx (0,3 \div 0,5) n_{LH}$, где в результате распада образуются две сильно замедленные волны на частотах $0,7 f_0$ и $0,3 f_0$, эффективно взаимодействующие с ионами. В этой схеме ВЧ энергия легко транспортируется в центральную область токамака, так как волна f_0 легко достигает области $n^* \leq 0,5 n_{LH}$, однако, не может проникнуть в центральную плотную плазму с концентрацией n_{LH} , что показали расчеты лучевых траекторий с учетом реальной геометрии плазмы токамака. Как центральный нагрев основной массы ионов, когда $n_{e0} \approx n^*$, так и генерацию периферийных ионов при повышенной плотности $n_{e0} \sim n_{LH} > n^*$ можно объяснить единым образом с помощью обнаруженного распадного процесса — его "привязкой" к локальной концентрации n^* и перемещением на периферию при увеличении концентрации в центре.

Литература

1. Голант В.Е., Федоров В.И. Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках. М.: Энергоатомиздат, 1986, с. 116.
2. Александров В.О. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1986, вып. 1. с. 30.
3. Архипенко В.И., Будников В.Н., Гусаков Е.З. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 17.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 сентября 1988 г.