

04;09;12

ИЗУЧЕНИЕ ДВУХПЛАЗМОННОГО РАСПАДА НИЖНЕГИБРИДНОЙ ВОЛНЫ МЕТОДОМ УСИЛЕННОГО РАССЕЯНИЯ

© *Б. Брюзетабер, Е.З. Гусаков, Н.М. Каганская,
М. Крамер, В.Л. Селенин*

Возбуждение параметрической неустойчивости часто наблюдается в экспериментах по нижегибридному (НГ) нагреву в токамаках. Недавно на токамаке ФТ-2 [1] в экспериментах по НГ-нагреву был обнаружен эффект параметрического распада (ПР) волны накачки на две волны. Было показано, что возникновение ПР коррелирует с эффектом ограничения плотности при НГ увлечении тока, а также началом быстрой генерации ионов. Однако до настоящего времени волны, возбуждающиеся в результате этого распада, не идентифицированы, а также неизвестны их волновые вектора.

Настоящая работа посвящена изучению этого распада в лабораторной плазме. Эксперименты проводились на линейных установках в С.-Петербурге [2] и Бохуме [3]. В С.-Петербурге замагниченная аргоновая плазма создавалась в стеклянной трубе диаметром 5 см, длиной 200 см, магнитное поле $B = 0.1$ Тл, давление газа $p = 8 \cdot 10^{-4}$ Тор, электронная плотность $n = 10^{10}$ см $^{-3}$, электронная температура $T_e = 2$ эВ. В Бохуме плазма создавалась в металлическом баллоне диаметром 13 см, длиной 80 см с помощью ВЧ разряда 200 Вт. При этом использовались различные газы (H, He, Ar, Ne). Параметры плазмы в течение импульса: $B = 0.1$ Тл, $n_e = 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $T_e = 4$ эВ, $p = 7 \cdot 10^{-3}$ Тор, радиус плазмы 5 см. Измерения выполнялись в интервале времени, следующем за импульсом СВЧ разряда. В обоих экспериментах НГ волна накачки в диапазоне частот 4–30 МГц возбуждалась замедляющей системой (НГ-антенной), состоящей из нескольких (или одного) концентрических колец.

Распространение НГ волны и ее распад изучались с помощью диагностики усиленного рассеяния [4] и ее модификаций [5]. В этом методе плазменные флуктуации зондируются электромагнитной волной, для которой внутри плазмы выполняется условие верхнего гибридного (ВГ) резонанса, и регистрируется рассеянный обратно сигнал. Вблизи резонанса волновые вектора падающей и отраженной волн

резко растут и это делает возможным рассеяние на плазменных флуктуациях с волновыми векторами, много большими вакуумного волнового вектора зондирующей волны. Процесс рассеяния локализован в узком слое ВГ резонанса, а сечение рассеяния в этой области очень велико. Согласно [5], рассеянный сигнал, приходящий из области резонанса, имеет следующий вид:

$$A_s(t) = \frac{i\omega_i A_i}{16\pi} \int \frac{d\Omega d^3 \mathbf{q} dk_{iy} dk_{iz}}{(2\pi)^6} \frac{\delta n_{\Omega, \mathbf{q}}}{n_e} e^{i(\Omega t - i q \tau_{UH})} -$$

$$- i q_i z_i - i q_y y_i f(k_{iy} \cdot k_{iz}) f(q_y - k_{iy} = q_z - k_{iz}) \kappa^2 I^2(q), \quad (1)$$

где $|A_s|^2$ и $|A_i|^2$ — рассеянная и падающая мощности; $\delta n_{\Omega, \mathbf{q}}$ — спектральная Фурье-гармоника флуктуации электронной плотности; q -проекция волнового вектора на направление неоднородности плазмы; q_z и q_y — компоненты волнового вектора в направлении магнитного поля и перпендикулярно ему соответственно; $f(k_{iy}) \cdot k_{iz}$ — диаграмма излучающей и принимающей антенны; z_i, y_i — координаты антенны; κ — часть падающей мощности, поглощающейся в резонансе; $\tau_{UH} = \tau(\omega_i, B)$ — положение ВГ резонанса, определяющееся условием

$$\omega_i^2 \omega_{pe}^2(r) + \omega_{ce}^2, \quad (2)$$

а фактор $I(q)$ описывает эффективность рассеяния для разных q . В экспериментах в С.-Петербурге зондирующая необыкновенная волна на частоте $f_i = 2.4$ ГГц, мощностью $p_i \cong 0.1$ Вт подводилась к плазме по волноводу. Рассеянный сигнал принимался тем же самым волноводом либо другим, расположенным рядом. Типичный спектр усиленного рассеяния, полученный при малых мощностях НГ волны накачки, состоит из двух узких линий. Первая линия $f = f_i$ соответствует зондирующей волне, а вторая, смещенная в красную сторону относительно частоты накачки $f = f_i - f_0$ соответствует рассеянию на НГ волне накачки, распространяющейся в глубь плазмы. При более высоких мощностях накачки в спектре появляются два уширенных сателлита на частотах $f = f_i f_1$ и $f = f_i + f_2$ (рис. 1, а). Их частоты примерно равны половине частоты накачки $f_1 \cong f_2 \cong f_0/2$. Как показано на рис. 1, б, где представлен спектр гомодино детектированного сигнала в He-разряде (Бохум), эти частоты немного отличаются друг от друга, так что удовлетворяют известным условиям параметрического распада $f_0 = f_1 + f_2$. Кривая 1 на рис. 2 показывает зависимость мощности рассеянного сигнала параметрического сателлита от мощности накачки, прикладываемой к НГ антенне.

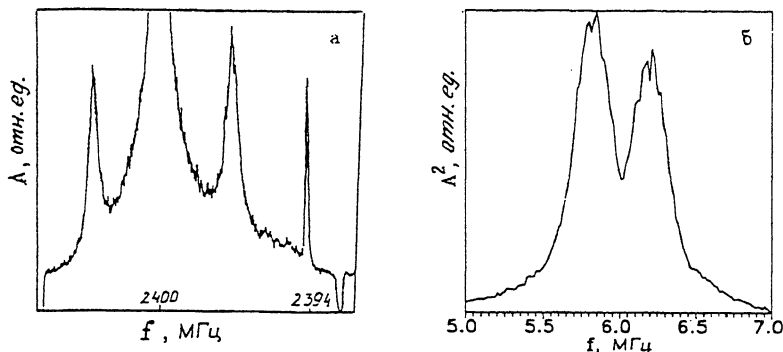


Рис. 1. Параметрический распад волны накачки. (а) — полный спектр (эксперимент в С.-Петербурге), (б) — спектр спутников в гомодинном режиме (в Бохуме).

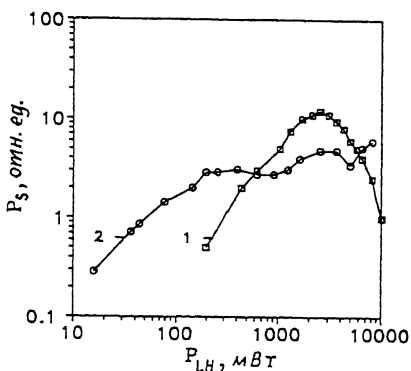


Рис. 2. Зависимость рассеянного сигнала от мощности накачки на НГ антенне для спутников (1) и для НГ волны (2).

Пороговая мощность возникновения параметрического спутника (кривая 2) коррелирует с насыщением роста НГ накачки. Эта корреляция может быть объяснена сильным влиянием ПР на распространение НГ волны. ПР наблюдается вблизи точки НГ резонанса для частот спутников. Смещение положения спутника относительно точки НГ резонанса, выраженное в единицах $\alpha = (\omega_0/2 - \omega_{LH})/(\omega_0/2)$, показано на рис. 3 для различных газов (Бохум). Видно, что смещение положительно для He, Ne и Ag, но меняет знак для H. Диапазон частот накачки, для которых наблюдается ПР, также зависит от сорта газа (рис. 4). Увеличение значения частот, на которых наблюдается распад при уменьшении атомной массы газа, вероятно, связан с тем фактом, что НГ волна должна достичь области своего распада.

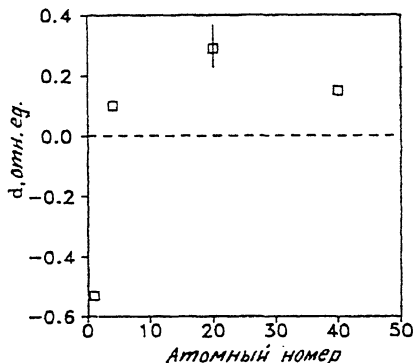


Рис. 3. Локализация максимума сигнала ПР для различных газов.

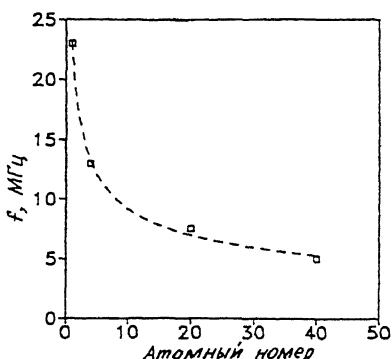


Рис. 4. Зависимость частоты накачки, при которой сигнал ПР максимален, от атомной массы.

Для измерения перпендикулярных и параллельных составляющих магнитному полю волновых векторов спутников использовался метод интерферометрии с помощью усиленного рассеяния (Interferometer Enhanced Scattering — IES). Этот метод основан на том, что фаза рассеянного сигнала зависит от фазы флуктуации плотности плазмы $e^{-iq\tau_{LN}}$ в точке ВГ резонанса согласно уравнению (1). Для измерений использовалась двухканальная схема. В опорный канал (канал 1) поступал либо сигнал усиленного рассеяния, либо часть сигнала с НГ антенны. Измеряемый сигнал (канал 2) $A_S(t)$ фильтровался из рассеянного сигнала (рис. 1) СВЧ фильтром и после гомодинного преобразования смешивался с опорным сигналом (канал 1) $A_r(t)$. Для квазигармонических флуктуаций интегральный сигнал фазового детектора $A = \langle A_i(t) \cdot A_s(t) \rangle$ — интерферометрический

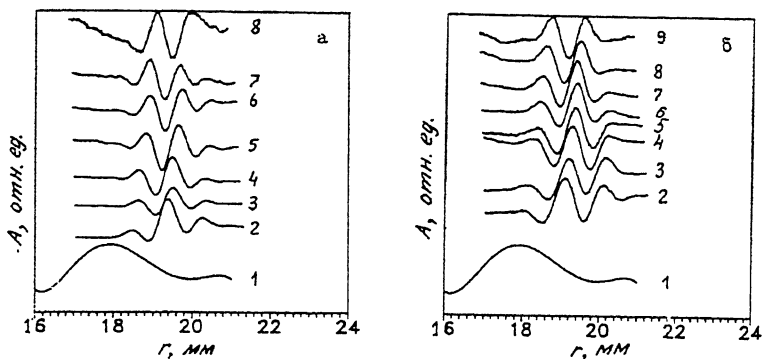


Рис. 5. Интерферометрические кривые для волны накачки (линия 1) и для спутников (2-9) при различных аксиальных положениях измеряющей антенны: а — красный спутник, б — синий спутник.

сигнал усиленного рассеяния (IES) пропорционален амплитуде в точке $r = r_{UH}(t)$, определяемой из уравнения (2). Изменение радиального положения области рассеяния достигалось изменением зондирующей частоты в канале 2 либо незначительной вариацией локального магнитного поля вблизи антенны канала 2. Радиальное распределение IES сигнала (фазовая кривая) для различных аксиальных положений показана на рис. 5, а, б для красного и синего спутников ПР, согласно рис. 1, соответственно. Локализация параметрического сигнала, как видно из рис. 5, не зависит от аксиального положения антенны, принимающей измеряемый сигнал (канал 2), в то время как изменение фазы сигнала происходит монотонно при смещении приемной антенны вдоль z -направления с шагом 1 см для каждой линии. Используя уравнение (1), можно оценить радиальную и аксиальную составляющие длины волны для синего спутника: $\lambda_{2\perp} \cong 0.09$ см и $\lambda_{2\parallel} \cong 18$ см и для красного спутника: $\lambda_{1\perp} \cong 0.75$ см и $\lambda_{1\parallel} \cong 14$ см. Перпендикулярные составляющие волновых векторов спутников направлены в противоположные стороны — это следует из противоположного смещения частот в спектре на рис. 1. Параллельные составляющие волнового вектора также противоположно направлены, так как волновые фронты обоих спутников в плоскости $z - r$ одинаково ориентированы (рис. 5). Радиальная структура фазового сигнала для НГ волны накачки также показана на обоих рисунках (кривая 1). Радиальная длина волны накачки $\lambda_{0\perp} \cong 0.35$ см, оцененная из кривой 1, находится в удовлетворительном согласии с распадными условиями на волновые вектора $k_{0\perp} = k_{1\perp} + k_{2\perp}$.

Компонента фазовой скорости распадных спутников, параллельная магнитному полю, сравнима с электронной тепловой скоростью $T_e = 2\text{эВ}$. Такие волны сильно затухают и существуют только в присутствии накачки. Хотя они локализованы вблизи НГ резонанса для половины частоты накачки и удовлетворяют условиям $\lambda_{\perp} \ll \lambda_{\parallel}$ для них линейное НГ дисперсионное уравнение оказывается непригодным. Таким образом, видимо, наблюдаемый ПР может быть интерпретирован как распад на две НГ кинетические квазимоды.

Работа поддержана проектом INTAS 94-2236, грантом РФФИ 96-02-17913, а также контрактом 438113/146 в рамках Русско-германского сотрудничества.

Список литературы

- [1] *Budnikov V.N.* // Nuclear Fusion. 1991. V. 31. P. 611.
- [2] *Budnikov V.N. et al.* // Proc. Int. Conf. Plasma Phys. Delhi 1989. V. 3. P. 1045.
- [3] *Brueschaber B., Kraemer M.* // Plasma Phys. Control Fusion. 1995. V. 37. P. 497.
- [4] *Novik K.M., Pilya A.D.* // Plasma Phys. Control Fusion, 1993. V. 35. P. 357.
- [5] *Arkhipenko V.I. et al.* // Tech. Phys. Lett. 1993. V. 19. P. 333.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН
С.-Петербург
Рурский университет
Бохум, Германия

Поступило в Редакцию
13 сентября 1996 г.