

ПОДАВЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗА СЧЕТ УВЕЛИЧЕНИЯ ЗАТУХАНИЯ ЛАНДАУ ВОЛНЫ НАКАЧКИ

В.И.Архипенко, В.Н.Будников, Е.З.Гусаков,
И.А.Романчук, Л.В.Симончик

Впервые экспериментально показана возможность подавления как абсолютной, так и конвективной параметрической неустойчивости за счет целенаправленного увеличения затухания Ландау волны накачки.

Аномальное отражение и поглощение электромагнитного излучения плазмой в результате развития параметрических неустойчивостей является серьезным препятствием при осуществлении лазерного УТС и высокочастотного нагрева плазмы в установках с магнитным удержанием. Поэтому весьма важными представляются исследования с целью поиска способов контроля развития параметрических процессов. Так как волны, участвующие в параметрическом взаимодействии, как правило, сильно замедлены и их фазовая скорость близка к тепловым скоростям частиц плазмы, то уровень параметрической турбулентности существенно зависит от затухания волн по механизму Ландау. На примере параметрической неустойчивости распада косой ленгмюровской волны (КЛВ) на косую ленгмюровскую волну и ионно-звуковую $l \rightarrow l' + s$ экспериментально показано, что путем направленного увеличения затухания Ландау волны накачки возможно подавать параметрическую неустойчивость и практически полностью устраниить аномальное отражение волн от области параметрического взаимодействия.

Эксперимент выполнен на установке "Гранит" ¹. С помощью волноводного ввода в плазму возбуждалась КЛВ на частоте $f_0 = 2350$ МГц. В окрестности точки трансформации $\omega_{pe}(0,0) = \omega_0$, где $\omega_{pe}^2 / \omega_0^2 = 1 - (z/a) - (r^2/b^2)$ ($a = 5$ см, $b = 0,4$ см), происходит параметрическое отражение КЛВ на частоте $f_0 - f_s$ и возбуждение ионно-звуковой волны на частоте $f_s = 3$ МГц ². При мощности волны накачки $P_0 = 5 \div 20$ мВт зависимость спектральной плотности мощности рассеянной волны $p_s(P_0)$ – экспоненциальная, отвечающая конвективной неустойчивости неоднородной плазмы ³, при $P_0 \sim 20$ мВт возбуждается абсолютная параметрическая неустойчивость ⁴, приводящая к резкому (в 10^4 раз) увеличению отражения. При $P_0 \sim 27$ мВт отражение становится близким к полному. В этих условиях, воздействуя на плазму другой волной мощностью P_1 на частоте $f_1 = 2900$ МГц, существенно отличной от f_0 , удалось снизить уровень отраженного сигнала более, чем на три порядка (рис. 1). Одновременно многосеточным анализатором, расположенным за областью трансформации вдоль магнитного поля на расстоянии 5 см, наблюдался значительный прирост числа ускоренных электронов, в частности, при энергиях $E \approx 35$ эВ, отвечающих фазовой скорости волны накачки в области параметрического взаимодействия. Это позволяет предположить, что при-

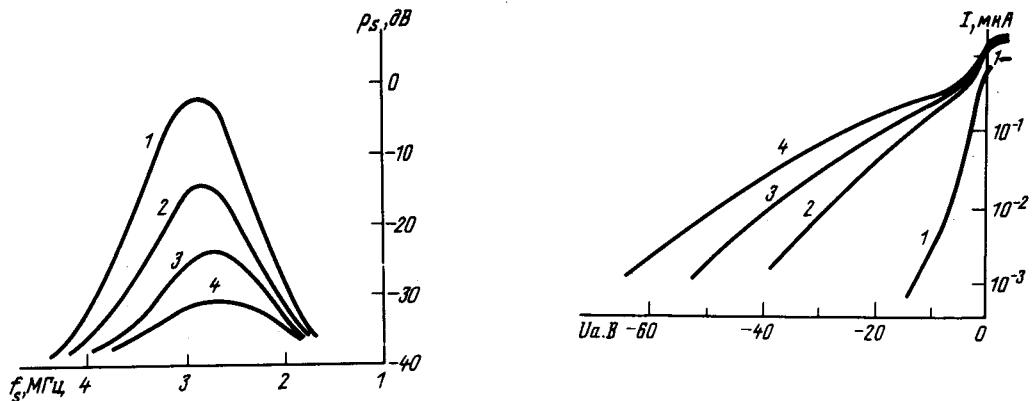


Рис. 1

Рис. 2

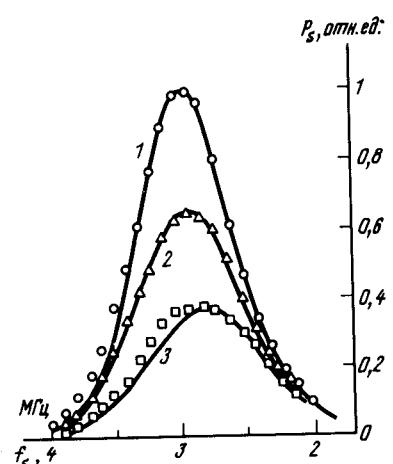


Рис. 3

Рис. 1. Спектры рассеянного сигнала на частоте $f_0 = 2350$ МГц при различных уровнях мощности на частоте $f_1 = 2900$ МГц :
1 – $P_1 = 0$, 2 – 4 мВт; 3 – 7 мВт, 4 – 25 мВт

Рис. 2. Зондовые характеристики многосеточного зонда: 1 – исходная плазма; 2 – $P_0 = 15$ мВт; 3 – $P_0 = 15$ мВт, $P_1 = 7$ мВт; 4 – $P_0 = 15$ мВт, $P_1 = 18$ мВт

Рис. 3. Спектры рассеянного сигнала на частоте $f_0 = 2350$ МГц в условиях конвективного усиления. Сплошные кривые – расчет, дискретные значения – эксперимент

чиной подавления абсолютной неустойчивости является увеличение затухания Ландау волны накачки. Количественно связь подавления неустойчивости с затуханием Ландау была подтверждена в эксперименте на участке конвективного усиления, где спектр рассеянного сигнала может быть рассчитан при учете затухания Ландау:

$$P_s = \kappa \frac{\omega_0}{2\omega_s} \frac{k''_{se} T_e + k''_{si} T_i}{k''_{se} + k''_{si}} \exp \left\{ 2\pi \tilde{Z} - \frac{\omega_s}{\omega_0} \frac{\nu_{ea}}{c_s} a - 2\pi a \omega_0 f_e \left(\frac{2\omega_0}{\omega_s} c_s \right) \right\}, \quad (1)$$

$$\text{где } \tilde{Z} = \frac{\kappa P_0 a}{128\pi n_c T_e \omega_0} \left(\frac{\omega_s}{c_s} \right)^4 \frac{\exp \left\{ - \frac{\omega_s \nu_{ea}}{\omega_0 c_s} a - 2\pi a \omega_0 f_e \left(\frac{2\omega_0}{\omega_s} c_s \right) \right\}}{1 + \frac{3}{8} r_d^2 b \frac{\omega_s^3}{c_s^3}}$$

$\kappa \approx 0,2$ – доля мощности накачки, идущая на возбуждение КЛВ; ν_{ea} – частота электронно-атомных столкновений; c_s – скорость ионного звука; r_d – электронный дебаевский радиус; k''_{se} и k''_{si} – постоянные затухания звуковой волны на электронах и ионах соответственно; $f_e(w)$ – функция распределения электронов по продольным скоростям в точке трансформации. Считая, что $f_e(w)$ в области малых энергий изменяется не сильно, ее можно представить в виде суммы функций распределения $f_0(w)$ исходной плазмы и высокоэнергети-

тичной части $f_1(w)$. В предположении, что все надтепловые электроны, регистрируемые анализатором, генерируются в точке трансформации, функция $f_1(w)$ может быть определена из вольт-амперной характеристики анализатора как

$$f_1(w) = \frac{4\pi}{\omega_p^2 S_* \beta} \frac{dI}{dU} \quad \left| U = \frac{mw^2}{2e} \right. , \quad (2)$$

где $S_* = \pi r_0^2 \tau$ – эффективно работающая площадь диафрагмы анализатора; $r_0 = 0,08$ см – поперечный размер пучка быстрых электронов, оцениваемый по свечению плазмы у анализатора; $\tau = 0,08$ – геометрический коэффициент пропускания всех сеток анализатора; β – параметр, учитывающий релаксацию функции распределения электронов за счет неупругих столкновений, а также неточности в определении r_0 . Поскольку вольт-амперные характеристики (рис. 2) в области энергий $E > 10$ эВ близки к экспоненциальнym, функцию распределения $f_e(w)$ можно представить в виде двойной максвелловской с температурой исходной плазмы T_e и надтеплового хвоста T_h :

$$f_e(w) = \left(\frac{m}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mw^2}{2T_e} \right) + \delta \left(\frac{m}{2\pi T_h} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mw^2}{2T_h} \right), \quad (3)$$

где $\delta = \delta'/\beta$. δ' определялась из экспериментальных кривых рис. 2 с помощью (2) и в случае $P_0 = 15$ мВт и $P_1 = 0$ равна: $\delta' = 0,00072$. Параметр β подбирался один раз при соотношении расчета по формуле (1) с видом спектра на конвективном участке: в данном эксперименте $\beta = 0,12$. Затем к плазме подводилась мощность на частоте f_1 , уровень которой последовательно возрастал, что приводило к увеличению числа быстрых электронов: при $P_1 = 7$ мВт, $\delta' = 0,00064$ и $T_h = 10$ эВ, а при $P_1 = 18$ мВт $\delta' = 0,00064$ и $T_h = 12,5$ эВ. Одновременно с этим уменьшался параметрически рассеянный сигнал, начиная с высокочастотной части спектра за счет увеличения затухания Ландау волны накачки прежде всего в коротковолновой области. Максимум рассеянного сигнала смещался в сторону меньших частотных сдвигов. Теоретически рассчитанные по (1) спектры без использования дополнительных подгоночных параметров очень хорошо совпадают с экспериментальными (рис. 3). Это позволяет считать доказанным, что наблюдавшееся подавление параметрической неустойчивости связано с увеличением затухания Ландау волны накачки за счет дополнительного подогрева электронов.

Литература

1. Архипенко В.И. и др. Физика плазмы, 1981, 7, 396.
2. Архипенко В.И. и др. ЖТФ, 1985, 55, 298.
3. Pilija Q.D. Proc. of the 10-th Conf. on Phenomena in ionized Gases, 1971, p. 320.
4. Архипенко В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 453.

Институт физики
Академии наук Белорусской ССР

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

Поступила в редакцию
1 ноября 1985 г.