Письма в ЖЭТФ, том 34, вып. 7, стр. 385 – 388 *5 октября 1981 г.*

НЕЛИНЕЙНОЕ НАСЫЩЕНИЕ ВРМБ В РАЗРЕЖЕННОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

В.П.Силин, В.Т.Тихончук

Изучен эффект нелинейного насыщения ВРМБ в неизотермической плазме за счет генерации высших гармоник звука. Выявлено ограничение коэффициента нелинейного отражения в разреженной плазме.

Теория вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна применительно к лазерной плазме представляет специальный интерес из-за возможных ограничений, накладываемых этим процессом, на эффективность нагрева [1 – 3]. С другой стороны, в работе [4] было показано, что корректное вычисление коэффициента отражения за счет ВРМБ от разреженных слоев плазмы требует учета нелинейных эффектов, в частности, для неизотермической плазмы – нелинейности ионного звука. В теории ВРМБ в плазме учет такой нелинейности проводился в работах [5], которые, однако, не изменили представлений о сильном рассеянии. В настоящей статье мы покажем, что рассмотренный в [5] процесс генерации гармоники приводит к резкому ограничению ВРМБ в разреженной плазме[1)].

Исходная система уравнений для амплитуд электрического поля падающей E_0 и рассеянной назад E_1 электромагнитных волн и амплитуд основной ($n_1 = \delta n_1/n_e$) и второй ($n_2 = \delta n_2/n_e$) гармоник звуковых волн имеет вид

$$\frac{dE_0}{dx} = -\frac{1}{2}\alpha k E_1 n_1 \exp(i\int^x \Delta k dx); \qquad \frac{dE_1}{dx} = -\frac{1}{2}\alpha k E_0 n_1^* \exp(-i\int^x \Delta k dx);$$

$$\frac{dn_1}{dx} = k\frac{E_0 E_1^*}{16\pi n_c \kappa T_e}\exp(-i\int^x \Delta k dx) + k n_1^* n_2; \qquad \frac{dn_2}{dx} = -2kn_1^2, \tag{1}$$

где x – координата в направлении распространения волны накачки, $k = \frac{\omega_0}{c}\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2}$ и ω_0 – ее волновое число и частота, $n_e(x)$ – электронная плотность, n_c – критическая плотность, $\alpha = n_e/(n_c - n_e)$, $\Delta k(x)$ – расстройка волновых чисел трех взаимодействующих волн, T_e – температура электронов плазмы.

[1)] Рассмотренный в работе [6] процесс распада звуковых волн для насыщения ВРМБ является значительно менее эффективным, чем генерация гармоник.

Прежде всего покажем, что в простейшей модели (см. [7]) однородного слоя плазмы толщины l отток энергии звуковой волны во вторую гармонику резко снижает интенсивность ВРМБ. Для этого исследуем систему уравнений (1) при $\Delta k = 0$ и граничных условиях (ср. [7]).

$$E_o(0) = (8\pi q_o/c)^{1/2}(1 - n_e/n_c)^{-1/4}; \quad n_1(0) = n_2(0) = 0; \quad E_1(l) = 0, \tag{2}$$

где q_o — плотность потока энергии волны накачки в вакууме. Пренебрежение диссипацией звука ограничивает толщину слоя условием $kl < (m_i/m_e)^{1/2}$.

Система уравнений (1) имеет первые интегралы

$$|E_o|^2 - |E_1|^2 = C_1; \qquad \frac{|E_1|^2}{8\pi n_c \kappa T_e} + a\left(|n_1|^2 + \frac{1}{2}|n_2|^2\right) = C_2;$$

$$\operatorname{Im}\left(\frac{E_o E_1^*}{8\pi n_c \kappa T_e} n_1^* - n_1^2 n_2^*\right) = 0 \qquad (\text{при } \Delta k = 0), \tag{3}$$

причем с учетом (2) коэффициент отражения $R = |E_1(0)/E_o(0)|$ связан с C_1 соотношением $C_1 = E_o^2(0)(1 - R^2)$.

Вводя амплитуды и фазы волн $E_i = |E_i| \exp i\Phi_i$, $n_m = |n_m| \exp i\psi_m$ с учетом (2) и (3) приведем систему (1) к следующему виду

$$\frac{dz}{d\xi} = -\frac{1}{2}\sqrt{fF}; \qquad \frac{dy}{d\xi} = -\frac{R\sqrt{2}}{a} f\cos\chi; \qquad \frac{d\chi}{d\xi} = \frac{R\sqrt{2}}{ay}(f - y^2)\sin\chi, \tag{4}$$

где $\xi = kxE_o(0)\sqrt{a/8\pi n_c \kappa T_e}$; $|E_o(x)|^2 = E_o^2(0)[1 - R^2(1 - z^2)]$; $\chi = \psi_2 - 2\psi_1$; $|n_2| = yRE_o(0)/\sqrt{4a\pi n_c \kappa T_e}$; $f(y,z) = 1 - z^2 - y^2$; $F(y,z,\chi,R) = 1 - R^2(1 - z^2) - 2\frac{R^2}{a^2}\frac{y^2}{z^2}f(y,z)\sin^2\chi$. Обозначая далее $p = (kl/\pi) \times E_o(0)\sqrt{a/8\pi n_c \kappa T_e}$, согласно (4) имеем следующее соотношение, определяющее $R(p)$:

$$\pi p/2 = \int_0^1 dz\, F^{-1/2}(y(z), z, \chi(z), R). \tag{5}$$

В обычной трехволновой теории ($y = 0$) правая часть формулы (5) равна $K(R)$, где K — эллиптический интеграл. Отсюда следует известный результат (см. [7]) о том, что отражение возникает при превышении порога $p = 1$, а вблизи порога $R^2 \approx 4(p - 1)$.

Рассмотрим следствия нашей системы уравнений (4) в околопороговой области $R \ll 1$ в предположении $1 - z^2 \gg y^2$, что означает малости амплитуды второй гармоники по сравнению с основным возмущением. При этом имеем $y\sin\chi = 0$, что позволяет положить $\chi = \pi$. Решение уравнения для y находится в явном виде $y(z) = (R\sqrt{2}/a)(\arccos z - z\sqrt{1 - z^2})$, что согласно (5) дает

$$R^2 = \frac{4a^2}{a^2 + 2}(p - 1). \tag{6}$$

Поскольку в разреженной плазме $a << 1$, то имеем резкое уменьшение коэффициента отражения, по сравнению с результатом трехволновой теории. Физически это соответствует тому, что генерация второй гармоники звука значительно более эффективный процесс насыщения ВРМБ, чем истощение волны накачки. При

$$R \sim 2a/\pi \quad . \tag{7}$$

амплитуды второй и высших гармоник звука сравниваются с основной. Значение (7) следует считать предельным, ибо при опрокидывании фронта звуковой волны можно ожидать возникновения эффективной турбулентной диссипации звука.

Эффект подавления ВРМБ сохраняется и в неоднородной плазме, где в отличие от абсолютной неустойчивости, приводящей к (6), имеет место конвективное усиление [1].

Пренебрегая истощением накачки, считая $\Delta k = akx/L$ линейной функцией координаты (здесь $x = 0$ – точка фазового синхронизма волн, а L – масштаб неоднородности плотности плазмы в этой точке), и принимая

$$E_1(x) = E_1 \exp\left(-\frac{i}{2}\int^x \Delta k dx + \frac{i}{2}\int^x q dx\right); \quad n_m(x) = n_m \exp\left(-\frac{im}{2}\int^x \Delta k dx - \frac{im}{2}\int^x q dx\right),$$

получаем из (1) уравнение эйконала

$$\frac{q^2(x)}{k^2} = a^2\frac{x^2}{L^2} + a\frac{E_o^2(0)}{8\pi n_c \kappa T_e} - |n_1|^2 \frac{akx - qL}{akx + qL} \,. \tag{8}$$

Усиление волн возникает лишь тогда, когда две точки остановки волн $x_t (q(x_t) = 0)$ в комплексной плоскости x имеют одинаковые действительные части. Из (8) имеем $x_t = \pm i\frac{L}{a}(aE_o^2(0)/8\pi n_c \kappa T_e - |n_1|^2)^{1/2}$. Отсюда следует, что ВРМБ прекращается когда интенсивность звуковых возмущений достигает уровня $|n_1|^2 \approx aE_o^2(0)/8\pi n_c \kappa T_e$. Имея ввиду интеграл C_2 (3) находим $max|E_1|^2 \lesssim a^2 E_o^2(0)$. Эта оценка отвечает полученному выше (7) ограничению на коэффициент отражения.

Найденное предельное значение локального коэффициента отражения позволяет оценить полное ослабление мощного излучения за счет ВРМБ при его распространении в разреженной плазме. Из (8) (см., также, [8]) следует, что эффективная длина резонансного взаимодействия волн $\Delta x \sim LE_o(0)/\sqrt{8a\pi n_c \kappa T_e}$. Это позволяет записать следующее уравнение для потока энергии волны накачки q_o.

$$\frac{dq_o}{dx} \approx \frac{\Delta q_o}{\Delta x} \approx -\frac{R^2}{L}(aq_o c n_c \kappa T_e)^{1/2} \lesssim -\frac{a^{5/2}}{L}(q_o c n_c \kappa T_e)^{1/2} .$$

Отсюда видно, что при распространении излучения в плазме из вакуума до плотности $n_{e\,max}$ возникает отраженный поток $q_{отр} \lesssim 2/5\, a_{max}^{5/2} \times$

$\times (q_0 c n_c \kappa T_e)^{1/2}$, в условиях $n_{e\,max} << n_c$ составляющий малую долю падающего потока энергии, независимо от масштаба неоднородности плотности.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 августа 1981 г.

Литература

[1] *Галеев А.А., Лаваль Г., О'Нейл Т., М.Н.Розенблют, Сагдеев Р.З.* Письма в ЖЭТФ, **17**, 1973, 48; ЖЭТФ, **65**, 1973, 973.

[2] *Красюк И.К., П.П.Пашинин, Прохоров А.М.* Письма в ЖЭТФ, **17**, 1973, 130.

[3] *Chen F.F.* Proc. of Int. Conf. on Plasma Phys., **2**, Nagoya, Japan, 1980, 345.

[4] *Виноградов А.В., Зельдович Б.Я., Собельман И.И.* Письма в ЖЭТФ, **17**, 1973, 271.

[5] *Горбунов Л.М.* ЖЭТФ, **65**, 1973, 990; *Горбунов Л.М., Домрин В.И., Салихов Д.К.* Краткие сообщения по физике ФИАН, №9, 1981.

[6] *Karttunen S.J., Salomaa R.R.E.* Phys. Lett., **72A**, 1979, 336.

[7] *Kroll N.* J.Appl. Phys., **36**, 1965, 34; *Горбунов Л.М.* ЖЭТФ, **67**, 1974, 1382; *Andersson D., Wilhelmsson H.* Nuclear Fusion, **14**, 1974, 537.

[8] *Andersson D., Wilhelmsson H.* Phys. Lett., **50A**, 1974, 383.