УДК 533.9

ДВОЙНОЕ ВРМБ В ПЛАЗМЕ С ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ОТРАЖЕНИЯ

В.П. Силин, В.Т. Тихончук, М.В. Чеготов

Показано, что при наличии мелкомасштабных неоднородностей поверхности отражения электромагнитных волн в плазме порог ДВРМБ определяется усредненным значением коэффициента отражения. При этом рассеянное назад излучение имеет две составляющие: коллимированную и диффузную.

Рассеянное излучение, возникающее из плазмы, создаваемой лазерным излучением на поверхности плоской твердой мишени, наряду с отражением зеркально и назад содержит также и диффузную составляющую /1,2/. Ее обычно связывают с мелкомасштабной неоднородностью плазмы, обусловленной неоднородностью материала мишени и неоднородностью распределения интенсивности лазерного излучения в поперечном сечении пучка накачки в плазме. Хотя интенсивность диффузной составляющей невелика, наличие мелкомасштабных возмущений плотности может существенно повлиять на параметрические процессы /3,4/. В настоящей работе исследовано влияние стационарных флуктуаций плотности плазмы на двойное вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна (ДВРМБ) /5/ – процесс, определяющий отражение назад при наклонном падении лазерного излучения на плазму /6/.

Рассмотрим плазменный слой $0 < x < L$, толщина которого $L(y,z) = L_0 + \delta x(y,z)$ флуктуирует относительно среднего значения L_0 с амплитудой $\delta = \sqrt{\langle(\delta x)^2\rangle}$ и масштабом l. Плотность плазмы $n_e = \bar{n}_e + \Delta n(\mathbf{r})$ в среднем однородна, но испытывает флуктуации с амплитудой $\delta n_e = \sqrt{\langle(\Delta n)^2\rangle}$ и масштабом l_n. Предполагаем, что масштабы l, L_0, l_n велики по сравнению с длиной волны лазерного излучения λ_0 и, кроме того, выполнены условия

$$l_n \gg \sqrt{L_0\lambda_0}(8n_e/\bar{n}_e), \quad \delta \ll l\sqrt{\lambda_0/L_0}\,, \tag{1}$$

обеспечивающие применимость укороченных уравнений для описания полей падающей (E_{01}) и отраженной (E_{0-1}) волн накачки и рассеянных волн ($E_{-1\pm1}$) /5,7/

$$\begin{gathered}
[(\mathbf{k}_{0\sigma}\nabla) + i\,\frac{\omega_0^2}{2c^2}\,\frac{\Delta n_e}{n_c}\,]E_{0\sigma} = -i\,\frac{\omega_0^2}{2c^2}\,\frac{\delta n_S}{n_c}\,E_{-1\sigma},\\
[-(\mathbf{k}_{0-\sigma}\nabla) + i\,\frac{\omega_0^2}{2c^2}\,\frac{\Delta n_e}{n_c}\,]E_{-1\sigma} = -i\,\frac{\omega_0^2}{2c^2}\,\frac{\delta n_S^*}{n_c}\,E_{0\sigma}.
\end{gathered} \tag{2}$$

Здесь $k_{ox} = (\omega_0/c)\sqrt{\cos^2\theta_0 - \bar{n}_e/n_c} \equiv (\omega_0/c)\cos\theta$, $k_{oy} = (\omega_0/c)\sin\theta_0$, $k_{oz} = 0$; n_c – критическая плотность; ω_0 – частота волн накачки, θ_0 – ее угол падения. Для амплитуды звука δn_S на частоте $\omega = 2k_{oy}v_S$ (v_S – скорость звука) используем релаксационное уравнение

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_S\right)\delta n_S = -i\,\frac{n_e\omega\omega_0\cos\theta_0}{32\pi n_c\kappa_B Tck_{ox}}\sum_{\sigma=\pm1} E_{0\sigma}E^*_{-1\sigma} + Q_S, \tag{3}$$

считая декремент затухания достаточно большим: $\omega \gg \gamma_S \gg v_S/L_0$. В (3) κ_B – постоянная Больцмана, T – температура, Q_S – источник тепловых флуктуаций звука.

Граничные условия для уравнений (2) отвечают отсутствию стоксовой волны (E_{-11}), бегущей вглубь, на передней границе плазмы $(x = 0)$ и зеркальному отражению волн от задней границы $(x = L)$ с коэффициентом отражения $r(y,z)\exp(i\varphi(y,z))$. Масштаб флуктуаций r и φ предполагаем того же порядка, что и масштаб флуктуаций толщины слоя l.

Для нахождения порога ДВРМБ достаточно ограничиться линейным приближением $|E_{-1\sigma}| \ll |E_{0\sigma}|$. Тогда для функций $F_\sigma = E_{-1\sigma}/E^*_{0-\sigma}$ из (2), (3) получаем следующую систему уравнений:

$$(k_{0-\sigma}\nabla)F_\sigma = -K_\sigma k_{ox}\left(\frac{F_1 + F_{-1}}{1 - i\Delta} - \psi_\sigma\right), \tag{4}$$

где $K_\sigma = [\omega \bar{n}_e \omega_0^2 |E_{0\sigma}|^2/64\pi n_c^2 \gamma_S \kappa_B T c^2 k_{0x}]$; Δ – отстройка частоты стоксовой волны от резонансного значения $\omega_0 - 2k_{oy}v_S$ (в единицах γ_S); ψ_σ – термофлуктуационный источник, пропорциональный Q_S. Граничные условия к (4) имеют вид $F_1(x = 0,y,z) = 0$, $F_{-1}(x = L,y,z) = r^2(y,z)F_1(x = L,y,z)$. Отметим, что объемные флуктуации плотности не входят в (4) и, следовательно, не влияют на ДВРМБ.

Функции $u(x,y) = (x + y\,\mathrm{ctg}\,\theta)/2$ и $v(x,y) = (x - y\,\mathrm{ctg}\,\theta)/2$ являются характеристиками уравнений (4). Это позволяет вместо x, y ввести новые координаты $\zeta = \int_0^{L-u} K_1(u')du'$, $\eta = \int_0^{v} K_1(v')dv'$ (считаем, что пучок накачки занимает область $0 > y > -d/\cos\theta$) и выразить решение (4) при $r^2 \ll 1$ через значения функции F_1 на поверхности отражения (где $\zeta = \eta$):

$$F_1(\eta,\zeta) = F_1(\zeta,\zeta)\exp\left(\frac{\eta-\zeta}{1-i\Delta}\right) + \frac{1}{1-i\Delta}\int_\zeta^\eta dt\left(1 + \frac{t-\eta}{1-i\Delta}\right)F_1(t,t)\,r^2(t)\exp\left(\frac{\eta-t}{1-i\Delta}\right) +$$
$$+ \int_\zeta^\eta dt\,\psi_1(t,\zeta)\exp\left(\frac{\eta-t}{1-i\Delta}\right). \tag{5}$$

Для нахождения $F_1(\zeta,\zeta)$ используем граничное условие при $x = 0$. При этом $\eta = \zeta - \kappa$, где $\kappa = \int_v^{v+L(y)} K_1(v')dv'$ – коэффициент усиления, $v \equiv v(x = 0,y)$. Полагая $\eta = \zeta - \kappa$, в (5) получим:

$$F_1(\zeta,\zeta) = \frac{1}{1-i\Delta}\int_{\zeta-\kappa}^{\zeta} dt\,r^2(t)F_1(t,t)\left(1 + \frac{t-\zeta+\kappa}{1-i\Delta}\right)\exp\left(\frac{\zeta-t}{1-i\Delta}\right) + \int_{\zeta-\kappa}^{\zeta} dt\,\psi_1(t,\zeta)\exp\left(\frac{\zeta-t}{1-i\Delta}\right). \tag{6}$$

Для крупномасштабных шероховатостей $(l > L_0)$ в (6) r^2 можно считать постоянным на области интегрирования $\Delta\zeta \sim \kappa$. При этом порог ДВРМБ определяется локальным значением коэффициента отражения. В тех областях плазмы, где $r^2 > \frac{1}{2}e^{-\kappa}$ порог превзойден, в областях с меньшим значением r^2 рассеяние отсутствует.

Для мелкомасштабных шероховатостей $(l \ll L_0)$ в (6) можно заменить r^2 его средним значением $\langle r^2 \rangle$. Тогда, решая уравнение (6) методом Лапласа, находим:

$$F_1(\zeta,\zeta) = \int dq\,e^{q\zeta}A(q)/D(q,\Delta,\kappa),$$

где A определяется флуктуационным источником, а дисперсионная функция

$$D(q,\Delta,\kappa) = 1 - \langle r^2 \rangle\,\frac{2 - q(1-i\Delta)}{[1 - q(1-i\Delta)]^2}\,\exp\left[\left(\frac{1}{1-i\Delta} - q\right)\kappa\right]$$

отличается от соотношения (6) работы /8/ лишь тем, что вместо коэффициента отражения от гладкой поверхности входит среднее значение $\langle r^2 \rangle$.

В соответствии с /8/ ДВРМБ возбуждается при $\kappa > \ln(1/2\langle r^2 \rangle)$ и носит характер пространственного усиления вдоль оси y с инкрементом $K_1 \mathrm{Re}\, q_* \sim 1/L_0$, где q_* – решение дисперсионного уравнения $D(q_*, \Delta, \kappa) = 0$.

Поскольку масштаб осцилляций $F_1(\zeta,\zeta)$, определяемый $\mathrm{Im}\, q_*$, по порядку величины сравним с L, для поля выходящего из плазмы рассеянного излучения имеем:

$$E_{-1-1}(x=0,y,z) = E_0^*(y,z)\,[r^2(y+L\,\mathrm{tg}\theta)F_1(x=L,\, y+L\,\mathrm{tg}\theta) + \frac{\langle r^2 \rangle}{1-i\Delta}\,\frac{1}{2}\mathrm{ctg}\theta \times$$

$$\times \int\limits_{y-2L\,\mathrm{tg}\theta}^{y} dy' K_1(y')F_1(x=L,\, y',\, z)\exp\Big(\int\limits_{-(1/2)y'\mathrm{ctg}\theta}^{-(1/2)y\,\mathrm{ctg}\theta} dy'' \frac{K_1(y'')}{1-i\Delta}\Big)]. \qquad (7)$$

Здесь первое слагаемое в квадратных скобках отвечает свободному распространению рассеянных волн от задней границы, второе – результат взаимодействия отраженной волны накачки со звуком.

Согласно (7), угловое уширение рассеянного назад излучения возникает лишь для мелкомасштабных неоднородностей и описывается первым слагаемым в квадратных скобках. Второе слагаемое описывает коллимированное отражение назад с угловым разбросом $\delta\theta \sim \lambda_0/L_0$. Отношение интенсивности диффузной компоненты (I_g) к интенсивности коллимированной I_k определяется уровнем флуктуаций

$$I_g/I_k \sim (r^2 - \langle r^2 \rangle)/\langle r^2 \rangle.$$

Таким образом, в настоящей работе показано, что мелкомасштабная шероховатость поверхности отражения электромагнитных волн влияет на ДВРМБ двояким образом. Во-первых, увеличивается порог возбуждения ДВРМБ, который определяется усредненным значением коэффициента отражения. Во-вторых, рассеянное назад излучение на стоксовой частоте содержит не только коллимированную, но и диффузную составляющую с угловой шириной $\delta\theta \sim \lambda_0/l$, определяемой масштабом шероховатостей. Интенсивность диффузной составляющей определяется уровнем флуктуаций коэффициента отражения.

Отраженное в зеркальном направлении излучение на несмещенной частоте ω_0 также содержит диффузную составляющую. Однако, в отличие от отражения назад, ее угловое уширение определяется одновременно двумя факторами: уширением за счет пространственных флуктуаций плотности δn_e, равным λ_0/l_n; шероховатостью поверхности, приводящей к уширению порядка δ/l. Поэтому диффузная компонента на несмещенной частоте должна быть более уширенной и составлять большую часть в отраженном на частоте ω_0 излучении, чем диффузная составляющая на стоксовой частоте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Eidmann K., Sigel R., in Laser Interaction and Related Phenomena. Ed. by Scwarz H. J., Hora H. Vol 3, Plemun Press, 1974.
2. Maaswinkel A., Sigel R. Phys. Rev. Lett., **42**, 1625 (1979).
3. Зозуля А. А., Силин В.П., Тихончук В.Т. Физика плазмы, **12**, 350 (1986).
4. Barr H., Chen F. F. Preprint PPG-998, University of California, Los Angeles (1986).
5. Зозуля А.А., Силин В.П., Тихончук В.Т. Письма в ЖЭТФ, **38**, 48 (1983); ЖЭТФ, **86**, 1296 (1984).
6. Banfi G.P. Z. Phys. B – Condenced Matter, **62**, 51 (1985).
7. Силин В.П., Тихончук В.Т., Чеготов М.В. Письма в ЖЭТФ, **43**, 102 (1986).
8. Силин В.П., Тихончук В.Т., Чеготов М.В. ЖТФ, **57**, (1987).

Поступила в редакцию 3 апреля 1987 г.