

ДВОЙНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА – БРИЛЛЮЭНА КАК МЕХАНИЗМ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

В.П.Силин, В.Т.Тихончук, М.В.Чеготов

Показано, что для стационарных нелинейных режимов ДВРМБ в поле фазово-модулированной волны накачки рассеянная стоксова волна обладает обращенным волновым фронтом.

Вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ) в конденсированных средах широко используется для обращения волнового фронта (ОВФ) ¹. Для ОВФ мощного лазерного излучения с интенсивностью выше порога пробоя в качестве нелинейной среды можно использовать только плазму. Однако ОВФ при ВРМБ в плазме наблюдалось лишь в небольшом числе экспериментов, поскольку обычно ВРМБ носит характер конвективной неустойчивости, а размер плазмы оказывается недостаточным для достижения требуемого для ОВФ высокого коэффициента усиления рассеянного поля. От этих недостатков свобод-

но явление двойного ДВРМБ (ДВРМБ) ^{2, 3} в поле двух встречных волн при наличии в плазме поверхности отражения. Ниже найдены условия, при которых возникающее при ДВРМБ рассеянное стоксово излучение имеет волновой фронт, обращенный по отношению к волновому фронту падающего излучения и показано, что благодаря низкому порогу и абсолютному характеру неустойчивости явление ДВРМБ может составить основу нового метода ОВФ мощного лазерного излучения в плазме.

Пусть s -поляризованное электромагнитное излучение с длиной волны λ_0 падает под углом θ_0 на плазму, неоднородную вдоль оси X . Предполагается, что в плазме, имеется поверхность ($x = l$), зеркально отражающая падающие на нее электромагнитные волны. В условиях достаточно сильного затухания звука (γ_S — декремент, ω_S — частота) и сравнительно большого масштаба неоднородности a волнового фронта падающего на плазму излучения

$$\lambda_0/a \ll \gamma_S/\omega_S \ll 1,$$

укороченные уравнения для медленно меняющихся амплитуд падающей (E_{01}), отраженной (E_{0-1}), рассеянных стоксовых ($E_{-1\sigma}$) ($\sigma = \pm 1$) и звуковой (ν) волн имеют вид ²:

$$(\mathbf{k}_{0\sigma} \nabla) E_{0\sigma} = -(\omega_{Le}^2/2c^2)\nu E_{-1\sigma}, \quad (\mathbf{k}_{-1\sigma} \nabla) E_{-1\sigma} = (\omega_{Le}^2/2c^2)\nu^* E_{0\sigma}, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_S\right)\nu = \frac{\omega_S}{32\pi n_c \kappa_B T} \sum_{\sigma = \pm 1} E_{0\sigma} E_{-1\sigma}^*, \quad (2)$$

где $\mathbf{k}_{0\sigma}, \mathbf{k}_{-1\sigma} = -\mathbf{k}_{0-\sigma}$ — волновые векторы волн накачки и рассеянных стоксовых волн. В уравнении (1) опущены временные производные амплитуд полей в предположении $\gamma_S L/c \ll \ll 1$, а также вторые производные по координатам поперек направления распространения волн, в предположении, что характерный масштаб неоднородности плотности плазмы L мал по сравнению с френелевской длиной

$$L \ll l_F = a^2/\lambda_0. \quad (3)$$

В том случае, когда вблизи границы плазмы ($x = 0$) падающая электромагнитная волна модулирована только по фазе $E_{01}(x = 0, y, t) = E_0 \exp[i\psi(y \cos \theta_0)]$, а входящая стоксова волна отсутствует $E_{-11}(x = 0, y, t) = 0$, стационарные решения системы уравнений (1), (2) имеют следующий вид:

$$E_{0\sigma}(x, y) = E_0 e_{0\sigma}(x) \exp[i\psi(y \cos \theta_0 - (l + \sigma(x - l)) \sin \theta_0)], \quad (4)$$

$$E_{-1\sigma}(x, y) = E_0 e_{-1\sigma}(x) \exp[-i\Omega t - iQy - i\psi(y \cos \theta_0 + (l + \sigma(x - l)) \sin \theta_0)],$$

где Ω — отстройка частоты стоксовой волны от резонансного значения $\omega_S = 2k_0 v_S \sin \theta_0$, а $Q \ll \omega_0/c$. Решение следующих из (1), (2), (4) уравнений для функций $e_{\mu\sigma}(x)$ совместно с граничными условиями определяет распределение полей волн в слое и величину частотного сдвига $\Omega(Q)$. Поскольку поле рассеянной волны на границе $x = 0$ согласно (4) имеет вид

$$E_{-1-1}(x = 0, y, t) = e_{-1-1}(0) e^{-i\Omega t - iQy} E_{01}^*(x = 0, y), \quad (5)$$

то волновой фронт рассеянного назад излучения ($Q = 0$) вне плазмы (при $x < 0$) оказывается обращенным по отношению к фронту падающей волны накачки. Для $Q \neq 0$ рассеянная волна распространяется под углом $\delta\theta \approx Qc/\omega_0 \cos \theta_0$ навстречу волне накачки. Отклонение направления распространения на угол $\delta\theta$ приводит к повороту на тот же угол и волнового фронта рассеянной волны. При этом, согласно (5), фронт рассеянной волны подобен фронту падающей волны с отношением масштабов $\cos(\theta_0 + \delta\theta)/\cos \theta_0$. Таким образом стационарные нелинейные состояния ДВРМБ (4) отвечают излучению рассеянных волн с обращенным фронтом независимо от угла рассеяния $\delta\theta$.

Анализ системы уравнений (1), (2) для случая однородного слоя плазмы с толщиной l относительно возбуждения стационарных состояний (4) приводит к следующему дисперсионному уравнению, определяющему порог ДВРМБ и сдвиг частоты Ω в зависимости от параметра $\Delta = Qlctg\theta_0$

$$\exp(\rho_2 - \rho_1) = [\beta(1+r^2) - \rho_1 - i\Delta] / [\beta(1+r^2) - \rho_2 - i\Delta], \quad (6)$$

где $\beta = \kappa / (1 - i\Omega/\gamma_S)$, $\rho_{1,2} = \frac{1-r^2}{2}\beta \pm \left[\left(\frac{1-r^2}{2}\beta \right)^2 - \Delta^2 - i\Delta\beta(1+r^2) \right]^{1/2}$, r — амплитудный коэффициент отражения волн от задней границы, $\kappa = |E_0|^2 n_e \omega_S \omega_0^2 l : (64 \pi n_c^2 \kappa_B T k_{01x} \gamma_S)$ — коэффициент усиления конвективного ВРМБ.

Дисперсионное уравнение (6) не содержит масштаба неоднородности фронта падающего излучения, поэтому фазовая модуляция в условиях (3) не влияет на порог ДВРМБ. Минимальный порог достигается для рассеяния назад ($Q=0$) и совпадает с минимальным порогом ДВРМБ в поле волны накачки с плоским фронтом. Зависимость $\kappa_{th}(\Delta)$ для случая $r^2 = 1$ приведена на рис. 1.

Для $Q=0$ уравнения для функций $e_{\mu\sigma}(x)$ совпадают с уравнениями, полученными в работе ² в случае волны накачки с плоским фронтом. Поэтому можно ожидать, что уже при двухкратном превышении порога коэффициент конверсии фазово-модулированной волны накачки в обращенную волну будет $\approx r^2$.

Эффект ОВФ в условиях ДВРМБ возникает в сравнительно тонком слое (3) в результате брэгговского отражения падающего излучения на звуке, возбуждаемом волнами, распространяющимися под углом $2\theta_0$. Для выделения первого порядка брэгговского отражения, соответствующего волне с ОВФ, достаточно чтобы толщина слоя удовлетворяла условию $L \gg \lambda_0 / \theta_0^2$. В этом отношении явление ОВФ при ДВРМБ подобно ОВФ при четырехволновом смещении (см., например ¹, гл. 6) с тем отличием, что в нашем случае и вторая "опорная" волна с сопряженным волновым фронтом рождается в процессе ВРМБ. В условиях конвективного ВРМБ пространственная структура, обеспечивающая ОВФ, создается лучами, распространяющимися почти навстречу друг другу под малыми углами $\Delta\theta \sim a/\lambda_0$. Поэтому для дискриминации необращенных компонент требуется значительно большая длина нелинейной среды $L \gg a^2/\lambda_0$, которую в плазме реализовать затруднительно.

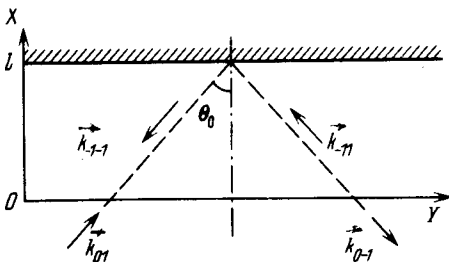


Рис. 1

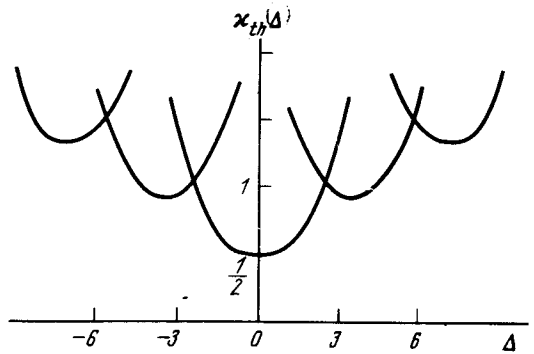


Рис. 2

Рис. 1. Схема распространения взаимодействующих волн в случае ДВРМБ

Рис. 2. Зависимость порога ДВРМБ в поле фазово-модулированной накачки от угла распространения рассеянного излучения в случае полностью отражающей задней границы

Если падающее излучение в плазме модулировано по амплитуде, эффект ОВФ при ДВРМБ может и не иметь места. Например, если в падающем световом пучке имеются "пятна" с масштабом $a \gg L$ и интенсивностью ниже пороговой, то такие участки вообще не будут

воспроизведены в отраженном назад излучении. Кроме того стационарные нелинейные состояния (4) оказываются неустойчивыми при достаточно больших превышениях порога ДВРМБ⁴. Поэтому ОВФ с хорошим качеством в плазме можно получить при не слишком большом превышении порога ДВРМБ и при не слишком сильной амплитудной модуляции фронта падающего излучения.

Литература

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985.
2. Зозуля А.А., Силин В.П., Тихончук В.Т. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 48.
3. Silin V.P., Tikhonchuk V.T. Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, Invited papers, II, p. 877, Lausanne, 1984.
4. Силин В.П., Тихончук В.Т., Чеготов М.В. Сателлитный режим ДВРМБ. Препринт ФИАН № 137, М.: 1985; **Физика плазмы**, 1986, 12, №2.

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

Поступила в редакцию
5 декабря 1985 г.