

УДК 533.95

ДВОЙНОЕ ВРМБ ВОЛНЫ НАКАЧКИ СО СЛОЖНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРОЙ В ПЛАЗМЕ

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

Исследовано вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна в плазме с отражающей границей в случае, когда наклонно падающее излучение имеет сложный волновой фронт. Определена зависимость порога ДВРМБ от направления выхода рассеянной волны. Для фазово-модулированной накачки найдены нелинейные стационарные состояния ДВРМБ, отвечающие выходу рассеянного излучения под углом к падающему пучку, и исследована устойчивость таких состояний. Указаны условия, в которых в процессе ДВРМБ возможно обращение волнового фронта накачки.

1. Наиболее низкопороговым среди процессов вынужденного рассеяния (ВР) с малым смещением частоты является двойное ВР Мандельштама—Бриллюэна (ДВРМБ), отвечающее совместному рассеянию падающей наклонно и отраженной зеркально от плотных слоев плазмы волн накачки на общей звуковой волне, распространяющейся параллельно поверхности отражения [1].

В работах [1-4] в модели одномерно-неоднородной плазмы и безграничной плоской монохроматической волны накачки были построены нелинейные состояния ДВРМБ, отвечающие излучению рассеянных волн в направлении назад по отношению к падающей волне накачки и исследована устойчивость таких нелинейных состояний.

В работе [5] было указано на то, что ДВРМБ может сопровождаться обращением волнового фронта (ОВФ) возбуждающего излучения. Низкие потоки и малая толщина слоя плазмы, требуемые для возбуждения ДВРМБ, являются привлекательными чертами двойного рассеяния с точки зрения использования этого явления для ОВФ. В этой связи представляется важным более детальное исследование явления ДВРМБ в условиях, когда излучение накачки представляет собой пучок конечного размера с неоднородным распределением фазы по сечению.

Ниже для пучка накачки, ограниченного в поперечном направлении, показано, что ДВРМБ имеет характер конвективной вдоль поверхности плазмы неустойчивости, и указаны условия, в которых закономерности ДВРМБ, возбуждаемого в результате абсолютной неустойчивости в поле пространственно-неограниченной волны накачки, сохраняются и для пространственно-ограниченного пучка накачки. В случае фазово-модулированной волны накачки исследована зависимость порога ДВРМБ от угла излучения стоксовой волны. Показано, что независимо угла излучения в плоскости падения рассеянная волна обладает обращенным волновым фронтом по отношению к падающей волне. Найдены нелинейные состояния ДВРМБ в поле фазово-модулированной накачки при выходе излучения под углом к пучку накачки. Исследована устойчивость таких состояний.

2. Рассмотрим s -поляризованное электромагнитное излучение с длиной волны λ_0 , падающее под углом θ_0 на плазму, неоднородную вдоль оси Ox с масштабом неоднородности L . Предполагается, что в плазме имеется поверхность ($x=l$), зеркально отражающая падающие на нее электромагнитные волны.

В условиях сильного затухания звука и достаточного большого характерного масштаба неоднородности фронта волны лазерной накачки a ($\lambda_0/a \ll \ll \gamma_S/\omega \ll 1$, где γ_S — декремент затухания звука) имеем следующие укороченные уравнения для медленно меняющихся амплитуд [5]:

$$(\mathbf{k}_{0\sigma}\nabla) E_{0\sigma} = -(\omega_{L\sigma}^2(x)/2c^2) \nu E_{-1\sigma} \exp \left[i\sigma \int_0^x (k_{-1x} - k_{0x}) dx' \right],$$

$$(\mathbf{k}_{0-\sigma}\nabla) E_{-1\sigma} = -(\omega_{L\sigma}^2(x)/2c^2) \nu^* E_{0\sigma} \exp \left[-i\sigma \int_0^x (k_{-1x} - k_{0x}) dx' \right], \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_S \right) \nu = \frac{\omega}{32\pi n_c \kappa_B T} \sum_{\sigma=\pm 1} E_{0\sigma} E_{-1\sigma}^* \exp \left[-i\sigma \int_0^x (k_{-1x} - k_{0x}) dx' \right], \quad (2)$$

где $\omega_{L\sigma}(x) = \omega_0 \sqrt{n_e(x)/n_c}$ — электронная ленгмюровская частота; $T = T_e + +3T_i/z$; $T_{e(i)}$ — электронная (ионная) температура; z — степень ионизации; κ_B — постоянная Больцмана. В уравнениях (1) опущены временные производные амплитуд полей в предположении $\gamma_S L/c \ll 1$, а также производные по координатам поперек направления распространения волн в предположении, что характерный масштаб неоднородности плотности плазмы L мал по сравнению с френелевской длиной

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

При выводе уравнений (1) предполагалось также, что направление рассеяния не сильно отличается от направления распространения волн накачки $|k_x| \ll k_{0x}$, где $k_x = k_{-1x} - k_{0x}$, в силу чего производные вдоль направлений $\mathbf{k}_{-1\sigma}$ можно было заменить производными вдоль $(\mathbf{k}_{0-\sigma})$.

Граничные условия для уравнений (1), (2)

$$E_{01}(0, y, t) = E_0(y, t) = |E_0| \exp[i\psi(y \cos \theta_0)], \quad E_{-11}(0, y, t) = 0, \\ E_{0-1}(l, y, t) = r e^{i\chi} E_{01}(l, y, t), \quad E_{-1-1}(l, y, t) = r \exp \left[i\chi + 2i \int_0^l k_x dx \right] E_{-11}(l, y, t), \quad (4)$$

где $|E_0| = \text{const}$, $\chi = \varphi + 2 \int_0^l k_{0x} dx$, отвечают заданному полю падающей фазово-модулированной волны накачки и отсутствию падающей рассеянной волны на входе в слой ($x=0$), а также отражению электромагнитных волн на границе $x=l$ с комплексным коэффициентом отражения $r e^{i\varphi}$ ($r \leq 1$).

3. Рассмотрим зависимость порога ДВРМБ от формы волнового фронта накачки, а также от угла $\delta\theta$ между векторами $(-\mathbf{k}_{01})$ и \mathbf{k}_{-1-1} .

Первоначально примем, что плотность плазмы постоянна $n_e = \text{const}$ при $0 < x < l$, а пучок накачки имеет неограниченно большой диаметр, т. е. интенсивность накачки на границе плазмы $x=0$ от координаты y не зависит.

Тогда анализ системы уравнений (1), (2) на устойчивость для $|E_{-1\sigma}| \ll |E_{0\sigma}|$ приводит к следующему дисперсионному уравнению, определяющему порог ДВРМБ и сдвиг частоты Ω в зависимости от параметра $q = k_x l$ — угла распространения рассеянной волны:

$$\exp(\rho_2 - \rho_1) = [\beta(1+r^2) - \rho_1 - iq][\beta(1+r^2) - \rho_2 - iq]^{-1}, \quad (5)$$

где

$$\beta = \kappa(1 - i\Omega/\gamma_S)^{-1}, \quad \rho_{1,2} = (1-r^2)\beta/2 \pm [(1-r^2)^2\beta^2/4 - q^2 - iq\beta(1+r^2)]^{1/2}, \\ \kappa = Kl; \quad K = |E_0|^2 n_e \omega_0^2 (64\pi n_c^2 \kappa_B T k_{0x} \gamma_S)^{-1}$$

— коэффициент пространственного усиления конвективного ВРМБ.

Дисперсионное уравнение (5) содержит зависимость только от интенсивности падающего излучения. Поэтому фазовая модуляция поля накачки в условиях (3) не влияет на порог ДВРМБ. Порог ДВРМБ κ_{th} и сдвиг частоты Ω определяются как функции параметра q из уравнения (5) при условии $\text{Im } \Omega = 0$. В предположении $q=0$ в соответствии с (5) находим

$$\kappa_{th, M}(q=0) = \frac{1}{1-r^2} \ln \frac{1+r^2}{2r^2} \left(1 + \left(\frac{\Omega_M}{\gamma_S} \right)^2 \right), \quad \frac{\Omega_M(q=0)}{\gamma_S} = 2\pi M \left[\ln \frac{1+r^2}{2r^2} \right]^{-1}, \quad (6)$$

где M — целое число. Очевидно, что $\kappa_{th}(q)$ и $\Omega(q)$ и при $q \neq 0$ имеют счетное множество ветвей $\kappa_{th, M}(q)$ и $\Omega_M(q)$, причем $\Omega(-q) = -\Omega(q)$, $\kappa_{th}(q) = \kappa_{th}(-q)$. Каждая ветвь $\kappa_{th, M}(q)$ имеет минимум в единственной точке q_M , в которой $\Omega_M(q)/\gamma_S \ll 1$. С ростом номера $|M|$ значение q_M и минимум $\kappa_{th, M}(q_M)$ ветви $\kappa_{th, M}(q)$ увеличиваются; кроме того, с ростом $|q - q_M|$ порог $\kappa_{th, M}(q)$ растет как $(q - q_M)^2$. Таким образом, рассеяние назад ($q=0$) обладает наименьшим по-

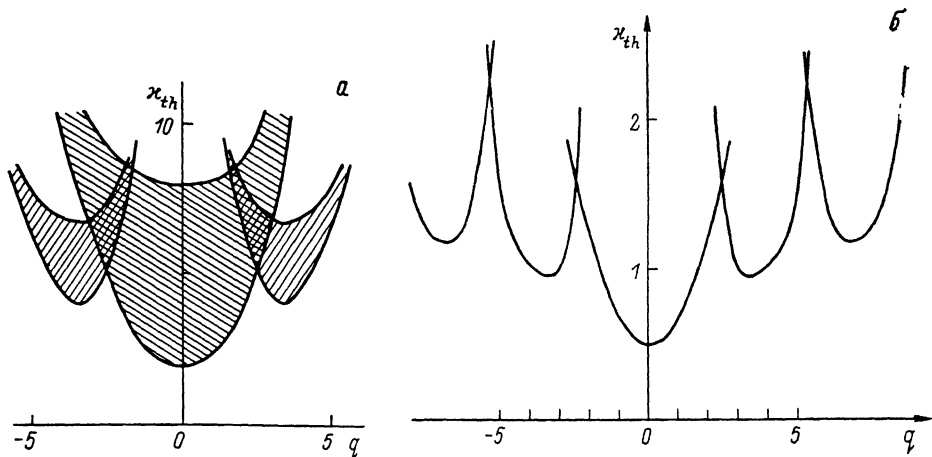


Рис. 1. Зависимости порога κ_{th} от q при $r^2=0.1$ (а), $r^2=1$ (б).
Заштрихованы области устойчивости стационарных нелинейных состояний.

рогом возбуждения. Ветви $\kappa_{th, M}(q)$ оказываются пересекающимися. Поэтому зависимость порога возбуждения рассеяния $\kappa_{th}(\kappa_{th}(q) = \min_M \kappa_{th, M}(q))$ от угла рассеяния оказывается немонотонной — в точках пресечения происходит переход с одной ветви на другую.

Для иллюстрации такой зависимости $\kappa_{th}(q)$ на рис. 1 приведены $\kappa_{\pm 1}(q)$, $\kappa_0(q)$ при $r^2=0.1$ (а) и $r^2=1$ (б).

Таким образом, при двукратном превышении минимального порога возбуждаются рассеянные волны в сравнительно узком диапазоне углов $|q| \leq 1$, $|\delta\theta| \leq 1/(k_{0x}l)$, т. е. в плоскости падения волны накачки рассеянное излучение выходит практически назад.

Вместе с тем значительно более слабая зависимость порога возбуждения от угла рассеяния имеется для волн, распространяющихся вне плоскости падения [2]. Это обусловлено возможностью выполнения условий синхронизма для таких рассеянных волн, волновой вектор которых лежит на поверхности конуса, образованного при вращении волнового вектора накачки относительно нормали к поверхности плазмы.

4. Рассмотренная выше ситуация отвечает абсолютной неустойчивости по координате x . Ее причиной является распределенная обратная связь, возникающая при взаимодействии рассеянных волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси Ox (к зеркалу и от него), с общей звуковой волной. Вместе с тем обе рассеянные волны E_{-11} и E_{-1-1} распространяются в одном направлении по оси Oy (вдоль поверхности плазменного слоя). Поэтому ДВРМБ отвечает пространственному (по координате y) усилению рассеянных волн, т. е. является конвективной неустойчивостью.

Покажем это на примере полуограниченного пучка накачки, считая, что его интенсивность на границе $x=0$ отлична от нуля при $y < 0$. Считая $|E_{-1\sigma}| \ll \ll |E_{0\sigma}|$, добавим в правые части (1), (2) источники тепловых флуктуаций на частоте стоксовой компоненты $\omega_0 - \omega$ и на звуковой частоте ω . Полагая $\mathbf{k}_{-1\sigma} = -\mathbf{k}_{0-\sigma}$, совершим преобразование Фурье рассеянных ($E_{-1\sigma}$) и звукового полей по времени, при этом $\partial/\partial t$ в уравнении (2) заменяется на $i\lambda\gamma_s$, а $E_{-1\sigma}(\mathbf{r}, t)$ и $\nu(\mathbf{r}, t)$ на $E_{-1\sigma}(\mathbf{r}, \lambda)$ и $\nu(\mathbf{r}, \lambda)$.

Для образа Лапласа

$$F_1(q) = \int_0^{\infty} d\zeta F_1 e^{-q\zeta}$$

функции

$$F_1 = r E_{-11} |E_{0-1}^*|, \quad \text{где } \zeta = K \int_0^{l-u} |E_0(x)|^2 dx, \quad u = y/2 \operatorname{ctg} \theta_0,$$

когда

$$K \int_{-u}^{l-u} |E_0(x)|^2 dx = x$$

слабо меняется по y на масштабе $2l \operatorname{tg} \theta_0$ и $r^2 \ll 1$, получим

$$F_1(q) = D^{-1}(q, \lambda, x) \left\{ \int_0^x e^{-q\zeta} \int_0^{\zeta} \psi_1 \exp\left(\frac{\zeta-t}{1-i\lambda}\right) dt d\zeta + \right. \\ \left. + \int_x^{\infty} d\zeta e^{-q\zeta} \int_{\zeta-x}^{\zeta} \psi_1 \exp\left(\frac{\zeta-t}{1-i\lambda}\right) dt \right\},$$

где ψ_1 определяется термофлуктуационными источниками, и

$$D(q, \lambda, x) = 1 - r^2 \frac{2 - q(1 - i\lambda)}{(1 - q(1 - i\lambda))^2} \exp\left(\left(\frac{1}{1 - i\lambda} - q\right)x\right). \quad (7)$$

Корень $q(\lambda, x)$ дисперсионного уравнения $D(q, \lambda, x) = 0$ при $\operatorname{Im} \lambda = 0$ и $\operatorname{Re} q > 0$ определяет пространственное вдоль слоя усиление рассеянных полей с частотой $\omega_0 - (\omega - \gamma_s \lambda)$. Пороговое условие возникновения такого усиления имеет вид $\operatorname{Re} q(\lambda, x_{th}) = 0$; при этом дисперсионное уравнение (7) совпадает с дисперсионным уравнением, полученным выше в разделе 3 (см. также [5]) для случая фазово-модулированной накачки, где роль фазовой расстройки q играет теперь $x \operatorname{Im} q$. Если $x > x_{th}(\operatorname{Im} q)$, то возможно возбуждение компоненты рассеяния при заданном $\operatorname{Im} q$. В случае значительной амплитудной модуляции накачки с масштабом $d < 2l \operatorname{tg} \theta_0$ возбуждение компонент рассеяния с $\operatorname{Im} q \neq 0$ будет приводить к возбуждению дополнительной фазовой модуляции рассеянного света за счет амплитудной модуляции накачки.

Таким образом, в условиях ограниченного в поперечном направлении пучка накачки ДВРМБ является конвективной неустойчивостью. Порог этой неустойчивости при достаточно медленном изменении вдоль слоя средней на длине $2l \operatorname{tg} \theta_0$ интенсивности накачки определяется соотношениями, найденными в [2]. Конвективное пространственное усиление вдоль слоя имеет характерную длину усиления порядка $(K |E_0|^2)^{-1} \operatorname{tg} \theta_0$. Поскольку для регистрации рассеяния коэффициент конвективного усиления должен составлять величину порядка 10, то поперечный размер пучка накачки d должен превышать некоторую критическую величину $d > d_x \sim 10 l x^{-1} \operatorname{tg} \theta_0$. Учитывая, что на пороге ДВРМБ $x \sim 1$, получим, что диаметр пучка накачки на пороге неустойчивости $d_x \sim \sim 10 l \operatorname{tg} \theta_0$ должен примерно на порядок превышать толщину слоя нелинейного взаимодействия.

5. В условиях, когда диаметр d пучка накачки превышает критическую величину d_x , амплитуды рассеянных волн, усиливаясь вдоль слоя, могут достигать значений, сравнимых с амплитудами волн накачки. В области $y \sim -d/\cos \theta_0$ происходит нелинейное насыщение амплитуд рассеянных волн (рис. 2), так что при $y < (-d_x/\cos \theta_0)$ возможно осуществление нелинейного состояния ДВРМБ.

Стационарные нелинейные решения системы (1), (2), (4) в случае фазово-модулированной накачки имеют следующий вид [5]:

$$E_{0\sigma}(x, y, t) = E_0 e_{0\sigma}(x, k_x) \exp \left[i \frac{1-\sigma}{2} \chi + i\psi(y \cos \theta_0 - (l + \sigma(x-l)) \sin \theta_0) \right],$$

$$E_{-1\sigma}(x, y, t) = E_0 e_{-1\sigma}(x, k_x) \exp \left[i \frac{1-\sigma}{2} \chi + i\sigma k_x x + i k_x (k_{0x}/k_{01y}) y - i\Omega(k_x) t - i\psi \right], \quad (8)$$

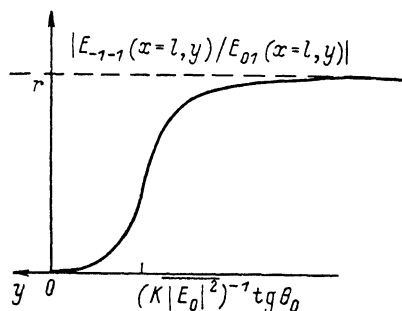


Рис. 2. Распределение E_{-1-1}/E_{01} на границе отражения $x=l$.

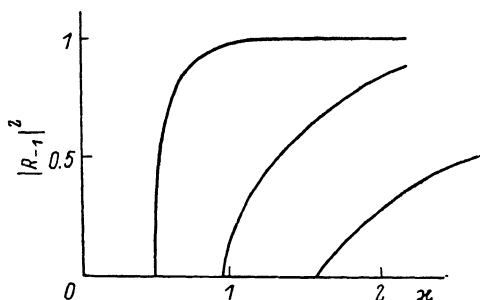


Рис. 3. Зависимости $|R_{-1}|^2$ от x при $q=0$ (1), 3.4 (2), 2.5 (3), $r^2=1$.

где $\Omega(k_x)$ — отстройка частоты стоксовой волны от резонансного значения. Поскольку поле рассеянной волны на границе $x=0$, согласно (8), имеет вид при $k_x=0$

$$E_{-1-1}(x=0, y, t) = E_{01}^*(x=0, y) e_{-1-1}(0) \exp[i\chi - i\Omega(0)t], \quad (9)$$

то волновой фронт рассеянного назад излучения ($k_x=0$) вне плазмы ($x < 0$) оказывается обращенным по отношению к фронту падающей волны накачки. Для $k_x \neq 0$ рассеянная волна распространяется под углом $\delta\theta \approx k_x c / (\omega_0 \sin \theta_0)$ навстречу волне накачки. При этом фронт рассеянной волны подобен фронту падающей волны с отношением масштабов $\cos(\theta_0 + \delta\theta)/\cos \theta_0$. Поэтому нелинейные состояния (8) отвечают излучению рассеянных волн с обращенным фронтом независимо от угла рассеяния $\delta\theta$. В силу зависимости порога от угла $\delta\theta$ наиболее легко возбуждается рассеяние в направлении назад, когда $q=0$. Это состояние оказывается неустойчивым уже при не очень больших превышениях над порогом $x_{th, 0}$ (см. [6, 7]). При этом, однако, возможно возбуждение стационарных состояний со значениями угла $\delta\theta \neq 0$ вплоть до

$$|\delta\theta| = \frac{1}{k_{01y} l} \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(\pi^2/\ln r^2) \quad (10)$$

(см. [7] и формулу (5)).

6. Рассмотрим далее нелинейные состояния ДВРМБ, когда углы отклонения $\delta\theta$ достаточно велики, так что $2q > x$. В эту область углов попадает, в частности, угол (10) при неаномально малых коэффициентах зеркального отражения ($r^2 > \exp(-\pi^2) = 5.2 \cdot 10^{-5}$). В этих условиях для решения уравнений для $e_{\mu\sigma}(x)$ применим метод медленно меняющихся амплитуд, раскладывая $e_{\mu\sigma}(x)$ в ряд по параметру $x/2q$. Амплитуды $e_{-1\sigma}(x)$ представим в виде

$$e_{-11}(x) = A(x) \exp(-iqx/l) + \frac{\beta}{2iq} e_{01}(x) e_{0-1}^*(x) B(x) \exp(iqx/l),$$

$$e_{-1-1}(x) = B(x) \exp(iqx/l) + \frac{\beta}{2iq} e_{0-1}(x) e_{01}^*(x) A(x) \exp(-iqx/l),$$

где $A(x)$, $B(x)$ — медленно меняющиеся по сравнению с $\exp(\pm iqx/l)$ функции. Для них получим уравнения

$$dA/dx = \beta |e_{01}|^2 A, \quad de_{01}/dx = -\beta^* e_{01} |A|^2, \quad (11)$$

$$dB/dx = -\beta |e_{0-1}|^2 B, \quad de_{0-1}/dx = \beta^* e_{0-1} |B|^2 \quad (12)$$

с граничными условиями

$$A(0) = -\frac{\beta}{2iq} e_{0-1}^*(0) B(0), \quad e_{01}(0) = 1, \quad A(l) r e^{-2iq} = B(l), \quad e_{0-1}(l) = r e_{01}(l). \quad (13)$$

Из уравнений (11), (12) и граничных условий (13) можно получить

$$|A(x)|^2 + |e_{01}(x)|^2 = 1, \quad |B(x)|^2 + |e_{0-1}(x)|^2 = r^2,$$

откуда, в частности, $|R_0|^2 + |R_{-1}|^2 = r^2$, где $R_0 = e_{0-1}(0)$, $R_{-1} = B(0)$. Используя эти соотношения, из решения уравнений (11), (12) получаем следующие соотношения ($\beta' = \text{Re } \beta$, $\beta'' = \text{Im } \beta$):

$$R_0 = |R_0| \exp\left(i \frac{\beta''}{\beta'} \ln \frac{r}{|R_0|}\right),$$

$$\exp(\beta(1+r^2)) = -\frac{1}{r^2} \frac{2iq}{\beta} \exp\left(\frac{2\beta}{\beta'} \ln \frac{r}{|R_0|} + 2iq\right), \quad (14)$$

определяющие R_0 и $\Omega = \gamma_s \beta''/\beta'$ при заданных x и q . Из соотношения (14) найдем, что при не очень больших надпороговостях, когда $x \ll x_{th}(q) \exp(\beta'_{th}(q))$,

$$\Omega(q) \approx \Omega_{th}(q), \quad \frac{|R_0|}{r} \approx \exp\left[-\frac{1}{2}(1+r^2) \frac{x - x_{th}(q)}{1 + \Omega_{th}^2(q)/\gamma_s^2}\right], \quad |R_{-1}| = \sqrt{r^2 - |R_0|^2}. \quad (15)$$

Таким образом, зависимость коэффициента рассеяния $|R_{-1}|$ от надпороговости оказывается экспоненциальной как и в случае рассеяния назад $q=0$ (см. [1]). Однако при этом скорость роста $|R_{-1}|$ от x оказывается уменьшенной в 2 раза ($1/2$ в показателе \exp в (15)). Такое уменьшение коэффициента конверсии в стоксову компоненту $|R_{-1}|$ обусловлено нарушением когерентной распределенной обратной связи между падающими и отраженными волнами при больших отклонениях угла рассеяния ($q > x$). Области q , далекие от окрестностей минимумов $x_{th}(q)$, характеризуются еще более медленным ростом рассеяния, поскольку при таких q рассеяние происходит на звуке со значительной отстройкой частоты от своего резонансного значения $\omega: \Omega_{th}(q) \geq \gamma_s$ (рис. 3).

Минимумы $|R_0(x, q)|$ (соответственно максимумы рассеяния $|R_{-1}(x, q)|$) как функции q при фиксированной амплитуде накачки x находятся вблизи точек q_M , так что, используя (15), в точках максимумов коэффициента конверсии в стоксову компоненту получим

$$\left(\frac{|R_{-1}|^2}{r^2}\right)_{\max, M} = 1 - \frac{|R_0(x, 0)|}{r} \pi \left(2|M| + \frac{1}{2}\right). \quad (16)$$

С ростом угла рассеяния (с ростом $|M|$) коэффициент конверсии $|R_{-1}|^2$ убывает в 2 раза, согласно (15) и (16), при увеличении угла рассеяния до значения

$$(\delta\theta)_h \approx \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda_0}{l} \sin \theta_0 \frac{r^2}{1+r^2} e^x.$$

Рост $(\delta\theta)_h$ с увеличением амплитуды поля накачки оказывается экспоненциальным, что может приводить к сильному отклонению рассеянного излучения

направлении назад. Это не слишком больших превышениях накачки над порогом ДВРМБ. В этих условиях представляется важным исследование устойчивости стационарных состояний с достаточно большим углом отклонения рассеянного излучения ($q > \times$).

7. Анализ устойчивости найденных выше нелинейных состояний можно провести способом, аналогичным изложенному в [7]. В результате получим дисперсионное соотношение

$$\exp\left(\frac{1}{2} \frac{z + z_{th}(q)}{1 - if + i\Omega(q)/\gamma_S}\right) = -|R_{-1}(z, q)|^{-2}$$

из которого можно найти частоту $\gamma_S \operatorname{Re} f$ и инкремент $\gamma_S \operatorname{Im} f$ неустойчивости стационарного состояния с $q \neq 0$ и со сдвигом частоты $\Omega(q)$. Порог неустойчивости стационарного состояния находится из условия $\operatorname{Im} f = 0$ и определяется уравнением

$$x_{in, N}(q) = -4 \ln |R_{-1}(x_{in, N}, q)| - \pi^2 (2N + 1)^2 \ln^{-1} |R_{-1}(x_{in, N}, q)| - x_{th}(q). \quad (17)$$

При $\ln(r^2 |R_{-1}(x_{in}, q)|^2) \gg 1$ имеем $x_{in} - x_{th}(q) \ll 1$, поэтому соотношение $x_{in} - x_{th} \ll 1$ выполняется при

$$x_{th}(q) = \ln \frac{1}{r^2} + 1 + \pi^2 \left(1 + \ln \frac{1}{r^2}\right)^{-1}.$$

Используя эту формулу, найдем, что стационарные состояния с углом рассеяния $\delta\theta$, удовлетворяющим неравенству

$$|\delta\theta| > \frac{1}{k_{01y} l} \frac{1}{2} \exp\left[1 + \pi^2 \left(1 + \ln \frac{1}{r^2}\right)^{-1}\right] \equiv \delta\theta_{in}, \quad (18)$$

неустойчивы уже практически на пороге своего возбуждения. Сравнение углов, определяемых правыми частями соотношений (10), (18), показывает, что при не очень малых r^2 ($r^2 > \exp\left(\frac{1}{2} - \frac{\pi}{2} \ln 2 - \pi\right) \approx 0.04$) $\delta\theta_{in}$ меньше угла (10).

Для иллюстрации результатов, следующих из соотношения (17), на рис. 1, а изображены области устойчивости нелинейных стационарных состояний при $r^2 > 0.04$. С ростом угла отклонения $\delta\theta$ области устойчивости стационарных состояний сужаются. При этом пороги неустойчивости наиболее легко возбудимых стационарных состояний, отвечающих минимумам порога $x_{th}(\delta\theta)$, с $0 < |\delta\theta| < \delta\theta_{in}$ оказываются ниже порога неустойчивости основного состояния при $\delta\theta = 0$. Рассеяние под углами $|\delta\theta|$, меньшими угла (10), но большими $\delta\theta_{in}$, нестационарно практически начиная с порога своего возбуждения, а при $|\delta\theta|$, больших угла (10), порог возбуждения рассеяния выше порога неустойчивости стационарного состояния с $\delta\theta = 0$.

При достаточно малых r^2 ($r^2 < 0.04$) порог неустойчивости основного состояния ($\delta\theta = 0$) оказывается ниже порогов неустойчивости стационарных состояний с $\delta\theta \neq 0$. При этом в результате неустойчивости стационарного состояния с $\delta\theta = 0$ возникает нестационарное рассеяние, сопровождающееся уширением диаграммы направленности стока излучения.

8. Таким образом, в настоящей работе развита теория ДВРМБ в плазме в поле пространственно-ограниченного пучка накачки. Исследована зависимость порога ДВРМБ от направления излучения рассеянной волны и показано, что с ростом угла отклонения $\delta\theta$ направления излучения от направления навстречу падающему лучу в плоскости падения порог ДВРМБ логарифмически возрастает. Нелинейные стационарные состояния рассеяния с $\delta\theta \neq 0$ отвечают излучению стока пучка с волновым фронтом, повернутым на угол $\delta\theta$ и комплексно сопряженным по отношению к волновому фронту возбуждающего светового пучка. Наибольшему коэффициенту отражения отвечает излучение стоковой волны навстречу волне накачки. При увеличении интенсивности накачки стационарное состояние ДВРМБ теряет устойчивость. При этом область устойчивости стационарных состояний сужается по мере увеличения угла отклонения излучения $\delta\theta$ от направления назад.

Обращаясь к обсуждению диаграммы направленности ДВРМБ, заметим прежде всего, что из полученной зависимости порога возбуждения и коэффициента рассеяния для стационарных состояний от угла рассеяния $\delta\theta$ следует, что при не очень больших превышениях порога осуществляется режим рассеяния с малым уширением $\Delta\theta_1 \sim \lambda_0/l$ диаграммы направленности в плоскости падения волны накачки. В то же время, как показано в работе [3], зависимость порога ДВРМБ от угла отклонения рассеяния от плоскости падения является весьма слабой, что может приводить к уширению диаграммы направленности рассеяния в направлении e_z , перпендикулярном плоскости падения. Подавления рассеяния, отклоняющегося от плоскости падения на угол, больший угла расходимости $\Delta\theta_z$ накачки в направлении e_z , можно добиться выбором формы пятна пучка накачки на плазме. Если размер L_z пучка накачки в направлении e_z мал ($L_z < 10 (\cos \theta_0)^{-1} \Delta\theta_z$), то диаграмма направленности рассеяния назад будет уширена по сравнению с падающим на плазму пучком.

Таким образом, когда пятно пучка накачки на плазме имеет достаточно малый размер в направлении, перпендикулярном плоскости падения, то при не очень больших превышениях накачки над порогом уширение диаграммы направленности рассеяния в плоскости падения $\Delta\theta_1$ весьма мало ($\Delta\theta_1 \ll \lambda_0/l$), а в направлении, перпендикулярном плоскости падения, уширение не превышает угла расходимости накачки $\Delta\theta_z$, что отвечает возможности ОВФ при ДВРМБ.

Литература

- [1] Зозуля А. А., Силин В. П., Тихончук В. Т. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 2, с. 48—50; ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 4, с. 1296—1308.
- [2] Зозуля А. А., Силин В. П., Тихончук В. Т., Чеготов М. В. Физика плазмы, 1985, т. 11, № 9, с. 1071—1079.
- [3] Chegotov M. V., Silin V. P., Tikhonchuk V. T., Zozulya A. A. Plasma Physics and Controlled Fusion, 1986, v. 28, N 2, p. 413—427.
- [4] Чеготов М. В. Кр. сообщ. по физике, 1985, № 8, с. 24—28.
- [5] Силин В. П., Тихончук В. Т., Чеготов М. В. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, № 2, с. 62—65.
- [6] Силин В. П., Тихончук В. Т., Чеготов М. В. Физика плазмы, 1986, т. 12, № 3, с. 350—361.
- [7] Силин В. П., Чеготов М. В. Препринт ФИАН, № 97. М., 1986.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
1 декабря 1986 г.
В окончательной редакции
22 сентября 1987 г.