

УДК 533.951

РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ ВОЛН ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С МОДАМИ ВОЛНОВЫХ КАНАЛОВ

A. I. Смирнов

Показано, что параметрическое возбуждение в неоднородных средах локализованных в пространстве волноводных мод приводит к качественному изменению законов отражения и поглощения падающего на среду излучения.

Под воздействием интенсивных волн в неоднородных нелинейных средах могут параметрическим образом возбуждаться локализованные собственные моды (см., например, [1–5]). Они отбирают из падающих на среду волн энергию, частично передают ее среде и частично вновь переизлучают на комбинационных частотах.

Особенности таких параметрических взаимодействий можно проследить на модельной задаче о нормальном облучении монохроматическими волнами частоты ω_0 плоскопараллельного слоя однородной нелинейной среды, вдоль которого распространяются волноводные моды частоты $\omega_0/2$ (разд. 1). Представляя согласно концепции Бриллюэна волноводные моды слоя в виде суперпозиции двух плоских волн, в случае сред со слабой квадратичной нелинейностью удается получить систему укороченных уравнений для их амплитуд (п. 1.1). Эта система учитывает нелинейное затухание волноводных мод, связанное с излучением на суммарной частоте ω_0 , и описывает нелинейные изменения коэффициентов отражения и прохождения слоя (плоская волна — п. 1.2, широкий волновой пучок — п. 1.3).

Вывод укороченных уравнений в неоднородной среде для амплитуд канализируемых волн мало чем отличается от случая однородного слоя. Однако из-за неоднородности среды в самих уравнениях появляются новые члены, приводящие к нарушению условий фазового синхронизма (п. 2.1). Это снижает эффективность нелинейного рассеяния и нелинейного поглощения (п. 2.2).

В заключение приводятся некоторые примеры и перечисляются возможные обобщения.

1. ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ СЛОЙ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

1.1. Рассмотрим локализованный в области $0 < x < L$ слой однородной среды, обладающей нелинейными свойствами. Пусть в линейном приближении в этой среде существуют распространяющиеся плоские волны с частотами ω_0 , $\omega_0/2$ и волновыми векторами $\mathbf{k}_0 = \pm k_x \mathbf{x}_0$, $\mathbf{k} = \pm (k_0/2) \mathbf{x}_0 \pm k_z \mathbf{z}_0$ (\mathbf{x}_0 и \mathbf{z}_0 — единичные орты декартовой системы координат), удовлетворяющие дисперсионному соотношению вида $\omega = \omega(k_x^2, k_y^2, k_z^2)$ *. Потребовав выполнения условий пространственно-временного синхронизма, сгруппируем эти волны в две тройки:

$$\text{a}) \quad (\omega_0, \mathbf{k}_0 \mathbf{x}_0), \quad \left(\frac{\omega_0}{2}, \frac{k_0}{2} \mathbf{x}_0 + k_z \mathbf{z}_0 \right), \quad \left(\frac{\omega_0}{2}, \frac{k_0}{2} \mathbf{x}_0 - k_z \mathbf{z}_0 \right)$$

и

* Такой вид дисперсионное соотношение имеет не только в изотропных, но и в анизотропных средах, если в качестве декартовых осей координат выбираются главные оси тензора диэлектрической проницаемости.

$$б) (\omega_0, -k_0 x_0), \left(\frac{\omega_0}{2}, -\frac{k_0}{2} x_0 + k_z z_0 \right), \left(\frac{\omega_0}{2}, -\frac{k_0}{2} x_0 - k_z z_0 \right)$$

(см. рис. 1). Слабая квадратичная нелинейность приводит к параметрическому взаимодействию внутри каждой тройки. Оно описывается стандартной системой укороченных уравнений

$$\frac{\partial A_0^{(\pm)}}{\partial t} \pm v_0 \frac{\partial A_0^{(\pm)}}{\partial x} + \Gamma_0 A_0^{(\pm)} = -2\sigma A_1^{(\pm)} A_2^{(\pm)},$$

$$\frac{\partial A_1^{(\pm)}}{\partial t} \pm v_x \frac{\partial A_1^{(\pm)}}{\partial x} + v_z \frac{\partial A_1^{(\pm)}}{\partial z} + \Gamma A_1^{(\pm)} = \sigma A_0^{(\pm)} A_2^{(\pm)*}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial A_2^{(\pm)}}{\partial t} \pm v_x \frac{\partial A_2^{(\pm)}}{\partial x} - v_z \frac{\partial A_2^{(\pm)}}{\partial z} + \Gamma A_2^{(\pm)} = \sigma A_0^{(\pm)} A_1^{(\pm)*},$$

где индексы (\pm) относятся соответственно к первой и второй тройкам волн, $A_{0,1,2}^{(\pm)}$ — амплитуды взаимодействующих волн, отнормированные таким образом, чтобы $|A_{0,1,2}^{(\pm)}|^2$ представляли собой плотности энергии в волнах, σ — коэффициент нелинейного взаимодействия, Γ_0 и Γ — линейные декременты затухания,

$$v_0 = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k_x} \right)_{\substack{\omega=\omega_0 \\ k=k_0 x_0}}$$

и

$$v = v_x x_0 + v_z z_0 = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{\substack{\omega=\omega_0/2 \\ k=(k_0/2)x_0+k_z z_0}}$$

— групповые скорости волн $A_0^{(+)}$ и $A_1^{(+)}$.

Линейное затухание волн $A_{0,1,2}^{(\pm)}$ при однократном прохождении слоя $0 < x < L$ считаем малым:

$$v = \Gamma L / v_x \ll 1, \quad v_0 = \Gamma_0 L / v_0 \ll 1. \quad (1.2)$$

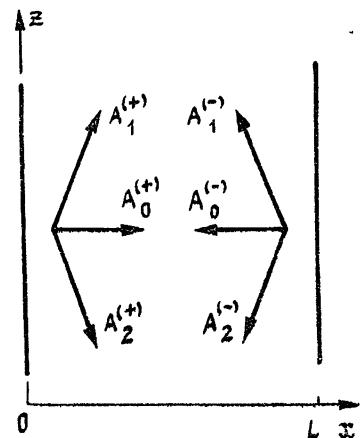


Рис. 1.

Кроме того, предполагаем, что волны $A_{1,2}^{(+)}$ и $A_{1,2}^{(-)}$ падают на границы слоя $x = L$ и $x = 0$ под углом больше угла полного внутреннего отражения:

$$A_{1,2}^{(+)}(x=0) = \exp(-i\varphi_0) A_{1,2}^{(-)}(x=0), \quad (1.3)$$

$$A_{1,2}^{(-)}(x=L) = \exp[-i(\varphi_0 + k_0 L)] A_{1,2}^{(+)}(x=L),$$

где φ_0 — изменение фазы волны при отражении. Если выполняется условие $k_0 L + 2\varphi_0 = 2\pi m$ ($m = 0, 1, \dots$), то суперпозиции волн $A_1^{(+)}, A_1^{(-)}$ и $A_2^{(+)}, A_2^{(-)}$ образуют распространяющиеся вдоль слоя волноводные моды. Заметим, что система (1.1) описывает параметрическое взаимодействие этих мод с нормально падающими на слой волнами частоты ω_0 , когда область взаимодействия $0 < x < L$ велика в масштабе $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ ($k_0 L \gg 1$, т. е. для $m \gg 1$). Отражением волн $A_0^{(+)}$ и $A_0^{(-)}$ от границ слоя пренебрегаем и считаем, что

$$A_0^{(+)}(x=0) = E_0^{(+)}(z), \quad A_0^{(-)}(x=L) = E_0^{(-)}(z) \exp(2i\varphi_0), \quad (1.4)$$

где $E_0^{(\pm)}(z)$ — распределение полей в падающих на слой волнах. Пусть при этом функции $E_0^{(\pm)}(z)$ являются плавными в масштабах L и $(v_z/v_x)L$, а на $\max |E_0^{(\pm)}|$ наложим условие

$$v_h = \max \left| \frac{\sigma E_0^{(\pm)} L}{v_x} \right| \ll 1, \quad (1.5)$$

которое означает, что волны $A_1^{(\pm)}$ и $A_2^{(\pm)}$ при наличии падающих на слой волн $E_0^{(\pm)}$ слабо взаимодействуют друг с другом на длине L . Учитывая малость параметров v и v_h , будем искать решения $A_1^{(\pm)}$ и $A_2^{(\pm)}$, удовлетворяющие граничным условиям (1.3), в виде

$$A_{1,2}^{(\pm)} = (\bar{A}_{1,2}(t, z) + \delta A_{1,2}^{(\pm)}(t, z, x)) \exp \left(i \frac{\varphi_0 \mp \varphi_0}{2} \right), \quad (1.6)$$

где $\bar{A}_{1,2}(t, z)$ и $\delta A_{1,2}^{(\pm)}(t, z, x)$ - медленные в масштабах L/v_x и L функции t и z , причем $|\delta A_{1,2}^{(\pm)}| \ll |\bar{A}_{1,2}|$. Подставляя (1.6) во второе и третье уравнения системы (1.1), из условия отсутствия секулярного нарастания во времени и вдоль координаты z малых добавок $\delta A_{1,2}^{(\pm)}$ получаем

$$\frac{\partial \bar{A}_1}{\partial t} + v_z \frac{\partial \bar{A}_1}{\partial z} + \Gamma \bar{A}_1 = \frac{\sigma}{2L} \bar{A}_2^* \left(\int_0^L A_0^{(+)} dx - e^{-2i\varphi_0} \int_L^0 A_0^{(-)} dx \right), \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial \bar{A}_2}{\partial t} - v_z \frac{\partial \bar{A}_2}{\partial z} + \Gamma \bar{A}_2 = \frac{\sigma}{2L} \bar{A}_1^* \left(\int_0^L A_0^{(+)} dx - e^{-2i\varphi_0} \int_L^0 A_0^{(-)} dx \right).$$

Пока \bar{A}_1, \bar{A}_2 малы, $A_0^{(+)}$ и $A_0^{(-)}$ в (1.7) близки к $E_0^{(+)} e^{2i\varphi}$ и $E_0^{(-)} e^{2i\varphi}$, соответственно. Если моды \bar{A}_1, \bar{A}_2 являются неустойчивыми, то по мере своего нарастания они оказывают все возрастающее влияние на функции $A_0^{(+)}$ и $A_0^{(-)}$, изменение которых, в конечном итоге, приводит к насыщению неустойчивости. В случае, когда характерные времена изменения \bar{A}_1, \bar{A}_2 велики по сравнению со временем выноса энергии из слоя $\tau = L/v_0$ и $v_0 \ll 1$, первое уравнение системы (1.1) можно упростить:

$$\frac{\partial A_0^{(\pm)}}{\partial x} \simeq \mp \frac{2\sigma}{v_0} \bar{A}_1 \bar{A}_2, \quad \bar{A}_0^{(+)}(x=0) = E_0^{(+)}, \quad \bar{A}_0^{(-)}(x=L) = E_0^{(-)}, \quad (1.8)$$

где $\bar{A}_0^{(\pm)} = A_0^{(\pm)} \exp[-i(\varphi_0 \mp \varphi_0)]$. Интегрируя (1.8), находим, что $\bar{A}_0^{(+)} = E_0^{(+)}(z) - \frac{2\sigma}{v_0} \bar{A}_1 \bar{A}_2 x$, $\bar{A}_0^{(-)} = E_0^{(-)}(z) + \frac{2\sigma}{v_0} \bar{A}_1 \bar{A}_2 (x-L)$. (1.9)

Согласно (1.9) волноводные моды \bar{A}_1 и \bar{A}_2 в среде с квадратичной нелинейностью начинают излучать волны частоты ω_0 , амплитуды которых на выходе из слоя равны $L(2\sigma/v_0)\bar{A}_1\bar{A}_2$. Это приводит к изменению плотностей потоков энергии $\Pi^{(+)} = v_0(|E_0^{(+)}|^2 - |\bar{A}_0^{(-)}(x=0)|^2)$ и $\Pi^{(-)} = v_0(|E_0^{(-)}|^2 - |\bar{A}_0^{(+)}(x=L)|^2)$, поступающих в слой через границы $x=0$ и $x=L$. Воспользовавшись (1.9), находим суммарную плотность P втекающего в слой потока энергии:

$$P = \Pi^{(+)} + \Pi^{(-)} = 8L(\text{Re}(\gamma^* \bar{A}_1 \bar{A}_2) - \beta |\bar{A}_1 \bar{A}_2|^2). \quad (1.10)$$

Здесь введены параметры

$$\gamma = \frac{\sigma}{2} (E_0^{(+)} + E_0^{(-)}) = \left| \frac{\sigma}{2} (E_0^{(+)} + E_0^{(-)}) \right| e^{i\varphi_0} \text{ и } \beta = \frac{\sigma^2 L}{v_0}, \quad (1.11)$$

характеризующие соответственно параметрическое взаимодействие волноводных мод \bar{A}_1, \bar{A}_2 с падающими на слой волнами $E_0^{(\pm)}$ и их нелинейное излучение.

Таким образом, для того чтобы описать отражающие и поглощающие свойства нелинейного слоя на частоте ω_0 , необходимо знать законы изменения амплитуд параметрическим образом возбуждаемых волноводных мод \bar{A}_1, \bar{A}_2 . После подстановки (1.9) в (1.7) получаем замкнутую систему уравнений для \bar{A}_1, \bar{A}_2 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{A}_1}{\partial t} + v_z \frac{\partial \bar{A}_1}{\partial z} + (\Gamma + \beta |\bar{A}_2|^2) \bar{A}_1 &= \gamma(z) \bar{A}_2^*, \\ \frac{\partial \bar{A}_2}{\partial t} - v_z \frac{\partial \bar{A}_2}{\partial z} + (\Gamma + \beta |\bar{A}_1|^2) \bar{A}_2 &= \gamma(z) \bar{A}_1^*. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Система уравнений (1.12) описывает параметрическое возбуждение волноводных мод \bar{A}_1 и \bar{A}_2 волнами $E_0^{(\pm)}(z)$ при учете нелинейного затухания из-за излучения волн частоты ω_0^* .

Проанализируем решение (1.12) для некоторых конкретных распределений $E_0^{(\pm)}(z)$ ($\gamma(z)$).

1.2. При двустороннем облучении слоя плоскими волнами $E_0^{(+)} = E_1 e^{\pm i\varphi_1}, E_0^{(-)} = E_2 e^{\pm i\varphi_2}$ ($E_{1,2} = \text{const}, \varphi_{1,2} = \text{const}$) $\gamma(z)$ в (1.12) является постоянной величиной. Положим в (1.12) $\partial/\partial z = 0$ («пространственно-однородный» режим) и сделаем замену $\bar{A}_{1,2} = a_{1,2} e^{i\varphi_{1,2}}$ ($a_{1,2} = |A_{1,2}|$). В итоге для суммарной фазы $\Phi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_0$ получаем следующее уравнение: $d\Phi/dt = -|\gamma| f \sin \Phi$ ($f = \frac{a_1^2 + a_2^2}{a_1 a_2} \geq 2$), из которого вытекает, что за время $\tau_0 \leq 1/2|\gamma| \cos \Phi$ выходит на стационарное значение: $\cos \Phi_{\text{ст}} = 1$. Поэтому остановимся более подробно на случае, когда $\cos \Phi = 1$. Подставляя в (1.12) $\cos \Phi = 1$, получаем

$$\frac{da_1}{dt} + (\Gamma + \beta a_2^2) a_1 = |\gamma| a_2, \quad \frac{da_2}{dt} + (\Gamma + \beta a_1^2) a_2 = |\gamma| a_1. \quad (1.13)$$

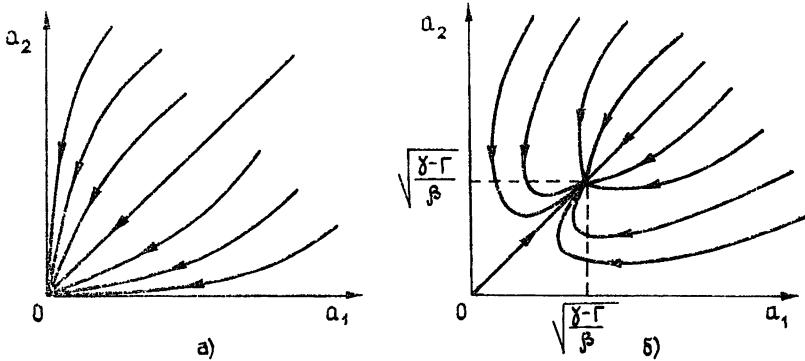


Рис. 2.

Систему (1.13) можно исследовать на фазовой плоскости (a_1, a_2) (рис. 2). Если $|\gamma| < \Gamma$, то у (1.13) имеется единственное стационарное решение $a_{1\text{ст}} = a_{2\text{ст}} = 0$, представляющее собой устойчивый узел, и независимо от начальных условий a_1 и a_2 затухают во времени (рис. 2а).

* Так как поперечная структура волноводных мод считается фиксированной, то при получении (1.12) можно и не прибегать к разложению волноводных мод по плоским волнам. В случае однородного слоя использование предварительно укороченных уравнений (1.1) не приводит к существенным упрощениям. Однако для физической интерпретации результатов и их последующего обобщения на плавно неоднородные среды (разд. 2) такой подход является вполне оправданным.

В случае же когда $|\gamma| > \Gamma$, система (1.13) имеет два стационарных состояния: 1) $a_{1\text{ст}} = a_{2\text{ст}} = 0$ (седло) и 2) $a_{1\text{ст}} = a_{2\text{ст}} = \sqrt{\frac{|\gamma| - \Gamma}{\beta}}$

(устойчивый узел). Поэтому при $|\gamma| > \Gamma$ a_1 и a_2 нарастают во времени от малого затравочного уровня до предельного значения $a_{1,2}(t \rightarrow \infty) \rightarrow \sqrt{\frac{|\gamma| - \Gamma}{\beta}}$ (рис. 2б), которому соответствует (см. (1.10)) втекающий в слой поток энергии с плотностью $P_{\text{ст}} = (8L/\beta)(|\gamma| - \Gamma)G$.

Введем коэффициент поглощения падающего на слой излучения

$$Q = \frac{P_{\text{ст}}}{v_0(E_1^2 + E_2^2)} = 4\Gamma \frac{\sigma \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\psi_1 - \psi_2)} - 2\Gamma}{\sigma^2(E_1^2 + E_2^2)}. \quad (1.14)$$

При фиксированных σ и Γ величина Q достигает абсолютного максимума, равного единице (так $Q=1$), когда $E_1=E_2=2\Gamma/\sigma$ и $\psi_1=\psi_2$ ($|\gamma|=2\Gamma$). Другими словами, при двустороннем облучении слоя плоскими волнами вполне определенной амплитуды, зависящей от нелинейного параметра σ и линейного декремента затухания волноводных мод Γ , вся падающая на него энергия может полностью поглощаться.

Если же на слой падает одна волна ($E_1 \neq 0, E_2 = 0$), то максимальное значение Q снижается до $1/2$ и соответствует $E_1=4\Gamma/\sigma$ ($|\gamma|=2\Gamma$). Для этого случая ($E_2=0$) на рис. 3 приведены графики зависимостей от $E_1(|\gamma|/\Gamma)$ коэффициентов отражения $R(E_1) = \left| \frac{\bar{A}_0^{(-)}(x=0)}{E_1} \right|^2 = \left(\frac{|\gamma| - \Gamma}{|\gamma|} \right)^2$, прохождения $T = \left| \frac{\bar{A}_0^{(+)}(x=L)}{E_1} \right|^2 = (\Gamma/|\gamma|)^2$ и поглощения $Q = 2 \frac{(|\gamma| - \Gamma)\Gamma}{|\gamma|^2}$. Из графиков, в частности, вид-

но, что безотражательный на малом уровне мощности ($|\gamma| < \Gamma$) слой становится хорошо отражающим, когда $E_1 \gg (4\Gamma/\sigma)$ ($|\gamma| \gg 2\Gamma$). В оптимальном, с точки зрения поглощения в слое, режиме ($E_1 = 4\Gamma/\sigma$) $R_{\text{опт}} = T_{\text{опт}} = 1/4$.

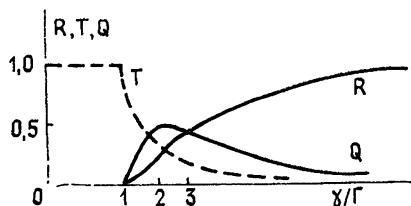


Рис. 3.

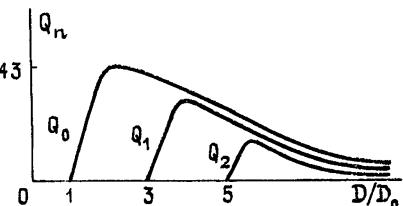


Рис. 4.

Таким образом, параметрическое возбуждение в слое волноводных мод сопровождается нелинейным рассеянием и нелинейным поглощением падающего на слой излучения и существенным образом сказывается на коэффициентах отражения и прохождения.

1.3. Рассмотрим одностороннее облучение слоя волновым пучком с плоским фазовым фронтом: $E_0^{(+)} = E_1(z)e^{i\varphi_1}$, $E_0^{(-)} = 0$ ($\varphi_1 = \text{const}$). Для простоты считаем распределение поля $E_1(z)$ прямоугольным:

$$E_1(z) = \begin{cases} E_0, & \text{если } -D/2 < z < D/2 \\ 0, & \text{если } z < -D/2, z > D/2 \end{cases}. \quad (1.15)$$

В этом случае параметрическое возбуждение волноводных мод \bar{A}_1 и \bar{A}_2 описывается системой (1.12) с $|\gamma| = \sigma E_0/2$ и нулевыми граничными условиями

$$\bar{A}_1(z=-D/2) = 0, \quad \bar{A}_2(z=D/2) = 0. \quad (1.16)$$

Если \bar{A}_1 и \bar{A}_2 малы ($\bar{A}_{1,2} \rightarrow 0$), то от (1.12) можно перейти к системе линейных уравнений

$$\frac{\partial \bar{A}_1}{\partial t} + v_z \frac{\partial \bar{A}_1}{\partial z} + \Gamma \bar{A}_1 = \gamma \bar{A}_2^*, \quad \frac{\partial \bar{A}_2}{\partial t} - v_z \frac{\partial \bar{A}_2}{\partial z} + \Gamma \bar{A}_2 = \gamma \bar{A}_1^*, \quad (1.17)$$

которая имеет решение вида

$$\bar{A}_1 \sim e^{pt} \sin \left(\kappa \left(z + \frac{D}{2} \right) \right), \quad (1.18)$$

$$\bar{A}_2 \sim e^{pt} \left(\frac{v_z *}{|\gamma|} \cos \left(\kappa \left(z + \frac{D}{2} \right) \right) + \frac{p + \Gamma}{|\gamma|} \sin \left(\kappa \left(z + \frac{D}{2} \right) \right) \right),$$

где $\kappa = \sqrt{|\gamma|^2 - (p + \Gamma)^2}$. Когда выполняется условие

$$\operatorname{ctg}(\kappa D) = - \frac{(p + \Gamma)}{v_z \kappa}, \quad (1.19)$$

решение (1.18) удовлетворяет (1.16).

Уравнение (1.19) имеет дискретное множество корней κ_n ($n = 0, 1, 2, \dots$). Каждому κ_n можно поставить в соответствие волноводные моды $\bar{A}_1^{(n)}$ и $\bar{A}_2^{(n)}$ с различным числом вариаций поля в пределах области взаимодействия $-D/2 < z < D/2$ (n характеризует число нулей поля). Причем, согласно (1.19), $\kappa_n D$ лежит в интервале $\pi/2 + \pi n < \kappa_n D < \pi + \pi n$. Поэтому генерация волноводных мод $\bar{A}_1^{(n)}$ и $\bar{A}_2^{(n)}$ пучком (1.15) возможна лишь при $|\gamma| > \Gamma$ и сравнительно больших D , превышающих зависящее от n критическое значение $D_{kp}^{(n)}$. Из (1.19) нетрудно получить, что

$$\frac{\pi/2 + n\pi}{\sqrt{|\gamma|^2 - \Gamma^2}} v_z < D_{kp}^{(n)} < \frac{\pi + n\pi}{\sqrt{|\gamma|^2 - \Gamma^2}} v_z. \quad (1.20)$$

При заданных D и γ максимальный инкремент p_0 имеют волны $\bar{A}_1^{(0)}$ и $\bar{A}_2^{(0)}$. Если $D \gg D_{kp}^{(0)}$, то p_0 стремится к инкременту пространственно однородной вдоль z задачи ($p_0 \rightarrow (|\gamma| - \Gamma)$). По мере нарастания \bar{A}_1 и \bar{A}_2 вступает в действие нелинейность, которая, в конечном итоге, приводит к ограничению неустойчивости.

В режиме насыщения нелинейных взаимодействий стационарная генерация волн \bar{A}_1 и \bar{A}_2 описывается системой (1.12), где $\partial/\partial t = 0$, с граничными условиями (1.16):

$$v_z \frac{d\bar{A}_1}{dz} + (\Gamma + \beta |\bar{A}_2|^2) \bar{A}_1 = \gamma \bar{A}_2^*, \quad (1.21)$$

$$-v_z \frac{d\bar{A}_2}{dz} + (\Gamma + \beta |\bar{A}_1|^2) \bar{A}_2 = \gamma \bar{A}_1^*.$$

Остановимся подробнее на случае, когда можно пренебречь линейным затуханием волноводных мод \bar{A}_1 и \bar{A}_2 на масштабе ширины пучка D ($\Gamma D/v_z \ll 1$). При этом (1.21) имеет, если $D > \pi v_z / 2 |\gamma|$, конечное число $N \leq D [(\pi v_z / |\gamma|) + 1/2]^{-1}$ решений вида

$$\bar{A}_1^{(n)} = A_n \sin \theta_n(z) e^{i\varphi_n/2}, \quad \bar{A}_2^{(n)} = A_n \cos \theta_n(z) e^{i\varphi_n/2}, \quad (1.22)$$

* Граничные условия (1.16) отвечают ситуации, когда у \bar{A}_1 и \bar{A}_2 нет других источников возбуждения, кроме падающего на слой пучка (1.15).

где $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$, $\theta_n(z)$ удовлетворяет уравнению

$$v_z \frac{d\theta_n(z)}{dz} = |\gamma| \left(1 - \frac{\beta}{2|\gamma|} A_n^2 \sin(2\theta_n(z)) \right) \quad (1.23)$$

и граничным условиям $\theta_n(-D/2) = 0$, $\theta_n(D/2) = \pi/2 + \pi n$, а A_n связано с $|\gamma|$, β , v_z и D соотношением

$$\begin{aligned} \arctg \sqrt{\left(\frac{\beta A_n^2}{2|\gamma|}\right)^2 / \left[1 - \left(\frac{\beta A_n^2}{2|\gamma|}\right)^2\right]} &= \\ = \frac{|\gamma| D}{v_z} \sqrt{1 - \left(\frac{\beta A_n^2}{2|\gamma|}\right)^2} - \left(\frac{\pi}{2} + \pi n\right). \end{aligned} \quad (1.24)$$

Подставляя (1.22) в (1.10) и интегрируя P по z от $-D/2$ до $D/2$, находим поступающую в слой за единицу времени энергию $W_n = 4L v_z A_n^2$, которая выносится из области взаимодействия волноводными модами $\bar{A}_1^{(n)}$ и $\bar{A}_2^{(n)}$ и поглощается средой на расстоянии $l \sim v_z/\Gamma$ от центра пучка (1.15). На рис. 4 приведены отвечающие стационарным решениям (1.22) графики зависимостей полных коэффициентов поглощения слоя $Q_n = W_n/\Pi_0$ ($\Pi_0 = v_0 E_0^2 D$ — поток энергии в пучке (1.15)) от нормированной на $D_0 = \pi v_z / 2|\gamma|$ ширины пучка D . Из графиков видно, что при фиксированном D наибольшее поглощение наблюдается для $n=0$, причем Q_0 достигает своего максимального значения, равного $\approx 0,43$ ($\max Q_0 \approx 0,43$), когда $D \approx 1,6 D_0$. Если $D \gg D_0$, то $W_0 \approx 4v_0 v_z (E_0/\sigma)$, а Q_0 спадает обратно пропорционально D^* . При этом функция $\theta_0(z)$ на интервале $-D/2 < z < D/2$ всюду близка к $\pi/4$, за исключением прилегающих к точкам $z = \pm D/2$ областей протяженностью порядка D_0 (см. рис. 5), и пучок (1.15) практически полностью отражается от слоя**.

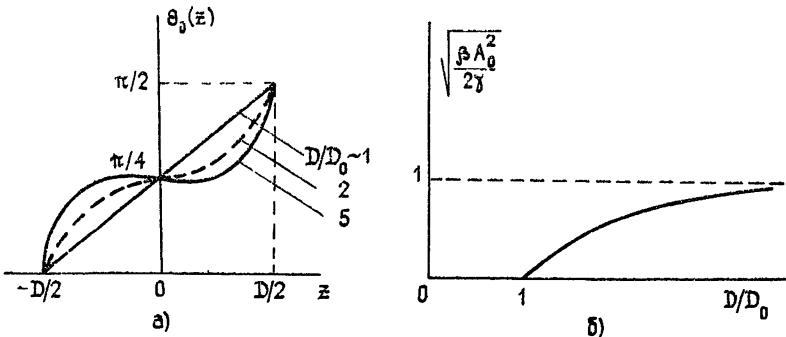


Рис. 5.

Вопрос об установлении того или иного стационарного решения (1.22) требует полного анализа начальной задачи в рамках системы (1.12). Однако для адиабатически медленного включения поля можно ожидать, что процесс установления будет протекать следующим образом. До тех пор, пока $D_0 > D$, волноводные моды в слое не возбуждаются. При незначительном превышении D над D_0 ($D - D_0 \ll D_0$) начинают нарастать волноводные моды $\bar{A}_1^{(0)} \sim A_0 \sin \theta_0(z)$, $\bar{A}_2^{(0)} \sim A_0 \times \cos \theta_0(z)$, в которых $\theta_0(z) \approx \frac{\pi}{2} \frac{(z + D/2)}{D_0}$. Дальнейшее уменьшение D_0 приводит к изменению вида функции $\theta_0(z)$ и росту A_0 (см. рис. 5).

* Не следует забывать, что такой закон работает, пока $D < v_z/\Gamma$. Если $D \gg v_z/\Gamma$, то Q_0 совпадает со значением Q в плоской волне (см. п. 1.2).

** При отражении границы пучка сглаживаются на масштабе D_0 .

В другом предельном случае, когда $(\Gamma D/v_z) \gg 1$, генерация волновых мод начинается уже при незначительном превышении $|\gamma|$ над $\Gamma \left(\frac{\gamma_{\text{пор}} - \Gamma}{\Gamma} \ll 1$, где $\gamma_{\text{пор}}$ — пороговое значение параметра $|\gamma|$ (см. (19)) и хорошо описывается изложенной в п. 1.2 теорией (приближением плоских волн)*.

2. ПЛАВНО НЕОДНОРОДНЫЙ ВОЛНОВОЙ КАНАЛ

2.1. Полученные в предыдущем разделе результаты можно обобщить на плавно неоднородную вдоль координаты x среду, способную канализировать в направлении оси z волноводные моды частоты $\omega_0/2$ с большим числом вариаций поля в поперечном сечении $z=\text{const}$. Такие моды, за исключением прикаустических областей, где осуществляется переход к убывающим (экспоненциально или по более сложному закону) полям, хорошо описываются в геометрооптическом приближении как суперпозиции волн:

$$1) \quad \sqrt{\frac{v_x(x^*)}{v_x(x)}} A_1^{(+)} \exp\left(-i \int k_x dx - ik_z z\right)$$

и

$$\sqrt{\frac{v_x(x^*)}{v_x(x)}} A_1^{(-)} \exp\left(i \int k_x dx - ik_z z\right), \quad (2.1)$$

$$2) \quad \sqrt{\frac{v_x(x^*)}{v_x(x)}} A_2^{(+)} \exp\left(-i \int k_x dx + ik_z z\right)$$

и

$$\sqrt{\frac{v_x(x^*)}{v_x(x)}} A_2^{(-)} \exp\left(i \int k_x dx + ik_z z\right).$$

Здесь индексами 1 и 2 отмечены волны, распространяющиеся соответственно в $+z$ - и $-z$ -направлениях; $k_z = \text{const}$ и $k_x = k_x(x)$ — модули проекций волновых векторов волн (2.1) на оси z и x , удовлетворяющие дисперсионному соотношению $\omega_0/2 = \omega(k_x^2, k_z^2, x)$; $v_x(x) = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k_x}\right)_{\substack{\omega=\omega_0/2 \\ k_z=\text{const}}}^x$

проекция групповой скорости на ось x ; $x=x^*$ — произвольная, вообще говоря, точка в области локализации волноводных мод, выбор которой влияет лишь на нормировку амплитуд $A_1^{(\pm)}$; $\pm v_x(x^*) |A_1^{(\pm)}|^2$ — плотность потока энергии вдоль x в волнах (2.1). Кроме того, функция $k_x(x)$ в волноводных модах (2.1) должна удовлетворять условию «квантования» $\int_{x_1}^{x_2} k_x(x) dx + \phi_0 = \pi m$ ($m=0, 1, 2, \dots$), где ϕ_0 — изменение

фазы $A_1^{(\pm)}$ при отражении, x_1 и x_2 — координаты точек поворота (отражения). Волны частоты ω_0 , распространяющиеся вдоль x и не имеющие точек поворота, можно представить в виде

$$\sqrt{\frac{v_0(x^*)}{v_0(x)}} A_0^{(+)} \exp\left(-i \int k_0(x) dx\right)$$

и

$$\sqrt{\frac{v_0(x^*)}{v_0(x)}} A_0^{(-)} \exp\left(i \int k_0(x) dx\right). \quad (2.2)$$

* Волноводные моды \bar{A}_1 и \bar{A}_2 сильно затухают на масштабе D . Поэтому выносом энергии из области взаимодействия можно пренебречь.

Здесь $k_0(x)$ — действительная функция x , $\omega_0 = \omega(k_0^2(x))$, $k_z = 0, x$; $v_0 = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k_x} \right)_{k_z=0}$ — групповая скорость; $v_0(x^*)|A_0^{(+)}|^2$ — плотность потока энергии в волне $A_0^{(+)}$.

В окрестности точек $x=x_0^{(j)}$ ($j=1, 2, \dots$)*, где выполняется условие пространственного синхронизма: $k_0(x_0^{(j)})=2k_x(x_0^{(j)})$, параметрическое взаимодействие волн (2.1) и (2.2), в полной аналогии с (1.1), описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_0^{(\pm)}}{\partial t} &\pm v_0(x) \frac{\partial A_0^{(\pm)}}{\partial x} + \Gamma_0(x) A_0^{(\pm)} = \\ &= -2\sigma(x) \frac{v_x(x^*)}{v_x(x)} \sqrt{\frac{v_0(x)}{v_0(x^*)}} e^{\pm i\chi(x)} A_1^{(\pm)} A_2^{(\pm)}, \\ \frac{\partial A_1^{(\pm)}}{\partial t} &\pm v_x(x) \frac{\partial A_1^{(\pm)}}{\partial x} + v_z \frac{\partial A_1^{(\pm)}}{\partial z} + \Gamma(x) A_1^{(\pm)} = \\ &= \sigma(x) \sqrt{\frac{v_0(x^*)}{v_0(x)}} e^{\mp i\chi(x)} A_0^{(\pm)} A_2^{(\pm)*}, \\ \frac{\partial A_2^{(\pm)}}{\partial t} &\pm v_x(x) \frac{\partial A_2^{(\pm)}}{\partial x} - v_z \frac{\partial A_2^{(\pm)}}{\partial z} + \Gamma(x) A_2^{(\pm)} = \\ &= \sigma(x) \sqrt{\frac{v_0(x^*)}{v_0(x)}} e^{\mp i\chi(x)} A_0^{(\pm)} A_1^{(\pm)*}. \end{aligned} \tag{2.3}$$

В (2.3) $\Gamma_0(x)$ и $\Gamma(x)$ — линейные декременты затухания волн $A_0^{(\pm)}$ и $A_{1,2}^{(\pm)}$; $v_z = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k_z} \right)_{\substack{\omega=\omega_0/2=\text{const} \\ k_x=k_x(x)}}$ — групповая скорость волноводных мод;

$\sigma(x)$ — коэффициент нелинейного взаимодействия, а $\chi(x) = \int (k_0(x) - 2k_x(x)) dx$ — фазовая расстройка волнового синхронизма.

При удалении от точек $x=x_0^{(j)}$ функции $e^{\pm i\chi(x)}$ в правых частях системы уравнений (2.3) начинают быстро осциллировать. Это ослабляет влияние нелинейности на распространение волн $A_{0,1,2}^{(\pm)}$. Когда характерный масштаб неоднородности $\lambda^{(j)} = \min \left\{ \left(\frac{1}{k_0} \frac{\partial k_0}{\partial x} \right)^{-1}, \left(\frac{1}{k_x} \frac{\partial k_x}{\partial x} \right)^{-1} \right\}_{x=x_0^{(j)}}$

велик по сравнению с $\lambda_0^{(j)} = 2\pi/k_0(x_0^{(j)})$ ($\lambda^{(j)} \gg \lambda_0^{(j)}$), размеры области нелинейного взаимодействия $\Lambda^{(j)}$ определяются из условия $|\chi(x_0^{(j)}) \pm \lambda^{(j)} - \chi(x_0^{(j)})| \sim \pi$; при этом $\lambda_0^{(j)} \ll \Lambda^{(j)} \ll \lambda^{(j)}$. Если $|x-x_0^{(j)}| \gg \Lambda^{(j)}$, то правыми частями системы (2.3) можно пренебречь и (2.3) разбивается на шесть независимых уравнений. Эти уравнения работают до каустических поверхностей $x=x_1, x=x_2$, около которых геометрооптическое приближение (2.1) нарушается. Точки $x=x_1$ и $x=x_2$ определяют границы области локализации волноводных мод (2.1). В них $v_x(x)$ обращается в нуль ($v_x(x_{1,2})=0$). Для простых каустик, а именно этот случай нас будет интересовать в дальнейшем, $v_x(x)$ стремится к нулю по закону $\gamma |x-x_{1,2}|$, так что интегралы вида $\int_{x_1}^{x_2} \frac{F(x)dx}{v_x(x)}$, где $F(x)$ — непрерывная функция x на интервале $x_1 \leq x \leq x_2$, являются сходящимися.

* Когда в среде имеется единственная точка пространственного синхронизма $x=x_0$, то именно ее удобно выбрать в качестве x^* ($x_0 = x^*$).

Структуры падающих на слой волн частоты ω_0 зададим в плоскостях $x=x_1$ и $x=x_2$:

$$A_0^{(+)}(x=x_1)=E_0^{(+)}(z), \quad A_0^{(-)}(x=x_2)=E_0^{(-)}(z) e^{2i\varphi_0}, \quad (2.4)$$

считая, так же как и в п. 1.1, $E_0^{(\pm)}(z)$ плавными в масштабах $L=x_2-x_1$, а $v_z \int_{x_1}^{x_2} dx/v_x$ функциями z , удовлетворяющими условию

$$\nu_n = \max \left| E_0^{(\pm)} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sigma(x)}{v_x(x)} \sqrt{\frac{v_0(x^*)}{v_0(x)}} e^{\mp i\chi(x)} dx \right| \ll 1. \quad (2.5)$$

Предполагая малость линейного затухания волн $A_{0,1,2}^{(\pm)}$ на участке между двумя точками отражения $x=x_1$ и $x=x_2$,

$$\nu = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\Gamma(x)dx}{v_x(x)} \ll 1, \quad \nu_0 = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\Gamma_0(x)dx}{v_0(x)} \ll 1, \quad (2.6)$$

и учитывая (2.5), будем искать решение (2.3) в виде (1.6). В итоге по аналогии с п. 1.1 из (2.3) получаем следующую систему уравнений для амплитуд волноводных мод \bar{A}_1 и \bar{A}_2 :

$$\frac{\partial \bar{A}_1}{\partial t} + v_z \frac{\partial \bar{A}_1}{\partial z} + (\bar{\Gamma} + (\bar{\beta} + iq) |A_2|^2) A_1 = \bar{\gamma}(z) A_2^*, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \bar{A}_2}{\partial t} - v_z \frac{\partial \bar{A}_2}{\partial z} + (\bar{\Gamma} + (\bar{\beta} + iq) |A_1|^2) A_2 = \bar{\gamma}(z) A_1^*,$$

где $\bar{\Gamma} = \frac{1}{\tau_{rp}} \int_{x_1}^{x_2} \Gamma(x) \frac{dx}{v_x}$, $\tau_{rp} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{v_x}$ — время группового запаздывания волн (2.1) на участке (x_1, x_2) ,

$$\bar{\gamma}(z) = \frac{\sqrt{v_0(x^*)}}{2\tau_{rp}} \left(E_0^{(+)}(z) \int_{x_1}^{x_2} e^{-i\chi(x)} \frac{\sigma(x)dx}{\sqrt{v_0(x)} v_x(x)} + \right. \quad (2.8)$$

$$\left. + E_0^{(-)}(z) \int_{x_1}^{x_2} e^{i\chi(x)} \frac{\sigma(x)dx}{\sqrt{v_0(x)} v_x(x)} \right);$$

$$\bar{\beta} = \frac{v_x(x^*)}{\tau_{rp}} \left| \int_{x_1}^{x_2} \frac{e^{-i\chi(x)} \sigma(x)dx}{\sqrt{v_0(x)} v_x(x)} \right|^2; \quad (2.9)$$

$$q = \frac{2v_x(x^*)}{\tau_{rp}} \operatorname{Im} \left(\int_{x_1}^{x_2} e^{-i\chi(x)} \frac{\sigma(x)dx}{\sqrt{v_0(x)} v_x(x)} \int_{x_1}^x e^{i\chi(x')} \frac{\sigma(x')dx'}{\sqrt{v_0(x')} v_x(x')} \right). \quad (2.10)$$

Параметры $\bar{\gamma}(z)$, $\bar{\beta}$, q характеризуют, соответственно, параметрическую неустойчивость волноводных мод \bar{A}_1 и \bar{A}_2 , связанное с излучением волн частоты ω_0 нелинейное затухание и возникающую из-за неоднородности среды (из-за нарушения пространственного синхронизма в пределах области локализации мод \bar{A}_1 и \bar{A}_2) нелинейную фазовую расстройку.

При этом амплитуды выходящих из слоя (x_1, x_2) волн частоты ω_0 равны

$$A_0^{(+)}(x = x_2) = E_0^{(+)} - 2 \bar{A}_1 \bar{A}_2 \frac{v_x(x^*)}{\sqrt{v_0(x^*)}} \int_{x_1}^{x_2} e^{i\chi(x)} \frac{\sigma(x) dx}{\sqrt{v_0(x)v_x(x)}}. \quad (2.11)$$

$$A_0^{(-)}(x = x_1) = E_0^{(-)} - 2 \bar{A}_1 \bar{A}_2 \frac{v_x(x^*)}{\sqrt{v_0(x^*)}} \int_{x_1}^{x_2} e^{-i\chi(x)} \frac{\sigma(x) dx}{\sqrt{v_0(x)v_x(x)}}.$$

Используя (2.4) и (2.11), находим плотность втекающего в слой (x_1, x_2) потока энергии P :

$$P = 8\bar{L}(\operatorname{Re} \bar{\gamma}^* \bar{A}_1 \bar{A}_2 - \bar{\beta} |\bar{A}_1 \bar{A}_2|^2), \quad (2.12)$$

где $\bar{L} = v_x(x^*) \tau_{\text{гр}}$.

Из вида формул (2.7) — (2.12) можно заключить, что непосредственный перенос полученных в разд. 1 результатов на неоднородную в области локализации мод среду возможен лишь при малых значениях параметра q , когда $|q| \ll \bar{\beta}$. Если же $|q| \gtrsim \bar{\beta}$, то развитие параметрической неустойчивости волноводных мод \bar{A}_1 и \bar{A}_2 существенным образом отличается от рассмотренного ранее случая (разд. 1)*. В этом можно убедиться на примере однородной вдоль z задачи.

2.2. Пусть на среду падают плоские волны $E_0^{(+)} = E_1 e^{i\psi_1}$, $E_0^{(-)} = E_2 e^{i\psi_2}$ ($E_{1,2} = \text{const}$, $\psi_{1,2} = \text{const}$). Положим в (2.7) $\partial/\partial z = 0$. При этом из (2.7) нетрудно получить, что

$$\frac{d}{dt} (|\bar{A}_1|^2 - |\bar{A}_2|^2) + 2\bar{\Gamma}(|\bar{A}_1|^2 - |\bar{A}_2|^2) = 0, \quad (2.13)$$

т. е. разница между $|\bar{A}_1|^2$ и $|\bar{A}_2|^2$ экспоненциально убывает во времени с декрементом $2\bar{\Gamma}$. Если начальные значения \bar{A}_1 и \bar{A}_2 малы, то при исследовании параметрической неустойчивости можно, согласно (2.13), считать $|\bar{A}_1| = |\bar{A}_2| = a$. Поэтому будем искать решения (2.7) в виде

$$\bar{A}_1 = a e^{i\varphi_1}, \quad \bar{A}_2 = a e^{i\varphi_2}. \quad (2.14)$$

Подставляя (2.14) в (2.7), получаем замкнутую систему уравнений для $a(t)$ и $\Phi(t) = \varphi_1 + \varphi_2 - \arg \bar{\gamma}$:

$$\frac{da}{dt} + (\bar{\Gamma} + \bar{\beta} a^2) a = |\bar{\gamma}| a \cos \Phi, \quad (2.15)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} + 2qa^2 = -2|\bar{\gamma}| \sin \Phi.$$

При $|\bar{\gamma}| < \bar{\Gamma}$ (2.15) имеет единственное устойчивое состояние равновесия $a_{\text{ст}} = 0$, $\cos \Phi_{\text{ст}} = 1$ (узел) и функция $a(t)$ является монотонно убывающей. Если $|\bar{\gamma}| > \bar{\Gamma}$, то малые затравочные значения $a(t=0)$ нарастают во времени. Фазовая пло-

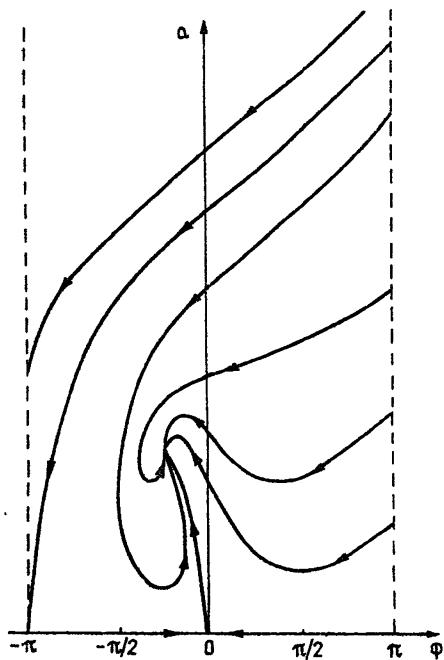


Рис. 6.

* Соотношение между параметрами q и $\bar{\beta}$ определяется в первую очередь видом функции $\chi(x)$ и в зависимости от конкретной задачи может меняться в весьма широких пределах.

скость (a, Φ) системы (2.15) для $|\bar{\gamma}| > \bar{\Gamma}$ и $q > 0$ приведена на рис. 6. В конечном итоге $a^2(t)$ и $\cos \Phi(t)$ выходят на стационарный уровень:

$$a_{ct}^2 = \frac{(|\bar{\gamma}|^2(\bar{\beta}^2 + q^2) - q^2\bar{\Gamma}^2)^{1/2} - \bar{\beta}\bar{\Gamma}}{\bar{\beta}^2 + q^2} \leq \frac{|\bar{\gamma}| - \bar{\Gamma}}{\bar{\beta}}, \quad (2.16)$$

$$\cos \Phi_{ct} = \frac{\bar{\beta}(|\bar{\gamma}|^2(\bar{\beta}^2 + q^2) - q^2\bar{\Gamma}^2)^{1/2} + q^2\bar{\Gamma}}{|\bar{\gamma}|(\bar{\beta}^2 + q^2)} > 0,$$

которому соответствует поток энергии в область (x_1, x_2) плотностью $P_{ct} = 8\bar{L}a_{ct}^2\bar{\Gamma}$ (см. (2.12)). В этом случае абсолютный максимум коэффициента поглощения $Q = P_{ct}/v_0(x^*)(E_1^2 + E_2^2)$ достигается, когда

$$E_1 = E_2 = \bar{\Gamma} \left(\frac{2\bar{L}}{\bar{\beta}v_0(x^*)} \left(1 + \frac{\bar{\beta}}{\sqrt{\bar{\beta}^2 + q^2}} \right) \right)^{1/2},$$

$$\psi_1 = \psi_2 = 2 \arg \left(\int_{x_1}^{x_2} e^{i\chi(x)} \frac{\sigma(x) dx}{\sqrt{v_0(x)v_x(x)}} \right),$$

и равен

$$\max Q = 2 \frac{(2(1+\delta)(1+(1+\delta)^{-1/2}) - \delta)^{1/2} - 1}{(1+\delta)(1+(1+\delta)^{-1/2})}, \quad (2.17)$$

где $\delta = q^2/\bar{\beta}^2$.

Из (2.17) следует, что $\max Q$ монотонно спадает с ростом отношения $\delta = q^2/\bar{\beta}^2$: $\max Q$ близок к единице для $\delta \ll 1$ и пропорционален $2/\sqrt{\delta}$ для $\delta \gg 1$.

При одностороннем облучении слоя (x_1, x_2) плоской волной ($E_1 \neq 0, E_2 = 0$) максимальное значение Q уменьшается ровно в два раза по сравнению с (2.17): $\max Q|_{E_2=0} = 1/2 \max Q$, а коэффициент отражения $R = |A^{(-)}(x=x_1)/E|^2$ от области (x_1, x_2) не может быть больше, чем $1/\sqrt{1+\delta}$ ($R \leq (1+\delta)^{1/2}$).

Таким образом, связанные с параметрической неустойчивостью волноводных мод \bar{A}_1 и \bar{A}_2 эффекты нелинейного отражения и нелинейного поглощения волн $E_0^{(+)}$ и $E_0^{(-)}$ убывают при увеличении параметра δ . Если $\delta \gg 1$, то и Q и R представляют собой малые величины порядка $(\delta)^{-1/2}$.

Параметрическое возбуждение в неоднородных средах локализованных в пространстве волноводных мод приводит, как показано в данной работе, к качественному изменению законов отражения и поглощения падающего на среду излучения. Так, например, безотражательные в линейном приближении слои становятся, начиная с некоторых критических значений напряженностей поля в падающей волне, хорошо отражающими (см. п. 1.2). При двустороннем облучении таких слоев плоскими волнами одинаковой амплитуды можно достичь полной трансформации падающих волн в волноводные моды. Соответствующие этому случаю потоки энергии в волнах определяются нелинейностью, потерями в среде и толщиной слоя.

Особо следует отметить возможность параметрического возбуждения слабозатухающих волноводных мод ограниченным в пространстве волновым пучком. Значительная часть его энергии (для рассмотренного в работе прямоугольного пучка — до 43%) выносится волноводными модами из области нелинейного взаимодействия, что приводит к прогреву среды на больших по сравнению с шириной пучка расстояниях.

Перечисленные здесь эффекты могут оказаться весьма существенными при взаимодействии интенсивного электромагнитного излучения с неоднородной плазмой, например, когда в области четверти критической концентрации для падающей волны образуется небольшой провал (локальный минимум) плотности плазмы, обеспечивающий волноводное распространение ленгмюровских волн. На другой практически важный случай было обращено внимание в [3], где предлагалось использовать для дополнительного нагрева плазмы в термоядерных реакторах распад необыкновенной волны на две нижнегибридные моды, удерживаемые максимумом плазменной концентрации.

В настоящей работе рассматривалось нормальное облучение плоскостной нелинейной среды. Обобщение полученных результатов на случай наклонного падения не представляет особых трудностей. При этом нелинейное отражение будет происходить под зеркальным по отношению к падающей волне углом. В реальных ситуациях могут оказаться существенными другие механизмы нелинейного ограничения параметрической неустойчивости волноводных мод (такие, как выход из фазового синхронизма вследствие кубической нелинейности среды, различного рода каскадные процессы и т. д.). Однако анализ этих эффектов выходит за рамки данной работы.

Автор выражает благодарность Г. В. Пермитину и В. В. Курину за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев Ю. М., Градов О. М., Кирий А. Ю. — ЖЭТФ, 1972, 61, с. 112.
2. Алиев Ю. М., Градов О. М., Кирий А. Ю. — ЖЭТФ, 1972, 63, с. 1254.
3. Рамазашвили Р. Р., Стародуб А. Н. — Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, № 1, с. 41.
4. Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г., Петров В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 10, с. 1475.
5. Гончаров В. В., Наугольных К. А., Рыбак С. А. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1977, 13, № 4, с. 431.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
2 августа 1984 г.

WAVE SCATTERING AND ABSORPTION UNDER PARAMETRIC INTERACTION WITH WAVEGUIDE MODES

A. I. Smirnov

It is shown that a parametric excitation in the inhomogeneous media localized in a space of waveguide modes leads to a qualitative change of laws of reflection and absorption of the incident radiation.