

УДК 621.378

О ВОЗМОЖНОСТИ КАНАЛИЗАЦИИ СВЕТОВОГО ПУЧКА В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫМИ УСИЛЕНИЕМ И ПОГЛОЩЕНИЕМ

Н. С. Гинзбург, Н. Д. Миловский, Н. Ю. Русов

Рассматривается распространение монохроматического электромагнитного пучка в безграничной активной среде с учетом воздействия на его поперечную структуру дифракционного расплывания, нелинейной рефракции, нелинейного усиления и линейного поглощения. Установлено, что при наличии определенной зависимости от поперечной координаты коэффициента поглощения (или инверсной населенности) волновой пучок распространяется в нелинейной активной среде без изменения своей структуры и мощности. Определены формы необходимых профилей поглощения и усиления, а также структура поля в скомпенсированном пучке.

Среди вопросов, связанных с эффектом самофокусировки электромагнитного поля [1-6], значительный интерес представляет проблема самоканализации светового пучка в нелинейной среде [3-6]. Для сред с насыщающейся керровской нелинейностью режим самоканализации хорошо изучен аналитически [5] и численно [6]. Проведены также исследования [7-9] процесса распространения пучка в среде с резонансной нелинейностью, обусловленной наличием усиливающих [7, 9] или поглощающих [8] двухуровневых центров.

Результаты работ [7, 9] свидетельствуют о том, что нелинейное усиление, более эффективное вследствие насыщения на периферии пучка, чем на его оси, приводит к увеличению ширины пучка, в результате чего фазовый фронт излучения становится выпуклым в направлении распространения. Поэтому, в отличие от прозрачной нелинейной среды в активном веществе волноводный режим распространения, характеризующийся постоянной мощностью и плоским фазовым фронтом, возможен лишь при дополнительных по отношению к процессам самовоздействия условиях.

В настоящей работе найдены «скомпенсированные» пучки в активных средах с однородно- и неоднородно-уширенной линией люминесценции, канализация которых обеспечивается, с одной стороны, процессами самовоздействия, а с другой — специальным подбором поперечного распределения линейного поглощения или концентрации активных центров.

1. СКОМПЕНСИРОВАННЫЕ ПУЧКИ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ

В квазиоптическом приближении распространение монохроматического светового пучка в активной среде в безразмерных переменных $(\xi, \eta, \zeta) = \omega c^{-1} \sqrt{\epsilon_0}(x, y, z)$ описывается параболическим уравнением для медленно меняющейся комплексной амплитуды поля*:

* Подобное же уравнение при замене производной по продольной координате на производную по медленному времени описывает эволюцию поперечной структуры поля в ОКГ с кольцевым резонатором, образованным системой плоских зеркал.

$$2i \frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}}{\partial \zeta} = \Delta_{\perp} \tilde{\mathcal{E}} + \frac{\varepsilon^{NL}}{\varepsilon_0} \tilde{\mathcal{E}} - 2i\Gamma \tilde{\mathcal{E}}, \quad (1)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость матрицы вещества, $\varepsilon^{NL} = \varepsilon_R^{NL} + i\varepsilon_m^{NL}$ — нелинейная диэлектрическая проницаемость, обусловленная наличием активных центров, Γ характеризует линейное поглощение.

Путем введения амплитуды \mathcal{E} и фазы φ поля $\tilde{\mathcal{E}} = \mathcal{E}e^{-i\zeta}$ уравнение (1) удобно представить в виде

$$\begin{cases} 2 \frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = -(\nabla_{\perp} \varphi)^2 + \frac{\varepsilon_R^{NL}}{\varepsilon_0} + \frac{\Delta_{\perp} \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \\ \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \mathcal{E} \Delta_{\perp} \varphi - \nabla_{\perp} \varphi \nabla_{\perp} \mathcal{E} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_m^{NL}}{\varepsilon_0} \mathcal{E} - \Gamma \mathcal{E} \end{cases} \quad (2)$$

Как и в случае прозрачной нелинейной среды [2], решение (2) будем искать в виде пучков с плоским фазовым фронтом, распространяющихся вдоль оси ζ без изменения формы:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \zeta} = 0, \quad \nabla_{\perp} \varphi = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = \mu. \quad (3)$$

По своему физическому смыслу величина μ представляет собой добавку к постоянной распространения n , таким образом, определяет фазовую скорость волны

$$v_{\phi} = c\varepsilon_0^{-1/2} (1 + \mu)^{-1}. \quad (4)$$

Из (2) следует, что существование решений вида (3) возможно при выполнении следующих условий:

$$\Delta_{\perp} \mathcal{E} / \mathcal{E} = -(\varepsilon_R^{NL} / \varepsilon_0) + 2\mu; \quad (5)$$

$$\varepsilon_m^{NL} / \varepsilon_0 = 2\Gamma. \quad (6)$$

Первое из них обеспечивает взаимную компенсацию дифракции и рефракции (прямолинейность хода лучей), а второе означает, что вдоль каждого луча усиление компенсируется ослаблением из-за потерь и амплитуда поля остается постоянной.

2. ОДНОРОДНО-УШИРЕННАЯ ЛИНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

В активной среде с однородно-уширенной линией люминесценции нелинейная диэлектрическая проницаемость ε^{NL} представляется в виде

$$\varepsilon^{NL} = \varepsilon_0 \gamma n^0 (\delta + i) (1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2)^{-1}. \quad (7)$$

В (7) использованы следующие безразмерные переменные и параметры: напряженность электрического поля $(\mathbf{E} d_{12}) \hbar^{-1} (T_1 T_2)^{-1/2} = \text{Re } \tilde{\mathcal{E}} e^{i(\omega t - k z)}$, стационарная разность населенностей $n^0 = 4\pi N |d_{12}|^2 (T_1 T_2)^{-1/2} (\hbar \varepsilon_0^{-1}) \times (\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0)$, отношение поперечного времени релаксации к продольному $\gamma^2 = T_2 / T_1$, расстройка частоты поля от частоты резонансного перехода в среде $\delta = T_2 (\omega - \omega_0)$. Здесь ρ_{ij} и d_{ij} — элементы матриц плотности и дипольного момента, N — концентрация активных молекул.

Будем считать, что инверсная разность населенностей n^0 однородна в пространстве, т. е. $n^0 = \text{const}$. Необходимое условие концентраций лучей в область сильного поля $\partial \epsilon_R^{NL} / \partial \mathcal{E}^2 > 0$ в усиливающей ($n^0 > 0$) среде преобразуется к известному [7] соотношению $\delta < 0$ (высокочастотной границе самофокусировки).

Поперечное распределение поля, обеспечивающее уравнивание дифракции рефракцией, отыскивается из (5). Для пучка, амплитуда поля в котором зависит лишь от одной поперечной координаты ξ , уравнение (5) интегрируется в квадратурах, и в случае локализованной структуры поля результат имеет вид

$$\int_{\bar{\mathcal{E}}}^{\bar{\mathcal{E}}_0} [\ln(1 + \bar{\mathcal{E}}^2) - (\mu/\mu_0) \bar{\mathcal{E}}^2]^{-1/2} d\bar{\mathcal{E}} = \sqrt{2|\mu_0|} \xi, \quad (8)$$

где $\bar{\mathcal{E}}^2 = \mathcal{E}^2 / (1 + \delta^2)$, $\mu_0 = \gamma n^0 \delta / 2(1 + \delta^2)$. Условие существования решения (8), имеющего характерную колоколообразную (солитонную) форму $\bar{\mathcal{E}}(\xi)$, заключается в наличии двух действительных (в рассматриваемом случае положительных) корней уравнения:

$$\ln(1 + \bar{\mathcal{E}}^2) = (\mu/\mu_0) \bar{\mathcal{E}}^2. \quad (9)$$

Одним из них будет корень $\bar{\mathcal{E}}_1^2 = 0$, описывающий интенсивность поля на периферии пучка ($\xi \rightarrow \infty$). Второй корень $\bar{\mathcal{E}}_2^2 \equiv \bar{\mathcal{E}}_0^2 > 0$, определяющий интенсивность поля на оси пучка ($\xi = 0$), будет положителен только при условии

$$0 < \mu/\mu_0 < 1.$$

При $\mu/\mu_0 = 0$ оба корня сливаются, $\bar{\mathcal{E}}_2^2 = \bar{\mathcal{E}}_1^2 = 0$, и получающаяся структура фактически представляет собой однородную плоскую волну бесконечно слабой интенсивности. При малых значениях параметра $(1 - \mu/\mu_0) \ll 1$ интенсивность поля на оси пучка мала, $\bar{\mathcal{E}}_0^2 \ll 1$, и тогда из (8) нетрудно найти распределение поля в явном виде:

$$\bar{\mathcal{E}}(\xi) = \sqrt{2(1 - \mu/\mu_0)} \operatorname{ch}^{-1} [\sqrt{2(\mu - \mu_0)} \xi]. \quad (10)$$

Оно имеет форму солитона, являющегося решением уравнения Шредингера с кубической нелинейностью. В другом предельном случае $\mu/\mu_0 \rightarrow 0$ интенсивность поля на оси и мощность пучка неограниченно возрастают.

Если не принимать во внимание действие усиления и поглощения ($\epsilon_m^{NL} = 0$, $\Gamma = 0$), то решение уравнения (8) можно рассматривать как моду двумерного нелинейного волновода с насыщающейся нелинейностью вида $\epsilon_R^{NL} = \epsilon_0 \gamma n^0 \delta (1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2)^{-1}$. Спектр собственных значений μ таких мод непрерывен и располагается в интервале $(0, \mu_0)$. Каждая мода имеет определенную структуру и мощность. При предельном переходе к среде с нелинейностью без насыщения структура моды трансформируется в хорошо известную структуру волны (10) двумерного нелинейного волновода в кубичной среде.

Уравнивание усиления и ослабления поля в скомпенсированном пучке, согласно условию (6), может быть достигнута, если найдется поглотитель с нелинейным коэффициентом поглощения $\Gamma(\mathcal{E}^2) = (1/2\epsilon_0) \epsilon_m^{NL}(\mathcal{E}^2)$. Зависимость коэффициента поглощения от поперечной координаты

$$\Gamma(\xi) = (\gamma n^0 / 2) [1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2(\xi)]^{-1} \quad (11)$$

определяется при этом по известному распределению поля. Если создать такое неоднородное по поперечной координате линейное поглощение $\Gamma(\xi)$, то тем самым будут выполнены все необходимые условия для волноводного распространения в рассматриваемой нелинейной среде электромагнитного поля с фиксированной («замороженной») поперечной структурой $\mathcal{E}(\xi)$. Другими словами, будет создан волновод для одной единственной моды с фиксированной мощностью, структурой и фазовой скоростью. Используемый здесь способ отыскания распределения неоднородного линейного поглощения по известной нелинейной зависимости обобщает на случай непрозрачных сред предложенный в работе [10] метод искусственной «нелинейнизации» уравнений Максвелла для неоднородных сред, когда путем замены $\epsilon(r)$ на $\epsilon(E)$ и последующего решения нелинейной задачи удается отыскать решение исходных уравнений для конкретного распределения $\epsilon(E(r))$.

Таким образом, из (8) и (11) следует, что существует двухпараметрическое (параметры μ и μ_0) семейство двумерных скомпенсированных пучков, каждому из которых можно поставить в соответствие определенный профиль потерь.

На рис. 1 (верхняя половина) приведено рассчитанное по формуле (8) семейство распределений поля в скомпенсированных пучках (кривая $K_1 - \mu/\mu_0 = 0,2$; $K_2 - \mu/\mu_0 = 0,4$; $K_3 - \mu/\mu_0 = 0,8$). Интенсивность поля $\bar{\epsilon}_0^2$ на оси скомпенсированного пучка определяется величиной μ/μ_0 и меняется в пределах $(0, \infty)$. Ширина пучка зависит от параметра μ/μ_0 и абсолютного значения μ_0 . При фиксированном значении μ/μ_0 ширина пучка a может значительно изменяться при изменении разности населенностей n^0 и отстройки δ ($a \sim |\mu_0|^{-1/2}$). Зависимость a от параметра μ/μ_0 в большом диапазоне его изменения слабая (при $0,2 < \mu/\mu_0 < 0,8$ изменение ширины не превосходит 20%).

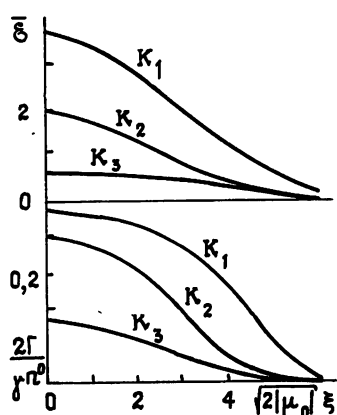


Рис. 1.

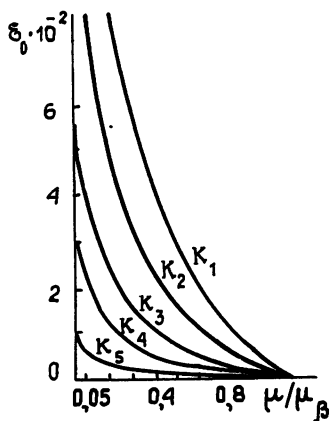


Рис. 2.

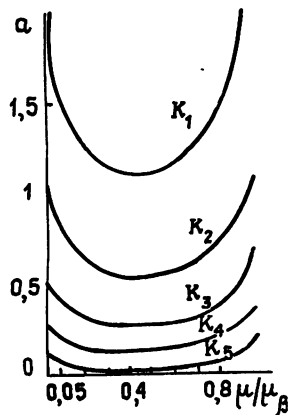


Рис. 3

Если в качестве параметров активной среды выбрать типичные значения параметров рубина [11] $\lambda = 0,6943$ мкм, $T_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ с, $T_2 = 3 \cdot 10^{-11}$ с, $|d_{12}| = 10^{-20}$ СГСЕ, $|\delta| = 1$, $N = 2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, $\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0 = 10^{-2}$, $|\mu_0| = 6 \cdot 10^{-7}$, то при $0,2 < \mu/\mu_0 < 0,8$ ширина скомпенсированного пучка будет меняться в пределах $(0,12-0,15)$ мм, мощность (при предположении осесимметричного распределения поля) — в пределах $(20-450)$ мВт, а скорость перемещения фазового фронта будет на $(10^{-5}-5 \cdot 10^{-5})\%$ больше скорости света $c/\sqrt{\epsilon_0}$ в основной среде. При этом у более мощных пучков фазовый фронт будет перемещаться

с меньшей скоростью, а наибольшее отличие фазовой скорости от скорости света (на $6 \cdot 10^{-5}\%$) будет наблюдаться у однородной плоской волны бесконечно слабой интенсивности.

Семейство профилей поглощения также приведено на рис. 1 (нижняя половина). Видно, что глубина профиля возрастает вместе с амплитудой пучка, а ширина a_{Γ} (определяемая по среднему значению коэффициента поглощения) близка к ширине соответствующего скомпенсированного пучка (для значений $0,2 < \mu/\mu_0 < 0,8$ их отличие не превосходит 35%).

3. НЕОДНОРОДНО-УШИРЕННАЯ ЛИНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Для активной среды с неоднородно-уширенной (из-за случайного разброса индивидуальных центральных частот переходов активных молекул) линией люминесценции нелинейная диэлектрическая проницаемость ϵ^{NL} для случая лоренцевского распределения параметров активных центров представляется [7] в виде

$$\epsilon^{NL} = \frac{\epsilon_0 \gamma n^0}{\delta^2 + (\beta + \sqrt{1 + \mathcal{E}^2})^2} \left[\delta + i \frac{\beta + \sqrt{1 + \mathcal{E}^2}}{\sqrt{1 + \mathcal{E}^2}} \right], \quad (12)$$

где $\beta = \overline{\Delta\omega T_2}$ — безразмерная полуширина линии.

Как и при однородном уширении линии люминесценции, будем сначала предполагать $n^0 = \text{const}$. Тогда из (12) следует, что в среде по-прежнему существует высокочастотная граница самофокусировки $\delta < 0$.

Поперечное распределение поля в скомпенсированном пучке, обеспечивающее уравнивание дифракции рефракцией, определяется теперь соотношением

$$\int_{\mathcal{E}}^{\mathcal{E}_0} \left\{ \ln \frac{\delta^2 + (\beta + \sqrt{1 + \mathcal{E}^2})^2}{\delta^2 + (\beta + 1)^2} - \left(\frac{\mu}{\mu_3} \right) \frac{\mathcal{E}^2}{\delta^2 + (\beta + 1)^2} - \right. \\ \left. - 2 \frac{\beta}{|\delta|} \arctg \left[|\delta| \frac{\sqrt{1 + \mathcal{E}^2} - 1}{\delta^2 + (\beta + 1)(\beta + \sqrt{1 + \mathcal{E}^2})} \right] \right\}^{-1/2} d\mathcal{E} = \sqrt{\gamma n^0 |\delta|} \xi \quad (13)$$

при условии

$$0 > \mu > \mu_3 = \frac{1}{2} \frac{\gamma n^0 \delta}{\delta^2 + (\beta + 1)^2}. \quad (14)$$

Формула (13) по содержанию и форме аналогична (8) и переходит в последнюю при $\beta \rightarrow 0$. Как и в предыдущем случае, интенсивность поля \mathcal{E}_0^2 на оси пучка определяется из условия обращения подынтегральной функции в бесконечность.

По известному распределению поля $\mathcal{E}(\xi)$ нетрудно определить из выражения (6) профиль потерь

$$\Gamma(\xi) = \frac{\gamma n^0}{2} \frac{\beta + \sqrt{1 + \mathcal{E}^2(\xi)}}{\sqrt{1 + \mathcal{E}^2(\xi)} \cdot [\delta^2 + (\beta + \sqrt{1 + \mathcal{E}^2(\xi)})^2]}, \quad (15)$$

необходимый для скомпенсированности усиления и поглощения.

На рис. 2, 3 кривыми K_i представлены зависимости амплитуды поля \mathcal{E}_0 на оси скомпенсированного пучка и ширины a по уровню интенсивности $1/e$ (в единицах $10^{-3} \sqrt{\gamma n^0 |\delta| \xi}$) от параметра μ/μ_3 для нескольких неоднородно-уширенных сред. В качестве расчетных выбраны параметры газовых сред, используемых в квантовых генераторах:

$\beta_1=400$ (смесь He-Ne, $\lambda=0,63$ мкм), $\beta_2=200$ (смесь He-Ne, $\lambda=1,15$ мкм), $\beta_3=100$ (смесь He-Ne, $\lambda=3,39$ мкм), $\beta_4=50$ (Xe, $\lambda=2,03$ мкм), $\beta_5=10$ (CO₂, $\lambda=10,6$ мкм). Следует отметить, что в большинстве практически интересных случаев выполняется соотношение $\delta^2 \ll \beta^2$, и амплитуда скомпенсированного пучка в соответствии с (13) слабо зависит от величины расстройки.

Поперечное распределение поля в скомпенсированных пучках, как и форма профилей поглощения, качественно не отличается от случая среды с однородным уширением линии люминесценции. Ширина профиля поглощения при различных значениях параметров β и μ/μ_β в 1,5—3,5 раза превышает ширину соответствующего скомпенсированного пучка.

Численные оценки для представленных на рисунках случаев и $\mu/\mu_\beta=0,9$ приведены в табл. 1 и свидетельствуют о том, что скомпенсированными могут стать пучки с интенсивностью поля на оси порядка 0,1 СГСЕ, шириной порядка 1 см и мощностью П (при предположении осесимметричного распределения поля) порядка 1 — 10² Вт.

Таблица 1

| № | β | γn^0 | $-\delta$ | a , см | E_0 , СГСЕ | П, Вт |
|---|---------|------------------|-----------|-------------|-----------------|----------|
| 1 | 400 | 10 ⁻⁶ | 40 | 2,9 | 0,34 | 364,5 |
| 2 | 200 | 10 ⁻⁵ | 20 | 1,2 | 0,18 | 17,5 |
| 3 | 100 | 10 ⁻⁴ | 10 | 0,8 | 0,10 | 2,5 |
| 4 | 50 | 10 ⁻⁵ | 5 | 1,0 | 0,05 | 0,9 |
| 5 | 10 | 10 ⁻⁵ | 1 | 2,5 | 0,02 | 0,9 |

Рассмотрим другую предельную возможность существования скомпенсированного пучка, которая может быть реализована в среде с однородным поглощением $\Gamma = \text{const}$ и зависящей от поперечной координаты инверсной разностью населенностей $n^0(\xi)$. Профиль инверсной населенности должен обеспечивать уравновешенность усиления и поглощения и, согласно (6), должен быть связан с поперечным распределением поля в пучке следующим образом:

$$n^0(\xi) = (2\Gamma/\gamma) \sqrt{1 + \mathcal{E}^2(\xi)} [\delta^2 + (\beta + \sqrt{1 + \mathcal{E}^2(\xi)})^2] (\beta + \sqrt{1 + \mathcal{E}^2(\xi)})^{-1}. \quad (16)$$

Распределение инверсии $n^0(\xi)$ изменяет рефракционные свойства вещества и эквивалентно созданию линзоподобной среды даже в отсутствие волны (см. (12)). Присутствие поля приводит к дополнительному искажению поперечного профиля ϵ_R^{NL} . Результирующее эффективное распределение диэлектрической проницаемости находится подстановкой (16) в (12):

$$\epsilon_R^{NL}(\xi) = \epsilon_0 2\Gamma\delta \sqrt{1 + \mathcal{E}^2(\xi)} (\beta + \sqrt{1 + \mathcal{E}^2(\xi)})^{-1}. \quad (17)$$

Как видно из (17), в веществе с однородно-уширенной линией люминесценции ($\beta=0$) «эффективная распределенная линза» отсутствует, и существование скомпенсированного пучка при $\Gamma = \text{const}$ становится невозможным. В среде с неоднородно-уширенной линией усиления наличие «линзы» приводит к замене высокочастотной границы самофокусировки ($\delta < 0$) на низкочастотную ($\delta > 0$).

Распределение поля в скомпенсированном пучке, обеспечивающее компенсацию дифракции и рефракции, отыскивается интегрированием уравнения (5) с учетом (17). При дополнительном условии

$$0 < (\mu_0^* - \mu) / (\mu_0^* - \mu_\beta) \equiv \bar{\mu} / \bar{\mu}_\beta < 1 \quad (18)$$

(где $\mu_0^* = \Gamma\delta$, $\mu_\beta^* = \Gamma\delta / (\beta + 1)$) локализованное распределение поля в двумерном пучке определяется соотношением

$$\int_{\xi_0}^{\xi} \beta^{-1/2} \left[(\sqrt{1 + \xi^2} - 1) - \beta \ln \frac{\beta + \sqrt{1 + \xi^2}}{\beta + 1} - \left(\frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_\beta} \right) \frac{\xi^2}{2(\beta + 1)} \right]^{-1/2} d\xi = 2\sqrt{\Gamma\delta}\xi, \quad (19)$$

где интенсивность поля ξ_0^2 на оси пучка определяется из условия обращения подынтегральной функции в бесконечность.

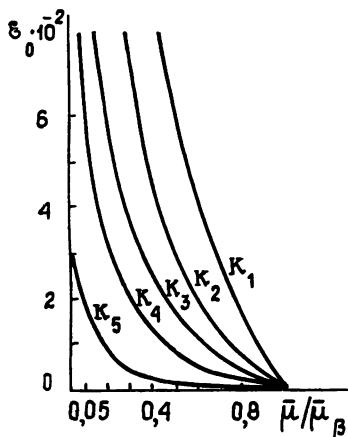


Рис. 4.

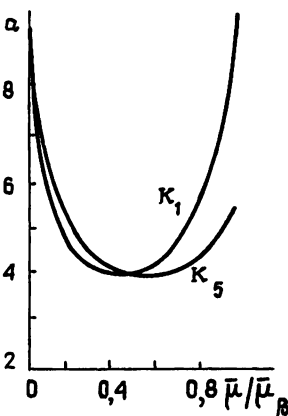


Рис. 5.

На рис. 4 изображены зависимости амплитуды скомпенсированного пучка от параметра $\bar{\mu} / \bar{\mu}_\beta$ для использованных выше неоднородно-уширенных сред. Зависимость ширины пучка a от $\bar{\mu} / \bar{\mu}_\beta$ мало изменяется при переходе от одной неоднородно-уширенной среды к другой. Две зависимости с наибольшими отличиями (в единицах $2\sqrt{\Gamma\delta}\xi$) представлены на рис. 5 (кривая K_1 — $\beta_1 = 400$, кривая K_5 — $\beta_5 = 10$).

Таблица 2

| № | β | $\Gamma\delta$ | a , см | E_0 , СГСЕ | Π , Вт |
|---|---------|---------------------|----------|--------------|------------|
| 1 | 400 | $4 \cdot 10^{-8}$ | 0,17 | 0,69 | 5,2 |
| 2 | 200 | $4 \cdot 10^{-8}$ | 0,31 | 0,35 | 4,4 |
| 3 | 100 | $1,5 \cdot 10^{-7}$ | 0,48 | 0,18 | 2,8 |
| 4 | 50 | $1,5 \cdot 10^{-7}$ | 0,27 | 0,10 | 0,27 |
| 5 | 10 | $1,5 \cdot 10^{-7}$ | 1,01 | 0,03 | 0,34 |

По известному распределению поля в скомпенсированном пучке с учетом соотношения (16) легко восстанавливается форма необходимых профилей разности населенностей. Для данных, использованных при построении рис. 4, 5, ширина профиля, определяемая по среднему значению инверсной населенности, составляет 0,85—1,1 ширины соответствующего скомпенсированного пучка.

Оценки ширины, интенсивности поля на оси и мощности скомпенсированных пучков при значении параметра $\bar{\mu} / \bar{\mu}_\beta = 0,9$ приведены в табл. 2.

Обратим внимание на принципиальную возможность существования двумерных скомпенсированных пучков, у которых поперечная структура поля $\mathcal{E}(\xi, \zeta)$ и скорость перемещения фазового фронта $v_{\phi}(\zeta)$ меняются в направлении распространения ζ . Они могут существовать, если μ или μ_0 ($\mu_{\beta}, \mu_{\beta}^*$) медленно (на размерах порядка длины волны) зависят от ζ , так что формулы для распределения поля, профиля поглощения $\Gamma(\xi, \zeta)$ и инверсной населенности $n^0(\xi, \zeta)$ остаются корректными. В важном частном случае, когда от ζ зависит только инверсная населенность n^0 (и соответственно только μ_0 или μ_{β}), возможны пучки (при $\mu = \text{const}$) с меняющейся (по ζ) структурой поля и постоянной скоростью перемещения фазового фронта.

Результаты работы могут быть полезны для оценок параметров пучков, распространяющихся без дополнительной фазовой коррекции в усилителях с длинными трассами активной среды, для которой известны поперечные распределения концентрации активных центров и линейного поглощения. При этом структура поля $\mathcal{E}_0(\xi)$ и профиль концентрации $n_0^0(\xi)$, полученные в настоящей работе как результат точного решения параболического уравнения, являются «эталоном», с которыми должны сравниваться заданное распределение инверсной населенности $n^0(\xi)$ и отыскиваемое решение $\mathcal{E}(\xi)$ неоднородной задачи. Результаты работы могут быть использованы также для оценок параметров структуры излучения лазеров (в частности, кольцевых), которые имеют активные среды с поперечным профилем инверсной разности населенностей и резонаторы с плоскими зеркалами. В таких системах профиль поглощения может быть легко реализован с помощью зеркал с переменной по поперечной координате прозрачностью. Достоинством рассмотренных методов канализации поля является плоский фазовый фронт, обеспечивающий минимальную выходную расходимость излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аскарьян Г. А.—ЖЭТФ, 1962, 42, с. 1567.
2. Таланов В. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1964, 7, № 3, с. 564.
3. Chiao R. Y., Garmire E., Townes C.—Phys. Rev. Lett., 1964, 13, p. 479.
4. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.—ЖЭТФ, 1966, 50, № 6, с. 1537.
5. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.—УФН, 1967, 93, № 1, с. 19.
6. Горбушина Т. А., Дегтярев Л. М., Крылов В. В.—Препринт ин-та прикл. матем. АН СССР № 14.—М., 1973.
7. Javan A., Kelly P. L.—IEEE, 1966, QE-2, № 9, p. 470.
8. Гора В. Д., Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П.—Квантовая электроника, 1980, 7, № 4, с. 720.
9. Миловский Н. Д., Русов Н. Ю., Ястребова Т. В.—Изв. вузов—Радиофизика, 1982, 25, № 2, с. 148.
10. Кондратьев И. Г., Миллер М. А.—Изв. вузов—Радиофизика, 1966, 9, № 5, с. 910.
11. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом.—М.: Наука, 1977.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
17 февраля 1982 г.

CHANELLING POSSIBILITY OF A LIGHT BEAM IN NONLINEAR MEDIUM WITH SPACE INHOMOGENEOUS AMPLIFICATION AND ABSORPTION

N. S. Ginzburg, N. D. Milovskij, N. Yu. Rusov

Propagation is considered of a monochromatic electron beam in an infinite active medium taking into account the action of the diffraction diffusion, nonlinear refraction, nonlinear amplification, and nonlinear absorption on its transverse structure. It is stated that in the presence of a definite dependence of the absorption coefficient (or inverse population) on the transverse coordinate, the wave beam propagates in the nonlinear active medium without variation of its structure and power. The forms of the necessary absorption and amplification profiles as well as the field structure in the compensated beam have been defined.