

УДК 621.378

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛНОВОГО ПУЧКА В АКТИВНОЙ СРЕДЕ С РЕЗОНАНСНОЙ И КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЯМИ

Н. Д. Миловский, Н. Ю. Русов, Т. В. Ястребова

Проведено сравнение воздействий, оказываемых на световой пучок в однородно-уширенной активной среде с керровской и резонансной нелинейностями. При помощи численного интегрирования параболического уравнения определены максимальное самосжатие пучка, а также доля самоканализирующейся мощности. Рассчитано поведение пучка в среде с резонансной нелинейностью при разных соотношениях нелинейного усиления и линейного поглощения. Обнаружены области, в которых плотность мощности в пучке из-за нелинейной рефракции оказывается больше плотности мощности насыщения.

Процессы самовоздействия световых пучков, обусловленные резонансными взаимодействиями поля с активной (а также пассивной) средой, достаточно давно привлекают к себе внимание исследователей, и многие аспекты этой проблемы рассматривались в работах [1-8]. Обсуждались возможности крупномасштабной стационарной [1,2] и нестационарной («когерентной») [3,4] самофокусировки, а также мелкомасштабной самофокусировки [5-7] в нелинейной среде с резонансным усилением или поглощением. В [3,4] исследовалось влияние на процессы самовоздействия начальной длительности и формы импульса.

В [1] изучалась зависимость ширины распространяющегося в активной среде монохроматического пучка (частота Ω которого отстроена от частоты центра линии Ω_0 на $\delta = \Omega - \Omega_0 = 1$ полуширину линии люминесценции) от параметров вещества, начальных размеров пучка и расстояния. В [2] подробно исследованы режимы распространения пучка в среде с резонансным поглощением и нелинейностью. Однако в реальных средах наряду с нелинейным усилением (или поглощением) за счет разности населенностей всегда присутствуют линейные потери, а наряду с обусловленной наличием активных центров резонансной нелинейностью, вообще говоря, всегда имеет место керровская нелинейность. При наличии поглощения вследствие эффекта насыщения усиление на достаточно больших расстояниях может оказаться скомпенсированным. В этом случае нелинейная рефракция и дифракция, конкурируя друг с другом, оказывают сильное влияние на фазовый фронт и ширину пучка. Изучение этих процессов и оценки условий их реализации представляют интерес с точки зрения формирования поперечной структуры генерируемой лазером (в частности, кольцевым) моды, а полученные результаты могут оказаться весьма полезными при расчетах конструкций одномодовых генераторов или селективирующих устройств. Исследование этих вопросов и является целью настоящей работы о распространении светового пучка в нелинейной однородно-уширенной активной среде с линейными потерями.

1. СРАВНЕНИЕ ВЕЛИЧИН КЕРРОВСКОЙ И РЕЗОНАНСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ

В квазиоптическом приближении распространение монохроматического светового пучка в однородно-уширенной активной среде можно

описать параболическим уравнением для медленно меняющейся комплексной амплитуды поля

$$2i \frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}}{\partial \kappa} = \Delta_{\perp} \tilde{\mathcal{E}} + 2i \left(\frac{\gamma n^0}{2} \frac{1}{1 + \delta^2 + |\tilde{\mathcal{E}}|^2} - \frac{\Gamma}{\Omega_0} \right) \tilde{\mathcal{E}} + \left[\frac{\gamma n^0 \delta}{1 + \delta^2 + |\tilde{\mathcal{E}}|^2} + \epsilon_{\kappa} |\tilde{\mathcal{E}}|^2 \right] \tilde{\mathcal{E}}, \quad (1)$$

которое получается стандартным, хорошо известным методом [7] из исходной системы уравнений для матрицы плотности и уравнений Максвелла с учетом того, что нелинейная поляризация среды

$$P^{NL} = N \text{Sp} (\hat{d} \hat{\rho}) + (\epsilon_0 \epsilon' / 4\pi) |E|^2 E \quad (2)$$

обусловлена наличием резонансной и керровской нелинейностей. В уравнениях (1), (2) использованы безразмерные переменные, координаты и параметры: напряженность электрического поля

$E d_{12} / \hbar \sqrt{\gamma_{\perp} \gamma_{\parallel}} = \text{Re} \tilde{\mathcal{E}} \exp(i\Omega\tau - i\zeta)$, стационарная разность населенностей $n^0 = 4\pi N |d_{12}|^2 (\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0) / \hbar \epsilon_0 \sqrt{\gamma_{\perp} \gamma_{\parallel}}$, отношение поперечного времени релаксации к продольному $\gamma^2 = \gamma_{\parallel} / \gamma_{\perp}$, частота $\Omega = \omega / \gamma_{\perp}$, расстройка частоты поля от центральной частоты перехода $\delta = \Omega - \Omega_0$, коэффициент линейного поглощения $2\Gamma = 4\pi\sigma / \gamma_{\perp} \epsilon_0$, коэффициент кубичной керровской нелинейности $\epsilon_{\kappa} = \epsilon' (\hbar \sqrt{\gamma_{\perp} \gamma_{\parallel}} / |d_{12}|)^2$, время $\tau = \gamma_{\perp} t$, координаты $(\xi, \eta, \zeta) = \Omega_0 \gamma_{\perp} (\sqrt{\epsilon_0 / c})(x, y, z)$. В этих формулах, помимо общепринятых $(\epsilon, \hbar, E, c, x, y, z)$ использованы следующие обозначения: ρ_{ij} и d_{ij} — элементы матриц плотности и дипольного момента молекулы, γ_{\perp}^{-1} и γ_{\parallel}^{-1} — поперечное и продольное времена релаксации, N — концентрация активных молекул.

Из уравнения (1) видно, что резонансная нелинейность вносит вклад в нелинейную рефракцию только в том случае, когда частота излучения сдвинута относительно частоты резонансного перехода в среде ($\delta \neq 0$). В случае, когда активная среда является усиливающей ($n^0 > 0$) и отстройка отрицательна ($\delta < 0$), резонансная нелинейность способствует концентрации поля на оси пучка.

Оценим по порядку величины резонансную и керровскую нелинейные добавки к диэлектрической проницаемости, выбрав в качестве параметров активных сред типичные параметры [8] рубина ($\lambda = 6940 \text{ \AA}$, $|d_{12}| = 10^{-20} \text{ CGSE}$, $\gamma_{\perp}^{-1} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ c}$, $\gamma_{\parallel}^{-1} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ c}$, $N = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0 = 10^{-2}$, $|\delta| = 1$, $\epsilon' = 10^{-13} \text{ CGSE}$, $\epsilon_0 = 3$)

и типичные параметры алюмоиттриевого граната ($\lambda = 1064 \text{ \AA}$, $|d_{12}| = 10^{-20} \text{ CGSE}$, $\gamma_{\perp}^{-1} = 5,5 \cdot 10^{-12} \text{ c}$, $\gamma_{\parallel}^{-1} = 5,5 \cdot 10^{-4} \text{ c}$, $N = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0 = 10^{-2}$, $|\delta| = 1$, $\epsilon' = 10^{-13} \text{ CGSE}$, $\epsilon_0 = 2,25$). Результаты сравнения приведены на рис. 1, где по оси абсцисс отложена в логарифмическом масштабе интенсивность поля, отнесенная к интенсивности в ед. CGSE, а по оси ординат — в логарифмическом масштабе величина относительной нелинейной добавки к диэлектрической проницаемости. Кривыми $(K_p)_i$ изображены зависимости

$$\lg \left(\frac{|\Delta \epsilon_p|}{\epsilon_0} \right) = \lg \left(\frac{\gamma n^0 |\delta|}{1 + \delta^2 + |\tilde{\mathcal{E}}|^2} \right) = \lg \left(\frac{\gamma n^0 |\delta|}{1 + \delta^2 + (|d_{12}|^2 |E|^2 / \hbar^2 \gamma_{\perp} \gamma_{\parallel})} \right)$$

резонансных нелинейных добавок в рубине ($i = 1$) и алюмоиттриевом гранате ($i = 2$), а кривой (K_K) — зависимость

$$\lg(\Delta\epsilon_k/\epsilon_0) = \lg(\epsilon_k |\tilde{\mathcal{E}}|^2) = \lg(\epsilon' |E|^2)$$

керровской нелинейной добавки, одинаковой для рубина и алюмоиттриевого граната.

При появлении относительной нелинейной добавки $\Delta\epsilon/\epsilon_0$ к диэлектрической проницаемости на достаточно больших трассах нелинейного взаимодействия излучения со средой, когда

$$\int_0^L (|\Delta\epsilon|/\epsilon_0) (\omega/c) \sqrt{\epsilon_0} dz \sim 1,$$

происходят значительные искажения амплитудного и фазового фронтов пучка. В оптическом диапазоне ($\omega_0 \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$) на длинах порядка одного метра это соответствует [9] $|\Delta\epsilon|/\epsilon_0 \sim 10^{-8} \div 10^{-7}$ (заштрихованная полоса на рис. 1).

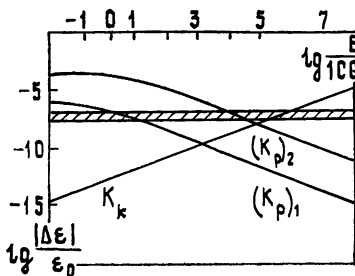


Рис. 1.

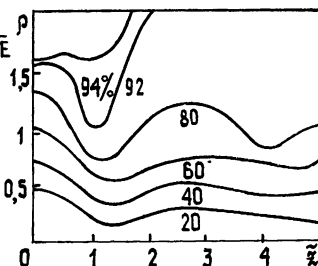


Рис. 2.

Используя эти оценки, сравним воздействия, оказываемые на пучок керровской и резонансной нелинейностями. Из рис. 1 следует, что керровская нелинейная часть диэлектрической проницаемости достигает таких значений при $|E|^2 \sim 10^5 \div 10^6 \text{ CGSE}$, тогда как величиной резонансной нелинейности при этих значениях $|E|^2$ можно пренебречь. При малых значениях интенсивности поля определяющей будет резонансная нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости, которая в случае рубина превышает величину $10^{-8} \div 10^{-7}$ при $0 < |E|^2 \leq \leq 10^2 \text{ CGSE}$, а в случае алюмоиттриевого граната — при $0 < |E|^2 \leq \leq 10^4 \div 10^5 \text{ CGSE}$. Как видно из рис. 1, интервалы значений интенсивности поля, при которых существенны резонансная и керровская нелинейности, не перекрываются. Резонансную нелинейность, таким образом, нужно учитывать при распространении маломощных пучков, в частности, на начальном этапе формирования пучка в линиях передачи и в резонаторах с активными элементами.

Рис. 1 указывает на сильный эффект насыщения резонансной нелинейности. При $|\tilde{\mathcal{E}}|^2 \sim 1 + \delta^2$ (что в реальных активных средах примерно соответствует интенсивности $|E|^2 \sim 1 \text{ CGSE}$) резонансная нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости достигает половины своего максимального значения, а при $|E|^2 \sim 10^2 \text{ CGSE}$ уменьшается практически в сто раз. Поэтому даже при малых значениях интенсивности поля $|E|^2 \sim 1 \text{ CGSE}$ резонансную нелинейность нельзя считать кубичной, требуется учитывать все члены в разложении диэлектрической проницаемости в ряд по степеням поля. Насыщение керровской нелинейности, как известно [10, 11], значительно менее эффективно, и его необходимо учитывать лишь при $|E|^2 \sim 10^{10} \div 10^{12} \text{ CGSE}$. Принимая во внимание известные результаты [10, 11] о влиянии этого насыщения на поперечные размеры самофокусирующегося в нелинейной среде пуч-

ка, можно ожидать, что сильное насыщение резонансной нелинейности будет серьезно препятствовать значительной фокусировке поля в активной среде.

2. КОНКУРЕНЦИЯ ДИФРАКЦИИ И РЕФРАКЦИИ ВСЛЕДСТВИЕ СИЛЬНОНАСЫЩАЮЩЕЙСЯ РЕЗОНАНСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Следуя работе [13], введем с помощью соотношения

$$\tilde{\mathcal{E}} = \mathcal{E}e^{-i\varphi} \quad (3)$$

амплитуду \mathcal{E} и фазу φ поля, а затем полную фазу

$$\varphi_{\pi} = \zeta + \varphi \quad (4)$$

и вектор Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \mathcal{E}^2 \nabla \varphi_{\pi}. \quad (5)$$

Подставив (3)—(5) в (1), получим два уравнения

$$(\nabla \varphi_{\pi})^2 = \left(1 + \frac{\gamma n^0 \delta}{1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2} \right) + \epsilon_{\kappa} \mathcal{E}^2 + \frac{\Delta_{\perp} \mathcal{E}}{\mathcal{E}}; \quad (6)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{S} = \gamma n^0 \frac{\mathcal{E}^2}{1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2} - \frac{2\Gamma}{\Omega_0} \mathcal{E}^2, \quad (7)$$

одно из которых (6) определяет вклады рефракции и дифракции в полную фазу распространяющегося поля, а второе (7) отражает роль усиления и поглощения как источников, рождающих поток мощности в нелинейной среде.

Задавая поперечную структуру и интенсивность поля и учитывая, что поперечные координаты параксиальных лучей подчиняются уравнению

$$\frac{d^2 r}{d\zeta^2} = \frac{1}{2} \nabla_{\perp} [(\nabla \varphi_{\pi})^2] = \frac{1}{2} \left[\epsilon_{\kappa} - \frac{\gamma n^0 \delta}{(1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2)^2} \right] \nabla_{\perp} \mathcal{E}^2 + \frac{1}{2} \nabla_{\perp} \frac{\Delta_{\perp} \mathcal{E}}{\mathcal{E}}, \quad (8)$$

путем сопоставления слагаемых в правой части (8) можно оценить конкуренцию дифракции и нелинейной рефракции в разных точках пучка. Полагая, что на вход в нелинейную среду падает гауссов пучок с плоским фазовым фронтом

$$\tilde{\mathcal{E}}(r, 0) = \mathcal{E}_0 \exp(-r^2/2a^2) \quad (9)$$

и таким небольшим значением интенсивности \mathcal{E}_0^2 , при котором можно пренебречь величиной керровской нелинейности по сравнению с резонансной $\gamma n^0 |\delta| / (1 + \delta^2 + |\tilde{\mathcal{E}}|^2) \gg \epsilon_{\kappa} |\tilde{\mathcal{E}}|^2$, из уравнения

$$\frac{d^2 r}{d\zeta^2} = \frac{r}{a} \left[\frac{1}{a^2} - \gamma n^0 |\delta| \frac{\mathcal{E}_0^2 \exp(-r^2/a^2)}{(1 + \delta^2 + \mathcal{E}_0^2 \exp(-r^2/a^2))^2} \right] \quad (10)$$

определим область поперечных координат параксиальных лучей, в которой нелинейная рефракция преобладает над дифракцией ($d^2 r/d\zeta^2 < 0$) и которая поэтому называется областью сходимости лучей.

Рассмотрим зависимость отношения

$$R = \frac{\gamma n^0 |\delta|}{1 + \delta^2} \frac{a^2 \bar{\mathcal{E}}^2 \exp(-\rho^2)}{(1 + \bar{\mathcal{E}}^2 \exp(-\rho^2))^2} \equiv \frac{W \exp(-\rho^2)}{(1 + \bar{\mathcal{E}}^2 \exp(-\rho^2))^2} \quad (11)$$

рефракционного и дифракционного членов уравнения (10) от поперечной координаты (в единицах ширины пучка $\rho = r/a$) при разных значениях нормированной на $(1 + \delta^2)$ интенсивности поля на оси пучка $\bar{\mathcal{E}}^2 = \mathcal{E}_0^2/(1 + \delta^2)$ и разных значениях безразмерного параметра $W = a^2 \bar{\mathcal{E}}^2 \gamma n^0 |\delta|/(1 + \delta^2)$, пропорционального мощности пучка Π ($\Pi = W \gamma c^3 \hbar^2 (1 + \delta^2)^2/8 |a_{12}|^2 \Omega_0^2 \sqrt{\epsilon_0} n^0 |\delta|$). При $\bar{\mathcal{E}}^2 < 1$ величина R монотонно убывает от значения $W/(1 + \bar{\mathcal{E}}^2)^2$ до нуля, при $\bar{\mathcal{E}}^2 > 1$ — возрастает на участке $0 < \rho^2 < \rho_m^2 = \ln \bar{\mathcal{E}}^2$ до максимального значения $W/4 \bar{\mathcal{E}}^2$, а затем монотонно убывает до нуля. Положение области сходимости ($R > 1$) определяется значениями параметра W и интенсивности поля $\bar{\mathcal{E}}^2$ на оси пучка.

В случае малых мощностей $W < 1$ дифракция всегда преобладает над рефракцией. При $1 < W < 4$ область сходимости имеется в приосевой части пучка $0 < \rho^2 < \rho_2^2 = 2 \ln [2 \bar{\mathcal{E}}^2 / (\sqrt{W} - \sqrt{W - 4 \bar{\mathcal{E}}^2})]$, если интенсивность на оси достаточно мала: $\bar{\mathcal{E}}^2 < \sqrt{W} - 1$. В случае $W > 4$ при интенсивностях на оси $\bar{\mathcal{E}}^2 < \sqrt{W} - 1$ существует приосевая область сходимости $0 < \rho^2 < \rho_2^2$, при $\sqrt{W} - 1 < \bar{\mathcal{E}}^2 < W/4$ рефракция преобладает над дифракцией в области $\rho_1^2 < \rho^2 < \rho_2^2$ ($\rho_{1,2}^2 = 2 \ln [2 \bar{\mathcal{E}}^2 / (\sqrt{W} \pm \sqrt{W - 4 \bar{\mathcal{E}}^2})]$) и, наконец, если $\bar{\mathcal{E}}^2 > W/4$, то область сходимости отсутствует.

Таким образом, наиболее существенное отличие среды с резонансной нелинейностью от кубичной керровской среды заключается в том, что при одной и той же достаточно большой ($W > 1$) мощности пучка в зависимости от значения интенсивности поля на оси (или, что то же самое, от ширины пучка) область сходимости может как присутствовать, так и отсутствовать.

3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПУЧКА В СРЕДЕ СО СКОМПЕНСИРОВАННЫМ УСИЛЕНИЕМ

Рассмотрим вначале распространение маломощного ($|\Delta \epsilon_r| \gg \Delta \epsilon_k$) волнового пучка в среде с резонансной нелинейностью

$$\epsilon = 1 + [\gamma n^0 \delta / (1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2)] = 1 + \Delta \epsilon^{NL} \quad (12)$$

при предположении, что усиление компенсировано потерями

$$\operatorname{div} \mathbf{S} = 0, \quad (13)$$

отложив обсуждение реальных возможностей такой компенсации до следующего раздела. Задача о распространении волнового пучка в среде с насыщающейся нелинейностью

$$2i (\partial \tilde{\mathcal{E}} / \partial \zeta) = \Delta_{\perp} \tilde{\mathcal{E}} + [\gamma n^0 \delta / (1 + \delta^2 + |\tilde{\mathcal{E}}|^2)] \tilde{\mathcal{E}} \quad (14)$$

не является новой по своей постановке [10–12] и была решена в безбаррационном приближении [2] без использования разложения нелинейного показателя преломления в ряд по степеням поля. В настоящем сообщении приведем результаты численного исследования поведения лучевых трубок пучка, иллюстрирующие предыдущий раздел работы.

При численном интегрировании (14) введем новые безразмерные координаты $\tilde{r} = \Omega_0^{-3/4} r$, $\tilde{z} = \Omega_0^{-3/2} \zeta$, что для случая рубина будет соответствовать следующему пересчету безразмерных величин в размерные: $r(\text{см}) = \tilde{r}/30$, $z(\text{см}) = 10^2 \tilde{z}$. Дифракционная длина пучка

$(\omega_0/c) \sqrt{\varepsilon_0} a^2$ соответствует расстоянию $\tilde{z} = 1$. В качестве входных выберем такие параметры пучка $\mathcal{E}_0 = 1, \tilde{a} = 1$ ($\tilde{\mathcal{E}}^2 = 0,5, W = 10$), чтобы начальная сходимости лучей $d^2r/dz^2|_{z=0, r=a}$ была близка к начальной сходимости вследствие керровской нелинейности у пучка такой же ширины, мощность которого равна удвоенной критической мощности самофокусировки в керровской среде и который, распространяясь в кубичной керровской среде, схлопывается в точку на расстоянии порядка 50 см. При выбранных входных параметрах выполняются соотношения $W > 4, \tilde{\mathcal{E}}^2 < \sqrt{W} - 1$ и, согласно предыдущему параграфу, в пучке на начальном этапе распространения имеется приосевая область сходимости лучей $0 < \rho < \rho_2 = 1,5$, в которую попадает около 80% полной мощности пучка.

На рис. 2 приведена полученная в результате расчета методом прямых на ЭВМ БЭСМ-6 картина лучевых трубок самоканализирующегося пучка с указанием в процентах доли мощности пучка, заключенной внутри соответствующей лучевой трубки. Как видно из рисунка, интенсивность на оси пучка в области наибольшего самосжатия

при $\tilde{z} = 1,2$ ($z = 120$ см) превосходит начальную не более чем в четыре раза, что подтверждает ожидавшееся отсутствие сильных фокусирующих эффектов в средах с резонансными нелинейностями. Самоканализируется только приосевая часть ($\rho < 1,5$) пучка, совпадающая с найденной аналитически областью сходимости на входе в нелинейную среду и содержащая около 80% полной мощности, а периферийная часть пучка попадает в область дефокусировки. Подобные aberrации наблюдались [12] при моделировании на ЭВМ самоканализации пучка в среде со слабонасыщающейся керровской нелинейностью, когда самоканализировалась лишь часть мощности пучка порядка критической мощности самофокусировки. В исследуемом случае сильнонасыщающейся резонансной нелинейности традиционное понятие критической (характерной) мощности самофокусировки [15, 16] нуждается в модификации, а вопрос о доле самоканализирующейся мощности пучка требует дополнительных исследований.

Изучение поперечного распределения поля в пучке показало, что по мере распространения не происходит существенных искажений гауссовой формы пучка в приосевой области. Так для $\tilde{z} < 6$ отклонение $(f(\rho, z) \exp[\rho^2(z)/2] - 1)$ 100% поперечной структуры поля $f(\rho, z)$ от гауссовой формы $\exp[-\rho^2(z)/2]$ не превосходит 1% при $\rho < 1$ ($r < a(z)$).

4. ВОЗДЕЙСТВИЕ НЕЛИНЕЙНОГО УСИЛЕНИЯ НА ШИРИНУ И ФОРМУ ПУЧКА

Нелинейное усиление, в отличие от рефракции и дифракции, не искривляет фазового фронта пучка (см. (6), (7)), но приводит к увеличению его ширины. Изменение ширины при распространении пучка определяется конкуренцией нелинейной рефракции, с одной стороны, дифракции и нелинейного усиления — с другой. Эти процессы исследовались путем численного интегрирования уравнения (1) при предположении, что инверсная разность населенностей n^0 (и, следовательно, усиление) однородна по поперечной координате и керровская нелинейность мала по сравнению с резонансной.

В качестве входных были выбраны такие же параметры пучка и среды, как и в случае скомпенсированного усиления. Расчеты были произведены для нескольких значений величины линейного поглощения $\Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4 \neq 0$ и сопоставлены со случаем $\Gamma_1 = 0$, когда линейное поглощение можно считать пренебрежимо малым.

Во втором случае ($\Gamma_2 = 2 \cdot 10^{-2}$) линейное поглощение выбиралось таким, чтобы ослабление из-за него было в три раза меньше ненасыщенного усиления активной среды (в линейном режиме при $\mathcal{E}_0^2 \ll 1 + \delta^2$). При таком выборе среды и частоты процесса ($\delta = -1$) интенсивность плоской волны $\mathcal{E}_S^2 = (\Omega_0 \gamma n^0 / 2\Gamma) - (1 + \delta^2) = 4$, для которой усиление полностью компенсировано линейным поглощением, будет в четыре раза превышать начальную интенсивность поля на оси пучка ($\mathcal{E}_0^2 = 1$).

В третьем случае ($\Gamma_3 = 4 \cdot 10^{-2}$) линейное поглощение было таким, чтобы оно компенсировало усиление на оси пучка при входе в среду ($\mathcal{E}_S^2 = 1 = \mathcal{E}_0^2$).

В четвертом случае ($\Gamma_4 = 6 \cdot 10^{-2}$) среда была поглощающей при любых значениях начальной интенсивности ($\mathcal{E}_0^2 \exp(-r^2/a^2) > \mathcal{E}_S^2 = 0$).

В каждом из первых трех случаев полная мощность пучка возрастала в направлении его распространения (кривые K_1, K_2, K_3 на рис. 3), а в последнем случае она монотонно уменьшалась.

На рис. 4 приведена зависимость от расстояния \tilde{z} ширины пучка по половинному уровню мощности. Как видно из рисунка, на расстоянии, равном дифракционной длине пучка $\tilde{z} = 1$, вместе с ростом мощности (K_1, K_2, K_3) происходит значительное увеличение (в два—четыре раза) ширины пучка. Для сравнения, в случае скомпенсированности усиления, ширина пучка с такими же входными параметрами на расстоянии $\tilde{z} = 1$ уменьшалась вдвое. В отсутствие нелинейной рефракции и нелинейного усиления дифракционное увеличение ширины такого же пучка на расстоянии, равном его дифракционной длине, составило бы около 20%. Следовательно, основной вклад в увеличение поперечных размеров пучка вносит нелинейное усиление.

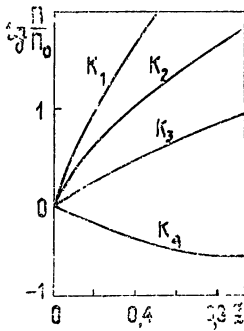


Рис. 3.

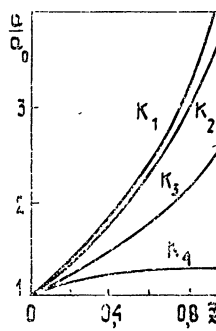


Рис. 4.

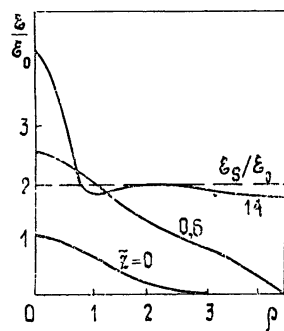


Рис. 5.

Влияние нелинейного усиления на поперечную структуру пучка иллюстрирует рис. 5, на котором для случая $\Gamma_2 = 2 \cdot 10^{-2}$ приведены поперечные распределения поля в нескольких сечениях \tilde{z} . Видно, что гауссов профиль пучка сильно искажается по мере его распространения.

Отметим, что поле на оси пучка может превышать поле насыщения плоской волны \mathcal{E}_S . Это происходит примерно в той области \tilde{z} , в которой для случая скомпенсированного усиления (рис. 2) получалось наибольшее самосжатие пучка, обусловленное нелинейной рефракцией. Следовательно, нелинейная рефракция, хотя и не в состоянии компенсировать увеличение ширины пучка, вызванное нелинейным усилением, однако может привести к перераспределению потока мощности в попе-

речном сечении пучка и локальной по поперечной координате подфокусировке поля. Это значит, что механизм нелинейной рефракции позволяет, в принципе, создать такие условия для усиливающегося при распространении в активной среде первоначально маломощного монохроматического пучка, что на конечном расстоянии от начала активного слоя плотность мощности в некотором объеме пучка на ограниченном участке распространения (локально) может превысить плотность мощности насыщения. Подчеркнем объемный характер явления, заметив, что плотность мощности одномерного поля (плоской волны) при усилении в аналогичных условиях могла бы достигнуть плотности мощности насыщения лишь асимптотически при $z \rightarrow \infty$, но не могла бы превзойти эту величину.

Поскольку в реально существующих генераторах и других приборах оптического и микроволнового диапазонов поперечные размеры сформировавшегося излучения всегда конечны и поскольку в большинстве случаев нежелательно их значительное увеличение при усилении поля в последующих каскадах, то полезно обсудить возможные физические причины, которые могли бы препятствовать уширению поперечного радиуса пучка в процессе его распространения в активной среде.

Можно указать, по крайней мере, три возможных принципиально различных способа борьбы с уширением пучка в такой среде. Одним из них может быть создание такого профиля линейной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon^L(r)$, чтобы линейная рефракция лучей $\nabla_{\perp}(\Delta\epsilon^L)$ способствовала концентрации поля на оси. Другим способом может быть создание поперечного профиля линейного поглощения. Поглощение, более эффективное на периферии пучка, чем на его оси, будет конкурировать с воздействием нелинейного усиления. Возможна ситуация, когда в однородно-уширенной активной среде реализуется полностью скомпенсированный пучок, распространяющийся без изменения амплитуды, ширины и формы (солитонное решение). Профиль поглощения при этом компенсирует воздействие нелинейного усиления, а рефракция компенсирует дифракционное расплывание [16]. Наконец, может быть создан профиль инверсной разности населенностей. При этом в случае неоднородного уширения линии люминесценции можно так подобрать зависимость n^0 от поперечной координаты, что в такой активной среде с линейным поглощением, не зависящим от поперечных координат, образуется полностью скомпенсированный пучок [16].

Не обсуждая тех или иных способов создания профилей коэффициентов преломления, поглощения и инверсной разности населенностей, отметим лишь физические причины, которые, в принципе, могут привести к их возникновению в реальных условиях. В первую очередь, это — изменение плотности вещества при нагревании и связанное с ним изменение ϵ . Во-вторых, неоднородность концентрации активных центров и неоднородность накачки, приводящие к профилю ненасыщенного усиления. В жидких и газообразных средах могут быть и другие, менее очевидные причины, например, тепловая конвекция, выталкивание (или втягивание) в область сильного поля каких-то компонент вещества и т. д.

Авторы признательны В. И. Таланову за интерес и внимание к работе, а также С. Н. Власову и Л. В. Пискуновой за практическую помощь и ценные советы при создании программ расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Javan A., Kelly P. L. — IEEE J. Quant. Electron., 1966, 2, № 9, p. 470.
2. Гора В. Д., Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. — Квантовая электроника, 1980, 7, № 4, с. 720.
3. Wright N., Newstein M. — Opt. Commun's, 1973, 9, № 1, p. 8.

4. Mattar F. P. — Appl. Phys., 1978, 17, № 1, p. 53.
5. Желнов Б. Л., Смирнов В. С. — ЖЭТФ, 1968, 55, № 4, с. 1332
6. Большов Л. А., Лиханский В. В. — ЖЭТФ, 1978, 75, № 6, с. 2047.
7. Гинзбург Н. С., Миловский Н. Д., Ястребова Т. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 8, с. 946.
8. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом — М: Наука, 1977.
9. Баранова Н. Б., Быковский Н. Е., Сенатский Ю. В., Чекалин С. В. — Труды ФИАН — М., 1978, 103.
10. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. — ЖЭТФ, 1966, 50, № 6, с. 1537.
11. Горбушина Т. А., Дегтярев Л. М., Крылов В. В. — Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР, № 14 — М., 1978.
12. Virmani C. J., Gupta R. G., Tripathi V. K. — Optik, 1974, 40, № 4, p. 431.
13. Таланов В. И. — Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, № 5, с. 218.
14. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. — УФН, 1967, 93, № 1, с. 19.
15. Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1971, 14, № 9, с. 1353.
16. Миловский Н. Д., Русов Н. Ю. Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. — М., 1978.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
26 декабря 1980 г.

PROPAGATION OF A WAVE BEAM IN THE ACTIVE MEDIUM WITH RESONANCE AND KERR NONLINEARITIES

N. D. Milovskij, N. Yu. Rusov, T. V. Yastrebova

A comparison is made of actions on a light beam in an uniformly broadened active medium with Kerr and resonance nonlinearities. By the numerical integration of the parabolic equation the maximal self-constriction of the beam is defined as well as a portion of self-channelizing power. The behaviour of the beam has been calculated in a medium with the resonance nonlinearity at different relations of the nonlinear amplification and the linear absorption. Regions have been detected when the power density in the beam due to the nonlinear refraction is proved to be larger than the density of the saturation power.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXI, № 4, 1981 г.

(Продолжение)

Л. А. Лобачевский, Б. Ю. Некрасов, В. Б. Смирнов, Х. Б. Суарес, И. А. Тушенцова, Д. И. Фишук, Е. Е. Цедилина, И. А. Шумилов, А. Г. Израитель. Многомодовое уширение коротковолновых сигналов на протяженных трассах.

Приводятся и обсуждаются результаты экспериментального исследования многомодового уширения импульсных сигналов в условиях равенства на трассах Николаев — Гавана и Москва — Молодежная. Приводятся также результаты теоретического расчета многомодового уширения на трассе Николаев — Гавана. Данные, полученные путем обработки ионограмм, лучше соответствуют расчету, чем данные экспериментов на фиксированных частотах.

В. И. Ларкина, Я. И. Лихтер. Плазмосферные шумовые излучения во время геомагнитных бурь.

Показаны типичные вариации амплитуды шумовых низкочастотных излучений совместно с процессами в радиационных поясах во время геомагнитных бурь разной интенсивности. Полученные экспериментальные данные согласуются с существующими теориями возбуждения плазмосферных шумов.

(Окончание см. с. 189)