

01;07

САМОФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОДПОРОГОВОМ РЕЖИМЕ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

© И.Е.Мазец,¹ Б.Г.Матисов,² А.Ю.Снегирев²

¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 8 июня 1995 г.)

Исследовано распространение двухкомпонентного лазерного излучения в среде, состоящей из атомов с Λ -схемой уровней. Основные черты явления таковы: 1) снижение порога самофокусировки на несколько порядков по сравнению с известным случаем насыщения перехода в двухуровневом атоме; 2) сильная зависимость характера распространения излучения от разности отстройек от резонанса двух частотных составляющих поля, связанная с выполнением условия двухфотонного резонанса.

Введение

Явление самофокусировки световых лучей в нелинейных средах было открыто достаточно давно [1-3]. Результаты первых исследований обобщены в обзоре [4]. В последние годы внимание в этому явлению вновь привлечено в связи с тем, что использование многоуровневых сред дает возможность резко снизить порог насыщения нелинейности [5] и создать новые оптические материалы с практически полным отсутствием поглощения в узком диапазоне частот, где, с другой стороны, заметно проявляются фокусирующие рефрактивные свойства среды [6] (в последней работе предполагается использование когерентной, специальным образом приготовленной среды). В работе [7] впервые указано на возможность самофокусировки лазерного излучения в трехуровневой нелинейной среде в подпороговом режиме когерентного пленения населенностей (КПН), т.е. в диапазоне параметров взаимодействия излучения с веществом, который существенно отличается от предположенного в [6].

В настоящей работе мы приводим данные численного расчета прохождения лазерного излучения сквозь нелинейную оптическую среду в подпороговом режиме КПН.

Предположим, что сквозь среду, состоящую из трехуровневых атомов с Λ -схемой уровней, распространяется вдоль оси z лазерное излучение, содержащее две спектральных составляющих с частотами ω_1 и ω_2 (отстройки от резонанса равны соответственно Ω_1 и Ω_2) и комплексными амплитудами E_1 и E_2 . Флуктуации поля лазерного излучения учитываем в модели, развитой в [8], что приводит к перенормировке ширины обоих оптических переходов и, главное, скорости Γ релаксации низкочастотной атомной когерентности. Укороченные уравнения Максвелла с учетом конечных поперечных размеров лазерного луча имеют вид

$$2ik_\mu \frac{\partial}{\partial z} E_\mu + \Delta_\perp E_\mu = -4\pi N k_\mu^2 d_{\mu 3} \rho_{3\mu}; \quad \mu = 1, 2, \quad (1)$$

где $k_\mu = \omega_\mu/c$ — волновые числа, N — концентрация атомов, $d_{\mu 3}$ — матричный элемент дипольного момента атома.

Двумерный поперечный лапласиан имеет вид

$$\Delta_\perp = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (2)$$

соответственно в декартовых и цилиндрических координатах. Недиagonalные элементы $\rho_{3\mu}$ атомной матрицы плотности находятся из стационарного решения соответствующей системы кинетических уравнений [9]. Выражения для них приведены в Приложении. Мы предполагаем, что нижние долгоживущие подуровни $|1\rangle$ и $|2\rangle$ либо различаются только магнитным квантовым числом, либо принадлежат различным компонентам сверхтонкой структуры, так что $k_1 \simeq k_2 \equiv k$, и мы можем пренебречь доплеровским уширением двухквантового перехода $|1\rangle-|2\rangle$.

Уравнение (1) должно быть дополнено начальными условиями

$$E_\mu|_{z=0} = E_{\mu 0} \exp\left(-\frac{r^2}{2R_{\mu 0}^2}\right); \quad \mu = 1, 2 \quad (3)$$

и граничными условиями

$$E_\mu|_{r=0} \text{ ограничено, } E_\mu|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0; \quad \mu = 1, 2$$

(мы предполагаем для простоты аксиальную симметрию $(\partial/\partial\varphi)E_\mu \equiv 0$).

Сначала рассмотрим случай двухфотонного резонанса

$$\Omega_1 = \Omega_2 \equiv \Omega. \quad (4)$$

Так как по принятому выше предположению частоты и дипольные моменты обоих оптических переходов в Λ -атома различаются несильно, то полагаем $\gamma_1 \simeq \gamma_2 \equiv \gamma$. В пределе $\Omega \gg kv_T$, где v_T^2 — средний по

ансамбле z-проекции скорости атомов, получааем уравнения распространения в виде

$$2ik \frac{\partial E_\mu}{\partial z} + \Delta_\perp E_\mu = -2ik^2 \frac{3\pi}{2} \nu \frac{E_\mu(1+i\eta)}{(1+\eta^3) \left(1 + \frac{|E_1|^2 + |E_2|^2}{E_{nl}^2}\right)}; \quad \mu = 1, 2, \quad (5)$$

где $\nu = Nk^{-3}$ и $\eta = \Omega/\gamma$ — безразмерная расстройка.

Квадрат E_{nl}^2 амплитуды светового поля, насыщающего нелинейность, с точностью до численного множителя порядка единицы равен

$$E_{nl}^2 \simeq \hbar \Gamma k^3 (1 + \eta^2). \quad (6)$$

Условие $|E_\mu|^2 \lesssim E_{nl}^2$; $\mu = 1, 2$ означает, что скорость оптической накачки меньше скорости распада низкочастотной когерентности, т.е. интенсивность излучения находится под порогом установления КПН [9].

Качественный анализ решения уравнения (5) может быть проведен на основе теории, развитой в [4]. В первую очередь следует отметить, что самофокусировка возможна лишь при положительной расстройке $\eta > 0$. Если квадраты напряженностей поля обеих спектральных компонент на входе в среду не превосходят значения E_{nl}^2 , то низкий порог самофокусировки (соответствующей так называемой критической напряженности волны E_{cr}) может быть оценен как

$$E_{cr}^2 = \frac{\hbar \Gamma k^3 (1 + \eta^2)^2}{\eta \nu (k R_{\mu 0})^2}. \quad (7)$$

На характерном пространственном масштабе (длина самофокусировки)

$$l_{sf\mu} = R_{\mu 0} \left(\frac{\eta \nu E_{\mu 0}^2}{(1 + \eta^2) E_{nl}} \right)^{-1/2} \quad (8)$$

практически вся интенсивность μ -й спектральной составляющей концентрируется в узкой области вблизи оси луча, т.е. возникает фокус. Из (8) следует, что, если $E_{10} \sim E_{20}$, то $R_{20} \gg R_{10}$, можно рассматривать только фокусировку первого луча, считая распределение интенсивности второго луча по радиусу не зависящим от z на масштабах порядка l_{sf1} . Такая ситуация рассматривается в данной работе. Индекс 1, обозначающий параметры самофокусирующегося луча, далее для краткости опускаем.

Рассмотрим ограничения на начальный радиус луча. Во-первых, длина самофокусировки должна быть много меньше характерного масштаба поглощения $l_{sf} \ll (1 + \eta^2)/k\nu$. Во-вторых, ограничение следует из подпорогового по отношению к КПН характера явления $E_0^2 \ll E_{nl}^2$. Совместно эти оба условия могут быть записаны в виде

$$(\eta/\nu)^{1/2} \ll k R_0 \ll \eta(\eta/\nu)^{1/2}. \quad (9)$$

Если излучение принадлежит видимому диапазону и температура газа комнатная, то (9) дает численную оценку

$$5 \left(\frac{p^*}{p} \frac{\Omega}{\Omega^*} \right)^{1/2} \ll kR_0 \ll 5 \cdot 10^3 \left[\frac{p^*}{p} \left(\frac{\Omega}{\Omega^*} \right)^3 \right]^{1/2},$$

где $p^* = 10^{-3}$ Тор, $\Omega^* = 10^9$ с $^{-1}$.

Принимая значения $p \simeq 0.03$ Тор, $\Omega \simeq 10^{10}$ с $^{-1}$, $R_0 \simeq 0.1$ см, находим, что критической напряженности поля соответствует интенсивность порядка 0.1 мВт/см 2 . Если интенсивность первого луча на оси пучка на входе в среду составит около 0.3 мВт/см 2 , то излучение сфокусируется на длине около 0.5 см.

Таким образом, установлено, что при прочих равных условиях порог самофокусировки в подпороговом режиме КПН снижается по сравнению со случаем обычного насыщения перехода в $\gamma/\Gamma \simeq 10^2 - 10^4$ раз. Это имеет простое физическое объяснение: в трехуровневой Λ -среде происходит накачка атомов в непоглощающее состояние $|NC\rangle$ [9], из которого атомы уходят благодаря конечной скорости распада когерентной суперпозиции двух низкоэнергетических атомных состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$. В представлении взаимодействия непоглощающее состояние, как известно, имеет вид

$$|NC\rangle = \left[g_2 \exp(-i\Omega_2 t) |1\rangle - g_1 \exp(-i\Omega_1 t) |2\rangle \right] (|g_1|^2 + |g_2|^2)^{-1/2}, \quad (10)$$

где g_μ — частота Раби для перехода $|\mu\rangle - |3\rangle$; $\mu = 1, 2$. Если условие (4) двухфотонного резонанса не выполнено, $|NC\rangle$, очевидно, нестационарно. Этим определяется сильная частотная зависимость явления самофокусировки в подпороговом режиме КПН [7], представляющая собой кардинальное отличие от самофокусировки при оптической ориентации атомов [5].

Обсуждение результатов

Мы представляем результаты численных расчетов самофокусировки в трехуровневой Λ -среде, выполненные в области параметров $R_{20} \gg R_{10} \equiv R_0$, $E_{20}^2 \sim E_{10}^2$, т.е. когда фокусируется лишь первый луч, в то время как распределение по r и интенсивности во втором луче на масштабах длины по оси z порядка $l_{sf1} \equiv l_{sf}$ меняется слабо. На рис. 1 представлена зависимость интенсивности первого луча от координат r и z . Используется естественное обезразмеривание: $I(r, z)$ измеряется в единицах $I_0 \equiv I(0, 0)$, r — в единицах R_0 , z — в единицах l_{sf} . Как видно, в первом фокусе при $z \simeq l_{sf}$ интенсивность возрастает как минимум на полтора порядка. Наблюдаются также следующие фокусы. В расчет включалось также и времяпролетное уширение двухфотонного перехода $|1\rangle - |2\rangle$: к величине Γ — скорости релаксации атомной низкочастотной когерентности — добавлялась величина τ^{-1} , характеризующая конечность среднего времени взаимодействия отдельного атома с лазерным лучом, для оценки которого использовалась формула

$$\tau \simeq \frac{2R_0(I_0/I)^{1/2}}{v_T}. \quad (11)$$

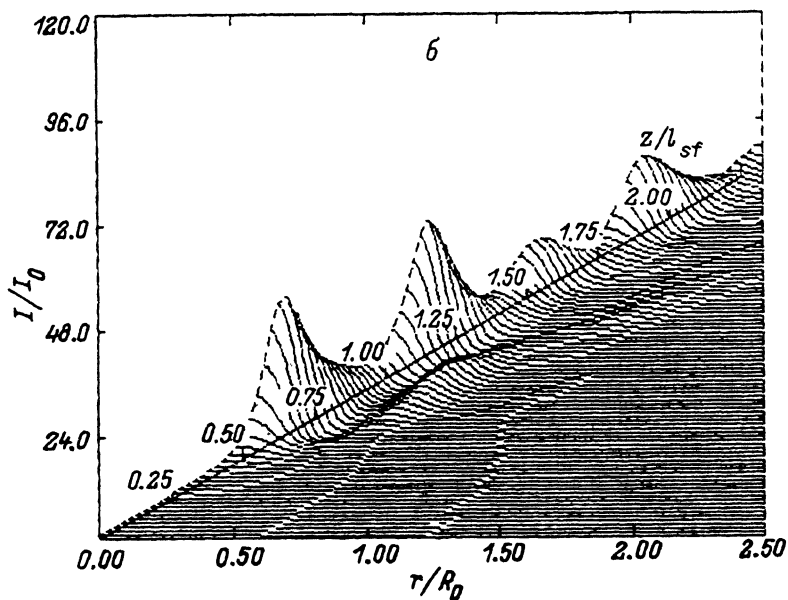
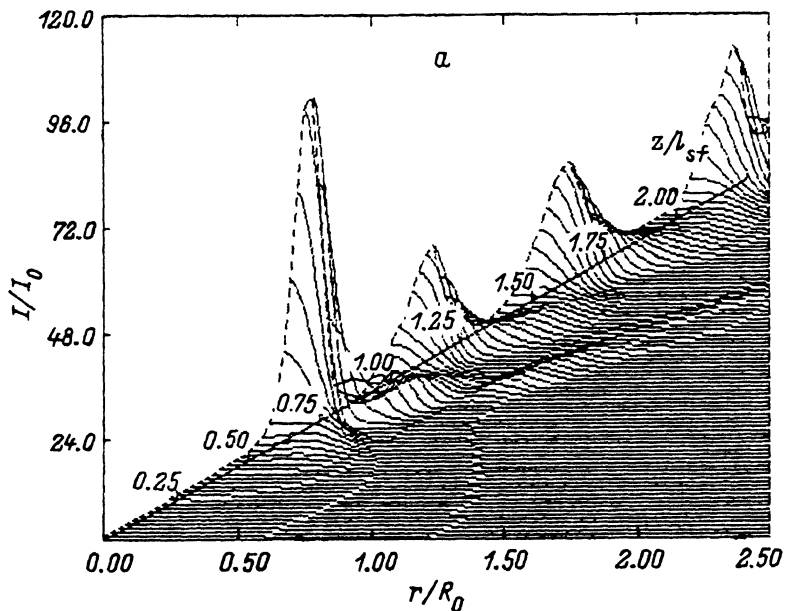


Рис. 1. Зависимость интенсивности I первого луча от глубины z и радиуса r при различных параметрах излучения и среды.

$\gamma_1 = \gamma_2 = 10^7 \text{ c}^{-1}$, $\Gamma = 10^6 \text{ c}^{-1}$, $\Gamma_{\parallel} = 10^3 \text{ c}^{-1}$, $\Omega_1 - \Omega_2 = 0$, $R_0 = 10^{-3} \text{ см}$, $k = 10^5 \text{ см}^{-1}$, $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\frac{1}{2}(\Omega_1 + \Omega_2) = 4 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$, $g_1 = 1.2 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$, $g_2 = 6 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$. а — $v_T = 0$, б — $v_T = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{c}^{-1}$, в — $v_T = 3 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{c}^{-1}$, а также $\frac{1}{2}(\Omega_1 + \Omega_2) = 2.5 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$, г — $v_T = 6 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$, д — $v_T = 3 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$, з — $v_T = 0$, д — $v_T = 10^4 \text{ см} \cdot \text{c}^{-1}$, е — $v_T = 2 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{c}^{-1}$.

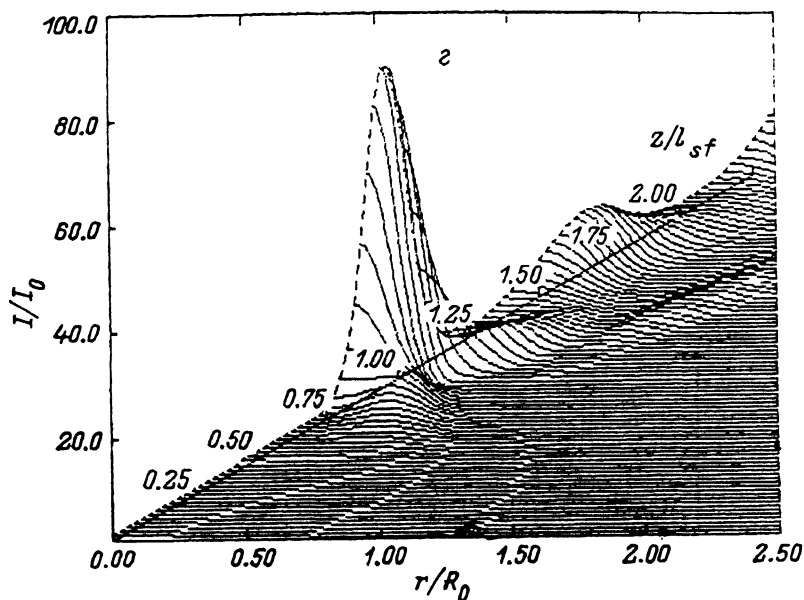
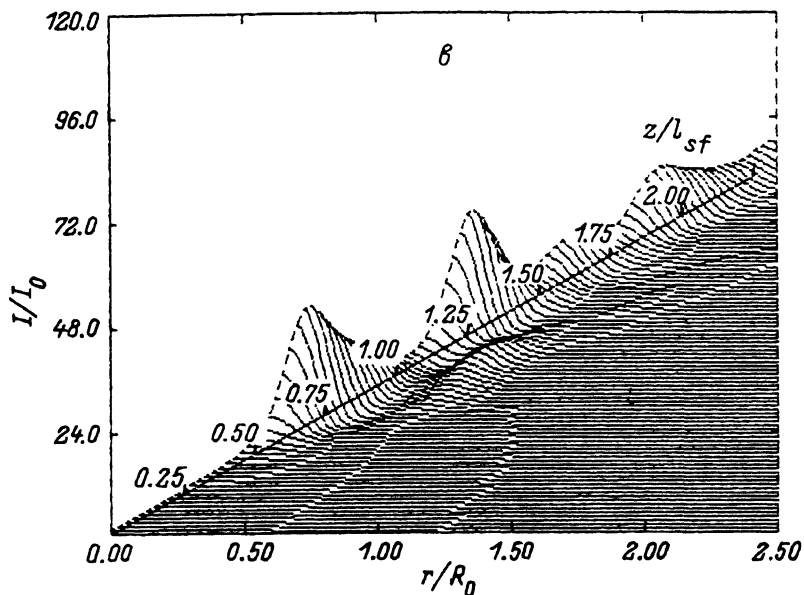


Рис. 1 (продолжение).

При $\tau^{-1} \sim \Omega$ зависимость пространственного распределения интенсивности излучения от скорости теплового движения атомов слабая. В целом времяпролетное уширение оказывает стабилизирующее влияние на самофокусировку [5], не препятствуя, однако, ее проявлению в реалистическом диапазоне параметров среды и излучения.

Интересно отметить, что при $E_{10}^2 = E_{20}^2$, $R_{20} \gg R_{10}$ получен режим самоканализования излучения (рис. 2), сходный в принципе с из-

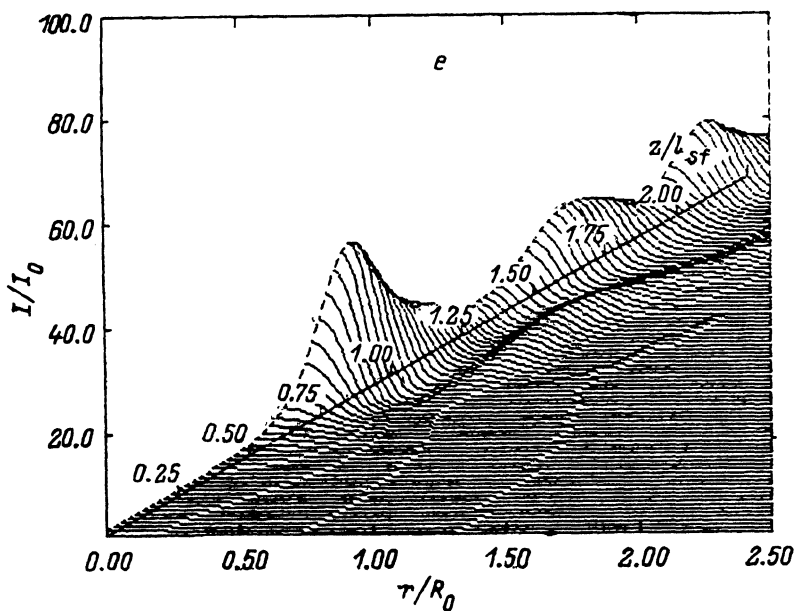
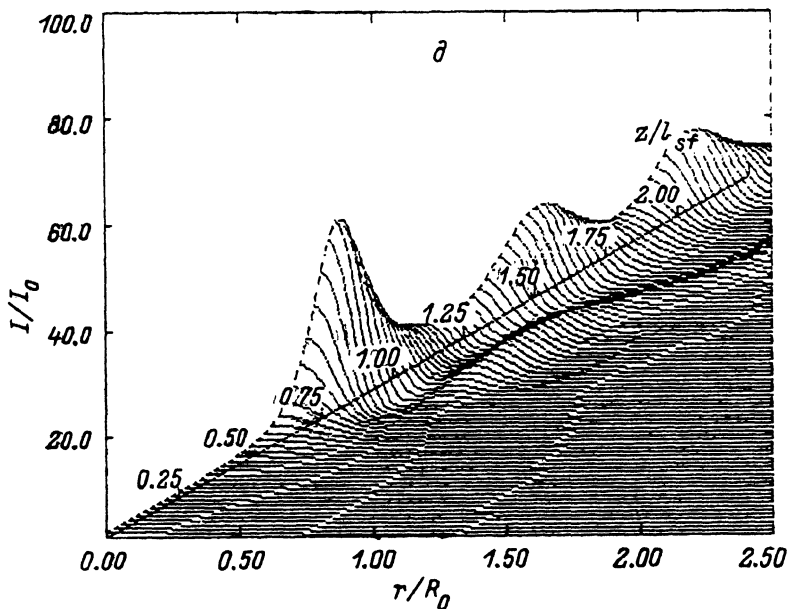


Рис. 1 (продолжение).

вестным точным решением уравнений распространения излучения [10] в керровской среде. Интенсивность луча, достигая максимума при $l \simeq l_{sf}$, далее мало меняется на масштабах $z \sim l_{sf}$. Обусловленность фокусировки излучения именно когерентными суперпозиционными эффектами непосредственно демонстрируется тем, что если взять значение $\Gamma^* \gg \gamma$, то на масштабах длины $z \sim l_{sf}$, где в l_{sf} входит старое значение Γ , фокусы исчезают.

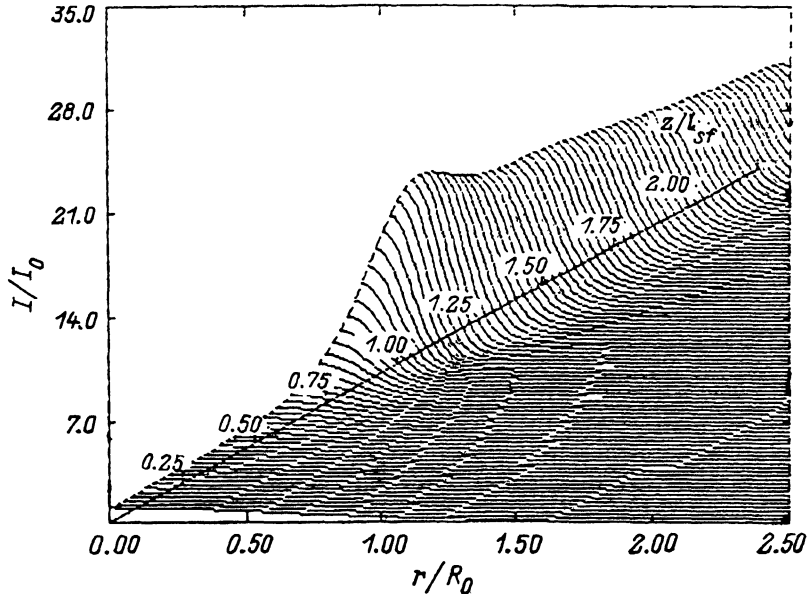


Рис. 2. Зависимость I от z и r в режиме самоканализации. Параметры те же, что и на рис. 1, з, за исключением $g_2 = 6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

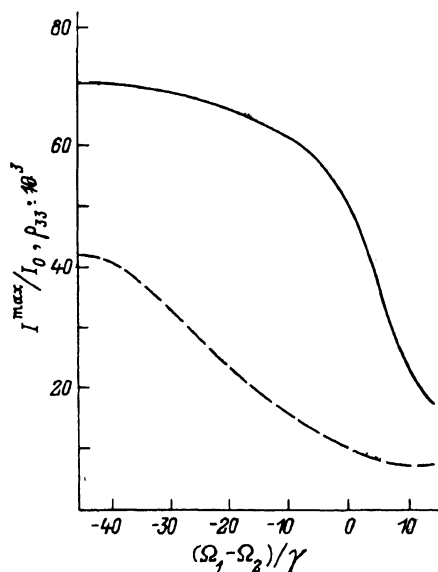


Рис. 3. Зависимость от разности отстроек максимальной интенсивности I^{\max} на оси луча (сплошная линия) и населенности ρ_{33} верхнего уровня (штриховая). Параметры те же, что и на рис. 1, а.

В связи с тем что начальные радиусы двух совместно распространяющихся световых пучков по предположению существенно различаются и фокусируется лишь первый из них, частотная зависимость интенсивности в первом фокусе, представленная на рис. 3, имеет асимметричную форму в отличие от рассмотренного в [7] случая прибли-

зительно равных начальных радиусов и интенсивностей. Она в общих чертах повторяет дисперсионноподобный ход зависимости населенности верхнего уровня от разности отстроек. При больших по модулю отрицательных значениях $\Omega_1 - \Omega_2$ имеет место непосредственный переход к некогерентному режиму самофокусировки, когда скорость ухода атомов из состояния $|2\rangle$ за счет оптической накачки играет фактически роль скорости продольной релаксации для механизма, рассмотренного в [5].

Итак, численными расчетами подтверждаются результаты качественного анализа явления самофокусировки в подпороговом режиме КПН, в частности 1) снижение в Γ/γ раз порога самофокусировки по сравнению со случаем насыщения оптического перехода, 2) резкая зависимость пространственного распределения световой интенсивности от разности отстроек от резонанса двух лазерных полей.

Данная работа частично поддержана грантом R1F300 Международного научного фонда и Правительства Российской Федерации.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Стационарные значения элементов матрицы плотности $\rho_{ik} = \rho_{ki}^*$ атома с Λ -схемой уровней ($|1\rangle$, $|2\rangle$ — низкоэнергетические состояния; $|3\rangle$ — возбужденное). Здесь $\mu, \nu = 1, 2$, но $\mu \neq \nu$

$$\rho_{33} = \left[3 + \frac{(\xi_{11} + \xi_{12})\gamma_2 + (\xi_{21} + \xi_{22})\gamma_1}{\Xi} \right]^{-1},$$

$$\rho_{\mu\mu} = \left[1 + \frac{\xi_{\mu\nu}\gamma_\nu + \xi_{\nu\nu}\gamma_\mu}{\Xi} \right] \rho_{33},$$

$$\rho_{\mu 3} = \frac{ig_\mu^*}{D_\mu} \left\{ [(\gamma'_\nu - i\Omega_\nu) + u_{\mu\mu}] (\rho_{\mu\mu} - \rho_{33}) - u_{\mu\nu} (\rho_{\nu\nu} - \rho_{33}) \right\},$$

$$\rho_{12} = \frac{i}{\Gamma + i(\Omega_1 - \Omega_2)} (g_2 \rho_{13} = g_1^* \rho_{32}).$$

Здесь

$$\Xi = \xi_{11}\xi_{22} - \xi_{12}\xi_{21},$$

$$\xi_{\mu\mu} = 2|g_\mu|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{\gamma'_\nu - i\Omega_\nu + u_{\mu\mu}}{D_\mu} \right) + \Gamma_{\parallel},$$

$$\xi_{\mu\nu} = 2|g_\mu|^2 \operatorname{Re}(u_{\mu\nu}/D_\mu) + \Gamma_{\parallel},$$

$$u_{\mu\mu} = \frac{|g_\mu|^2}{\Gamma + i(\Omega_\mu - \Omega_\nu)},$$

$$u_{\mu\nu} = \frac{|g_\nu|^2}{\Gamma + i(\Omega_\mu - \Omega_\nu)},$$

$$D_\mu = (\gamma'_\mu + i\Omega_\mu)(\gamma'_\nu - i\Omega_\nu) + u_{\mu\mu}(\gamma'_\mu + i\Omega_\mu) + u_{\mu\nu}(\gamma'_\nu - i\Omega_\nu).$$

Для перехода $|3\rangle - |\mu\rangle$

$$2\gamma_\mu = \frac{4}{3} \frac{|d_{3\mu}|^2 k_\mu^2}{\hbar}$$

— скорость распада по данному каналу;

$$\hbar g_\mu = -\frac{d_{3\mu} E_\mu}{\hbar}$$

— матричный элемент энергии дипольного взаимодействия атома с полем; Ω_μ — отстройка соответствующей моды поля от резонанса; k_μ — резонансное волновое число; Δ_1, Δ_2 — ширина (лоренцевских) контуров спектра падающего излучения для двух мод; Δ_{12} — их кросс-спектральная ширина. Тогда скорость распада низкочастотной когерентности равна $\Gamma = \Gamma_{dark} + \Delta_1 + \Delta_2 - 2\Delta_{12}$, $|\Delta_{12}| \leq (\Delta_1 \Delta_2)^{1/2}$. Скорость продольной релаксации $\Gamma_{\parallel} \geq \Gamma_{dark}$. Ширины оптических переходов $\gamma'_1 = \gamma + \Delta_1$, $\gamma'_2 = \gamma + \Delta_2$, $\gamma = (\gamma_1 + \gamma_2)/2$.

Список литературы

- [1] Таланов В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. Вып. 5. С. 218–219.
- [2] Kelley P.L. // Phys. Rev. Lett. 1965. Vol. 15. N 26. P. 1005–1008.
- [3] Луговой В.Н. // ДАН СССР. 1967. Т. 176. № 1. С. 58–61.
- [4] Луговой В.Н., Прохоров А.М. // УФН. 1973. Т. 111. № 2. С. 203–247.
- [5] Акопян Д.Г., Мурадян А.Ж. // Оптическая ориентация атомов и молекул. Л., 1990. Вып. 2. С. 163–171.
- [6] Rathe U., Fleischhauer M., Zhu S.Y. et. al. // Phys. Rev. A. 1993. Vol. 47. N 6. P. 4994–5002.
- [7] Матисов Б.Г., Мазец И.Е. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 4. С. 16–20.
- [8] Dalton B.J., Knight P.L. // Opt. Commun. 1982. Vol. 42. N 6. P. 411–416. J. Phys. B. 1982. Vol. 15. N 21. P. 3997–4016.
- [9] Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и др. // УФН. 1993. Т. 163. № 9. С. 1–36.
- [10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.