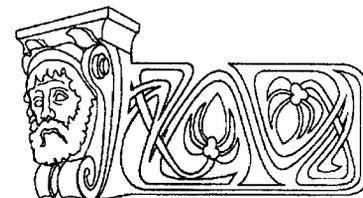




УДК 535.345.1

РЕЗОНАНСНОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКАХ, МОДУЛИРОВАННЫХ ПО ЧАСТОТЕ



И.Л. Пластун, В.Л. Дербов*, А.В. Трофимов

Саратовский государственный технический университет

* Саратовский государственный университет,
кафедра теоретической и ядерной физики

E-mail: inna_pls@mail.ru

На основе численного моделирования исследуется распространение частотно-модулированного лазерного пучка в двухуровневой нелинейно-оптической среде с насыщением поглощения и дисперсии. Исследуются зависимости выходной интенсивности пучка от времени и частоты при условиях, когда период модуляции сравним с атомными временами релаксации. В этом случае проявляется задержка отклика среды на распространяющееся излучение, в том числе эффекты наведённой линзы и диафрагмы, которые зависят от времени и являются весьма важными для спектроскопии. В настоящей работе анализируется совместное проявление и взаимодействие двух типов эффектов: резонансного самовоздействия пучка и нестационарных когерентных эффектов типа затухания свободной поляризации.

Resonant Self-Action and Non-Stationary Coherent Transients in Frequency-Modulated CW Laser Beams

I.L. Plastun, V.L. Derbov, A.V. Trofimov

Periodical modulation of frequency, typical for spectroscopic purposes, is numerically modelled in transversely limited, propagating through a saturable two-level absorber cw laser beams. At modulation periods comparable with the atomic relaxation times the time and frequency dependence of the output intensity exhibits the manifestations of delayed medium response, including time-dependent lens and aperture effects that may be of importance in spectroscopy. Simultaneous manifestation and interaction of resonant self-action and non-stationary transients are analyzed in present work.

Распространение лазерного излучения, модулированного по частоте, в нелинейно-оптических средах в условиях точного резонанса представляет интерес для задач спектроскопии, стабилизации частоты лазеров, передачи сигналов через элементы оптоволоконных систем, содержащих резонансно поглощающие или усиливающие примеси. При распространении в среде поперечно ограниченных пучков с высокой интенсивностью начинают проявляться эффекты насыщения поглощения и дисперсии, характеризующиеся тем, что с ростом интенсивности поля при отрицательных отстройках от резонанса абсолютное значение показателя преломления уменьшается, при положительных отстрой-

ках – растёт, а коэффициент поглощения в условиях точного резонанса с ростом интенсивности поля уменьшается. В таких условиях начинают проявляться эффекты резонансного самовоздействия (самофокусировка и самодиафрагмирование пучка), обнаруженные как теоретически [1], так и экспериментально [2] и подробно исследованные в стационарном случае [3, 4]. Особенностью нестационарного случая, когда частота модуляции сравнима с характерными временами затухания разности заселенностей и поляризации среды, является невозможность непосредственно использовать восприимчивость среды в уравнениях для поля. В этом случае требуется одновременное решение уравнений, описывающих отклик среды, и волнового уравнения, описывающего распространение лазерного пучка. В скалярном приближении для медленных огибающих поля и поляризации и при использовании простейшей двухуровневой модели среды соответствующие уравнения представляют собой хорошо известную систему уравнений Максвелла–Блоха.

Моделирование распространения частотно-модулированного пучка через двухуровневую среду с насыщением поглощения и дисперсии, проведенное нами ранее на указанной основе [5], продемонстрировало ряд особенностей нестационарного самовоздействия пучка, зависящих от частоты модуляции и, в частности, приводящих к заметной асимметрии спектра насыщенного поглощения. С другой стороны, известно, что при быстром прохождении частоты лазера через резонанс с атомным переходом даже в линейном случае возникают переходные оптические процессы, подобные оптической ну-



тации [6]. В настоящей работе с помощью численного моделирования анализируется одновременное проявление и взаимное влияние резонансного самовоздействия лазерного пучка и нестационарных когерентных эффектов при периодическом сканировании частоты пучка вблизи атомного резонанса. Была исследована зависимость выходной интенсивности пучка от частоты лазера, модулируемой по гармоническому закону. Обнаружено, что эта зависимость является очень чувствительной к нестационарным свойствам среды, которые начинают проявляться при относительно низких частотах модуляции: порядка 10% от ширины линии перехода. Показано, что с увеличением амплитуды частотной модуляции при каждом прохождении резонанса лазерной частотой возникает переходный процесс, напоминающий оптическую нутацию, проявляющийся даже в случае слабых полей и оптически тонкого слоя. В сильных полях и протяжённых средах на развитие этого процесса влияют эффекты резонансного самовоздействия лазерного пучка, в частности эффекты наведённой линзы и наведённой диафрагмы.

Исходные уравнения модели в безразмерных единицах имеют вид:

$$2i \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \right) + \nabla_{\perp}^2 E = gP, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma \left[D - 1 + i \left(E^* P - E P^* \right) \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -(\Gamma + i\Delta)P - \frac{i}{2} \Gamma D E, \quad (3)$$

где ∇_{\perp}^2 – поперечный лапласиан, g – линейное поглощение на единичной длине, γ , Γ – скорости релаксации заселённости и затухания поляризации соответственно, $D(z, \rho, t)$ – разность заселённостей, нормированная на её величину в отсутствие насыщения, $E(z, \rho, t)$, $P(z, \rho, t)$ – медленно меняющиеся амплитуды электрического поля и поляризации соответственно, Δ – отстройка несущей частоты от частоты атомного перехода. Единица амплитуды поля соответствует уровню насыщения $D = 0.5$. Продольная координата z

измеряется в единицах дифракционной длины, поперечная координата ρ нормирована на характерный радиус пучка.

Для решения уравнений использовалась схема второго порядка по продольной координате и времени [5] и разложение поперечной структуры поля по модам Гаусса–Лагерра свободного пространства с параметром исходного пучка [7]. Частота пучка на входе в среду гармонически модулировалась по времени, $\omega = \omega_0 + \omega_1 \sin \Omega t$, где ω_0 – несущая лазерная частота, ω_1 – амплитуда частоты модуляции, Ω – частота модуляции.

Профиль пучка на входе в среду брался гауссовым, таким образом, комплексная амплитуда входного поля имела вид

$$E(0, \rho, t) = E_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{2a^2}\right) \exp\left[i \frac{\omega_1}{\Omega} \cos(\Omega t)\right]. \quad (4)$$

Начальный радиус пучка a во всех рассматриваемых случаях был взят равным 1. Мы предполагаем, что центральная несущая частота ω_0 равна частоте атомного перехода, таким образом, $\Delta = 0$ в формуле (3). В этом случае частота модулированного поля осциллирует симметрично по отношению к точной величине резонанса. Время и частота нормированы на времена релаксации. Для упрощения были взяты равные значения $\gamma = \Gamma = 1$.

Рассмотрим сначала случай слабого поля, когда изменения заселённости пренебрежимо малы. На рис. 1, a демонстрируется зависимость выходной интенсивности от частоты лазера при $E_0 = 0.1$, $\Omega = 0.5$, $\omega_1 = 2$ с коррекцией времени распространения от входа до выхода из среды. Был рассмотрен один период стационарных осцилляций, возникающих после исходного переходного процесса, таким образом, частота лазера сканировалась вдоль атомного резонанса вперёд и назад. Было замечено, что провал интенсивности симметрично сдвигается в зависимости от направления сканирования частоты таким образом, что кривая зависимости за полный период напоминает петлю гистерезиса. Этот эффект представляет собой проявление нестационарного отклика среды, который постепенно исчезает по мере приближения частоты модуляции Ω к нулю.

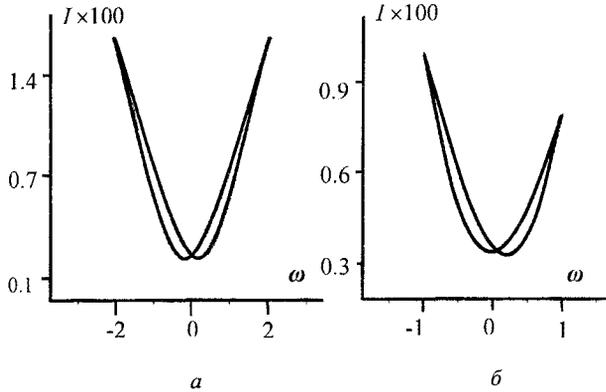


Рис. 1. Зависимость интенсивности на выходе из среды I от частоты лазера ω : a – при отсутствии насыщения, $E_0 = 0.1$, $\Omega = 0.5$, $\omega_1 = 2$ (слабое поле); b – при умеренном насыщении, $E_0 = 3$, $\Omega = 0.5$, $\omega_1 = 2$ (среднее поле)

Влияние насыщения проиллюстрировано на рис. 1, b , где $E_0 = 3$, $\Omega = 0.5$. Причиной асимметрии является резонансная самофокусировка, вызванная наведенной линзой, меняющей свой знак в момент прохождения резонанса. Асимметрия усиливается с увеличением частоты лазера, кроме того, присутствует эффект гистерезиса. Проявления запаздывающего отклика среды достаточно хорошо можно отследить также по зависимости выходной интенсивности от времени (рис. 3), но частотные зависимости дают более ясное представление об эффекте.

Очевидно, что данный эффект должен возникать даже в случае оптически тонкого слоя, когда отсутствуют эффекты, связанные с распространением, такие как дифракция и самофокусировка пучка. В этом случае решается только система уравнений Блоха (2), (3) для среды, а интенсивность ищется как аппроксимация первого порядка решения волнового уравнения (1):

$$I(\Delta z) = |E|^2 + \frac{i}{2} \Delta z (EP^* - E^*P) + \frac{1}{4} (\Delta z)^2 |P|^2, \tag{5}$$

где Δz – толщина слоя.

Видно (рис. 2, a), что величина расщепления сравнима со случаем протяжённой среды (рис. 1, a), а в сильных полях (рис. 2, b) отсутствует асимметрия, вызванная самофокусировкой.

Проведенные численные исследования продемонстрировали также связь нестационарных когерентных процессов и эффектов резонансного самовоздействия.

Рассмотрим случай, когда частота модуляции сравнима со скоростями затухания $\Omega = 0.5\pi$, а амплитуда модуляции меньше ширины спектральной линии среды. В условиях заметного насыщения $E_0 = 5$ хорошо видны проявления резонансной самофокусировки (рис. 3, a): при уходе частоты от резонанса вверх, когда наведенная линза имеет положительный знак, интенсивность на оси пучка из-за фокусировки заметно больше, чем при уходе вниз, когда знак линзы отрицательный и имеет место самодефокусировка. Это подтверждается расчетом временной зависимости размера пятна (рис. 3, b) $w(t)$, определяемого как второй момент поперечного распределения нормированной интенсивности:

$$w^2(t) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho^3 d\rho |E(Z, \rho, \varphi, t)|^2 \times \left\{ \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho |E(Z, \rho, \varphi, t)|^2 \right\}^{-1} \tag{6}$$

Длина распространения в дифракционных длинах составляла $Z = z_{\max} = 6$, линейное поглощение g принималось равным 1.

При той же частоте модуляции и увеличении амплитуды частотной модуляции характер взаимодействия пучка со средой меняется: большую часть времени частота света далека от резонанса, и лишь на короткое время при прохождении резонанса взаимодействие велико. В некотором смысле такой эффект похож на действие серии коротких

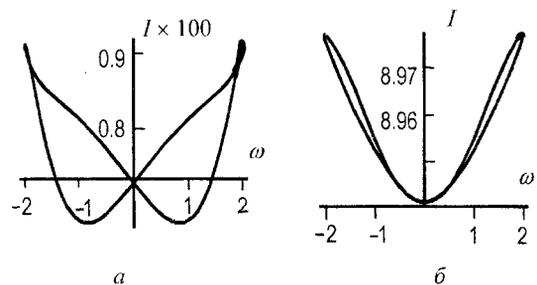


Рис. 2. Зависимость интенсивности пучка I от частоты лазера ω при $\Omega = 0.5$, $\omega_1 = 2$: a – в случае слабого поля, $E_0 = 0.1$; b – в случае сильного поля, $E_0 = 3$

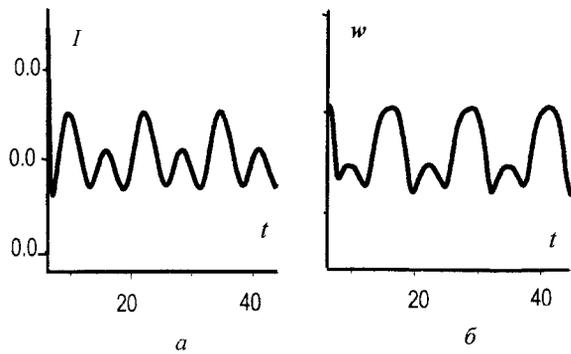


Рис.3. Интенсивность на оси пучка I (а) и размер пятна w (б) в условиях значительного насыщения, $E_0=3$, частота модуляции $\Omega = 0.5$, амплитуда модуляции $\omega_1 = 1$

импульсов, каждый из которых вызывает оптический переходный процесс, аналогичный оптической нутации (рис. 4, 5). Воздействие поля на среду в этом случае подобно серии коротких ударов, каждый из которых вызывает осцилляции поляризации и, таким образом, осцилляции выходной интенсивности, что хорошо видно как на графике зависимости интенсивности от частоты лазера (рис. 4), так и на временных зависимостях интенсивности на оси пучка и размера пятна (рис. 5).

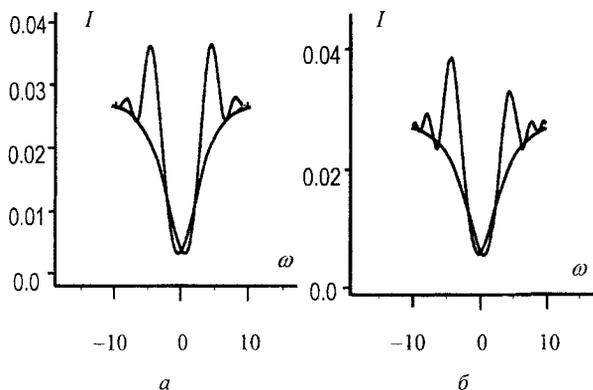


Рис. 4. Проявление нестационарных когерентных эффектов при $\Omega = 0.5$, $\omega_1 = 10$: а – в случае слабого поля, $E_0 = 0.1$; б – в случае сильного поля, $E_0 = 3$

Необходимо отметить, что данный эффект одинаково сильно проявляется как в случае протяжённой среды, так и в случае оптически тонкого слоя, что закономерно объясняется природой этого явления, в основе которого лежит нестационарный отклик среды на воздействующее поле.

Влияние самофокусирующих свойств среды заключается в различном кратковременном воздействии при прохождении резонанса сверху вниз и снизу вверх, что прояв-

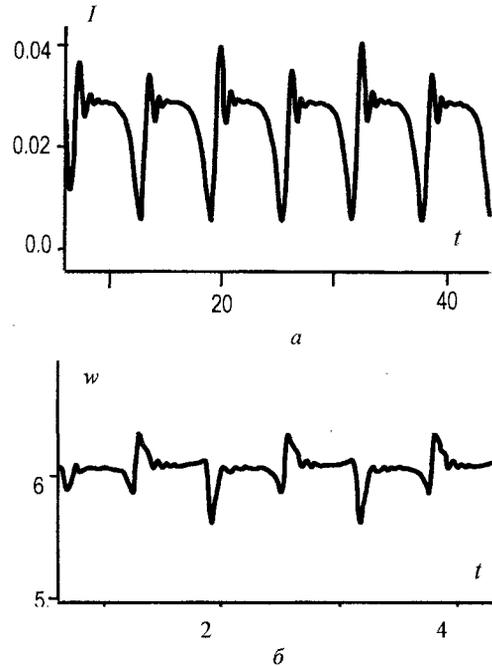


Рис. 5. Интенсивность на оси пучка I (а) и размер пятна w (б) в условиях появления нестационарных когерентных эффектов: $E_0 = 3$, $\Omega = 0.5$, амплитуда модуляции $\omega_1 = 10$

ляется в асимметрии зависимости интенсивности от частоты лазера (см. рис. 4, б), а также в различной форме и амплитуде переходных осцилляций интенсивности и соответствующих изменений размера пятна (см. рис. 5). Описанный эффект можно использовать для получения дополнительной спектроскопической информации о свойствах среды.

Библиографический список

1. Javan A., Kelley P. Possibility of self-focusing due to intensity dependent anomalous dispersion // IEEE J. Quant. Electron. 1966. Vol.2, №9. P.470–473.
2. Bjorkholm J.C., Ashkin A. CW self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol.32. P.129–132.
3. Dowell M.L., Hart R.C., Gallagher A., Cooper J. Self-focused light propagation in fully saturable medium: experiment // Phys. Rev. A. 1996. Vol.53, №3. P.1775–1781.
4. Базаров Е.Н., Герасимов Г.А., Губин В.П., Старостин Н.И., Фомин В.В. Динамическая самофокусировка гауссова светового пучка при насыщении неоднородно-уширенной линии поглощения // Квантовая электроника. 1990. Т.17, №2. С.207–210.
5. Derbov V.L., Plastun I.L., Serov V.V., Trofimov A.V. Influence of the resonant self-action and nonstationary coherent effects on the characteristics of a frequency-modulated laser beam // Proc. SPIE. 2007. Vol.6537. P.125–132.
6. Шен И.П. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
7. Melnikov L.A., Derbov V.L., Veshneva I.V., Komukhov A.I. Numerical studies of beam and pulse propagation in lasers and nonlinear media: transverse pattern dynamics and nonparaxial effects // Computers Math. Applic. 1997. Vol.34, №7/8. P.881–909.