



2. Желтиков А. Да будет белый свет : генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. С. 623.
3. Nagel J., Temyanko V., Dobler J., Dianov E., Biriukov A. High Power, Narrow Linewidth Continuous Wave Raman Amplifier at 1.27 μm // IEEE Photonics Technology Letters. 2011. Vol. 23, № 9. P. 585.
4. Wadsworth W. J., Joly N., Knight J., Birks T. A., Biancalana F. Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres // Opt. Express. 2004. Vol. 12. P. 299.
5. Ho M. C., Uesaka K., Marhic M. E., Akasaka Y., Kazovsky L. 200-nm-bandwidth fiber optical amplifier combining parametric and Raman gain // J. Lightwave Technol. 2001. Vol. 19. P. 977.
6. Marhic M. E., Yang F. S., Ho M. C., Kazovsky L. Large cross-phase modulation and four wave mixing in tellurite EDFAs // J. Lightwave Technol. 1999. Vol. 17. P. 210.
7. Broeng J., Mogilevstev D., Barkou S. E., Bjarklev A. Photonic crystal fibers : A new class of optical waveguides // Opt. Fibre Technol. 1999. Vol. 5. P. 305.
8. Ebdorff-Heidepriem H., Petropoulos P., Asimakis S., Finazzi V., Moore R. Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity // Opt. Express. 2004. Vol. 12. P. 5082.
9. Ravi Kanth Kumar V. V., George A. K., Reeves W. H., Knight J., Russell P. Tellurite photonic crystal fiber // Opt. Express. 2002. Vol. 10. P. 1520.
10. Каталог бесцветного оптического стекла. URL: <http://lzos.ru/content/view/77/29>.
11. Joannopoulos J., Johnson S., Winn J., Meade R. Photonic Crystals-Molding the Flow of Light. 2nd ed. Princeton NJ : Princeton University Press, 2008. 305 p.

УДК 535.345.1

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НУТАЦИЯ В ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ПРОТЯЖЁННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКАХ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

И. Л. Пластун, А. Г. Мисюрин

Саратовский государственный технический университет
E-mail: inna_pls@mail.ru

На основе численного моделирования был исследован процесс нестационарной оптической нутации, возникающей при повышении амплитуды модуляции частоты протяженного лазерного пучка в случае, когда несущая частота лазерного сигнала близка к частоте атомного перехода. Рассмотрено взаимовлияние оптической нутации и эффектов резонансного самовоздействия в условиях насыщения поглощения и дисперсии.

Ключевые слова: оптическая нутация, нестационарные когерентные эффекты, резонансное самовоздействие, распространение лазерного пучка, частотная модуляция, отклик среды, фокусировка и дефокусировка пучка.

Optical Transient Nutation in Frequency-modulated cw Laser Beams in Resonant Self-Action Conditions

I. L. Plastun, A. G. Misurin

On the basis of numerical simulations an optical transient nutation is investigated. This effect is developed on high modulation amplitude of frequency-modulated cw laser beam propagating in resonance conditions. At modulation periods comparable with the atomic relaxation times the time dependence of the output intensity exhibits the combined manifestations of optical nutation and resonance self-action.



Key words: optical transient nutation, resonance self-action, laser beam propagation, frequency modulation, medium response, beam focusing and defocusing.

Введение

Эффект нестационарной оптической нутации был предсказан и неоднократно наблюдался в двухуровневых нелинейно-оптических системах с однородно уширенными переходами при резком включении или выключении резонансного возбуждающего поля (см., например, [1]). Он сводится к тому, что при определённых условиях, когда частота Раби превышает скорость релаксации поляризации, коэффициент пропускания возбуждённой среды приближается к стационарному значению, проходя этап затухающих колебаний, что приводит к затухающим осцилляциям возбуждающего лазерного сигнала. Как правило, экспериментальное наблюдение оптической нутации производится на основе техники импульсного штарковского переключения частоты,



предложенной Р. Брюэром и Р. Шумейкером [2], при которой за счёт штарковского сдвига определённые группы молекул либо попадают в резонанс с возбуждающим полем, либо выходят из него, что вызывает периодические затухающие колебания на различных частотах. Подобные результаты можно получить, как отмечается в [1], также и при быстром изменении частоты лазера, а не резонанса вещества.

В последнее время интерес к изучению условий возникновения и развития оптической нутации значительно вырос: оптическая нутация экспериментально наблюдалась в полупроводниковых гетероструктурах и атомарных газах [3–5]. Во всех перечисленных работах использовался традиционный метод получения оптической нутации, основанный на штарковском переключении частоты.

В настоящем исследовании нестационарная оптическая нутация наблюдалась при распространении протяжённого частотно-модулированного лазерного сигнала в нелинейно-оптической двухуровневой системе с однородным уширением переходов в случае, когда частота модуляции была сравнима со скоростями релаксации поляризации среды и заселённости уровней, а амплитуда модуляции в несколько раз превышала значение спектральной ширины линии поглощения.

Математическая модель и основные уравнения

Распространение частотно-модулированного лазерного пучка происходило в условиях насыщения поглощения и дисперсии, когда интенсивность распространяющегося пучка достаточно высока, а его несущая частота близка к частоте атомного перехода, что, как известно (см., например, [1, 6, 7]), приводит к возникновению неоднородного распределения по поперечному сечению показателя преломления и коэффициента поглощения среды (так называемых эффектов наведённых линзы и диафрагмы). Вследствие такого поведения среды могут возникнуть эффекты резонансного самовоздействия, проявляющегося в виде резонансной самофокусировки [6] или самоканалирования [7] распространяющегося пучка. Подобные эффекты могут быть весьма полезными при передаче лазерных сигналов в оптических системах связи, предохраняя сигнал, распространяющийся на большие расстояния, от дифракционного расплывания и способствуя увеличению длины его прохождения.

В условиях оптической нутации резонансное самовоздействие и изменение оптических свойств среды могут существенно влиять на развитие данного нестационарного эффекта.

В ходе исследований использовалась традиционная для подобных задач численная модель, основанная на решении системы уравнений Максвелла – Блоха. В эту систему входят два уравнения Блоха (2), (3) для поляризации среды и разности заселённости уровней, выводятся из уравнений для матрицы плотности [1] и описывающих отклик среды, и параболическое волновое уравнение (1), которое описывает пространственно-временную эволюцию распространяющегося лазерного пучка. Таким образом, решаемая система уравнений имеет вид:

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

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

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

где g – коэффициент поглощения, γ , Γ – скорости релаксации заселённости и поляризации соответственно, $D(z, \rho, \varphi, t)$ – разность заселённости, нормированная на её величину в отсутствие насыщения, $E(z, \rho, \varphi, t)$, $P(z, \rho, \varphi, t)$ – медленно меняющиеся амплитуды электрического поля и поляризации соответственно, Δ – отстройка несущей частоты от частоты атомного перехода. При решении уравнений (1)–(3) использовалось приближение медленно меняющихся амплитуд, означающее, что исследуется поведение огибающей модулированного лазерного сигнала, а не колебания вектора напряжённости электрического поля.

Единица амплитуды поля соответствует уровню насыщения $D=0.5$. Продольная координата z измеряется в единицах дифракционной длины пучка Ld . Поперечная координата r нормирована на начальный радиус пучка a , который во всех рассматриваемых случаях был взят равным 1. Уравнения (1)–(3) решались при начальных условиях, соответствующих задаче Коши:

$$E(z=0, \rho, \varphi, t) = E^0(\rho, \varphi, t); \quad E(z, \rho, \varphi, t=0) = 0;$$

$$D(z, \rho, \varphi, t=0) = 1; \quad P(z, \rho, \varphi, t=0) = 0.$$

Для решения уравнений (1)–(3) была использована неявная разностная схема второго порядка, основанная на разложении поля по поперечной



координате по модам Гаусса – Лагерра, подробно описанная в [8]. Были рассмотрены пучки, симметричные относительно оси распространения с начальным гауссовым профилем. Частота пучка на входе в среду гармонически модулирована по времени, $\omega = \omega_0 + \omega_1 \sin \Omega t$, где ω_0 – несущая лазерная частота, ω_1 – амплитуда модуляции частоты, Ω – частота модуляции. В этом случае комплексная амплитуда входного поля представляется в виде:

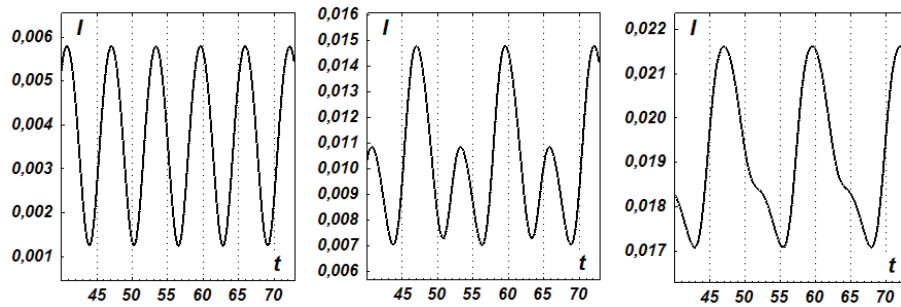
$$E(0, \rho, \varphi, t) = E_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{2a^2}\right) \exp\left[i \frac{\omega_1}{\Omega} \cos(\Omega t)\right]. \quad (4)$$

Частота модулированного поля осциллирует симметрично по отношению к несущей. Время и частота нормированы на времена релаксации заселенностей γ и поляризации Γ . Для упрощения были взяты $\gamma = \Gamma = 1$.

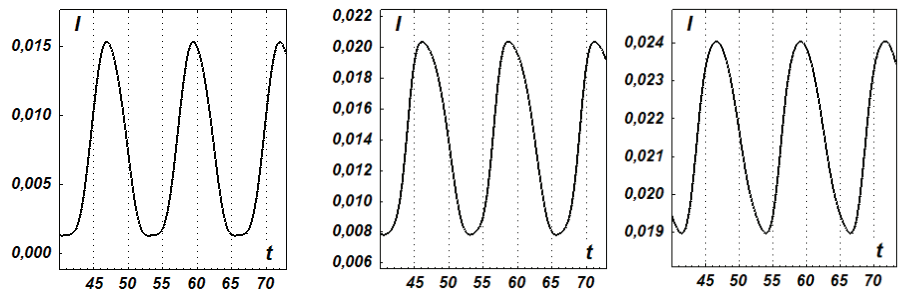
Рассматривался режим низкочастотной модуляции ($\Omega = 0.5$), когда спонтанные эффекты отклика среды пренебрежимо малы, при этом амплитуда частотной модуляции составляла величину порядка одной полуширины линии поглощения $\omega_1 = 1$ при отсутствии оптической нутации и в несколько раз превышала ширину линии при наблюдении оптической нутации: $\omega_1 = 5; 10$.

Были исследованы режимы слабого насыщения, вызываемого полем невысокой интенсивности ($E_0 = 0.1$) (рис. 1, а), когда эффекты резонансного самовоздействия пучка не возникают, среднего насыщения ($E_0 = 5$) (рис. 1, б), когда начинается проявление эффектов резонансного самовоздействия, и сильного насыщения ($E_0 = 10$) (рис. 1, в), когда эффекты резонансного самовоздействия весьма значительны.

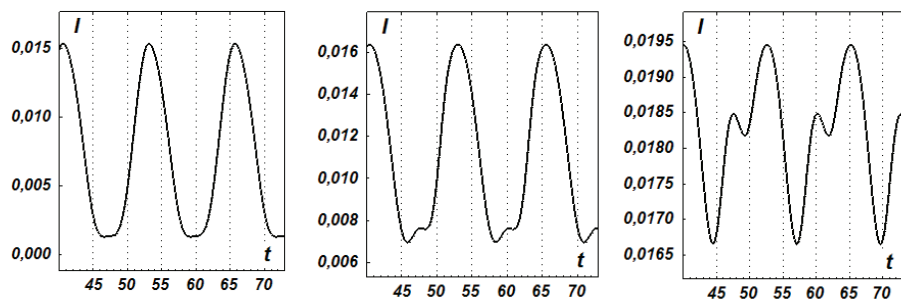
Точный резонанс:
 $\Delta = 0$



Отстройка от резонанса в область дефокусировки
 $\Delta = -1$



Отстройка от резонанса в область фокусировки
 $\Delta = 1$



а

б

в

Рис. 1 Зависимость от времени интенсивности на оси пучка I при различных отстройках несущей частоты: а – в случае отсутствия насыщения ($E_0 = 0.1$), б – при умеренном насыщении ($E_0 = 5$), в – при среднем насыщении ($E_0 = 10$)



Анализ оптической нутации в условиях резонансного самовоздействия

Для анализа влияния линзовых свойств среды на развитие оптической нутации были рассмотрены режим точного резонанса несущей частоты лазерного сигнала с частотой перехода ($\Delta = 0$) и два режима, когда несущая частота отстроена на одну полуширину линии в фокусирующую и дефокусирующую области ($\Delta = +1; -1$).

В линейном режиме (см. рис. 1, а, $E_0 = 0.1$) при точном резонансе несущей частоты модуляция выходной интенсивности близка к гармонической, её частота равна удвоенной частоте модуляции. Это следует из того факта, что симметричные сдвиги лазерной частоты в обе стороны от резонанса вызывают одинаковое уменьшение линейного поглощения. При отстройке несущей частоты от резонанса видно, что частота модуляции выходной интенсивности уменьшилась вдвое, поскольку в этом случае за один модуляционный период точка резонанса, когда поглощение максимально, проходит только один раз.

В режиме насыщения (см. рис. 1, б, $E_0 = 5$) при точном резонансе полупериоды модуляции становятся неравными, так как наведенная линза является положительной при частоте выше атомного перехода и отрицательной при частоте ниже перехода. Таким образом, увеличение интенсивности из-за слабого поглощения на частоте ниже резонанса сглаживается дефокусировкой. В фокусирующей области пики интенсивности становятся больше (см. рис. 1, в). При отстройке несущей от резонанса в дефокусирующую область влияние самофокусировки полностью компенсируется (см. рис. 1, б), а при отстройке в фокусирующую область сглаживается влияние дефокусировки (см. рис. 1, в).

При повышении амплитуды частотной модуляции до значений, находящихся за пределами линии поглощения, начинает проявляться нестационарная оптическая нутация, являющаяся следствием запаздывающего отклика среды на воздействующее поле.

На рис. 2 продемонстрированы проявления оптической нутации в случае точного резонанса несущей частоты и при её отстройке на величину амплитуды модуляции $\omega_1 = 10$.

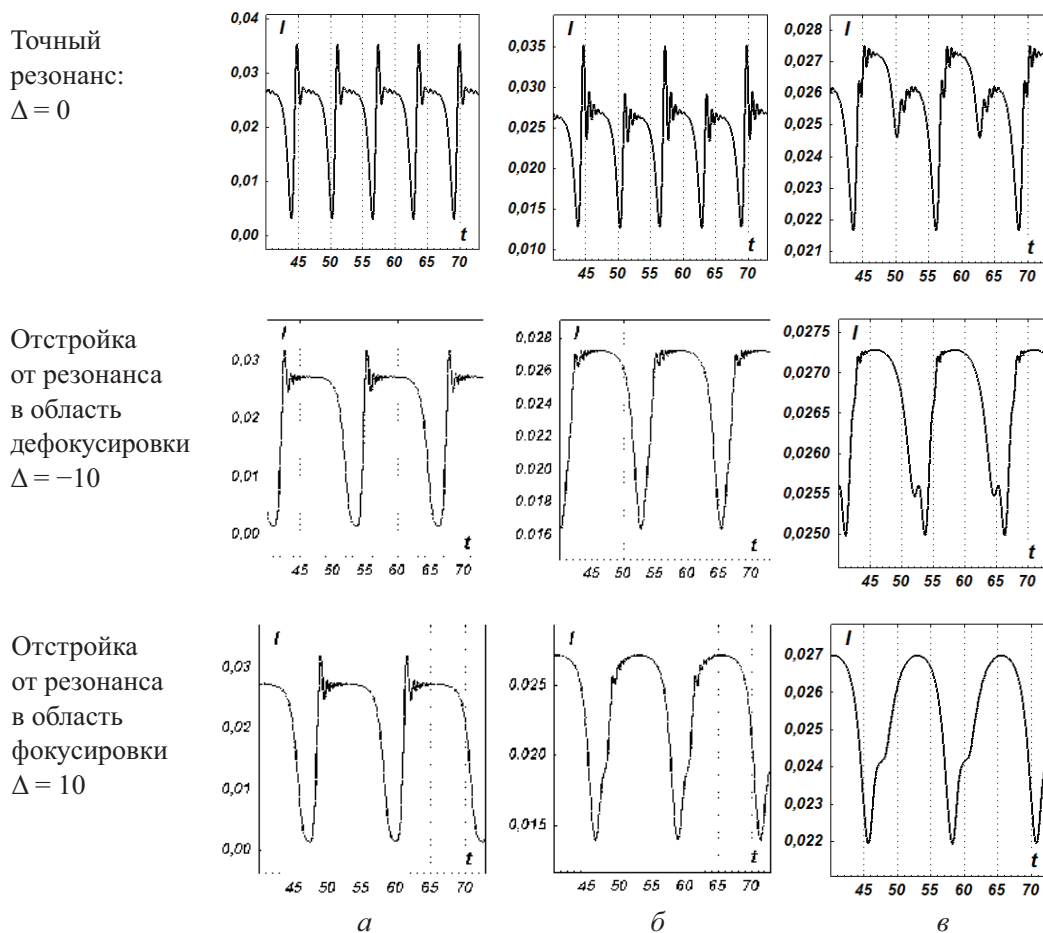


Рис. 2. Проявление оптической нутации при различных отстройках несущей частоты: а – в случае отсутствия насыщения ($E_0 = 0.1$), б – при среднем насыщении ($E_0 = 10$), в – при сильном насыщении ($E_0 = 20$)



Таким образом, при точном резонансе частота лазерного пучка дважды пересекает линию поглощения, что вызывает не только удвоение частоты модуляции, но и более ярко выраженный сигнал оптической нутации (см. рис. 2, верхний ряд). При отстройке несущей частоты от резонанса таким образом, чтобы частота модулированного пучка попадала в резонанс только один раз, наблюдается существенное уменьшение амплитуды осцилляций, что можно объяснить менее резким переходом в область более сильного поглощения с последующим возвратом (см. рис. 2, средний и нижний ряды). Природа затухающих колебаний

объясняется осцилляциями поляризации (рис. 3, б, з, е), вызванными переходами частиц с одного уровня на другой.

При сильном насыщении ($E_0 = 20$), когда возможно достичь инверсии заселённости уровней, проявления оптической нутации сглаживаются за счёт уменьшения величины поглощения, способствующей более плавным колебаниям интенсивности (см. рис., 2, в) при неизменном характере релаксации поляризации (рис. 3, е).

Видно, что характер колебаний не зависит от уровня насыщения – изменяется только величина скачка разности заселённости.

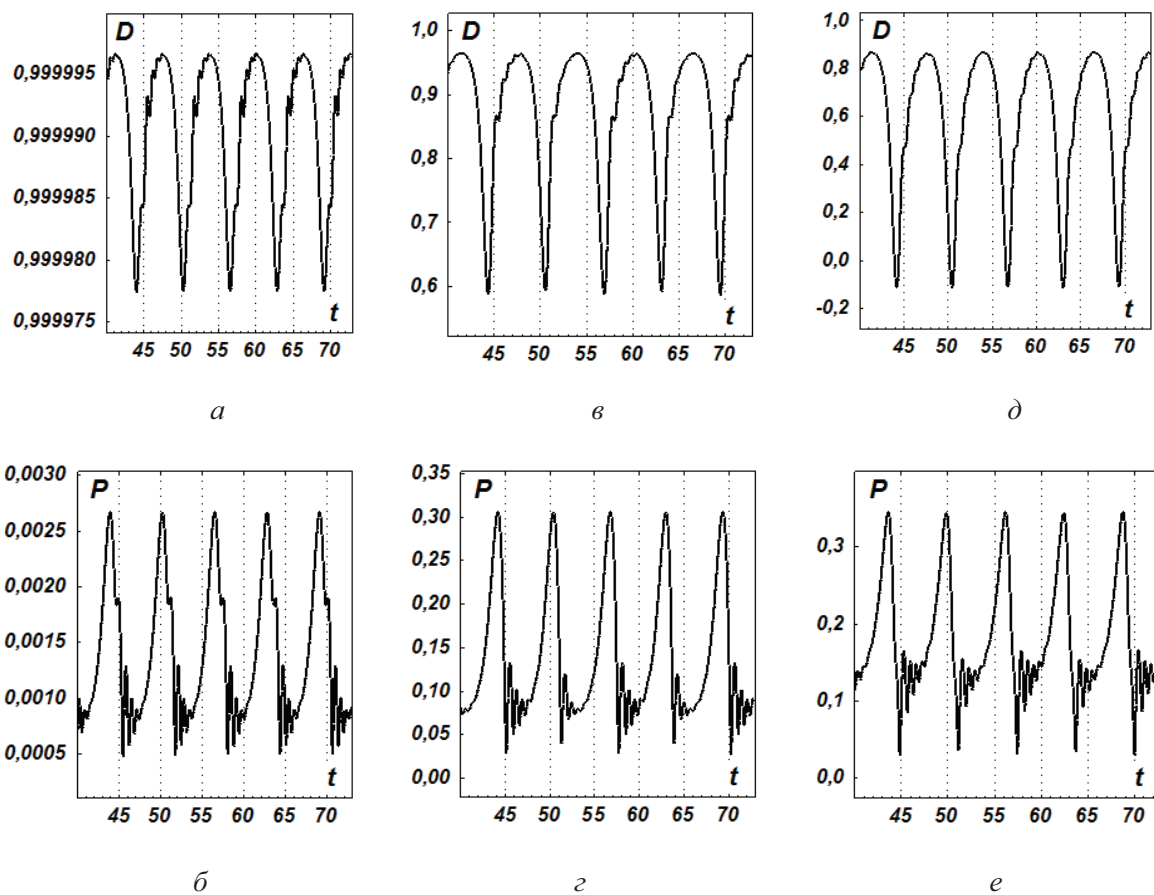


Рис. 3. Осцилляции разности заселённости D (а, в, д) и поляризации P (б, з, е) при оптической нутации ($\omega_1 = 10$) при отсутствии насыщения ($E_0 = 0.1$) (а, б); в случае среднего ($E_0 = 10$) (в, з) и сильного ($E_0 = 20$) (д, е) насыщения

Влияние оптической нутации на поперечное распределение интенсивности частотно-модулированного лазерного пучка продемонстрировано на рис. 4.

Выводы

Проведённые исследования показали, что природа нестационарной оптической нутации

связана в первую очередь с резким скачком заселённости, вызывающим скачок уровня поглощения, который происходит при приближении к резонансу изменяемой частоты лазерного пучка. Повышение интенсивности воздействующего поля приводит к росту эффекта насыщения, который постепенно уменьшает уровень поглощения на частотах, близких к резонансу. В свою очередь,

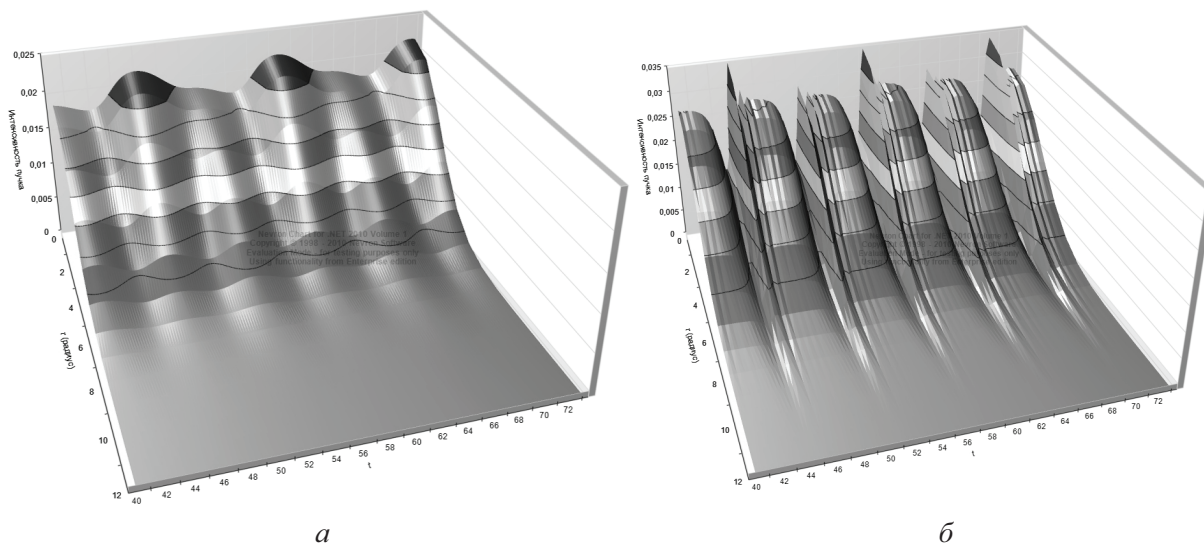


Рис. 4. Эволюция поперечного профиля поля при сильном насыщении ($E_0 = 10$) и точном резонансе несущей частоты $\Delta = 0$: *a* – оптическая нутация отсутствует ($\omega_1 = 1$); *б* – проявление оптической нутации ($\omega_1 = 10$)

более низкий уровень поглощения приводит к уменьшению проявлений оптической нутации при сильном насыщении, вызывающем инверсию населённостей уровней, которая возникает при входной амплитуде поля, превышающей порог насыщения более чем в 10 раз.

Список литературы

1. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики / пер. с англ. ; М. : Наука, 1989. 560 с.
2. Brewer R. G., Shoemaker R. I. Optical Free Induction Decay // Phys. Rev. A. 1972. Vol. 6, № 6. P. 2001–2007.
3. Аникеев С. В., Кулясов В. И., Морозов В. Б., Оленин А. И., Тункин В. Г. Оптическая нутация на комбинационно-активном переходе // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70, вып. 1. С. 7–12.
4. Хасанов О. Х., Русецкий Г. А. Оптическая нутация в полупроводниковых гетероструктурах и плотных газах // Учён. зап. Казан. гос. ун-та. 2007. Т. 149, кн. 1. С. 115–120.
5. Рожин А. А., Ледовских Д. В., Рубцова Н. Н. Когерентные нестационарные процессы в газе $13\text{CH}_3\text{F}$, сформированные ступенчатым включением электрического поля // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Сер. Физика. 2011. Т. 6, вып. 3. С. 5–10.
6. Dowell M. L. Self-focused light propagation in fully saturable medium: experiment // Phys. Rev. Appl. 1996. Vol. 53, № 3. P. 1775–1781.
7. Dutton Z., Bashkansky M., Steiner M., Reintjes J. Analysis and optimization of channelization architecture for wideband slow light in atomic vapors // Optics Express. 2006. Vol. 14, № 12. P. 4978–4991.
8. Пластун И. Л., Дербов В. Л. Исследование влияния нестационарных когерентных эффектов и резонансного самовоздействия на характеристики лазерного пучка, модулированного по частоте // Компьютерная оптика. 2009. Т. 33, № 3. С. 233–239.