



воспроизведены ранее описанные другими авторами особенности формирования резонанса КПН. При росте частоты модуляции продемонстрированы нестационарные эффекты, связанные с запаздыванием отклика среды на изменение мгновенной частоты модулированного поля. В дальнейшем планируется исследование резонансов КПН в случае пространственно-временной модели [5], реализующей распространение модулированных лазерных сигналов в среде с насыщением поглощения и дисперсии.

Отличием от предыдущих исследований является частотная модуляция одного из полей в реальном времени. При медленной модуляции воспроизведены эффекты формирования резонанса КПН. При росте частоты модуляции продемонстрированы нестационарные эффекты, связанные с запаздыванием отклика среды на изменение мгновенной частоты модулированного поля. В дальней-

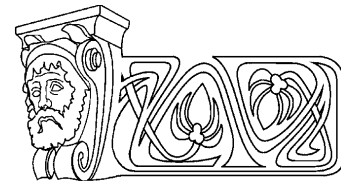
шем планируется исследование резонансов КПН в случае пространственно-временной модели [5], реализующей распространение модулированных лазерных сигналов в среде с насыщением поглощения и дисперсии.

Список литературы

1. Агапьев Б. Д., Горный М. Б., Матисов Б. Г., Рождественский Ю. В. Когерентное пленение населенностей в квантовых системах // УФН. 1993. Т. 163, № 9. С. 1–36.
2. Arimondo E. Coherent population trapping in laser spectroscopy // Progress in Optics. 1996. Vol. 35. P. 257–354.
3. Vanier J. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review // Appl. Physics B. 2005. Vol. 81, № 4. P. 421–442.
4. Huss A., Lammegger R., Windholz L. et al. Polarisation-dependent sensitivity of level-crossing, coherent-population-trapping resonances to stray magnetic fields // J. of Optical Society of America B. 2006. Vol. 23, № 9. P. 1729–1736.
5. 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.

УДК 535.345.1

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА МОДУЛИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ПРОТЯЖЁННОЙ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ



И. Л. Пластун, А. Г. Мисюрин

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

На основе пространственно-временной численной модели была исследована динамика поведения протяженного лазерного пучка, модулированного по частоте, в условиях резонансного самовоздействия, возникающего при достаточно высокой интенсивности излучения в случае, когда частота распространяющегося пучка близка к частоте атомного перехода. На основе анализа временных зависимостей интенсивности и размера пятна на выходе из среды, а также фазовых портретов и спектров мощности для данной системы были найдены различные динамические режимы.

Ключевые слова: резонансное самовоздействие, распространение лазерного пучка, удвоение периода, частотная модуляция, отклик среды, разность населенностей.

Spatio-Temporal Dynamics of Modulated cw Laser Beam in Spatial-Extended Nonlinear Medium

I. L. Plastun, A. G. Misurin

On the basis of spatio-temporal numerical model the dynamics of frequency-modulated cw laser beam propagating in resonance conditions is investigated. 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 and resonance self-action. Time dependence of output intensity and spot size are measurement parameters. On the basis of phase portraits and power spectrum analysis we found a different dynamical regimes.

Key words: resonance self-action, laser beam propagation, non-stationary, frequency modulation, medium response, population difference, period doubling.

Распространение интенсивного лазерного излучения в нелинейно-оптических средах с насыщением поглощения и дисперсии в условиях, когда частота распространяющегося излучения близка к частоте атомного перехода, как известно (см., например, [1–3]), приводит к возникновению неоднородного распределения по поперечному сечению показателя преломления и коэффициента по-



глощения среды (так называемых эффектов наведённых линзы и диафрагмы). Вследствие такого поведения среды могут возникнуть эффекты резонансного самовоздействия, проявляющегося в виде резонансной самофокусировки [2, 3], самоканалирования [4] или самодиафрагмирования распространяющегося пучка. Подобные эффекты могут быть весьма полезными при передаче лазерных сигналов в оптических системах связи или при оптическом зондировании атмосферы, предохраняя сигнал, распространяющийся на большие расстояния, от дифракционного расплывания и способствуя увеличению длины его прохождения. Многие исследования, посвященные анализу резонансного самовоздействия в протяженных лазерных пучках (см., например, [2–4]), касаются только пространственного поведения пучка, не учитывая его эволюцию во времени и динамические свойства. Данная работа представляет собой полный пространственно-временной анализ поведения распространяющегося лазерного пучка, модулированного по частоте, в условиях резонансного самовоздействия.

Используемая численная модель является достаточно традиционной для подобных задач, решаемых в рамках скалярной параксиальной оптики, и основывается на решении системы уравнений Максвелла – Блоха, которую составляют два уравнения Блоха [1] для поляризации среды и разности заселенностей уровней, выводятся из уравнений для матрицы плотности и описывающих отклик среды, и параболическое волновое уравнение [1], которое описывает пространственно-временную эволюцию распространяющегося лазерного пучка. Подобные пространственно-временные численные модели достаточно удовлетворительно описывают проявления самофокусировки при распространении коротких импульсов (см., например, [5]), однако для описания эволюции протяженного лазерного пучка подобный подход был использован впервые.

Таким образом, решаемая система уравнений имеет вид

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

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

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

где g – коэффициент поглощения, γ , Γ – скорости релаксации заселенности и поляризации соответственно, $D(z, \rho, \varphi, t)$ – разность заселенностей, 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 традиционное для исследований самовоздействия лазерного излучения приближение медленно меняющихся амплитуд (см., например, [6]). Это связано с тем, что в исходном состоянии среда является слабо нелинейной и слабо поглощающей, и амплитуды волн будут изменяться на малую величину при прохождении волной расстояния порядка длины волны, т.е. амплитуды волн будут медленно изменяющимися функциями эволюционной координаты z и времени t . Медленность амплитуд означает, что исследуется поведение огибающей модулированного лазерного сигнала, а не колебания вектора напряженности электрического поля.

Поскольку рассматривается случай, когда несущая частота ω_0 равна частоте атомного перехода, то $\Delta = 0$ в (3). Единица амплитуды поля соответствует уровню насыщения $D = 0.5$. Продольная координата z измеряется в единицах дифракционной длины L_d , представляющей собой характерное расстояние, на котором свободный пучок с данным радиусом и частотой удваивает своё сечение из-за дифракции. 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:

$$\begin{aligned} E(z=0, \rho, \varphi, t) &= E^0(\rho, \varphi, t); \\ E(z, \rho, \varphi, t=0) &= 0; \\ D(z, \rho, \varphi, t=0) &= 1; \\ P(z, \rho, \varphi, t=0) &= 0. \end{aligned}$$



Для решения уравнений (1)–(3) нами была использована неявная разностная схема второго порядка, основанная на разложении поля по поперечной координате по модам Гаусса–Лагерра, подробно описанная в [7]. 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

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

В случае точного резонанса ($\Delta = 0$) 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 $\gamma = \Gamma = 1$.

Исследуемыми физическими параметрами, представленными на рис. 1, являются интенсивность пучка на выходе из среды $I(z, r, t, \omega)$, выражающаяся как квадрат модуля комплексной амплитуды поля E : $I(z, \rho, \varphi, t, \omega) = |E(z, \rho, \varphi, t, \omega)|^2$, и размер пятна $w(t)$, определяемый как второй момент поперечного распределения нормированной интенсивности:

$$w^2(t) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho^3 d\rho |E(Z, \rho, \varphi, t)|^2 \times \left\{ \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho |E(Z, \rho, \varphi, t)|^2 \right\}^{-1}. \quad (5)$$

В соответствии с правилами исследования нелинейно-динамических систем для анализа нестационарного поведения лазерного сигнала были проанализированы фазовые диаграммы на плоскости «поляризация среды P – разность заселенностей D », иллюстрирующие динамику отклика среды на воздействующее излучение, а также спектры мощности, рассчитанные по реализации интенсивности на оси пучка на выходе из среды.

Рассматривался режим слабой, низкочастотной модуляции ($\Omega = 0.25$), когда спонтанные эффекты отклика среды пренебрежимо малы, при этом амплитуда частотной модуляции ω_1 была взята равной 1.

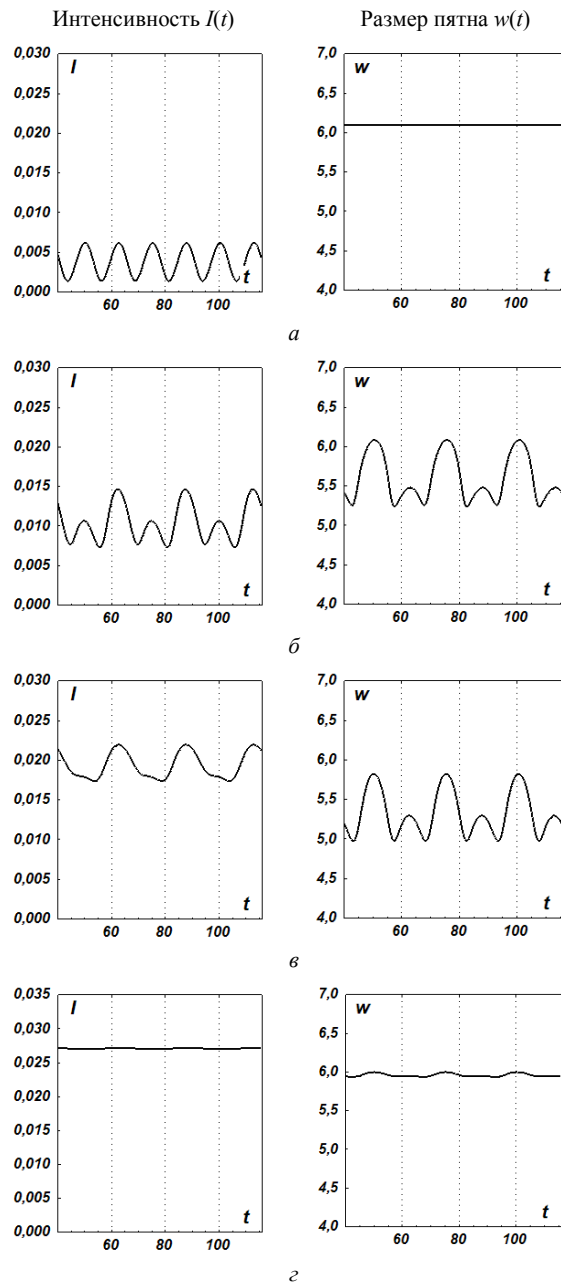


Рис. 1. Зависимость от времени выходной интенсивности $I(t)$ (слева) и размера пятна $w(t)$ (справа) при $E_0 = 0.1$ (а); $E_0 = 5$ (б); $E_0 = 10$ (в); $E_0 = 100$ (г) в среде без усиления ($g = 1$)

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 сильного насыщения ($E_0 = 10, E_0 = 20$) (рис. 1, в, г), когда эффекты резонансного самовоздейст-



вия весьма значительны; сверхсильного насыщения ($E_0 = 100$) (рис. 1, δ), когда происходит выравнивание заселенностей уровней и эффекты резонансного самовоздействия уже отсутствуют.

Распространяясь в резонансной поглощающей среде, пучок постепенно приобретает модуляцию интенсивности, которая вызывается разницей поглощения на различных частотах. Этот эффект возникает даже при низких интенсивностях и низких частотах модуляции и исчезает при сверхсильном насыщении, что легко объясняется выравниванием заселенностей уровней и, как следствие, – равенством поглощения на разных частотах. Это, в свою очередь, приводит к исчезновению эффектов наведенной рефракции и режиму самоканалирования в среде (см. рис. 1, δ), когда поведение пучка напоминает случай слабого поля (см. рис. 1, a).

В линейном режиме (см. рис. 1, a , $E_0 = 0.1$) 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 одинаковые изменения линейного поглощения.

Размер пятна в этом случае не зависит от частотной модуляции, так как отсутствует наведенная линза. На фазовом портрете поляризации среды P и разности заселенностей D , а также на спектре мощности интенсивности выходного сигнала (см. рис. 2, a) можно наблюдать режим периодических колебаний с частотой модуляции $1/T$.

В режиме насыщения (см. рис. 1, δ , $E_0 = 5$) 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. Прослеживается явная зависимость изменений интенсивности и поведения размера пятна – возникает периодическая пульсация пучка, вызванная фокусировкой и дефокусировкой на различных частотах.

При этом возникает субгармоника, хорошо заметная и на фазовом портрете, и на спектре мощности (рис. 2, δ), что свидетельст-

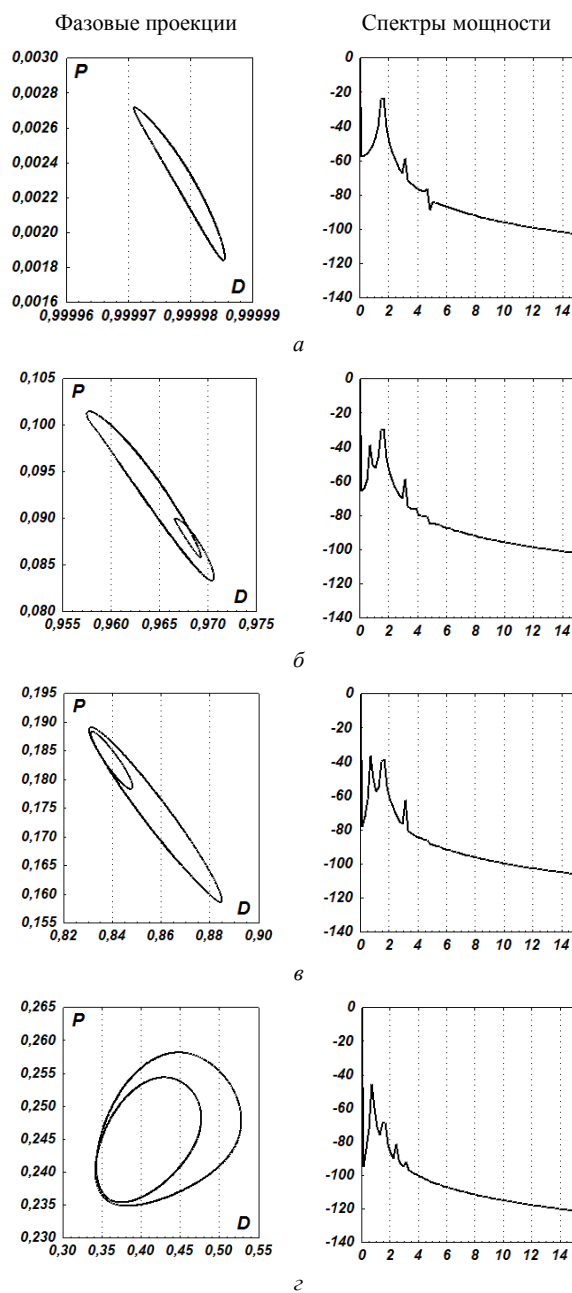


Рис. 2. Проекция фазового пространства системы на плоскость «поляризация среды P – разность заселенностей D » (слева) и спектры мощности, рассчитанные по реализации интенсивности на оси пучка на выходе из среды (справа) при $E_0 = 0.1$ (a); $E_0 = 3$ (b); $E_0 = 5$ (c); $E_0 = 10$ (z) в среде без усиления ($g = 1$)

ует о постепенно возрастающем влиянии эффектов резонансного самовоздействия, вызывающих понижение частоты наведенной амплитудной модуляции и удвоение периода $2T$.

В фокусирующей области пики интенсивности становятся больше. Размер пятна демонстрирует пульсации, вызванные резо-



нансной фокусировкой и дефокусировкой, причем в центре каждой фокусирующей области заметно увеличение после спада (см. рис. 1, б).

С увеличением интенсивности поля происходит подавление первой гармоники и рост амплитуды субгармоники, что объясняется постепенным уменьшением разности заселенностей D и нарастающим влиянием эффекта дефокусировки на частотах ниже резонансной. Колебания на основной частоте постепенно сглаживаются и при $E_0 = 20$ частота колебаний уменьшается вдвое, при этом на спектре мощности наблюдается только субгармоника $2T$ (рис. 2, д).

Дальнейшее увеличение интенсивности приложенного поля приводит к выравниванию заселенностей уровней и просветлению среды, когда поглощение столь незначительно, что становится практически одинаковым при любой частоте. Как следствие этого эффекта, мы наблюдаем отсутствие наведенной амплитудной модуляции интенсивности (см. рис. 1, д) и режим колебаний периода T .

С точки зрения нелинейной динамики данная система является диссипативной, даже в случае полей высоких интенсивностей и резонансного самовоздействия. Поэтому, рассматривая возможности перехода к хаотическим режимам, необходимо отметить, что при подобных условиях может реализоваться только режим удвоения периода $2T$ и появление субгармоники.

Для уменьшения степени диссипации рассматриваемой системы необходимы дополнительные условия подкачки энергии. В качестве такого источника может быть использован либо другой лазерный пучок (пучок накачки), либо среда, обладающая свойствами усиления распространяющегося излучения за счет электрического разряда, химических реакций, бомбардировки электронным пучком или иным способом.

Рассмотрим распространение лазерного пучка в среде, где коэффициент поглощения $g = -2$, что соответствует усилению интенсивности пучка в два раза на одной дифракционной длине. Наличие усиливающей среды играет роль дестабилизирующего фактора, вследствие чего увеличивается продолжительность переходного процесса пример-

но вдвое по сравнению с распространением пучка в обычной поглощающей среде.

Динамика поведения лазерного пучка меняется на прямо противоположную: наибольшая интенсивность пучка после прохождения расстояния в шесть дифракционных длин достигается при распространении слабых полей ($E_0 = 0.1$), поскольку именно в этом случае отсутствует эффект насыщения усиления. Так же как и в случае поглощающей среды, модуляция выходной интенсивности близка к гармонической (рис. 3, а), при этом интенсивность поля возрастает почти в семь раз. Такая высокая интенсивность, естественно, приводит к резкой самофокусировке пучка, хорошо заметной на временной зависимости размера пятна (см. рис. 3, а). При уходе от резонанса и уменьшении интенсивности поля самофокусировка сменяется диф-

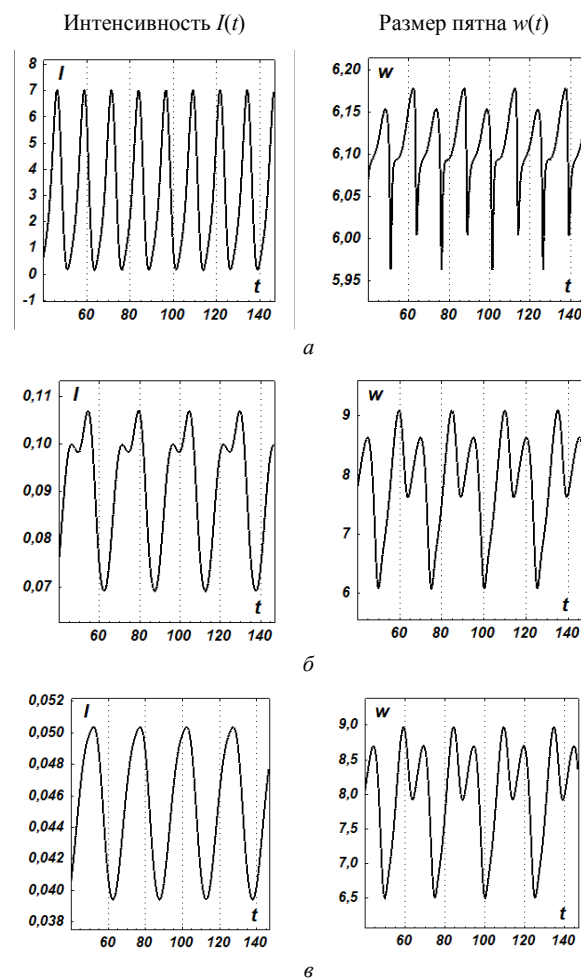


Рис. 3. Зависимость от времени выходной интенсивности $I(t)$ (слева) и размера пятна $w(t)$ (справа) при $E_0 = 0.1$ (а); $E_0 = 5$ (б); $E_0 = 10$ (в) в условиях усиливающей среды ($g = -2$)



ракцией, причем хорошо заметны эффекты, связанные с различным знаком наведенной линзы, наблюдавшиеся нами и в режиме насыщенного поглощения в среде без усиления (см. рис. 1, б). Дальнейшее увеличение интенсивности поля приводит к насыщению усиления и ослаблению интенсивности выходного пучка (см. рис. 3, б, в). Необходимо отметить, что в этом случае, так же как и для поглощающей среды, возникает периодическая пульсация пучка, вызванная фокусировкой и дефокусировкой на различных частотах. Данный эффект находит своё отражение в возникновении субгармоники, заметной на фазовом портрете и в спектре мощности (рис. 4, б, в).

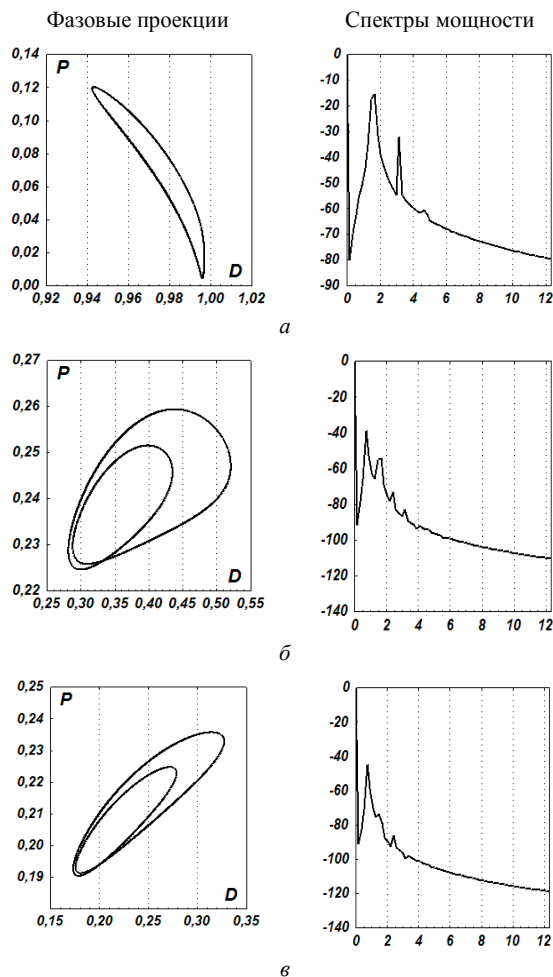


Рис. 4. Проекция фазового пространства системы на плоскость «поляризация среды P – разность заселенностей D » (слева) и спектры мощности, рассчитанные по реализации интенсивности на оси пучка на выходе из среды (справа) при $E_0 = 0.1$ (а); $E_0 = 5$ (б); $E_0 = 10$ (в) в условиях усиливающей среды ($g = -2$)

Подобное поведение динамических характеристик системы говорит о том, что с точки зрения динамики заселённости и поляризации среды и усиливающая, и поглощающая системы ведут себя идентично.

Таким образом, проанализировав пространственно-временную динамику протяженного лазерного пучка в условиях резонансного самовоздействия, можно сделать вывод, что насыщение поглощения (усиления), играющее роль дестабилизирующего фактора в случае обычной нелинейно-оптической среды, в случае усиливающих сред приводит к уменьшению степени нестационарности системы. Кроме того, необходимо отметить, что даже несмотря на такой сильный дестабилизирующий фактор, как усиливающая среда, в системе всё равно сохраняется свойство периодичности колебаний, что свидетельствует о её высокой степени устойчивости.

Список литературы

1. Шен И. П. Принципы нелинейной оптики / пер. с англ. М.: Наука, 1989. 560 с.
2. Dowell M. L. Self-focused light propagation in fully saturable medium : experiment // Phys. Rev. Appl. 1996. Vol. 53, № 3. P. 1775–1781.
3. Observation of continuous-wave on-resonance «self-focusing» / K. Tai, H. Gibbs, M. C. Rushford et al. // Optics Lett. 1984. Vol. 9, № 6. P. 243–245.
4. 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
5. Melnikov L. A., Derbov V. L., Veshneva I. V., Konukhov A. I. Numerical studies of beam and pulse propagation in lasers and nonlinear media: transverse pattern dynamics and nonparaxial effects // Computers Math. Appl. 1997. Vol. 34, № 7/8. P. 881–909.
6. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.
7. 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.