

ОПТИЧЕСКОЕ ДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ С НАСЫЩЕНИЕМ ПОГЛОЩЕНИЯ И ДИСПЕРСИИ

Пластун И.Л., Мисюрин А.Г.

Саратовский государственный технический университет

Аннотация

На основе пространственно-временной численной модели были исследованы условия проявления нестационарных эффектов, возникающих при распространении интенсивного лазерного сигнала, модулированного по частоте, в условиях резонансного самовоздействия. Были обнаружены эффекты генерации субгармоники и деления частоты в условиях, когда частота распространяющегося излучения близка к частоте атомного перехода и мощность лазерного излучения достаточно высока.

Ключевые слова: резонансное самовоздействие, распространение лазерного сигнала, удвоение периода, частотная модуляция, деление частоты.

Задачи, связанные с изучением распространения мощного лазерного излучения в условиях резонанса, уже много лет привлекают к себе внимание исследователей (см., например, обзор [1] и ссылки в нём). Данные эффекты необходимо учитывать при оптическом зондировании атмосферы, стабилизации частоты лазеров, а также при оптимизации распространения лазерного сигнала в волоконно-оптических линиях связи и линиях задержки.

Под действием мощного лазерного излучения в условиях точного резонанса некоторые вещества начинают изменять свои оптические характеристики таким образом, что проявляется насыщение поглощения и дисперсии (показателя преломления). Эти эффекты вызывают возникновение наведённой дифракции лазерного пучка, приводящей к появлению резонансной самофокусировки [2]. Кроме того, в среде за счёт насыщения поглощения образуется канал наведённой прозрачности (эффект самопросветления среды), который способствует прохождению лазерного излучения на более значительные расстояния [3].

Большинство теоретических моделей нелинейной оптики строятся на основе описания отклика среды через нелинейную поляризацию и нелинейную восприимчивость среды на основе формализма матрицы плотности [4,5]. При рассмотрении распространения лазерного излучения в среде к этому описанию добавляется решение параболического волнового уравнения для поля. Очевидно, что тот же самый подход можно использовать для описания не только пространственных, но и временных зависимостей поля, так как они достаточно медленны и сравнимы с атомными временами релаксации. Подобные пространственно-временные численные модели достаточно удовлетворительно описывают проявления самофокусировки при распространении коротких импульсов (см., например, [6]).

Ранее нами [7] была подробно описана используемая численная модель и представлены результаты численного моделирования распространения модулированного лазерного сигнала в средах с насыщением поглощения и дисперсии. В настоящей работе основное внимание уделено нестационарной динамике дан-

ной модели и анализу динамических режимов, при которых потенциально возможен переход к сложному многочастотному поведению и хаотическим колебаниям. Кроме того, весьма актуальной является задача анализа частотных изменений, возникающих при распространении модулированного лазерного сигнала в условиях насыщения поглощения и дисперсии, что важно в фазово-модуляционной спектроскопии насыщения, при формировании и делении оптических частот [5], а также при построении коммутаторов оптических сигналов [8].

Численная модель в рамках скалярной параксиальной оптики основывается на прямом решении уравнений Блоха (2,3), выводимых из уравнений для матрицы плотности и описывающих отклик среды совместно с параболическим волновым уравнением (1), которое описывает пространственно-временную эволюцию распространяющегося лазерного пучка (данная система из трёх уравнений в нелинейной оптике носит название системы уравнений Максвелла-Блоха):

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

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

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

где g – коэффициент поглощения, γ , Γ – скорости релаксации заселённости и поляризации, соответственно, $D(z, \rho, \varphi, t)$ – разность заселённостей, 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, [9]). 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 напряжённости 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:

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

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

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:

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

В случае точного резонанса ($\Delta = 0$) частота модулированного поля осциллирует симметрично по отношению к несущей. Время и частота нормированы на времена релаксации заселённости γ и поляризации G . Для упрощения были взяты $\gamma = G = 1$.

Были рассмотрены различные модуляционные режимы, отличающиеся значениями Ω и ω_1 , а также различные режимы насыщения, зависящие от интенсивности лазерного излучения.

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 : $I(z, \rho, \phi, t, \omega) = |E(z, \rho, \phi, t, \omega)|^2$, и размер пятна $w(t)$, определяемый как второй момент поперечного распределения нормированной интенсивности:

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

В соответствии с правилами исследования нелинейно-динамических систем, для анализа нестационарного поведения лазерного сигнала были проанализированы фазовые диаграммы на плоскости «поляризация среды P – разность заселённости D », иллюстрирующие динамику отклика среды на воздействующее излучение, а также спектры мощности, рассчитанные по реализации интенсивности на оси пучка на выходе из среды (рис. 2).

Рассматривался режим слабой, низкочастотной модуляции, ($\Omega = 0,25$), когда спонтанные эффекты отклика среды пренебрежимо малы, при этом амплитуда частотной модуляции была взята равной $\omega_1 = 1$.

В этом случае можно предположить наличие существенной амплитудной модуляции выходной интенсивности из-за постоянного изменения поглощения.

Были исследованы режимы слабого насыщения, вызываемого полем невысокой интенсивности ($E_0 = 0,1$) (рис. 1а), когда эффекты резонансного самовоздействия пучка не возникают; среднего насыщения ($E_0 = 5$) (рис. 1б), когда начинается проявление эффектов резонансного самовоздействия; сильного насыщения ($E_0 = 10, E_0 = 20$) (рис. 1в, г), когда эффекты резонансного самовоздействия весьма значительны; и сверхсильного насыщения ($E_0 = 100$) (рис. 1д), когда происходит выравнивание заселённости 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 заселённости уровней и, как следствие – равенством поглощения на разных частотах. Это, в свою очередь, приводит к исчезновению эффектов наведённой рефракции и режиму самоканалирования в среде (рис. 1д), когда поведение пучка напоминает случай слабого поля (рис. 1а).

В линейном режиме (рис. 1а, $E_0 = 0,1$) 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 наведённая линза. На фазовом портрете поляризации среды P и разности заселённости D , а также на спектре мощности интенсивности выходного сигнала (рис. 2а) можно наблюдать режим периодических колебаний с частотой модуляции $1/T$ и удвоение периода $2T$.

В режиме насыщения (рис. 1б, $E_0 = 5$) полупериоды модуляции становятся неравными, так как наведённая линза является положительной при час-

тоте выше атомного перехода и отрицательной при частоте ниже перехода. Таким образом, увеличение интенсивности из-за слабого поглощения на частоте ниже резонанса сглаживается дефокусировкой.

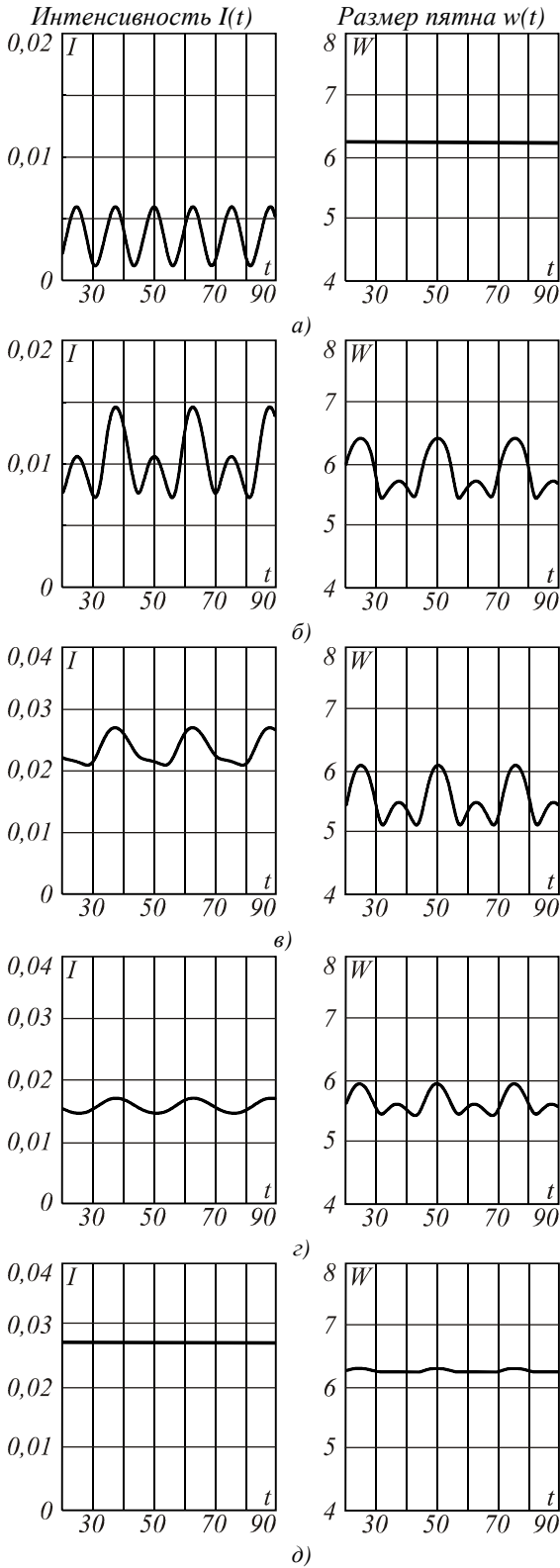


Рис. 1. Зависимость от времени выходной интенсивности $I(t)$ (слева) и размера пятна $w(t)$ (справа) при $E_0=0,1$ (а); $E_0=5$ (б); $E_0=10$ (в); $E_0=20$ (г); $E_0=100$ (д)

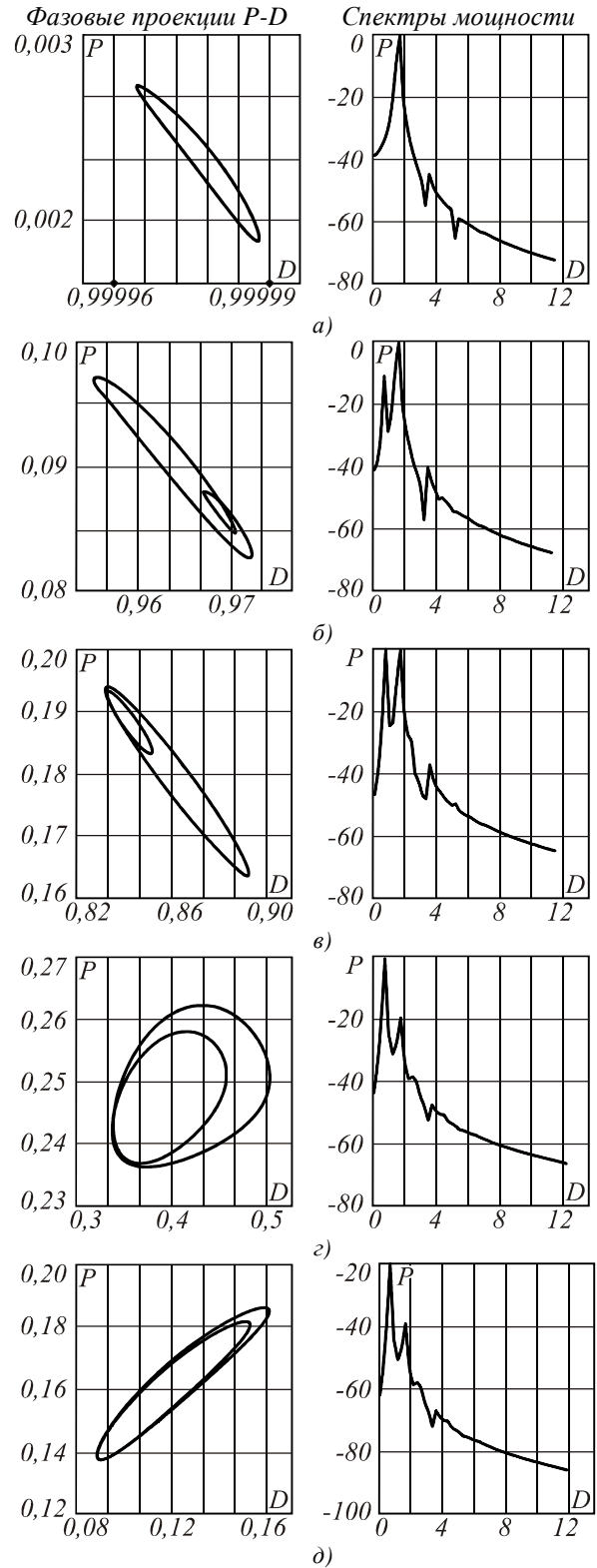


Рис. 2. Проекция фазового пространства системы на плоскость «поляризация среды P – разность заселённости D » (слева) и спектры мощности, рассчитанные по реализации интенсивности на оси пучка на выходе из среды (справа) при $E_0=0,1$ (а); $E_0=3$ (б); $E_0=5$ (в); $E_0=10$ (г); $E_0=20$ (д)

Прослеживается явная зависимость изменений интенсивности и поведения размера пятна – возни-

кает 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. 2б), что свидетельствует о постепенно возрастающем влиянии эффектов резонансного самовоздействия, вызывающих понижение частоты наведённой амплитудной модуляции.

В фокусирующей области пики интенсивности становятся больше. Размер пятна демонстрирует пульсации, вызванные резонансной фокусировкой и дефокусировкой, причём в центре каждой фокусирующей области заметно увеличение после спада (рис. 1б).

С увеличением интенсивности поля происходит подавление первой гармоники и рост амплитуды субгармоники, что объясняется постепенным уменьшением разности заселённости 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. 2д).

Дальнейшее увеличение интенсивности приложенного поля приводит к выравниванию заселённости 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 (рис. 1д) и режим колебаний периода T .

Таким образом, проанализировав пространственные и частотные характеристики лазерного пучка в условиях резонансного самовоздействия, можно сделать вывод, что нелинейно-оптическая двухуровневая среда при достижении определённой мощности модулированного излучения, распространяющегося в условиях резонанса, может выполнять роль оптического делителя частоты, что является весьма полезным эффектом с целью его практического применения в методике измерения больших интервалов оптических частот [5], заменяя кристаллы с керровской нелинейностью и сложные схемы делителей частоты. В качестве такой нелинейно-оптической среды можно использовать, например, пары натрия, где эффекты резонансного самовоздействия весьма значительны и достаточно контролируемы (см., например, эксперименты [3] или [10]).

Кроме того, детальный анализ условий возникновения и исчезновения амплитудной модуляции распространяющегося лазерного пучка может оказать существенное влияние на более точное вычисление и идентификацию сигнала ошибки, возникающего при регистрации субдуплеровских спектров в фазово-модуляционной спектроскопии насыщения и при использовании метода переноса спектра модуляции [5], используемого при стабилизации частоты лазеров.

Благодарности

Авторы благодарят к.ф.-м.н. Мантурова А.О. за полезные консультации и обсуждение результатов работы.

Литература

1. **Альтшуллер, Г.Б.** Нелинейные линзы и их применения / Г.Б. Альтшуллер, М.В. Иночкин // Успехи физических наук. – 1993. – Т. 163, № 7. – С. 65-84.
2. **Dowell, M.L.** Self-focused light propagation in fully saturable medium: experiment / M.L. Dowell, R.C. Hart, A. Gallagher // Physics Review Application. – 1996. – Vol. 53, N 3. – P. 1775-1781.
3. **Dutton, Z.** Analysis and optimization of channelization architecture for wideband slow light in atomic vapors / Z. Dutton, M. Bashkansky, M. Steiner, J. Reintjes // Optics Express. – 2006. – Vol. 14, N 12. – P. 4978-4991.
4. **Шен, И.Р.** Принципы нелинейной оптики / И.Р. Шен; пер. с англ. – М.: Наука, 1989. – 560 с.
5. **Риле, Ф.** Стандарты частоты. Принципы и приложения. / Ф. Риле; пер. с англ. – М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2009. – 512 с.
6. **Melnikov, L.A.** Numerical studies of beam and pulse propagation in lasers and nonlinear media: transverse pattern dynamics and nonparaxial effects / L.A. Melnikov, V.L. Derbov, I.V. Veshneva, A.I. Konukhov // Computers Math. Applic. – 1997. – V. 34, N 7/8. – P. 881-909.
7. **Пластун, И. Л.** Исследование влияния нестационарных когерентных эффектов и резонансного самовоздействия на характеристики лазерного пучка, модулированного по частоте / И.Л. Пластун, В.Л. Дербов // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 3. – С. 233-239.
8. **Султанов, А.Х.** Подход к построению коммутаторов оптических сигналов / А.Х. Султанов, И.Л. Виноградова // Компьютерная оптика. – 2004. – Вып. 26. – С. 56-64.
9. **Виноградова, М.Б.** Теория волн / М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. – М.: Наука, 1979. – 384 с.
10. **Tai, K.** Observation of continuous-wave on-resonance «self-focusing» / K. Tai, H.M. Gibbs, M.C. Rushford [et al.] // Optics Letters. – 1984. – V. 9, N 6. – P. 243-245.

References

1. **Altshuler, G.B.** Nonlinear lenses and their applications / G.B. Altshuler, M.V. Inochkin // Uspekhi Fizicheskikh Nauk – 1993. – V. 163, N 7. – P. 65-84. – (in Russian).
2. **Dowell, M.L.** Self-focused light propagation in fully saturable medium: experiment / M.L. Dowell, R.C. Hart, A. Gallagher // Physics Review Application. – 1996. – Vol. 53, N 3. – P. 1775-1781.
3. **Dutton, Z.** Analysis and optimization of channelization architecture for wideband slow light in atomic vapors / Z. Dutton, M. Bashkansky, M. Steiner, J. Reintjes // Optics Express. – 2006. – Vol. 14, N 12. – P. 4978-4991.
4. **Shen, Y.R.** The principles of nonlinear optics / Y.R. Shen. – A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, Inc. N.Y., 1984.
5. **Riehle, F.** Frequency Standards. Basics and Applications / F. Riehle. -WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004.

6. **Melnikov, L.A.** Numerical studies of beam and pulse propagation in lasers and nonlinear media: transverse pattern dynamics and nonparaxial effects / L.A. Melnikov, V.L. Derbov, I.V. Veshneva, A.I. Konukhov // Computers Math. Applic. – 1997. – V. 34, N 7/8. – P. 881-909.
7. **Plastun, I.L.** Investigation of the nonstationary coherent effects and resonant self-action influence on the characteristics of a frequency-modulated laser beam / I.L. Plastun, V.L. Derbov // Computer Optics. – 2009. – V. 33, N 3. – P. 233-239. – (in Russian).
8. **Sultanov, A.H.** Approach to construction of optical signals switchboard /A.H. Sultanov, I.L. Vinogradova // Computer Optics – 2004. – Issue 26. – P. 56-64. – (in Russian).
9. **Vinogradova, M.B.** Theory of the waves./ M.B. Vinogradova, O.V. Rudenko, A.P. Sukhorukov. – Moscow: Nauka, 1979. – 384 p.
10. **Tai, K.** Observation of continuous-wave on-resonance «self-focusing» / K. Tai, H.M. Gibbs, M.C. Rushford [et al.] // Optics Letters. – 1984. – V. 9, N 6. – P. 243-245.

OBSERVATION OF OPTICAL FREQUENCY DIVISION IN MEDIUM WITH SATURABLE ABSORPTION AND DISPERSION

I.L. Plastun, A.G. Misurin
Saratov State Technical University

Abstract

On the basis of spatio-temporal numerical model the non-stationary manifestation conditions in frequency-modulated cw laser beam propagating in resonance conditions are investigated. Generation of subharmonic and optical frequency division are observed and analyzed in conditions of cw laser beam resonance self-action.

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

Сведения об авторах



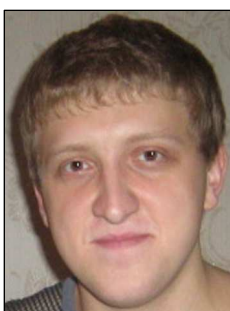
Пластун Инна Львовна, 1969 года рождения. В 1991 году с отличием окончила Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского по специальности «Физика». Кандидат физико-математических наук по специальности «Лазерная физика» (1994 год), доцент, является доцентом кафедры «Программное обеспечение вычислительной техники и автоматизированных систем» Саратовского государственного технического университета (СГТУ), докторант СГТУ.

Область научных интересов: нелинейная оптика, лазерная физика, математическое моделирование физических процессов. Имеет около 70 научных работ, из них – 50 статей и 1 монография.

E-mail: inna_pls@mail.ru.

Inna Lvovna Plastun (b. 1969) graduated with honours (1991) from the N.G. Chernyshevsky Saratov State University, majoring in Physics. She received her Candidate in Physics & Mathematics (1994) degree from Saratov State University. She is associated professor of Computers and Automatic Systems Software department.

Her research interests include nonlinear optics, laser physics and mathematical modeling. She is co-author of 70 scientific works including 50 papers and 1 monography.



Мисюрин Артём Геннадиевич, 1986 года рождения, в 2009 году окончил Саратовский государственный технический университет (СГТУ) по специальности «Программное обеспечение вычислительной техники и автоматизированных систем», является аспирантом СГТУ.

Область научных интересов: численное моделирование нелинейно-оптических процессов, разработка интерфейсных и сетевых приложений.

E-mail: drdoomenator@yandex.ru.

Artem Gennadievich Misurin (b. 1986) graduated from Saratov State Technical University in 2009, majoring in Computers and Automatic Systems Software. He is post-graduate student of Computers and Automatic Systems Software department in Saratov State Technical University.

His research interests are: numerical simulation of nonlinear optics processes, developing of interface and network applications.

Поступила в редакцию 15 июня 2010 г.