

УДК 535.2

**НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ  
ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА  
В ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ  
С УЧЕТОМ НЕЛИНЕЙНОГО КОМПЛЕКСНОГО  
ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СРЕДЫ**

Г.Г. АДОНЦ<sup>1</sup>, М.А. АРЗАКАНЦЯН<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> АОЗТ “Лазерная техника”, Ереван, Армения

<sup>2</sup> Российско-Армянский (Славянский) университет, Ереван, Армения

<sup>3</sup> LULI, Ecole Polytechnique, CNRS, CEA, UPMC; Palaiseau, France

lia.marikyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 7 сентября 2012 г.)

Развита нестационарная теория распространения поляризованного светового импульса на резонансном переходе  $1/2 \rightarrow -1/2$  с учетом комплексности нелинейного показателя преломления среды. Теория развита в представлении неприводимых тензорных операторов, когда удается диагонализировать матрицу релаксаций и ввести эффективные времена распада, связанные как с релаксацией заселенности, так и с релаксацией когерентности между магнитными подуровнями резонансной системы. Показано, что вследствие интерференции магнитных подуровней в поле поляризованного излучения в процессе оптической накачки атомов в среде возникает усиление излучения без инверсии заселенностей. Исследована зависимость безынверсного усиления волны при изменении ширины линий и расстройки резонанса.

### 1. Введение

В последнее время активно исследуются нелинейные эффекты, связанные с оптической когерентностью в поле поляризованного лазерного излучения в многоуровневых резонансных средах [1-13]. Большой интерес представляют различные схемы усиления без инверсии заселенностей, возможность которого была, по всей видимости, впервые предложена и теоретически обоснована Кочаровской и Ханиным [14]. Это явление является перспективным для разработки нового поколения квантовых источников когерентного света [15]. Пространственные и частотные проявления эффектов самовоздействия лазерных пучков в различных трехуровневых схемах усиления без инверсии подробно исследовались в работе Пластуна [16]. Обнаружены и исследованы кольцевая структура усиливаемого пучка и небольшая асимметрия его частотных характеристик, вызванные нетривиальным распределением усиления по сечению пучка. В нашей работе [17] развита общая нелинейная нестационарная теория распространения эллиптически поляризованного импульса на переходе  $1/2 \rightarrow -1/2$  с учетом процессов релаксаций. Теория развита в представлении неприводимых тензорных операторов, когда удается диагонализировать матрицу релаксаций и ввести эффективные времена распада, связанные как с релаксацией заселенности, так и с релаксацией когерентности между магнитными подуровнями резонансной системы. Показано, что вследствие интерференции магнитных подуровней в поле поляризованного излучения в процессе оптической накачки атомов в среде возникает усиление излучения без инверсии заселенностей. Решение такой нестационарной задачи

позволяет подробно проанализировать динамику образования оптической ориентации в системе атомов и выявить условия ее образования в зависимости от полной энергии импульса, интенсивности и длительности.

Несколько слов относительно учета доплеровского уширения спектральных линий. В дальнейшем мы предполагаем, что однородная ширина линии больше и радиационных скоростей распада, и доплеровского уширения линий. Под столкновительной релаксацией же мы подразумеваем только переходы между вырожденными подуровнями.

Влияние доплеровского уширения на нелинейное усиление поляризованной волны без инверсии заселенностей в резонансной среде подробно исследовалось в нашей работе [18]. Там, в частности, показано, что учет неоднородного доплеровского уширения спектральных линий приводит к возникновению некоторой оптимальной длины резонансной среды, где усиление излучения на выходе из среды максимально. В нашей работе [19] рассмотрено определение поляризационных времен релаксаций атомных уровней методом задержки зондирующего сигнала под действием опережающего его во времени интенсивного импульса с учетом оптической накачки атомов в резонансной среде.

В работе [20] развита теория и поставлен эксперимент в спектроскопии двух импульсов – накачки и пробного сигнала. Эксперимент поставлен в парах рубидия и продемонстрированы новые приложения этого метода в спектроскопии сверхвысокого разрешения. Учтены зеемановская когерентность и штарковский сдвиг уровней как в основном, так и в возбужденном состояниях атомов.

В работах [21,22] теоретически исследовано прохождение двух коротких оптических импульсов в трёхуровневой нелинейной среде  $\Lambda$ -типа. В адиабатическом приближении решена нелинейная система уравнений Максвелла для поля и Шредингера для атомов. В работе [23] рассмотрена реализация оптического логического элемента Тоффли в  $\Lambda$ -средах. Предложена простая реализация вентиля Тоффли в кристаллических плёнках, допированных редкоземельными атомами. В основе предлагаемой схемы лежит адиабатический перенос населенностей в  $\Lambda$ -системе с помощью контринтуитивной и интуитивной последовательностей коротких лазерных импульсов. Проанализирована возможность экспериментальной реализации предлагаемого вентиля.

Целью настоящей работы является учет комплексности нелинейного показателя преломления среды при нестационарном распространении поляризованного импульса в представлении неприводимых тензорных операторов. Такой подход позволяет корректно учесть как нелинейный набег фазы в среде, так и нелинейное поглощение.

## 2. Эффект усиления излучения в безынервной среде

Рассмотрим прохождение поляризованного излучения через резонансную среду, состоящую из идентичных двухуровневых атомов. В поле поляризованного излучения снимается вырождение атомных уровней и реально задача сводится к взаимодействию излучения с совокупностью многоуровневых систем. Для конкретности рассмотрим резонансный переход с моментами количества движения  $J_1 = 1/2$  и  $J_2 = -1/2$ , обычно реализующийся в парах щелочных металлов. Такая система состоит из четырех попарно вырожденных магнитных подуровней с проекциями моментов  $\pm 1/2$ . До включения взаимодействия атома с полем отлична от нуля начальная заселенность основного уровня  $N_1 \neq 0$ ,  $N_2 = 0$ .

Обычно в резонансных системах релаксация обусловлена двумя различными механизмами – это радиационный распад и столкновительные процессы. В реальной экспериментальной ситуации времена столкновительной релаксации  $\tau_c$  могут быть на

несколько порядков больше, чем времена радиационной релаксации  $\tau_r$ . Поэтому представляет интерес рассмотрение данного явления для импульсов с длительностью, достаточной для установления стационарного взаимодействия по радиационным процессам, но в то же время значительно более коротких, чем времена столкновительной релаксации. В настоящей работе рассматривается временная эволюция процесса оптической накачки для времен,  $\tau_{pulse}$ , удовлетворяющих условию  $\tau_r < \tau_{pulse} < \tau_c$ .

Предположим, что на входе в среду интенсивная волна поляризована циркулярно:  $E_+ = E_x + E_y \neq 0$ ,  $E_- = E_x - E_y = 0$ .

Волновое уравнение для  $\mathbf{E}$  с током перехода  $\mathbf{\eta}_{12}^*$  имеет вид [17]

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = -\mathbf{\eta}_{12}^*, \quad (1)$$

где  $\mathbf{\eta}_{12}^* = \exp \left( -\lambda \frac{id(1-i\delta)}{2\sqrt{3}\gamma h(1+\delta^2)} \frac{E_+}{1+G} \right)$ . Здесь  $G = P_+/P_S$  – безразмерный параметр

мощности волны,  $P_+ = \frac{C|E_+|^2}{4\pi}$  – мощность волны,  $P_S = \frac{3ch^2\gamma\gamma'}{8\pi|d|^2(1+\delta^2)}$  – вели-

чина мощности насыщения в скалярном случае,  $\square = \square\square\square\square\square\square = \square - \square_0$  – расстройка резонанса,  $d$  – приведенный матричный элемент дипольного перехода,  $\square$  – однородная ширина,  $1/\square'$  – время релаксации полной заселенности,  $\lambda(t) = \frac{\gamma'}{3} \int_{-\infty}^t \frac{G(t')}{1+G(t')} dt'$  – фактор, определяющий эффективное время установления ориентации в поле циркулярно поляризованной волны.

Для изменения интенсивности волны из волнового уравнения (1) можно получить следующее укороченное нестационарное уравнение:

$$\frac{\partial G}{\partial z} = \alpha_0 e^{-\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial t}, \quad (2)$$

где  $\alpha_0 = \frac{4\pi N_1 \omega |d^2| (1-i\delta)}{3ch\gamma(1+\delta^2)}$  – комплексный показатель преломления среды.

Отметим, что нелинейное уравнение (2) описывает как гиротропные свойства среды, так и ее круговой дихроизм.

В линейном приближении по интенсивности  $G$  первое нелинейное приближение по полю  $\mathbf{E}$  система интегро-дифференциальных уравнений для  $G$ ,  $\square$  решается и для поглощения полной энергии имеем

$$\lambda_1(t) = \ln \left( 1 + e^{-\alpha_0 z} \left( e^{-\lambda_0 t} - 1 \right) \right), \quad (3)$$

где  $\lambda(t) = \frac{\gamma'}{3} \int_{-\infty}^t G(t') dt'$  – полная энергия импульса.

При малых значениях полной энергии импульса на входе в среду  $z = 0$  ( $\square_0 \ll 1$ ) уравнение (3) принимает вид  $\lambda_1(t) = \lambda_0(t) e^{-\alpha_0 z}$ , откуда получаем

$$\lambda_1(t)/\lambda_0 = e^{\alpha_0 z} = e^{\chi_0 l} e^{l(\gamma+ic)}, \quad (4)$$

где  $\chi_0 = \frac{4\pi N_1 \omega |d^2|}{3ch\gamma}$  есть усиление излучения на ширине линии  $\square$ ,  $l$  – длина резо-

нансной среды,  $f(z) = \exp(1/(\gamma + i\varepsilon)) = \exp(1/z)$ , где  $z = x + iy$  – экспоненциальный полюс от комплексной переменной  $z$  [24]. Выделяя модуль и фазу функции, имеем

$$se^{i\sigma} = e^{\frac{1}{x+iy}} = e^{\frac{x}{x^2+y^2}} e^{-\frac{iy}{x^2+y^2}}. \quad (5)$$

Рассмотрим изменение функции от комплексной переменной  $f(z)$  в зависимости от однородной ширины линии  $\square$  и расстройки резонанса  $\square$ . Рельеф показательной функции  $se^{i\sigma} = \exp(1/(x + iy))$  представлен на рис.1. Для малых расстроек резонанса  $\square \sim \square \sim x \sim y \square 0$  имеем особую точку  $z = 0$ .

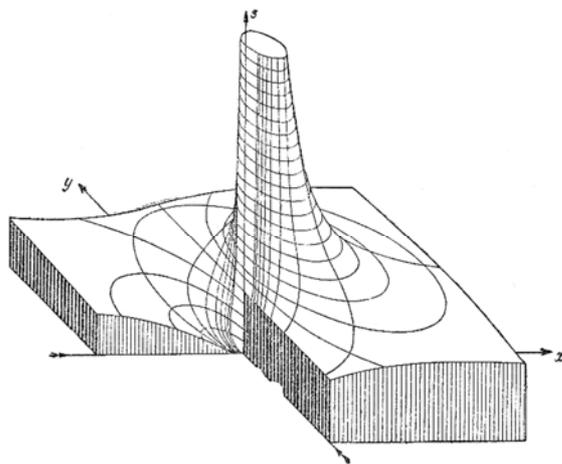


Рис.1. Рельеф показательной функции  $se^{i\sigma} = e^{1/(x+iy)}$ .

У самой “существенно особой” точки  $z = 0$  имеем слева произвольно малые, справа произвольно большие значения модуля  $s$  функции; спереди и сзади – значения, близкие к единице. Линии ската  $\square = \text{const}$  стягиваются к  $z = 0$ . Векторы, представляющие комплексные значения функции, направлены здесь, следовательно, во все стороны.

### 3. Заключение

Полученный нами эффект усиления излучения в безынервной среде в поле поляризованного излучения объясняется тем, что в среде вследствие оптической накачки реально возникает перенаселенность между различными магнитными подуровнями атома.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **G.G. Adonts, E.G. Kanetsian.** Opt. Appl., **XXXIV**, 331 (2004).
2. **G.G. Adonts, E.G. Kanetsian.** Book of the Conference “Beyond Einstein Physics for the 21<sup>st</sup> Century”, Bern, Switzerland, PP-5-TUTH. 2005, p.39.
3. **M.Y. Agre.** Book of the Conference “Beyond Einstein Physics for the 21<sup>st</sup> Century”, Bern, Switzerland, PP-3-TUTH. 2005, p.39.
4. **T.V. Kuznetsova, J.M. Jarmoshenko, et al.** Book of the Conference “Beyond Einstein Physics for the 21<sup>st</sup> Century”, Bern, Switzerland, PP-26-TUTH, 2005, p.43.
5. **G.G. Adonts, E.G. Kanetsian,** EOC topical meeting on nonlinear optics, 16-19 October, Paris, France, 2006, p. 205.
6. **Г.Г. Адонц, Э.Г. Канецян.** Опт. и спектр., **98**, 368 (2005).
7. **D. Sarkisyan, A. Papoyan,** Technical Digest of the XVI Internat. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO'98), Moscow, Russia. 1998, p.23.

8. A.V. Papoyan, R.G. Unanyan, K. Bergmann. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, **4**, 414 (1999).
9. E. Ignesti, S. Savalieri, L. Fini, et al. Laser Physics, **20**, 1132 (2010).
10. R.M. Camacho, M.V. Pack, J.C. Howell, et al. Phys. Rev. Lett., **98**, 153601 (2007).
11. В.А.Макаров, Л.А.Перешогин, Н.Н.Потравкин. Опт. и спектр., **109**, 778 (2010).
12. R. Buffa, S. Cavalieri, M.V. Tognetti. Phys. Rev. A, **69**, 033815 (2004).
13. М.Ю.Сайгин, А.С.Чиркин. ЖЭТФ, **138**, 16 (2010).
14. О.А. Кочаровская, Я.И.Ханин. Письма в ЖЭТФ, **48**, 581 (1988).
15. М.О. Scully. Phys. Rep., **219**, 191 (1992).
16. И.Л. Пластун. Опт. и спектр., **91**, 158 (2001).
17. Г.Г. Адонц, Л.Г. Марилян. Опт. и спектр., **106**, 798 (2009).
18. Г.Г. Адонц, Э.Г. Канемян, М.А. Арзаканцян. Опт. и спектр., **113**, 1 (2012).
19. Г.Г. Адонц, Э.Г. Канемян, М.А. Арзаканцян. Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 337 (2012).
20. T.M.Brzozowski, M.Brzozowska, et al. High resolution spectroscopy of cold, trapped atoms. Сб. трудов конференции Лазерная физика. Аштарак, Армения, 2008, с.5-8.
21. G.Grigorian, G.Nikoghosyan, et al. Phys. Rev. A **80**, 033402 (2009).
22. G.Grigorian, C.Leroy, Y.Pashayan-Leroy, S.Guérin, H.R. Jauslin. Сборник трудов конференции Лазерная физика. Аштарак, Армения, 2009б с.9.
23. Э.А. Газаян, Г.Г. Григорян, В.О. Чалтыкян, Д. Шрафт. Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 328 (2012).
24. Е. Янке, Ф. Эмде. Таблицы функций с формулами и кривыми. М.-Л., ГИТТЛ, 1949.

ՔԱՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ  
 ԼՈՒՅՄԻ ԱՆՑՄԱՆ ՈՉ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԱՇՎԻ ԱՌՆԵԼՈՎ  
 ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉԻ ԿՈՄՊԼԵՔՍ ԲՆՈՒՑԹԸ  
 Գ.Հ. ԱԴՈՆՑ, Մ.Ա. ԱՐԶԱՔԱՆՑՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է ոչ գծային բևեռացված լույսի փոփոխությունը ռեզոնանսային  $1/2 - 1/2$  անցման վրա հաշվի առնելով լույսի ոչ գծային բաղադրիչի բևեռացման համար բեկման ցուցիչի կոմպլեքս բնույթը: Տեսությունը ձևակերպված է թենզորական ֆորմալիզմի լեզվով, երբ ռելակսացիոն մատրիցան կարելի է բերել անկյունագծային տեսքի և հաշվի առնել տրոհման էֆեկտիվ ժամանակները պայմանավորված ինչպես բնակեցմամբ, այնպես էլ մատրիցական ենթամակարդակների կոհերենտությամբ: Ցույց է տրված, որ ենթամակարդակների ինտերֆերենցիայի շնորհիվ բևեռացված լույսի դաշտում առաջանում է լազերային լույսի ոչ ինվերս ուժեղացում: Հետազոտված է լույսի ոչ ինվերս ուժեղացման կախումը զծի լայնությունից և ռեզոնանսի ապալարքից:

NONSTATIONARY THEORY OF POLARIZED LIGHT PULSE PROPAGATION  
 THROUGH A FOUR-LEVEL RESONANT MEDIUM WITH ALLOWANCE  
 FOR THE NONLINEAR COMPLEX REFRACTIVE INDEX OF THE MEDIUM  
 G.G. ADONTS, M.A. ARZAKANTSYAN

Nonstationary theory of polarized light pulse propagation through the resonant transition  $1/2 - 1/2$  is developed, taking into account a complex structure of the medium nonlinear refractive index. The theory is developed based on the irreducible tensorial formalism which allows to diagonalize relaxations matrix and introduce effective decay times associated with the population relaxation, as well as to the coherence relaxation between magnetic sublevels of the resonant system. It is shown that as a result of the magnetic sublevels interference in the polarized radiation field the inversionless amplification of radiation occurs due to optical pumping process. The dependence of inversionless amplification change on line broadening and resonance detuning is studied.