

УДК 621.373: 535

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ОПТОИНФОРМАЦИОННЫХ ПОЛЯРИТОННЫХ ЛАЗЕРАХ

Р.М. Архипов, В.С. Егоров, И.А. Чехонин

В настоящее время большой интерес вызывает возможность создания поляритонных лазеров при комнатных температурах. Механизм генерации таких систем основан на представлениях о поляритонах – квазичастицах, которые являются суперпозицией фотона с каким-либо резонансным возбуждением состояния вещества при условии сильной связи между электромагнитным полем и веществом. Предложен новый эффективный неадиабатический способ возбуждения поляритонных лазеров с помощью лазерного излучения в режиме фазовой синхронизации мод (FM mode-locking), исследованы их нелинейные свойства.

Ключевые слова: поляритон, поляритонный лазер, сильная связь.

Введение

Среди новых источников света у исследователей в оптоинформатике особый интерес вызывают поляритонные лазеры. Эти устройства на основе экситонных переходов в квантовых ямах или точках, помещенных в микрорезонатор, могут иметь широкое применение в оптоэлектронике. В связи с этим проводится интенсивное исследование таких систем. Возможность получения генерации излучения с использованием поляритонов была показана в работах [1–3]. Механизм генерации связан с четырехфотонным рассеянием одиночного фемтосекундного лазерного импульса накачки. В работах [4, 5] рассматривается механизм возникновения квазиравновесного конденсата поляритонов как следствие термализации газа поляритонов при рассеянии поляритонов на фононах и столкновениях с экситонами.

Ранее эффект поляритонной генерации наблюдался в лазерной физике, в газовой фазе в методе внутривибрационной лазерной спектроскопии. Он был назван эффектом «конденсации» спектра или «автозахватом частоты» [6–8, 12–15]. Эффект возникает при условии сильной связи (strong coupling) между электромагнитным полем и веществом в резонаторе лазера, содержащем ячейку с поглощающим веществом, имеющим узкие линии поглощения. Явление заключается в том, что при выполнении ряда условий возникает сильное когерентное излучение вблизи линии поглощения (рис. 1). Эффект объясняется на основе полуклассического подхода, в котором используется система уравнений Максвелла–Блоха [6, 7]. Ранее этот подход применялся при анализе эффектов сверхизлучения в инвертированных протяженных средах [9].

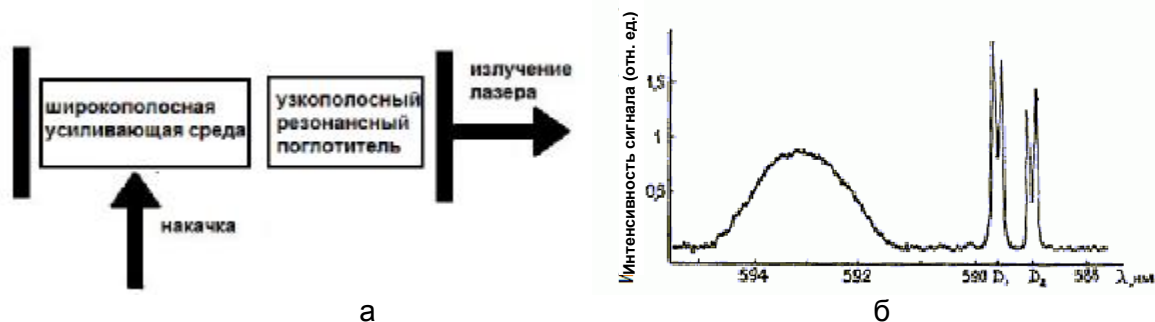


Рис. 1. Эффект «конденсации» спектра: (а) схема эксперимента; (б) спектр «конденсации» в генерации лазера на красителях с резонансно поглощающими парами натрия в резонаторе. Отчетливо виден дублет «конденсации» вблизи каждой из двух линий натрия D1 и D2

В настоящее время используются очень неэффективные, на наш взгляд, способы возбуждения генерации в поляритонных лазерах с помощью одиночных импульсов лазерного излучения. На основе полуклассического подхода нами предлагается новый, более эффективный, способ возбуждения поляритонных мод в оптических микрорезонаторах с помощью излучения, периодически модулированного по фазе.

В данной работе были рассмотрены следующие задачи:

- выполнено исследование поляритонных мод резонатора, их нелинейных свойств и времен жизни. Эти моды возбуждаются источником заданной поляризации Ps ;
- рассмотрен новый механизм возбуждения поляритонной генерации при накачке системы двухуровневых частиц с помощью излучения лазера с фазовой синхронизацией мод (FM mode-locking) на основе анализа связанной системы – мода резонатора и ансамбль двухуровневых частиц. Рассмотрение одномодовой задачи оправдано тем, что микрорезонаторы, используемые в оптоинформационных поляритонных лазерах, имеют размеры порядка длины световой волны.

Эти задачи решаются с помощью численного решения системы уравнений Максвелла–Блоха, которая имеет вид [10, 16, 17]

$$\frac{d^2}{dt^2} E + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{dE}{dt} + \omega_r^2 \cdot E = -4\pi \cdot \frac{d^2}{dt^2} P, \quad (1.1)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} P + \frac{2}{T_2} \cdot \frac{dP}{dt} + \omega_{12}^2 \cdot E = \frac{2 \cdot \omega_{12} d_{12}^2}{\mathbf{h}} \cdot E(t) \cdot N(t), \quad (1.2)$$

$$\frac{dN}{dt} + \frac{1}{T_1} \cdot (N - N_0) = -\frac{2}{\mathbf{h} \cdot \omega_{12}} \cdot E(t) \cdot \frac{dP}{dt}. \quad (1.3)$$

Здесь $E(t)$ – напряженность электрического поля в резонаторе, $P(t)$ – поляризация, $N(t)$ – разность заселенностей, τ – время жизни излучения в резонаторе, ω_r – частота резонатора, ω_{12} – частота резонансного перехода вещества, T_1 – время релаксации разности заселенностей, T_2 – время релаксации поляризации, d_{12} – дипольный момент перехода, N_0 – разность заселенностей при отсутствии электрического поля.

Возбуждение поляритонных мод источником с заданной поляризацией

Уравнения (1.1)–(1.2) описывают колебания двух связанных осцилляторов – $E(t)$ и $P(t)$. Собственные частоты такой системы и есть частоты поляритонных мод резонатора, которые в линейном случае ($N=N_0$) даются выражением

$$\Omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(\omega_r + \omega_{12}) + \left(\frac{1}{2\tau} + \frac{1}{T_2} \right) i \pm \sqrt{(\omega_r - \omega_{12})^2 + 4\omega_{coop}^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right)^2 + (\omega_r - \omega_{12}) \left(\frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right) i} \right]. \quad (1.4)$$

Здесь ω_{coop} – кооперативная частота среды [6–8]:

$$\omega_{coop} = \sqrt{2\pi\omega_{12} \frac{d_{12}^2}{\mathbf{h}} N_0}. \quad (1.5)$$

Условие критической связи между $E(t)$ и $P(t)$ определяет условие сильной связи поля и вещества (strong coupling) [6–8] и задается неравенством

$$\omega_{coop} \gg \frac{1}{4} \left| \frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right|. \quad (1.6)$$

При $\omega_r = \omega_{12}$, как следует из (1.4), $\text{Re}(\Omega_{\pm}) = \omega_{12} \pm \omega_{coop}$.

Переходя к медленным амплитудам $E(t)$ (1.7) и $P(t)$ (1.8) и вводя источник заданной поляризации $Ps(t)$, получаем систему уравнений Максвелла–Блоха для поляризации \mathbf{u} , \mathbf{v} и разности заселенности \mathbf{w} единичного атома [16]:

$$E(t) = A(t) \cdot \cos(\omega t) + B(t) \cdot \sin(\omega t) , \tag{1.7}$$

$$P(t) = U(t) \cdot \cos(\omega t) + V(t) \cdot \sin(\omega t) + Ps(t) \cdot \cos(\omega t) , \tag{1.8}$$

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{1}{2 \cdot \tau} \cdot A(t) - \frac{B \cdot \omega}{2} \cdot \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right) - 2\pi\omega N_0 d_{12} v(t) - 4\pi \frac{dPs}{dt} , \tag{1.9}$$

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{1}{2\tau} \cdot B(t) + \frac{A\omega}{2} \cdot \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right) + 2\pi\omega N_0 d_{12} u(t) + 2\pi\omega Ps(t) , \tag{1.10}$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{T_2} \cdot u(t) + \frac{v(t)}{2\omega} \cdot (\omega_{12}^2 - \omega^2) - \frac{\omega_{12} d_{12} w(t) B(t)}{\hbar\omega} , \tag{1.11}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{T_2} \cdot v(t) - \frac{u(t)}{2\omega} \cdot (\omega_{12}^2 - \omega^2) + \frac{\omega_{12} d_{12} w(t) A(t)}{\hbar\omega} , \tag{1.12}$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{T_1} \cdot (w-1) - \frac{d_{12} A(t) v(t) \omega}{\hbar\omega_{12}} + \frac{d_{12} B(t) u(t) \omega}{\hbar\omega_{12}} . \tag{1.13}$$

Здесь $U(t)=d_{12}N_0u(t)$, $V(t)=d_{12}N_0v(t)$, $N(t)=N_0w(t)$. Амплитуда поляризации заданного источника $Ps(t)$ берется в виде функции, близкой к прямоугольной:

$$Ps(t) = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{(t-1,1\tau_p)^{200}}{\tau_p^{200}}\right) . \tag{1.14}$$

Примеры численного решения данной системы уравнений при разных P_0 представлены на рис. 2. Параметры расчета: $\omega_r = \omega_{12} = 3 \times 10^{15}$ рад/с. Частота источника Ps $\omega = \omega_{12} - \omega_{coop}$ совпадает с одной из поляритонных мод резонатора, $T_1 = T_2 = 20$ нс, $d_{12} = 6,3 \times 10^{-18}$ ед. СГСЭ, $N_0 = 10^{13}$ см⁻³, $\omega_{coop} = 8,4 \times 10^{10}$ рад/с, $\tau = 5$ нс, $\tau_p = 70$ нс.

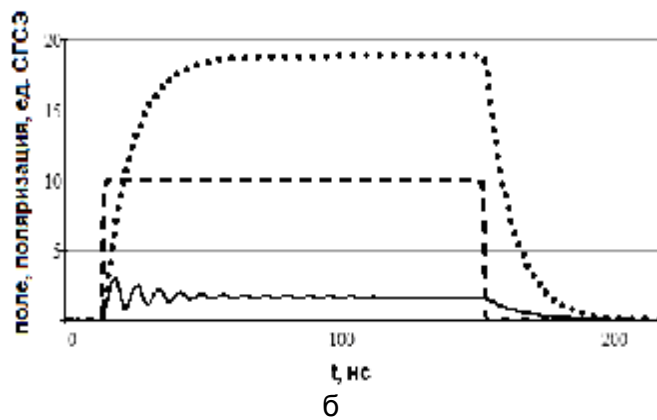
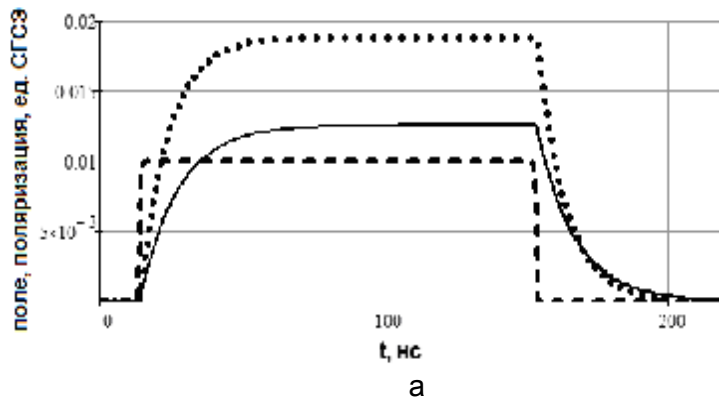


Рис. 2. Пример численного решения: а – $P_0=10^{-10}$ ед. СГСЭ, б – $P_0=10^{-7}$ ед. СГСЭ. Точечная линия – огибающая $E(t)$ без двухуровневых атомов, сплошная линия – огибающая $E(t)$ в заполненном атомами резонаторе, пунктирная линия – прямоугольная огибающая импульса источника заданной поляризации $Ps(t)$, умноженная на 10^8 ед. СГСЭ

Анализ решений показывает, что:

- при накачке системы прямоугольными импульсами нарастание и спад излучения в линейном режиме (при малых P_0) носит экспоненциальный характер (рис. 2, а, б);
- при выполнении (1.6) времена нарастания и затухания излучения поляритонной моды практически могут быть в два раза больше времени τ нарастания и затухания поля для пустого резонатора, не содержащего атомную среду (при $T_2 \gg \tau$);
- при больших значениях P_0 нарастание излучения имеет особенности (рис. 2, б). На начальном этапе в среде происходит заметное изменение разности заселенностей, что ведет к изменению мгновенной частоты Ω_{\pm} поляритонной моды. Как следствие, в излучении на этапе нарастания до момента достижения стационарного состояния возникают затухающие пульсации $E(t)$. Это сопровождается такими явлениями, как гистерезис, оптическая бистабильность [11].

Неадиабатическое возбуждение поляритонного лазера излучением лазера с синхронизованными модами

В целом ряде экспериментов появление «конденсации» спектра сопровождалось синхронизацией мод в лазере [12–15]. В связи с этим интересно рассмотреть задачу о возбуждении поляритонных мод резонатора в режиме фазовой синхронизации мод лазера накачки (FM mode-locking).

Источник накачки поляритонного лазера берется в виде заданного источника поля $Es(t)$ с модуляцией фазы:

$$Es(t) = E_0 \cos(\omega_{12}t + \Delta_0t + \Theta \cdot \sin(\Omega_m t)) . \quad (2.1)$$

Мгновенная отстройка частоты $\omega(t)$ от частоты перехода ω_{12} дается выражением:

$$\Delta(t) \equiv \omega(t) - \omega_{12} = \Delta_0 \cdot (1 + m \cos(\Omega_m t)), \quad m \equiv \frac{\Theta \cdot \Omega_m}{\Delta_0} . \quad (2.2)$$

Источник накачки $Es(t)$ имеет широкий, линейчатый, эквидистантный спектр с частотным интервалом между компонентами, равным Ω_m .

При выбранном типе модуляции (2.2) в моменты уменьшения мгновенной отстройки частоты поля $|\Delta(t)|$, при определенных условиях, изменения поляризации $P(t)$ и разности заселенности $N(t)$ будут происходить ступенчатым образом (см. рис. 3). Такие резкие, ступенчатые изменения принято называть *неадиабатическими* [16].

При совпадении двух любых частот спектра $Es(t)$ с поляритонными частотами Ω_{\pm} процесс возбуждения повторяется периодически, что приводит к быстрому резонансному росту поля $E(t)$ (рис. 3). Это делает применение фазовой модуляции поля накачки $Es(t)$ эффективным инструментом возбуждения и управления излучением поляритонных лазеров. Детальный анализ описанного процесса приведен ниже.

Аналогично, переходя к медленным огибающим, имеем:

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{1}{2\tau} \cdot A(t) - 2\pi\omega_{12}N_0d_{12}v(t) , \quad (2.3)$$

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{1}{2\tau} \cdot B(t) + 2\pi\omega_{12}N_0d_{12}u(t) , \quad (2.4)$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{T_2} \cdot u(t) + \frac{d_{12}w(t)}{\hbar} \cdot (E_0 \sin(\Delta_0t + \Theta \sin(\Omega_m t)) - B(t)) , \quad (2.5)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{T_2} \cdot v(t) + \frac{d_{12}w(t)}{\hbar} \cdot (E_0 \cos(\Delta_0t + \Theta \sin(\Omega_m t)) + A(t)) , \quad (2.6)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{T_1} \cdot (w-1) - \frac{d_{12}A(t)v(t)}{\hbar} + \frac{d_{12}B(t)u(t)}{\hbar} - \frac{d_{12}E_0v(t)}{\hbar} \cdot \cos(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)) - \frac{d_{12}E_0u(t)}{\hbar} \cdot \sin(\Delta_0 t + \Theta \sin(\Omega_m t)). \quad (2.7)$$

Пример численного решения системы уравнений и спектры поля накачки $Es(t)$ и генерации $E(t)$ приведены на рис. 3 и 4 ($T_1 = T_2 = 20$ нс, $d_{12} = 6,3 \times 10^{-18}$ ед. СГСЭ, $N_0 = 2 \times 10^{12}$ см⁻³, $\omega_{coop} = 3,76 \times 10^{10}$ рад/с, $\tau = 100$ нс, $E_0 = 21$ ед. СГСЭ, $\Omega_m = 2\omega_{coop}$, $m = 0,99$, $\Delta_0 = 2035 \omega_{coop}$).

На рис. 3 показано возбуждение поляритонного поля $E(t)$ при отсутствии инверсии заселенностей $N(t)$, что отличает его от лазерного излучения. Динамика $N(t)$ имеет существенно неадиабатический характер. Рост поля $E(t)$ сменяется его уменьшением со временем, что обусловлено нелинейной зависимостью частот поляритонных мод Ω_{\pm} от амплитуды действующего поля (как показано ранее).

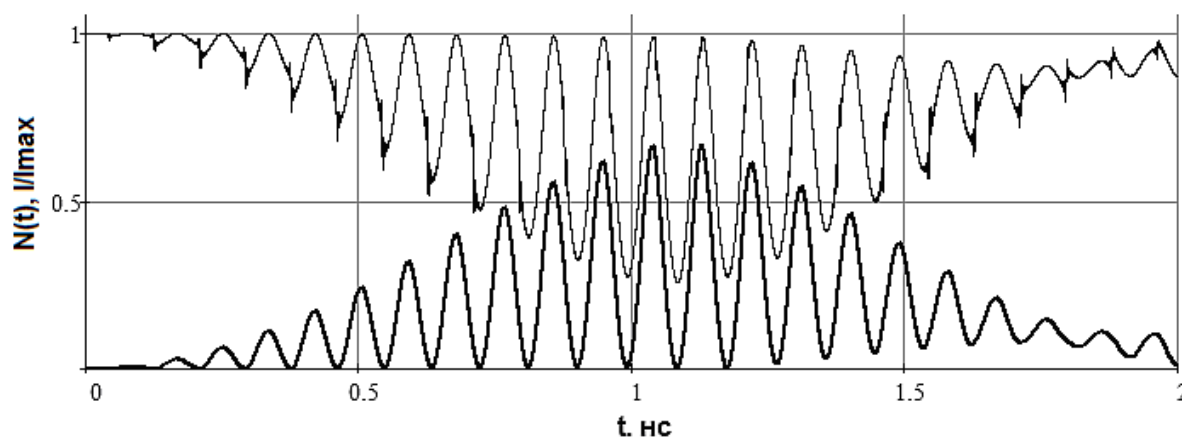


Рис. 3. Верхняя линия – $N(t)$, нижняя – интенсивность поляритонной генерации $I(t)=|E(t)|^2$ (в отн. ед.)

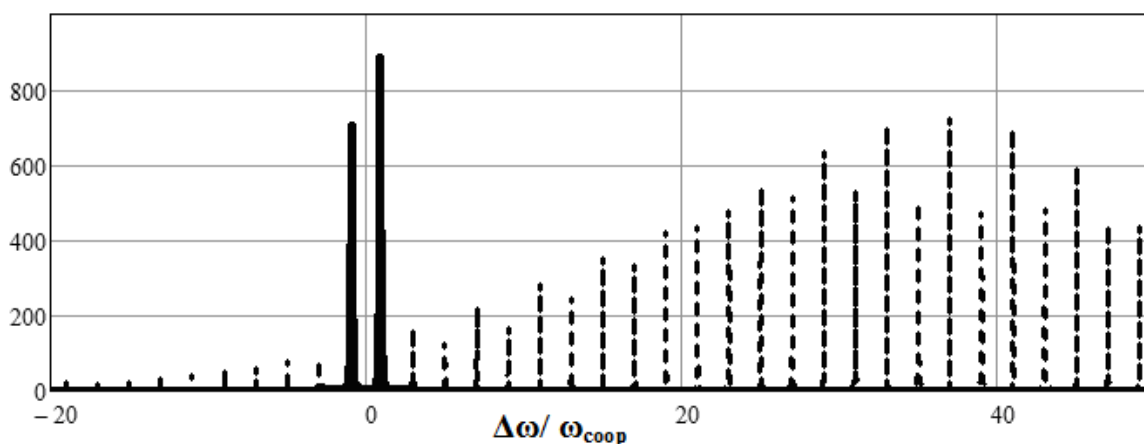


Рис. 4. Сплошная линия – спектр поляритонного излучения $E(t)$ вблизи частоты ω_{12} резонанса среды, пунктирные линии – широкополосный спектр поля источника накачки $Es(t)$

Заключение

Показано, что в линейном режиме времена возбуждения и затухания поляритонных мод могут быть в два раза больше соответствующих времен для пустого резонато-

ра. В нелинейном режиме возбуждение мод может сопровождаться затухающими осцилляциями поля, эффектами гистерезиса и бистабильности.

На основе решений уравнений Максвелла–Блоха показана возможность эффективной генерации и управления параметрами поляритонного лазера при его возбуждении фазово-модулированным излучением лазера накачки (FM mode-locking). Эффективность нового предложенного неадиабатического режима возбуждения поляритонного лазера обусловлена тем, что для накачки используется мощность всех синхронизованных мод лазера накачки.

Применение неадиабатического режима возбуждения поляритонного лазера позволяет значительно снизить мощность лазера накачки, что особенно существенно для применений поляритонных лазеров в оптоэлектронных и оптоинформационных интегральных приборах.

Литература

1. Saba M., Ciuti C., Bloch J., Thierry-Mieg V., Andre R., Le Si Dang, Kundermann S., Mura A., Bongiovanni G., Staehli J. L., Deveaud B. High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities // *Nature*. – 2001. – V. 395. – P. 731–735.
2. Saba M., Kundermann S., Ciuti C., Guillet T., Staehli J. L., Deveaud B. Polariton amplification in semiconductor microcavities // *Phys. stat. sol. B*. – 2003. – V. 238. – № 3. – P. 432–438.
3. Bajoni D., Wertz E., Senellart P., Miard A., Semenova E., Lemaitre A., Sagnes I., Bouchoule S., Bloch J. Excitonic Polaritons in Semiconductor Micropillars // *Acta Physica Polonica A*. – 2008. – V. 114. – P. 933–943.
4. Kaszpak J., Richard M., André R., Le Si Dang. Bose-Einstein condensation in semiconductors: myth or reality? // *Journal of the European Optical Society*. – 2008. – V. 3. – № 08023.
5. A. Imamoglu, R.J. Ram, S. Pao, Y. Yamamoto. Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers // *Phys. Rev. A*. – 1996. – V. 53. – № 6. – P. 4250–4253.
6. Васильев В.В., Егоров В.С., Чехонин И.А. Параметрическое возбуждение кооперативных эффектов в опытах по внутрирезонаторной спектроскопии // *Оптика и спектроскопия*. – 1985. – Т. 58. – В. 5. – С. 944.
7. Васильев В.В., Егоров В.С., Чехонин И.А. Лазеры и лазерные системы на основе кооперативных эффектов в оптически плотных резонансных средах без инверсии заселенностей (обзор) // *Оптика и спектроскопия*. – 1994. – Т. 76. – В. 1. – С. 146–160.
8. Bagayev S.N., Vasil'ev V.V., Egorov V.S., Lebedev V.N., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Fedorov A.N., Chekhonin I.A. Coherent light sources under strong field–matter coupling in an optically dense resonant medium without population inversion // *International Journal Laser Physics*. – 2005. – V. 15. – № 7. – P. 975–982.
9. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Волны по ляризации и сверхизлучение в активныз средах // *УФН*. – 1989. – Т. 159. – В. 2. – С. 193–257.
10. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика*. – М.: Наука, 2004. – 654 с.
11. Ораевский А.Н. Резонансные свойства системы – «мода резонатора – двухуровневые атомы» и частотная бистабильность // *Квантовая электроника*. – 1999. – Т. 29. – № 2. – С. 137–140.
12. Гамалий В.Ф., Свириденков Э.А., Топтыгин Д.Д. Спектр генерации лазера с узкополосным внутрирезонаторным поглощением и временной модуляцией коэффициента усиления // *Квантовая электроника*. – 1988. – Т. 15. – № 12. – С. 2457–2467.

13. Баев В.М., Беликова Т.П., Варнавский О.П., Гамалий В.Ф., Коваленко С.А., Свириденков Э.А. Автомодуляция интенсивности излучения лазера при наличии в резонаторе сильных линий поглощения // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 42. – В.10. – С. 416–418.
14. Колеров А.Н. Спектральные и временные характеристики излучения перестраиваемого лазера при полной конденсации спектра // Письма в ЖТФ. – 1986. – Т. 12. – В. 18. – С. 477–483.
15. Baev V.M., Eschner J., Weiler A. Intracavity Spectroscopy with Modulated Multimode Lasers // Appl. Phys. B. – 1989. – V. 49. – P. 315–322.
16. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. – М.: Мир, 1978. – 220 с.
17. Ярив А. Квантовая электроника. – М.: Сов. радио, 1980. – 488 с.

<i>Архипов Ростислав Михайлович</i>	–	Санкт-Петербургский государственный университет, студент, arkhipm@mail.wplus.net
<i>Егоров Валентин Семенович</i>	–	Санкт-Петербургский государственный университет, доктор физ.-мат. наук, профессор, valentin_egorov@mail.ru
<i>Чехонин Игорь Анатольевич</i>	–	Санкт-Петербургский государственный университет, кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, chekhoin@mail.ru