

## Электромагнитно-акустическая прозрачность парамагнитного кристалла

А. В. Гулаков С. В. Сазонов<sup>1)</sup>

Калининградский государственный университет, 236041 Калининград, Россия

Поступила в редакцию 15 апреля 2004 г.

Теоретически исследована возможность синхронного управления прохождением гиперзвука и света, распространяющихся в низкотемпературном парамагнетике, под действием мощной резонансной оптической накачки. Данный эффект сочетает в себе свойства электромагнитной и акустической индуцированных прозрачностей. Показано, что при определенных значениях управляющих параметров (напряженности внешнего магнитного поля и интенсивности накачки) парамагнетик может стать одновременно прозрачным для света и для звука. При этом групповые скорости света и звука могут быть сравнимы по величине.

PACS: 32.80.Qk, 42.50.Gy, 43.25.+y

Исторически так сложилось, что для оптических когерентных эффектов спустя несколько лет обнаруживались акустические аналоги. Так, акустическая самоиндуцированная прозрачность [1, 2] была предсказана и обнаружена через несколько лет после открытия оптической самоиндуцированной прозрачности [3]. Аналогичное произошло с электромагнитной индуцированной прозрачностью (ЭИП) [4–6] и ее аналогом – акустической индуцированной прозрачностью (АИП) [7]. В обоих случаях трехуровневая резонансная среда просветляется в центре линии поглощения под действием мощной накачки. Основным отличием АИП от ЭИП является степень замедления групповой скорости. В случае ЭИП данная скорость может быть в миллионы раз меньше скорости света  $c$  в вакууме [4–6], а для режима АИП замедление звука составляет десятые доли процента [7]. В случае ЭИП групповая скорость света в среде может стать равной скорости звука. Следовательно, возможно эффективное взаимодействие света со звуком. Так, в работе [8] показано, что если скорости света и звука близки, качественным образом меняется рассеяние Мандельштама–Бриллюэна. Возникает вопрос, что будет происходить со светом и звуком, если они резонансны переходам внутри одного атома. Подходящими объектами являются парамагнитные ионы, внедренные в кристаллическую матрицу. Известно, что парамагнитные ионы способны эффективно взаимодействовать как с колебаниями решетки, так и с когерентным светом [9, 10].

Исследованию вопроса о возможности согласованного распространения света и гиперзвука в системе парамагнитных примесей в условиях режима ЭИП посвящена настоящая работа.

Рассмотрим систему парамагнитных ионов, находящихся в кубическом кристалле в виде примесей. Необходимо подчеркнуть, что наиболее сильное взаимодействие с колебаниями решетки испытывают парамагнитные ионы с эффективным спином  $S = 1$  [9, 10]. После помещения кристалла во внешнее магнитное поле  $B_0$  направленное вдоль оси  $z$ , являющейся одной из осей симметрии четвертого порядка, основной электронный уровень расщепляется на три зеемановских подуровня. Примерами таких ионов являются  $Fe^{2+}$  и  $Ni^{2+}$  в кристаллической матрице  $MgO$  [1, 9, 10]. Оптические поля (пробное и поле накачки) вызывают квантовые переходы между данным зеемановским триплетом и вышележащим электронным уровнем, который считается синглетным, а потому не испытывает зеемановского расщепления. Пусть на переходе  $2 \leftrightarrow 3$  задействована мощная резонансная электромагнитная накачка, а на переходах  $1 \leftrightarrow 3$  и  $1 \leftrightarrow 2$  – слабые резонансные сигнальные импульсы, соответственно электромагнитный и продольный акустический (рис.1). При этом накачка и сигнальные импульсы распространяются перпендикулярно внешнему магнитному полю, вдоль оси  $y$ , также являющейся осью четвертого порядка. Характерные частоты пробных акустического и оптического полей лежат соответственно в диапазонах  $\omega_{21} \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ с}^{-1}$  и  $\omega_{31} \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Частота накачки  $\omega_{32}$  близка к частоте  $\omega_{31}$ . Переходами под действием продольной релаксации, в которых задействован средний уровень зеемановского триплета,

<sup>1)</sup>e-mail: nst@alg.kaliningrad.ru

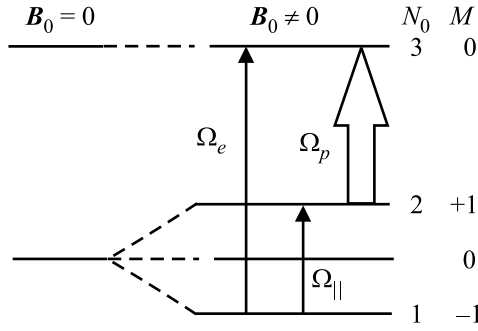


Рис.1. Схема энергетических уровней парамагнитного иона, где  $N_0$  – номер уровня,  $M$  – магнитное квантовое число, стрелками обозначены переходы вызываемые мощной резонансной электромагнитной накачкой  $\Omega_p$  и сигнальными компонентами электромагнитного  $\Omega_e$  и акустического  $\Omega_{||}$  полей

будем пренебрегать, то есть эффективно мы можем говорить о трехуровневой системе, в которой все переходы разрешены.

Гамильтониан взаимодействия атома с вышеназванными полями имеет вид

$$\hat{V} = -\hbar\hat{\Omega} = \hbar \begin{pmatrix} \omega_{31} & \tilde{\Omega}_p & \tilde{\Omega}_e \\ \tilde{\Omega}_p & \omega_{21} & \tilde{\Omega}_{||} \\ \tilde{\Omega}_e & \tilde{\Omega}_{||} & 0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь

$$\tilde{\Omega}_p = \frac{d_{32}}{\sqrt{2}\hbar} E_p, \quad \tilde{\Omega}_e = \frac{d_{31}}{\sqrt{2}\hbar} E_e, \quad \tilde{\Omega}_{||} = -\frac{3G_{11}}{2\hbar} \varepsilon_{yy}$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $d_{3j}$  ( $j = 1, 2$ ) – дипольный момент перехода  $j \leftrightarrow 3$ ,  $E_p$  и  $E_e$  – напряженности оптических полей накачки и сигнальной компоненты соответственно,  $G_{11}$  – компонента тензора спин-фононного взаимодействия, связывающая парамагнитный ион с продольной компонентой поля деформации [9, 10],  $\varepsilon_{yy}$  – относительная деформация кристалла под действием гиперзвука.

Воспользуемся полуклассическим подходом [11, 12]. В соответствии с этим атомы будем описывать квантовомеханически с помощью уравнения для матрицы плотности

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -i [\hat{\Omega}, \hat{\rho}], \quad (2)$$

а поля с помощью классических волновых уравнений [7]. Уравнения для акустической волны и сиг-

нальной компоненты электромагнитного поля имеют соответственно вид

$$\frac{\partial \tilde{\Omega}_{||}}{\partial t} + a \frac{\partial \tilde{\Omega}_{||}}{\partial y} = -\frac{9G_{11}^2 n}{16\hbar\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{+\infty} (\rho_{21} + \rho_{21}^*) f(\Delta) d\Delta, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \tilde{\Omega}_e}{\partial y} + \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\Omega}_e}{\partial t} = -\frac{\sqrt{2}\pi n d_{31}^2}{\hbar c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{31} + \rho_{31}^*), \quad (4)$$

где  $a$  – скорость продольного звука в кристалле при отсутствии парамагнитных примесей,  $n$  – концентрация парамагнитных ионов,  $\rho$  – средняя плотность кристалла,  $f(\Delta)$  – контур неоднородного уширения на переходе  $1 \leftrightarrow 2$ ,  $\Delta$  – отстройка частоты звука от центральной частоты контура неоднородного уширения. Неоднородным уширением перехода  $1 \leftrightarrow 3$  мы пренебрегаем, так как частота перехода значительно превышает ширину контура неоднородного уширения. Будем считать, что на данном переходе преобладает однородное уширение.

Уравнения (3) и (4) получены из исходных волновых уравнений с помощью процедуры понижения порядка со второго до первого [13] ввиду того, что концентрация парамагнитных ионов настолько мала, что  $\eta_{||} = 9G_{11}^2 n / 8\hbar\omega_{21}\rho a^2 \ll 1$  и  $\eta_e = \sqrt{2}d_{31}^2 n / \hbar\omega_{31} \ll 1$ . Взяв для ионов  $\text{Ni}^{2+}$  в кристалле  $\text{MgO}$  [1]  $a \approx 5 \cdot 10^5$  см/с,  $\omega_{31} \sim 10^{14}$  с $^{-1}$ ,  $\omega_{21} \sim 10^{12}$  с $^{-1}$ ,  $\rho \approx 2$  г/см $^3$ ,  $G_{11} \sim 10^{-13}$  эрг,  $n \sim 10^{17}$  см $^{-3}$ ,  $d_{31} \sim 10^{-18}$  СГСЭ, получим  $\eta_{||} \sim \eta_e \sim 10^{-6}$ .

Перейдем в уравнении для матрицы плотности (2) к огибающим, представив воздействующие на атом поля, а также недиагональные элементы матрицы плотности в виде

$$\begin{aligned} \tilde{\Omega}_p &= \Omega_p \exp[i(\omega_{32}t - k_{32}y)] + \text{c.c.}, \\ \tilde{\Omega}_e &= \Omega_e \exp[i(\omega_{31}t - k_{31}y)] + \text{c.c.}, \\ \tilde{\Omega}_{||} &= \Omega_{||} \exp[i(\omega_{21}t - k_{21}y)] + \text{c.c.}, \\ \rho_{32} &= R_{32} \exp[-i(\omega_{32}t - k_{32}y)], \\ \rho_{31} &= R_{31} \exp[-i(\omega_{31}t - k_{31}y)], \\ \rho_{21} &= R_{21} \exp[-i(\omega_{21}t - k_{21}y)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\Omega_p$ ,  $\Omega_e$ ,  $\Omega_{||}$ ,  $R_{ij}$  являются медленно меняющимися огибающими, а  $\omega_{ij}$  и  $k_{ij}$  – частоты переходов и соответствующие им волновые числа.

Чтобы система уравнений оставалась согласованной, должны выполняться условия синхронизма акустической и оптической пробных волн:

$$\omega_{31} = \omega_{32} + \omega_{21}, \quad k_{31} = k_{32} + k_{21}. \quad (6)$$

С учетом (6) систему материальных уравнений (2) можно записать в виде

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{22} &= -i\Omega_p(R_{32} - R_{32}^*) + i\Omega_{\parallel}(R_{21} - R_{21}^*) - \\ &\quad - \Gamma(\rho_{22} - W_2), \\ \dot{\rho}_{11} &= -i\Omega_e(R_{31} - R_{31}^*) - i\Omega_{\parallel}(R_{21} - R_{21}^*) - \\ &\quad - \Gamma(\rho_{11} - W_1), \\ \dot{R}_{32} &= -i(\Delta_{32} - i\gamma_{32})R_{32} + i\Omega_p(\rho_{33} - \rho_{22}) - \\ &\quad - i\Omega_e R_{21}^* + i\Omega_{\parallel}R_{31}, \\ \dot{R}_{31} &= -i(\Delta_{31} - i\gamma_{31})R_{31} - i\Omega_p R_{21} + \\ &\quad + i\Omega_e(\rho_{33} - \rho_{11}) + i\Omega_{\parallel}R_{32}, \\ \dot{R}_{21} &= -i(\Delta_{21} - i\gamma_{21})R_{21} - i\Omega_p R_{31} + \\ &\quad + i\Omega_e R_{32}^* + i\Omega_{\parallel}(\rho_{22} - \rho_{11}),\end{aligned}\quad (7)$$

где  $\Gamma$  – скорость релаксации диагональных элементов (в целях простоты здесь используется приближение одного времени продольной релаксации),  $\gamma_{ij}$  – скорости поперечной релаксации на соответствующих переходах,  $\Delta_{ij}$  – отстройки полевых частот от атомных,  $W_i$  – равновесные населенности квантовых уровней, для них выполняется следующее условие  $W_1 + W_2 = \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = \text{const} \leq 1$ . Равновесную населенность третьего уровня  $W_3$  можно считать равной нулю. Средний уровень зеемановского триплета заселен, однако изменением его населенности вследствие релаксационных процессов мы пренебрегаем.

Будем рассматривать установившийся режим, когда в системе (7) левые части можно считать равными нулю. Кроме того, учтем только линейный вклад  $\Omega_e$  и  $\Omega_{\parallel}$ . В результате, считая  $\Gamma \ll \gamma_{31}$ , а также  $\Omega_p \geq \gamma_{32}, \gamma_{31}$ , получим

$$R_{21} = -\frac{W_1 - W_2}{\alpha_{21}\alpha_{31} - \Omega_p^2} (\alpha_{31}\Omega_{\parallel} - \Omega_p\Omega_e), \quad (8)$$

$$R_{31} = -\frac{W_1 - W_2}{\alpha_{21}\alpha_{31} - \Omega_p^2} (\alpha_{21}\Omega_e - \Omega_p\Omega_{\parallel}), \quad (9)$$

где  $\alpha_{ij} = \Delta_{ij} - i\gamma_{ij}$ . Для учета неоднородного уширения на переходе  $1 \leftrightarrow 2$  положим, что контур имеет лоренцевский вид:  $f(\Delta) = (\gamma/\pi) / (\gamma^2 + \Delta^2)$  где  $\gamma^{-1}$  – время дефазировки элементов  $\rho_{21}$  за счет неоднородного уширения. Будем считать, что  $\Delta_{21} = \Delta + \delta\omega_{21}$ , где  $\delta\omega_{21}$  – отстройка гиперзвука от центра контура неоднородного уширения. В результате интегрирования по отстройкам, полагая  $\gamma \gg \gamma_{21}$  [1, 10], придем

к выводу, что выражение для  $R_{21}$  формально сохранит свой вид с точностью до замены  $\alpha_{21} \rightarrow \beta_{21}$ , где  $\beta_{21} = \delta\omega_{21} - i\gamma$ .

В результате подстановки полученных выражений для элементов матрицы плотности в волновые уравнения (3) и (4), с учетом (5) найдем дисперсионное соотношение

$$\begin{aligned}(1 - \eta_{\parallel}\omega_{21}\alpha\alpha_{31})k^2 - \left[\left(\frac{\omega_{31}}{c} + \frac{\omega_{21}}{a}\right) + \right. \\ \left. + \alpha\frac{\omega_{31}}{c}\left(\eta_e\omega_{31}\beta_{21} - \eta_{\parallel}\omega_{21}\alpha_{31} - \right. \right. \\ \left. \left. - \eta_e\omega_{31}\eta_{\parallel}\omega_{21}(W_1 - W_2)\right)\right]k + \\ \left. + \frac{\omega_{31}\omega_{21}}{ca}(1 + \eta_e\omega_{31}\alpha\beta_{21}) = 0, \quad (10)\end{aligned}$$

где комплексная величина

$$\alpha = \frac{W_1 - W_2}{\alpha_{21}\alpha_{31} - \Omega_p^2}.$$

Решая данное квадратное уравнение и пренебрегая произведениями  $\eta_e\eta_{\parallel}$  как квадратами малых параметров, получим две независимые, оптическую  $k_e$  и акустическую  $k_{\parallel}$ , дисперсионные ветви:

$$k_e = \frac{\omega_{31}}{c}(1 + \eta_e\omega_{31}\alpha\beta_{21}), \quad k_{\parallel} = \frac{\omega_{21}}{a}(1 + \eta_{\parallel}\omega_{21}\alpha\alpha_{31}). \quad (11)$$

В дисперсионном уравнении удалось разделить оптическую и акустическую ветви благодаря малой концентрации парамагнитных примесей. В условиях произвольной концентрации из (11) получаются две фотон-фононные дисперсионные ветви. В этих условиях, в отличие от нашего случая, не удастся отделить свойства света от свойств гиперзвука.

После использования второго условия (6) и разделения действительной и мнимой частей, найдем связи между отстройками и частотами оптического и акустического пробных полей:

$$\omega_{21} = \frac{8\sqrt{2}\pi d_{31}^2 \rho a^3 \gamma}{9G_{11}^2 c \gamma_{31}} \omega_{31}, \quad \delta\omega_{21} = \frac{\gamma}{\gamma_{31}} \Delta_{31}. \quad (12)$$

Выполнения первого из условий (12) можно добиться, меняя магнитное поле  $B_0$ , и тем самым, изменяя частоту перехода  $\omega_{21}^{(0)} = g\mu_B B_0/\hbar$  ( $g$  – фактор Ланде,  $\mu_B$  – магнетон Бора). Кривые поглощения для этих волн полностью совпадают, а кривая дисперсии для электромагнитной волны смещена вверх относительно кривой дисперсии для звука на константу  $\omega_{31}/c - \omega_{21}/a$  (рис.2). Выражения для групповых скоростей  $1/v_g = \partial k/\partial \omega$  можно получить из (11) с

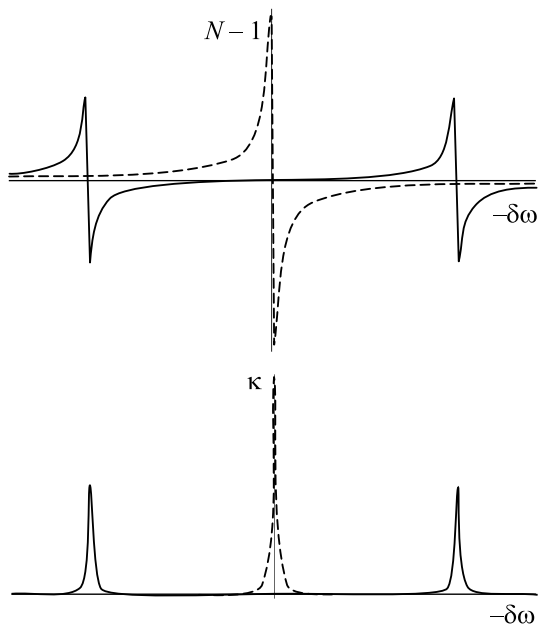


Рис. 2. Схематический вид профилей показателя преломления (верхний график) и коэффициента поглощения (нижний) гиперзвука и света в отсутствии (пунктирная линия) и в присутствии (сплошная линия) мощной резонансной электромагнитной накачки

учетом связи (12). Запишем их при нулевых отстройках, полагая температуру  $T \ll \hbar\omega_{21}/k_B$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана. При этом можно считать, что до импульсного воздействия был заселен только основной уровень, то есть  $W_1 = 1$ ,  $W_2 = 0$ . Взяв  $\omega_{21} \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , придем к выводу, что данное условие выполняется при  $T \ll 10 \text{ К}$ . Тогда для групповых скоростей света и звука получим соответственно

$$\frac{1}{v_{ge}} = \frac{1}{c} + \frac{\kappa}{\gamma_{31}}, \quad \frac{1}{v_{g\parallel}} = \frac{1}{a} + \frac{\kappa}{\gamma}, \quad (13)$$

где коэффициенты поглощения

$$\kappa = \kappa_e = \kappa_{\parallel} = \frac{\omega_{31}^2 \eta_e \gamma}{c(\gamma\gamma_{31} + \Omega_p^2)} = \frac{\omega_{21}^2 \eta_{\parallel} \gamma_{31}}{a(\gamma\gamma_{31} + \Omega_p^2)}. \quad (14)$$

Соотношения (13) в точности совпадают с формулой Лоудона [14, 15] для скорости переноса энергии.

Оценим значения длин поглощения, а также групповых скоростей в присутствии и отсутствии накачки. Рассмотрим два случая. В первом случае используем параметры среды для ионов  $\text{Ni}^{2+}$  в кристалле  $\text{MgO}$  приведенные ранее, а также взяв [1]  $\omega_{31} \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_{31} \approx 6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\Omega_p \approx 4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ , что соответствует интенсивности  $I \sim 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ . Воспользовавшись (13), получим

$\omega_{21} \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . При этих условиях коэффициенты поглощения продольного звука и сигнальной компоненты электромагнитного поля в присутствии накачки равны  $\kappa \approx 10 \text{ см}^{-1}$ , и в ее отсутствии ( $\Omega_p = 0$ ) –  $\kappa_0 \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Соответствующие абсолютные длины поглощения  $\ell \approx 0.1 \text{ см}$ ,  $\ell_0 \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ . Видно, что в присутствии мощной накачки длина поглощения увеличивается на три порядка, достигая значения 1 мм. При этом групповые скорости света и звука  $v_{ge} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ ,  $c/v_{ge} \approx 5 \cdot 10^3$ ,  $v_{g\parallel} \approx 4.8 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $a/v_{g\parallel} \approx 1.05$ . Таким образом, накачка создает область прозрачности для сигнальной оптической и акустической составляющих импульса. При этом свет замедляется в десятки тысяч раз, а скорость звука практически не изменяется (относительное изменение не более 5%). В этом случае, однако, длина поглощения мала. Поэтому рассмотрим второй случай когда свет замедляется слабее, но длина поглощения больше. Возьмем интенсивность накачки  $I \sim 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ , то есть  $\Omega_p \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Тогда абсолютные длины поглощения  $\ell \sim 1 \text{ см}$ ,  $\ell_0 \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ . Для групповых скоростей в этом случае получим  $v_{ge} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ,  $c/v_{ge} \approx 700$ ,  $v_{g\parallel} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ , относительное изменение скорости звука менее одного процента.

Таким образом, предсказан режим распространения при котором мощная резонансная электромагнитная накачка позволяет создать область прозрачности для резонансных света и звука. В таких условиях можно одновременно управлять прохождением света и звука. При этом групповая скорость пробной электромагнитной компоненты в отличие от акустического поля существенно замедляется. Данное обстоятельство может позволить добиться синхронного распространения света и гиперзвука в системе парамагнитных примесей. В этом случае возможен обмен энергией между оптической и акустической волнами и, как следствие, возникновение связанных фотон-фононных состояний. Для описания таких явлений подобно тому, как это проделано в [16] для случая ЭИП, необходимо учитывать нелинейные эффекты при распространении сигнальных оптического и акустического полей.

1. N. S. Shiren, Phys. Rev. **B2**, 2471 (1970).
2. Г. А. Денисенко, ЖЭТФ **33**, 1220 (1971).
3. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. Lett. **18**, 908 (1967).
4. K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **66**, 2593 (1991).
5. S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **70**, 552 (1993).

6. S. E. Harris, Phys. Today July, 36 (1997).
7. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **76**, 176 (2002).
8. A. B. Matsko, Y. V. Rostovtsev, M. Fleischhauer, and M. O. Scully, Phys. Rev. Lett. **86**, 2006 (2001).
9. Дж. Такер, В. Рэмpton, *Гиперзвук в физике твердого тела*, М.: Мир, 1975.
10. С. А. Альтшуллер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*, М.: Наука, 1972.
11. S. V. Sazonov, J. Phys.: Condens. Matter. **6**, 6295 (1994).
12. С. В. Сазонов, ЖЭТФ **118**, 20 (2000).
13. М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков, *Теория волн*, М.: Наука, 1990.
14. Р. Лоудон, *Квантовая теория света*, М.: Мир, 1976.
15. S. Chu and S. Wong, Phys. Rev. Lett. **48**, 738 (1987).
16. Н. А. Жарова, А. Г. Литвак, В. А. Миронов, Письма в ЖЭТФ **79**, 330 (2004).