

## Динамика сверхизлучающих сред в резонаторе

А.М.Башаров, Г.Г.Григорян, Н.В.Знаменский, Ю.В.Орлов, А.Ю.Шашков, Т.Г.Юкина

*Представлены экспериментальные результаты и теоретическая модель, описывающие сверхизлучение ионов празеодима в матрице трехфтористого лантана на частоте перехода  ${}^3P_0 - {}^3H_6$  при когерентном возбуждении смежного перехода  ${}^3H_4 - {}^3P_0$ . Обнаружено, что при помещении излучающей среды в резонатор, собственная частота которого близка к частоте сверхизлучающего перехода ( ${}^3P_0 - {}^3H_6$ ), уменьшается длительность импульса сверхизлучения и появляется его модуляция, не зависящая от длины резонатора. Показано, что эти закономерности качественно описываются в рамках развиваемой модели среднего поля когерентного излучения сверхизлучающих сред в резонаторе.*

**Ключевые слова:** сверхизлучение, когерентное возбуждение, трехуровневая система, модель среднего поля, резонатор, модуляция, пичковая структура.

### 1. Введение

Оптические эффекты, возникающие при когерентном возбуждении ионов празеодима в матрице трехфтористого лантана  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ , до сих пор привлекают внимание исследователей. В серии работ [1–7] изучалось когерентное излучение в кристалле  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$  на частоте перехода  ${}^3P_0 - {}^3H_6$  иона празеодима, вызванное возбуждением наносекундным лазерным импульсом смежного перехода  ${}^3H_4 - {}^3P_0$ . Помимо того, что формирование указанного когерентного излучения является яркой демонстрацией процесса сверхизлучения, оно препятствует наблюдению фотонного эха при воздействии двух возбуждающих импульсов излучения, резонансного перехода  ${}^3H_4 - {}^3P_0$ . По-видимому, это сверхизлучение является определяющим для всего класса оптических явлений, связанных с возбуждением перехода  ${}^3H_4 - {}^3P_0$  иона празеодима. В связи с этим представляется актуальным всестороннее исследование такого сверхизлучения в различных условиях.

В настоящей работе обнаружены и изучены новые закономерности процесса сверхизлучения на частоте перехода  ${}^3P_0 - {}^3H_6$  иона празеодима. В отличие от работ [6, 7], где рассматривалось моноимпульсное безрезонаторное сверхизлучение, исследовался многоимпульсный режим. Установлено, что пичковая структура сверхизлучения при помещении сверхизлучающей среды в резонатор изменяется: пички сглаживаются, причем тем лучше, чем больше длина резонатора, а общая длительность импульса излучения уменьшается. При этом появляется модуляция интенсивности сверхизлучения, частота которой не зависит от длины резонатора. Последнее предста-

влялось удивительным, поскольку ожидалось, что сверхизлучение будет промодулировано с частотой, связанной с разностью частоты сверхизлучательного перехода и собственной частоты резонатора. Однако оказалось, что эти закономерности качественно описываются в рамках развиваемого в данной работе обобщения модели среднего поля сверхизлучения на случай разных каналов высвечивания сверхизлучения.

Для анализа процесса сверхизлучения ионов празеодима в матрице трехфтористого лантана ранее [5] нами была предложена модель трехуровневой среды, отличительной особенностью которой являлось описание сверхизлучательного перехода в рамках модели среднего поля микрорезонатора, когда среда является оптически толстой, а описание среды на частоте возбуждающего перехода соответствовало случаю оптически тонкой среды. В настоящей работе показано, как эта модель может быть естественно дополнена учетом резонаторного канала сверхизлучения, причем в уравнения теории члены, соответствующие безрезонаторному и резонаторному каналам, входят симметричным образом. Простейший анализ основных уравнений теории показывает, что увеличение числа каналов сверхизлучательного высвечивания приводит к уменьшению как длительности отдельного пичка сверхизлучения, так и времени вывода энергии из среды. При этом уменьшение суммарной длительности импульса сверхизлучения объясняется весьма просто: с увеличением числа каналов скорость вывода энергии из среды возрастает, а длительность импульса сверхизлучения соответственно уменьшается. Казалось бы, модуляцию интенсивности сверхизлучения можно было бы также легко объяснить биениями частот излучений в разных каналах, которые характеризуются разными несущими частотами. Однако численный анализ развиваемой модели свидетельствует о независимости частоты модуляции (в определенной области параметров) от несущих частот каналов сверхизлучения. В нашем эксперименте разным частотам каналов сверхизлучения отвечают разные длины резонаторов и подтверждением независимости частоты модуляции от частот каналов сверхизлуче-

А.М.Башаров, Г.Г.Григорян, Н.В.Знаменский, Ю.В.Орлов, А.Ю.Шашков, Т.Г.Юкина. РНЦ «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. Акад. Курчатова, 1; e-mail: basharov@gmail.com, shash@issph.kiae.ru

Поступила в редакцию 22 ноября 2007 г., после окончательного оформления – 10 ноября 2008 г.

ния является обнаруженный эффект независимости частоты модуляции интенсивности резонаторного сверхизлучения от длины резонатора.

### 2. Эксперимент

Исследовавшийся образец кристалла  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$  с примесными ионами празеодима (атомная концентрация 0.5 %) располагался в гелиевом криостате для оптических исследований, оборудованном окнами из плавленого кварца. Температура криостата могла поддерживаться в интервале от 4.2 К до комнатной. Излучение лазера на органическом красителе с помощью длиннофокусной линзы (фокусное расстояние 100 см), «стягивающей» поперечный размер светового пучка до  $0.5 \times 0.5$  мм, фокусировалось в кристалл. Угол падения составлял  $\sim 2^\circ$  по отношению к нормали к грани кристалла. Спектральная ширина линии лазерной генерации  $\Delta\omega_p/(2\pi c)$  не превышала  $0.09 \text{ см}^{-1}$ . Импульс лазерной генерации имел колоколообразную форму с длительностью по основанию  $\tau_p = 15 \text{ нс}$ , что при гелиевых температурах значительно меньше времен продольной ( $1/\gamma_2$ ) и поперечной ( $1/\gamma_{21}$ ) релаксации перехода  $^3\text{H}_4 - ^3\text{P}_0$ , которые составляют соответственно 47 и 2.4 мкс. Частота  $\omega_p$  генерации лазера на красителе перестраивалась в пределах неоднородной ширины линии перехода  $^3\text{H}_4 - ^3\text{P}_0$  иона празеодима, центральная частота которой  $\omega_1/(2\pi c) = 20930.1 \text{ см}^{-1}$ .

Интенсивность излучения накачки на входе в кристалл  $I_p$  определялась лучевой прочностью последнего и могла достигать  $\sim 40 \text{ МВт/см}^2$ . Регистрация исследуемых излучений осуществлялась электронно-оптической камерой (ЭОК) со щелевой разверткой.

При интенсивности  $I_p \approx 20 \text{ Вт/см}^2$  (и выше) на выходе из кристалла наблюдалось сверхизлучение, частота которого  $\omega/(2\pi c) = 16708.6 \pm 0.1 \text{ см}^{-1}$  соответствовала частоте перехода  $^3\text{P}_0 - ^3\text{H}_6$ . Оно возбуждалось как в прямом, так и в обратном направлении и имело спектральную ширину  $\Delta\omega/(2\pi c) \approx 0.04 \text{ см}^{-1}$ . Сверхизлучение генерировалось при перестройке частоты  $\omega_p$  в пределах полосы шириной  $0.53 \text{ см}^{-1}$ , что примерно в 5–7 раз меньше неоднородной ширины перехода  $^3\text{H}_4 - ^3\text{P}_0$ , и наблюдалось в интервале температур 4.2–25 К. Его пучок имел расходимость  $\sim 40$  мрад, угол между прямым и обратным пучками составлял  $\sim 2^\circ$ . Направления распространения этих пучков являются близкими к нормальям к противоположным граням кристалла.

Хронограммы, полученные с помощью ЭОК, показали, что сверхизлучение состоит из мощного короткого импульса ( $\tau = 10 - 15 \text{ нс}$ ), который был исследован нами ранее [3], и более слабого «хвоста» из цуга пичков с убывающей интенсивностью, случайных по длительности (5–50 нс) и интервалу следования (рис.1). Полная длительность эмиссии достигает 2 мкс при температуре 4.5 К и уменьшается с повышением температуры. При температуре свыше 25 К сверхизлучение исчезает.

Когда снаружи криостата устанавливался оптический резонатор, то вместе с безрезонаторным сверхизлучением в упомянутых двух близких направлениях появлялось излучение с расходимостью  $\sim 6$  мрад, обусловленное резонатором. Оба зеркала резонатора имели коэффициент отражения  $\sim 65\%$ , длина резонатора составляла 45, 90 или 135 см. Характерные хронограммы резонаторной генерации приведены на рис.2. Она возникает с задержкой  $\sim 20 \text{ нс}$  и более относительно возбуждающего им-

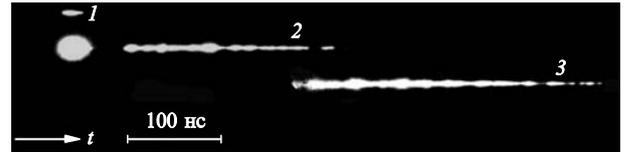


Рис.1. Хронограммы импульса накачки и сверхизлучения в отсутствие резонатора: короткий трек импульса накачки образца (1), трек стохастических пичков сверхизлучения при запуске ЭОК с опережением импульса накачки (первый пичок намного интенсивней остальных, поэтому сильно пересвечен) (2) и трек стохастических пичков сверхизлучения при запуске ЭОК с задержкой 300 нс (3). Температура кристалла 5 К.

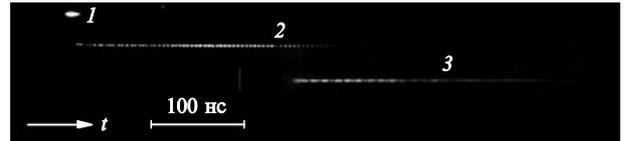


Рис.2. Хронограммы импульса сверхизлучения при наличии резонатора длиной 90 см: короткий трек импульса накачки образца (1), трек сверхизлучения при запуске ЭОК с опережением импульса накачки (2) и трек сверхизлучения при запуске ЭОК с задержкой 300 нс (3). Видна регулярная модуляция излучения. Температура кристалла 5 К.

пульса. Видно, что общая длительность процесса генерации уменьшается до 1 мкс. При длине резонатора 45 см длительность случайных пичков и интервал их следования увеличиваются до 100 нс и более, при этом пички сглаживаются. С дальнейшим увеличением длины резонатора случайные пички исчезают. Интенсивность генерации довольно монотонно нарастает, а затем падает. Кроме того, при всех длинах резонатора интенсивность оказывается регулярно промодулированной с характерным временем 5–10 нс. Не было замечено никакой зависимости этого времени от длины резонатора.

### 3. Модель и основные уравнения

В простейшем случае рассматриваемый процесс генерации сверхизлучения можно представить следующим образом. Уровни иона празеодима в интересующей нас области спектра образуют трехуровневую систему с  $\Lambda$ -конфигурацией, которая на частоте оптически разрешенного перехода с основного состояния  $E_1 \rightarrow E_3$  возбуждается внешним когерентным полем, а при переходе с возбужденного уровня на метастабильный  $E_3 \rightarrow E_2$  высвечивается сверхизлучение. При этом на частоте перехода  $E_1 \rightarrow E_3$  среда является оптически тонкой, а на частоте перехода  $E_3 \rightarrow E_2$  – оптически толстой (рис.3).

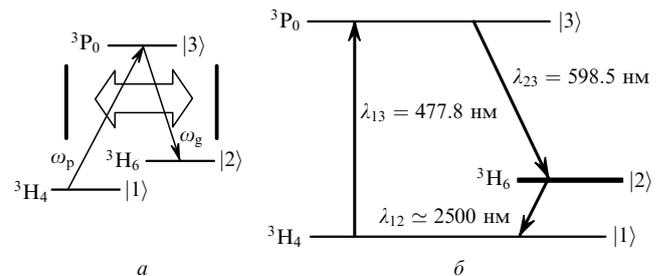


Рис.3. Трехуровневая система с  $\Lambda$ -конфигурацией, в которой переход из основного состояния  $E_1$  резонансен внешней волне накачки с частотой  $\omega_p$ , а частота смежного перехода  $E_3 \rightarrow E_2$  совпадает с частотой низкодобротного резонатора  $\omega_g$  (а), и схема энергетических уровней иона празеодима в рассматриваемой области частот (б).

Система уравнений, описывающих такую среду в случае воздействия на нее возбуждающих когерентных импульсов и высвечивания импульсов сверхизлучения и фотонного эха, выведена и подробно проанализирована с точки зрения преобразования когерентности в процессе сверхизлучения в работах [8, 9]. Однако для описания указанных во Введении и в разд.2 особенностей сверхизлучения, вызванных помещением сверхизлучающей среды в резонатор, можно ограничиться следующим упрощением. Поскольку сверхизлучение высвечивается с некоторой временной задержкой по отношению к возбуждающему импульсу, то возбуждение (заселение) верхнего уровня  $E_3$  мощным коротким импульсом когерентного излучения, резонансного переходу  $E_1 \rightarrow E_3$ , будем рассматривать отдельно от процесса генерации сверхизлучения на частоте перехода  $E_3 \rightarrow E_2$ . Тогда процесс заселения уровня  $E_3$  будет описываться обычными уравнениями Блоха для двухуровневой среды. Их общее решение можно найти, например, в гл.2 монографии [10]. После заселения верхнего уровня  $E_3$  наступает стадия его сверхизлучательного распада с переходом на метастабильный уровень  $E_2$ . Эта стадия хорошо изучена (см. монографии [11, 12]) и достаточно точно описывается системой уравнений Максвелла – Блоха в приближении среднего поля [13, 14], которые приводим без вывода:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\mathcal{E}}}{dt} + \sigma\bar{\mathcal{E}}(t) &= is_0\bar{R}_{32}, & \frac{d\bar{R}_{32}}{dt} &= i\Delta\omega_2\bar{R}_{32} + i\bar{n}_2 \frac{d_{32}\bar{\mathcal{E}}}{\hbar}, \\ \frac{d\bar{n}_2}{dt} &= 4\text{Im}\left(\bar{R}_{32}^* \frac{d_{32}\bar{\mathcal{E}}}{\hbar}\right), \end{aligned} \quad (1)$$

где черта означает усреднение по длине кристалла, причем  $\bar{R}_{32}^*\bar{\mathcal{E}} \approx \bar{R}_{32}^*\bar{\mathcal{E}}$  и т.п. [13, 14];  $d_{32}$  – матричный элемент оператора дипольного момента перехода  $E_3 \rightarrow E_2$ ;  $\sigma^{-1}$  – время жизни фотона сверхизлучения в кристалле;  $s_0 = 2\pi \times \omega N d_{32}^*$ ;  $N$  – плотность ионов празеодима. В уравнениях (1) сохранена отстройка  $\Delta\omega_2 = \omega - \omega_2$  от центральной частоты  $\omega_2 = (E_3 - E_2)/\hbar$  перехода  $E_3 \rightarrow E_2$ , чтобы удобно было их обобщить на случай учета резонаторной генерации. Выражение для электрического поля сверхизлучения с частотой  $\omega = kc$  может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} E &= \mathcal{E} \exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.}, \\ \mathcal{E} &= \mathcal{E}^{(+)} \exp(ikz) + \mathcal{E}^{(-)} \exp(-ikz), \\ \bar{\mathcal{E}} &= \frac{1}{L} \int_0^L dz \mathcal{E}^{(+)} \approx \frac{1}{L} \int_0^L dz \mathcal{E}^{(-)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $L$  – характерный размер кристалла. Матричные элементы  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{33}$  и  $\rho_{32}$  матрицы плотности  $\rho$  ионов празеодима описывают переход  $E_3 \rightarrow E_2$  и величины  $\bar{R}_{32}$  и  $\bar{n}_2$  соотношениями

$$\begin{aligned} \rho_{32} &= R_{32} \exp(-i\omega t), & R_{32}^{(\pm)} &= \frac{k}{2\pi} \int_{-\pi/k}^{\pi/k} dz R_{32} \exp(\mp ikz), \\ \bar{R}_{32} &= \frac{1}{L} \int_0^L dz R_{32}^{(+)} \approx \frac{1}{L} \int_0^L dz R_{32}^{(-)}, \\ n_2 &= \rho_{22} - \rho_{33}, & \bar{n}_2 &= \frac{1}{L} \int_0^L dz n_2. \end{aligned} \quad (3)$$

Поскольку уравнения импульсной резонаторной генерации (см., напр., [15]) можно свести к уравнениям (1),

то для описания резонаторного канала высвечивания сверхизлучения с частотой  $\omega_g = k_g c$  также введем среднюю амплитуду резонаторной моды  $\bar{\mathcal{E}}_g$ . Напряженность электрического поля резонаторной моды будем обозначать через  $E_g$ , причем аналогично выражениям (2) имеем

$$\begin{aligned} E_g &= \mathcal{E}_g \exp(-i\omega_g t) + \text{компл. сопр.}, \\ \mathcal{E}_g &= \mathcal{E}_g^{(+)} \exp(ik_g z) + \mathcal{E}_g^{(-)} \exp(-ik_g z), \\ \bar{\mathcal{E}}_g &= \frac{1}{L} \int_0^L dz \mathcal{E}_g^{(+)} \approx \frac{1}{L} \int_0^L dz \mathcal{E}_g^{(-)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения (1) для учета резонаторных каналов генерации можно «подправить» следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\mathcal{E}}}{dt} + \sigma\bar{\mathcal{E}}(t) &= is_0\bar{R}_{32} \exp(i\delta t), & \frac{d\bar{\mathcal{E}}_g}{dt} + \sigma_g\bar{\mathcal{E}}_g(t) &= is_0\bar{R}_{32}, \\ \frac{d\bar{R}_{32}}{dt} &= i\Delta\omega_2\bar{R}_{32} + i\bar{n}_2 \frac{d_{32}[\bar{\mathcal{E}}_g + \bar{\mathcal{E}} \exp(-i\delta t)]}{\hbar}, \\ \frac{d\bar{n}_2}{dt} &= 4\text{Im}\left(\bar{R}_{32}^* \frac{d_{32}[\bar{\mathcal{E}}_g + \bar{\mathcal{E}} \exp(-i\delta t)]}{\hbar}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\delta = \omega - \omega_g$  – разность частот безрезонаторной и резонаторной генерации, а  $\sigma_g$  – скорость выхода фотонов из кристалла в резонаторном канале генерации.

Удобно представить уравнения (5), описывающие сверхизлучение в условиях существования нескольких каналов высвечивания сверхизлучения, в следующей обобщенной форме:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}_n}{dt} + (\sigma_n + i\delta_n)\mathcal{E}_n &= is_0 R_{32}, & \frac{dR_{32}}{dt} &= in_2 d_{32} \hbar^{-1} \sum_n \mathcal{E}_n, \\ \frac{dn_2}{dt} &= 4\text{Im}\left(R_{32}^* d_{32} \hbar^{-1} \sum_n \mathcal{E}_n\right), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $n$  – номер канала ( $n = 1, \dots, N_c$ ) вывода энергии из кристалла за счет когерентного излучения с несущими частотами, близкими к частотам перехода  $E_3 \rightarrow E_2$ . Мы опустили знаки усреднения и слегка изменили определения основных величин при выделении фазового быстро осциллирующего множителя. Теперь матричные элементы полной матрицы плотности и напряженность электрического поля в  $n$ -м канале даются выражениями  $\rho_{32} = R_{32} \exp(-i\omega_2 t)$  и  $E_n = \mathcal{E}_n \exp(-i\omega_2 t) + \text{компл. сопр.}$ , причем разность  $\omega_2 - \delta_n$  представляет собой несущую частоту излучения в  $n$ -м канале. В уравнениях (6) члены, описывающие резонаторный и нерезонаторные каналы излучения, входят симметричным образом.

#### 4. Сверхизлучение в резонаторе

Пусть в начальный момент времени заселен только нижний уровень трехуровневой системы, а импульс накачки, резонансный переходу  $E_1 \rightarrow E_3$ , является ультракоротким с амплитудой  $A_p$  и площадью

$$\theta = 2|d_{31}| \hbar^{-1} \int A_p dt,$$

где  $d_{31}$  – матричный элемент оператора дипольного момента для перехода  $E_1 \rightarrow E_3$ .

Подчеркнем, что длительность импульса накачки  $\tau_p$  меньше не только характерных времен релаксации в среде, но и времен развития неустойчивостей в системе  $T_{\text{unst}}$ . Действие такого  $\theta$ -импульса формирует инверсную населенность на переходе  $E_3 \rightarrow E_2$ , что отражается в начальных условиях для уравнений (6)

$$R_{32} = 0, \quad n_2 = -\sin^2(\theta/2), \quad \mathcal{E}_n = 0. \quad (7)$$

При  $\theta = \pi$  импульс переводит все атомы на верхний возбужденный уровень без создания какой-либо поляризации среды. При других значениях  $\theta$  среда одновременно и инвертируется, и поляризуется.

Начальные условия (7) являются также и решением уравнений (6), однако это решение неустойчиво – соответствующие инкременты нарастания (отвечающие экспоненциальному ( $e^{2t}$ ) росту малых возмущений) определяются выражением (для  $\delta_n = 0$  и  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ ,  $N_c = 2$ )

$$\lambda = -\frac{\sigma}{2} \pm \left[ \frac{\sigma^2}{4} + 2 \frac{d_{32}}{\hbar} s_0 \sin^2(\theta/2) \right]^{1/2}.$$

Время нарастания неустойчивостей

$$T_{\text{unst}} \sim \hbar \frac{[\sigma^2 + 4\pi\omega N |d_{32}|^2 \hbar^{-1} \sin^2(\theta/2)]^{1/2} + \sigma}{4\pi\omega N |d_{32}|^2 \sin^2(\theta/2)} \quad (8)$$

по порядку величины соответствует времени задержки импульса сверхизлучения в двухуровневых системах [11, 12] при малых значениях  $\sigma$ . В простейшем случае уравнения (6) можно свести (см. ниже) к уравнениям (1), метод анализа и нахождения решений которых, отвечающих развитию неустойчивостей и описывающих сверхизлучение, изложен в гл.1 монографии [12].

Прежде всего обсудим эффект уменьшения длительности когерентного излучения при помещении среды в резонатор. Этот эффект полностью обусловлен увеличением числа каналов вывода энергии из кристалла. Наиболее просто можно описать в частном случае

$$\begin{aligned} \sigma_1 = \sigma_2 = \dots = \sigma, \quad \delta_1 = \delta_2 = \dots = \delta, \\ \mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \dots = \mathcal{E}, \quad \sum_n \mathcal{E}_n = N_c \mathcal{E}. \end{aligned} \quad (9)$$

После переобозначений

$$\sqrt{N_c} \mathcal{E} = \mathcal{E}', \quad t \sqrt{N_c} = t', \quad \sigma / \sqrt{N_c} = \sigma', \quad \delta / \sqrt{N_c} = \delta' \quad (10)$$

уравнения (6) приобретают вид

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}'}{dt'} + (\sigma' + i\delta') \mathcal{E}' = i s_0 \rho_{32}, \quad \frac{d\rho_{32}}{dt'} = i n_2 d_{32} \hbar^{-1} \mathcal{E}', \\ \frac{dn_2}{dt'} = 4 \text{Im}(\rho_{32}^* d_{32} \hbar^{-1} \mathcal{E}') \end{aligned} \quad (11)$$

и в сделанных предположениях совпадают с уравнениями (1), описывающими безрезонаторную генерацию [11, 12]. Отсюда сразу следует, что в присутствии резонатора характерная длительность импульса когерентного излучения уменьшается, а скорость вывода энергии из системы возрастает. Это соответствует экспериментально наблюдаемому изменению длительности импульса когерентного излучения в безрезонаторных и резонаторных режимах.

Напомним, что уравнения (1) полуклассической модели сверхизлучения можно свести к уравнениям движения нелинейного маятника с трением [11, 12]. В случае малого трения и начального условия, отвечающего неустойчивому положению равновесия, получаются решения, выражаемые через эллиптические функции Якоби [5, 12]. Они весьма чувствительны к начальным флуктуациям, но после выхода маятника из неустойчивого состояния демонстрируют только затухающую регулярную периодическую динамику. Эти решения описывают осцилляторный режим сверхизлучения. В случае большого трения решения для передемпфированного нелинейного маятника сводятся к гиперболическому секансу, форма которого нечувствительна к малым флуктуациям начальных условий и отвечает моноимпульсному режиму сверхизлучения [11, 12].

В случае резонатора низкой добротности,

$$\sigma \gg |\mathcal{E} d_{32}| / \hbar, \quad \sigma \gg T_{\text{rel}} \quad (12)$$

( $T_{\text{rel}}$  – характерное время релаксации трехуровневой системы), реализуется моноимпульсный режим сверхизлучения [11, 12]. При этом для  $\delta = 0$  решение уравнений (6) имеет классическую форму гиперболического секанса [12, 15] и для переменных одного канала записывается в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = -s_0 \sigma^{-1} \frac{\sin^2(\theta/2)}{2 \cosh[At N_c \sin^2(\theta/2)]}, \\ A = d_{32} s_0 \sigma^{-1} \hbar^{-1} = 2\pi\omega N |d_{32}|^2 \sigma^{-1} \hbar^{-1}. \end{aligned}$$

Это решение также указывает на уменьшение длительности моноимпульсного излучения при увеличении каналов вывода энергии. Следует подчеркнуть, что описанная картина соответствует простым представлениям о балансе энергии в рассматриваемом случае. А именно, увеличение каналов вывода энергии из кристалла при сохранении скорости вывода энергии в каждом канале неминуемо приводит к уменьшению длительности когерентного излучения, отводящего эту энергию.

Если несущие частоты излучательных каналов различны ( $\delta_1 \neq \delta_2$ ), уравнения приходится анализировать численными методами. В случае двух каналов с  $\delta_1 = -\delta_2 = \delta$  временная зависимость интенсивности излучения в одном из каналов в многоимпульсном режиме представлена на рис.4. Видно, что добавление канала вывода энергии приводит к модуляции излучения, причем частота модуляции в рассматриваемом диапазоне не зависит от разности частот каналов. Создается впечатление, что излучение «перекачивается» из одного канала в другой, но поскольку длительность импульса излучения определяется другими параметрами, частота такой «перекачки» строго задана длительностью импульса генерации, так что от разности частот каналов вывода излучения зависит только глубина модуляции.

Представляется очевидным, что уменьшение длительности пика в моноимпульсном режиме и описанная модуляция в многоимпульсном режиме являются проявлением одного и того же эффекта, состоящего в простом увеличении числа слегка различающихся, но по существу однотипных каналов высвечивания энергии.

В развиваемой теории мы не обсуждаем связь полученных закономерностей с особенностями регулярной хаотической динамики. Предварительно особенности без-

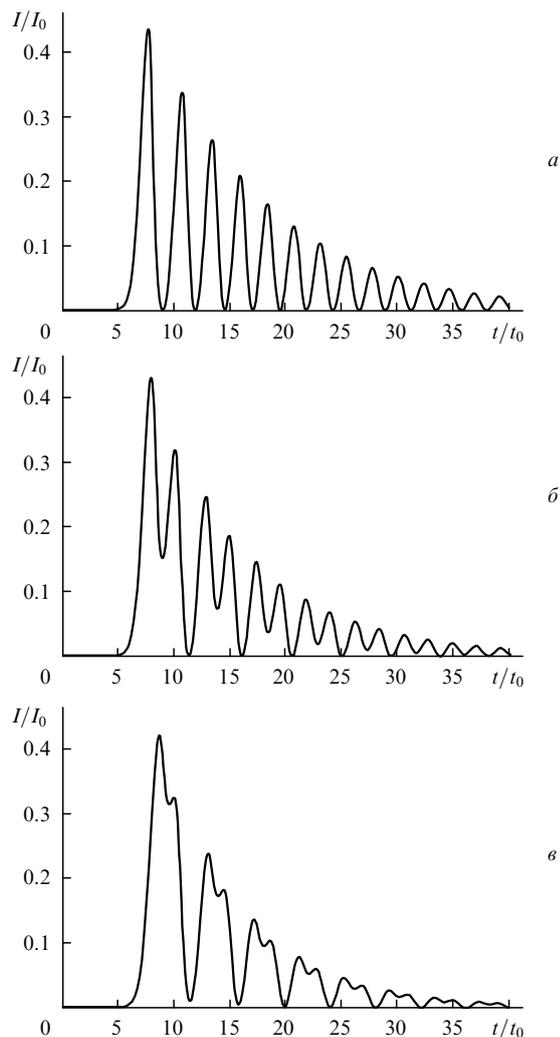


Рис.4. Зависимости интенсивности когерентного излучения от времени в безрезонаторном (а) и резонаторном (б, в) режимах при  $\sigma = 0.1/t_0$ ,  $\theta = \pi$ ,  $\delta = 0$  (а),  $\delta = 0.4/t_0$  (б) и  $0.7/t_0$  (в);  $I_0 = \hbar\omega Nc$ ,  $t_0 = [\hbar/(2\pi\omega N|d_{32}|^2)]^{1/2}$ . Тепловые флуктуации начальной поляризации среды равны 0.0001.

резонаторной генерации, обусловленные регулярной хаотической динамикой, обсуждались в наших предыдущих работах [5, 16]. Представляется очевидным, что обнаруженные в них закономерности, связанные с особенностями детерминированного хаоса, в определенной области параметров могут наблюдаться и в случае, рассмотренном в настоящей работе.

## 5. Заключение

Для упрощения теории мы использовали модель трехуровневой среды с различной оптической плотно-

стью на разных резонансных частотах и в пренебрежении полем Лоренца. Это позволило описать процесс сверхизлучения двухуровневой моделью и на ее основе проанализировать экспериментальные результаты простейшим образом, а в некоторых случаях и аналитически. В отсутствие указанных упрощений анализ задачи, по-видимому, возможен лишь численными методами. С учетом общности описания когерентных процессов в оптически плотных средах [5] результаты численных исследований когерентных эффектов в трехуровневых средах, полученные в других моделях [17–21], могут быть использованы для понимания роли различных параметров и их влияния на описанные эффекты. Кроме того, эти результаты [17–21] могут помочь оценить и роль поля Лоренца.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-02-16147-а.

1. Kichinski R., Hartman S.R. *AIP Conf. Proc.*, **146**, 417 (1986).
2. Манькин Э.А., Знаменский Н.В., Марченко Д.В., Петренко Е.А. *Письма в ЖЭТФ*, **54**, 172 (1991).
3. Агафонов А.И., Григорян Г.Г., Знаменский Н.В., Манькин Э.А., Орлов Ю.В., Петренко Е.А., Шашков А.Ю. *Квантовая электроника*, **34**, 823 (2004).
4. Grigoryan G.G., Orlov Yu.V., Petrenko E.A., Shashkov A.Yu., Znamenskiy N.V. *Laser Phys.*, **15**, 602 (2005).
5. Башаров А.М., Григорян Г.Г., Знаменский Н.В., Манькин Э.А., Орлов Ю.В., Шашков А.Ю., Юкина Т.Г. *ЖЭТФ*, **129**, 239 (2006).
6. Zuiikov V.A., Kalachev A.A., Samartsev V.V., Shegeda A.M. *Laser Phys.*, **9**, 951 (1999).
7. Zuiikov V.A., Kalachev A.A., Samartsev V.V., Shegeda A.M. *Laser Phys.*, **10**, 364 (2000).
8. Basharov A.M., Znamenskiy N.V. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **39**, 4443 (2006).
9. Башаров А.М. *Оптика и спектроскопия*, **101**, 448 (2006).
10. Maimistov A.I., Basharov A.M. *Nonlinear Optical Waves* (Dordrecht: Kluwer Acad. Press, 1999).
11. Андреев А.В., Емельнов В.И., Ильинский Ю.А. *Кооперативные явления в оптике* (М.: Наука, 1988).
12. Benedict M.G., Ermolaev A.M., Malyshev V.A., et al. *Super-Radiance: Multiatomic Coherent Emission* (Bristol, Philadelphia: IOP, 1996).
13. Bonifacio R., Lugiato L.A. *Phys. Rev. A*, **18**, 1129 (1978).
14. Gronchi M., Benza V., Lugiato L.A., et al. *Phys. Rev. A*, **24**, 1419 (1981).
15. Беленов Э.М., Ораевский А.Н., Щеглов В.А. *ЖЭТФ*, **56**, 2143 (1969).
16. Башаров А.М., Знаменский Н.В., Шашков А.Ю. *Оптика и спектроскопия*, **104**, 288 (2008).
17. Зайцев А.И., Малышев В.А., Рыжов И.В., Трифонов Е.Д. *ЖЭТФ*, **115**, 505 (1999).
18. Malyshev V.A., Carreno F., Anton M.A., et al. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **5**, 313 (2003).
19. Елютин С.О., Маймистов А.И. *Оптика и спектроскопия*, **90**, 849 (2001).
20. Malyshev V.A., Ryzhov I.V., Trifonov E.D., Zaitsev A.I. *Opt. Commun.*, **180**, 59 (2000).
21. Андреев А.В., Шитлин С.Л. *Квантовая электроника*, **22**, 1203 (1995).