

УДК 532.88

ИМПУЛЬСЫ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В ТОНКОМ ИНВЕРСНОМ СЛОЕ

Ю. В. Юревич

аспирант

Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова

В. А. Юревич

доктор физико-математических наук, профессор

Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова

Для модельных параметров полупроводниковых квантоворазмерных структур проведено численный расчет процесса сверхизлучения (СИ), который развивается в субмикронном планарном слое инверсной среды из иницирующего излучения спонтанной люминесценции на частоте резонанса, соответствующей экситонным переходам. При моделировании учитывается возможность диполь-дипольного взаимодействия, сделана оценка его влияния на характеристики импульса СИ. Получено аналитическое выражение для огибающей импульса СИ.

Ключевые слова: когерентные оптические эффекты, тонкая пленка активных атомов, плотная резонансная среда, квантоворазмерная полупроводниковая структура.

Введение

Явление сверхизлучения (СИ) происходит как следствие взаимного согласования фаз (фазировки) элементарных излучателей, образующих активную среду, через излучаемое ими поле. Сверхизлучение представляет эффект сверхбыстрого взаимодействия излучения с веществом, когда характерная длительность импульсов значительно меньше времени действия релаксационных механизмов в среде. Установление коллективного СИ-состояния в результате фазировки активных диполей подразумевает возникновение макроскопической поляризации, которая предполагает формирование упорядоченного состояния в ансамбле диполей [1]. Тогда в излучении формируется интенсивный импульс, мощность которого имеет особую зависимость от инверсии заселенностей – характерное время СИ обратно пропорционально числу активных диполей. СИ было экспериментально обнаружено во многих средах – газах, твердых телах и полупроводниках, в том числе в системах квантовых точек и экситонных конденсатах при низких температурах [2]. Квантоворазмерные полупроводниковые структуры используются как инверсные среды, в виде тонких слоев эти структуры могут быть применимы в качестве активных поверхностных пленок, способных модулировать резонансное излучение. Между тем, известно, что в тонких резонансных слоях могут быть реализованы режимы самовозбуждения [3]. Это явление перспективно к использованию для получения импульсной генерации в лазерных устройствах, где усиливающий элемент представляет собой тонкий слой плотной резо-

© Юревич Ю.В., 2015

© Юревич В.А., 2015

нансной среды (материала с относительно высокой концентрацией активных центров, для которого характерен сильный нелинейный отклик на поле резонансной частоты [4]). Квантоворазмерные полупроводниковые структуры обладают свойствами плотных резонансных сред [5]. Подобного рода материалы используют в лазерах с вертикальными резонаторами (или поверхностно излучающих лазерах), где активные элементы образованы тонкими планарными слоями [6].

Поэтому представляется логичной постановка задачи изучения особенностей СИ в тонком граничном слое с резонансной поляризацией. Отличием от уже решенных задач по тематике СИ является рассмотрение проблемы в рамках приближения особо тонкого слоя, который, как предполагается, образован полупроводниковой квантоворазмерной структурой. В полупроводниковых средах СИ развивается как коллективная спонтанная рекомбинация. Известно, что пропусканию и отражению особо тонких активных граничных слоев свойственна зависимость от сверхизлучательных компонент поляризованности [7]. Динамика компонентов отклика среды определяет процесс излучения в случае достижения пороговой инверсии в слое. Для возникновения СИ среда должна быть максимально инвертирована. Задача об энергообмене среды и светового поля в процессе СИ решается в приближении сверхтонкого граничного слоя, в сущности, для пленки, излучающей с поверхности. При этом допускается использование вместо волновых уравнений граничных электродинамических условий для плосковолновых полей в уравнениях Максвелла [7; 8]. В настоящей работе, однако, совместно с типичными для этого подхода соотношениями для полей, рассматриваются материальные уравнения квантовомеханической матрицы плотности, которые приведены, например, в [9].

Основные уравнения

Рассматривается планарная граничная пленка толщиной l , значительно меньшей длины волны света $\lambda = 2\pi c/\omega$, находящаяся на поверхности линейной оптической среды. Концентрация активных центров в тонком поверхностном слое предполагается максимально высокой (что типично для плотных резонансных сред [5]), но при этом расстояние между центрами считается достаточным, чтобы избежать перекрытия их электронных орбиталей. Тогда, следуя общепринятому описанию резонансного взаимодействия излучения с элементарными диполями, материальные уравнения для вероятностей поляризованности ρ и инверсной заселенности n в квантоворазмерной структуре аналогично [9] представляем в виде:

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \frac{2}{T_2} \frac{d\rho}{dt} + \omega_0^2 \rho = -\frac{2\mu}{\hbar} \omega_0 n \left(E + \frac{\mu N}{3\epsilon_0} \rho \right), \quad \frac{dn}{dt} + \frac{1}{T_1} (n - \alpha) = -\frac{2\mu}{\hbar \omega_0} \frac{d\rho}{dt} E. \quad (1)$$

Здесь $E(t)$ – напряженность действующего в среде поля, ω_0 и μ – резонансная частота и средний дипольный момент активных центров, N – их концентрация, T_1 и T_2 – времена продольной и поперечной релаксации основного перехода, α – скорость накачки. В системе (1) в приближении среднего поля учитывается сдвиг спектральной линии усиления, обусловленный влиянием ближних полей диполей. Типичные для приближения сверхтонкого слоя условия для полей на границе раздела, известные, например, из работы [8], модифицируем с учетом того, что слой является усиливающим. Поэтому вместо френелевского компо-

нента, описывающего прошедшее в среду поле, запишем величину начального поля люминесценции $A(t)$ (возникающего из флуктуаций начальной поляризованности на частоте, близкой к резонансу [10]), резонансная поляризованность обуславливает сверхизлучательный вклад в действующее поле E , ее же величиной определено излучаемое поле E_r . Полученные в итоге соотношения для полей:

$$E = A(t) + \frac{\mu N l}{\varepsilon_0(\eta + 1) c} \frac{d\rho}{dt}, \quad E_r = \frac{\mu N l}{\varepsilon_0(\eta + 1) c} \frac{d\rho}{dt}. \quad (2)$$

совместно с уравнениями (1) образуют самосогласованную систему (здесь η – нерезонансный показатель преломления среды тонкого слоя). Процесс СИ представляет когерентный оптический эффект, поэтому считаем, что характерное время развития излучения значительно меньше времен T_1 и T_2 и, соответственно, пренебрегаем в (1) релаксационными членами. В результате масштабирования переменной поля и параметров системы (1), (2) путем замены

$$e_r(t) = \frac{c\varepsilon_0(\eta + 1)}{\mu N l \omega_0} E_r(t), \quad A = \frac{\mu N l \omega_0}{c\varepsilon_0(\eta + 1)} \varepsilon(t) \text{ кинетические уравнения СИ в}$$

виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \rho}{dt^2} + \frac{2n}{\tau_R} \frac{d\rho}{dt} + (\omega_0^2 + 2\gamma\omega_0 n) \rho &= -\frac{2\omega_0}{\tau_R} n \varepsilon, \\ \frac{dn}{dt} &= -\frac{2}{\omega_0 \tau_R} \left[\frac{d\rho}{dt} \left(\varepsilon + \frac{1}{\omega_0} \frac{d\rho}{dt} \right) \right], \quad e_r = \frac{1}{\omega_0} \frac{d\rho}{dt}, \end{aligned} \quad (3)$$

где аналогично, например, [10], введен параметр $\tau_R = \frac{\hbar c \varepsilon_0 (\eta + 1)}{\mu^2 N l \omega}$, называемый

временем сверхизлучения. При учете поправки к действующему полю, определяемой вкладом ближних полей диполей, осцилляторное уравнение для поляризованности в системе (3) содержит составляющую с коэффициентом

$\gamma = \frac{\mu^2 N}{3\varepsilon_0 \hbar}$, которая описывает смещение резонансной частоты, пропорциональ-

ное инверсии заселенности. Изменение вероятности инверсии n (по мере насыщения усиления или нутационных осцилляций заселенности уровней) должно сопровождаться дрейфом или колебаниями резонансной частоты.

Результаты численного моделирования

Процесс СИ, развивающийся в инверсной среде тонкого слоя, моделировался в рамках численного решения разностного аналога системы (3). Зависимость от времени иницирующего поля спонтанной люминесценции на резонансной частоте задавалась гармонической функцией с постоянной амплитудой

дой ε_m : $\varepsilon(t) = \varepsilon_m \exp(i\omega_0 t)$. Естественно было считать, что в начальный момент времени среда максимально инвертирована, т.е. $n(t=0) = 1.0$, а резонансная поляризованность отсутствует – $\rho(t=0) = 0$, также первоначально нулевое значение имеет и скорость поляризованности. Для этих условий решалась известная задача Коши, т.е. при расчете аналога системы (3) непосредственно определялась зависимость $\rho(t)$. Напряженность поля СИ $e_r(t)$ выражалась на основе полученной зависимости, следуя соотношениям (2) с учетом масштабирования переменных; результаты расчета иллюстрированы для нормированной плотности энергии $S_R(t) = e_r^2(t)$ на временной шкале в долях пикосекунд. В выборе материальных параметров моделирования, которые использовались при определении коэффициентов системы (3) в расчетах, исходили из оценок, сделанных, например, в работе [11], а также в работах [12, 13] для квантоворазмерных полупроводниковых структур на основе *InGaAs/GaAs* или *GaInNAsSb*. Время сверхизлучения τ_R в этом случае не превышает сотни фемтосекунд. Значения параметров начальных флуктуаций поля A , которые могут изменяться в относительно широком диапазоне, взяты из работы [14].

На основе многократных расчетов динамики СИ, варианты которых приведены на рисунках 1 и 2, можно убедиться в том, что процесс СИ представляется изолированным выбросом мощности светового поля (на рисунках – в относительных единицах). Для указанных модельных параметров длительность импульсов составляет десятки или сотни фемтосекунд, несущая частота незначительно отлична от резонансной.

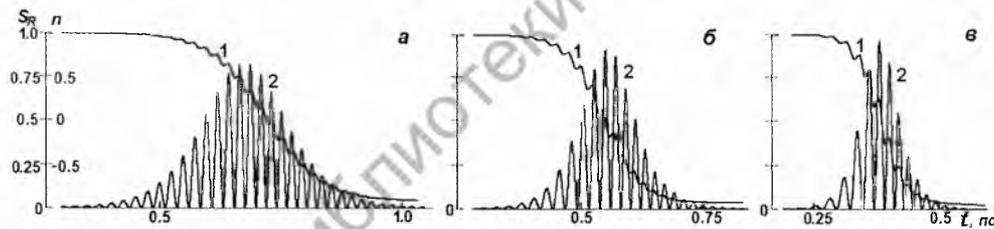


Рисунок 1 – Динамика инверсии (кривые 1) и импульсы сверхизлучения (кривые 2):

$$N = 2 \cdot 10^{18} \text{ (а)}, 2.8 \cdot 10^{18} \text{ (б)}, 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^3 \text{ (в)}, \mu = 8 \cdot 10^{-29} \text{ Кл} \cdot \text{м.}$$

$$\lambda = 2\pi c / \omega = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \varepsilon = 2 \cdot 10^{-4}, \eta = 3.6.$$

Огибающая импульса незначительно асимметрична – задний фронт развивается в условиях поглощения, поэтому по отношению к переднему несколько “срезан”. Это особенно заметно на рисунке 1, где картина СИ иллюстрирована на фоне изменения (сброса) инверсии, для более коротких импульсов асимметрия возрастает. Изменение начального усиления, связанное с увеличением плотности активных центров N (устанавливающейся за счет изменения неравновесной концентрации экситонов), приводит к сокращению времени формирования излучения и длительности импульса (рис. 1). Пиковое значение импульса плотности поля возрастает пропорционально N (из-за принятой нормировки это не отражено в рисунках), поэтому и указывают на зависимость мощности импульса от квадрата инверсной заселенности как о характерности процесса СИ [1; 10; 11].

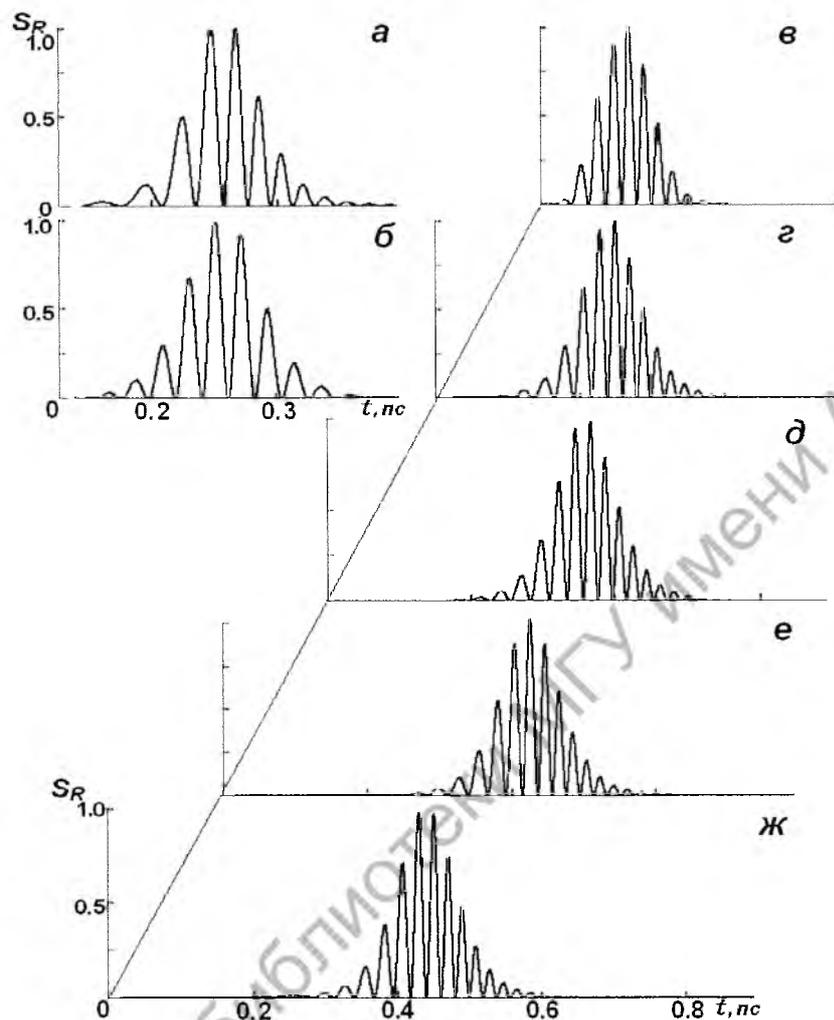


Рисунок 2 – Динамика процесса сверхизлучения:

$N = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 2 \cdot 10^{-4}$ (а, б), $\gamma = 0$ (б); $N = 5 \cdot 10^{18}$ (в-ж), $\epsilon = 0.1$ (в), 0.01 (г), $2 \cdot 10^{-4}$ (д), $1 \cdot 10^{-5}$ (е), $2 \cdot 10^{-6}$ (ж) $\mu = 8 \cdot 10^{-29}$ Кл м, $\lambda = 2\pi c/\omega = 1.3 \cdot 10^{-6}$ м, $\eta = 3.6$

Отметим также, что влияние фазового эффекта, вызванного присутствием диполь-дипольного взаимодействия на динамику СИ для используемых параметров, невелико несколько изменяется лишь соотношение пиковых значений “несущих” колебаний плотности энергии и происходит некоторое снижение их частоты (рис.2, а, б). Следовательно ожидать, и это отражено в вариантах расчета, что на время формирования импульса должен влиять уровень инициирующего поля люминесценции (рис. 2, в-ж). При высоких значениях “загравочного” поля время развития СИ снижается (рис. 2, в, г), при этом несколько сокращается длительность импульса, для относительно низкого уровня ϵ его вклад в динамику процесса, естественно, несущественен (рис. 2, е, ж).

Расчетная форма огибающей импульсов СИ

В этом разделе приведена приближенная аналитическая оценка зависимости временных характеристик импульсов СИ от основных материальных параметров. Для квазистационарных амплитуд поля и поляризованности, то есть в представлении $E(t) = E_m(t) \exp(i\omega t)$, $\rho(t) = \rho_m(t) \exp(i\omega t)$, а также $\varepsilon(t) = \varepsilon_m \exp(i\omega t)$, в случае точного резонанса ($\omega = \omega_0$, $\gamma = 0$) уравнения (3) могут быть преобразованы (укорочены) и в принятой выше нормировке запишутся как одна из модификаций системы Максвелла – Блоха:

$$\frac{d}{dt} \rho_m = \frac{n}{\tau_R} (\varepsilon_m + \rho_m), \quad \frac{d}{dt} n = -\frac{1}{\tau_R} (\varepsilon_m + \rho_m) \rho_m. \quad (4)$$

Решения (4) для ρ_m и n удовлетворяют соотношению $\rho_m^2 + n^2 = 1$, известному как закон сохранения полярного угла вектора Блоха [1], и формально могут быть представлены в виде:

$$\rho_m = \sin F, \quad n = \cos F, \quad F = \frac{1}{\tau} \int_0^t (\varepsilon_m + \rho_m) dt. \quad (5)$$

Из выражений (5) следует, что величина F , известная как “площадь” поля когерентного светового импульса, удовлетворяет соотношению

$$\frac{dF}{dt} = \frac{1}{\tau_R} (\varepsilon_m + \sin F),$$

то есть интегрируемому выражению: $\frac{dF}{\varepsilon_m + \sin F} = \frac{dt}{\tau_R}$. Для величины F

нетрудно получить:

$$F = \arctg \frac{1 - \varepsilon_m f}{f \sqrt{1 - \varepsilon_m^2}} + \arctg \frac{\sqrt{1 - \varepsilon_m^2}}{f - \varepsilon_m}, \quad (6)$$

где $f = \exp\left[-(t - \tau) \sqrt{1 - \varepsilon_m^2} / \tau_R\right]$, $\tau = \ln\left[\left(1 + \sqrt{1 - \varepsilon_m^2}\right) / \varepsilon_m\right]$. Определив

из соотношения (6) величину поляризованности, для нормированной плотности поля СИ $S_{mR} = \rho_m^2$ получим выражение:

$$S_{mR}(t) = \left\{ \frac{\operatorname{sech}\left[\left(t - \tau\right) \sqrt{1 - \varepsilon_m^2} / \tau_R\right] - \varepsilon_m}{1 - \varepsilon_m \operatorname{sech}\left[\left(t - \tau\right) \sqrt{1 - \varepsilon_m^2} / \tau_R\right]} \right\}^2. \quad (7)$$

Формула (7) описывает импульс СИ, рассчитываемый в принятом нами приближении. Отметим, что импульс (7) должен характеризоваться симметрич-

ными фронтами, но, в остальном, его особенности соответствуют тем, которые проявляются в результатах моделирования системы (3). Очевидно, что повышение начального уровня инверсии за счет концентрации активных частиц или вероятности дипольного перехода должно приводить к сокращению времени развития когерентного выброса световой энергии, к уменьшению его длительности. В изменение характерного интервала формирования импульса должна вносить вклад и величина интенсивности начальной спонтанной люминесценции, значения которой, конечно, предполагаются крайне малыми; именно с этого начального уровня поля излучения должен “стартовать” импульс СИ.

Результаты расчетов, приведенных на рисунке 3, различаются уровнем усиления, устанавливающимся за счет изменения неравновесной концентрации экситонов. Импульс СИ формируется по мере выхода ансамбля элементарных излучателей из инвертированного состояния (рис. 3, а). Заметно, что, как и в случае численного моделирования процесса, с увеличением начальной концентрации экситонов происходит изменение динамики СИ – импульсы сокращаются по длительности, период их развития снижается (рис. 3, б).

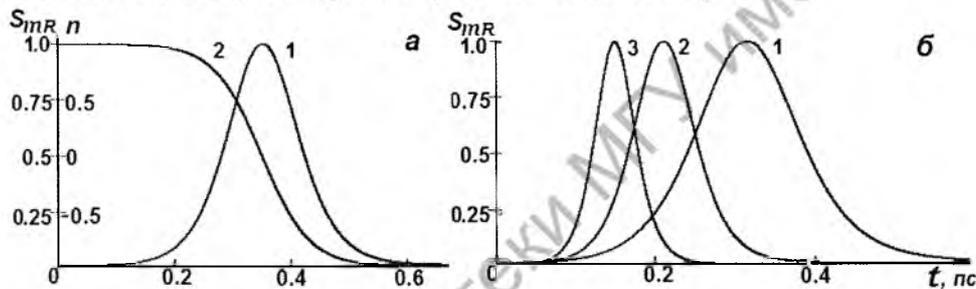


Рисунок 3 – Форма импульсов сверхизлучения (а, кривая 1, б, кривые 1 – 3) и динамика инверсии (а, кривая 2), рассчитанные по соотношениям (5)–(7):

$$N = 5 \cdot 10^{18} \text{ (а)}, 2.5 \cdot 10^{18} \text{ (кривая 1)}, 4 \cdot 10^{18} \text{ (2)}, 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^3 \text{ (3) (б); } \mu = 8 \cdot 10^{-29} \text{ Кл} \cdot \text{м.}$$

$$\lambda = 2\pi c / \omega = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ м, } \varepsilon = 2 \cdot 10^{-4}, \eta = 3.6$$

Заключение

Проведенное моделирование и аналитическая оценка динамики СИ позволили характеризовать зависимость формирования коротких световых импульсов от материальных параметров в условиях сверхбыстрых процессов резонансного взаимодействия излучения с особо тонкими слоями оптических сред. Когерентность поля, высвечиваемого в процессе СИ, и поляризованности тонкого слоя, позволяет рассматривать это явление как способ получения сверхкоротких импульсов. В диапазоне ИК-частот до сих пор отмечается отсутствие электрооптических материалов, позволяющих применять стандартные методы модуляции добротности и сокращения длительности импульсов. Поэтому в настоящее время исследование СИ интенсивно развивается применительно к технологиям формирования коротких и сверхкоротких импульсов именно в этой спектральной области. Результаты приведенных в статье расчетов будут полезными для разработок методов получения или профилирования сверхкоротких световых импульсов.

Работа выполнена при частичной поддержке БРФФИ (проект № Ф14М 146).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Аллен, Л. Оптический резонанс и двухуровневые атомы / Л. Аллен, Дж. Эберли. – М. : Мир, 1978. – 224 с.
2. Васильев, П. П. Сравнение когерентных свойств сверхизлучения и лазерного излучения в полупроводниковых структурах / П. П. Васильев, Р. В. Пенти, И. Х. Уайт // Квант. электрон. – 2012. – Т. 42, № 12. – С. 1081–1086.
3. Петров, Н. С. Лазерная генерация тонких инверсных слоев / Н. С. Петров, А. Б. Зимин // Журн. прикл. спект. – 2010. – Т. 77, № 1. – С. 69–73.
4. Local-field effects in a dense ensemble of resonant atoms: Model of a generalized two-level system / A. A. Afanas'ev [et al.] // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol. 60, № 2. – P. 1523–1529.
5. Kaplan, A. E. Nanoscale stratification of optical excitation in self – interacting one – dimensional arrays / A. E. Kaplan, S. N. Volkov // Phys. Rev. – 2009. – Vol. A79. – P. 053834-1-053834-16.
6. Захаров, С. М. Оптоэлектронные интегральные схемы с применением вертикально излучающих лазеров // С. М. Захаров, В. Б. Федоров, В. В. Цветков // Квант. электрон. – 1999. – Т. 28, № 3. – С. 189–206.
7. Гадомский, О. Н. Эхо-спектроскопия поверхности / О. Н. Гадомский, Р. А. Власов. – Минск : Наука і тэхніка, 1990. – 216 с.
8. Рупасов, В. И. О граничных задачах в нелинейной оптике резонансных сред / В. И. Рупасов, В. И. Юдсон // Квант. электрон. – 1982. – Т. 9, № 11. – С. 2179–2186.
9. Пантел, Р. Основы квантовой электроники / Р. Пантел, Г. Путхоф. – М. : Мир, 1972. – 384 с.
10. Когерентное усиление УКИ в активированных кристаллах / О. П. Варнавский [и др.] // ЖЭТФ. – 1984. – Т. 84, № 4. – С. 1227–1239.
11. Васильев, П. П. Роль сильного усиления среды в возникновении сверхизлучения и наблюдения когерентных эффектов в полупроводниковых лазерах / П. П. Васильев // Квант. электрон. – 1999. – Т. 29, № 1. – С. 4–8.
12. Excitonic Nonlinearities of Semiconductor Microcavities in Nonperturbative Regime / S. W. Koch [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77. – P. 5257–5260.
13. Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields / G. Ya. Slepyan [et al.] // Phys. Rev. – 2004. – Vol. B70, No 4. – P. 045320-1–045320-5.
14. Морозов, Ю. А. Влияние спонтанных флуктуаций носителей тока и фотонов на динамику инжекционного лазера в режиме генерации пикосекундных импульсов / Ю. А. Морозов, А. В. Красовский // Квант. электрон. – 1994. – Т. 21, № 8. – С. 748–752.

Поступила в редакцию 09.03.2015 г.

Контакты: (+375 222) 25-17-37 (Юревич Юрий Владимирович)

Yurevich Y.V., Yurevich V.A. SUPERRADIATION PULSES IN THIN INVERSE FILM.

For model parameters of semiconductor quantum-dimensional structures numerical calculation of the dynamics of superradiation (SR) which is developed in a submicronic planar layer of the inverse medium on the basis of the initiating radiation of a spontaneous luminescence on the frequency of exciton resonance is given. Modeling considers chances of dipole – dipolar interaction, its influence on SR pulse characteristics is assessed. Analytical expression for the bending-around curve of SR pulse is received.

Key words: coherent optical effects, thin film of active atoms, dense resonant medium, semiconductor quantum-dot structure