

## ИМПУЛЬСЫ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ СВЕРХТОНКОГО ИНВЕРСНОГО СЛОЯ

*Ю.В. Юревич, Е.В. Тимощенко*

*Могилёвский государственный университет имени А.А. Кулешова*

*ул. Космонавтов, 1, 212022 Могилёв, Беларусь*

*E-mail: glasu.nova81@mail.ru*

For model parameters of semiconductor quantum - dimensional structures calculation of dynamics of the superradiation (SR) which is developed in a submicronic planar film of inverse medium on the basis of the initiating radiation of a spontaneous luminescence on the frequency of exciton resonance is given. Material parameters influence estimation on SR pulse characteristics is carried out. Analytical expression for the bending-around curve of SR pulse is received

*Key Words:* light superradiation, thin optical films, dense resonant medium.

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 заселённости – 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 слоёв эти структуры могут быть применимы в качестве активных поверхностных плёнок, 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 резонансной 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 решённых задач по тематике СИ является рассмотрение проблемы в рамках приближения особо тонкого слоя [7], который, как предполагается, образован полупроводниковой квантоворазмерной структурой. В полупроводниковых средах СИ развивается как коллективная спонтанная рекомбинация. Пропусканию и отражению особо тонких активных граничных слоев свойственна зависимость от сверхизлучательных компонент поляризованности. Динамика компонентов резонансного отклика среды определяет процесс излучения в случае достижения пороговой инверсии в слое. Для возникновения СИ в среде должна быть достигнута максимальная инверсия. Решение задачи энергообмена светового поля и ансамбля резонансных атомных диполей в процессе СИ, представленное в докладе, проведено для граничной планарной плёнки инвертированной среды, излучающей с поверхности.

Модифицированная с учётом влияния локального вклада ближних полей диполей система укороченных уравнений Максвелла - Блоха записывается для напряжённостей действующего на атомы и излучаемого поля ( $E$  и  $E_R$ ), а также вероятностных переменных отклика среды тонкой граничной плёнки – резонансной поляризованности  $\rho$  и инверсии  $n$ :

$$E = A + \frac{\mu N l \omega}{\hbar \varepsilon_0 c (\eta + 1)} \rho, \quad E_R = \frac{\mu N l \omega}{\hbar \varepsilon_0 c (\eta + 1)} \rho, \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\mu}{\hbar} n E + i(\omega - \omega_0 - \frac{\mu^2 N}{3\hbar \varepsilon_0} n) \rho, \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{\mu}{2\hbar} (\rho^* E + \rho E^*).$$

Здесь  $\mu$  – матричный элемент дипольного перехода,  $N$  – плотность активных центров,  $\omega - \omega_0$  – отстройка частоты излучения от частоты резонанса усиления,  $l$  и  $\eta$  – толщина и нерезонансный показатель преломления слоя. Обычно рассматриваемые в приближении сверхтонкого слоя с поверхностной резонансной поляризацией граничные условия для полей, входящие в систему (1), модифицированы для случая когерентного усиления. Френелевская составляющая прошедшего в граничную плёнку поля заменена величиной начального поля люминесценции  $A$  (возникающего из флуктуаций начальной поляризованности [2]); отражённое поле тогда представлено только излучаемым полем, динамика которого определена резонансной поверхностной поляризованностью. Далее масштабируем коэффициенты системы (1), совершив замену

$$A = \frac{\mu N l \omega}{\varepsilon_0 (\eta + 1)} \varepsilon \quad \text{и} \quad \text{введение параметра} \quad \tau_R = \frac{\hbar \varepsilon_0 (\eta + 1)}{\mu^2 N l \omega}, \quad \text{называемого}$$

времнем сверхизлучения [1]. Для случая точного резонанса исходная система (1) записывается таким образом:

$$\frac{d}{dt} \rho = \frac{n}{\tau_R} (\varepsilon + \rho), \quad \frac{d}{dt} n = -\frac{1}{\tau_R} (\varepsilon + \rho) \rho, \quad S_R = \left( \frac{c\varepsilon_0(\eta+1)}{\mu N l \omega} E_R \right)^2 = \rho^2. \quad (2)$$

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

$$\rho = \sin F, \quad n = \cos F, \quad F = \frac{1}{\tau_R} \int_0^t (\varepsilon + \rho) dt. \quad (3)$$

Из выражений (3) следует, что величина  $F$  удовлетворяет соотношению:

$$\frac{dF}{dt} = \frac{1}{\tau_R} (\varepsilon + \sin F). \quad \text{Для величины } F \text{ нетрудно получить:}$$

$$F = \arctg \frac{1 - \varepsilon f}{f \sqrt{1 - \varepsilon^2}} + \arctg \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{f - \varepsilon}, \quad (4)$$

где  $f = \exp[-(t - \tau) \sqrt{1 - \varepsilon^2} / \tau_R]$ ,  $\tau = \ln[(1 + \sqrt{1 - \varepsilon^2}) / \varepsilon]$ . Тогда из соотношения (4) для плотности  $S_R$  светового поля СИ получим:

$$S_R(t) = \left\{ \frac{\operatorname{sech} \left[ (t - \tau) \sqrt{1 - \varepsilon^2} / \tau_R \right] - \varepsilon}{1 - \varepsilon \operatorname{sech} \left[ (t - \tau) \sqrt{1 - \varepsilon^2} / \tau_R \right]} \right\}^2. \quad (5).$$

Формула (5) описывает импульс СИ, рассчитываемый в принятом нами приближении. Очевидно, что повышение начального уровня инверсии за счёт 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.

На рисунке 1 проиллюстрированы примеры расчёта импульсов СИ для параметров системы (2), известных из работы [8] и соответствующих квантоворазмерным структурам на основе *InGaAs/AlGaAs*. Значения параметров начальных флуктуаций поля  $A$  взяты из работы [2]. Варианты рисунка различаются уровнем усиления, устанавливаемым за счёт изменения неравновесной концентрации экситонов. Импульс СИ формируется по мере выхода ансамбля элементарных излучателей из

инвертированного состояния (рис.1, а). Заметно, что с увеличением начальной концентрации экситонов заметно изменение динамики СИ – импульсы сокращаются по длительности, период их развития снижается (рис.1, б).

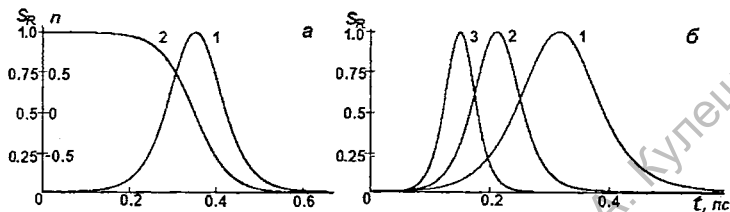


Рис. 1. Форма импульсов сверхизлучения (а, кривая 1, б, кривые 1-3) и динамика инверсии (а, кривая 2):  $N = 5 \cdot 10^{18}$  (а),  $2.5 \cdot 10^{18}$  (кривая 1),  $4 \cdot 10^{18}$  (2),  $6 \cdot 10^{18}$   $\text{см}^{-3}$  (3) (б);  $\mu = 8 \cdot 10^{-29}$  Кл·м,  $\lambda = 2\pi c / \omega = 1.3 \cdot 10^{-6}$  м,  $\epsilon = 2 \cdot 10^{-4}$ ,  $\eta = 3.6$ .

Проведенная 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 расчётов будут полезными для разработок методов получения или профилирования сверхкоротких световых импульсов.

1. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. – 224 с.
2. Васильев П.П. и др. Сравнение когерентных свойств сверхизлучения и лазерного излучения в полупроводниковых структурах // Квант. электрон., № 12. Т 42, 2012. – С.1081-1086.
3. Петров Н.С., Зимин А.Б. Лазерная генерация тонких инверсных слоёв // Журн. прикл. спект., №1. Т.77, 2010. – С.69-73.
4. Afanas'ev A.A. [et al.]. Local - field effects in a dense ensemble of resonant atoms: Model of a generalized two - level system // Phys. Rev. A, № 2 Vol. 60, 1999. – P. 1523-1529.
5. Kaplan A.E., Volkov S.N. Nanoscale stratification of optical excitation in self - interacting one - dimensional arrays // Phys. Rev. Vol. A79, 2009. – P. 053834-1 – 053834-16.
6. Захаров С.М. и др. Оптоэлектронные интегральные схемы с применением вертикально излучающих лазеров // Квант. электрон., № 3. Т. 28, 1999. – С.189-206.
7. Юдсон В.И., Рупасов В.И. Нелинейная резонансная оптика тонких плёнок: метод обратной задачи // ЖЭТФ. Т. 93, 1987. С. 494-501.
8. Slepyan G.Ya. [et al.]. Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields // Phys. Rev., No 4. Vol.B70, 2004. – P. 045320-1 – 045320-5