

## СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В ТОНКОМ СЛОЕ ПЛОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ С УЧЕТОМ ФАЗОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Тимощенко Е. В., Юревич В. А., Юревич Ю. В. (Учреждение образования  
«Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова»,  
кафедра математики и информатики)

Аннотация. Получено и обсуждается аналитическое решение задачи о сверхизлучении, развивающемся в тонком слое полупроводниковой квантоворазмерной структуры, с учетом внутризонной релаксации.

**Введение.** Явление сверхизлучения (СИ) происходит как следствие самопроизвольной фазовой корреляции (согласования фаз или фазировки) первоначально независимых атомов, образующих активную среду. Появление фазовой корреляции объясняют двумя факторами – взаимодействием атомов через излучаемое ими электромагнитное поле и нелинейностью осцилляторных движений электронов внутри атома.

Сверхизлучение представляет собой эффект сверхбыстрого взаимодействия излучения с веществом, когда характерная длительность высвечиваемых оптических импульсов значительно меньше времени действия релаксационных механизмов в среде [1]. Испускание импульса СИ ансамблем из большого числа  $N$  возбужденных атомов происходит в течении времени  $\tau_R$ , много меньшего времени излучения изолированного атома  $\tau_1$ , время сверхизлучения  $\tau_R$  обратно пропорционально  $N$ . Пиковая интенсивность импульса на частоте  $\omega$ , в котором плотность энергии определяется числом излученных квантов  $N\hbar\omega$ , получается пропорциональной  $N^2$  – в результате высвечиваемый импульс СИ оказывается особо мощным. В этом состоит основное отличие СИ от спонтанного (некоррелированного) излучения системы возбужденных атомов (люминесценции), где характерное время излучения порядка  $\tau_1$ , а интенсивность пропорциональна  $N$ . СИ было экспериментально обнаружено во многих средах – газах, твердых телах и полупроводниках, в том числе в экситонных конденсатах при низких температурах [2] и системах квантовых точек в наногетероструктурах [3].

**Постановка задачи и основные уравнения.** Квантоворазмерные полупроводниковые структуры используются как инверсные среды; в виде тонких слоев эти материалы применяются в качестве активных поверхностных пленок, способных модулировать резонансное излучение. В полупроводниковых средах СИ развивается как коллективная спонтанная рекомбинация. В процессе формирования импульса СИ фазы отдельных экситонов, представляемые диполями, спонтанно синхронизируются. В результате в пределах толщины тонкого слоя формируется коллективный диполь с малым временем излучательной рекомбинации. Квантоворазмерные структуры обладают свойствами плотных резонансных сред (материалов с относительно высокой концентрацией активных центров), поэтому к их расчетному анализу применимы представления двухуровневой схемы взаимодействия вещества с резонансным световым полем. Известно, между тем, что в тонких резонансных слоях могут быть реализованы режимы самовозбуждения [4]. Это явление, способное инициировать импульс СИ, перспективно к использованию для получения импульсной генерации в лазерных устройствах, где усиливающий элемент представляет собой тонкий слой плотной резонансной среды.

Теория сверхизлучения возникла из анализа задачи о радиационном распаде многоатомной системы размерами много меньшими длины волны излучения. Поэтому представляется логичной постановка задачи изучения СИ в граничной приповерхностной пленке квантоворазмерной структуры, рассматриваемой в приближении резонансного сверхтонкого слоя. В отличие от уже решенных аналитических задач по тематике СИ, в полученном решении будет учтена фазовая релаксация элементарных диполей.

Известно, что пропусканию и отражению особо тонких активных граничных слоев свойственна зависимость от сверхизлучательных компонент поляризованности. Задача об энергообмене среды и светового поля в процессе СИ решается в допущении сверхтонкого граничного слоя плотной резонансной среды, в сущности, для пленки, излучающей с поверхности. При этом вместо волновых уравнений допускается использование граничных электродинамических условий в уравнениях Максвелла, записанных для действующего на атомы и отраженного плосковолновых полей  $E(x=0, t)$  и  $E_r(x=0, t)$ . В настоящей работе совместно с типичными для этого подхода соотношениями для световых полей рассматриваются уравнения квантовомеханической двухуровневой матрицы плотности для вероятностных переменных резонансной поляризованности и инверсной заселенности. Квазистационарное приближение уравнений в схеме расчета приводит к формулировке одной из модификаций системы Максвелла – Блоха для нормированных амплитуд напряженностей полей и материальных переменных амплитуды поляризованности  $\rho_m(t)$  и инверсии  $n(t)$ :

$$\frac{d}{dt}\rho_m = nE - \frac{\rho_m}{T_2}, \quad \frac{d}{dt}n = -\rho_m E, \quad E = \frac{\mu}{\hbar}\varepsilon_m + \frac{\rho_m}{\tau_R}, \quad E_r = \frac{\rho_m}{\tau_R}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_m$  – напряженность поля начальной люминесценции, действующего в среде слоя на резонансной частоте  $\omega_0$ ,  $\mu$  – дипольный момент перехода,  $\tau_R = \hbar c \varepsilon_0 (\eta + 1) / \mu^2 \omega_0 N l$  – время сверхизлучения ( $\eta$  и  $l$  – нерезонансный показатель преломления и толщина слоя),  $T_2$  – время фазовой (поперечной или внутризонной) релаксации, характеризующее спектральную ширину линии усиления (отношение  $T_2/\tau_R$  характеризует показатель усиления слоя).

**Решение задачи для формы импульса СИ.** Динамика компонентов отклика среды определяет процесс усиления при достижении некоторой пороговой инверсии  $n(t=0) = n_0$  в слое. Надо предполагать, что для возникновения СИ среда должна быть максимально инвертирована. То есть, следует допустить, что в начальный момент  $n(t=0) = 1$  при отсутствии корреляций в ансамбле диполей –  $\rho_m(t=0) = 0$ . Несложно теперь определить,

что при пренебрежении начальной люминесценцией решения (1) для  $\rho_m$  и  $n$  удовлетворяют такому соотношению:

$$\rho_m^2 + n^2 + \frac{2\tau_R}{T_2}(1-n) = 1. \quad (2)$$

Очевидно, что выражением (2) представлен аналог известного закона сохранения полярного угла вектора Блоха [1]. Интеграл (2) дает возможность получить решения для населённости и поляризованности в виде:

$$\begin{aligned} n(t) &= \tanh(t/\tau) + \tau_R \operatorname{sech}(t/\tau) \exp(-t/\tau)/T_2, \\ \rho_m^2 &= \left( \frac{\tau_R}{T_2} - 1 \right)^2 \operatorname{sech}^2(t/\tau), \quad \tau = \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{\tau_R} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Излучаемая тонким слоем световая мощность в данной схеме расчёта пропорциональна квадрату амплитуды напряжённости  $|E_r|^2$ . Поэтому временная зависимость интенсивности СИ в принятых обозначениях определяется, следуя (3), таким выражением:

$$I(t) = \frac{\varepsilon_0 c \hbar^2}{2\mu^2 \tau^2} \operatorname{sech}^2(t/\tau) \quad (4)$$

Формально зависимость (4) совпадает с известной [1], рассчитанной для протяженных сред и без учета релаксации. Отметим, однако, что пиковая интенсивность импульсов, излучаемых в условиях действия механизмов релаксации, снижается. Это напрямую связано с тем, что, судя по решению (3) для  $n(t)$ , минимальное значение разности населенности после сброса инверсии и в процессе перехода атомов в основное состояние при высвечивании импульса СИ возрастает, составляя величину  $n_t = -1 + 2\tau_R/T_2$ .

### Литература

1. Андреев, В. А. Кооперативные эффекты в оптике: Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы / А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский – М.: Наука, 1988. – 288 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. Формирование сверхизлучения в наногетероструктурах с квантовыми точками / А. В. Савельев [и др.] // ФТП. – 2008. – Т. 42. – Вып. 6. – С. 730–740.
4. Петров, Н. С. Лазерная генерация тонких инверсных слоев / Н. С. Петров, А. Б. Зимин // Журн. прикл. спектр. – 2010. – Т. 77. – № 1. – С. 69–73.