

# Моделирование генерации импульсов ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения в результате кооперативной рекомбинации экситонов в нанокристаллах алмаза, внедренных в полимерную пленку

© В.А. Кукушкин<sup>†</sup>

Институт прикладной физики Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

С помощью численного моделирования показано, что рекомбинация свободных экситонов, фотовозбужденных в нанокристаллах алмаза, внедренных в полимерную пленку, может происходить в кооперативном режиме. Установлено, что этот режим может реализоваться несмотря на то, что алмаз является „непрямым“ полупроводником. Продемонстрировано, что при кооперативной рекомбинации свободных экситонов мощность генерируемого излучения в пике импульса может более чем на порядок превосходить мощность некогерентного спонтанного излучения такого же начального числа свободных экситонов. В итоге показано, что рассмотренный процесс может быть использован для генерации пикосекундных импульсов ультрафиолетового и мягкого рентгеновского электромагнитного поля на длине волны 235 нм.

## 1. Введение

Генерация мощного когерентного излучения ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазона частот является важной задачей современной оптики вследствие его широкого применения как в фундаментальных исследованиях, так и в многочисленных прикладных областях, включая биохимический анализ, запись и копирование информации, очистку воды и воздуха, антибактериальную терапию и фототерапию и др. Использование в качестве его источников газовых лазеров [1] осложнено громоздкостью этих устройств, их малой эффективностью при работе в непрерывном режиме (в том числе за счет короткого радиационного времени жизни электронов на верхнем лазерном уровне, которое убывает обратно пропорционально кубу частоты генерации) и токсичностью используемых в них рабочих веществ. Кроме того, зеркала резонаторов для электромагнитного поля этого диапазона частот относятся к достаточно дорогому оборудованию. Другой способ получения ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения, заключающийся в генерации гармоник рабочей частоты титан-сапфирового лазера, также связан с созданием сложных и дорогих установок, доступных лишь в лабораторных условиях [2].

Альтернативным методом генерации ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения является использование нестационарных процессов затухания электронных возбуждений в твердых телах, например хорошо известного сверхизлучения (superradiant radiation) [3], протекающих на временных масштабах, значительно меньших релаксационных времен в среде. Хотя такие процессы и не позволяют работать в непрерывном режиме, они могут обеспечить генерацию коротких и мощных импульсов когерентного излучения в этом

частотном диапазоне. При этом важно подчеркнуть, что основанные на них устройства являются компактными и достаточно дешевыми, для своей работы они не требуют зеркал, а их эффективность не снижается из-за укорочения времени жизни электронов на верхнем лазерном уровне.

Среди возможных сред для реализации таких процессов особое внимание привлекают широкозонные полупроводники, в частности алмаз. Последний является „непрямым“ полупроводником с шириной запрещенной зоны 5.5 эВ [4], соответствующей ультрафиолетовому и мягкому рентгеновскому диапазону длин волн. Излучение алмаза в этой спектральной области наблюдалось при протекании (в прямом направлении) электрического тока через  $p-n$  и  $p-i-n$  алмазные диоды, образованные легированными и легированными бором или фосфором (с  $p$ - или  $n$ -типом проводимости соответственно) слоями алмаза, химически осажденного из газовой фазы [5]. Максимум спектра их излучения при комнатной температуре лежал при длине волны 235 нм (энергия фотонов  $\hbar\omega = 5.27 = 5.5 - 0.08 - \hbar\omega_p$  эВ) и был приписан спонтанной рекомбинации свободных „непрямых“ экситонов с энергией связи 0.08 эВ, сопровождающейся излучением поперечных оптических фононов с энергией  $\hbar\omega_p = 150$  мэВ. При этом концентрация свободных „непрямых“ экситонов  $n$ , по оценкам авторов [5], превышала  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Время некогерентной спонтанной излучательной рекомбинации свободных экситонов в алмазе  $\tau_s$  оказывается порядка 4 мкс [6]. Поэтому мощность излучения за счет спонтанной некогерентной рекомбинации свободных экситонов может быть оценена по формуле  $W_s = \hbar\omega N / \tau_s$ , где  $N \equiv nV$  — полное число свободных экситонов в образце,  $V$  — объем образца, занятый экситонами. Для образцов, использовавшихся в экспериментах [5], эта формула приводит к довольно низкому значению  $W_s$  на уровне 20 мВт, что для многих приложений является недостаточным.

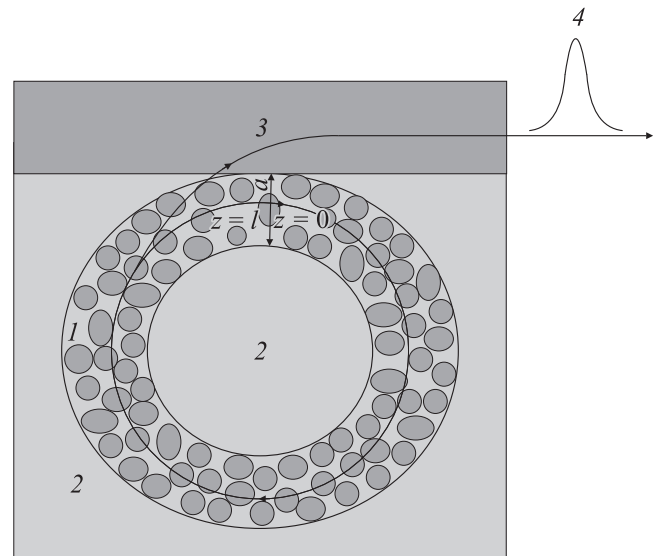
<sup>†</sup> E-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

Вследствие этого представляется интересным рассмотреть возможность кооперативной спонтанной излучательной рекомбинации экситонов в алмазе, т.е. сверхизлучения, при которой мощность выходного сигнала существенно повышается за счет когерентного сложения электромагнитных полей, генерируемых отдельными экситонами. Рекомбинация экситонов в сверхизлучательном режиме ранее уже наблюдалась для нанокристаллов CdS, встроенных в полимер [7]. Однако в отличие от CdS алмаз является „непрямым“ полупроводником, максимум энергии валентной зоны в котором соответствует  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна (где квазиимпульс электронов  $\mathbf{p}$  равен нулю), а минимум зоны проводимости лежит на  $\Delta$ -направлении и отвечает  $\mathbf{p} \neq 0$  [4]. Вследствие этого рекомбинация свободного экситона в алмазе возможна лишь с излучением или поглощением фонона.

Цель данной работы — показать, что несмотря на его непрямую зонную структуру кооперативная рекомбинация экситонов в алмазе в принципе возможна, хотя и менее эффективна, чем в „прямых“ полупроводниках. Для этого в следующем разделе сформулирована математическая модель, описывающая динамику взаимодействия экситон-фононной системы в алмазе с электромагнитным полем. В третьем разделе приведены результаты ее численного анализа. В заключительном четвертом разделе обсуждены условия применимости использованной модели и подведены итоги настоящей работы.

## 2. Математическая модель

Пусть монокристаллы алмаза имеют сферическую форму с характерным диаметром  $I_c = 50$  нм и внедрены в замкнутую в кольцо полимерную пленку. Последняя представляет собой кольцевой резонатор с измеренной на его центральном радиусе (направление  $z$ ) длиной  $l = 108$  мкм (рис. 1) и поперечными размерами вдоль радиуса и перпендикулярно к плоскости рисунка, равными  $a \approx 160$  нм. Объем пленки  $V = la^2$ . Будем считать, что расстояние между монокристаллами алмаза много меньше их размеров, так что диэлектрическая проницаемость такой среды близка к диэлектрической проницаемости алмаза  $\epsilon$ , которая в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне равна 12.25 [4]. Кольцевая пленка погружена в чистый полимер, диэлектрическая проницаемость которого значительно меньше диэлектрической проницаемости алмаза. Поскольку поперечные размеры кольцевой пленки более чем вдвое превышают длину волны рекомбинационного излучения экситонов в алмазе, последнее за счет волноводного эффекта будет заключено в основном внутри кольцевой пленки, распространяясь вдоль нее без дифракции. Для его частичного вывода наружу в окрестности одной точки кольца волновод искусственно нарушен заменой чистого внешнего полимера на прямолинейную пленку-ответвитель из материала, который имеет большую



**Рис. 1.** Вид сверху на замкнутую в кольцо полимерную пленку с внедренными в нее монокристаллами алмаза (1), погруженную в чистый полимер (2). Также показаны прямолинейная полимерная пленка-ответвитель (3), используемая для вывода излучения из кольцевой пленки, и импульсы сверхизлучения (4), направление распространения которых указано стрелками.

диэлектрическую проницаемость, чем кольцевая пленка с внедренными в нее монокристаллами алмаза.

В дальнейших расчетах будет использоваться хорошо известная в теории сверхизлучения однонаправленная модель [8], в которой электромагнитное излучение описывается классически и считается, что в кольцевой пленке оно представлено лишь бегущей по часовой стрелке волной. Электрическое поле последней записывается в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t + ikz)/2 + \mathbf{E}_0^* \exp(i\omega t - ikz)/2,$$

где  $k \approx \sqrt{\epsilon}\omega/c$  — волновое число,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\mathbf{E}_0(t, z)$  — медленно (в масштабе  $\omega$  и  $k$ ) меняющаяся со временем  $t$  и координатой  $z$  амплитуда. Подавления встречной волны, бегущей против часовой стрелки, можно добиться подобно тому, как это делается в лазерах бегущей волны [9], т.е. внедрив в кольцевую пленку устройство, подобное ячейке Фарадея в комбинации с поляризаторами (на рис. 1 не показаны). Такое устройство позволяет увеличить потери для волны, бегущей против часовой стрелки, по сравнению с волной, бегущей по часовой стрелке, и тем самым значительно снизить возбуждение первой. Граничные условия для амплитуды  $\mathbf{E}_0(t, z)$  записываются в виде

$$\mathbf{E}_0(t, z = 0) = \text{tr} \mathbf{E}_0(t, z = l) \exp(ikl), \quad (1)$$

где  $\text{tr}$  — коэффициент „сохранения“ волны в кольцевом резонаторе после прохождения ею выводного участка. Для дальнейших расчетов примем, что  $\text{tr} = 0.6$ .

Экситон-фононная система может находиться в трех квантовых состояниях: состояние 3 соответствует „непрямому“ экситону с квазиимпульсом центра масс  $\mathbf{p} \neq 0$ , образованному дыркой в окрестности максимума валентной зоны ( $\Gamma$ -точка) и электроном в окрестности минимума зоны проводимости (точка на  $\Delta$ -направлении), и отсутствию поперечного оптического фонона, имеет энергию  $E_3 = 5.5 - 0.08$  эВ (ширина запрещенной зоны алмаза минус энергия связи экситона). Состояние 2 отвечает „прямому“ экситону с квазиимпульсом центра масс  $\mathbf{p} = 0$ , состоящему из дырки в окрестности  $\Gamma$ -точки валентной зоны и электрона в окрестности  $\Gamma$ -точки зоны проводимости, в который переходит „непрямой“ экситон после излучения поперечного оптического фонона, и одному поперечному оптическому фонону с квазиимпульсом  $\hbar\mathbf{q}$ , равным квазиимпульсу центра масс экситона в состоянии 3, и имеет энергию  $E_2 = 6.02 + \hbar\omega_p - 0.08$  эВ (энергия перехода из  $\Gamma$ -точки зоны проводимости в  $\Gamma$ -точку валентной зоны плюс энергия поперечного оптического фонона  $\hbar\omega_p$  и минус энергия связи экситона). Состояние 1 соответствует отсутствию экситона после рекомбинации составлявших его электрона и дырки и одному поперечному оптическому фонону с квазиимпульсом  $\hbar\mathbf{q}$  и имеет энергию  $E_1 = \hbar\omega_p$ . Отметим, что можно ограничиться учетом только одного промежуточного между состояниями 3 и 1 состояния 2 экситон-фононной системы, поскольку все другие (кроме 2) состояния, в которые она может перейти из начального состояния 3, являются „непрямыми“, т.е. соответствуют неравному нулю квазиимпульсу центра масс экситона  $\mathbf{p}$ . Соответствующий таким состояниям экситон вследствие закона сохранения квазиимпульса рекомбинировать с испусканием фотона не может. Поэтому такие состояния не участвуют в рассматриваемом процессе кооперативной излучательной рекомбинации экситонов и в настоящей работе не учитываются.

Будем описывать состояние такой экситон-фононной системы матрицей плотности  $\hat{\rho}(t, z)$ , подчиняющейся известному уравнению фон Неймана [9]. Будучи расписанным для компонент  $\rho_{ij} \equiv \rho_{ji}^*$ ,  $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} \equiv 1$  согласно процедуре, подробно изложенной, например, в [10], последнее в представлении взаимодействия с учетом лишь резонансных слагаемых в гамильтониане взаимодействия с электромагнитным полем имеет следующий вид:

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = \exp\left[\frac{it(E_2 - E_3 + \hbar\omega_p)}{\hbar}\right] \sqrt{\frac{\Xi^2 \hbar}{2\eta\omega_p V_c}} \rho_{31} - \exp\left[\frac{it(E_2 - E_1 - \hbar\omega)}{\hbar}\right] \frac{\mathbf{d}\mathbf{E}_0}{2} (\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (2)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = \exp\left[-\frac{it(E_2 - E_3 + \hbar\omega_p)}{\hbar}\right] \sqrt{\frac{\Xi^2 \hbar}{2\eta\omega_p V_c}} \rho_{21} - \exp\left[\frac{it(E_2 - E_1 - \hbar\omega)}{\hbar}\right] \frac{\mathbf{d}\mathbf{E}_0}{2} \rho_{32}, \quad (3)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} = \exp\left[-\frac{it(E_2 - E_3 + \hbar\omega_p)}{\hbar}\right] \sqrt{\frac{\Xi^2 \hbar}{2\eta\omega_p V_c}} (\rho_{22} - \rho_{33}) - \exp\left[-\frac{it(E_2 - E_1 - \hbar\omega)}{\hbar}\right] \frac{\mathbf{d}^* \mathbf{E}_0}{2} \rho_{31}, \quad (4)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = \sqrt{\frac{\Xi^2 \hbar}{2\eta\omega_p V_c}} \left\{ \rho_{23} \exp\left[-\frac{it(E_2 - E_3 + \hbar\omega_p)}{\hbar}\right] - \rho_{32} \exp\left[\frac{it(E_2 - E_3 + \hbar\omega_p)}{\hbar}\right] \right\}, \quad (5)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = \frac{\mathbf{d}\mathbf{E}_0}{2} \rho_{12} \exp\left[\frac{it(E_2 - E_1 - \hbar\omega)}{\hbar}\right] - \frac{\mathbf{d}^* \mathbf{E}_0}{2} \rho_{21} \exp\left[-\frac{it(E_2 - E_1 - \hbar\omega)}{\hbar}\right]. \quad (6)$$

Здесь для гамильтониана взаимодействия входящего в состав экситона электрона с оптическими фононами использовано выражение

$$\hat{H}_{e-ph} = [\Xi^2 \hbar / (2\eta\omega_p V_c)]^{1/2} [\hat{b} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\omega_p t) + \hat{b}^+ \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r} + i\omega_p t)],$$

приведенное, например, в [11], где  $\hat{b}, \hat{b}^+$  — операторы уничтожения и рождения поперечного оптического фонона с квазиволновым вектором  $\mathbf{q}$ ,  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор электрона,  $\Xi \approx 10^9$  эВ/см — константа оптического потенциала деформации, описывающая электрон-фононное взаимодействие в алмазе [12],  $V_c \equiv 4\pi(l_c/2)^3/3$  — объем монокристалла алмаза,  $\eta = 3.5$  г/см<sup>3</sup> — плотность алмаза [4];  $\mathbf{d} = \mathbf{d}_{cv} \sqrt{V_c / (\pi r_e^3)}$  — дипольный момент рекомбинационного перехода „прямого“ экситона, образованного электроном и дыркой в окрестности  $\Gamma$ -точки [13];  $r_e \approx 0.85$  нм — радиус основного состояния экситона [14],  $\mathbf{c}_{cv}$  — дипольный момент межзонного перехода в  $\Gamma$ -точке,  $d_{cv} \approx 3.7$  Д (1 Д =  $10^{-18}$  ед. СГСЭ) [15].

Амплитуда электрического поля  $\mathbf{E}_0$  определяется из волнового уравнения, укороченного по вторым производным от нее по  $t$  и  $z$ :

$$\partial \mathbf{E}_0 / \partial t + (c/\sqrt{\epsilon}) \partial \mathbf{E}_0 / \partial z = (2\pi i \omega / \epsilon) \exp[it(E_1 - E_2 + \hbar\omega)/\hbar] \mathbf{P}_0, \quad (7)$$

где  $\mathbf{P}_0 = 2\mathbf{d}^* n \rho_{21}$  — амплитуда создаваемой экситонами поляризации

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 \exp[it(E_1 - E_2)/\hbar + ikz]/2 + \mathbf{P}_0^* \exp[-it(E_1 - E_2)/\hbar - ikz]/2$$

и в правой части в коэффициенте перед  $\exp[it(E_1 - E_2 + \hbar\omega)/\hbar] \mathbf{P}_0$  положено  $(E_2 - E_1)^2 / (\hbar^2 \omega) \approx \omega$ . Мощность выходящего из кольцевого резонатора излучения  $W$  находится по очевидной формуле:

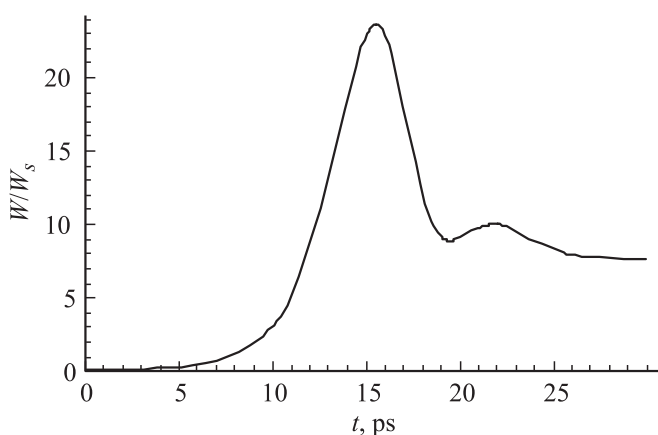
$$W = c\sqrt{\epsilon} |\mathbf{E}_0(t, z = l)|^2 (1 - |\text{tr}|^2) a^2 / (8\pi).$$

Для решения системы уравнений (2)–(7) с граничным условием (1) необходимо задать еще начальные условия, т.е. величины  $\hat{\rho}(0, z)$  и  $\mathbf{E}_0(0, z)$ . Будем считать, что  $\mathbf{E}_0(0, z) = 0$  и, согласно [16],  $\rho_{11}(0, z) = \rho_{22}(0, z) = 1/N$ ,  $\rho_{33}(0, z) = 1 - 2/N$ ,  $\rho_{21}(0, z) = 1/N$  и  $\rho_{31}(0, z) = \rho_{32}(0, z) = \sqrt{1 - 2/N}/\sqrt{N}$ , т.е. в начальный момент времени заполнения состояний 1 и 2 и когерентности на переходах между ними, а также между ними и состоянием 3, асимптотически малы.

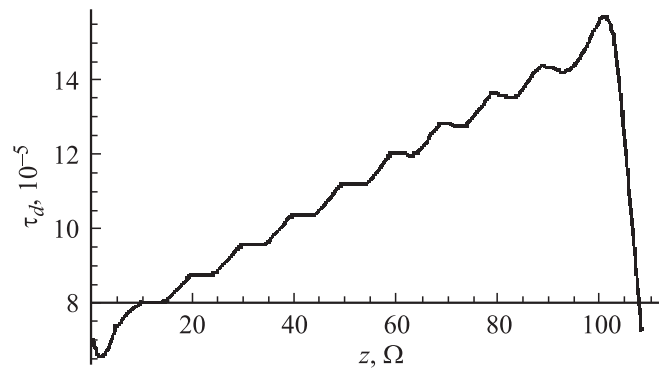
### 3. Результаты численного анализа

Пусть с помощью импульсного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения с энергией фотонов, превышающих ширину запрещенной зоны алмаза, в монокристаллах создается начальная концентрация свободных экситонов  $n = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [17]. Поскольку расстояния между монокристаллами в кольцевой пленке много меньше их размеров, эту величину можно принять и за среднюю начальную концентрацию свободных экситонов в кольцевом резонаторе. При такой начальной концентрации экситоны за счет их взаимодействия друг с другом еще не разрушаются и фазовый переход Мотта диэлектрический экситонный газ–проводящая электрон-дырочная плазма еще не происходит [17].

Решая численно приведенную выше систему уравнений, можно показать, что при указанных выше стартовых условиях мощность кооперативного спонтанного рекомбинационного излучения (т.е. сверхизлучения) свободных экситонов через время задержки  $\tau_d = 15.5$  пс достигнет максимума и более чем на порядок превысит мощность некогерентного спонтанного рекомбинационного излучения  $W_s$  такого же начального количества свободных экситонов (рис. 2). Длительность импульса сверхизлучения  $\tau_p$  по половинной мощности будет равняться 5.3 пс. При этом из рис. 3 видно, что до момента  $\tau_d$ , когда мощность выходного излучения максималь-



**Рис. 2.** Зависимость от времени мощности выходящего из кольцевого резонатора сверхизлучения  $W$ , нормированной на мощность  $W_s$  некогерентного спонтанного рекомбинационного излучения такого же начального количества свободных экситонов.



**Рис. 3.** Зависимость от продольной координаты  $z$  населенности первого уровня в момент максимальной мощности сверхизлучения  $t = \tau_d$ .

на, рекомбинирует лишь 0.007–0.015% от начального числа экситонов. Таким образом, вследствие слабости электрон-фононного взаимодействия кооперативная рекомбинация „непрямых“ экситонов в алмазе оказывается значительно менее эффективной, чем отдача накопленной в среде энергии при обычном сверхизлучении в двухуровневых системах [3].

### 4. Заключение

Для практической реализации предложенного метода генерации импульсов ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения необходимо, чтобы, во-первых, время релаксации создаваемой экситонами поляризации каждого отдельного монокристалла было больше (или по крайней мере порядка)  $\tau_d$  и, во-вторых, чтобы разброс частот электромагнитных полей, излучаемых экситонами, находящимися в разных монокристаллах, за время задержки  $\tau_d$  не приводил к их заметной расфазировке, т.е. чтобы произведение  $\Delta\omega\tau_d$  не превосходило значительно единицу.

Пусть температура кристаллической решетки образца поддерживается на уровне 0.5 К и энергия фотонов возбуждающего излучения лишь ненамного превосходит сумму ширины непрямой запрещенной зоны алмаза и энергии поперечного оптического фонона, так что характерная начальная температура экситонов не превышает 0.5 К. При такой температуре определяемая тепловой энергией характерная ширина линии их рекомбинационного излучения [17] будет соответствовать времени релаксации создаваемой экситонами поляризации каждого отдельного монокристалла около 15 пс. Это время оказывается близким к времени задержки  $\tau_d$  и, таким образом, первое из указанных выше условий по порядку величины выполняется.

Величина  $\Delta\omega$  обусловлена дисперсией частоты поперечного оптического фонона, значения квазиимпульса которого для различных монокристаллов различаются на величину порядка  $\pi\hbar/l_c$ , а также флуктуациями размеров самих монокристаллов алмаза  $\Delta l_c$ , которые

приводят к изменению ширины его запрещенной зоны на величину около  $3 \cdot 2(\Delta l_c/l_c)(\hbar\pi/l_c)^2/(2m)$ , где  $m$  — масса свободного электрона. Оценки, основанные на данных [4] и предположении, что  $\Delta l_c/l_c \approx 0.1$ , показывают, что для рассматриваемой системы произведение  $\Delta\omega\tau_d \approx 1$  и, таким образом, второе из указанных выше условий по порядку величины также выполняется. Однако, поскольку оба эти условия выполняются „без запаса“, все полученные выше без учета однородного и неоднородного уширения линии рекомбинационного излучения экситонов результаты могут рассматриваться лишь в качестве оценок.

Здесь следует также отметить, что формирование электрон-дырочной жидкости, которое должно происходить при рассматриваемых низких температурах и высоких концентрациях экситонов, протекает на временах около 50 пс [17] и, следовательно, не может влиять на рассматриваемый процесс сверхизлучения, происходящий за время порядка  $\tau_d = 15.5$  пс.

Необходимо также заметить, что в настоящей работе не учитывается рекомбинация экситонов, связанная с поверхностными дефектами нанокристаллов алмаза. Однако, как известно [18], даже, как правило, в более чистых кремниевых нанокристаллах она становится существенной лишь при размерах последних, не превышающих нескольких нанометров, тогда как в данной работе рассматриваются нанокристаллы алмаза с размерами порядка 50 нм.

Таким образом, в данной работе показано, что, несмотря на то что алмаз является „непрямым“ полупроводником, рекомбинация свободных экситонов в нем может происходить в кооперативном режиме, хотя и с гораздо меньшей эффективностью, чем в случае обычного сверхизлучения в двухуровневых системах. Этот режим можно реализовать, внедрив монокристаллы алмаза с характерными линейными размерами в несколько десятков нанометров в полимерную пленку и создав в них источником импульсного излучения экситонный газ с высокой плотностью, превышающей  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Рассмотренный процесс кооперативной рекомбинации свободных экситонов в алмазе может быть использован для генерации пикосекундных импульсов ультрафиолетового и мягкого рентгеновского электромагнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 13-02-97130-р\_поволжье\_а, 11-02-00364-а и 12-02-00855-а), Совета по грантам президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ (грант НШ-4185.2012.2) и исследовательского центра „Масштабируемая материальная база для работы с большими объемами информации“ Сколковского института науки и технологии.

## Список литературы

- [1] M.J. Weber. *Handbook of Laser Wavelengths* (Boca Raton, CRC Press LLC, 1999).
- [2] N. Wang, R. Wang, H. Teng, D. Li, Z. We. *Appl. Optics*, **51** (12), 1905 (2012).

- [3] А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский. *Кооперативные явления в оптике* (М., Наука, 1988). [Анг. пер. A.V. Andreev, V.I. Emelyanov, Yu.A. Iliinskii. *Cooperative Effects in Optics* (Bristol and Philadelphia, IOP Publ., 1993)].
- [4] O. Madelung. *Semiconductors: Data Handbook* (Berlin, Springer, 2004).
- [5] T. Makino, H. Kato. *Optoelectronic Devices Using Homoepitaxial Diamond p-n and p-i-n junctions*. In: *CVD Diamond for Electronic Devices and Sensors*, ed. by R.S. Sussmann (Chichester, John Wiley & Sons, Ltd., 2009) p. 379.
- [6] A. Fujii, K. Takiyama, R. Maki, T. Fujita. *J. Luminesc.* **94–95**, 355 (2001).
- [7] K. Misawa, H. Yao, T. Hayashi, T. Kobayashi. *J. Cryst. Growth*, **117**, 617 (1992).
- [8] В.В. Железняков, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский. *УФН*, **159** (2), 193 (1989). [Анг. пер. V.V. Zheleznyakov, V.V. Kocharovskii, V.I.V. Kocharovskii. *Sov. Phys. Usp.*, **32** (10), 835 (1989)].
- [9] Я.И. Ханин. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1999) гл. 2. [Анг. пер. Ya.I. Khanin. *Fundamentals of Laser Dynamics* (Cambridge, Cambridge International Science Publishing, 2004) ch. 2].
- [10] Р. Пантел, Г. Путхоф. *Основы квантовой электроники* (М., Мир, 1972) гл. 1, 2. [Анг. изд. R.H. Pantell, H.E. Puthoff. *Fundamentals of Quantum Electronics* (N.Y., John Wiley & Sons, Inc., 1969) ch. 1, 2].
- [11] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977) гл. 14.
- [12] K. Tsukioka. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40** (pt 1, no. 5A), 3108 (2001).
- [13] R.J. Elliott. *Phys. Rev.*, **108** (6), 1384 (1957).
- [14] S.J. Sharp, A.T. Collins, G. Davies, G.S. Joyce. *J. Phys.: Condens. Matter*, **9** (33), L451 (1997).
- [15] В.В. Соболев, А.П. Тимонов, В.Вал. Соболев. *Оптика и спектр.*, **88** (6), 970 (2000). [Анг. пер. V.V. Sobolev, A.P. Timonov, V.Val. Sobolev. *Opt. and Spectrosc.*, **88** (6), 883 (2000)].
- [16] D. Polder, M.F.H. Schuurmans, Q. Vreken. *Phys. Rev. A*, **19** (3), 1192 (1979).
- [17] M. Nagai, R. Shimano, K. Horiuchi, M. Kuwata-Gonokami. *Phys. Rev. B*, **68** (8), 081 202(R) (2003).
- [18] T. Schmidt, A.I. Chizhik, A.M. Chizhik, K. Potrick, A.J. Meixner, F. Huisken. *Phys. Rev. B*, **86** (12), 125 302 (2012).

Редактор Т.А. Полянская

## **Simulation of the generation of ultraviolet and soft X-ray pulses in the result of the cooperative recombination of excitons in diamond nanocrystals embedded in a polymer film**

*V.A. Kukushkin*

Institute of Applied Physics,  
Russian Academy of Science,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** By means of numerical simulation it is shown that recombination of free excitons, photoexcited in diamond nanocrystals, embedded in a polymer film, can proceed in the cooperative regime. It is concluded that this regime can realize in spite of the fact that diamond is an „indirect“ semiconductor. It is demonstrated that under the cooperative recombination of free excitons the power of the generated radiation in the pulse peak can be more than an order of magnitude exceed that of the incoherent spontaneous emission of the same initial number of free excitons. In result it is shown that the considered process can be used for the generation of picosecond pulses of ultraviolet and soft X-ray electromagnetic field at wavelength 235 nm.