

Экситонные состояния и фотолюминесценция кремниевых и германиевых нанокристаллов в матрице Al_2O_3

© И.М. Купчак, Ю.В. Крюченко, Д.В. Корбутяк, А.В. Саченко,
Э.Б. Каганович[†], Э.Г. Манойлов, Е.В. Бегун

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

(Получена 11 сентября 2007 г. Принята к печати 30 октября 2007 г.)

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию излучательных процессов в нульмерных кремниевых и германиевых наноструктурах, состоящих из системы нанокристаллов Si или Ge, погруженных в матрицу оксида алюминия. Пленки Al_2O_3 с квантовыми точками Si, Ge получены методом импульсного лазерного осаждения. Измерены их спектры фотолюминесценции с временным разрешением в диапазоне энергий фотонов 1.4–3.2 эВ и времен релаксации фотолюминесценции 50 нс–20 мкс. Рассчитаны энергии связи экситонов и энергии излучательных экситонных переходов с учетом конечности высоты барьеров и поляризации гетерограницы. Рассчитаны также спектры экситонной фотолюминесценции с учетом эффекта квантово-мезоскопических флуктуаций и возможной немонотонной зависимости излучательного бесфонного времени жизни экситонов от размеров квантовых точек. Наблюдающееся согласие измеренных и рассчитанных спектров фотолюминесценции позволило подтвердить ее экситонную природу и определить параметры модели фотолюминесценции исследуемых наноструктур.

PACS: 78.55.Nx, 78.67.Bf, 81.07.Ta, 81.15.Fg, 81.16.Mk, 81.40.Tv

1. Введение

Одним из исследуемых объектов нанопизики являются пленки с квантовыми точками (КТ), представляющими собой нанокристаллы непрямозонных полупроводников — кремния и германия. Они обладают фотолюминесценцией (ФЛ) в видимой области спектра при комнатной температуре. Установлено, что природа видимой ФЛ связана с квантово-размерным эффектом в кремниевых и германиевых нанокристаллах (НК), которые погружены в матрицы их окислов. Большинство работ посвящено исследованию пленок оксида кремния, содержащих НК Si. Ведется поиск альтернативных матриц, в которых ширина запрещенной зоны была бы достаточной для формирования потенциального барьера на границе НК Si или Ge и матрицы, при этом значение диэлектрической проницаемости должно быть таким, чтобы обеспечить эффект диэлектрического усиления, а также высокую плотность НК. К материалу барьерного слоя КТ предъявляются также требования термодинамической стабильности, отсутствия взаимодействия с материалом НК и др.

В литературе имеются единичные сообщения [1] о наблюдении ФЛ в видимой области спектра при комнатной температуре в пленках, содержащих наночастицы Si в матрице Al_2O_3 . Выбор барьерного слоя Al_2O_3 для кремниевых КТ определяется тем, что его диэлектрическая проницаемость ($\epsilon = 9$) больше по сравнению с SiO_2 , что позволяет увеличить плотность НК Si, уменьшить толщину оксида без ухудшения условий пространственного ограничения экситонов. С использованием матрицы Al_2O_3 интенсивность ФЛ пленок при старении на воздухе не изменялась в течение 120 дней.

Если для КТ Si (Ge), погруженных в матрицу SiO_2 (GeO_2), хотя бы в первом приближении были рассчитаны спектры экситонных состояний, то, насколько нам известно, на сегодняшний день в литературе отсутствуют данные о значениях энергии связи экситонов и какие-либо расчеты характеристик спектров экситонной ФЛ в наноструктурах, образованных КТ Si, Ge в матрице Al_2O_3 .

В наших предыдущих работах был проведен расчет энергии связи экситонов и спектров экситонной ФЛ систем с НК Si/ SiO_2 , Ge/ GeO_2 , Ge/ SiO_2 [2–4]. Методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) были получены фотолюминесцентные пленки таких систем [5,6], и показано, что между рассчитанными и измеренными спектрами экситонной ФЛ [2–6] имеется хорошее согласие.

Цель данной работы — теоретически и экспериментально изучить фотолюминесцентные свойства КТ Si, Ge в барьерном слое Al_2O_3 и сопоставить их с ранее исследованными системами НК Si, Ge в матрице SiO_2 .

2. Эксперимент

Метод импульсного лазерного осаждения использовался нами ранее для получения пленок SiO_2 и GeO_2 , содержащих НК Si и Ge. Одним из преимуществ этого метода является возможность формирования КТ в матрицах различного типа, в частности в матрицах широкого класса окислов. В [1] методом ИЛО были получены сэндвич-наноструктуры $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$. Они обладали ФЛ с максимумом интенсивности при 318–347 нм и в области 680 нм только после отжига в вакууме ($6 \cdot 10^{-8}$ Па) при температуре 500°C в течение 1 ч. В данной работе пленки Al_2O_3 , содержащие НК Si или

[†] E-mail: dept_5@isp.kiev.ua

Ge, были получены одностадийным методом ИЛО, не требующим последующего отжига для активации ФЛ.

Пленки осаждали из обратного потока частиц эрозийного факела в вакуумной камере, содержащей аргон при давлениях в диапазоне значений 15–200 Па. Луч YAG:Nd³⁺-лазера сканировал мишень (длина волны 1.06 мкм, энергия в импульсе 0.2 Дж, длительность импульсов 8 нс, частота повторения 25 Гц). Состав мишени — (Ge или Si) + Al. Часть пленок легировали золотом в процессе их формирования, для чего использовали мишень с предварительно нанесенной пленкой золота толщиной в десятки нанометров, площадь поверхности которой составляла ~1% от поверхности мишени. Подложку из монокристаллического кремния располагали в плоскости мишени. Толщины пленок не превышали 1 мкм. Времена осаждения составляли не более 1 ч.

Спектры ФЛ с временным разрешением измеряли в диапазоне энергий фотонов $h\nu = 1.4\text{--}3.2\text{ эВ}$ при возбуждении излучением азотного лазера с длиной волны $\lambda = 337\text{ нм}$ и длительностью импульсов 8 нс. Проводилась стробоскопическая регистрация сигнала ФЛ с минимальной шириной строба 250 нс в режиме счета фотонов.

Пленки имели вид клина по толщине, с большей толщиной вблизи оси эрозийного факела. С удалением от оси факела уменьшались как толщина пленки, так и размеры НК. По данным атомно-силовой микроскопии, сепарация НК по размерам зависела от способа вращения подложки и давления рабочего газа. С уменьшением давления аргона до 10–15 Па на расстоянии 15–20 мм от оси факела размеры НК достигали нескольких нанометров. С увеличением интенсивности облучения Ge-мишени от 5 до 20 Дж/см² размер НК Ge несколько увеличивался. Размер НК немного увеличивался и при легировании пленок золотом. С одной стороны, золото является центром кристаллизации НК, а с другой — способствует окислению НК.

Без введения золота пленки обладали небольшой интенсивностью ФЛ, спектр находился в высокоэнергетической области (рис. 1, кривые 1, 2). Времена релаксации ФЛ составляли $\tau = 100\text{--}250\text{ нс}$. Большие времена (~500–1000 нс) имели пленки, подвергнутые окислению в результате хранения на воздухе. Как показали исследования инфракрасных спектров пропускания, наряду с фазой Al₂O₃ такие пленки содержат соответственно фазу GeO_x или SiO_x, степень стехиометрии которой возрастает при хранении пленок на воздухе или их легировании золотом. Благодаря большому значению электронного сродства атомы золота эффективно пассивируют ненасыщенные оборванные связи Si, Ge. Так как относительно большую роль оборванные связи играют на поверхности более крупных НК, то легирование золотом позволяет проявиться излучению таких более крупных НК в низкоэнергетической части спектра ФЛ (рис. 1, кривые 3, 4). Интенсивность ФЛ возрастает не только за счет вклада пассивированных крупных

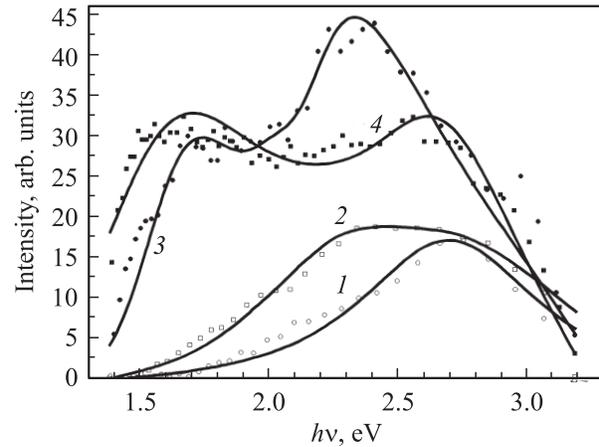


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции в диапазоне времен релаксации $0 < \tau < 250\text{ нс}$ нелегированных пленок Al₂O₃ (1, 2) и легированных золотом (3, 4), содержащих нанокристаллы Ge (1, 3) и Si (2, 4). Точки — эксперимент, сплошные кривые — расчет.

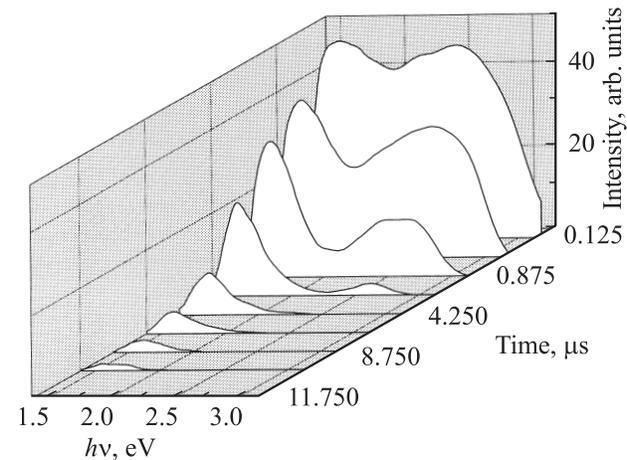


Рис. 2. Кинетика фотолюминесценции пленки с НК в системе Si/Al₂O₃ (Au).

НК, но и за счет подавления безызлучательного канала рекомбинации, связанного с оборванными связями Si, Ge в фазах матрицы SiO_x и GeO_x соответственно. При легировании золотом пленки с НК в системах Si/Al₂O₃ (Au) и Ge/Al₂O₃ (Au) обладали эффективной ФЛ в широкой области спектра от 1.4 до 3.2 эВ. Времена релаксации ФЛ достигали нескольких десятков микросекунд (рис. 2). Из рис. 2 видно, что кинетика ФЛ таких пленок аналогична кинетике ФЛ пленок в системе Si/SiO₂ (Au).

Более широкая высокоэнергетическая полоса характеризуется быстрой кинетикой релаксации, в то время как более узкая низкоэнергетическая — медленной кинетикой. Отличительной особенностью исследованных пленок Si/Al₂O₃, Ge/Al₂O₃ является очень высокая (не хуже 99%) стабильность ФЛ как при длительном хранении пленок на воздухе, так и при воздействии

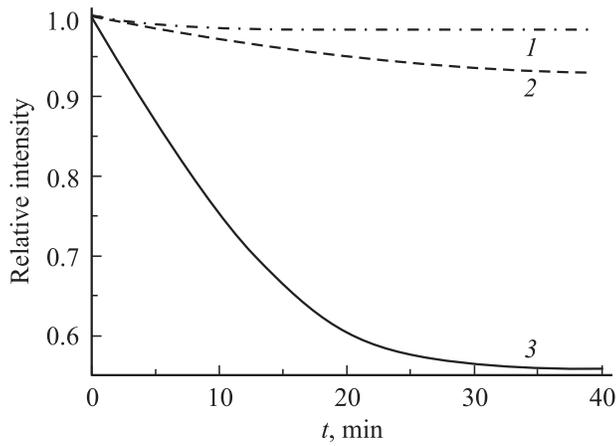


Рис. 3. Нестабильность фотолюминесценции во времени t при возбуждении лучом азотного лазера нанокристаллических пленок: 1 — Si/Al₂O₃, 2 — Si/SiO₂(Au), 3 — Si/SiO₂.

лазерного возбуждения. Рис. 3 позволяет провести сравнительный анализ стабильности ФЛ пленок Si/Al₂O₃ (кривая 1), Si/SiO₂(Au) (кривая 2) и Si/SiO₂ (кривая 3) при воздействии лучом азотного лазера ($\lambda = 337$ нм). Наглядно видно преимущество использования матрицы Al₂O₃ для достижения стабильной ФЛ.

3. Теория и сравнение с экспериментом

3.1. Расчет спектра электронно-дырочных возбуждений в системах Si/Al₂O₃, Ge/Al₂O₃

Квазисвободные электронно-дырочные пары в КТ могут существовать только при условии $D > 2a_B$, где D — диаметр КТ, a_B — боровский радиус объемного экситона Ванье–Мотта ($a_B = 4.2$ нм в Si и $a_B \approx 20$ нм в Ge). Если $D > 2a_B$, то в КТ фактически существуют только экситоны (или, другими словами, скоррелированные кулоновским взаимодействием электронно-дырочные пары). Другим условием проявления экситонов является выполнение неравенства $E_x \gg kT$, где k — постоянная Больцмана, T — температура, E_x — энергия связи экситона в КТ.

Для расчета экситонных спектров КТ Si и Ge в матрице Al₂O₃ мы воспользовались методикой, развитой в работе [2]. Предполагается, что наиболее низкие по энергии дырочные состояния КТ Si происходят из состояний тяжелых дырок Г-долины зоны Бриллюэна кремния, тогда как электронные — из состояний энергетических минимумов зоны проводимости кремния, т. е. из состояний X-долин в окрестности точек зоны Бриллюэна типа $\mathbf{k}_0 = 0.85(2\pi/a)[1, 0, 0]$. Экситонные состояния в КТ Ge формируются наименьшими по энергии состояниями тяжелых дырок, происходящими из Г-долины зоны Бриллюэна германия, и состояниями электронов L-долин в окрестности точек зоны Бриллюэна типа

$\mathbf{k}_0 = \pi/a [1,1,1]$, отвечающих минимумам зоны проводимости германия. Волновые функции таких экситонных состояний записывались в виде произведения

$$\Phi = \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r}_e)\psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h), \quad (1)$$

где \mathbf{r}_e и \mathbf{r}_h — электронная и дырочная координаты. Огибающие волновые функции $\psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ экситонных состояний в КТ радиуса R в приближении изотропных эффективных масс являются при этом решениями следующего уравнения Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e(r_e)}\Delta_e - \frac{\hbar^2}{2m_h(r_h)}\Delta_h + U_s(r_e) + U_s(r_h) + U_c(r_e) + U_v(r_h) + U_{eh}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \right] \psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = (E - E_g)\psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h). \quad (2)$$

В этом уравнении составляющие потенциальной энергии $U_c(r)$ и $U_v(r)$ описывают барьеры для электронов и дырок вследствие разрыва зон проводимости и валентной зоны на гетерогранице полупроводник–диэлектрик ($U_{c,v}(r) = 0$ при $r < R$ и $U_{c,v}(r) = U_{c,v}$ при $r > R$), $E_g = 1.12$ и 0.67 эВ — ширины запрещенных зон объемных кремния и германия соответственно при комнатной температуре. Слагаемое $U_{eh}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ является потенциальной энергией электростатического кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой и определяется из уравнения Пуассона $\text{div}_r[\varepsilon(\mathbf{r})\nabla_r U(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] = 4\pi e^2\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$. Потенциальные энергии самовоздействия U_s описывают взаимодействие носителей заряда со своими собственными электростатическими изображениями (т. е. с наведенной поляризацией).

Огибающие волновые функции $\psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ в первом приближении искались в виде разложения по произведениям одночастичных волновых функций размерного квантования электрона и дырки в прямоугольных сферических потенциальных ямах со смещенным на величину $U_s(0) = e^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(2\varepsilon_1\varepsilon_2R)$ ($\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — диэлектрические проницаемости полупроводника и матрицы) дном:

$$\psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \sum_{ij} C_{ij}\varphi_{e_i}^*(\mathbf{r}_e)\varphi_{h_j}(\mathbf{r}_h), \quad (3)$$

где i и j — наборы квантовых чисел, которые характеризуют состояния размерного квантования электронов и дырок в КТ.

Энергетический спектр экситонных состояний E_{xN} (где $N = 0, 1, 2, \dots$ — квантовые числа, характеризующие эти состояния) и соответствующие волновые функции этих возбуждений находились стандартным образом из условия разрешимости системы алгебраических уравнений для коэффициентов разложения C_{ij} выражения (3).

На рис. 4 показаны рассчитанные зависимости от диаметра D кремниевых и германиевых КТ в матрице Al₂O₃ энергии основного экситонного перехода $E_{x,0}$

Таблица 1. Параметры материалов, используемые в расчетах

Материал	m_e/m_0	m_h/m_0	E_g , эВ	U_c , эВ	U_v , эВ	ϵ
Ge	0.123	0.33	0.67	2.92	5.21	16
Si	0.25	0.5	1.17	2.8	4.83	11.7
Al ₂ O ₃	1.0	1.0	8.8	—	—	9

Примечание. m_e, m_h — эффективные массы электронов и дырок, m_0 — масса свободного электрона.

(кривые 1' и 2') и энергии связи экситона E_x (кривые 1 и 2). Для сравнения приведены также рассчитанные нами ранее [2,4] зависимости $E_{x0}(D)$ (кривые 3' и 4') и $E_x(D)$ (кривые 3 и 4) для НК Si и Ge в матрице SiO₂. Используемые при расчетах значения параметров приведены в табл. 1.

Как видно из рис. 4, энергии связи экситонов для пленок Al₂O₃ с КТ Si (кривая 1) при самых малых размерах НК Si достигают значений $E_x \approx 300$ мэВ, а с КТ Ge — несколько меньше. Энергии экситонных переходов для пленок Al₂O₃ с КТ Si, Ge с уменьшением размеров НК до самых малых приобретают величины $E_{x0} \approx 3$ эВ. Значения как E_x , так и E_{x0} для пленок Al₂O₃ меньше, чем для пленок SiO₂.

С увеличением диэлектрической проницаемости барьерного слоя вокруг КТ проявление диэлектрического усиления электронно-дырочного взаимодействия снижается. Для барьерного слоя Al₂O₃ эффект значительно меньше, чем для слоя SiO₂, поэтому значение E_x для пленок Al₂O₃ меньше, чем для SiO₂. Большая энергия оптических переходов для пленок SiO₂ по сравнению с пленками Al₂O₃ объясняется тем, что поляризационные эффекты самовоздействия (взаимодействия зарядов с собственными электростатическими изображениями) с уменьшением диэлектрической проницаемости барьерного слоя КТ усиливаются, а для малых значений доминируют. При малых размерах КТ значения E_{x0} в значительной степени определяются диэлектрическими свойствами матрицы, и в пределе достаточно малых размеров они совпадают для КТ Si и Ge в одинаковых матрицах (см. рис. 4, кривые 1', 2' и 3', 4').

3.2. Расчет спектров экситонной фотолюминесценции и сравнение с экспериментом

Из рис. 4 видно, что в интересующей нас видимой и ближней инфракрасной области спектр ФЛ определяется квантовыми точками Si и Ge, имеющими размеры меньше 5 нм ($D < 2a_B$), которым соответствуют значения энергии связи экситонов $E_x \gg kT$ даже при комнатной температуре. При этом выполняются оба условия: и существования экситонов, и отсутствия теплового размытия их проявления.

Расчет экситонных спектров ФЛ для данных систем проводили по методике [2]. Уравнение генерационно-

рекомбинационного баланса для отдельной КТ диаметром D представлялось в виде

$$\frac{dn_x(D)}{dt} + \frac{n_x(D)}{\tau_x(D)} = c\alpha(D)D^3I, \quad (4)$$

где $n_x(D)$ — полное количество экситонов в КТ, находящихся в основном энергетическом состоянии, I — интенсивность освещения, $\alpha(D)$ — коэффициент поглощения, $c \sim \pi/6$ — формфактор для сферических КТ, $\tau_x(D)$ — полное время жизни экситонов в КТ; $1/\tau_x(D) = 1/\tau_{rx}^d(D) + 1/\tau_{rx}^i(D) + 1/\tau_{nx}(D)$, $\tau_{nx}(D)$ — безызлучательное время жизни экситонов, $\tau_{rx}^d(D)$ и $\tau_{rx}^i(D)$ — характеристические времена излучательных псевдопрямых (без участия фононов) и непрямых (с участием фононов) экситонных переходов соответственно.

В стационарном случае

$$n_x(D) = c\alpha(D)D^3I\tau_x(D). \quad (5)$$

Интегральная интенсивность экситонной линии ФЛ, соответствующая энергии экситонного перехода $E(D)$, в этом случае равна

$$\mathfrak{J}_{PL}(E) = c\alpha(D)D^3I\tau_x(D)/\tau_{rx}(D), \quad (6)$$

где $\tau_{rx}(D)$ — полное характеристическое время излучательного экситонного перехода, $1/\tau_{rx}(D) = 1/\tau_{rx}^i(D) + 1/\tau_{rx}^d(D)$.

Разброс КТ по их размерам D в первом приближении можно описать распределением Гаусса

$$f_G(D, \bar{D}, \sigma) = (1/\sqrt{2\pi}\sigma) \exp[-(D - \bar{D})^2/2\sigma^2], \quad (7)$$

где σ — среднеквадратичный разброс размеров КТ в окрестности наиболее вероятного размера \bar{D} . Кроме уширения полос ФЛ вследствие наличия КТ разных

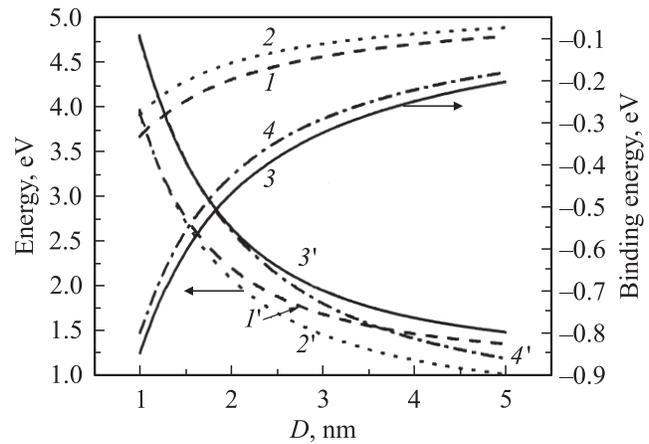


Рис. 4. Рассчитанные энергии связи экситонов (1–4) и энергии излучательных экситонных переходов (1'–4') для нанокристаллических пленок Si/Al₂O₃ (1, 1'), Ge/Al₂O₃ (2, 2'), Si/SiO₂ (3, 3'), Ge/SiO₂ (4, 4').

размеров, учитывалось также и спектральное уширение с энергетическим параметром $\Gamma(D)$, связанное с усилением роли флуктуаций атомного масштаба в системах с малым количеством атомов (эффект квантово-мезоскопических флуктуаций). Тогда спектральную плотность экситонной ФЛ можно записать в следующем виде:

$$I_{PL}(E) = \int \tilde{J}_{PL}(D) f_G(D, \bar{D}, \sigma) \times \frac{\Gamma(D)}{[E - E(D)]^2 + [\Gamma(D)]^2/4} dD. \quad (8)$$

При дальнейших расчетах принималось $\Gamma(D) = \Gamma_0(D/D_x)^n$, а $D_x = 3$ нм.

Кинетика релаксации интенсивности отдельной линии ФЛ с энергией $E(D)$ после короткого (по сравнению с характеристическим временем $\tau_x(D)$) импульса лазерного возбуждения длительностью t_i определялась выражением

$$\tilde{J}_{PL}(E, t) = c\alpha(D)D^3 I[t_i/\tau_x(D)] \exp[-t/\tau_x(D)]. \quad (9)$$

При наличии распределения КТ по размерам кинетика затухания интегральной интенсивности ФЛ аналогично стационарному случаю описывалась формулой

$$I_{PL}^{int}(t) = c \int_{D_{min}}^{D_{max}} \{ \alpha(D)D^3 [t_i/\tau_x(D)] \exp[-t/\tau_x(D)] \} \times f_G(D, \bar{D}, \sigma) dD, \quad (10)$$

где $f_G(D, \bar{D}, \sigma)$ — соответствующая функция распределения.

Спектральная плотность экситонной ФЛ квантовых точек, измеренная с временной задержкой t_d после импульса возбуждения, по аналогии с выражением (8) может быть представлена в следующем виде:

$$I_{PL}(E, t_d) = \int \sum_{i=1}^k \alpha_i \tilde{J}_{PL}(\xi, 0) \tau_x(D) \left[\exp\left(-\frac{t_d}{\tau_x(D)}\right) - \exp\left(-\frac{t_d+t_s}{\tau_x(D)}\right) \right] f_G(D(\xi), \bar{D}_i, \sigma_i) \frac{\partial D}{\partial \xi} \frac{\Gamma(\xi)d(\xi)}{(E-\xi)^2 + \Gamma(\xi)^2/4}, \quad (11)$$

где величина $\tilde{J}_{PL}(E, 0)$ определяется выражением (9), взятым при $t = 0$, t_s — время строба. С помощью выражения (1) рассчитывались спектры, которые приведены на рис. 1 сплошными линиями. Экспериментальные спектры с одним максимумом интенсивности описывались распределением КТ по их размерам с одним средним размером ($k = 1$ в (11)), а спектры с двумя максимумами — соответственно распределением с двумя наиболее вероятными размерами КТ ($k = 2$). Как видно из рис. 1, получено хорошее согласие с экспериментальными данными в широком энергетическом диапазоне.

Таблица 2. Подгоночные параметры рассчитанных спектров ФЛ нелегированных и легированных золотом пленок Al_2O_3 с КТ Si, Ge

КТ	Полоса ФЛ		D , нм	σ , нм
	в/э	н/э		
Si	+		1.6	0.52
Ge	+		1.5	0.1
Si(Au)	+		1.7	0.13
		+	2.5	0.76
Ge(Au)	+		1.4	0.36
		+	2.5	0.24

Примечание. в/э — высокоэнергетическая, н/э — низкоэнергетическая.

Параметры модели \bar{D} , σ , Γ_0 , n получены при подгонке кривых. Параметр мезоскопического уширения Γ_0 для всех полос ФЛ имел величину ~ 0.8 эВ. Это значение близко к типичным значениям (несколько больше типичных значений, а в ряде случаев сравнимо с ними) для пленок SiO_2 с НК Si и Ge, которые исследовались нами ранее [2–4].

Средние размеры КТ \bar{D} в распределениях, формирующих высоко- и низкоэнергетические полосы ФЛ, и дисперсия размеров КТ σ даны в табл. 2. Из табл. 2 видно, что значения \bar{D} лежат в диапазоне 1.4–2.5 нм, а значения σ — в диапазоне 0.1–0.76 нм. Прослеживается соответствие между средними размерами КТ и энергетическими положениями максимумов ФЛ. Это свидетельствует в пользу достоверности принятой модели ФЛ.

Обычно меньшим средним размерам КТ присущи меньшие значения их дисперсии, а при легировании пленок золотом в спектре ФЛ проявляются КТ с большими значениями \bar{D} и σ . Эти закономерности выполняются для большинства позиций в табл. 2. Большая дисперсия размеров НК Si в нелегированных пленках, в которых КТ характеризуются значениями $\bar{D} = 1.6$ нм, обусловлена недостаточной сепарацией КТ по размерам в условиях нашего эксперимента. Подтверждением служат наблюдаемые на спектрах ФЛ (рис. 1, кривые 1, 2) низкоэнергетические плечи полос.

4. Заключение

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

— Впервые получены фотолюминесцентные пленки Al_2O_3 , содержащие КТ Si или Ge, одностадийным методом импульсного лазерного осаждения при формировании из обратного потока частиц эрозийного факела.

— Впервые приведены результаты расчета энергии связи экситона и экситонных переходов в пленках Al_2O_3 с КТ Si, Ge.

— Показано хорошее согласие спектров ФЛ, измеренных в диапазоне времен 0–250 нс, с рассчитанными, что позволило подтвердить экситонную природу ФЛ и определить параметры модели \bar{D} , σ , Γ .

Работа выполнена при поддержке МОН Украины в рамках проекта № М/176-2007.

Список литературы

- [1] P.R. Ong, Y. Zu. *Physica E*, **15**, 118 (2002).
- [2] И.М. Купчак, Д.В. Корбутяк, Ю.В. Крюченко, А.В. Саченко, И.О. Соколовский, О.М. Сресели. *ФТП*, **40** (1), 98 (2006).
- [3] A.V. Sachenko, I.O. Sokolovsky, E.B. Kaganovich, E.G. Manoilo. *Ukr. J. Phys.*, **51** (8), 800 (2006).
- [4] E.B. Kaganovich, D.V. Korbutyak, Yu.V. Kryuchenko, I.M. Kupchak, E.G. Manoilo, A.V. Sachenko. *Nanotechnology*, **27**, 265 807 (2007).
- [5] Э.Б. Каганович, Э.Г. Манойлов, И.Р. Базылюк, С.В. Свечников. *ФТП*, **37** (3), 353 (2003).
- [6] Э.Б. Каганович, Э.Г. Манойлов, Е.В. Бегун. *ФТП*, **41** (2), 177 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Exciton states and photoluminescence of Si and Ge nanocrystals in Al₂O₃ matrix

I.M. Kupchak, Yu.V. Kruchenko, D.V. Korbutyak, A.V. Sachenko, E.B. Kaganovich, E.G. Manoilo, E.V. Begun

V.E. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

Abstract We have studied, both theoretically and experimentally, radiative recombination processes in zero-dimension nanostructures formed by Si or Ge nanocrystals embedded into Al₂O₃ matrix. Films of Al₂O₃ with Si, Ge quantum dots have been obtained by pulsed laser deposition method. Time-resolved photoluminescence spectra of the films in the photon energy range of 1.4–3.2 eV have been measured within 50 ns–20 μ s time range. We have calculated the exciton binding and radiative transition energies accounting for both the finite heights of potential barriers and the interface polarization in the system. Excitonic photoluminescence spectra have been also calculated accounting for quantum-mesoscopic fluctuations and possible nonmonotonous dependence of exciton radiative (zero-phonon) lifetime on quantum dots sizes. Good agreement between calculated and experimentally measured photoluminescence spectra counts in favour of the excitonic nature of the photoluminescence and enables to determine the parameters of the photoluminescence model for the nanostructures under study.