

Флуктуационная теория фотолюминесценции пористого кремния

© В.Н. Бондарев, П.В. Пихица, С.В. Зеленин

Научно-исследовательский институт физики
Одесского национального университета им. И.И. Мечникова,
65026 Одесса, Украина

E-mail: bondvic@mail.ru,
pvp@dtp.odessa.ua

(Поступила в Редакцию 10 июня 2003 г.)

Предложена теория, позволяющая рассчитывать кинетику фотолюминесценции (ФЛ) пористого кремния (ПК) и являющаяся распространением предложенного ранее авторами подхода на случай конечных температур. В ее основе — представление об электронно-дырочной рекомбинации, происходящей в структурных единицах ПК как по туннельному (имеющему место уже при $T = 0$) механизму, так и путем термоактивированной диффузии фотовозбужденных носителей. Кинетика ФЛ анализируется для двух обсуждаемых в литературе моделей, трактующих ПК как случайную совокупность сферических нанокристаллитов или квантовых нитей. Полученные результаты применены к интерпретации экспериментов по кинетике и мгновенным спектрам ФЛ ПК. Хотя обе модели в принципе позволяют дать адекватное количественное описание экспериментальных данных как при низких, так и при комнатных температурах, модель сферических нанокристаллитов все же представляется предпочтительной.

Пористый кремний (ПК) продолжает привлекать к себе внимание исследователей как материал, перспективный для практического использования (например, в оптических устройствах) и интересный с точки зрения фундаментальной физики [1]. Этот интерес объясняется проявлением в характеристиках ПК особенностей, присущих любой неупорядоченной системе: так, кинетика фотолюминесценции (ФЛ) в ПК оказывается существенно недебаевской [1–3], а температурные зависимости времен релаксации ФЛ имеют неаррениусовскую форму [4].

Теория низкотемпературной ФЛ ПК уже была разработана нами ранее [5] на основе представлений о туннельном механизме излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов и дырок в нанокристаллитах кремния, окруженных слоями SiO_2 , причем сами нанокристаллиты моделировались сферами — так называемыми Quantum Dots (QD) со случайным (по Гауссу) распределением их радиусов. Что же касается многочисленных экспериментальных данных по кинетике и спектральным характеристикам ФЛ ПК при конечных температурах T , то, насколько нам известно, их последовательный теоретический анализ до настоящего времени в литературе отсутствует. Между тем необходимость в таком анализе представляется существенной, поскольку до сих пор для подгонки экспериментальных данных по ФЛ ПК (например, при обработке зависимостей кинетических характеристик от T [1]) привлекаются малообоснованные допущения [6]. Так, в работе [6] и последовавших за ней работах (см., например, [3], а также [1]) используются *ad hoc* представления о двухуровневой структуре экситонных возбуждений в ПК, причем для экспериментально наблюдаемого неэкспоненциального — по типу затянутой экспоненты Кольрауша (Kohlrausch stretched exponential) — спада ФЛ никакой модели в [6] фактически не предложено. Более того, используемая в этих работах формула для темпе-

ратурной зависимости характерного времени спада ФЛ не может быть согласована с явно неаррениусовской зависимостью характерного времени затухания $\tau(T)$, полученной из экспериментов по кинетике ФЛ ПК [4].

Появление подобной неаррениусовской зависимости $\tau(T)$ наводит на мысль о том, что наряду с рекомбинацией электронно-дырочных пар по чисто туннельному механизму в QD при конечных T становятся существенными эффекты, связанные с диффузионной доставкой фотовозбужденных носителей к месту их рекомбинации в QD, причем подобная диффузия должна отражать случайный характер структуры ПК. При этом наблюдаемая ФЛ ПК будет определяться суммарной вероятностью рекомбинации по туннельному и диффузионному (например, согласно механизму моттовской диффузии в случайном рельефе [7]) каналам в пределах каждого из QD (уход же фотовозбужденных носителей в матрицу SiO_2 , связанный с возможными нерадиационными эффектами [8] и существенный в температурной области гашения ФЛ, здесь обсуждаться не будет). При такой формулировке в теории появляются лишь два (помимо фигурирующих в [5]) дополнительных параметра — характеристики моттовской диффузии, которые, в принципе, могут быть установлены из независимых экспериментов (см., например, [7]).

В настоящей работе для анализа кинетики ФЛ ПК использованы как модель QD, так и модель квантовых нитей — так называемых Quantum Wires (QW). Заметим, что модель ПК как системы QW рассматривалась, например, в [9] (см. также [1]), хотя чаще обсуждается модель QD [1,9]. Мы увидим, что в принципе обе модели (при подходящем выборе параметров) можно использовать для количественной интерпретации опубликованных экспериментальных данных по кинетике и мгновенным спектрам ФЛ ПК при температурах вплоть до комнатных. Существенно, однако, что вычислительная процедура в модели QW оказывается более гро-

моздкой, чем в модели QD (см. далее). Последняя к тому же описывает кинетику и спектры ФЛ ПК [1,2] при значениях параметров, которые, по-видимому, более близки к определяемым из независимых измерений. С другой стороны, не исключено, что в экспериментальной ситуации [10] модель QW оказалась бы более адекватной для интерпретации ФЛ ПК. Однако отсутствие в литературе экспериментальных данных по кинетике ФЛ (в масштабе времен миллисекунд и меньше) на образцах ПК, приготовленных по методике [10], не позволяет пока обсуждать вопрос о выборе предпочтительной модели для таких образцов.

1. Кинетика ФЛ в моделях ПК различной геометрии

1.1. Модель QD. Рассматривая структуру ПК в рамках той же модели, что и в нашей статье [5] (см. также вводную часть настоящей работы), будем по-прежнему считать, что фотогенерация электронно-дырочных пар и последующий процесс ФЛ происходят в пределах каждого из QD. В модели, сформулированной выше, фотовозбужденные электрон и дырка, захваченные на ловушки соответственно донорного и акцепторного типов на межфазной границе QD/матрица, при $T \neq 0$ могут рекомбинировать с испусканием кванта ФЛ как по туннельному механизму, так и путем термостимулированного переноса по механизму Мотта (для определенности примем, что перенос осуществляется носителями одного из типов, например, электронами). В последнем случае можно полагать, что доставка фотовозбужденного электрона к месту рекомбинации в заданном QD будет происходить по системе случайных энергетических уровней на границе раздела QD/SiO₂. Имеются основания считать,¹ что как раз на такой границе для коэффициента двумерной диффузии должен реализоваться закон Мотта

$$D = D_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/3} \right], \quad (1)$$

где D_0 и T_0 — характерные константы.

Переходя к кинетике ФЛ ПК, заметим, что она будет определяться процессами рекомбинации в каждом из QD. Так, если в заданном QD в результате фотогенерации создалась электрон-дырочная пара с „плечом“ r (расстояние между локализованными на поверхности QD электроном и дыркой), то ее вклад в кинетику процесса ФЛ будет определяться функцией (см. [5])

$$I_r(t) = - \frac{d}{dt} e^{-W(r)t}, \quad (2)$$

где $W(r)$ — вероятность рекомбинации в единицу времени. В соответствии с указанным выше, эта вероят-

¹ См. комментарий об измерении проводимости на поверхности раздела Si/SiO₂, стр. 47 русского издания книги [7].

ность, как и при $T = 0$ [5], будет содержать слагаемое $W_1(r) = W_{\max} \exp(-2r/R_0)$, описывающее туннельную рекомбинацию (R_0 — характерный радиус локализации частиц в паре, W_{\max} — постоянная). Кроме того, в $W(r)$ будет входить и диффузионное слагаемое, структура которого может быть установлена, если воспользоваться известной формулой Эйнштейна (см., например, [7]), связывающей средний квадрат смещения частицы и время смещения. Рассматривая величину r^2 в качестве среднего квадрата смещения электрона и принимая модель двумерной диффузии, можно представить диффузионное слагаемое в $W(r)$ в виде $W_2(r) = 4D/r^2$, где D определено формулой (1).

Прежде чем записать выражение для функции $I_E(t)$, определяющей кинетику ФЛ ПК при заданной энергии излучения E , заметим следующее. Можно ожидать, что благодаря наличию кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой, возникшими в результате фотогенерации, они будут локализоваться в QD на ближайших ловушках „донорного“ и „акцепторного“ типов. Рассматривая r как расстояние от заданной „донорной“ ловушки до ближайшей „акцепторной“, мы учтем, что разные значения r , вообще говоря, не равновероятны, т.е. при расчетах будем учитывать функцию распределения по r (в [5] для простоты эта функция распределения полагалась постоянной). Для определенности будем считать, что плотность „донорных“ ловушек меньше плотности „акцепторных“. Тогда для функции распределения по r можно построить выражение, аналогичное приведенному в [11] для случая рекомбинации в объемном компенсированном полупроводнике. Распространяя предположение [11] об экспоненциальном характере функции распределения на интересующий нас случай сферической поверхности и вводя полярный ϑ (так что $r = L \sin(\vartheta/2)$) и азимутальный φ углы, задающие угловые координаты „акцепторной“ ловушки относительно ближайшей „донорной“ (расположенной для определенности при $\vartheta = 0$), можно видеть, что нормированная в пространстве ϑ, φ плотность вероятности нахождения ближайших „донорной“ и „акцепторной“ ловушек на заданном угловом расстоянии ϑ на поверхности QD диаметра L выражается формулой

$$p^{(QD)}(\vartheta) = \frac{n_h L^2 \exp[-\pi n_h L^2 \sin^2(\vartheta/2)]}{4 (1 - \exp(-\pi n_h L^2))}, \quad (3)$$

где учтено, что плотность вероятности явно не зависит от φ , причем n_h следует рассматривать как поверхностную плотность „акцепторных“ ловушек.

Что касается функции распределения по L , то, как в большинстве случаев (см., например, [9]), здесь в качестве этого распределения используется логарифмически-нормальное (в отличие от [5], где мы выбрали гауссово распределение). Как и ранее [5], следует учесть, что пара с „плечом“ r в QD диаметра L будет рекомбинировать с испусканием кванта энергии $E_g + c_1/L + c_2/L^2 + e^2/(\epsilon r)$, где слагаемые с L моделируют размерную зависимость ширины запрещенной

зоны QD (E_g — ширина запрещенной зоны для макроскопического Si, c_1 и c_2 — постоянные [1]), а последнее слагаемое учитывает кулоновское взаимодействие между заряженными донором и акцептором [12] (e — элементарный заряд, ε — эффективная диэлектрическая проницаемость среды).

Функция $I_E(t)$, определяющая временной спад ФД, может быть получена усреднением выражения (2) по диаметрам L QD и по длинам r в пределах каждого из QD. В результате для функции $I_E^{(QD)}(t)$ имеем выражение

$$I_E^{(QD)}(t) = \frac{2\pi}{\sqrt{\pi}\sigma} \int_0^\infty \frac{dL}{L} \exp\left[-\frac{1}{\sigma^2} \ln^2\left(\frac{L}{L_0}\right)\right] \times \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta W\left[L \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right)\right] \exp\left\{-W\left[L \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right)\right] t\right\} \times p^{(QD)}(\vartheta) \delta\left\{E - E_g - \frac{c_1}{L} - \frac{c_2}{L^2} - \frac{e^2}{\varepsilon L \sin(\vartheta/2)}\right\}, \quad (4)$$

где теперь $W(r) = W_1(r) + W_2(r)$; L_0 и σ — параметры нормированного логарифмически-нормального распределения, а δ -функция учитывает сохранение энергии в процессе рекомбинации.

Интегрируя в (3) по ϑ , получаем

$$I_E^{(QD)}(t) = \frac{4\gamma}{\sqrt{\pi}\sigma E_0} \int_{\min}^\infty \exp\left[-\frac{1}{\sigma^2} \ln^2\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)\right] \times \left\{W_{\max} \exp[-2\xi x(\xi)] + \frac{4D}{\xi^2 x^2(\xi) R_0^2}\right\} \times \left\{-W_{\max} t \exp[-2\xi x(\xi)] - \frac{4Dt}{\xi^2 x^2(\xi) R_0^2}\right\} \times \frac{\exp[\gamma \xi^2 x^2(\xi)]}{\exp(\gamma \xi^2) - 1} \xi^2 x^2(\xi) d\xi, \quad (5)$$

где

$$\xi_0 = L_0/R_0, \quad x(\xi) = E_0 \xi / (\tilde{E} \xi^2 - E_1 \xi - E_2), \\ \xi_{\min} = \left(E_1 + E_0 + \sqrt{(E_1 + E_0)^2 + 4\tilde{E} E_2}\right) / (2\tilde{E}), \\ \tilde{E} = E - E_g, \quad E_1 = c_1/R_0, \quad E_2 = c_2/R_0^2, \\ E_0 = e^2/(\varepsilon R_0), \quad \gamma = \pi n_h R_0^2. \quad (6)$$

Полученное выражение (5) позволяет проанализировать кинетику ФЛ ПК при произвольных энергиях излучения вплоть до температур, при которых становятся существенными нерадикационные эффекты. Наличие диффузионного слагаемого в вероятности излучения, естественно, дает процесс ФЛ при конечных T более быстрым, чем при $T = 0$. При достаточно высоких T процесс рекомбинации по диффузионному механизму

может стать преобладающим, однако временной спад ФЛ, как можно убедиться из выражения (5), остается неэкспоненциальным — по типу эмпирической формулы Кольрауша, с помощью которой обычно подгоняются экспериментальные данные по ФЛ ПК [1].

1.2. Модель QW. Поскольку в литературе (см., например, [1,10]) помимо модели QD обсуждается модель, описывающая ПК как набор QW, имеет смысл построить аналог формулы (5) для случая цилиндрической геометрии. При этом ввиду формально бесконечной длины цилиндров функция распределения по расстояниям r между ближайшими „донорной“ и „акцепторной“ ловушками будет играть принципиальную роль в формуле, определяющей кинетику ФЛ в модели QW. Фактически эта роль будет сводиться к тому, что пары с большими значениями r будут эффективно исключены из процесса рекомбинации. В рассматриваемом случае $r = \sqrt{z^2 + L^2 \sin^2(\varphi/2)}$, где z и φ — цилиндрические координаты „акцепторной“ примеси относительно „донорной“ (последнюю для определенности мы располагаем в точке $z = 0$, $\varphi = 0$ на поверхности цилиндра). Если r заметно превышает диаметр цилиндра L , то, снова используя предположение [11] об экспоненциальной форме функции распределения в подобной квазиодномерной геометрии, можно эту функцию представить в виде $\sim \exp(-n_1 r) \approx \exp(-n_1 |z|)$, где n_1 — линейная (приходящаяся на единицу длины рассматриваемой квазиодномерной системы) плотность ловушек, связанная с введенной выше плотностью n_h и диаметром L QW формулой $n_1 = \pi L n_h$. Принимая эту простейшую (не зависящую от φ) форму функции распределения при всех z , получаем следующее выражение для нормированной (в пространстве z, φ) плотности вероятности расположения ближайших „донорной“ и „акцепторной“ примесей на заданном расстоянии z

$$p^{(QW)}(z) = \frac{n_1}{4\pi} \exp(-n_1 |z|). \quad (7)$$

В этом случае функция $I_E^{(QW)}(t)$, определяющая кинетику ФЛ ПК в модели QW при энергии излучения E , может быть представлена в виде

$$I_E^{(QW)}(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} \int_0^\infty \frac{dL}{L} \exp\left[-\frac{1}{\sigma^2} \ln^2\left(\frac{L}{L_0}\right)\right] \times \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^\infty dz W\left[\sqrt{z^2 + L^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}\right] \times \exp\left\{-W\left[\sqrt{z^2 + L^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}\right] t\right\} p^{(QW)}(z) \times \delta\left\{E - E_g - \frac{c_1}{L} - \frac{c_2}{L^2} - \frac{e^2}{\varepsilon \sqrt{z^2 + L^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}}\right\}. \quad (8)$$

Как и раньше, присутствие δ -функции снимает одно интегрирование (по z), и в результате получаем

$$\begin{aligned}
 I_E^{(QW)}(t) &= \frac{2\gamma}{\pi^{3/2}\sigma E_0} \left(\int_{\xi_{\min}}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{\sigma^2} \ln^2\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)\right] \right. \\
 &\times \left\{ W_{\max} \exp[-2\xi x(\xi)] + \frac{4D}{\xi^2 x^2(\xi) R_0^2} \right\} \\
 &\times \exp\left\{ -W_{\max} t \exp[-2\xi x(\xi)] - \frac{4Dt}{\xi^2 x^2(\xi) R_0^2} \right\} \\
 &\times x^3(\xi) g_1(\gamma, x(\xi)) \xi d\xi + \int_{\xi'_{\min}}^{\xi_{\min}} \exp\left[-\frac{1}{\sigma^2} \ln^2\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)\right] \\
 &\times \left\{ W_{\max} \exp[-2\xi x(\xi)] + \frac{4D}{\xi^2 x^2(\xi) R_0^2} \right\} \\
 &\times \exp\left\{ -W_{\max} t \exp[-2\xi x(\xi)] - \frac{4Dt}{\xi^2 x^2(\xi) R_0^2} \right\} \\
 &\times x^2(\xi) g_2(\gamma, x(\xi)) \xi d\xi \Bigg), \quad (9)
 \end{aligned}$$

где кроме определенных выше ξ_{\min} , $x(\xi)$ и γ введены функции

$$g_1(\gamma, x(\xi)) = \int_0^1 \frac{dv}{\sqrt{1-v^2}} \frac{\exp(-\gamma \xi^2 x(\xi) \sqrt{1-v^2})}{\sqrt{1-v^2 x^2(\xi)}}, \quad (10)$$

$$g_2(\gamma, x(\xi)) = \int_0^1 \frac{dv}{\sqrt{1-v^2}} \frac{\exp(-\gamma \xi^2 x(\xi) \sqrt{1-v^2/x^2(\xi)})}{\sqrt{1-v^2/x^2(\xi)}}, \quad (11)$$

$$\xi'_{\min} = \left(E_1 + \sqrt{E_1^2 + 4\tilde{E}E_2} \right) / (2\tilde{E}). \quad (12)$$

К сожалению, однако, результирующее выражение (9) не допускает дальнейшего упрощения, так что расчет $I_E^{(QW)}(t)$ сводится к вычислению двойных интегралов.

2. Теоретическая обработка экспериментальных данных по ФЛ ПК

Выражение (5), основанное на модели неупорядоченной среды как случайной совокупности QD, позволяет дать количественную интерпретацию обширных (охватывающих интервал температур от гелиевых до комнатных) экспериментальных данных по кинетике и мгновенным спектрам ФЛ ПК [1–3]. Анализ экспериментов по ФЛ на одних и тех же образцах ПК в столь широком интервале T дает возможность продемонстрировать не только внутреннюю согласованность теории, но и получить достаточно полную информацию о значениях параметров, определяемых физическими характеристиками

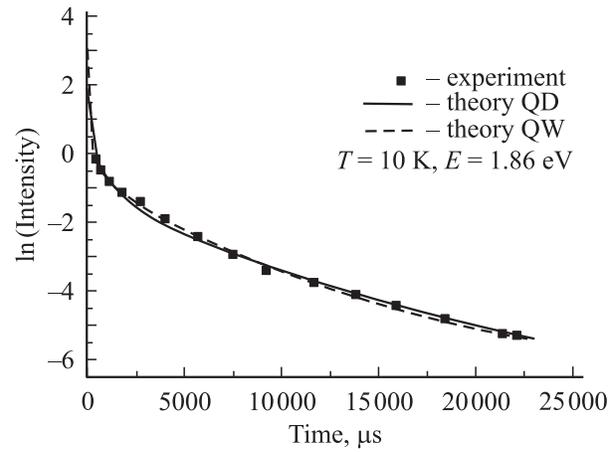


Рис. 1. Экспериментальный [2] (темные квадраты) и построенные по формулам (5) (сплошная линия) и (9) (штриховая линия) временные спады ФЛ ПК при $T = 10$ К. Значения параметров — в тексте.

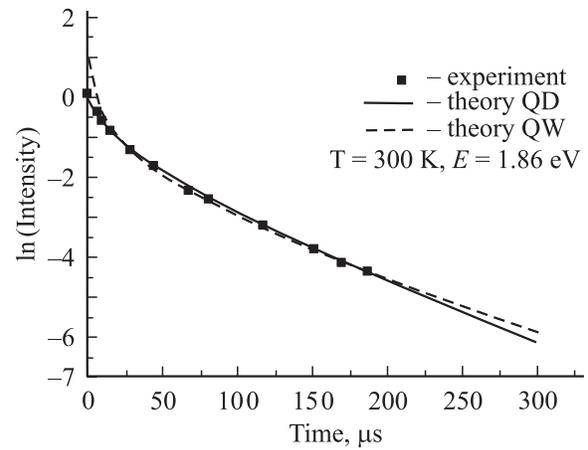


Рис. 2. Экспериментальный [2] (темные квадраты) и построенные по формулам (5) (сплошная линия) и (9) (штриховая линия) временные спады ФЛ ПК при $T = 300$ К. Значения параметров — в тексте.

материала. Далее проанализируем экспериментальные данные по ФЛ ПК также в модели QW.

По-прежнему (как и в работе [5]) зафиксируем известные из [1] значения $c_1 = 18.4 \text{ eV}\text{\AA}$, $c_2 = 202 \text{ eV}\text{\AA}^2$. Что же касается величины E_g , то далее учтем, что она в принципе должна зависеть от T (см., например, [13]). Воспользовавшись для оценки T_0 соображениями, аналогичными тем, что приведены в книге [7], получаем $T_0^{1/3} \sim 10 \text{ K}^{1/3}$. Значения остальных параметров, фигурирующих в формуле (5), были подобраны так, чтобы обеспечить наилучшее согласие теории с экспериментальными данными [2] как по кинетике, так и по мгновенным спектрам ФЛ ПК при температурах, близких к абсолютному нулю, и комнатных.

На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные данные [2] по кинетике ФЛ ($E = 1.86 \text{ eV}$) образца ПК с пористостью 65% при $T = 300$ и 10 К соответственно

и теоретические кривые, соответствующие модели QD (сплошные линии) и модели QW штриховые линии). Значения параметров, использованные при построении теоретических кривых, приведены в таблице.

Значения параметров в формулах (5) и (9)

Параметр	Модель QD	Модель QW
$L_0, \text{Å}$	47	46
σ	0.24	0.22
ε	3.6	3.6
$R_0, \text{Å}$	8.3	9
$W_{\max}, 10^6 \text{ s}^{-1}$	1.9	4.6
$D_0, 10^9 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	8.5	1
$T_0^{1/3}, \text{K}^{1/3}$	20	35
$E_g (T = 10 \text{ K}), \text{eV}$	1.21	1.24
$E_g (T = 300 \text{ K}), \text{eV}$	1.13	1.12
γ	0.05	0.2

Заметим, что приведенные значения E_g отражают (даже на количественном уровне) тенденцию к сужению запрещенной зоны кристаллического кремния с ростом T [13].

Кроме того, те же значения параметров были использованы для построения теоретических спектров ФЛ по формулам (5) и (9) при разных временах. На рис. 3 изображены экспериментально измеренные [2] мгновенные спектры ФЛ того же образца ПК при $T = 300 \text{ K}$ совместно с результатами нашего расчета (сплошные линии — модель QD, штриховые — QW). На рис. 4 и 5 приведены экспериментально измеренные [2] и теоретические (сплошные линии — по формуле (5), штриховые — по формуле (9)) временные зависимости положения максимумов мгновенных спектров ФЛ ПК при $T = 10$ и 300 K соответственно.

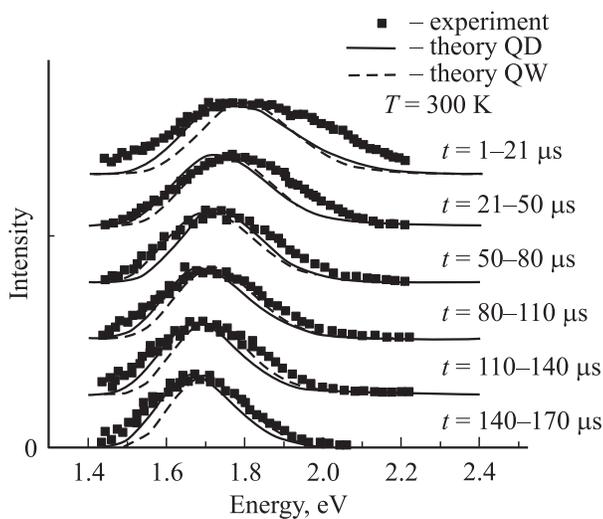


Рис. 3. Мгновенные спектры ФЛ при $T = 300 \text{ K}$. Темные квадраты — экспериментальные данные [2], сплошные линии — расчет по формуле (5), штриховая — расчет по формуле (9) при значениях параметров, соответствующих кривым на рис. 2.

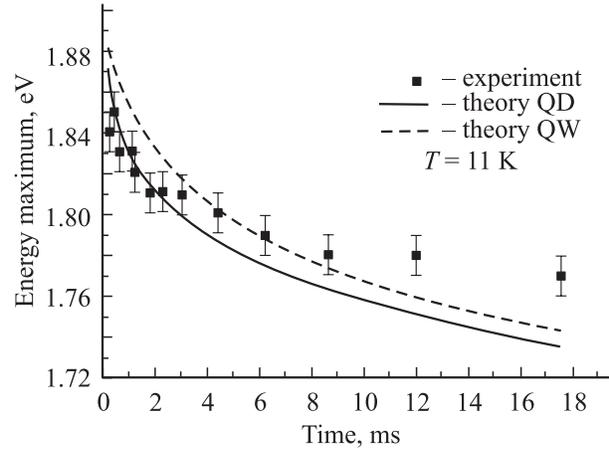


Рис. 4. Временная эволюция положения максимума мгновенных спектров ФЛ при $T = 11 \text{ K}$. Темные квадраты — экспериментальные данные [2], сплошная линия — расчет по формуле (5), штриховая — расчет по формуле (9) при значениях параметров, соответствующих кривым на рис. 1.

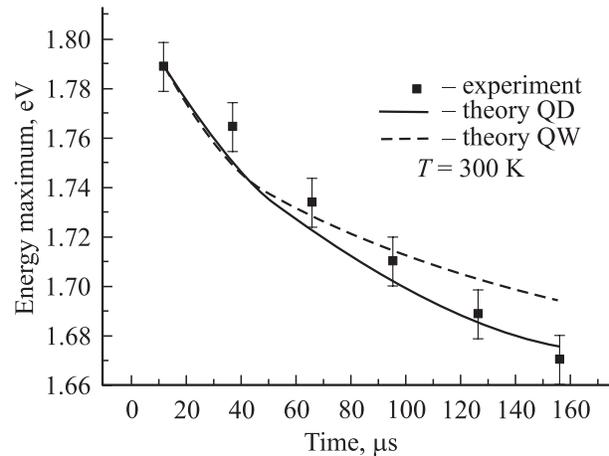


Рис. 5. Временная эволюция положения максимума спектров, изображенных на рис. 3. Темные квадраты — экспериментальные данные [2], сплошная линия — расчет по формуле (5), штриховая — расчет по формуле (9) при значениях параметров, соответствующих кривым на рис. 3.

Из приведенных графиков видно, что формулы (5) и (9), основанные на альтернативных моделях структуры ПК, в принципе, достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные данные по ФЛ. Существенно, однако, что в рамках модели QW подобного количественного согласия с экспериментальными данными удалось достигнуть именно благодаря учету функции $p^{(QW)}(z)$ (модель QD оказывается гораздо менее чувствительной к введению функции $p^{(QD)}(\vartheta)$). Таким образом, из экспериментов по кинетике ФЛ едва ли можно однозначно установить, какая из обсуждавшихся моделей более адекватно описывает структуру реального ПК. Впрочем, приведенный выше анализ показывает, что для согласования с экспериментальными данными по

модели QW значение T_0 пришлось выбрать значительно большим, чем в модели QD (значение $T_0^{1/3} \approx 20 \text{ K}^{1/3}$ ближе к оценке, приведенной в [7]). К тому же электронно-микроскопические данные [9], по-видимому, свидетельствуют в пользу модели QD. Полезно отметить следующее. Определенную информацию о плотности ловушек в ПК можно было бы извлечь из эксперимента по динамической проводимости $\sigma(\omega)$, которая, имея прыжковую природу, в значительной мере будет определяться этой плотностью. Как и во всякой неупорядоченной системе, электрический отклик ПК оказывается существенно недебаевским, что проявляется в наличии протяженного частотного интервала, в котором $\sigma(\omega)$ растет по степенному закону с дробным показателем [1]. При этом совместный анализ экспериментов по ФЛ и динамической проводимости позволил бы получить сведения о различных физических характеристиках ПК.

В заключение сформулируем выводы из полученных результатов. Исходя из представлений о ПК, как случайной совокупности структурных единиц — сфер или цилиндров с различными радиусами, — построена теория кинетики ФЛ, учитывающая как туннельную рекомбинацию электронно-дырочных пар, захваченных на ловушки, так и процессы термоактивированной диффузии. При этом функция, определяющая кинетику процесса ФЛ, получается как результат усреднения по распределению размеров структурных единиц, а также по взаимному расположению электрона и дырки в каждой паре. Теория позволяет дать хорошее количественное описание кинетических кривых ФЛ в интервале температур от гелиевых до комнатных, а также проследить температурную эволюцию мгновенных спектров ФЛ. При этом обе модели в принципе оказываются применимыми к интерпретации экспериментальных данных по ФЛ ПК, хотя все же имеются основания отдать предпочтение модели QD.

Наконец заметим, что построенная теория ФЛ с учетом необходимых изменений в принципе может быть приспособлена и для изучения функциональных особенностей оптических устройств на основе ПК (многослойные структуры, оптические резонаторы и т.п.), используемых на практике [1].

Список литературы

- [1] O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi. *Surface Science Reports* **38**, 1, 1 (2000).
- [2] L. Pavesi. *J. Appl. Phys.* **80**, 1, 216 (1996).
- [3] L. Pavesi, C. Ceschini. *Phys. Rev. B* **48**, 23, 17 625 (1993).
- [4] В.Ф. Агекян, В.В. Емцев, А.А. Лебедев, Д.С. Полоскин, А.Д. Ременюк, Ю.А. Степанов. *ФТП* **33**, 12, 1462 (1999).
- [5] В.Н. Бондарев, П.В. Пихица. *ФТТ* **43**, 12, 2142 (2001).
- [6] P.D.J. Colcott, K.J. Nash, L.T. Canham, M. J. Kane, D. Brumhead. *J. Phys.: Condens. Matter.* **5**, L91 (1993).
- [7] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. М. (1982); [N.F. Mott, E.A. Davis. *Electron processes in non-crystalline materials*. Clarendon Press, Oxford (1979)].
- [8] J.C. Vial, A. Bsiesi, F. Gaspard, R. Herino, M. Ligeon, F. Muller, R. Romenstain, M. Macfarlane. *Phys. Rev. B* **45**, 24, 14 171 (1992).
- [9] Y. Kanemitsu, T. Ogawa, K. Shiraishi, T. Takeda. *Phys. Rev. B* **48**, 7, 4883 (1993).
- [10] М.Е. Компман, Е.Г. Кузьминов, В.Б. Кулик, И.И. Новак, В.И. Беклемешев. *Письма в ЖЭТФ* **64**, 10, 695 (1996).
- [11] D.J. Dunstan. *Phys. Rev. B* **32**, 10, 6910 (1985).
- [12] D.G. Tomas, J.J. Hopfield, W.M. Augustyniak. *Phys. Rev.* **140**, 11, 202 (1965).
- [13] К. Зеегер. *Физика полупроводников*. М. (1977) [K. Seeger. *Semiconductor Physics* Springer-Verlag, Wien-N. Y. (1973)].
- [14] В. Ванг, Х. Фрицше. В кн.: *Аморфный кремний и родственные материалы* / Под ред. Х. Фрицше. М. (1991). 544 с.