

Фотолюминесценция в плотных массивах нанокристаллов кремния: роль концентрации и среднего размера

© В.А. Беляков[¶], К.В. Сидоренко, А.А. Конаков, Н.В. Курова, В.А. Бурдов

Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 25 апреля 2012 г. Принята к печати 14 июня 2012 г.)

На основе метода Монте-Карло проведено компьютерное моделирование кинетики фотолюминесценции в планарных диэлектрических структурах с внедренными в них нанокристаллами кремния. В расчетах число нанокристаллов в массиве составляло $> 10^6$. Показано, что в более плотных массивах начинают играть существенную роль процессы энергообмена между соседними нанокристаллами, что приводит к выбыванию из процесса люминесценции нанокристаллов меньших размеров и заметному спаду интегральной интенсивности люминесценции. Установлен неэкспоненциальный характер спада люминесценции, что обусловлено преобладанием того или иного релаксационного процесса на разных стадиях эволюции системы.

1. Введение

Экспериментальное наблюдение оптического усиления и стимулированного излучения видимого диапазона в кремниевых нанокристаллах [1–6] свидетельствует о принципиальной возможности создания волноводных усилителей или кремниевых лазеров на базе таких структур. Однако практическая реализация подобных оптических приборов требует основательного предварительного анализа и понимания физических процессов, происходящих в системе. Известно, в частности, что вследствие непрямозонности кремния очень сильную конкуренцию излучательным электронно-дырочным переходам составляют различные безызлучательные процессы, что создает значительные трудности на пути интегрирования кремниевых структур в оптоэлектронику. Анализ роли всех этих конкурирующих между собой процессов и возможности воздействия на них представляется крайне важным с точки зрения выбора оптимальных методик приготовления и практического использования структур на основе нанокристаллов кремния, в том числе в оптических приложениях, где нанокристаллы рассматриваются потенциально как источники светового излучения видимого диапазона.

Теоретическое рассмотрение процесса люминесценции нанокристаллов зачастую базируется на расчетах, выполняемых для одного нанокристалла. При этом фактически игнорируется его окружение — соседние нанокристаллы, с которыми данный нанокристалл может взаимодействовать, обмениваясь, например, элементарными возбуждениями. Для нанокристаллов кремния учет соседей может оказаться особенно важным, поскольку межзонная излучательная рекомбинация в силу непрямозонности кремния не является в них самым быстрым процессом. В частности, более быстрыми могут быть и различные безызлучательные переходы в самих нанокристаллах, и процессы энергообмена меж-

ду соседними нанокристаллами. Как те, так и другие конкурируют с процессом световой эмиссии и самым непосредственным образом влияют на ее эффективность.

Моделирование люминесценции реального массива кремниевых кристаллитов, в котором „разрешено“ взаимодействие между кристаллитами, могло бы прояснить закономерности излучения массива и более адекватно описывать результаты различных экспериментов по фотолюминесценции кремниевых нанокристаллов. В данной работе выполнено компьютерное моделирование люминесценции массива, состоящего из 1 048 576 нанокристаллов кремния, при учете оже-рекомбинации, захвата на оборванные связи, туннелирования возбужденных носителей и экситонных переходов между нанокристаллами. Рассчитаны спектры люминесценции при разных концентрациях нанокристаллов в массиве и разных средних размерах нанокристаллов, а также получена временная зависимость сигнала люминесценции для массивов разной плотности.

2. Процессы энергетической релаксации

В работе исследовались нанокристаллы сферической формы, внедренные в широкозонную диэлектрическую матрицу SiO_2 . Для носителей внутри нанокристалла широкозонная матрица создает высокий энергетический барьер (потенциал конфайнмента), что приводит к возникновению дискретного спектра, который может быть рассчитан, например, в рамках приближения огибающей функций ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -метод) [7].

С помощью лазера накачки электрон забрасывается из валентной зоны на какой-то возбужденный уровень в зоне проводимости, после чего быстро безызлучательно релаксирует в основное состояние зоны проводимости, на самый низколежащий уровень. На месте электрона в валентной зоне появляется положительно заряженная дырка, в результате образуется электронно-дырочная

[¶] E-mail: dragon_bel@mail.ru

пара — экситон. Энергии основных состояний электронов и дырок, а также величина оптической щели в зависимости от радиуса нанокристалла рассчитывались в работе [8], где в отличие от работы [7] было учтено электронно-дырочное взаимодействие и влияние поляризационных полей, возникающих на границе нанокристалла.

Частота возбуждения электронно-дырочной пары τ_{ex}^{-1} описывается выражением

$$\tau_{\text{ex}}^{-1} = I_{\text{ex}} \sigma(\varepsilon_{\text{ex}}, \varepsilon_g) / \varepsilon_{\text{ex}}, \quad (1)$$

где I_{ex} — интенсивность излучения лазера, $\sigma(\varepsilon_{\text{ex}}, \varepsilon_g)$ — сечение захвата фотонов с энергией ε_{ex} нанокристаллом с энергией оптической щели ε_g . При моделировании фотolumинесценции использовались значения $\sigma(\varepsilon_{\text{ex}}, \varepsilon_g)$, приведенные в работе [9].

С нижнего уровня в зоне проводимости электрон может перейти на место дырки в валентной зоне своего нанокристалла с испусканием фотона (излучательная рекомбинация). Следует заметить, что в легированных кремниевых нанокристаллах преобладает излучательный переход с участием фонона по сравнению с прямым бесфононным переходом. Типичные значения скорости излучательного электронно-дырочного перехода τ_R^{-1} , как показано в [10–13], составляют 10^3 – 10^5 с⁻¹ для нанокристаллов с радиусами 1–3 нм. Явное выражение для τ_R^{-1} можно найти в [10].

Основными безызлучательными процессами, происходящими внутри нанокристалла и не зависящими от наличия соседних нанокристаллов, являются захват носителей на оборванные связи и оже-рекомбинация. Первый процесс способен происходить как при низком, так и при высоком уровне накачки, в то время как оже-рекомбинация становится возможной исключительно при сильном возбуждении, когда в нанокристалле есть по крайней мере три возбужденных носителя, причем два из них — в одной зоне, а один — в другой. Например, если есть два электрона в зоне проводимости и одно свободное место (дырка) в валентной зоне, возможен так называемый оже-процесс *eeh*. Для *hhe*-процесса требуется „зеркальная“ ситуация — две дырки в валентной зоне и один электрон в зоне проводимости.

Как показывают расчеты скорости оже-рекомбинации τ_A^{-1} , выполненные в рамках приближения огибающей функции [14,15], этот процесс в нанокристаллах кремния, так же как и в объемном кремнии, обладает высокой эффективностью. Найденные значения скоростей рекомбинации лежат в диапазоне 10^6 – 10^{10} с⁻¹ и постепенно возрастают с уменьшением размера нанокристалла. Результаты, полученные в работах [14,15], использовались при моделировании фотolumинесценции массива.

В отличие от оже-рекомбинации захват носителей на оборванные связи (так называемые P_b -центры) способен проходить и при низком, и при высоком уровне накачки.

При моделировании нами были использованы результаты расчета скоростей этого процесса, полученные ранее [16] с помощью метода сильной связи. Безызлучательная рекомбинация электронно-дырочной пары через P_b -центр происходит в два этапа. Сначала электрон (дырка) захватывается нейтральным P_b -центром, заряжая его. Затем дырка (электрон) улавливается заряженным центром. Согласно расчетам, проделанным в [16], вероятность захвата нейтральной связью для дырок всегда намного больше, чем для электронов. В свою очередь скорость захвата электрона при комнатной температуре резко меняется от 10^2 до 10^{11} с⁻¹ при уменьшении оптической щели с 2.7 до 1.5 эВ. В этом же диапазоне изменения оптической щели скорость захвата дырки растет от 10^8 до 10^{11} с⁻¹.

Следует отметить две важные особенности процесса захвата: во-первых, очень резкая зависимость скорости захвата (даже для дырок) от размера нанокристалла; во-вторых, большое значение вероятности захвата, по крайней мере для дырок, которое значительно превышает вероятность излучательной рекомбинации.

Среди релаксационных процессов, сопровождаемых энергообменом между соседними нанокристаллами массива, будем рассматривать, как уже было сказано во Введении, прямое туннелирование возбужденных носителей из одной квантовой точки в другую (так называемые миграционные эффекты [17]) и безызлучательные экситонные переходы между нанокристаллами, происходящие по механизму Ферстера–Декстера [18].

В отношении двух механизмов релаксации возбуждений, сопровождаемых обменом возбуждениями между нанокристаллами, следует заметить следующее. Если два нанокристалла, вовлеченные в процесс энергообмена, обладают разными размерами, то уровни энергии в них не совпадают. Следовательно, для выполнения закона сохранения энергии в процессе, потребуются фононы. При этом наиболее вероятны будут процессы, сопровождающиеся испусканием фононов. Обратные процессы, требующие поглощения фононов, подавлены даже при комнатной температуре. В результате экситоны будут в основном перемещаться из нанокристаллов меньших размеров, но с большей оптической щелью, в нанокристаллы с большими размерами и меньшей оптической щелью.

Методика расчета скорости туннелирования τ_T^{-1} и скорости экситонного переноса τ_x^{-1} в рамках приближения огибающей функции изложена в [10]. Там показано, что скорости обоих процессов существенным образом зависят от расстояния между взаимодействующими нанокристаллами и размеров самих нанокристаллов. Таким образом, ясно, что на фотolumинесценцию ансамбля кремниевых нанокристаллов сильное влияние могут оказывать как их размеры, так и концентрация. Эта зависимость далее будет показана как результат компьютерного моделирования кинетики фотolumинесценции ансамбля нанокристаллов.

3. Методика численного эксперимента

Реальные латеральные структуры — диэлектрические слои со сформированными в них массивами нанокристаллов с линейными размерами порядка единиц, десятков или сотен микрометров — содержат сотни тысяч (или более) нанокристаллов. Кроме того, в связи с большими скоростями безызлучательных процессов и, как следствие этого, относительно малой долей событий, сопровождаемых излучением фотона, для получения репрезентативной выборки при анализе кинетики фотолюминесценции необходимо рассматривать систему с большим количеством нанокристаллов. С этой целью в данной работе было проведено компьютерное моделирование с использованием многопроцессорных вычислений динамики фотолюминесценции на основе метода Монте-Карло для 1048 576 нанокристаллов кремния, внедренных в плоский диэлектрический слой SiO₂.

Для каждого нанокристалла рассматриваются 7 конкурирующих между собой процессов — межзонная излучательная рекомбинация, захват электрона на оборванную связь, захват дырки на оборванную связь, оже-рекомбинация, туннелирование электрона, туннелирование дырки и экситонный переход. Кроме этих 7 событий за единицу времени может также реализоваться еще одно, так называемое „нулевое“ событие, в результате которого система остается в исходном состоянии, т.е. ни одно из вышеперечисленных семи событий не происходит. Очевидно, шаг по времени, δt , должен выбираться так, чтобы нулевое событие обладало наибольшей вероятностью, много большей вероятности любого из других событий. Определение того, какое из 8 (с учетом нулевого) событий за время δt происходит на каждом шаге по времени для каждого нанокристалла, проводится при помощи испытания — вброса случайного числа на линейку вероятностей. При этом вероятность события определяется произведением скорости соответствующего процесса на величину шага по времени δt . Вероятность же нулевого события P_0 определяется из условия нормировки

$$\delta t (\tau_R^{-1} + \tau_A^{-1} + \tau_{C(e)}^{-1} + \tau_{C(h)}^{-1} + \tau_{T(e)}^{-1} + \tau_{T(h)}^{-1} + \tau_x^{-1}) + P_0 = 1. \quad (2)$$

Величина шага по времени определяется из условия, чтобы самое быстрое из всех событий, исключая нулевое, среди всех нанокристаллов массива имело вероятность, не превышающую 0.01. Кроме того, полное число всех событий за один шаг в ходе вычислений не превышало 1000.

При моделировании нанокристаллы в матрице располагались произвольно. При этом разброс по размерам нанокристаллов задавался функцией распределения по радиусам, которая, как и в [19], описывалась нормальным логарифмическим распределением:

$$\rho(R) = \exp \left\{ -[\ln(R) - M]^2 / (2S^2) \right\} / \left(\sqrt{2\pi}SR \right), \quad (3)$$

где R — радиус квантовой точки в нанометрах, а M и S — математическое ожидание и среднеквадратичное

отклонение логарифма радиуса. Средний радиус \bar{R} и среднеквадратичное отклонение радиуса δR связаны с M и S соотношениями:

$$\bar{R} = \exp(M + S^2/2), \quad \delta R = \bar{R} \sqrt{\exp(S^2 - 1)}. \quad (4)$$

Следует заметить, что ранее уже выполнялось моделирование фотолюминесценции ансамбля нанокристаллов кремния с учетом миграционных эффектов [19–21]. Однако непосредственное вычисление скоростей миграции не проводилось. Вместо этого авторы либо адаптировали формулы, полученные для квантовых ям, к квантовым точкам [19,20], либо рассматривали скорость туннелирования как некий случайный параметр, изменяющийся в заданных пределах [21]. Также стоит отметить, что в упомянутых выше работах не рассматривался процесс оже-рекомбинации, который должен оказать существенное влияние на фотолюминесценцию, если в нанокристаллах происходит накопление носителей. Кроме того, моделировалась система, состоящая всего лишь из нескольких тысяч нанокристаллов, что не давало возможности получения качественной статистики именно для излучательных переходов.

4. Результаты численного эксперимента

Для изучения влияния миграционных эффектов на излучение массива был смоделирован спектр фотолюминесценции при невысокой интенсивности накачки (1 Вт/см²). При таком уровне накачки в течение всего времени высвечивания массива среднее число экситонов в каждом нанокристалле остается $\ll 1$, т.е., фактически лишь малая доля нанокристаллов массива находится в возбужденном состоянии. Поэтому воздействие быстрой безызлучательной оже-рекомбинации на процесс фотолюминесценции в этом случае будет сведено к минимуму.

Очевидно, степень влияния миграционных эффектов на интенсивность излучения должна зависеть от концентрации нанокристаллов. Более удобно, однако, использовать в качестве характеристики плотности массива среднее расстояние между нанокристаллами L , определяемое выражением $L = n^{-1/3} - 2\bar{R}$, где n — концентрация нанокристаллов. Фактически определенный таким образом параметр L представляет собой расстояние между краями нанокристаллов.

Результаты расчета спектра фотолюминесценции массива нанокристаллов с $M = 0.54$ и $S = 0.27$ ($\bar{R} = 1.78$ нм и $\delta R = 1.12$ нм) в зависимости от среднего расстояния между нанокристаллами представлены на рис. 1. При $L = 30$ нм нанокристаллы могут считаться изолированными — вероятности обмена элементарными возбуждениями в этом случае практически равны нулю [10]. При $L = 1.4$ нм нанокристаллы располагаются плотно друг к другу, что делает возможными миграционные эффекты, обладающие достаточно высокими

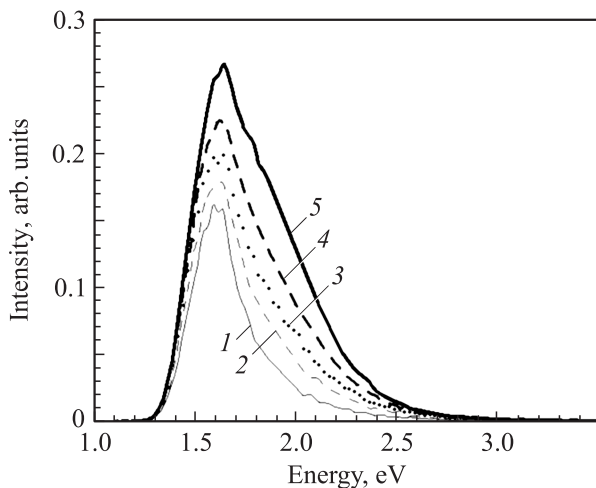


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции массива кремниевых нанокристаллов при разных значениях среднего расстояния между ними L , нм: 1 — 1.4, 2 — 2.2, 3 — 3, 4 — 6, 5 — 30.

скоростями при малых L , как показано в [10]. Из рисунка видно, что с уменьшением расстояния между нанокристаллами от 30 до 1.4 нм, пик люминесценции сдвигается примерно на 0.05 эВ в „красную“ сторону относительно своего положения в массиве изолированных нанокристаллов. Данный эффект является следствием усиления процессов энергообмена. Уменьшение расстояния между квантовыми точками позволяет, как уже говорилось, перемещаться электронно-дырочным парам (экситонам) из нанокристаллов меньших размеров с большей оптической щелью в нанокристаллы больших размеров с меньшей оптической щелью, в которых уже происходит высвечивание электронно-дырочных пар.

Также можно отметить уменьшение как интенсивности, так и ширины спектра излучения с ростом плотности нанокристаллов. При этом уменьшение ширины пика является по сути односторонним — оно происходит со стороны больших энергий. Это опять же связано, как показывают наши расчеты, с накоплением экситонов в нанокристаллах больших размеров вследствие миграционных эффектов. Соответственно даже в том случае, если изначально в данном нанокристалле была создана лишь одна электронно-дырочная пара или даже вообще ни одной, впоследствии количество этих пар может возрасти за счет прихода из соседних нанокристаллов меньших размеров. Это делает возможной оже-рекомбинацию, являющуюся существенно более быстрым процессом, чем межзонная излучательная рекомбинация. В результате часть электронно-дырочных пар, скопившихся в больших нанокристаллах, рекомбинирует безызлучательно посредством оже-процесса, что, естественно, приводит к некоторому уменьшению интенсивности излучения из этих нанокристаллов. Сами же нанокристаллы меньших размеров, отдав экситоны большим нанокристаллам, остаются „темными“ и в процессе световой эмиссии уже не участвуют. На частотах,

соответствующих частоте межзонного перехода в малых нанокристаллах, интенсивность излучения падает на порядки, что и приводит к одностороннему уменьшению ширины пика.

Как показывает численный расчет, результаты которого представлены на рис. 2, спектр люминесценции массива нанокристаллов кремния существенно зависит от их среднего размера. Видно, что уменьшение среднего размера нанокристаллов в массиве приводит к сдвигу пика фотолюминесценции в сторону больших энергий и ослаблению интенсивности излучения. Сдвиг пика (так называемый „голубой“ сдвиг) возникает, как хорошо известно, из-за увеличения ширины оптической щели в нанокристаллах меньшего размера вследствие эффекта размерного квантования. Причина ослабления интенсивности не столь очевидна. Как оказывается, этот эффект (при фиксированном количестве нанокристаллов в мас-

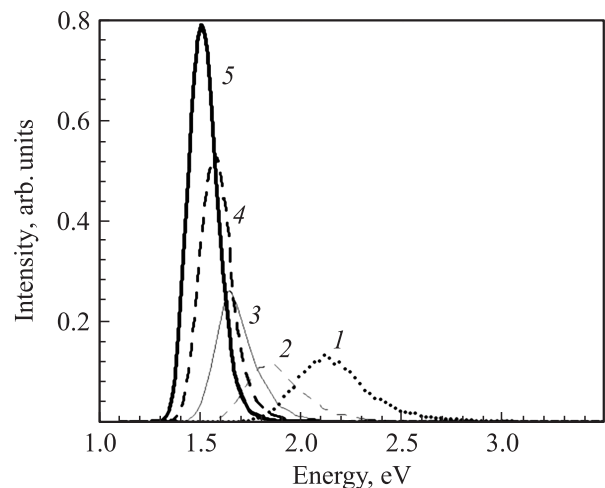


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции для $L = 2$ нм при значениях среднего радиуса нанокристаллов \bar{R} , нм: 1 — 1.2, 2 — 1.5, 3 — 1.8, 4 — 2.1, 5 — 2.4.

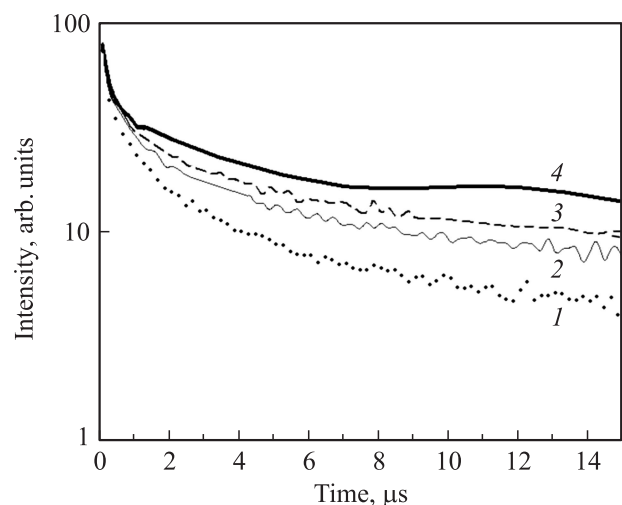


Рис. 3. Временная зависимость интенсивности излучения при значениях L , нм: 1 — 1.4, 2 — 3, 3 — 6, 4 — 30.

сиве) связан с уменьшением сечения захвата фотонов накачки, т. е. с уменьшением эффективности возбуждения экситонов в квантовых точках меньшего размера [9].

Была также проанализирована временная зависимость сигнала люминесценции. В этом случае начальное условие менялось. Предполагалось, что в начальный момент в каждом нанокристалле возбуждено по три электронно-дырочные пары. Это было сделано для того, чтобы оценить влияние оже-рекомбинации на интенсивность излучения. Результаты расчета временной зависимости интенсивности излучения с энергией 1.75 эВ массива нанокристаллов с параметрами $M = 0.54$ и $S = 0.27$ ($\bar{R} = 1.78$ нм и $\delta R = 1.12$ нм) при разных значениях L представлены на рис. 3. Видно, что в начальный промежуток времени $\sim (1-2)$ мкс интенсивность быстро уменьшается. Это связано с быстрыми безызлучательными процессами: оже-рекомбинацией (пока населенность нанокристаллов велика) и безызлучательной аннигиляцией экситонов на оборванных связях. В дальнейшем спад интенсивности замедляется и зависимость приближается к линейной. На этом участке доминирует излучательная рекомбинация электронно-дырочных пар.

Также можно заметить, что в более плотных массивах спад интенсивности на начальном этапе (при малых временах) происходит быстрее. Данный эффект является следствием усиления оже-рекомбинации, вызванного миграцией носителей. В последующие моменты времени спад интенсивности излучения происходит уже примерно с одинаковой скоростью (кривые имеют одинаковый наклон) для массивов с разной плотностью нанокристаллов и определяется темпом излучательной рекомбинации. Таким образом, можно сделать вывод об ослаблении влияния миграционных эффектов при уменьшении населенности в нанокристаллах.

5. Заключение

Подводя краткий итог нашему исследованию, заметим, что во всех расчетах существенным было условие постоянства количества нанокристаллов в массиве. Очевидно, результат моделирования может измениться, если в расчетах фиксировать не количество нанокристаллов, а, например, их концентрацию. В реальных экспериментах можно приготовить образцы (диэлектрические слои) одинакового размера и менять количество кремния, вводимого в образец (используя, скажем, метод ионной имплантации). Впоследствии, варьируя температуру и длительность отжига, можно получать массивы нанокристаллов с разными характеристиками, в частности с разными плотностью нанокристаллов в массиве и средним размером. Поэтому, выполняя компьютерное моделирование люминесценции массивов нанокристаллов кремния, необходимо, вообще говоря, отталкиваться от условий конкретного эксперимента. В данной же работе нам хотелось скорее показать принципиальную возможность моделирования энергообмена и люминесценции в

реальных массивах нанокристаллов кремния (состоящих из огромного количества нанокристаллов — сотен тысяч или более), учитывающего различные релаксационные процессы, происходящие в массиве.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (ГК № 16.740.11.0202), ФЦП „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России“ (ГК № 07.514.11.4012) и РФФИ (проекты #10-02-00995 и #12-07-00546).

Список литературы

- [1] L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni, G. Franzo, F. Priolo. *Nature*, **408**, 440 (2000).
- [2] M. Cazzanelli, D. Navarro-Urrios, F. Riboli, N. Daldosso, L. Pavesi, J. Heitmann, L.X. Yi, R. Scholz, M. Zacharias, U. Gosele. *J. Appl. Phys.*, **96**, 3164 (2004).
- [3] L. Dal Negro, M. Cazzanelli, B. Danese, L. Pavesi, F. Iacona, G. Franzo, F. Priolo. *J. Appl. Phys.*, **96**, 5747 (2004).
- [4] K. Luterova, K. Dohnalova, F. Trojanek, K. Neudert, P. Gilliot, B. Honerlage, P. Maly, I. Pelant. *J. Non-Cryst. Sol.*, **352**, 3041 (2006).
- [5] P.M. Fauchet, J. Ruan, H. Chen, L. Pavesi, L. Dal Negro, M. Cazzanelli, R.G. Elliman, N. Smith, M. Samoc, B. Luther-Davies. *Opt. Mater.*, **27**, 745 (2005).
- [6] M.H. Nayfeh, N. Barry, J. Therrien, O. Akcakir, E. Gratton, G. Belomoin. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1131 (2001).
- [7] В.А. Бурдов. ФТП, **36**, 1233 (2002).
- [8] A.A. Konakov, V.A. Burdov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **22**, 215301 (2010).
- [9] D. Kovalev, J. Diener, H. Heckler, G. Polisski, N. Kunzner, F. Koch. *Phys. Rev. B*, **61**, 4485 (2000).
- [10] V.A. Belyakov, V.A. Burdov. *J. Comput. Theor. Nanosci.*, **8** (3), 365 (2010).
- [11] M.S. Hybertsen. *Phys. Rev. Lett.*, **72** (10), 1514 (1994).
- [12] C. Delerue, G. Allan, M. Lannoo. *Phys. Rev. B*, **64**, 193 402 (2001).
- [13] A.S. Moskalenko, J. Berakdar, A.A. Prokofiev, I.N. Yassievich. *Phys. Rev. B*, **76**, 085 427 (2007).
- [14] M. Mahdouani, R. Bourguiga, S. Jaziri, S. Gardelis, A.G. Nassiopoulou. *Physica E*, **42**, 57 (2009).
- [15] Н.В. Кирова, В.А. Бурдов. ФТП, **44**, 1463 (2010).
- [16] M. Lannoo, C. Delerue, G. Allan. *J. Luminesc.*, **70**, 170 (1996).
- [17] F. Priolo, G. Franzo, D. Pacifici, V. Vinciguerra. *J. Appl. Phys.*, **89**, 264 (2001).
- [18] D.L. Dexter. *J. Chem. Phys.*, **21**, 836 (1952).
- [19] V.A. Belyakov, V.A. Burdov, R. Lockwood, A. Meldrum. *Adv. Opt. Technol.*, **2008**, 279 502 (2008).
- [20] A. Meldrum, R. Lockwood, V.A. Belyakov, V.A. Burdov. *Physica E*, **41**, 955 (2009).
- [21] H.E. Roman, L. Pavesi. *J. Phys.: Condens. Matter*, **8**, 5161 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

Photoluminescence in dense ensembles of silicon nanocrystals: role of concentration and mean size

V.A. Belyakov, K.V. Sydorenko, A.A. Konakov, N.V. Kurova, V.A. Burdov

Physical-Technical Research Institute of Nizhny Novgorod State University,
603950 Nizhniy Novgorod, Russia

Abstract Monte Carlo simulation of the luminescence kinetics was carried out for planar dielectric structures contained more than 10^6 Si nanocrystals. It was shown that energy transfer becomes important in closely packed nanocrystal ensembles. In this case small nanocrystals drop out of the luminescence, and the overall luminescence intensity appreciably decreases. Also, stretched exponential decay of the ensemble luminescence intensity has been demonstrated, which is caused by a dominance of one or another of the relaxation processes at different stages of the system evolution.

Публикация материалов Симпозиума завершена.