

ЭКСИТОННЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИОНОВ ЭРБИЯ В КРЕМНИИ

© М.С.Бреслер, О.Б.Гусев, Б.П.Захарченя, И.Н.Ясевич

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 8 декабря 1995 г.)

Построена теоретическая модель механизма возбуждения ионов эрбия в кристаллическом кремнии при оптической и электрической накачке. Основным этапом процесса возбуждения является оже-рекомбинация экситона, связанного на донорном уровне, образующемся при введении иона эрбия в полупроводниковую матрицу. Решение системы кинетических уравнений, описывающих баланс свободных электронов, свободных экситонов, связанных экситонов и возбужденных ионов эрбия, позволяет найти зависимости концентраций свободных и связанных экситонов и возбужденных ионов эрбия от температуры и уровня накачки. Модель объясняет экспериментально наблюдаемые зависимости интенсивностей люминесценции свободных экситонов и ионов эрбия от уровня возбуждения и существование корреляции между этими зависимостями, а также температурную зависимость уровня насыщения люминесценции ионов эрбия и температурное гашение этой люминесценции. Показано, что основной причиной температурного гашения люминесценции ионов эрбия является ионизация донорного центра, образованного ионом эрбия, что препятствует связыванию на этом центре свободного экситона.

Кремний, легированный эрбием, интенсивно изучается в настоящее время в связи с перспективой создания светодиодов на длину волны $1.54 \mu\text{m}$, соответствующую минимуму поглощения в волоконно-оптических линиях связи. Однако механизм передачи возбуждения от электронов и дырок, создаваемых оптической накачкой или инъекцией через p - n -переход, к ионам эрбия остается не выясненным до конца.

Недавно в нашей работе [1] по электролюминесценции кремния, легированного эрбием, была построена модель возбуждения ионов эрбия свободными экситонами, позволяющая описать корреляцию между интенсивностью люминесценции ионов эрбия и интенсивностью люминесценции свободных экситонов, экспериментально обнаруженную нами в кремнии. В этой модели передача возбуждения от свободных экситонов к ионам эрбия описывалась формально как процесс захвата свободного экситона комплексом, содержащим ион эрбия. При этом предполагалось, что у связанного экситона имеется только один канал рекомбинации, а именно оже-рекомбинация, при которой энергия рекомбинации электронно-дырочной пары идет на возбуждение f -электрона иона эрбия. В этой модели ни процессы девозбуждения, ни температура не учитывались, что справедливо лишь в пределах низких температур.

В настоящей работе будет детально рассмотрен механизм экситонного возбуждения ионов эрбия, что позволит объяснить эффективность оже-процесса возбуждения, а также температурную зависимость интенсивности люминесценции ионов эрбия и корреляцию между зависимостями интенсивностей люминесценции ионов эрбия и свободных экситонов от интенсивности накачки. Из сопоставления расчетов на основе построенной модели с экспериментальными результатами удалось оценить характерные времена, определяющие процессы возбуждения ионов эрбия.

1. Экситонная модель возбуждения ионов эрбия в кремнии

Опишем качественно экситонную модель возбуждения ионов эрбия. Известно, что после совместной имплантации эрбия и кислорода и постимплантационного отжига в кремнии образуются донорные комплексы с энергией активации $E_d \approx 150-200$ meV, в состав которых входят оптически активные ионы эрбия.

Поглощение света или инжекция носителей через $p-n$ -переход создают электронно-дырочные пары, которые связываются в свободные экситоны с энергией связи $E_x \approx 15$ meV [2] (рис. 1). При температуре, большей энергии связи экситона, они эффективно распадаются обратно на пары. Однако при любой температуре имеется определенное количество экситонов в зависимости от интенсивности возбуждения. Свободные экситоны могут рекомбинировать излучательным и безызлучательным образом, а также захватываться комплексами, содержащими ионы эрбия. В последнем случае на комплексе образуется

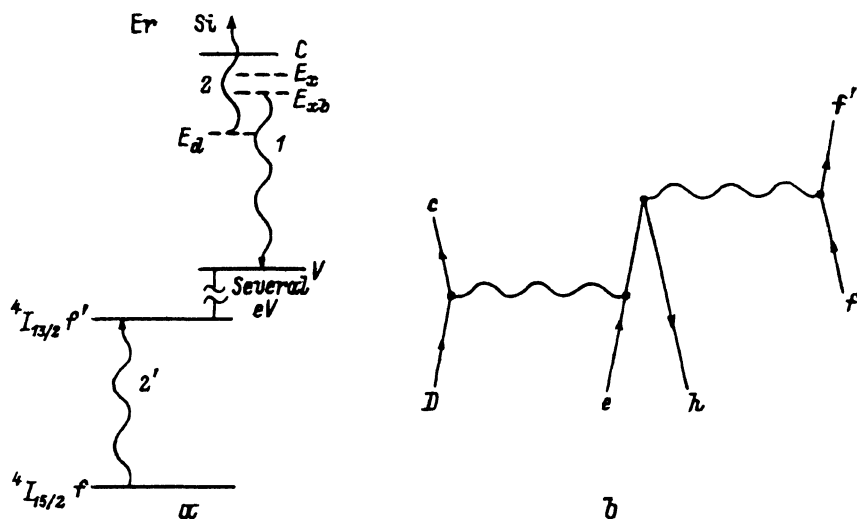


Рис. 1. Электронные переходы при оже-возбуждении ионов эрбия в кремнии
 а — схема энергетических уровней и электронных переходов: f, f' — основное и возбужденное состояние f -электрона иона эрбия, E_x — уровень энергии свободного экситона; E_{xb} — уровень энергии связанного экситона, E_d — уровень энергии донора; 1 — процесс рекомбинации связанного экситона, приводящий к возбуждению иона эрбия, 2 — ионизация донорного уровня на эрбиевом комплексе при оже-возбуждении, 2' — возбуждение иона эрбия. б — одна из фейнмановских диаграмм, описывающих оже-возбуждение иона эрбия: сплошные линии соответствуют электронным состояниям, волнистые линии — кулоновскому взаимодействию.

связанный экситон с энергией связи (относительно энергии свободного экситона) $E_{xb} \approx 15 \text{ meV}$. Нужно иметь в виду, что захват свободных экситонов на примесный донорный центр (в данном случае донорный центр с энергией уровня E_d) может происходить только в том случае, если центр является нейтральным, т.е. если на донорном центре находится электрон. Мы будем предполагать, что нейтральный донор эффективно захватывает только один экситон.

Экситон, захваченный на нейтральный донор, может рекомбинировать посредством оже-процесса, при котором энергия рекомбинации экситона идет на возбуждение f -электрона иона эрбия. В кремнии энергия рекомбинации связанного экситона $E_g - E_x - E_{xb} = 1140 \text{ meV}$ превышает энергию возбуждения f -электрона для перехода ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{13/2}$ ($\approx 805 \text{ meV}$). Естественно полагать, что избыток энергии ($\approx 335 \text{ meV}$) идет на ионизацию второго электрона с энергией связи $E_d \approx 150 \text{ meV}$, имеющегося в комплексе нейтральный донор — связанный экситон. Диаграмма этого процесса представлена на рис. 1, б.

Наряду с описанным выше оже-процессом имеет место обычная оже-рекомбинация, при которой вся рекомбинационная энергия связанного экситона передается второму электрону, выбрасываемому в зону проводимости. Однако следует отметить, что эффективность такого процесса существенно подавлена законом сохранения полного углового момента, так как в этом случае электрон должен уносить угловой момент, равный единице. В дипольном приближении этот процесс запрещен, если не учитывать подмешивания к электронным волновым функциям состояний валентной зоны. Это подмешивание мало в силу малости параметра E_d/E_g .

Для рассматриваемого нами оже-процесса с возбуждением f -оболочки иона эрбия такого запрета не существует, так как при переходе ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{13/2}$ угловой момент в системе f -электронов также меняется на единицу.

Известно, что оже-процесс на свободных носителях начинает играть роль в кремнии при концентрациях $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, когда среднее расстояние между носителями $\sim 30 \text{ \AA}$. В случае экситона, связанного на эрбиевом комплексе, расстояние между рассматриваемыми частицами существенно меньше, поэтому можно ожидать значительной эффективности оже-процессов возбуждения ионов эрбия.

2. Система уравнений баланса

Модель описывается системой кинетических уравнений, рассматривающих баланс свободных носителей, свободных экситонов, связанных экситонов и возбужденных ионов эрбия. Мы будем рассматривать только стационарное решение системы кинетических уравнений, что позволяет вместо системы кинетических уравнений выписать четыре уравнения баланса.

Поглощение света или инжекция носителей через p - n -переход приводят к возникновению электронно-дырочных пар, баланс которых определяется уравнением

$$G = \gamma np + \gamma_x np - fn_x. \quad (1)$$

Здесь G — скорость генерации пар, n, p — концентрации свободных электронов и дырок соответственно, n_x — концентрация свободных экситонов, γ — коэффициент безызлучательной рекомбинации, γ_x — коэффициент связывания электронно-дырочных пар в свободные экситоны, f — коэффициент, описывающий обратный распад свободных экситонов на электронно-дырочные пары. В уравнении (1) мы приняли, что безызлучательная рекомбинация неравновесных носителей идет по квадратичному закону, поскольку известно, что при большой концентрации носителей в кремнии скорость рекомбинации отклоняется от линейной, и при $n \geq 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ описывается квадратичной зависимостью [3,4].

Уравнение баланса свободных экситонов имеет вид

$$\gamma_x n p = \frac{n_x}{\tau_x} + f n_x + c N_T n_x \left(1 - \frac{n_{xb}}{N_T}\right) - c N_x e^{-\frac{E_{xb}}{kT}} n_{xb} \frac{N_x e^{-\frac{E_{xb}}{kT}}}{N_x e^{-\frac{E_{xb}}{kT}} + N_T}, \quad (2)$$

где τ_x — полное время жизни свободных экситонов, c — коэффициент захвата экситонов на нейтральный донорный уровень, N_T — концентрация нейтральных донорных центров при данной температуре,

$$N_T = \frac{N_0}{1 + \frac{N_c}{N_0} e^{-\frac{E_d}{kT}}}, \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^d kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad N_x = \left(\frac{2\pi m_x kT}{h^2} \right)^{3/2},$$

N_0 — полная концентрация оптически активных донорных центров, N_c — плотность состояний в зоне проводимости, N_x — плотность состояний в экситонной зоне, m_n^d — эффективная электронная масса плотности состояний, m_x — масса плотности состояний в экситонной зоне, n_{xb} — концентрация связанных экситонов.

Первый член в правой части уравнения (2) описывает рекомбинацию свободных экситонов (излучательную и безызлучательную), в том числе и оже-рекомбинацию через оптически неактивные донорные центры, второй член — распад свободных экситонов на электронно-дырочные пары, третий член — захват свободных экситонов на комплексы, содержащие ион эрбия, четвертый член — освобождение связанных экситонов с эрбиевых комплексов с превращением их в свободные экситоны. При захвате свободных экситонов эрбиевыми комплексами учитываются, во-первых, тот факт, что захват происходит только на нейтральные центры, и, во-вторых, то обстоятельство, что центр может захватить только один экситон. Вид четвертого члена следует из принципа детального равновесия для связывания экситона на центре и его освобождения с этого центра.

Уравнение баланса связанных экситонов имеет вид

$$c N_T n_x \left(1 - \frac{n_{xb}}{N_T}\right) = \frac{n_{xb}}{\tau^*} \left(1 - \frac{N^*}{N_0}\right) + c N_x e^{-\frac{E_{xb}}{kT}} n_{xb} \frac{N_x e^{-\frac{E_{xb}}{kT}}}{N_x e^{-\frac{E_{xb}}{kT}} + N_T} - \frac{N^*}{\tau^*} f_1. \quad (3)$$

Здесь N^* — концентрация возбужденных ионов эрбия, τ^* — характерное время оже-процесса, ответственного за возбуждение ионов эрбия.

Приход обусловлен связыванием свободных экситонов, уход складывается из оже-возбуждения ионов эрбия (первый член в правой части) и термического освобождения связанных экситонов с эрбиевого центра. Отметим, что оже-процесс возбуждения эрбия невозможен, если f -оболочка уже возбуждена, что учитывается множителем в скобках. Третий член в правой части также является приходным: он соответствует девозбуждению f -оболочки эрбия с рождением на центре связанного экситона, т.е. это процесс, обратный процессу, рассмотренному детально в разделе 1. Статистический фактор $f_1 = e^{-\frac{E_A}{T}}$ учитывает необходимость активации указанного процесса. Энергия активации E_A соответствует энергии, с которой рождается горячий носитель в результате оже-возбуждения, $E_A \approx 185$ meV.

Уравнение баланса возбужденных ионов эрбия имеет вид

$$\frac{n_{xb}}{\tau^*} \left(1 - \frac{N^*}{N_0} \right) = \frac{N^*}{\tau_d} + \frac{N^*}{\tau^*} f_1, \quad (4)$$

где τ_d — время жизни (излучательное и безызлучательное) иона эрбия в возбужденном состоянии. В уравнении (4) из процессов девозбуждения учтен только процесс, обратный рассматриваемому процессу оже-возбуждения. Другие возможные процессы девозбуждения, в частности путем многофононных переходов, мы не рассматриваем, чтобы не вводить большое число подгоночных параметров.

Таким образом, мы получили систему из четырех уравнений баланса. Однако, принимая во внимание, что наиболее быстрым из всех процессов является связывание свободных носителей в экситоны и их распад, мы можем сократить число уравнений.

Действительно, в условиях, когда обмен между электронно-дырочными парами и свободными экситонами происходит быстрее, чем их рекомбинация, устанавливается квазиравновесие

$$\gamma_x n p \approx f n_x. \quad (5)$$

При термическом равновесии выражение (5) имеет вид

$$\gamma_x N_c N_v e^{-\frac{E_g}{T}} \approx f N_x, \quad (6)$$

где N_v — плотность состояний в валентной зоне,

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^d kT}{h^2} \right)^{3/2},$$

m_n^d — масса плотности состояний в валентной зоне.

Из уравнения (1) с учетом (5), (6) имеем

$$\gamma_x n p - f n_x = G - \gamma n p \approx G - \gamma \frac{N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{T}\right)}{N_x} n_x. \quad (7)$$

Используя (7), мы можем исключить концентрации электронов и дырок из уравнения (2) и привести его к виду

$$G = \frac{n_x}{\tau_x} A + c N_T n_x \left(1 - \frac{n_{xb}}{N_T} \right) - c N_x e^{-\frac{E_{fb}}{T}} n_{xb} \frac{N_x e^{-\frac{E_{fb}}{T}}}{N_x e^{-\frac{E_{fb}}{T}} + N_T}, \quad (2a)$$

где

$$A = \gamma \tau_x \frac{N_c N_v}{N_x} e^{-\frac{E_g}{T}} + 1 \equiv g T^{3/2} e^{-\frac{E_g}{T}} + 1.$$

Уравнения (2а), (3) и (4) определяют зависимости концентраций возбужденных ионов эрбия N^* , свободных n_x и связанных n_{xb} экситонов от интенсивности генерации и температуры.

В предположении, что время высвечивания не зависит от температуры и уровня возбуждения, интенсивность люминесценции просто пропорциональна концентрации свободных экситонов n_x и концентрации возбужденных ионов эрбия N^* .

3. Решение уравнений баланса и обсуждение результатов

Из уравнений (3), (4) выразим концентрацию связанных n_{xb} и свободных n_x экситонов через концентрацию возбужденных ионов эрбия N^*

$$n_{xb} = \frac{N^* \tau^* \left(\frac{1}{\tau_d} + \frac{f_1}{\tau^*} \right)}{1 - \frac{N^*}{N_0}}, \quad (8)$$

$$n_x = \frac{1}{c N_T} \frac{\frac{N^*}{\tau_d} + c N_x e^{-\frac{E_{gb}}{T}} \frac{N_x e^{-\frac{E_{gb}}{T}}}{N_x e^{-\frac{E_{gb}}{T}} + N_T} \frac{N^* \left(\frac{\tau^*}{\tau_d} + f_1 \right)}{1 - \frac{N^*}{N_0}}}{1 - \frac{N^* \left(\frac{\tau^*}{\tau_d} + f_1 \right)}{N_T \left(1 - \frac{N^*}{N_0} \right)}}. \quad (9)$$

Подставив (8), (9) в (2а), получим квадратное уравнение относительно N^*

$$a \left(\frac{N^*}{N_0} \right)^2 + b \left(\frac{N^*}{N_0} \right) + c = 0, \quad (10)$$

где

$$a = N_0 \left[1 + \frac{N_0}{N_T} \left(\frac{\tau^*}{\tau_d} + f_1 \right) + \frac{A}{c N_T \tau_x} \right], \quad b = b_1 + b_2,$$

$$b_1 = G \tau_d \left[1 + \frac{N_0}{N_T} \left(\frac{\tau^*}{\tau_d} + f_1 \right) \right],$$

$$b_2 = N_0 \left\{ 1 + \frac{A}{c N_T \tau_x} \left[1 + c N_x \tau_d e^{-\frac{E_{gb}}{T}} \left(\frac{\tau^*}{\tau_d} + f_1 \right) \frac{N_x e^{-\frac{E_{gb}}{T}}}{N_x e^{-\frac{E_{gb}}{T}} + N_T} \right] \right\},$$

$$c = G \tau_d.$$

Отметим, что коэффициенты b_1 и c пропорциональны интенсивности накачки G . Решение уравнения (10) дает

$$\left(\frac{N^*}{N_0} \right) = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}. \quad (11)$$

Можно рассмотреть случаи слабых накачек, когда $2b_1b_2 - 4ac < b_1^2$, и сильных накачек, когда $2b_1b_2 - 4ac < b_1^2$. При слабых накачках концентрации всех частиц, N^* , n_x , n_{xb} , пропорциональны уровню возбуждения G , причем характерные времена, входящие в выражения для этих величин, зависят от температуры. Наиболее простой результат получается при низкой температуре $T < E_x \sim E_{xb} < E_d$

$$N^* \approx G\tau_d, \quad n_{xb} \approx G\tau^*, \quad n_x \approx G(cN_0)^{-1}. \quad (12)$$

С повышением температуры концентрации всех типов частиц падают: для свободных экситонов — в связи с увеличением вероятности их распада на электронно-дырочные пары, для связанных экситонов — из-за увеличения вероятности их термического освобождения с эрбиевых центров, а также из-за уменьшения вероятности захвата свободных экситонов вследствие ионизации эрбиевых центров с увеличением температуры (т.е. с уменьшением числа нейтральных доноров, способных захватывать экситоны), для возбужденных ионов эрбия — в связи с уменьшением числа свободных экситонов и вероятности их связывания на эрбиевых комплексах, а также в связи с увеличением вероятности процесса девозбуждения.

При сильных накачках

$$\frac{N^*}{N_0} = \frac{c}{b_1},$$

т.е.

$$N^* = \frac{N_0}{1 + \frac{N_0}{N_T} \left(\frac{\tau^*}{\tau_d} + f_1 \right)}. \quad (13)$$

Из (13) видно, что концентрация возбужденных ионов эрбия N^* насыщается на уровне, зависящем от температуры. Этот результат находится в согласии с экспериментом (см. рис. 5 из [5]). При низких температурах могут быть насыщены все оптически активные ионы эрбия, если $\tau^* \ll \tau_d$; при высоких температурах уровень насыщения определяется концентрацией нейтральных доноров при данной температуре N_T .

Из (9), (13) видно, что концентрация связанных экситонов при сильных накачках определяется числом нейтральных оптически активных эрбиевых центров при данной температуре $n_{xb} = N_T$. При низких температурах $N_T = N_0$, т.е. все донорные состояния будут связывать экситоны; при высоких температурах концентрация связанных экситонов резко упадет.

Наконец, концентрация свободных экситонов в области сильных накачек будет по-прежнему пропорциональна уровню возбуждения, но с характерным временем, которое может сильно отличаться от времени, входящего в соответствующее выражение при слабых уровнях возбуждения. При низких температурах $n_x = G\tau_x$, и, если $\tau_x \gg \tau_c = (cN_0)^{-1}$, наклон зависимости n_x от G изменяется при переходе из области слабых в область сильных накачек от меньшего к большему, что согласуется с нашими экспериментальными данными [1].

Критерием перехода от слабых к сильным накачкам является условие $b_1 \sim b_2$. Этот критерий зависит от температуры таким образом, что с ростом температуры область сильных накачек смещается в сторону больших уровней возбуждения. Этот результат также находится в согласии с экспериментом (рис. 5 из [5]).

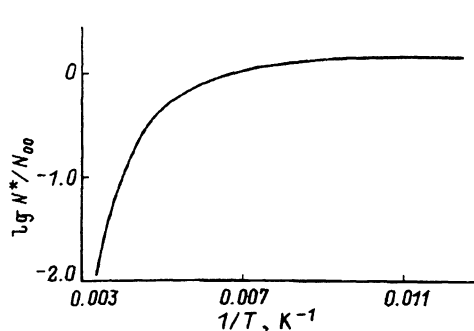


Рис. 2. Температурная зависимость концентрации возбужденных ионов эрбия N^* (и пропорциональной ей интенсивности люминесценции ионов эрбия).

$N_{00} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ — нормировочная концентрация. $G = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$.

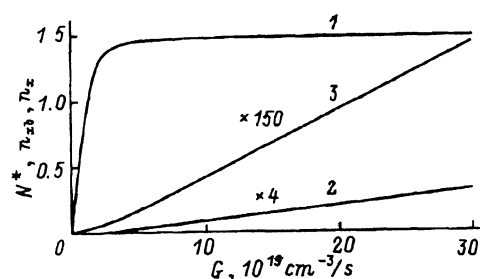


Рис. 4. Зависимость от уровня возбуждения G концентрации возбужденных ионов эрбия N^* (1), концентрации связанных экситонов n_{xb} (2) и концентрации свободных экситонов n_x (3). $T = 70 \text{ K}$.

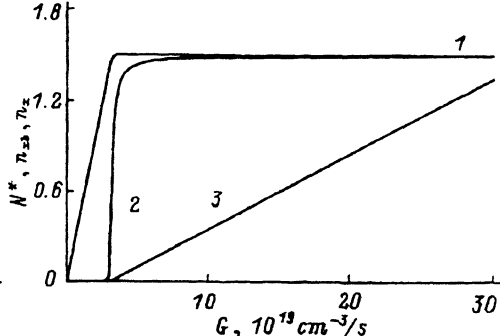


Рис. 3. Зависимость от уровня возбуждения G концентрации возбужденных ионов эрбия N^* (1), концентрации связанных экситонов n_{xb} (2) и концентрации свободных экситонов n_x (3). $T = 10 \text{ K}$.

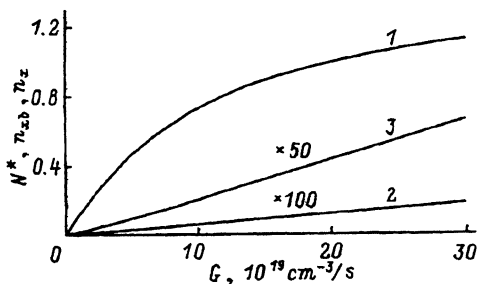


Рис. 5. Зависимость от уровня возбуждения G концентрации возбужденных ионов эрбия N^* (1), концентрации связанных экситонов n_{xb} (2) и концентрации свободных экситонов n_x (3). $T = 150 \text{ K}$.

Мы сделали численные расчеты температурной зависимости концентрации возбужденных ионов эрбия (величина, пропорциональная интенсивности люминесценции ионов эрбия), а также зависимостей концентраций возбужденных ионов эрбия, связанных экситонов и свободных экситонов от уровня накачки при разных температурах.

В расчетах были приняты следующие значения параметров: $\tau_x = 5 \mu\text{s}$, $\tau^* = 0.2 \mu\text{s}$, $\tau_d = 0.5 \text{ ms}$, $g = 0.004$. Уровни энергии определялись из литературных данных [2,5-7]: $E_x = 15 \text{ meV}$, $E_{xb} \sim 15 \text{ meV}$, $E_0 \sim 150 \text{ meV}$, $E_A \sim 185 \text{ meV}$. Коэффициент захвата был выбран согласно нашей работе [1]: он обеспечивает $\tau_c = 0.2 \mu\text{s}$ при $N_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Для эффективных масс были приняты значения $m_n^d = 1.06m_0$, $m_p^d = 0.56m_0$, $m_x = 0.404m_0$.

На рис. 2 показана температурная зависимость интенсивности люминесценции ионов эрбия при скорости генерации $G = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ (для $N_0 = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Этот результат согласуется с экспериментальными данными из работ [7,8]. На рис. 3-5 представлены зависи-

мости от уровня возбуждения для концентрации возбужденных ионов эрбия N^* , концентрации связанных экситонов n_{xb} и концентрации свободных экситонов n_x при $N_0 = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

В соответствии с замечаниями, сделанными выше, с ростом температуры область сильных накачек сдвигается в сторону более высоких уровней возбуждения, а уровень насыщения концентрации возбужденных ионов эрбия N^* уменьшается с температурой. Результаты расчетов, представленных на рис. 3–5, хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [5].

Таким образом, в работе построена экситонная модель возбуждения ионов эрбия в кремниевой матрице, позволяющая описать зависимости интенсивности люминесценции ионов эрбия и свободных экситонов от температуры и уровня возбуждения и учитывающая корреляцию между этими процессами. Основной причиной температурного гашения люминесценции ионов эрбия является ионизация донорного уровня, связанного с эрбиевым комплексом и ответственного за захват свободных экситонов на эрбиевый центр; при более низких температурах определенную роль играют распад свободных экситонов на электронно-дырочные пары и освобождение связанных экситонов с эрбиевых центров до возбуждения f -оболочки эрбия. Что же касается процесса девозбуждения f -оболочки иона эрбия (с рождением на центре связанного экситона), то этот процесс вопреки мнениям, высказывавшимся в литературе [8], играет менее существенную роль при температурах, не превышающих комнатную.

Поскольку невозможно предотвратить ионизацию донорных уровней с ростом температуры, трудно ожидать эффективной электролюминесценции светодиода на Si:Er, работающего с возбуждением ионов эрбия по экситонному механизму, при комнатной температуре. Можно предположить, что повышение эффективности электролюминесценции эрбия окажется возможным, если заменить экситонный механизм возбуждения возбуждением ионов эрбия горячими электронами [9].

Список литературы

- [1] Бреслер М.С., Гусев О.Б., Захарченя Б.П., Пак П.Е., Соболев Н.А., Шек Е.И., Яссиевич И.Н., Маковийчук М.И., Паршин Е.О. ФТП 30, 5 (1996). В печати.
- [2] Davies G. Phys. Rep. 176, 3–4, 84 (1989).
- [3] Tyagi M.S., van Overstaeten R. Sol. Stat. Electr. 26, 577 (1983).
- [4] Abakumov V.N., Perel V.I., Yassievich I.N. Non-radiative Recombination in Semiconductors. North Holland. Amsterdam (1991). P. 223.
- [5] Coffa S., Priolo F., Franzo G., Bellani V., Carnera A., Spinella C. Phys. Rev. B48, 16, 11782 (1993).
- [6] Landsberg P.T. Phys. Stat. Sol. 41, 1, 457 (1970).
- [7] Michel J., Benton J.L., Ferrante R.F., Jacobson D.C., Eaglesham D.J., Fitzgerald E.A., Xie Y.H., Poate J.M., Kimerling L.C. J. Appl. Phys. 70, 5, 2672 (1991).
- [8] Coffa S., Franzo G., Priolo F., Polman A., Serna R. Phys. Rev. B49, 23, 16313 (1994).
- [9] Yassievich I.N., Kimerling L.C. Semicond. Sci. Technol. 8, 8, 718 (1993).