

Возбуждение электролюминесценции эрбия в аморфном гидрогенизированном кремнии при термостимулированной туннельной ионизации глубоких центров

© О.Б. Гусев, М.С. Бреслер, Б.П. Захарченя, А.Н. Кузнецов, П.Е. Пак, Е.И. Теруков,
К.Д. Цендин, И.Н. Ясиевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: oleg.gusev@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 31 июля 1998 г.)

Исследована электролюминесценция аморфного гидрогенизированного кремния, легированного эрбием, $a\text{-Si:H(Er)}$. Обнаружено, что интенсивность электролюминесценции на длине волны $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$, соответствующей переходу ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ во внутренней $4f$ -оболочке иона эрбия Er^{3+} , имеет максимум вблизи комнатной температуры. Необычная температурная и полевая зависимости электролюминесценции указывают на то, что в электрическом поле происходит многофононная туннельная эмиссия электронов с глубоких центров. Электролюминесценция ионов Er^{3+} возникает в результате возбуждения ионов при захвате электронов из зоны проводимости нейтральными оборванными связями (D^0 -центрами), образующимися при введении эрбия в аморфную матрицу. В результате этого оже-процесса центр из нейтрального состояния D^0 переходит в отрицательно заряженное состояние D^- , а энергия, выделяющаяся при захвате, передается посредством кулоновского взаимодействия в $4f$ -оболочку иона эрбия. Стационарный ток через электролюминесцентную структуру поддерживается обратным процессом туннельной многофононной эмиссии электрона с D^- -центра в зону проводимости. Предложенная теоретическая модель находится в согласии с экспериментальными результатами.

Интенсивное исследование люминесценции эрбия в полупроводниковых матрицах в последнее время [1] вызвано тем, что длина волны эрбиевой люминесценции $1.54 \mu\text{m}$, соответствующая переходу из первого возбужденного состояния ${}^4I_{13/2}$ в основное состояние ${}^4I_{15/2}$ во внутренней $4f$ -оболочке иона эрбия Er^{3+} , попадает в минимум поглощения оптического волокна.

Недавно появилось несколько работ, в которых сообщалось о наблюдении эффективной фотолюминесценции (ФЛ) [2–4] и электролюминесценции (ЭЛ) [5] ионов эрбия в аморфном гидрогенизированном кремнии ($a\text{-Si:H(Er)}$). Интерес к этой полупроводниковой матрице вызван как простым и дешевым способом введения эрбия — магнетронным распылением металлического эрбия в атмосфере SiH_4 , так и сравнительно слабым температурным гашением эрбиевой фотолюминесценции, что делает этот материал перспективным для создания светодиодов, работающих при комнатной температуре.

В работе [5] было высказано предположение, что возбуждение ионов эрбия в $a\text{-Si:H(Er)}$ происходит благодаря оже-процессу, при котором электрон из зоны проводимости захватывается нейтральным дефектом типа оборванной связи D^0 с образованием состояния D^- . Энергия перехода за счет кулоновского взаимодействия передается электрону внутренней $4f$ -оболочки иона эрбия и возбуждает последний из основного состояния ${}^4I_{15/2}$ в первое возбужденное ${}^4I_{13/2}$. Эффективность этого процесса обусловлена близостью энергии перехода $D^0 + e \rightarrow D^-$ к энергии перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. Для поддержания ЭЛ в стационарном режиме должен существовать обратный процесс, переводящий дефекты из состояния D^- в состояние D^0 .

В настоящей работе показано, что таким процессом является многофононная туннельная ионизация D^- -центров в электрическом поле. Эта ионизация определяет высокую, зависящую от поля, концентрацию электронов в зоне проводимости и, соответственно, вид вольтамперной характеристики, полевую и температурную зависимости эрбиевой электролюминесценции.

1. Экспериментальные результаты

Структуры, на которых исследовалась ЭЛ, как и в [5], представляли собой пленки $a\text{-Si:H(Er)}$ толщиной $d \approx 1 \mu\text{m}$ и диаметром 1mm , осажденные на подложке монокристаллического кремния n -типа толщиной $300 \mu\text{m}$. Электрические контакты на пленку и подложку наносились напылением алюминия. Исследования ЭЛ производились в режиме импульсной стабилизации тока возбуждения на частоте 100Hz со скважностью 1:2 как при прямом, так и при обратном смещении, подаваемом на структуру. Излучаемый свет собирался системой линз с обратной стороны кремниевой подложки и анализировался двойным решеточным спектрометром с охлаждаемым германиевым фотоприемником. Типичная вольтамперная характеристика исследованной структуры показана на рис. 1 (на вставке схематически представлен вид электролюминесцентной структуры). При комнатной температуре в случае подачи напряжения в прямом направлении (“+” — на верхнем алюминиевом контакте, “-” — на подложке из кристаллического кремния n -типа) наблюдалась только ЭЛ кристаллического свободного экситона ($\lambda \approx 1.16 \mu\text{m}$)

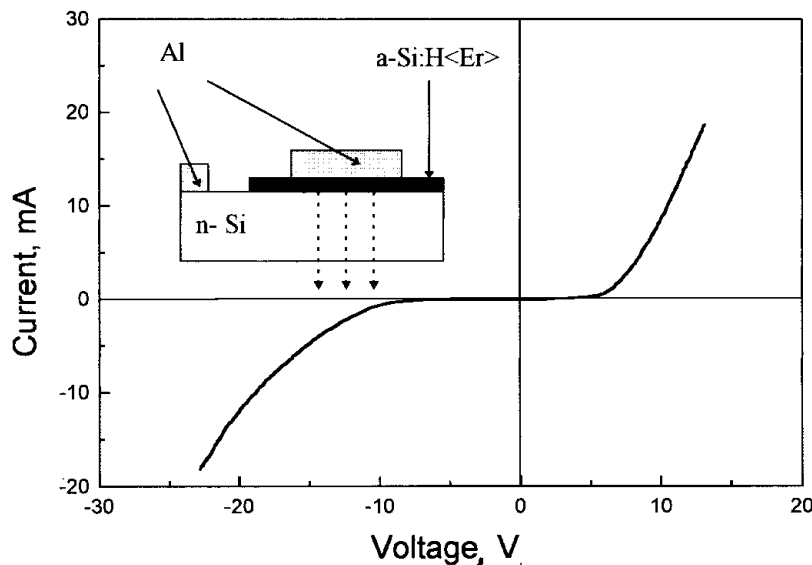


Рис. 1. Вольтамперная характеристика ЭЛ структуры на основе $a\text{-Si:H}\langle\text{Er}\rangle$. $T = 300\text{ K}$. На вставке показана схема структуры.

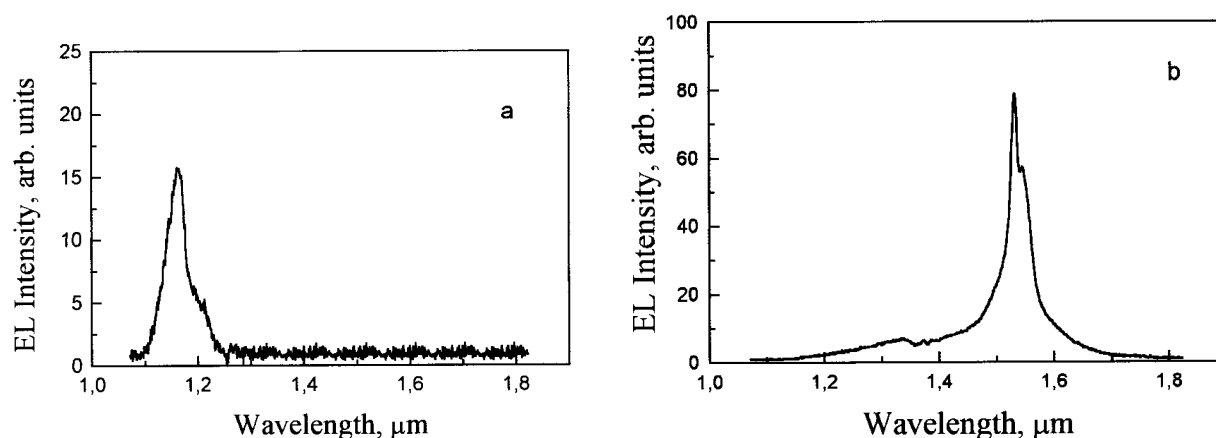


Рис. 2. Спектры ЭЛ структуры на основе $a\text{-Si:H}\langle\text{Er}\rangle$ при прямом (a) и обратном (b) смещении. $T = 300\text{ K}$.

из подложки монокристаллического кремния (рис. 2, a). При приложении обратного напряжения наблюдалась эрбиевая ($\lambda \approx 1.54\ \mu\text{m}$) и дефектная люминесценция ($\lambda \approx 1.34\ \mu\text{m}$) (рис. 2, b).

Интенсивность эрбиевой люминесценции резко возрастает с ростом температуры в интервале температур от 200 K до комнатной (см. температурную зависимость интенсивности сигнала на длине волны $\lambda \approx 1.54\ \mu\text{m}$ для нескольких токов возбуждения на рис. 3). На всех кривых на рис. 3 наблюдается максимум люминесценции эрбия. Отметим, что интенсивность ФЛ эрбия на этих же структурах не зависит от температуры в диапазоне от азотной температуры до комнатной. Интенсивность ЭЛ эрбия практически линейно зависит от тока возбуждения (рис. 4).

На рис. 5 приведены осциллограммы напряжения на структуре при обратном смещении. Как видно из рисунка, на переднем фронте импульса наблюдается пик

напряжения. Амплитуда пика увеличивается, а характерное время спада уменьшается с увеличением тока через структуру. Относительная высота пика уменьшается с уменьшением температуры. При пропускании через структуру токов, превышающих примерно 30 mA, происходит необратимое исчезновение ЭЛ эрбия (но широкая полоса дефектной люминесценции сохраняется). Одновременно исчезают и пички, наблюдаемые на осциллограммах обратного напряжения, приложенного к структуре.

2. Обсуждение результатов

Исследованные нами электролюминесцентные структуры являются структурами вида $\text{Al}/a\text{-Si:H}\langle\text{Er}\rangle/n^+\text{-c-Si}/\text{Al}$. Высота барьера Шоттки ϕ на границе металл-полупроводник должна равняться разности работы выхода металла A и средства к

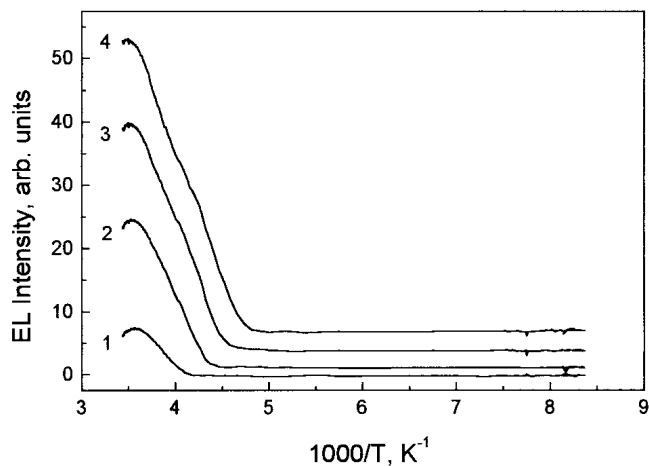


Рис. 3. Зависимость интенсивности ЭЛ эрбия на длине волны $1.54 \mu\text{m}$ от температуры при обратном смещении. Для токов: 5 (1), 10 (2), 15 (3), 20 (4) mA.

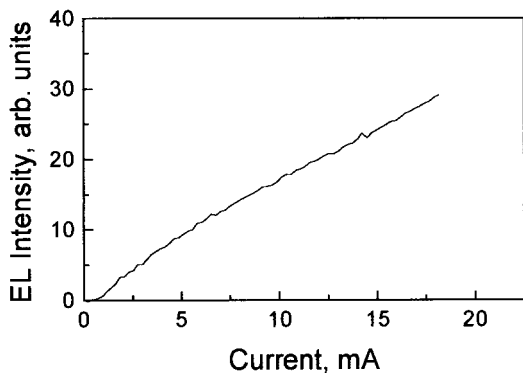


Рис. 4. Зависимость интенсивности ЭЛ эрбия на длине волны $1.54 \mu\text{m}$ от тока. $T = 300 \text{ K}$.

электроду χ полупроводника: $\phi = A - \chi$. Поскольку A (Al) и χ ($a\text{-Si:H}$) практически совпадают [6], то величина ϕ не должна была бы превышать $0.1\text{--}0.2 \text{ eV}$. Однако измеренные значения ϕ как в $a\text{-Si/H}$, так и в $c\text{-Si}$ намного превосходят величину, вычисленную по формуле $\phi = A - \chi$, и равны $\sim 0.7\text{--}0.8 \text{ eV}$ [6]. В [6] это расхождение объяснялось наличием поверхностных состояний с концентрацией $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, которые и формируют барьер на границе. Встроенное поле Шоттки по порядку величины $\sim 2 \times 10^4 \text{ V/cm}$, а его пространственный размер $< 0.1 \mu\text{m}$ (рис. 6, *b*).

ЭЛ эрбия на длине волны $1.54 \mu\text{m}$ наблюдалась, начиная с токов $\approx 3 \text{ mA}$ (соответствующее напряжение $V \approx 10 \text{ V}$ на обратной ветви). При диаметре диодной структуры 1 mm плотность тока соответствовала $j_V = 4 \times 10^{-1} \text{ A/cm}^2$, что намного больше плотности тока насыщения, который по данным [6] можно считать равным $j_0 = 10^{-7}\text{--}10^{-6} \text{ A/cm}^2$. Нелинейность ВАХ в интервале от j_0 до j_V специально не изучалась. Поскольку $j_V \gg j_0$, можно считать, что барьер Шоттки, образующийся на контакте $\text{Al}/a\text{-Si:H(Er)}$, уже не

является выпрямляющим, и приложенное электрическое поле приблизительно одинаково по всей толщине слоя $a\text{-Si:H(Er)}$. Величина этого среднего поля в режиме эффективной эрбиевой люминесценции $\sim 2 \times 10^5 \text{ V/cm}$.

Энергетические зонные диаграммы исследовавшихся электролюминесцентных структур схематически представлены: в отсутствие поля на рис. 6, *a*, при прямом и обратном смещении на рис. 7, *a* и 7, *b* соответственно. На рис. 7, *b* изображена также схема возбуждения иона эрбия. При приложении к структуре прямого смеще-

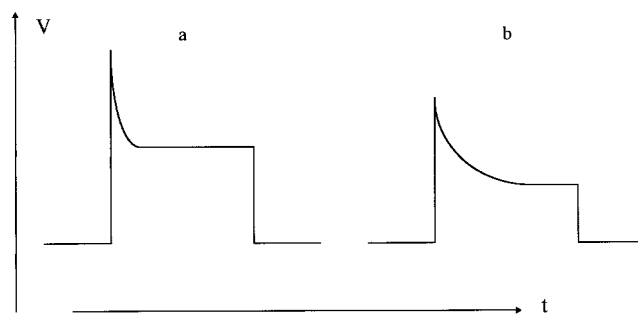


Рис. 5. Осциллограммы напряжения на ЭЛ структуре при обратном смещении: (a) $I = 20 \text{ mA}$, (b) $I = 10 \text{ mA}$.

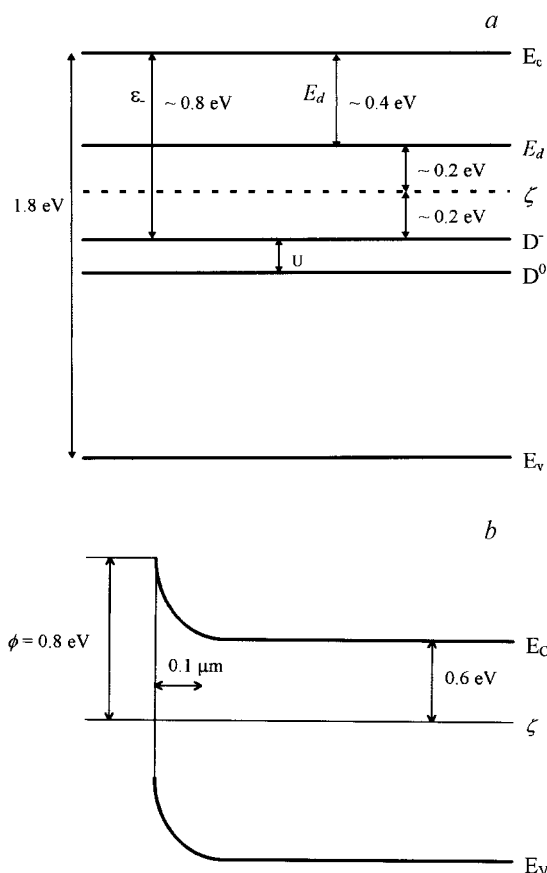


Рис. 6. Энергетическая зонная диаграмма $a\text{-Si:H(Er)}$ без поля. U — корреляционная энергия (a) и барьер Шоттки на границе $\text{Al}/a\text{-Si:H(Er)}$ в равновесии (b).

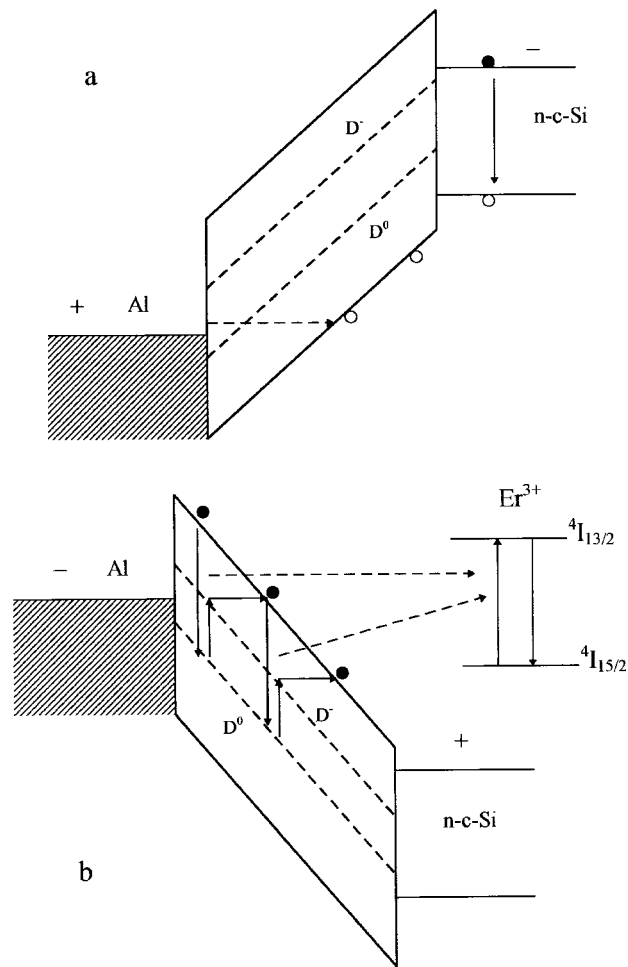


Рис. 7. Энергетические зонные диаграммы ЭЛ структуры: (а) при прямом смещении, (б) при обратном смещении.

ния дырки проходят через слой аморфного кремния в подложку кристаллического кремния (рис. 7, а), и мы наблюдаем люминесценцию свободного экситона из подложки *n*-типа (рис. 2, а). Спектр ЭЛ этой же структуры при обратном смещении (рис. 7, б) представлен на рис. 2, б. Как видно из рис. 2, б, в этом случае наблюдается люминесценция эрбия на длине волны 1.54 μm , соответствующая переходу из первого возбужденного состояния $^4I_{13/2}$ в основное состояние $^4I_{15/2}$ во внутренней $4f$ -оболочке иона Er^{3+} . Кроме эрбиевой люминесценции наблюдается также дефектная люминесценция в виде широкой полосы.

Исследование ФЛ в $a\text{-Si:H(Er)}$ [7] показало, что основным механизмом возбуждения ионов эрбия в аморфной матрице является оже-процесс, при котором электроны из зоны проводимости переходят на D^0 -центры ($D^0 + e \rightarrow D^-$), а энергия, выделяемая при этом переходе, за счет кулоновского взаимодействия идет на возбуждение иона эрбия из основного состояния $^4I_{15/2}$ в первое возбужденное состояние $^4I_{13/2}$. Естественно предположить, что возбуждение эрбия в случае ЭЛ происходит за счет этого же процесса. Как будет

показано ниже, это предположение позволяет хорошо объяснить всю совокупность экспериментальных данных и восстановить энергетическую зонную диаграмму $a\text{-Si:H(Er)}$, представленную на рис. 6, а.

При обратном смещении электроны зоны проводимости, двигаясь в аморфном слое, могут быть захвачены D^0 -центрами (рис. 7, б). При этом центр переходит в состояние D^- (переход $e + D^0 \rightarrow D^-$). Захват свободных электронов на D^0 -центры может быть как излучательным (дефектная люминесценция), так и безизлучательным. Это может быть многофононный захват или оже-процесс с передачей энергии в $4f$ -оболочку ионов эрбия благодаря кулоновскому взаимодействию между электроном, захваченным на D^0 -центр, и $4f$ -электроном иона эрбия, находящимся в основном состоянии. Процесс оже-возбуждения, связанный с дефектами (DRAE — процесс [7]), является эффективным из-за почти резонансного характера. Энергия перехода $e + D^0 \rightarrow D^-$ близка к энергии перехода иона Er^{3+} из основного ($^4I_{15/2}$) в первое возбужденное ($^4I_{13/2}$) состояние во внутренней $4f$ -оболочке. Избыток энергии передается локальным фононам.

Рассмотрим подробнее эти процессы в рамках предложенной энергетической зонной диаграммы (рис. 6, а). Известно, что при введении в кристаллический кремний эрбия и кислорода появляются глубокие доноры с энергией 150–200 meV . Можно ожидать, что при введении эрбия в аморфный кремний, который содержит большое количество кислорода, будут также образовываться донорные состояния, показанные на рис. 6, а уровнем E_d , так как возникновение примесных донорных и акцепторных состояний в аморфном кремнии происходит принципиально так же, как и в кристаллическом кремнии. Эта точка зрения подтверждается результатами работы [8], в которой с помощью исследования эффекта Мессбауэра было показано, что и в аморфном кремнии оптически активный эрбиевый центр — это комплекс из эрбия и кислорода, подобный тому, который наблюдается в кристаллическом кремнии.

Кроме того, хорошо известно, что легирование аморфного кремния приводит к одновременному образованию оборванных связей [9], которые в случае полупроводника *n*-типа могут находиться в двух зарядовых состояниях (D^0 и D^-). Известно, что в аморфном гидрогенизированном кремнии, содержащем 10 и более процентов водорода, происходит пассивация оборванных связей кремния. Однако, как было показано в [10], при исследовании концентрации оборванных связей электронным парамагнитным резонансом введение в матрицу аморфного гидрогенизированного кремния легирующей примеси, концентрация которой на несколько порядков ниже концентрации водорода, вызывает появление оборванных связей, которые не пассивируются им.

Мы полагаем, что поскольку оборванные связи в нашем случае в основном появляются при легировании эрбием, их концентрация N_D приблизительно равна концентрации доноров N . В этом случае в результате почти

полной компенсации D -центров донорами уровень Ферми ζ находится посередине между донорным уровнем E_d и уровнем D^- -центров (рис. 6, а). Таким образом, мы имеем дело с аналогом классического собственного полупроводника, в котором роль валентной зоны играет уровень D^- -центров, а зоне проводимости соответствует донорный уровень E_d . Тогда концентрация нейтральных доноров N равна концентрации нейтральных оборванных связей (D^0 -центров).

Будем считать, что в электрическом поле концентрации электронов в зоне проводимости n , изменение концентрации заряженных $\delta N_{D^-} = N_{D^-} - N_{D^-}^0$ и нейтральных $\delta N_{D^0} = N_{D^0} - N_{D^0}^0$ центров много меньше равновесных значений $N_{D^-}^0$ и $N_{D^0}^0$, т. е.

$$N_{D^-}^0, N_{D^0}^0 \gg \delta N_{D^-}, \delta N_{D^0}, n. \quad (1)$$

Поскольку механизмом возбуждения эрбия при ЭЛ является оже-процесс $D^0 + e \rightarrow D^-$ с передачей энергии внутренней $4f$ -оболочке, то для наблюдения ЭЛ в стационарных условиях необходим обратный процесс ионизации D^- -центров ($D^- \rightarrow D^0 + e$).

В работе [11], посвященной ионизации глубоких центров в кристаллических матрицах в электрическом поле, было показано, что вероятность многофотонной туннельной ионизации глубокого центра в электрическом поле E определяется формулой

$$e(E) = e_T \exp\left(\frac{E^2}{E_c^2}\right), \quad (2)$$

$$E_c = (3m^* \hbar / \tau_2^3 q^2)^{1/2}, \quad (2a)$$

где e_T — вероятность термической ионизации, E_c — характерное электрическое поле, m^* — эффективная масса носителя тока, q — заряд электрона, τ_2 — время туннелирования дефекта [11]

$$\tau_2 = \tau_1 + \frac{\hbar}{2kT}, \quad \tau_1 = \frac{1}{2\omega} \ln \frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_{opt} - \varepsilon_T}. \quad (2b)$$

В (2b) ω — частота локальных колебаний, ε_T и ε_{opt} — термическая и оптическая энергии ионизации D^- -центра соответственно.

Рассмотрим с учетом (2) для аморфной матрицы процессы статистического взаимодействия электронов, находящихся в зоне проводимости и на глубоких центрах (на донорах и на D -центрах). Будем считать, что такое взаимодействие происходит только за счет ионизации электронов в зону и обратного захвата их на доноры и D -центры. В этом случае ситуация может быть описана следующей системой уравнений:

$$\frac{nN_{D^0}}{N_{D^-}} = N_c e^{-\frac{\varepsilon_-}{kT} + \left(\frac{E}{E_c}\right)^2}, \quad (3)$$

$$\frac{nN_+}{N_0} = N_c e^{-\frac{E_d}{kT} + \left(\frac{E}{E_{c2}}\right)^2}, \quad (4)$$

$$n + N_{D^-} = N_+, \quad (5)$$

$$N = N_0 + N_+, \quad (6)$$

$$N_D = N_{D^-} + N_{D^0}, \quad (7)$$

где n — концентрация электронов, N_0 , N_+ — соответственно концентрации нейтральных и ионизированных доноров, N_{D^-} , N_{D^0} — концентрации D -центров в различных зарядовых состояниях, N_c — эффективная плотность состояний на краю зоны проводимости и ε_- — энергия ионизации D^- -центров.

Уравнения (3) и (4) описывают перезарядку D -центров ($D^0 + e \rightarrow D^-$) и доноров ($N_+ + e \rightarrow N_0$), которые в нулевом поле идут с затратой энергии ε_- и E_d соответственно. Уравнение (5) является уравнением электронейтральности, а уравнения (6) и (7) задают полную концентрацию доноров и D -центров.

В уравнении (3) первый член в показателе экспоненты описывает ионизацию D^- -центра с энергией ионизации ε_- , происходящую в нулевом поле. В электрическом поле $E \approx V/d$, где V — приложенное напряжение, d — толщина слоя a -Si:H(Er), происходит многофононная туннельная ионизация, благодаря которой в показателе экспоненты появляется член $(E/E_{c1})^2$, где E_{c1} — характерное поле, определяющееся временем туннелирования τ_2 для D -центра. E_{c2} — характерное поле для глубоких доноров с энергией E_d . В нулевом электрическом поле из уравнений (3)–(7) получим (с учетом равенства $N \approx N_D$) для равновесных значений

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{\varepsilon_- + E_d}{2kT}\right) \equiv N_c \exp\left(-\frac{\zeta}{kT}\right), \quad (8)$$

$$N_+^0 \approx N_{D^-}^0 \approx N, \quad (9)$$

$$N_{D^0}^0 \approx N_D \exp\left(-\frac{\varepsilon_- - \zeta}{kT}\right). \quad (10)$$

Положение уровня Ферми ζ , соответствующее решению (8)–(10), показано на рис. 6, а. Из уравнений (8)–(10) в отсутствие поля, считая, что $N = N_D \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что соответствует концентрации введенного эрбия, получим концентрации нейтральных D^0 -центров $N_{D^0}^0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (при значении $\varepsilon_- - \zeta = 0.2 \text{ eV}$, которое было определено из температурной зависимости ЭЛ (рис. 3)) и концентрации равновесных электронов в зоне $n_0 \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим теперь ситуацию в сильном электрическом поле, считая, что изменения концентраций δN_{D^0} и δN_0 много меньше, чем равновесные значения $N_{D^0}^0$ и N_0^0 . Тогда из (3)–(7) получаем

$$n = N_c e^{-\frac{\varepsilon_-}{kT} + \left(\frac{E}{E_c}\right)^2} \equiv n_0 e^{\left(\frac{E}{E_c}\right)^2}, \quad (11)$$

где $n_0 = N_c \exp(-\zeta/kT)$. Здесь для простоты положено, что характерные поля E_{c1} и E_{c2} приблизительно равны. Основанием для этого может служить тот факт, что τ_2 часто оказывается одним и тем же для различных дефектов в одной полупроводниковой матрице [11].

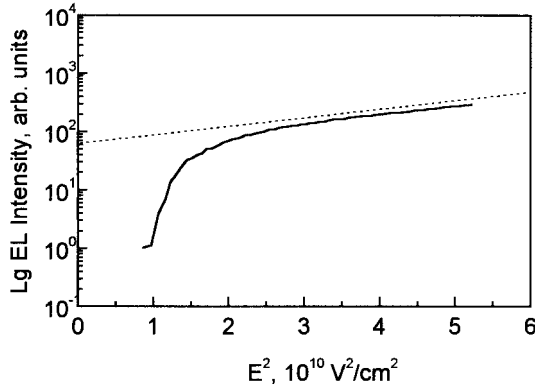


Рис. 8. Зависимость логарифма интенсивности эрбиевой ЭЛ на длине волны $1.54 \mu\text{m}$ от квадрата электрического поля, приложенного к слою аморфного кремния.

Таким образом, согласно (11) зависимость тока через структуру от электрического поля при данной температуре (т.е. обратная ветвь вольтамперной характеристики (рис. 1)) будет определяться в основном именно экспоненциальным ростом концентрации электронов в зоне проводимости за счет многофононной туннельной ионизации.

Захват электронов из зоны проводимости на D^0 -центры может идти по трем каналам [7]: посредством радиационного захвата, через оже-процесс возбуждения иона эрбия или безызлучательным многофонным процессом

$$c = c_R + c_A + c_{mp},$$

где c_R , c_A и c_{mp} — коэффициенты излучательной рекомбинации, оже-процесса и многофононного безызлучательного захвата D^0 -центром соответственно. Интенсивность люминесценции эрбия будет определяться не полной вероятностью захвата электрона D^0 -центром, а лишь вероятностью оже-процесса, поэтому получаем с учетом условия (1) для интенсивности электролюминесценции I_L

$$I_L = c_A n_0 N_{D^0}^0 \exp\left(\frac{E^2}{E_c^2}\right) \frac{\tau}{\tau_r}, \quad (12)$$

где τ и τ_r — полное и радиационное время жизни иона эрбия в возбужденном состоянии соответственно.

Поскольку зависимость от электрического поля как тока, так и интенсивности эрбиевой люминесценции определяется главным образом экспонентой в выражениях (11) и (12), эти зависимости практически одинаковы, и в согласии с экспериментом интенсивность люминесценции линейно зависит от тока (рис. 4). Для проверки теории, однако, следует подтвердить зависимость интенсивности люминесценции эрбия от электрического поля, следующую из (12). На рис. 8 показана зависимость логарифма интенсивности ЭЛ эрбия от квадрата электрического поля, приложенного к слою аморфного кремния. В области напряжений $V < 12 \text{ V}$ зависимость $\ln(I_L)$ от поля, по-видимому, определяется совместным

действием процесса делокализации мелких хвостовых состояний и эффектом Пула–Френкеля с донорных состояний. При увеличении напряжения, начиная с $V \approx 15 \text{ V}$, видно, что зависимость $\ln(I_L) \sim E^2$ хорошо выполняется, что подтверждает теорию (формула (12)) и позволяет определить характерное электрическое поле E_c . Если принять, что поле однородно по всей толщине аморфного слоя ($\approx 1 \mu\text{m}$), то получим величину характерного электрического поля $E_c \approx 1.6 \times 10^5 \text{ V/cm}$. Теперь можно оценить и ”время туннелирования” τ_2 , для которого получается значение $\sim 3 \times 10^{-14} \text{ s}$. Это число хорошо согласуется по порядку величины с данными, полученными на других дефектах и в других полупроводниках [11].

Температурная зависимость интенсивности эрбиевой ЭЛ I_L на длине волны $1.54 \mu\text{m}$, приведенная на рис. 3, измерялась при постоянном токе. Поэтому для сравнения с экспериментальными данными удобно выразить I_L через плотность тока $j = q\mu n E$ и использовать соотношение

$$N_{D^0}^0 = N_D \exp\left(-\frac{\varepsilon_- - \zeta}{kT}\right). \quad (13)$$

Тогда зависимость интенсивности ЭЛ эрбия от температуры в режиме постоянного тока будет иметь вид

$$I_L = c_A N_D \exp\left(-\frac{\varepsilon_- - \zeta}{kT}\right) \frac{j}{q\mu E_j} \frac{\tau}{\tau_r}, \quad (14)$$

где E_j — электрическое поле, приложенное к структуре при токе j , слабо зависит от температуры, q — заряд электрона, μ — подвижность электронов. Сравнивая формулу (14) и данные, приведенные на рис. 3, получаем, что уровень ε_- лежит на $\sim 0.2 \text{ eV}$ ниже уровня Ферми. В соответствии с предложенной нами моделью уровень донора E_d расположен на 0.2 eV выше уровня Ферми. Таким образом, как видно из рис. 6, а, донорный уровень находится на глубине $\sim 0.4 \text{ eV}$ ниже дна зоны проводимости E_c . Изложенные выше результаты можно было бы согласовать и с моделью зонной структуры, в которой ζ совпадает с E_d ($N > N_D$), но тогда надо было бы считать энергию глубокого донора еще большей

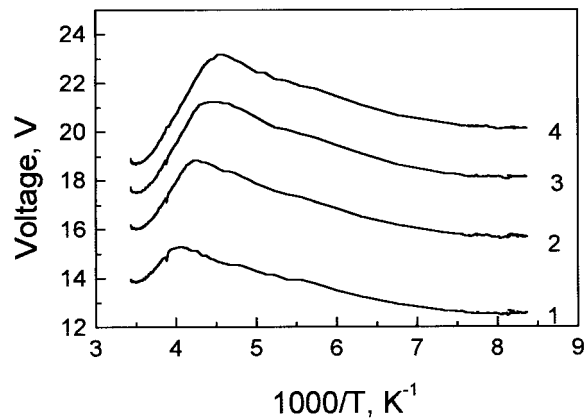


Рис. 9. Зависимость напряжения на структуре от температуры. Для токов: 5 (1), 10 (2), 15 (3), 20 (4) mA.

($E_d \approx 0.5$ eV). Поэтому мы предпочли модель, изображенную на рис. 6, а.

Обсудим теперь связь между температурными зависимостями ЭЛ I_L (рис. 3) и напряжения на образце $V = E/d$ (рис. 9), измеренными при постоянных токах. Из данных, приведенных на этих рисунках, видно, что зависимость $V(T)$ имеет максимум, находящийся в области температур, в которой наблюдается возрастание ЭЛ с ростом температуры. Такая ситуация может быть описана с помощью предложенной нами модели. Действительно, выразив электрическое поле (напряжение на образце) через плотность тока, получаем

$$E = E_c \sqrt{\ln \frac{j}{q\mu n_0 E}}, \quad (15)$$

где под знаком логарифма можно приближенно заменить E на E_c . Для температурной зависимости поля E , которая определяется зависимостью $\ln n_0 \sim \zeta/T$ и температурной зависимостью характерного поля E_c (см. (2)), мы получаем

$$E \sim \frac{x^{1/2}}{(x + x_0)^{3/2}}, \quad (16)$$

где $x \equiv 1/T$, $x_0 \equiv 2\tau_1 k/\hbar$. Соответственно температурная зависимость интенсивности электролюминесценции I_L определяется соотношением

$$I_L \sim \frac{1}{E} \exp(-|\zeta - \varepsilon_-|x). \quad (17)$$

На рис. 10 приведены рассчитанные по формулам (16) и (17) зависимости $V = E/d$ и I_L от температуры. В расчетах мы положили $\varepsilon_- - \zeta = 0.2$ eV, $\tau_1 = 1.5 \times 10^{-14}$ s. Видно, что полученные зависимости находятся в полуколичественном согласии с экспериментальными данными. В условиях, когда $\tau_1 \sim \hbar/2kT$, можно ожидать, что величины характерных полей E_{c1} и E_{c2} близки, как и предполагалось выше.

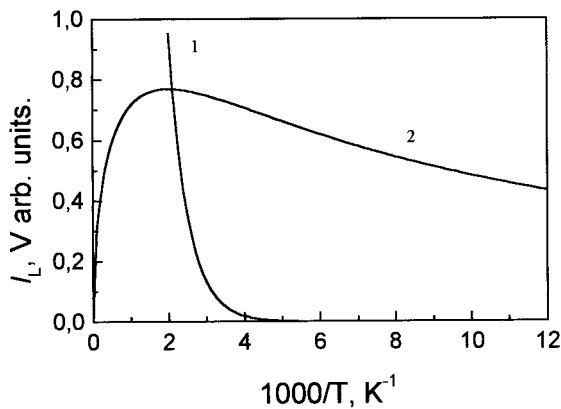


Рис. 10. Теоретические температурные зависимости интенсивности эрбиевой ЭЛ (1) и напряжения на структуре (2) в режиме постоянного тока.

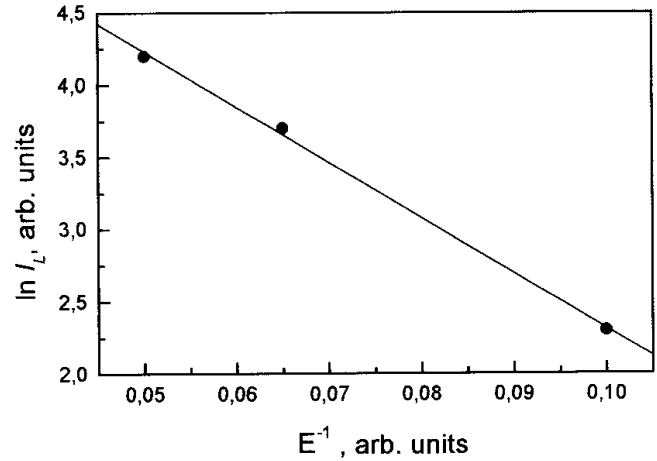


Рис. 11. Зависимость логарифма интенсивности эрбиевой ЭЛ от электрического поля $1/E$ при $T = 100$ К.

При низких температурах в сильном поле ионизация глубоких центров происходит из-за туннельного эффекта без участия фононов. Согласно [12], вероятность такой туннельной ионизации сквозь треугольный потенциальный барьер зависит от поля как

$$e_E \sim \exp\left(-\frac{a\varepsilon^{3/2}}{E}\right),$$

где a — константа, ε — энергия, отсчитанная от вершины треугольного барьера. Благодаря такому туннельному эффекту концентрация электронов в зоне проводимости при низких температурах будет зависеть только от приложенного поля по закону $n \sim \exp(-a\varepsilon^{3/2}/E)$. На рис. 11 приведено несколько точек, построенных по данным рис. 3, в области низких температур, где интенсивность электролюминесценции I_L не зависит от температуры. Видно, что $\ln(I_L)$ действительно хорошо описывается линейной зависимостью от величины $1/E$. Этот факт подтверждает изложенную выше интерпретацию экспериментальных данных по зависимости интенсивности ЭЛ в области низких температур.

Вероятность ионизации D -центров как при высоких, так и при низких температурах e экспоненциально зависит от электрического поля. Поэтому при подаче на структуру импульса напряжения с крутым фронтом происходит переходный процесс, при котором напряжение на структуре падает (так как с временем $\sim e^{-1}$ растет концентрация свободных электронов в аморфном слое). Время установления стационарного состояния уменьшается с ростом прикладываемого к структуре напряжения, что объясняет форму импульсов напряжения на образце (рис. 5).

Предложенная модель возбуждения эрбия позволяет объяснить также необратимое гашение эрбиевой люминесценции, наблюдаемое при слишком больших токах через структуру. Этим токам соответствует высокое напряжение, способствующее диффузии ионов алюминия

из контакта в объем аморфного слоя. Такие явления наблюдались в [13] при полях $\sim 10^5$ В/см, т. е. близких к используемым в данной работе. Алюминий в кремнии является акцептором, т. е. приводит к компенсации D^- -центров (и превращению их в D^0 -центры). В этих условиях ионизация D^- -центров прекращается (применяемые поля недостаточно велики, чтобы ионизировать D^0 -центры), и становится невозможным оже-процесс возбуждения эрбия: люминесценция эрбия гаснет.

Таким образом, в работе исследована ЭЛ аморфного гидрогенизированного кремния, легированного эрбием, в интервале температур 77–300 К. Обнаружено, что с ростом температуры интенсивность эрбиевой люминесценции возрастает, и при температуре, близкой к комнатной, наблюдается ее максимум.

Процесс, лежащий в основе механизма оже-возбуждения ионов эрбия, — захват электронов из зоны проводимости D^0 -центрами с передачей энергии $4f$ -электронам иона эрбия через кулоновское взаимодействие. Стационарное состояние поддерживается многофононной туннельной ионизацией электронов с отрицательно заряженных оборванных связей (D^- -центров) и доноров, появляющихся при введении ионов эрбия.

Предложенная теоретическая модель возникновения ЭЛ ионов эрбия в структурах на основе легированного эрбием аморфного гидрогенизированного кремния полностью описывает количественно все полученные экспериментальные результаты.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 95-02-04163-а, 96-02-1693-а и 97-02-18079), INTAS 95-IN-RU-531, Copernicus 977048-SIER и NATO Linkage grant NTECH.LG 972032.

Список литературы

- [1] Rare Earth Doped Semicond. I/Ed. G.S. Pomrenke, P.B. Klein, and D.W. Langer. Materials Research Society, Pittsburgh (1993); Rare Earth Doped Semicond. II/Ed. S. Coffa, A. Polman, and R.N. Schwartz. Materials Research Society, Pittsburgh (1996).
- [2] M.S. Bresler, O.B. Gusev, V.Kh. Kudoyarova, A.N. Kuznetsov, P.E. Pak, E.I. Terukov, I.N. Yassievich, B.P. Zakharchenya, W. Fuhs, A. Sturm. Appl. Phys. Lett. **67**, 24, 3599 (1995).
- [3] J.H. Shin, R. Serna, G.N. van den Hoven, A. Polman, W.G.J.M. van Stark, A.M. Vredenburg. Appl. Phys. Lett. **68**, 7, 997 (1996).
- [4] A.R. Zanatta, Z.A. Nunes, Z.R. Tessler. Appl. Phys. Lett. **70**, 4, 511 (1997).
- [5] М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Б.П. Захарченя, В.Х. Кудоярова, А.Н. Кузнецов, Е.И. Теруков, В. Фус, И.Н. Яссиевич. ФТТ **38**, 4, 1189 (1996); О.Б. Гусев, А.Н. Кuznetsov, Е.И. Terukov, M.S. Bresler, V.Kh. Kudoyarova, I.N. Yassievich, B.P. Zakharchenya, W. Fuhs. Appl. Phys. Lett. **70**, 2, 240 (1997).
- [6] C.R. Wronski, D.E. Carlson. Sol. Stat. Commun. **23**, 7 421 (1977).
- [7] I.N. Yassievich, M.S. Bresler, O.B. Gusev. J. Phys. Cond. Matt. **9**, 9415 (1997).
- [8] В.Ф. Мастеров, Ф.С. Насрединов, П.П. Серегин, В.Х. Кудоярова, А.Н. Кузнецов, Е.И. Теруков. Письма в ЖТФ **22**, 23, 25 (1996).
- [9] Р. Стрит, Д. Бигельсен. Спектроскопия локализованных состояний. В кн.: Физика гидрогенизированного аморфного кремния. Мир. М. (1988). Т. 2. С. 247.
- [10] R.A. Street, D.K. Biegelsen. Sol. Stat. Commun. **33**, 12, 1159 (1980).
- [11] С.Д. Ганичев, И.Н. Яссиевич, В. Преттл. ФТТ **39**, 11, 1905 (1997).
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Наука, М. (1989). С. 223.
- [13] Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках. Под ред. К.Д. Цендина. Наука, СПб (1996). С. 300.