

Огурцов А.Н.

**РАДИАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ МОДИФИКАЦИИ  
МОДЕЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ ЭЛЕКТРОННЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ:  
4. ДЕСОРБЦИЯ АТОМАРНЫХ КРИОКРИСТАЛЛОВ**

Радиационные технологии, в которых энергия электронных возбуждений конвертируется в структурные нарушения кристаллической решетки, являются одновременно и одним из наиболее эффективных способов контролируемых изменений структуры атомарных криокисталлов [1–3], и комплексным аналитическим методом, позволяющим осуществлять в реальном времени мониторинг состояния облучаемого образца [4,5], что в совокупности позволяет наметить пути решения задачи управляемой модификации материалов электронными возбуждениями, моделируя промышленные процессы на кристаллических пленках инертных криокисталлов [6].

Возбуждение электронной подсистемы атомарных криокисталлов в области края фундаментального поглощения приводит к формированию широкого набора свободных и локализованных заряженных (электроны и дырки) и нейтральных (экситоны) электронных возбуждений [7]. В предыдущих статьях подробно обсуждались радиационно-индуцированные неупругие процессы, завершающиеся наномодификациями образца вследствие локализации экситонов и дырок [1–3]. Селективное возбуждение электронных состояний завершается их локализацией в объеме кристалла и формированием стабильных точечных дефектов по Френкелю. Настоящая работа посвящена обсуждению процессов локализации электронных возбуждений вблизи поверхности образца и каналированию энергии электронных возбуждений в различные виды десорбции.

Исследования десорбции атомов и молекул с поверхности твердых тел и элементарных механизмов, вызывающих разрыв конкретной атомной связи, в настоящее время проводятся во всех крупнейших научных центрах мира, вследствие постоянного спроса со стороны всех отраслей техники и микроэлектроники, связанных с использованием поверхностей и границ раздела между материалами [9–12]. Отдельным направлением в этой области исследований в физике поверхности является исследование десорбции, стимулированной электронными возбуждениями. Аббревиатура DIET (Desorption Induced by Electronic Transitions) является общепринятым названием метода исследования процессов взаимодействия электронной и атомной подсистем кристалла в приповерхностном слое образца. В методике DIET исключен отрыв атомов или молекул от поверхности кристалла за счет передачи кинетической энергии от налетающих частиц к атомам исследуемой поверхности.

За последние два десятилетия десорбция частиц электронными возбуждениями с поверхности металлов, полупроводников и диэлектриков исследована методом DIET в огромном количестве систем [13]. Изучение микроскопических механизмов десорбции вследствие разрыва ван-дер-ваальсовой кристаллической связи традиционно проводится на простейших ван-дер-ваальсовых кристаллах – криокисталлах инертных элементов [9]. Измерения выхода десорбции атомов при селективном фотовозбуждении показало, что генерация и локализация электронных возбуждений вблизи поверхности кристалла вызывает десорбцию [10].

На рис. 1(а) в модели конфигурационных координат показана схема формирования полос люминесценции в ходе релаксации экситонов нижней  $\Gamma(3/2)$ ,  $n=1$  экс-

тонной зоны в процессах автолокализации в состояния квазиатомного (A-STE) и квазимолекулярного (M-STE) типа (STE обозначает автолокализованный (self-trapped) экситон) [7]. На рисунке 1(б) приведен в качестве примера спектр люминесценции твердого аргона при селективном возбуждении фотонами. Спектры Ne, Kr и Xe подробно обсуждены в [1].

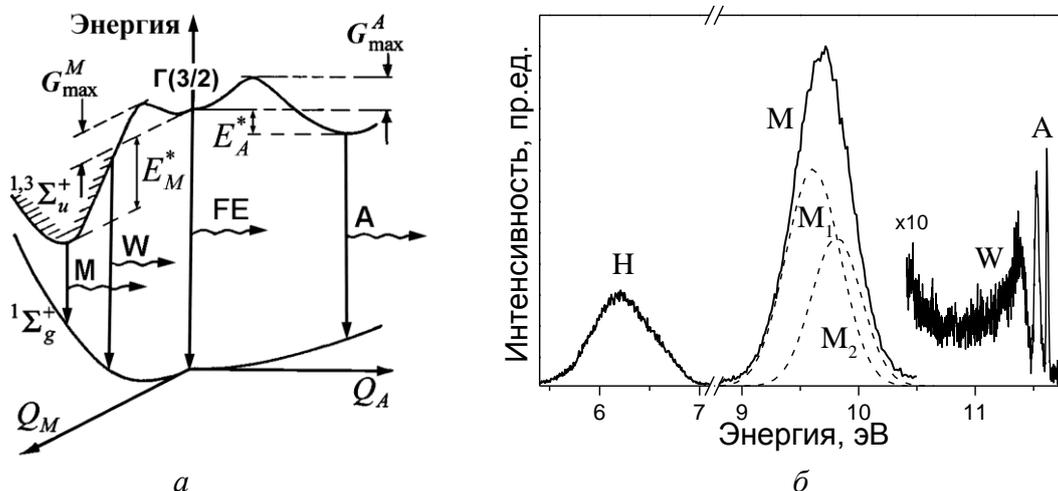


Рисунок 1 – Схема формирования спектра люминесценции твердого аргона:  
 а – схема потенциальных кривых в модели конфигурационных координат,  
 б – спектр люминесценции при  $T=15\text{K}$

В случае M-STE конфигурационной координатой,  $Q_M$ , является межъядерное расстояние в квазимолекуле. В случае A-STE конфигурационной координатой,  $Q_A$ , является радиус микрополости (радиус первой конфигурационной сферы) [7]. В табл. 1 суммированы энергетические параметры потенциальных кривых атомарных кристаллов.

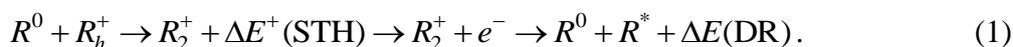
Таблица 1 – Некоторые параметры зонной структуры атомарных кристаллов

	Xe	Kr	Ar	Ne
Ширина запрещенной зоны в $\Gamma$ -точке, $E_g$ (эВ)	9,298	11,59	14,14	21,58
Положение дна экситонной зоны $\Gamma(3/2)$ , $FE$ (эВ)	8,37	10,14	12,06	17,36
Сродство к электрону, $\chi$ (эВ)	0,5	0,3	-0,4	-1,3
Высота барьера к M-STE образованию, $G_{\max}^M$ (мэВ)	20	10	2	0,3
Высота барьера к A-STE образованию, $G_{\max}^A$ (мэВ)		30	10	1
Выделение энергии при M-STE, $E_M^*$ (эВ)	0,45	0,75	1,25	
Выделение энергии при A-STE, $E_A^*$ (эВ)			0,2	0,58
Энергия связи атома, $\varepsilon_b$ (эВ)	0,172	0,123	0,088	0,026

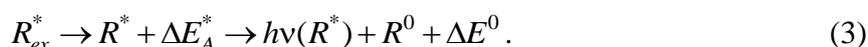
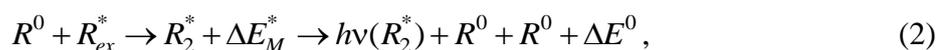
Наиболее интенсивной особенностью спектров люминесценции Ar, Kr, Xe является так называемая полоса M, формируемая  $^{1,3}\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$  переходами в молекулярном автолокализованном экситоне [7]. Те же переходы  $^{1,3}\Sigma_u^{+(v)} \rightarrow ^1\Sigma_g^+$  в излучательном рас-

паде эксимеров, колебательная релаксация которых не завершена, формируют полосу  $W$ . Излучательный распад квазиатомных автолокализованных экситонов формирует систему узких квазиатомных полос  $A$  в спектрах аргона и неона [7]. Полосы  $H$ , которые являются твердотельным аналогом "третьих" молекулярных континуумов, формируются переходами в квазимолекулярных ионах из состояний  $(R_2^+)^*$  (асимптотически соответствующих основному состоянию иона  $R^+$  и возбужденному состоянию атома  $R^+(^3P_{1,2})$ ) в состояния  $R_2^+$  (асимптотически соответствующие основным состояниям иона  $R^+$  и атома  $R$ ) [14]. Здесь и далее  $R$  – обозначает атом инертного элемента. В серии специальных экспериментов было однозначно установлено, что полоса  $A$  имеет компоненты, которые излучаются из газовой фазы – из "облака" десорбировавшихся атомов над поверхностью образца, а вся широкая полоса "горячей" люминесценции  $W$  излучается десорбировавшимися с поверхности эксимерами  $(R_2)^*$  [9,10].

Сущность десорбции, стимулированной возбуждением электронной подсистемы, состоит в конверсии энергии электронного возбуждения в кинетическую энергию движения атомов. Необходимым условием такого преобразования является локализация возбуждения в наноразмерной приповерхностной области образца с выделением энергии, превышающей энергию связи  $\varepsilon_b$ . При энергии возбуждения, превышающей энергию запрещенной зоны  $E_g$ , в кристалле возникают зарядовые состояния – электроны ( $e^-$ ) и дырки ( $R_h^+$ ), которые могут автолокализоваться в регулярной решетке с выделением энергии  $\Delta E^+(STH)$ . Диссоциативная рекомбинация (DR) автолокализованных дырок ( $R_2^+$ ) с электронами, сопровождающаяся выделением энергии  $\Delta E(DR)$ , может приводить к десорбции возбужденных атомов и атомов в основном состоянии



Здесь  $R^*$  – атом в возбужденном состоянии,  $R^0$  – атом в основном состоянии, STH – обозначение автолокализованной дырки (self-trapped hole). Заселение экситонных ( $R_{ex}^*$ ) состояний с последующей автолокализацией приводит к формированию состояний молекулярного ( $R_2^*$ ) и атомарного ( $R^*$ ) типов (соответственно, M-STE и A-STE). Автолокализация сопровождается выделением в решетку энергии  $\Delta E_M^*$  при формировании квазиэксимерного центра и  $\Delta E_A^*$  при формировании квазиатомного центра:



Здесь  $hv(R_2^*)$  и  $hv(R^*)$  – излучательные переходы квазиэксимерного и квазиатомного центров в основное состояние,  $\Delta E^0$  – выделение энергии в ходе энергетической релаксации электронной подсистемы после радиационного распада автолокализованного состояния. На заключительном этапе процесса (2) происходит распад центров квазиэксимерного типа на два атома в основном состоянии. Решение динамической задачи [9] показывает, что в случае процесса (3) при автолокализации экситона вблизи поверхности может десорбироваться как возбужденный атом, так и атом в основном состоянии.

Десорбция атомов в возбужденном состоянии происходит по механизму "выброса микрополостью" ("cavity ejection" или SE-механизм) [10] (рис. 2). Этот механизм является аналогом механизма дефектообразования вследствие квазиатомной автолокализации экситонов (рис. 2(а)→(б)) применительно к квазиатомному центру, локализованному на поверхности кристалла (рис. 2(в)→(г)) [15]. Формирование, вследствие от-

рицательного сродства к электрону, микрополости вокруг возбужденного атома в твердых Ne и Ag, если оно происходит на поверхности (рис. 2(в)), создает несбалансированные силы отталкивания ридберговского электронного облака с окружающими атомами [2,15], что приводит к десорбции (эжекции) возбужденного атома с поверхности образца. Расчеты методом молекулярной динамики подтвердили такой механизм для десорбции возбужденных атомов и возможно даже эксимеров [16]. SE-механизм десорбции был подтвержден экспериментально детектированием люминесценции возбужденных атомов и эксимеров из области пространства над поверхностью образца [17].

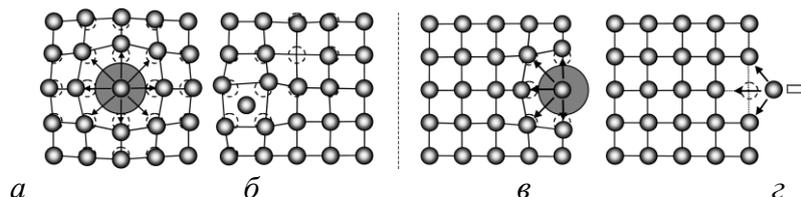


Рисунок 2 – Схема неупругих процессов, индуцированных квазиатомной автолокализацией электронных возбуждений в атомарных кристаллах:

$a \rightarrow b$  – образование пары Френкеля;

$b \rightarrow d$  – десорбция возбужденного атома с поверхности кристалла

Схемы механизмов десорбции эксимеров вследствие локализации электронных возбуждений показаны на рис. 3. Энерговыведение в процессах (1)–(3) происходит как на стадии локализации, так и на стадии распада возбуждения. При этом эксимеры могут быть продуктами десорбции по механизмам, соответствующим процессам (1) и (2). В большинстве работ (см., например, [9,11,17]) измерялся суммарный выход нейтральных атомов. Парциальный вклад в десорбцию возбужденных атомов определен в работах [10,18], где прямо показано, что она вызвана первичным возбуждением экситонов. Установлено, что в этом процессе принимают участие как поверхностные, так и объемные экситоны. Однако вопрос о том, какая энергетическая группа экситонов в зоне вносит основной вклад в перенос энергии к поверхности, остался нерешенным.

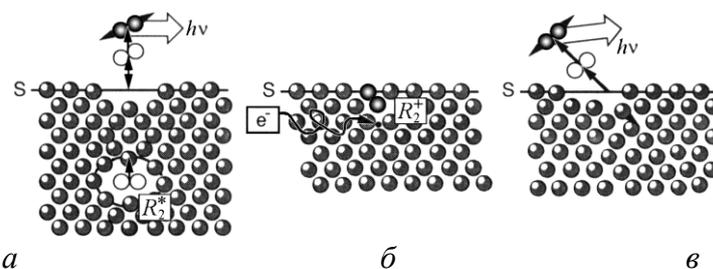


Рисунок 3 – Схема механизмов десорбции эксимеров:

$a$  – автолокализация вблизи поверхности  $S$  квазимолекулярного экситона  $R_2^*$ ,

$b$  – рекомбинация автолокализованной дырки  $R_2^+$  с электроном  $e^-$ ,

$c$  – димеризация эжектируемого возбужденного атома с соседним атомом

В литературе [6] существует условное деление десорбционных механизмов на два класса процессов, первый из которых, называемый "экситонным", объединяет механизмы, в которых разрыв связи кристалл – десорбирующаяся частица происходит вследствие квазиупругого напряжения наноразмерной области на поверхности кристалла, вызванного, например, автолокализацией экситона, сопровождающейся образованием микрополости. В этом смысле SE-механизм (рис. 2(г) и рис. 3(а)) является примером "экситонного" процесса. Другой класс процессов, называемый условно

"электронным", объединяет механизмы десорбции, в которых разрыв связи происходит вследствие возбуждения специфического электронного состояния, имеющего диссоциативный характер, как, например, антисвязывающие молекулярные орбитали, или радикально изменяющего характер и величину взаимодействия возбужденного центра с кристаллическим окружением. В этом смысле диссоциативно-рекомбинационный механизм десорбции эксимеров (рис. 3(в)) является "электронным".

Для экспериментального исследования процесса десорбции эксимеров мы использовали люминесцентный метод детектирования десорбирувавшихся частиц при селективном фотовозбуждении твердого аргона синхротронным излучением [5] в сочетании с возможностью зондировать образец на различную глубину методом катодоллюминесценции [4]. В качестве чувствительного индикатора интенсивности десорбции эксимеров была использована люминесценция полосы W. Спектры фотовозбуждения полосы W измеренные при  $T = 20$  К и  $T = 25$  К приведены на рис. 4(а).

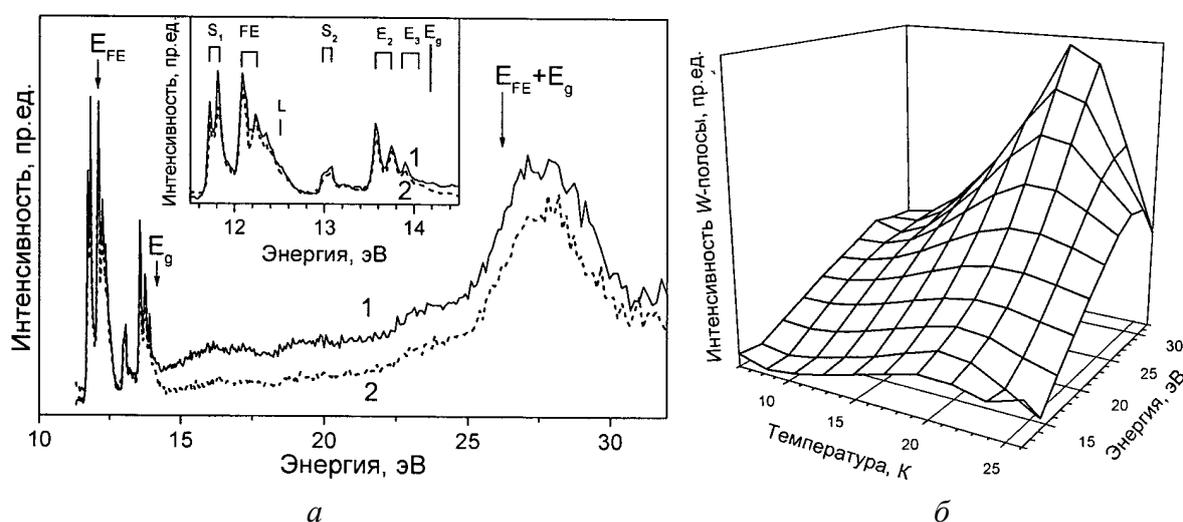


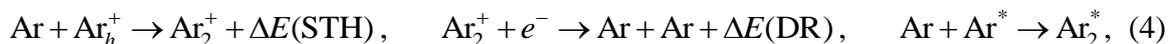
Рисунок 4 – Влияние температуры на спектры твердого аргона:

а – спектры возбуждения полосы W (1 – при  $T = 20$  К, 2 – при  $T = 25$  К),

б – зависимость интенсивности полосы W от температуры и энергии фотовозбуждения

Наличие четкой экситонной структуры в области поверхностных ( $S_1, S_2$ ) и объемных  $\Gamma(1/2)$  и  $\Gamma(3/2)$  экситонов ( $E_{FE}, E_2, E_3$ ) [5] дает основание утверждать, что образование экситонов, как в объеме кристалла, так и на его поверхности, является необходимым условием для десорбции эксимеров. Для разрыва межатомной связи в случае десорбции, так же как и при образовании дефектов в объеме кристалла, необходимо выполнение энергетического и временного критериев превращения энергии электронного возбуждения в кинетическую энергию десорбирующегося эксимера [1]. Выполнение этих критериев обеспечивает автолокализация экситонов вблизи поверхности кристалла, которая сопровождается значительным энерговыделением в соответствии с процессами:  $Ar + Ar_{ex}^* \rightarrow Ar_2^* + \Delta E_M^*$  и  $Ar_2^* \rightarrow hv(Ar_2^*) + Ar + Ar + \Delta E^0$ , где  $Ar_{ex}^*$  – свободный экситон. SE-механизм десорбции эксимеров предполагает образование микрополости вокруг возбужденного центра вблизи поверхности кристалла вследствие отрицательного сродства к электрону у твердого аргона. Однако, в работе [19] экспериментально, методом HREEL-спектроскопии ("High Resolution Electron Energy Loss spectroscopy"), было показано, что сродство к электрону меняет свой знак на поверхности твердого аргона и становится положительным и, следовательно, SE-механизм не может объяснить

десорбцию эксимеров с поверхности аргона. В то же время, диссоциативная рекомбинация электронов ( $e^-$ ) с автолокализованными дырками ( $Ar_2^+$ ) может стимулировать десорбцию эксимеров в результате следующей последовательности процессов:



где  $Ar_h^+$  обозначает свободную дырку.

Спектры фотовозбуждения полосы  $W$  показывают, что рекомбинация электронов с дырками усиливает десорбцию эксимеров из твердого Ar. В диапазоне энергий  $E > E_g$  резкий рост интенсивности полосы  $W$  наблюдается вблизи пороговой энергии  $E = E_{FE} + E_g$  (рис. 4(a)). Это является экспериментальным свидетельством проявления в десорбции эксимеров процессов неупругого электрон-электронного рассеяния [20]. Неупругое рассеяние фотоэлектронов с энергиями  $E > E_{FE} + E_g$  приводит к генерации дополнительных электрон-дырочных пар, что сопровождается ростом полосы  $W$ , а, следовательно, и десорбции эксимеров. Снижение же интенсивности полосы  $W$  при поглощении фотонов с энергией  $E \approx E_g$  происходит вследствие конкуренции релаксационных каналов, подробно рассмотренных в [21].

Рекомбинационные процессы определяют спектр термолюминесценции кристаллов [22]. Термоактивация процессов электрон-дырочной рекомбинации в сочетании с методом селективного фотовозбуждения люминесценции полосы  $W$  подтвердили рекомбинационный механизм десорбции эксимеров (рис. 4(б)) [17]. Изменение температуры приводит к изменению концентрации активных ловушек, на которых могут быть захвачены компоненты электрон-дырочных пар. Те же ловушки, высвобождение электронов из которых приводит к формированию пиков термолюминесценции [22], определяют и интенсивность полосы  $W$ . Рекомбинация автолокализованных на поверхности кристалла дырок с высвободившимися из ловушек электронами (процесс (4)), приводит к десорбции эксимеров (рис. 3(б)→(в)).

Энергия необходимая для стимуляции десорбции переносится к поверхности кристалла электронными возбуждениями различной природы. При этом для реализации СЕ-механизма необходим как транспорт энергии свободными экситонами, так и локализация экситонов на поверхности кристалла. Автолокализованные экситоны и дырки также являются подвижными возбуждениями, причем характер их движения по кристаллу различен [23,24]. Мы исследовали процесс переноса энергии электронных возбуждений к поверхности кристалла с помощью катодолюминесцентного метода, изменяя энергию возбуждающих электронов и, тем самым, варьируя глубину возбуждения образца. Поведение полос катодолюминесценции твердого аргона, связанных с десорбцией атомов (полоса  $b$ ) и эксимеров (полоса  $W$ ), демонстрирует различную зависимость от энергии  $E_e$  возбуждающих электронов (рис. 5(a)). Десорбция атомов происходит по экситонному СЕ-механизму. Отличие в поведении полос  $W$  и  $b$  отражает различие в процессах переноса энергии к тем точкам поверхности, в которых происходит процесс эжекции атомов или молекул.

Длина пробега  $R(E_0)$  электронов с энергией  $E_0$  может быть рассчитана, если известна величина линейных потерь энергии в веществе  $(dE_e/dx) = -K\rho E_e^{-1} \ln(4E_e/I_{\text{нб}})$ , где  $K = 2\pi e^4 N_A = 2800 \text{ кэВ}^2 \cdot \text{см}^2/\text{г}$  – константа,  $N_A$  – число Авогадро,  $\rho$  – плотность вещества,  $I_{\text{сп}}$  – средний потенциал ионизации вещества.

В этом случае длина пробега  $R(E_0)$  аналитически выражается в виде

$$R(E_0) = - \int_{E_0}^0 \left( \frac{dE_e}{dx} \right)^{-1} dE_e = \frac{1}{\rho K} \int_0^{E_0} \frac{E_e dE_e}{\ln(4E_e/I_{cp})} \approx \left( \frac{I_{cp}}{2} \right)^{0,6} \frac{E_0^{1,4}}{2\rho K} = B \cdot E_0^{1,4}, \quad (5)$$

где  $B$  – характерная постоянная для данного вещества. Так  $R(\text{нм}) = 34E_0^{1,4}$  (кэВ) для твердого Ar [11].

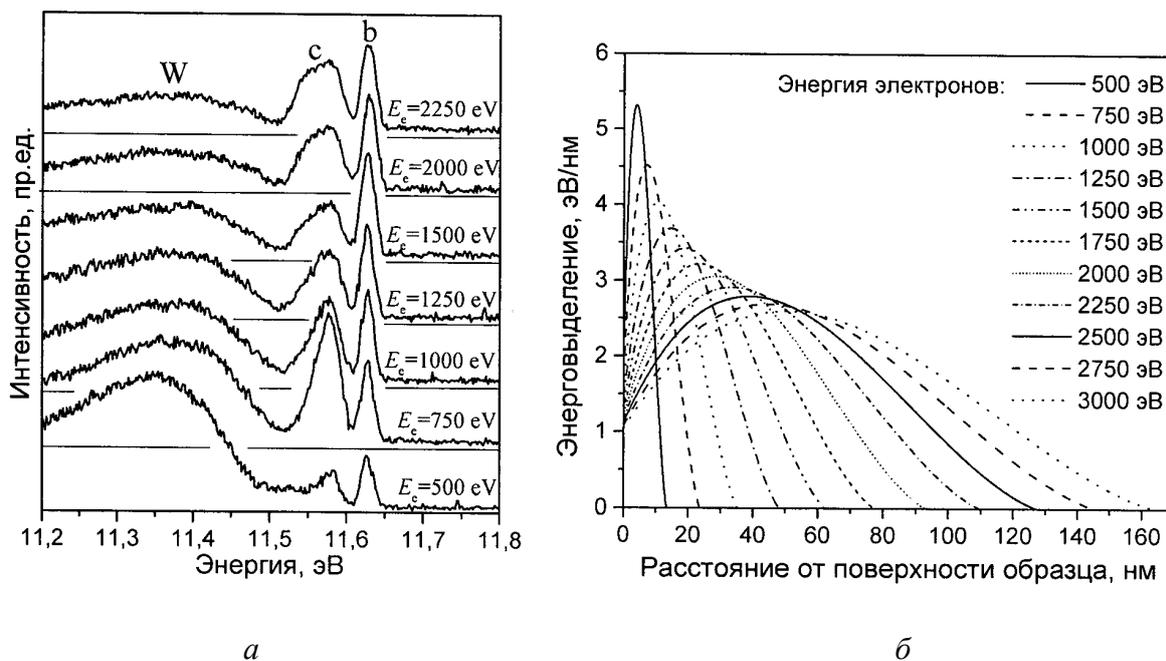


Рисунок 5 – Влияние энергии электронов  $E_e$  на спектры катодоллюминесценции твердого аргона:  
 а – спектры катодоллюминесценции при  $T = 5\text{K}$ ,  
 б – кривые энерговыведения электронов  $D_e(x, E_e)$

Функция, описывающая диссипацию энергии электронами с энергией  $E_e$  в зависимости от расстояния  $x$  от поверхности образца, может быть экстраполирована полиномом третьей степени [12]:

$$D_e(x, E_e) = a_0(E_e) + a_1(E_e) \cdot y(x, E_e) + a_2(E_e) \cdot y(x, E_e)^2 + a_3(E_e) \cdot y(x, E_e)^3, \quad (6)$$

где  $a_0(E_e) = 0,54 \cdot (E_e/R(E_e))$ ,  $a_1(E_e) = 5,6 \cdot (E_e/R(E_e))$ ,  $a_2(E_e) = -11,2 \cdot (E_e/R(E_e))$ ,  $a_3(E_e) = 5,12 \cdot (E_e/R(E_e))$  – коэффициенты полинома,  $y(x, E_e) = x/R(E_e)$  – нормализованная по глубине проникновения электронов координата. Рассчитанные по формуле (6) профили выделения энергии электронами в твердом аргоне  $D_e(x, E_e)$  представлены на рис. 5(б). В зависимости от глубины, на которую проникают первичные электроны, будет изменяться и спектр катодоллюминесценции, содержащий излучение как объемных, так и поверхностных центров свечения.

Для количественного описания транспорта энергии электронными возбуждениями к поверхности мы использовали квазиодномерную модель переноса энергии подвижными возбуждениями, предложенную в работе [11]. Поведение подвижных возбуждений описывается их коэффициентом диффузии  $D$  и временем жизни  $\tau$  в свободном состоянии. Эти два параметра задают длину свободного пробега  $l_0 = (D \cdot \tau)^{1/2}$  возбуждения. Ре-

шение дифференциального уравнения  $D \cdot (d^2 W/dx^2) = (\partial W/\partial t) + W \cdot \tau^{-1}$  определяет вероятность  $W(x, x', l_0, t)$  того, что возбуждение, созданное в момент времени  $t = 0$  на расстоянии  $x'$  от поверхности кристалла, достигнет к моменту времени  $t$  область кристалла, находящуюся на глубине  $[x, x + dx]$  образца толщиной  $d$ . Величиной, непосредственно связанной с выходом десорбции, является плотность локализовавшихся возбуждений  $A(x, x', l_0) = \tau^{-1} \int_0^\infty W(x, x', l_0, t) dt$ . Для случая  $x < x' < d$ :

$$A(x, x', l_0) = \frac{1}{2l_0} \frac{\exp(x/l_0) + \exp(-x/l_0)}{1 + \exp(-2d/l_0)} \left[ \exp\left(-\frac{x'}{l_0}\right) - \exp\left(\frac{x'}{l_0}\right) \cdot \exp\left(-\frac{2d}{l_0}\right) \right]. \quad (8)$$

Выход десорбции пропорционален числу подвижных возбуждений, локализовавшихся на поверхности образца ( $x = 0$ ). На рис. 6(a) представлены зависимости

$$Y(E_e, l_0) \sim \int_0^d D_e(x', E_e) \cdot A(0, x', l_0) dx', \quad (9)$$

рассчитанные с использованием данных для  $D_e(x, E_e)$  для различных значений  $l_0$ .

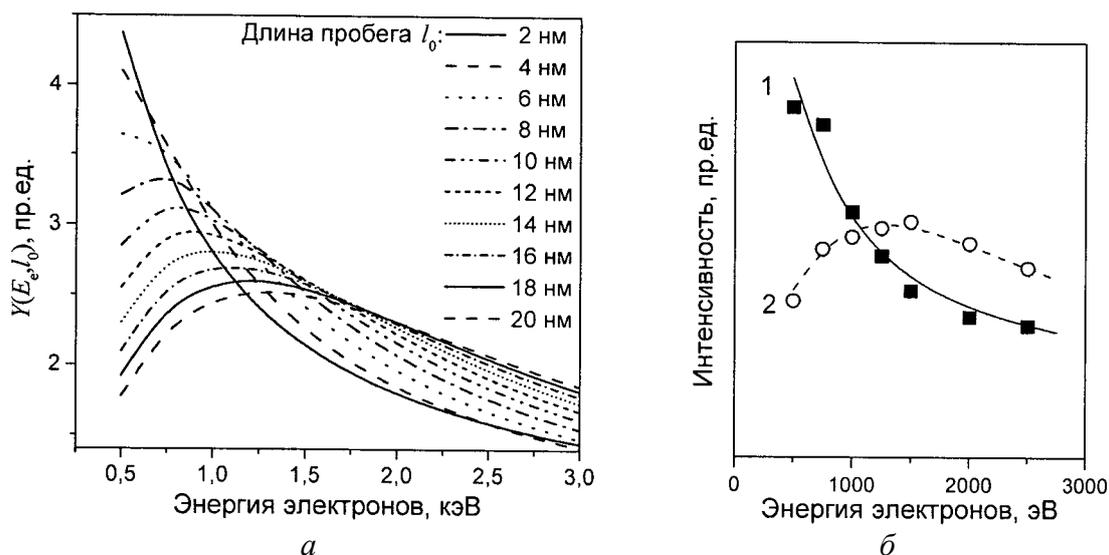


Рисунок 6 – Зависимости от энергии  $E_e$  электронного пучка: а – выход люминесценции поверхностных центров  $Y(E_e, l_0)$ , б – интенсивность полос твердого аргона: 1 – полоса  $W$ , 2 – полоса  $b$

Расчет зависимости  $Y(E_e, l_0)$  хорошо описывает экспериментальные данные (рис.5(a)) при  $l_0 = 20$  нм для полосы  $b$  и  $l_0 = 2$  нм для полосы  $W$  (рис.6(б)). Длина пробега свободных экситонов в аргоне  $l_0^{FE} = 20$  нм [9], что подтверждает экситонный механизм десорбции возбужденных атомов. Отметим, что и  $l_0 = 2$  нм для полосы  $W$  по порядку величины совпадает с областью пространства, которую занимает подвижная дырка при ее распространении вдоль атомной цепочки [23]. В целом зависимость интенсивности полосы  $W$  от энергии возбуждающих фотонов отражает характер энергетической зависимости длины свободного пробега фотоэлектронов [20].

Таким образом, данные полученные методами термоактивационной, катодо- и фотоселективной люминесцентной спектроскопии свидетельствуют в пользу рекомби-

национного механизма десорбции эксимеров и экситонного механизма десорбции атомов с поверхности атомарных кристаллов. Проведенные расчеты выделения энергии электронами в образце и выхода десорбции хорошо коррелируют с экспериментальными данными. В сочетании с люминесцентно-кинетическим методом анализа радиационно-стимулированных процессов [25] предложенные механизмы могут быть использованы как для контролируемой модификации поверхности образцов, так и для аналитического контроля и сертификации кристаллов в ходе технологической обработки пучками электронов, фотонов и ионов.

#### Литература

1. Огурцов А.Н. Радиационные технологии модификации модельных кристаллов электронными возбуждениями: 1. Локализация электронных возбуждений и подпороговое дефектообразование // ИТЕ. – 2005. – №4. – С. 66–75.
2. Огурцов А.Н. Радиационные технологии модификации модельных кристаллов электронными возбуждениями: 2. Неупругие процессы, индуцированные ридберговскими состояниями // ИТЕ. – 2006. – №1. – С. 61–70.
3. Огурцов А.Н., Близнюк О.Н. Радиационные технологии модификации модельных кристаллов электронными возбуждениями: 3. Рекомбинационные механизмы // ИТЕ.– 2006. – №3. – С. 47–56.
4. Огурцов А.Н. Экспериментальные аналитические методы исследования подпороговых радиационно-индуцированных процессов в кристаллах: 1. Католюминесцентная спектроскопия / Вестник НТУ "ХПИ". – 2005. – №52. – С. 51–64.
5. Огурцов А.Н. Экспериментальные аналитические методы исследования подпороговых радиационно-индуцированных процессов в кристаллах: 2. Фотолуминесцентная спектроскопия с временным разрешением / Вестник НТУ "ХПИ". – 2006. – №11. – С. 39–48.
6. Itoh N., Stoneham A.M. *Materials Modification by Electronic Excitation*. – Cambridge: Cambridge University Press, 2001. – 520 p.
7. Ogurtsov A.N. *Advances in Spectroscopy of Subthreshold Inelastic Radiation-Induced Processes in Cryocrystals / Spectroscopy of Emerging Materials*. – Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2004. – P. 45–56.
8. Feulner P., Menzel D. Electronically stimulated desorption of neutrals and ions from adsorbed and condensed layers / *Laser spectroscopy and photochemistry on metal surfaces*. – London: World Scientific. – 1995. – P. 627–684.
9. Johnson R.E., Schou J. Sputtering of inorganic insulators // *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Phys. Medd.* – 1993. – V. 43, № 1. – P. 403–493.
10. Runne M., Zimmerer G. Excitonic excitations and desorption from rare-gas solids // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B.* – 1995. – V. 101, № 1. – P. 156–168.
11. Ellegaard O., Pedrys R., Schou J., Sørensen H., Børgensen P. Sputtering of solid argon by keV electrons // *Appl. Phys. A.* – 1988. – V. 46, № 4. – P. 305–312.
12. Everhart T.E., Hoff P.H. Determination of kilovolt electron energy dissipation vs penetration distance in solid materials // *J. Appl. Phys.* – 1971. – V. 42, № 13. – P. 5837–5846.
13. *Desorption induced by electronic transitions DIET-IV* / Ed. by G. Betz, P. Varga. – Berlin: Springer-Verlag, 1990. – 392 p.
14. Wieser J., Ulrich A., Fedenev A., Salvermoser M. Novel Pathways to the Assignment of the Third Rare Gas excimer continua // *Opt. Commun.* – 2000. – V. 173, № 1. – P. 233–245.

15. Ogurtsov A.N., Savchenko E.V., Vielhauer S., Zimmerer G. Excitonic Mechanisms of Inelastic Radiation-Induced Processes in Rare-Gas Solids // *J. Luminesc.* – 2005. – V.112, №1. – P. 97–100.

16. Chen L.F., Huang G.Q., Song K.S. Desorption of atoms and excimers upon self-trapping of excitons in rare gas solids // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B.* – 1996. – V. 116, № 1. – P. 61–65.

17. Reimann C.T., Brown W.L., Grosjean D.E., Nowakowski M.J. Dimer desorption from solid argon films electronically excited by MeV He ions // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V. 45, № 1. – P.43–55.

18. Leclerc G., Bass A.D., Mann A., Sanche L. Time-resolved patterns for electron-stimulated desorption of metastable atoms from thin Ar(111) films // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V. 46, № 8. – P. 4865–4873.

19. Schlichting H. Methoden und Mechanismen der thermischen Desorption: Adsorptions-, Desorptions-Kinetik, Epitaxie und Ordnung von Edeltgasschichten auf Ru(001): Dissertation, Fakultät für Physik, TUM München. – München, 1990. – 685 p.

20. Ogurtsov A.N., Savchenko E.V., Becker J., Runne M., Zimmerer G. Photoelectron scattering in CO doped solid Ar // *Chem. Phys. Lett.* – 1997. – V. 281, № 4. – P. 281–284.

21. Ogurtsov A.N., Ratner A.M., Savchenko E.V., Kisand V., Vielhauer S. Branched relaxation of electronic excitations in rare-gas crystals with traps of different types // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2000. – V. 12, № 12. – P. 2769–2781.

22. Огурцов А.Н., Савченко Е.В., Григорашенко О.Н., Губин С.А., Фуголь И.Я. Термолюминесценция твердого аргона: кинетический анализ кривой термовысвечивания // *ФНТ.* – 1996. – Т. 22, № 10. – С. 1205–1209.

23. Ratner A.M. Coherent motion of two-site self-trapped excitons and energy transport in wide-band dielectrics // *Phys. Lett. A.* – 2001. – V. 291, № 2. – P. 165–174.

24. Ogurtsov A.N., Ratner A.M. Formation and properties of essentially nonequilibrium polaritons in small crystals seen through luminescence of solid xenon // *Phys. Lett. A.* – 2004. – V. 332, № 5. – P. 441–448.

25. Ogurtsov A.N., Masalitina N.Yu., Bliznjuk O.N. Kinetic study of inelastic radiation-induced processes in rare-gas cryocrystals // *Low Temp. Phys.* – 2007. – V. 33, № 6. – P. 689–693.

УДК 538.95, 543.068.5, 544.542

Огурцов О.М.

**РАДІАЦІЙНІ ТЕХНОЛОГІЇ МОДИФІКАЦІЇ МОДЕЛЬНИХ КРИСТАЛІВ  
ЕЛЕКТРОННИМИ ЗБУДЖЕННЯМИ:  
4. ДЕСОРБЦІЯ АТОМАРНИХ КРІОКРИСТАЛІВ**

Десорбція атомів та ексимерів з атомарних кріокристалів внаслідок релаксації електронних збуджень була досліджена методами термоактиваційної, катодо- та фотоселективної люмінесцентної спектроскопії. Були розрізнені екситонні та електронні нанорозмірні механізми десорбції атомарних кріокристалів. У поєднанні з люмінесцентно-кінетичним аналізом радіаційно-індукованих процесів ці механізми можуть бути використані як для керованої модифікації поверхні зразків, так і для аналітичного контролю та сертифікації кристалів під час технологічної обробки струмами електронів, фотонів та іонів.