

# Механизм люминесценции $F$ -центров в анион-дефектных монокристаллах оксида алюминия

© В.С. Кортков, И.И. Мильман, С.В. Никифоров, В.Е. Пеленев

Уральский государственный технический университет,  
620002 Екатеринбург, Россия

E-mail: kortov@ustu.ru

(Поступила в Редакцию 1 ноября 2002 г.)

Представлены новые экспериментальные результаты, иллюстрирующие влияние глубоких ловушек на люминесцентные свойства анион-дефектных монокристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ . Установлено, что глубокие ловушки имеют электронную природу, их заполнение происходит в результате фотоионизации  $F$ -центров и сопровождается конверсией  $F \rightarrow F^+$ -центров. Разработаны модельные представления, описывающие механизм люминесценции анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия с учетом процесса температурной ионизации возбужденных состояний  $F$ -центров. Модель подтверждена экспериментальными результатами исследования термолюминесценции, термостимулированной экзоелектронной эмиссии и термостимулированной электрической проводимости.

Работа выполнена в рамках плана Уральского научно-образовательного центра „Перспективные материалы“ (грант CRDF N REC-005, российско-американская программа поддержки фундаментальных исследований).

Люминесцентные свойства анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия, выращенных в восстановительных условиях, являются предметом интенсивных исследований в связи с их применением для дозиметрии ионизирующих излучений [1–5]. Наибольший интерес вызывает изучение механизмов люминесценции в интервале температур 300–600 К. В этой области, совпадающей с интервалом основного пика термостимулированной люминесценции (ТЛ), наблюдаются тушение свечения  $F$ -центров и связанные с ним особенности ТЛ: зависимость выхода ТЛ в основном пике при 450 К от скорости нагрева, падение величины средней энергии активации при фракционном термовысвечивании [6]. Существенным прогрессом в понимании природы тушения являлось установление роли в этом процессе глубоких центров захвата. В частности, было обнаружено, что состояние заселенности глубоких ловушек прямо связано с отмеченными выше особенностями ТЛ. Полученные результаты интерпретированы в рамках модели интерактивной системы ловушек, в соответствии с которой тушение возникает вследствие конкурирующего захвата носителей, освобождающихся при регистрации ТЛ основного пика, на глубокие ловушки. При этом предполагалось наличие температурной зависимости сечения захвата носителей на глубокие ловушки, что позволило получить достаточно хорошее соответствие экспериментальных данных модельным представлениям [7].

Вместе с тем наши дополнительные к ТЛ исследования электрических свойств выявили, что в рамках данной модели не находят объяснения ряд наблюдаемых закономерностей измеряемой на этих же кристаллах термически стимулированной электронной эмиссии (ТСЭЭ). Температурные положения основных пиков ТСЭЭ и ТЛ приблизительно совпадают. Однако в отличие от ТЛ выход ТСЭЭ в пике при 450 К не

зависит от скорости нагрева кристаллов, в пределах этого пика не происходит падения величины средней энергии активации [6]. В соответствии с данными [8] величина термостимулированной проводимости (ТСП) изучаемых кристаллов также не зависит от скорости нагрева.

Целью данной работы является дальнейшее изучение роли глубоких ловушек в механизме люминесценции  $F$ -центров оксида алюминия, а также расширение существующих модельных представлений для объяснения новых и ранее полученных экспериментальных результатов.

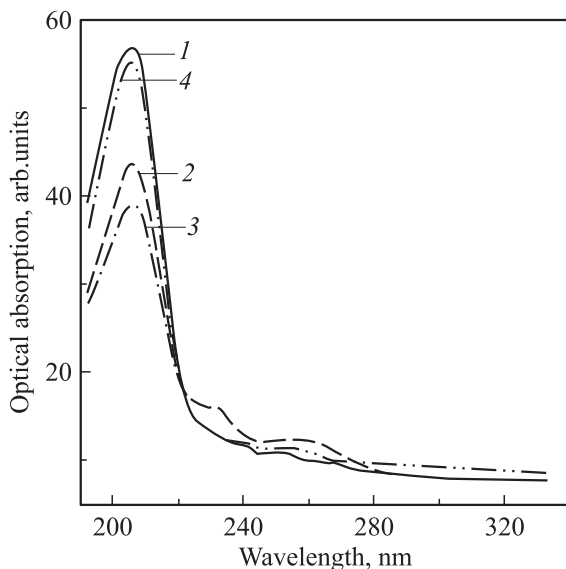
## 1. Образцы и экспериментальные методы

Объектами исследований являлись образцы номинально чистых анион-дефектных монокристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , выращенных методом направленной кристаллизации в сильнейших восстановительных условиях, обусловленных присутствием графита, что приводило к созданию высокой концентрации анионных вакансий ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Методика заполнения глубоких ловушек и регистрации ТЛ описана в [7]. Для возбуждения образца при изучении радиолюминесценции (РЛ) использовался источник бета-излучения БИС-10 активностью 3 мСi на основе изотопа  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ . Мощность дозы в месте расположения образца составляла 0.05 Gy/min. Для уменьшения влияния ТЛ при исследовании РЛ перед каждым измерением образец нагревался до 580 К со скоростью 5 К/с с целью опустошения ловушек, ответственных за основной пик  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , а затем быстро охлаждался до заданной температуры. Для выделения спектральных полос люминесценции использовались интерференци-

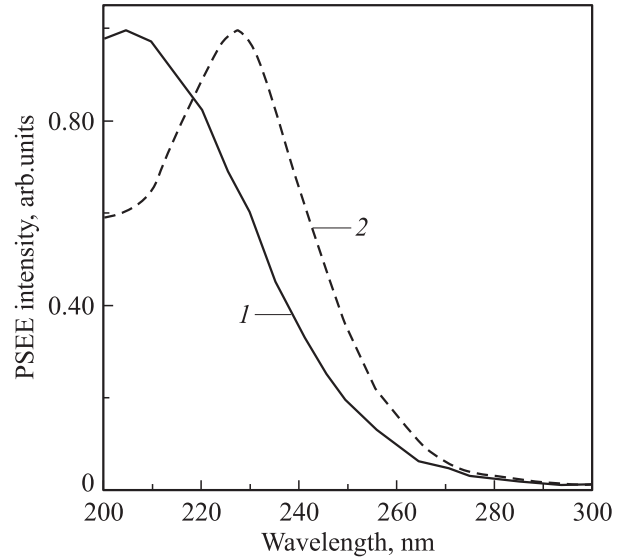
онные светофильтры. Спектры оптического поглощения (ОП) измерялись с помощью спектрофотометра „Spesord M-40“. Измерения спектров фотостимулированной электронной эмиссии (ФСЭЭ) проводились в вакууме  $\sim 10^{-5}$  Pa с помощью вторичного электронного умножителя. Необходимый спектральный диапазон энергий квантов (4.1–6.2 eV) обеспечивался дейтериевой лампой с монохроматором.

## 2. Результаты и обсуждение

Глубокие ловушки в анион-дефектных кристаллах  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$  идентифицированы при температурах 730 и 880 K [7]. Несмотря на достоверно установленный факт влияния глубоких ловушек на люминесцентные свойства исследуемых кристаллов, многие детали процесса их заполнения до сих пор остаются невыясненными. Для определения источника носителей заряда и их знака при заполнении глубоких ловушек было изучено ОП кристаллов анион-дефектного оксида алюминия с различным состоянием глубоких ловушек. Результаты представлены на рис. 1. Из этого рисунка видно, что при заполнении глубоких ловушек уменьшается интенсивность полосы ОП при 205 nm, связанной с  $F$ -центрами, и увеличиваются интенсивности полос при 230 и 259 nm, обусловленных  $F^+$ -центрами. После высокотемпературной термообработки интенсивности полос возвращаются к своему исходному уровню. Полученные результаты показывают, что заполнение глубоких ловушек электро-



**Рис. 1.** Спектры оптического поглощения образцов анион-дефектного оксида алюминия при различных состояниях глубоких ловушек. 1 — глубокие ловушки специально не заполнялись; 2 — самая глубокая ловушка заполнена при 775 K; 3 — обе глубокие ловушки заполнены при 620 K; 4 — обе глубокие ловушки после заполнения опустошены термообработкой при 1220 K в течение 15 min.



**Рис. 2.** Спектры ФСЭЭ анион-дефектного оксида алюминия. 1 — исходный образец; 2 — после облучения светом (200 nm, 300 s).

нами происходит при фотоионизации  $F$ -центров и сопровождается ростом концентрации  $F^+$ -центров.

Конверсия  $F \rightarrow F^+$ -центров в исследуемых кристаллах в полосе поглощения  $F$ -центров особенно ярко проявляется при изучении спектров ФСЭЭ благодаря высокой плотности оптического возбуждения тонкого (порядка 100 nm) поверхностного слоя, служащего эмиттером электронов (рис. 2). Спектр ФСЭЭ имеет максимум в области оптического поглощения  $F$ -центра при 205 nm (кривая 1). Данный факт свидетельствует о том, что регистрируемые электроны образуются в результате фотоионизации  $F$ -центров. После облучения образцов светом с длиной волны 205 nm в течение нескольких минут наблюдалось смещение спектра ФСЭЭ. Его максимум регистрировался при 230 nm, что соответствует положению пика поглощения  $F^+$ -центра (кривая 2). Данные, представленные кривыми 1 и 2 этого рисунка, иллюстрируют конверсию  $F \rightarrow F^+$ -центров.

Изменение соотношения концентраций  $F$ - и  $F^+$ -центров, вызванное заполнением глубоких ловушек, приводит к изменению спектрального состава ТЛ основного пика. Результаты измерения отношения интенсивностей ТЛ в полосах свечения  $F$ - и  $F^+$ -центров (420 и 330 nm соответственно) до и после заполнения глубоких ловушек показывают, что в исходных кристаллах доминирующей является полоса свечения 420 nm. После заполнения глубоких ловушек интенсивности полос 420 и 330 nm становятся соизмеримыми (см. таблицу), что соответствует установленным выше закономерностям увеличения концентрации  $F^+$ -центров при заполнении глубоких ловушек.

Полученные результаты требуют корректировки модели, описывающей механизмы термостимулированных

Результаты измерения интенсивности  $I$  термолюминесценции основного пика в полосах свечения  $F$ - и  $F^+$ -центров

Номер образца	$I(420\text{ nm}) / I(330\text{ nm})$	
	до заполнения глубоких центров	после заполнения глубоких центров
1	5.7	0.95
2	6.2	0.91
3	6.1	1.21
4	6.7	0.77
5	7.0	1.22
6	6.6	1.18

процессов в исследуемых кристаллах. При этом необходимо отметить следующее. В работе [7] зависимость вероятности захвата носителей на глубокие ловушки от температуры определялась температурной зависимостью сечения захвата согласно уравнению

$$\delta(T) = \delta_0 \frac{C \exp(-W/kT)}{1 + C \exp(-W/kT)}, \quad (1)$$

где  $W$  — энергия активации тушения,  $C$  — константа тушения,  $T$  — абсолютная температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\delta_0$  — не зависящий от температуры множитель. В этой модели функция  $\frac{C \exp(-W/kT)}{1 + C \exp(-W/kT)}$  идентична зависимости, используемой для описания перехода электрона с возбужденных уровней  $F$ -центра в  $\text{CaO}$  в зону проводимости в результате процесса термической ионизации [9]. Термическая ионизация возбужденных состояний  $F$ -типа наблюдалась ранее и в щелочно-галогидных кристаллах [10]. Можно предположить, что отдельные стадии этого процесса имеют место и в  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ . В частности, электроны, освобожденные с ТЛ активных ловушек и захваченные на возбужденные уровни  $F$ -центров, в результате термической ионизации вновь оказываются в зоне проводимости, откуда могут быть захвачены глубокими ловушками. Если последние полностью заполнены, растет вероятность возвращения электронов из зоны проводимости на возбужденные уровни  $F$ -центров, что приводит к увеличению выхода ТЛ в их полосе свечения. Таким образом, параметры основного пика ТЛ при 450 К оказываются чувствительными к состоянию глубоких ловушек, а именно к степени их заполнения носителями, что и наблюдалось нами экспериментально [7]. При таком подходе энергия активации тушения  $W$  может иметь смысл энергии термической ионизации возбужденного состояния  $F$ -центра.

Существование процесса термической ионизации возбужденных состояний  $F$ -центров нуждается в экспериментальном подтверждении. С этой целью проведено сравнительное исследование зависимостей выхода ТЛ в пике при 450 К от температуры при возбуждении кристаллов ультрафиолетовым (УФ) светом в полосе поглощения  $F$ -центров и бета-излучением источника  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ . Как видно из рис. 3, выход ТЛ увеличивается

с ростом температуры возбуждения УФ-излучением и не зависит от температуры возбуждения при использовании бета-излучения. Аналогичный рост выхода ТЛ образцов анион-дефектного оксида алюминия, облученных УФ-излучением, с повышением температуры возбуждения наблюдался в [11]. Из этих результатов следует, что увеличение вероятности заполнения основных ловушек с ростом температуры не связано с температурной зависимостью сечения захвата, а обусловлено температурной зависимостью эффективности ионизации  $F$ -центров, наблюдающейся при УФ-возбуждении.

В другой серии экспериментов была изучена зависимость изменения интенсивности полос оптического поглощения  $F$ - и  $F^+$ -центров от температуры образца после возбуждения нефилтрованным УФ-излучением. Результаты представлены на рис. 4. Видно, что с ростом температуры, при которой регистрировался спектр, наблюдается уменьшение интенсивности полосы 205 нм, связанной с  $F$ -центрами, и синхронный рост интенсивностей полос 230 и 259 нм, принадлежащих  $F^+$ -центрам. При этом относительная величина изменения интенсивностей полос также возрастает с ростом температуры. Этот эксперимент показывает, что с ростом температуры возрастает эффективность фотоконверсии  $F \rightarrow F^+$ -центров в результате процесса термической ионизации возбужденных состояний  $F$ -центров. Предположение о существовании этого процесса положено в основу предлагаемой в работе модели для описания механизмов люминесценции анион-дефектных кристаллов оксида алюминия.

По современным представлениям электронная структура  $F$ -центра в оксиде алюминия соответствует структуре квазиатома гелия [12]. Основное состояние характеризуется уровнем  $^1S$ . Имеются также синглет-

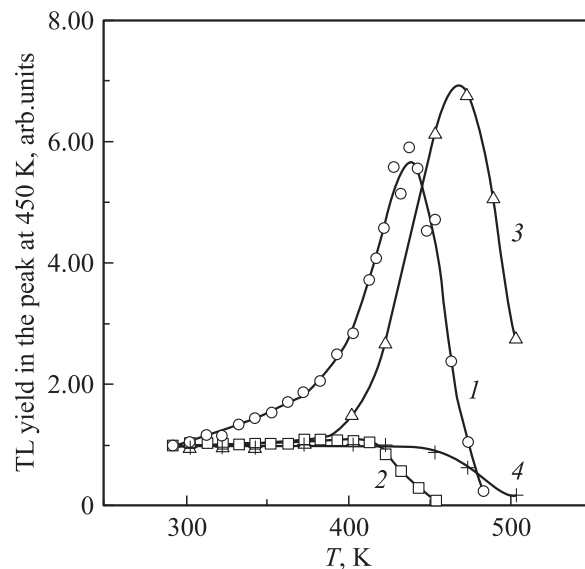
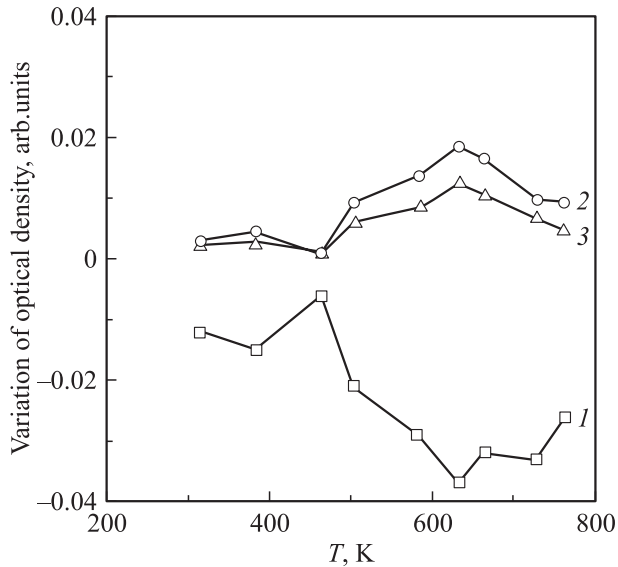
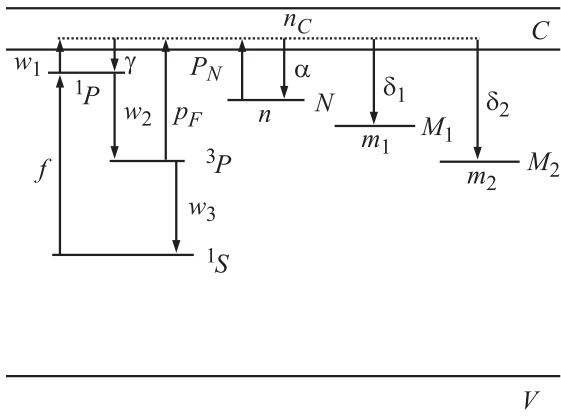


Рис. 3. Зависимость выхода ТЛ в дозиметрическом пике от температуры возбуждения УФ- (1, 3) и бета-излучением (2, 4). 1, 2 — эксперимент; 3, 4 — расчет.



**Рис. 4.** Изменение оптической плотности в полосах поглощения  $F$ - (205 нм, кривая 1) и  $F^+$ -центров (230 нм — кривая 2, 259 нм — кривая 3) после пятиминутного облучения нефльтрованным УФ-излучением дейтериевой лампы при различных температурах.



**Рис. 5.** Модель термостимулированных процессов в анион-дефектных кристаллах оксида алюминия.

ное ( $^1P$ ) и триплетное ( $^3P$ ) возбужденные состояния. Возбуждение  $F$ -центра соответствует переходу  $^1S \rightarrow ^1P$  (полоса поглощения с максимумом при 6.1 eV (205 нм)). Возбуждение светом в этой полосе приводит к люминесценции с максимумом спектра свечения при 3.0 eV с постоянной времени затухания 36–40 ms (переход  $^3P \rightarrow ^1S$ ). Наивысшее возбужденное состояние  $F$ -центра находится вблизи дна зоны проводимости. При возбуждении в полосе 6.1 eV происходит оптическая ионизация  $F$ -центров и захват электронов из зоны проводимости на ловушки, что приводит к росту концентрации  $F^+$ -центров.

Энергетическая зонная схема модели, описывающей механизм люминесценции исследуемых кристаллов с учетом процесса термической ионизации  $F$ -центров,

приведена на рис. 5. В основу модификации известной модели интерактивной системы ловушек [13] положено предположение о том, что возможной общей причиной температурной зависимости вероятности захвата на основные и глубокие ловушки является процесс термической ионизации возбужденных состояний  $F$ -центров. Схема соответствует оптическому возбуждению в полосе поглощения  $F$ -центра. Для случая РЛ (например, при облучении излучением бета-источника) возбуждение (переход  $f$ ) осуществляется в области межзонных переходов. На этом рисунке  $N$  — основная ловушка,  $M_1, M_2$  — глубокие ловушки,  $^1P, ^3P$  — возбужденные уровни  $F$ -центра. При возбуждении светом в полосе поглощения центр переходит в возбужденное состояние  $^1P$  (переход  $f$ ). Термической ионизации возбужденного состояния ( $^3P$ ) соответствует переход  $P_F$ . Процесс термической ионизации приводит к уменьшению доли излучательных переходов внутри центра и является непосредственной причиной тушения фото- и радиолуминесценции в исследуемых кристаллах. В результате оптической (переход  $w_1$ ) или термической ионизации образуется  $F^+$ -центр ( $F^* - e = F^+$ ), который при захвате электрона (переход  $\gamma$ ) может снова превращаться в возбужденный  $F$ -центр ( $F^+ + e = F^*$ ). Люминесценция  $F$ -центра (420 нм) соответствует переходу  $w_3$ . Свободные электроны, образованные при ионизации  $F$ -центров, могут захватываться затем на основные или глубокие ловушки. Ранее в [7] моделирование особенностей ТЛ проводилось без учета процесса термической ионизации  $F$ -центров, однако в модели, предлагаемой в данной работе, учитывается и этот процесс:

$$\frac{dn}{dt} = -P_N n + \alpha(N - n)n_c, \quad (2)$$

$$\frac{dm_1}{dt} = \delta_1(M_1 - m_1)n_c, \quad (3)$$

$$\frac{dm_2}{dt} = \delta_2(M_2 - m_2)n_c, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_c}{dt} = & P_N n - \delta_1(M_1 - m_1)n_c - \delta_2(M_2 - m_2)n_c \\ & - \gamma n_{F^+} n_c + P_F n_{3P} - \alpha(N - n)n_c + w_1 n_{1P}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{dn_{F^+}}{dt} = P_F n_{3P} - \gamma n_{F^+} n_c + w_1 n_{1P}, \quad (6)$$

$$\frac{dn_{3P}}{dt} = w_2 n_{1P} - P_F n_{3P} - w_3 n_{3P}, \quad (7)$$

$$\frac{dn_{1P}}{dt} = f + \gamma n_{F^+} n_c - w_1 n_{1P} - w_2 n_{1P}, \quad (8)$$

$$I_L = w_3 n_{3P}. \quad (9)$$

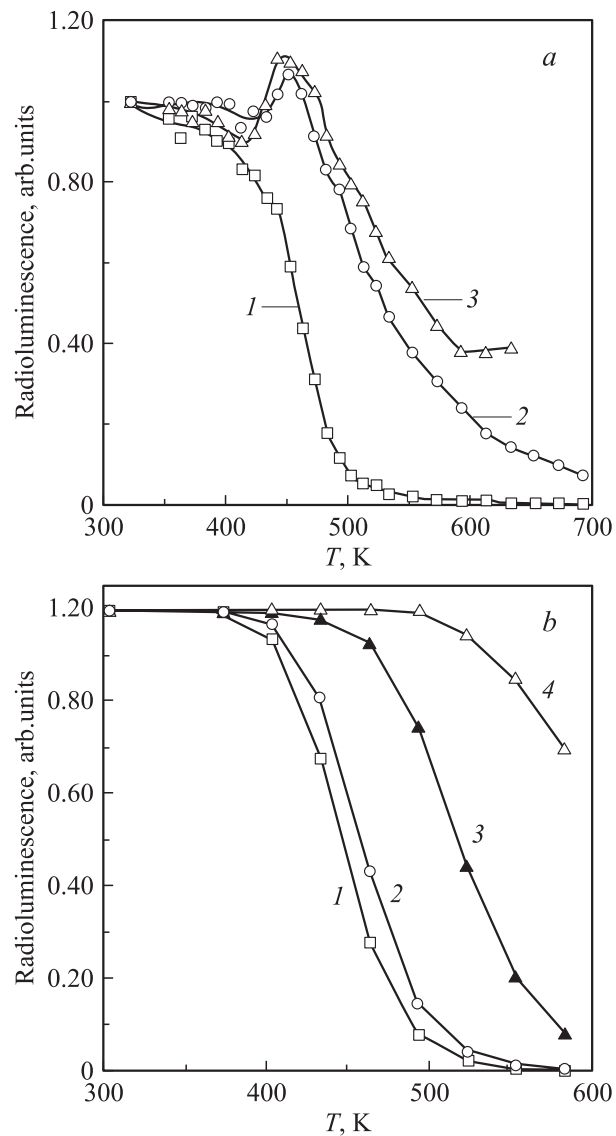
В любой момент времени в данной системе выполняется условие электронейтральности

$$n + m_1 + m_2 + n_c = n_{F^+}. \quad (10)$$

В этих формулах  $N, M_1, M_2$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) — общие концентрации дозиметрических и глубоких ловушек соответственно,  $n, m_1, m_2, n_{1p}, n_{3p}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) — концентрации заполненных уровней  $N, M_1, M_2, {}^1P, {}^3P$  соответственно,  $N_{F^+}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) — концентрация  $F^+$ -центров;  $n_c$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) — концентрация электронов в зоне проводимости,  $\alpha, \delta_1, \delta_2, \gamma$  ( $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ) — коэффициенты захвата носителей на соответствующие уровни (рис. 5),  $w_1, w_2, w_3$  ( $\text{s}^{-1}$ ) — вероятности переходов,  $f$  ( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ) — интенсивность возбуждения,  $I_L$  — интенсивность люминесценции. Вероятность термической ионизации возбужденного состояния  $F$ -центра ( ${}^3P$ ) описывается выражением  $P_F = C \exp(-W/kT)$ , где  $W$  — энергия ионизации возбужденного состояния (энергия активации тушения). Вероятность перехода  $w_1$  предполагается не зависящей от температуры, поскольку уровень  ${}^1P$  находится вблизи дна зоны проводимости. Вероятность опустошения дозиметрических ловушек описывается выражением  $P_N = S \exp(-E/kT)$ , где  $E$  — глубина ловушки,  $S$  — частотный фактор.

В рамках данной модели проведены расчеты температурных зависимостей интенсивностей стационарной фото- и радиолюминесценции для различных состояний заселенности глубоких ловушек. Система уравнений (2)–(9) решалась численным методом Гира, результат представлялся в виде зависимостей интенсивностей фото- или радиолюминесценции от времени. Зависимости этих величин от температуры возбуждения характеризовали процесс тушения люминесценции. В расчетах использовались параметры, идентичные тем, которые применялись ранее при моделировании особенностей термолюминесценции в рамках модели интерактивной системы ловушек (параметры тушения, вероятности переходов, концентрации ловушек) [7]:  $E = 1.3 \text{ eV}$ ,  $S = 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ,  $\alpha = 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\delta_1 = 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\delta_2 = 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $\gamma = 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $N = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $M_1 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $M_2 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $W = 1.1 \text{ eV}$ ,  $C = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ . Критерием выбора остальных параметров ( $w_1 = 1 \text{ s}^{-1}$ ,  $w_2 = 10 \text{ s}^{-1}$ ,  $w_3 = 1 \text{ s}^{-1}$ ,  $f = 10^{10} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ ) являлось условие получения устойчивого решения, наиболее близко описывающего экспериментальные закономерности. Варьируемыми параметрами были температура и степень заполнения глубоких ловушек ( $m_1/M_1$ ). Апробация модели показала, что кривые тушения радио- и фотолюминесценции достаточно хорошо описываются аналитически. Видно, что при заполнении глубоких ловушек эффективность температурного тушения падает в соответствии с экспериментальными наблюдениями (рис. 6, *a, b*).

Описанная модель была использована для расчетов зависимости заполнения основных ловушек от температуры образца при облучении. Установлено, что выход ТЛ растет с увеличением температуры при фотовозбуждении в полосе поглощения  $F$ -центров и не зависит от температуры при возбуждении в области межзонных переходов, что соответствует случаю бета-возбуждения.



**Рис. 6.** Кривые тушения радиолюминесценции в полосе свечения  $F$ -центров для различных состояний глубоких ловушек. *a)* Эксперимент: 1 — глубокие ловушки специально не заполнялись; 2 — самая глубокая ловушка заполнена при 775 К; 3 — обе глубокие ловушки заполнены при 620 К. *b)* Расчет; заполнение первой глубокой ловушки  $m_1/M_1$ : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.8, 4 — 1.

При этом расчетные кривые 3 и 4 качественно близки к наблюдаемым экспериментально кривым 1 и 2 (рис. 3).

При моделировании особенностей ТЛ, ТСЭЭ и ТСП анион-дефектных кристаллов оксида алюминия использовалась зонная схема, приведенная на рис. 5. При этом из-за отсутствия перехода  ${}^1S-{}^1P$ , соответствующего возбуждению в момент измерения, в уравнении (8) величина  $f$  полагалась равной нулю. Результаты моделирования показывают, что процесс термической ионизации возбужденных состояний  $F$ -центров приводит к появлению зависимости светосуммы пика ТЛ от скорости нагрева. При этом величина относительного изменения



светосуммы уменьшается с ростом степени заполнения глубоких ловушек, что и наблюдалось экспериментально [7].

Зависимости выхода ТСЭЭ и величины ТСП от скорости нагрева моделировались исходя из предположения, что интенсивности проявления этих эффектов пропорциональны концентрации электронов в зоне проводимости, т.е. величине  $n_c$ , относительно которой решалась система уравнений (2)–(8).

Результаты моделирования показали, что появление основного пика ТЛ при 450 К сопровождается смещенными относительно него на 10–15 К в сторону более высоких температур пиками ТСЭЭ и ТСП (рис. 7). В отличие от ТЛ величина ТСП и выход ТСЭЭ не зависят от скорости нагрева, что согласуется с экспериментальными результатами работ [6,8].

Предложенная модель объясняет также установленные ранее закономерности влияния заселенности глубоких ловушек на выход ТЛ в основном пике (чувствительность) и его форму [7].

Данная модель позволяет также объяснить наблюдаемый экспериментально факт выравнивания ТЛ-чувствительности (оцениваемой по выходу ТЛ в основном пике при 450 К) образцов анион-дефектного оксида алюминия при заполнении глубоких ловушек. Было установлено, что в партии образцов, имеющих разброс чувствительности величиной до одного порядка, заполнение глубоких ловушек приводит к снижению разброса этого параметра до 1.5–2 раз. Результаты расчетов показывают, что различие в суммарной концентрации глубоких ловушек образцов может явиться одной из причин разброса чувствительности. При заполнении глубоких ловушек до состояния, близкого к насыщению, чувствительность образца перестает зависеть от их присутствия. Другой возможной причиной наблюдаемого уменьшения разброса чувствительности может служить образование дополнительного числа  $F^+$ -центров во время заполнения глубоких ловушек. Согласно данным работы [14], ТЛ-чувствительность исследуемых кристаллов коррелирует с концентрацией  $F^+$ -центров. В образцах с заполненными до насыщения глубокими ловушками концентрация  $F^+$ -центров велика и приблизительно одинакова. При этом в образцах с начальной низкой чувствительностью преобладающий вклад в суммарную концентрацию  $F^+$ -центров вносят центры, образовавшиеся в результате фотоионизации  $F$ -центров. Образцы с высокой чувствительностью изначально имеют большую концентрацию  $F^+$ -центров. Это предположение подтверждается тем экспериментальным фактом, что у образцов с низкой ТЛ-чувствительностью относительный рост этого параметра при заселении глубоких ловушек имеет значительно большую величину, чем у исходно высокочувствительных образцов. В результате заселения глубоких ловушек происходит выравнивание концентраций  $F^+$ -центров в образцах и как следствие уменьшение разброса в их чувствительности.

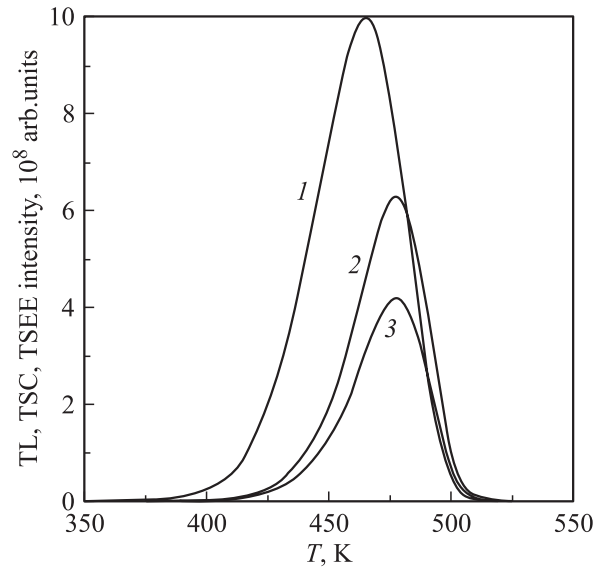


Рис. 7. Кривые ТЛ (1), ТСП (2) и ТСЭЭ (3), рассчитанные в рамках интерактивной модели с учетом температурной ионизации  $F$ -центров.

Таким образом, в настоящей работе представлены новые экспериментальные результаты, иллюстрирующие роль глубоких ловушек в механизме люминесценции анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия. Обнаружено, что заполнение глубоких ловушек электронами происходит в результате фотоионизации  $F$ -центров, сопровождается ростом концентрации  $F^+$ -центров и уменьшением концентрации  $F$ -центров. Предложена модель, описывающая механизм фото-, радио- и термолюминесценции анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия с учетом процесса термической ионизации возбужденных состояний  $F$ -центров. Рассматриваемая модель объясняет следующие экспериментально наблюдаемые закономерности: термическое тушение фото- и радиолюминесценции; зависимость заполнения ловушек от температуры при фотовозбуждении в полосе поглощения  $F$ -центров и отсутствие такой зависимости при возбуждении в области межзонных переходов; влияние заселенности глубоких ловушек на выход термолюминесценции, степень его зависимости от скорости нагрева, форму кривой термовысвечивания; независимость выхода ТСЭЭ и величины ТСП от скорости нагрева.

## Список литературы

- [1] V.S. Kortov, I.I. Milman, S.V. Nikiforov. Rad. Protect. Dosimetry **100**, 1–4, 75 (2002).
- [2] S. Vinceller, G. Molnar, A. Berkane-Krachai, P. Iacconi. Rad. Protect. Dosimetry **100**, 1–4, 79 (2002).
- [3] Y.S. Horowitz, Y. Einav, S. Biderman, L. Oster. Rad. Protect. Dosimetry **100**, 1–4, 135 (2002).

- [4] G. Molnar, M. Benabdesselam, J. Borossay, P. Iacconi, D. Lapraz, M. Akselrod. Rad. Protect. Dosimetry **100**, 1–4, 139 (2002).
- [5] A.E. Akselrod, M.S. Akselrod. Rad. Protect. Dosimetry **100**, 1–4, 217 (2002).
- [6] И.И. Мильман, В.С. Кортов, В.И. Кирпа. ФТТ **37**, 4, 1149 (1995).
- [7] И.И. Мильман, В.С. Кортов, С.В. Никифоров. ФТТ **40**, 2, 229 (1998).
- [8] M.S. Akselrod, N. Agersnap Larsen, V. Whitley, S.W.S. McKeever. Rad. Protect. Dosimetry **84**, 1–4, 39 (1999).
- [9] L.S. Welch, A.E. Hughes, G.P. Summers. J. Phys. C: Solid State Phys. **13**, 1791 (1980).
- [10] R.K. Swank, F.C. Brown. Phys. Rev. **130**, 1, 34 (1963).
- [11] G. Molnar, M. Benabdesselam, J. Borossay, D. Lapraz, P. Iacconi, M. Akselrod. Rad. Measurements **33**, 5, 619 (2001).
- [12] Bruce D. Evans. J. Nucl. Mater. **219**, 202 (1995).
- [13] C.M. Sunta, E.M. Yoshimura, E. Okuno. J. Phys. D: Appl. Phys. **27**, 852 (1994).
- [14] S.W.S. McKeever, M.S. Akselrod, L.E. Colyott, N. Agersnap Larsen, J.C. Polf, V. Whitley. Rad. Protect. Dosimetry **84**, 1–4, 163 (1999).