

ОЖЕ-МЕХАНИЗМ РАСПАДА ЭЛЕКТРОННЫХ ДЕФЕКТОВ
ПРИ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ ЭКЗОЭМИССИИ

А. М. Шкилько, С. И. Гордеев, С. В. Троицкий

Один из возможных механизмов термостимулированной экзоэмиссии (ТСЭЭ) связывается с распадом созданных при возбуждении электронных дефектов по каналу Оже-рекомбинации [1]. Для количественного описания этого явления предложена модель, учитывающая зависимость коэффициента Оже-рекомбинации B_{ee} [2] от температуры нагрева образца.

Основываясь на результатах [2, 3], нетрудно показать, что уравнение баланса для электронов в возбужденных поверхностных слоях имеет вид

$$dN/dt = -B_{ee}N_c^* \exp(-\varepsilon/kT) n_i N_R, \quad (1)$$

где $B_{ee} = b_{ee}/T^2$; b_{ee} — постоянная величина, не зависящая от температуры [2]; N_c^* — эффективная плотность состояний электронов в зоне проводимости; n_i — концентрация электронов на ловушках; N — полная концентрация электронов в возбужденных слоях (на ловушках и в зоне проводимости); N_R — концентрация пустых ловушек; ε — глубина ловушки ниже дна зоны проводимости; t — время; T — температура (в К); k — постоянная Больцмана.

Предполагая одинаковым отклонение квазиуровней Ферми электронов и дырок от положения равновесия, а также возможность рекомбинации свободного электрона с дыркой на всех незаполненных центрах, из (1) при $N_R \gg N$ можно получить

$$dN/dt = -N (b_{ee}N_R^2/T^2) \exp(-\varepsilon/kT). \quad (2)$$

В случае обратного перезахвата Оже-электронов в правой части уравнения (2) появляется множитель N/N_0 и формула (2) приобретает следующий вид:

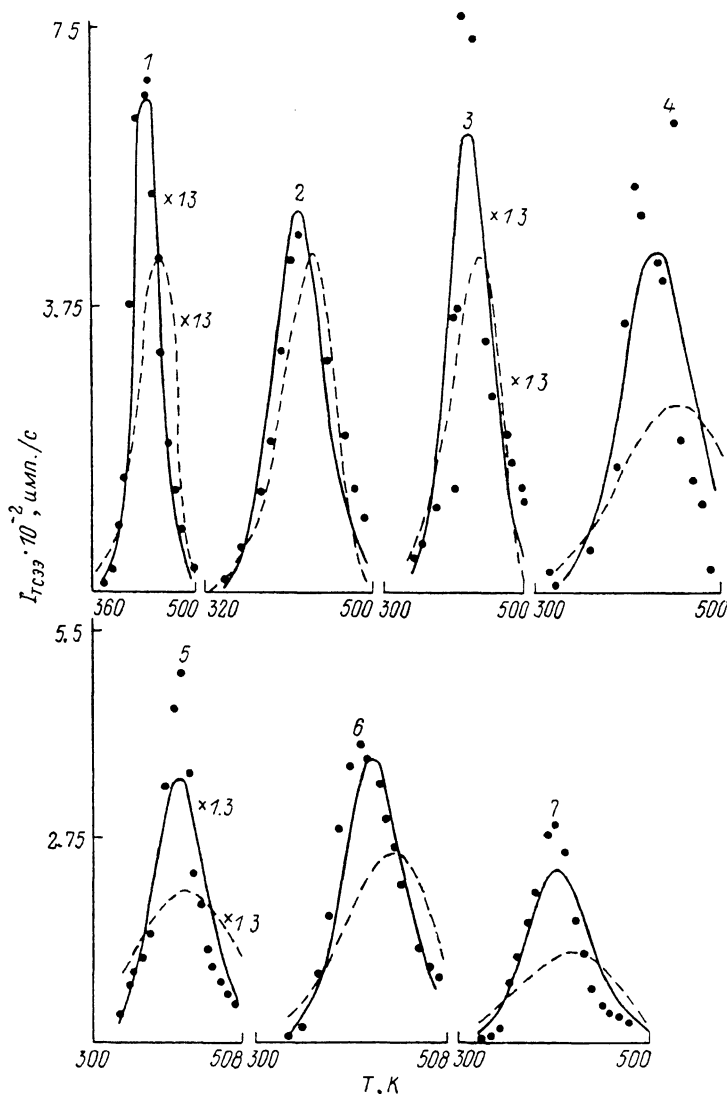
$$dN/dt = - (N^2/N_0) (b_{ee}N_R^2/T^2) \exp(-\varepsilon/kT), \quad (3)$$

где N_0 — начальная концентрация электронов в возбужденных слоях. Интенсивность ТСЭЭ ($I_{ТСЭЭ}$) для тонких возбужденных поверхностных слоев получим, умножая $|dN/dt|$ на возбужденный объем v .

Эксперименты по ТСЭЭ проводились на установке, описанной в [4], в вакууме не хуже 10^{-5} Па. Пучок электронов с энергией $E=200$ эВ и плотностью потока $j=6.24 \cdot 10^{16}$ эл./м²·с в течение $\tau=120$ с воздействовал на поверхность образца диаметром 0.01 м, установленного на печке с поворотным механизмом. После этого образец поворачивали к входному окну ВЭУ-6, включалась система линейного нагрева и с помощью цифровой счетной аппаратуры регистрировалась на самописце и цифropечати зависимость интенсивности вылета экзоэлектронов $I_{ТСЭЭ}$ от температуры. Объектом исследования служили наиболее распространенные окисные полупроводники [5] n - и p -типа, полученные при температуре окисления $T=550$ °С в течение 10 мин при давлении $P=0.1$ МПа: в кислороде (NiO—1), на воздухе (NiO—2, Al₂O₃—3, TiO₂—4), на воздухе под пучком электронов с энергией $E_1=5$ МэВ и плотностью потока $j_1=2.5 \cdot 10^{18}$ эл./м²·с (NiO—5), после длительного пребывания на воздухе при комнатной температуре

(Cu_2O —6, WO_3 —7). Цифрами обозначены соответствующие кривые на рисунке.

По экспериментальной кривой ТСЭЭ путем численного интегрирования с учетом скорости нагрева определялось число заполненных при возбуждении ловушек. При диаметре пучка электронов $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ м и



Зависимость интенсивности вылета экзоэлектронов $I_{\text{ТСЭЭ}}$ от температуры.

Точки — экспериментальные данные. Цифрами обозначены различные окисные полупроводники. Скорость нагрева, К/с: 1 — 0.96; 2, 3, 5 — 0.83; 4 — 1.96; 6 — 3.1; 7 — 1.36.

проникновении при 200 эВ на глубину порядка 3—5 слоев окисла [6] находим ν и, следовательно, N_0 . Величина N определяется отношением текущей площади под кривой ТСЭЭ (с учетом скорости нагрева) к ν . Таким образом, в уравнениях (2) и (3) по данным экспериментов определяются все величины, кроме параметров $b_{\text{св}} N_R^2$ и ϵ . Эти параметры определялись при обработке экспериментальных точек методом наименьших квадратов по уравнениям (2) и (3). При оценке величины N_R было использовано справедливое в случае тонких возбужденных слоев соотношение [7]

$$N_0/N_R = j_0 \Sigma \tau, \quad (4)$$

где Σ — сечение неупругих потерь энергии налетающих электронов. Величина Σ оценивалась по резерфордскому сечению при условии слабых энергетических потерь в соответствии с результатами [7]. Мы получили, что N_0/N_R меняется от $6.7 \cdot 10^{-4}$ для WO_3 до $9.6 \cdot 10^{-5}$ для NiO . По приближенному значению N_R и вычисленному параметру $b_{ee} N_R^2$ оценивались значения B_{ee} (при $T=430$ К). Результаты приведены в таблице. Полученные нами величины B_{ee} не выходят за пределы диапазона значений B_{ee} для полупроводников, у которых существование Оже-рекомбинации считается доказанным (см. табл. 7.2 [8]).

Обработка данных эксперимента проводилась нами не только по уравнениям (2) и (3), но и по обычным уравнениям формальной кинетики [9]. Подстановка полученных значений параметров ТСЭЭ в соответствующие уравнения дала возможность рассчитать $I_{\text{ТСЭЭ}}$ (см. рисунок) по уравнениям формальной кинетики (штриховые кривые) и по уравнениям (2) и (3) (сплошные кривые). Оказалось, что среднее квадратичное отклонение интенсивностей, рассчитанных по уравнениям (2), (3), для всех образцов не превышает экспериментального разброса (не более 10 %). Расчет же по уравнениям формальной кинетики давал значения среднеквадратичных отклонений как минимум в 2 раза больше, а для ($\text{NiO}-I$) среднеквадратичное отклонение было порядка максимальной интенсивности.

Таким образом, формулы (2) и (3) дают более точное описание эксперимента, чем уравнение формальной кинетики, что говорит в пользу Оже-распада созданных при возбуждении электронных дефектов в окисных полупроводниках [2].

Л и т е р а т у р а

- [1] Толпыго Е. И., Толпыго К. Б., Шейнкман М. К. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, т. 30, № 12, с. 1901—1905.
- [2] Solar N., Burstein E. Phys. Rev., 1955, vol. 98, p. 1757—1761.
- [3] Снитко О. В., Саченко А. В., Примаченко В. Е. Проблемы физики поверхности полупроводников. Киев: Наукова думка, 1981. 331 с.
- [4] Борисов В. В., Гордеев С. И., Шкилько А. М. ПТЭ, 1985, № 1, с. 239.
- [5] Кофтад П. Отклонение от стехиометрии, диффузия и электропроводность в простых оксидах металлов. М.: Мир, 1977. 396 с.
- [6] Коваленко В. Ф. Электронная техника, 1972, № 1, с. 3—11.
- [7] Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники. М.: Физматгиз, 1963. 208 с.
- [8] Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. М.: Мир, 1980. 209 с.
- [9] Balarin M., Zettrche A. Phys. Status Solidi (a), 1962, vol. 2, N 4, p. 1640—1675.

Украинский заочный политехнический институт им. И. З. Соколова
Харьков

Поступило в Редакцию
15 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
26 апреля 1988 г.

ЛОКАЛЬНЫЕ ПОЛЯ НА ЯДРАХ Li^+ В ЛИТИЕВОМ ФЕРРИТЕ

А. А. Шемяков, А. М. Котельва, В. А. Клочан, А. В. Куневич

В магнитоупорядоченных кристаллах на ядрах номинально диамагнитных ионов обнаружены косвенные сверхтонкие поля, свидетельствующие о переносе спиновой плотности ближайших парамагнитных ионов на незаятые электронные оболочки диамагнитных ионов. Большая часть измерений этих полей проведена на ядрах ионов с электронными конфигурациями $3d^{10}$ [1, 2] и $4d^{10}$ [3]. Однако из-за сложности их электронного строения интерпретация механизма переноса спиновой плотности затруднительна.