

07

©1993 г.

## СПОНТАННАЯ ЭМИССИЯ $\text{BeO}$ И ФЛУКТУАЦИОННАЯ ПЕРЕСТРОЙКА СТРУКТУРЫ

### I. МОНОКРИСТАЛЛЫ

*И.Н.Огородников, В.И.Кирпа, А.В.Кружалов*

Представлены результаты исследования спонтанной эмиссии монокристаллов оксида бериллия в условиях флукуационной перестройки структуры. Проведены численные расчеты, показывающие влияние флукуационной перестройки на регулярные каналы релаксации электронных возбуждений, высоту потенциального барьера, энергию термической активации. Экспериментальные измерения выполнены методом модуляционной термоактивационной спектроскопии при одновременной регистрации люминесценции и экзоэлектронной эмиссии. Путем сопоставления экспериментальных и расчетных данных в монокристаллах оксида бериллия идентифицированы два вида флукуационной перестройки — с понижением и повышением потенциального барьера. Обсуждаются их связь с адсорбцией и пироэлектричеством, а также влияние спонтанной эмиссии на воспроизводимость дозиметрической информации в термолюминесцентных и термоэкзоэмиссионных дозиметрах на базе  $\text{BeO}$ .

### Введение

Термостимулированная эмиссия электронов и фотонов в пироэлектрических кристаллах имеет определенную специфику. В частности, для них характерно проявление спонтанной эмиссии (СЭ), которая существенно усложняет кинетику термостимулированных процессов. Основными причинами СЭ считаются пироэлектричество, адсорбция, надтермическая делокализация носителей заряда в результате ионных процессов и фазовых переходов в системе взаимодействующих дефектов. При этом форма и условия проявления СЭ многообразны и трудно предсказуемы — от медленно меняющихся с течением времени пиков эмиссии до всплесков взрывного характера, которые проявляются в тонких пленках, поли- и монокристаллах как облученных, так и не подвергавшихся воздействию ионизирующей или УФ радиации.

Подобные эффекты трудны для интерпретации в рамках традиционных представлений и методик исследования. Так, чисто термоактивационные модели (квазихимических реакций, кинетических частиц) предполагают постоянство основных термоактивационных параметров, взаимную независимость кинетических частиц. В случае СЭ происходит изменение свойств, структуры, энергетики эмиссионно-активных центров

диэлектрика, что влияет на термоактивационные параметры, приводит к взаимодействию ионных и электронных возбуждений, взаимодействию кинетических частиц между собой. В этой связи приемлемой альтернативой может стать термоактивационная модель, в рамках которой каким-либо образом учитывается изменение свойств и структуры диэлектрика. Одной из наиболее проработанных к настоящему времени является модель флуктуационной перестройки структуры (МФП), развитая первоначально для интерпретации надтермической эмиссии фотонов при фракционном термовысвечивании [1,2]. МФП представляется перспективной для интерпретации аномалий в других термостимулированных процессах, например в термостимулированной экзоэлектронной эмиссии (ТСЭЭ). Применительно к термостимулированной эмиссии электронов и фотонов под термином “флуктуационная перестройка” можно понимать любые объемные и поверхностные физические процессы, оказывающие влияние на регулярные каналы релаксации электронных возбуждений и удовлетворяющие соотношению

$$\tau_p \ll \tau_{фп} \ll \tau_l, \quad (1)$$

где  $\tau_p$ ,  $\tau_{фп}$ ,  $\tau_l$  — характерные времена решеточных колебаний, перестройки структуры, жизни на локальном уровне захвата.

Исследование СЭ с применением МФП представляет интерес в двух аспектах: 1) изучение особенностей делокализации, миграции, релаксации электронных возбуждений в условиях протекания ФП; 2) изучение процесса ФП через его возмущающее воздействие на регулярные каналы релаксации, например ТСЭЭ и термостимулированную люминесценцию (ТСЛ). В обоих случаях требуется достаточно высокий уровень изученности регулярных (невозмущенных) ТСЭЭ и ТСЛ в исследуемом объекте.

Одним из подходящих модельных объектов такого рода может служить отрицательный линейный пироэлектрик — оксид бериллия. Совокупностью наших работ [3,4] достигнуто непротиворечивое понимание механизмов излучательной рекомбинации, проведены первичные исследования ТСЭЭ [5], СЭ электронов [6] и фотонов [7]. Следует отметить, что изучение СЭ ВеО представляет не только теоретический, но и сугубо практический интерес, поскольку тканезквивалентный оксид бериллия является перспективным материалом для персональной твердотельной дозиметрии. Однако различные виды СЭ в ВеО являются лимитирующим фактором, поскольку проявляются в широкой области температур, включая температурную область основного дозиметрического пика ТСЭЭ и ТСЛ (300–600 К), преимущественно в области малых доз и в отсутствие воздействия ионизирующих излучений.

Целью настоящей работы явились исследование СЭ электронов и фотонов монокристаллов ВеО в области 300–600 К и рассмотрение различных видов ее проявления в рамках модели флуктуационной перестройки структуры.

### Теоретические предпосылки

Применительно к ТСЭЭ и ТСЛ основные положения МФП [2] можно сформулировать следующим образом. Перестройка структуры, обуславливающая СЭ, носит флуктуационный характер и оказывает влияние

на регулярные каналы релаксации электронных возбуждений. В простейшем случае это осуществляется путем изменения высоты потенциального барьера (ПБ) центров захвата, среднее значение которой можно представить в виде

$$\bar{E} = \Sigma f_i \cdot E_i / \Sigma f_i, \quad (2)$$

где  $f_i$  — вероятность реализации состояния с энергией  $E_i$ .

Рассмотрение предельного случая двух состояний — основного ( $E_0, f_0$ ) и возмущенного перестройкой ( $E_1, f_1$ ) в предположении, что ФП является термоактивированным процессом с энергией активации  $Q$  позволяет получить ряд качественных результатов, актуальных для обсуждения различных видов СЭ. В этом случае

$$\bar{E} = E_1 + \frac{E_0 - E_1}{1 + f_1/f_0}, \quad (3)$$

где  $f_1 = \omega \cdot \exp(-Q/kT)$ ,  $k$  — постоянная Больцмана;  $\omega$  — частотный фактор процесса флуктуационной перестройки.

Величина  $\bar{E}$  претерпевает изменения в температурной области ФП. При более низких температурах  $\bar{E} \sim E_0$ , тогда как при более высоких  $\bar{E} \sim E_1$ . Однако непосредственное определение величины  $\bar{E}$  невозможно. Современные методы модуляционной термоактивационной спектроскопии (например, [1]) позволяют измерить лишь экспериментальную среднюю энергию активации

$$\langle E \rangle = \Sigma \epsilon_i I_i / \Sigma I_i, \quad (4)$$

где  $\epsilon_i, I_i$  — энергия активации и вклад от  $i$ -го процесса.

Вне области ФП  $\langle E \rangle \sim \bar{E}$ , но в области ФП, где проявляется спонтанная эмиссия, эти величины могут существенно отличаться. Анализ температурного поведения  $\langle E \rangle$  и временных зависимостей  $I(t)$  может служить источником информации о характере ФП. Покажем это.

В настоящей работе изменение температуры в ходе эксперимента осуществляли по линейно-осциллирующему закону (рис. 1). Медленный монотонный нагрев объекта исследования модулирован относительно быстрыми пилообразными осцилляциями температуры. Для каждой осцилляции температуры определяли среднюю энергию активации по формуле

$$\langle E \rangle = - \frac{d \ln I}{d(1/kT)}, \quad (5)$$

где  $I$  — регистрируемая в эксперименте величина эмиссии (ТСЛ, ТСЭЭ).

Для первого порядка кинетики термостимулированного процесса

$$I(T) = n_0 s_0 \exp \left( - \frac{\bar{E}}{kT} - \frac{s_0}{v} \int_{T_0}^T \exp \left( - \frac{\bar{E}}{kT'} \right) dT' \right), \quad (6)$$

где  $n_0$  — концентрация локализованных носителей заряда при температуре  $T_0$ ,  $v$  — скорость изменения температуры во время осцилляции,  $s_0$  — частотный фактор ТСЭЭ или ТСЛ.

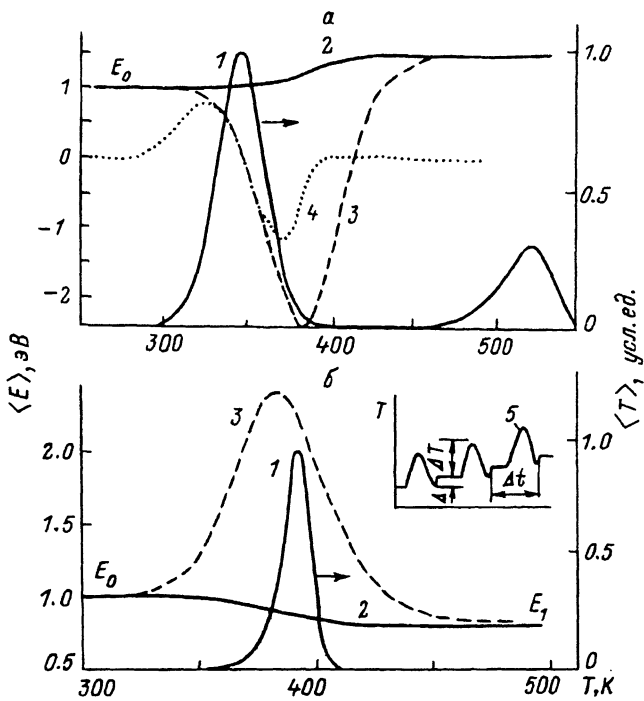


Рис. 1. Расчетные температурные зависимости амплитуд осцилляций интенсивности  $\langle I \rangle$  (1), средней высоты потенциального барьера  $\bar{E}$  (2), средней энергии термической активации  $\langle E \rangle$  (3); то же для  $\langle E \rangle$  с учетом фоновых процессов на уровне 5% от  $\langle I \rangle_{\text{макс}}$  (4) при линейно-осциллирующем нагреве ( $\Delta = 1.5$  K,  $\Delta T = 10$  K,  $\Delta t = 100$  с) (5) в условиях флуктуационной перестройки структуры ( $Q = 1$  эВ,  $\omega = 10^{13}$  с $^{-1}$ ), превышающей ( $E_0 = 1$  эВ,  $E_1 = 1.5$  эВ,  $s_0 = 10^{11}$  с $^{-1}$ ) (а) и понижающей ( $E_0 = 1$  эВ,  $E_1 = 0.8$  эВ,  $s_0 = 10^8$  с $^{-1}$ ) (б) потенциальный барьер.

Из (3)–(5) легко видеть, что

$$\langle E \rangle \sim E - A - T \frac{d\bar{E}}{dT}, \quad (7)$$

где

$$A = \frac{s_0}{v} kT^2 \exp\left(-\frac{\bar{E}}{kT}\right). \quad (8)$$

Отсюда непосредственно следует, что в области ФП, где  $d\bar{E}/dT$  отлична от нуля, наблюдаемые в эксперименте значения  $\langle E \rangle(T)$  будут получать добавку, пропорциональную  $(-d\bar{E}/dT)$ . Следовательно, знаки изменения  $\bar{E}(T)$  и  $\langle E \rangle(T)$  в области ФП противоположны: при понижении высоты ПБ наблюдаемая величина  $\langle E \rangle(T)$  повышается, и наоборот.

Дальнейший анализ осуществлен путем численного моделирования на ЭВМ термостимулированного процесса (6) в условиях линейно-осциллирующего изменения температуры. При этом в каждой температурной точке вычислены значения  $\bar{E}(T)$ ,  $\langle E \rangle(T)$ ,  $I(t)$ , а также амплитуда интенсивности  $\langle I \rangle(T)$  для каждой температурной осцилляции. Основные

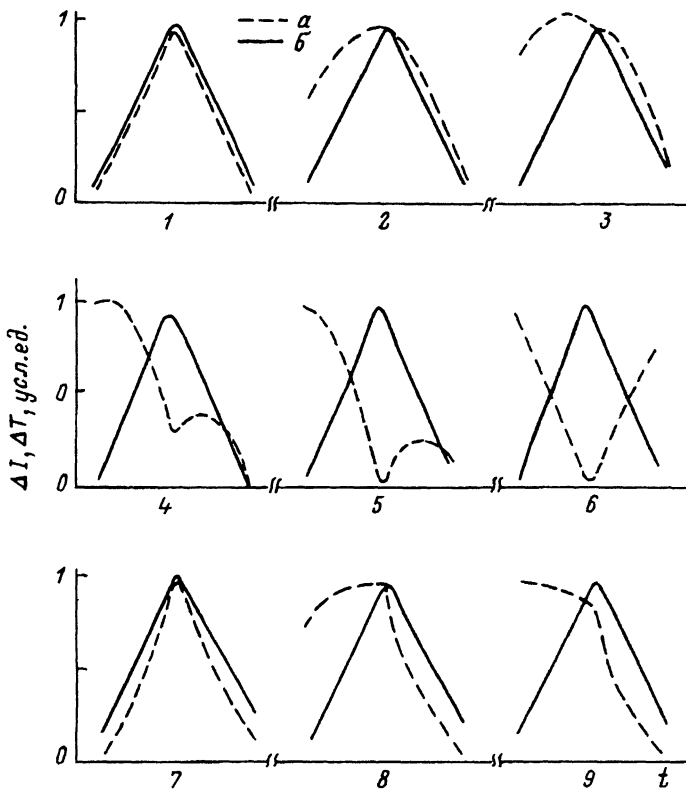
результаты расчета сводятся к следующему. Для ФП, повышающей ПБ, возможно существование двух максимумов  $\langle I \rangle(T)$  (рис. 1), соотношение амплитуд которых определяется параметрами  $s_0, f_0$ . Более высокотемпературный максимум находится вне области ФП и представляет собой обычный термостимулированный процесс с параметрами  $(s_0, E_1)$ . Низкотемпературный максимум приходится на область изменения  $E(T)$  и контролируется ФП. В этой области наблюдаемая величина  $\langle E \rangle(T)$  уменьшается от уровня  $\langle E \rangle(T) \sim E_0$  вплоть до отрицательных значений с последующим повышением до  $\langle E \rangle(T) \sim E_1$  (рис. 1). Важно отметить, что  $\langle E \rangle(T)$  пересекает нулевой уровень в температурной точке максимума  $\langle I \rangle(T)$ . В самом деле, из (5) и (6) для процесса, контролируемого флуктуационной перестройкой, условие максимума  $\langle I \rangle(T)$  формально можно записать в виде

$$\frac{dI}{dT} = \frac{I}{kT^2} \langle E \rangle = 0. \quad (9)$$

Это справедливо лишь для низкотемпературного максимума  $\langle I \rangle(T)$ . Более реалистичная картина изменения  $\langle E \rangle$  в области ФП (рис. 1) получена с учетом того факта, что любой исследуемый термостимулированный процесс (ТСЭЭ, ТСЛ и др.) обычно является суперпозицией целого ряда элементарных процессов, дающих различный парциальный вклад в регистрируемую физическую величину. При этом вне области пика  $\langle I \rangle(T)$  значение  $\langle E \rangle(T)$  будет стремиться не к  $\bar{E}$ , а к уровню, определяемому соотношением (4). Очевидно, что в общем случае при ФП, повышающий ПБ, количество максимумов  $\langle I \rangle(T)$  с описанными выше свойствами определяется количеством состояний ПБ, индуцируемых перестройкой структуры.

Важные качественные выводы следуют также из анализа кинетики  $I(t)$  во время осцилляции температуры. Так, в случае термофлуктуационного механизма делокализации электронных возбуждений и выполнения приближений зонной модели (отсутствие ФП) изменения зависимостей интенсивности  $I(t)$  и температуры  $T(t)$  во время осцилляции должны происходить симбатно (рис. 2). Для краткости обсуждения назовем этот случай "больцмановская кинетика". ФП в общем случае приводит к отклонениям от больцмановской кинетики. Результаты численного моделирования (рис. 2) показывают, что ФП, повышающая ПБ, обуславливает характерное запаздывание прироста  $I(t)$  по сравнению с изменением температуры. В области пика  $\langle I \rangle(T)$ , индуцированного ФП, кинетика меняется следующим образом (рис. 2): 1) в области начального разгорания пика больцмановская кинетика, 2) в области максимума  $\langle I \rangle(T)$  кинетика с двумя экстремумами  $I(t)$  — на подъеме и на спаде температуры, 3) в области спада пика  $\langle I \rangle(T)$  изменение интенсивности  $I(t)$  происходит антибатно изменению температуры: наблюдается один экстремум  $I(t)$  на спаде температуры, что соответствует наибольшим значениям  $d\bar{E}/dT$ . Экспериментальная средняя энергия активации  $\langle E \rangle(T)$  положительна в первой, пересекает нулевой уровень во второй и имеет отрицательное значение в третьей температурных областях.

Результаты численного моделирования термоактивационных процессов в условиях ФП, понижающей ПБ, свидетельствуют, что имеет место единственный пик эмиссии (ТСЛ и ТСЭЭ), температурное положение,



**Рис. 2.** Расчетные зависимости осциллирующей интенсивности  $I(t)$  (а) и температуры (б) от времени  $t$  в условиях флуктуационной перестройки структуры, повышающей (1-6) и понижающей (7-9) потенциальный барьер при различных температурах стимуляции.

1 — 300, 2 — 320, 3 — 340, 4 — 350, 5 — 355, 6 — 380, 7 — 350, 8 — 390, 9 — 400 К.

полуширина и интенсивность которого так или иначе испытывают влияние ФП. Средняя энергия активации  $\langle E \rangle(T)$  в области пика  $\langle I \rangle(T)$  имеет повышенное значение, определяемое величиной  $d\bar{E}/dT$  (рис. 1). Кинетика  $I(t)$  характеризуется опережающим (надтермическим) приростом интенсивности по сравнению с изменением температуры в ходе осцилляции.

Вместе с тем можно выделить два принципиально различных вида воздействия ФП, понижающей ПБ, на регулярный термоактивационный процесс. Для этого введем обозначение  $T_0(E_0)$  и  $T_1(E_1)$ , причем  $T_0 > T_1$ . В данных температурных точках наблюдался бы максимум  $\langle I \rangle(T)$  в отсутствие ФП при фиксированной высоте ПБ  $E_0$  и  $E_1$ . Первый случай реализуется при температуре ФП  $T_1 < T_{\text{фп}} < T_0$ , когда делокализация носителей заряда контролируется преимущественно ФП. Второй случай имеет место при  $T_{\text{фп}} \sim T_0$ , когда ФП является лишь возмущающим фактором, обуславливающим надтермические добавки эмиссии на фоне регулярного термофлуктуационного процесса ТСЛ или ТСЭЭ. Кинетика для первого (рис. 2, кривая 7) и второго (рис. 2, кривая 8) случаев различается величиной надтермической добавки при росте температуры

в ходе осцилляции: в первом случае кинетика мало отличается от больцмановской, во втором искажения формы  $I(t)$  являются существенными.

Полученные численным моделированием результаты могут служить отправной точкой для интерпретации СЭ электронов и фотонов в твердом теле в условиях протекания флуктуационной перестройки структуры.

## Эксперимент

В работе использованы монокристаллы оксида бериллия оптического качества в виде плоскопараллельных пластинок толщиной 1 мм с ориентацией полярной оси кристалла перпендикулярно плоскости образца, выращенные В.А.Масловым раствор-расплавным методом в вольфрамате натрия [8]. Содержание примесей в решетке BeO не превышает  $10^{-2}$  мас.%. Экспериментальная методика включает в себя синхронное измерение ТСЛ и ТСЭЭ в сверхвысоком вакууме ( $\sim 10^{-6}$  Па) в режиме линейно-осциллирующего изменения температуры [9] в области 300–600 К. Особенностью является модуляция линейного закона нагрева образца относительно быстрыми ( $0.1-0.3 \text{ K} \cdot \text{c}^{-1}$ ) пилообразными осцилляциями (“нагрев–охлаждение”) температуры, амплитуда которых составляет около 10 К (рис. 1). Во время каждой осцилляции температуры проводили одновременную регистрацию интенсивностей  $I(t)$  люминесценции (ФЭУ-106 в режиме счета фотонов), экзоэмиссии (ВЭУ-6), максимальных значений  $\langle I \rangle(T)$ , достигнутых во время данной температурной осцилляции для ТСЛ и ТСЭЭ. В рамках одной и той же расчетной схемы для каждой температурной осцилляции определяли среднюю энергию активации  $\langle E \rangle$  по формуле (5). Результаты эксперимента представлены в виде температурных ( $\langle I \rangle(T)$ ,  $\langle E \rangle(T)$ ) и временных (кинетик) ( $I(t)$ ,  $T(t)$ )-зависимостей.

## Результаты эксперимента и обсуждения

ТСЭЭ необлученных кристаллов BeO в режиме линейно-осциллирующего нагрева в области температур 300–620 К (рис. 3) представлена интенсивными пиками при 380, 435, 500 и 545 К, а также рядом более слабых пиков. В то же время ТСЛ имеет крайне низкую интенсивность и не обнаруживает явных максимумов интенсивности. Повторный нагрев приводит к относительному уменьшению интенсивностей пиков ТСЭЭ при 380, 435 и 545 К (рис. 4), что предполагает значительную роль адсорбции в релаксационных процессах при данных температурах и, возможно, адсорбционную природу некоторых центров экзоэмиссии. Температурное поведение средней энергии активации необлученных кристаллов BeO (рис. 3) не является простым: в области каждого из пиков  $\langle I \rangle(T)$  зависимость  $\langle E \rangle(T)$  имеет характерный осциллирующий вид, внешне напоминающий производную от кривой  $\langle I \rangle(T)$  (рис. 3). Величина  $\langle E \rangle(T)$  изменяется от положительных значений на начальном участке пика  $\langle I \rangle(T)$  до отрицательных на участке спада. Причем точки перехода  $\langle E \rangle(T)$  через нуль точно соответствуют максимумам пиков  $\langle I \rangle(T)$  (рис. 3).

Анализ кинетики ТСЭЭ во время температурных осцилляций в области пиков  $\langle I \rangle(T)$  (рис. 4) показал, что начальные участки пиков характеризуются больцмановской кинетикой ТСЭЭ и ТСЛ. Для осцилляций

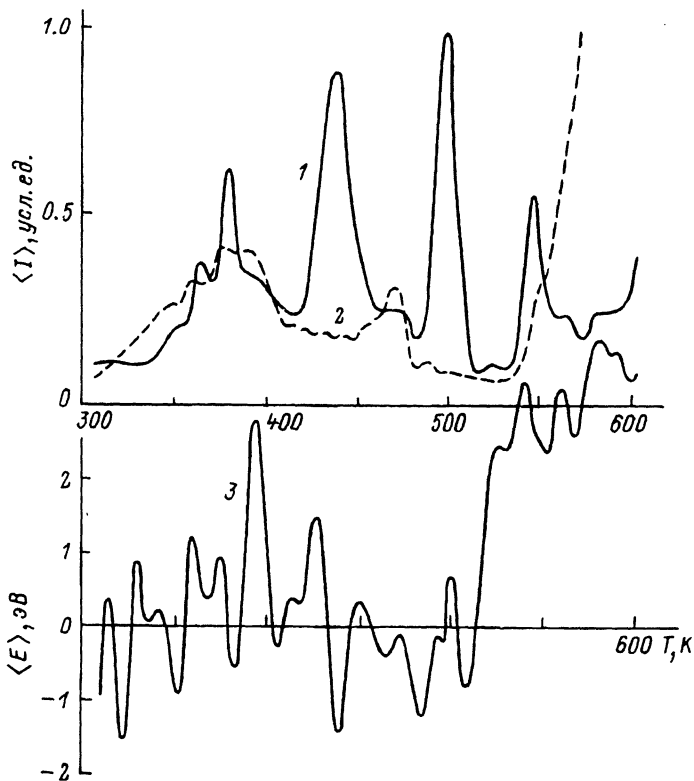


Рис. 3. Температурные зависимости амплитуд осцилляций интенсивности  $\langle I \rangle$  (1,2) и средней энергии активации  $\langle E \rangle$  (3) ТСЭЭ необлученных монокристаллов BeO при нагреве (1,3) и охлаждении (2).

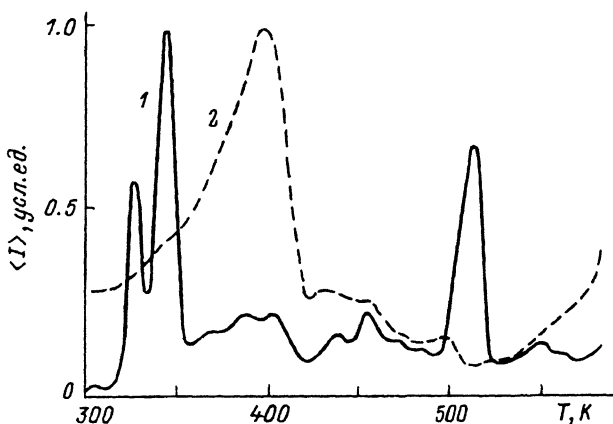


Рис. 4. Температурные зависимости амплитуд осцилляций интенсивности ТСЭЭ  $\langle I \rangle$  при нагреве (1) и охлаждении (2) для необлученных монокристаллов BeO, предварительно отожженных в вакууме при 700 K.



экзоэмиссии при более высоких температурах характерно появление второго участка "разгорания"  $I(t)$  на спаде температуры, амплитуда которого увеличивается с ростом температуры стимуляции. Выше температуры максимума пика  $\langle I \rangle(T)$  он начинает доминировать (рис. 4). Согласно (5), это приводит к понижению средней энергии активации вплоть до отрицательных значений.

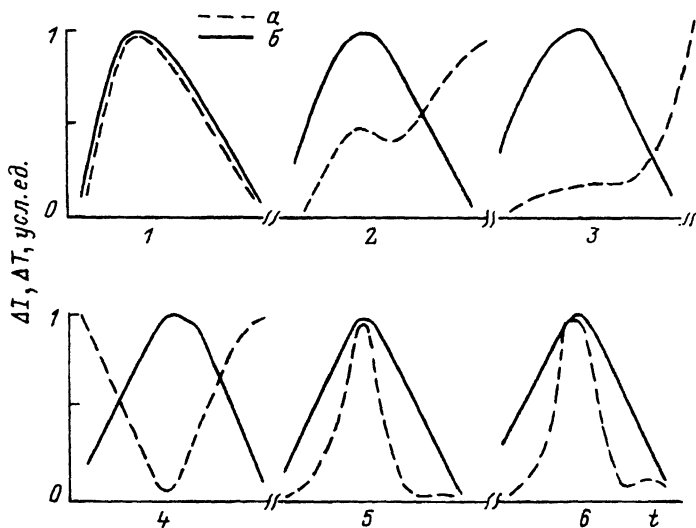
Сопоставление с результатами численного моделирования (рис. 1,2) показывает, что в области температур 300–600 К в необлученных монокристаллах  $\text{BeO}$  имеет место флуктуационная перестройка структуры, повышающая ПБ. Возможно обсуждение двух ситуаций: 1) имеет место ряд независимых процессов термостимулированной экзоэмиссии, каждый из которых контролируется одной и той же ФП, протекающей в широкой температурной области; 2) ФП индуцирует целый ряд энергетических состояний потенциального барьера, каждому из которых соответствует свой пик эмиссии. Нам представляется, что реализуется промежуточный вариант. Действительно, температурное положение некоторых пиков эмиссии (рис. 3) является характерным для ТСЭЭ  $\text{BeO}$  [10], однако число температурных точек, где  $\langle E \rangle(T)$  пересекает нулевой уровень, достаточно велико.

Вместе с тем не все "аномалии" экзоэмиссионного процесса (рис. 3) могут быть сведены к ФП, повышающей ПБ. Так, при 390 К  $\langle E \rangle(T)$  достигает значения 2.5 эВ в отсутствие значительных изменений  $\langle I \rangle(T)$ . Величина средней энергии термической активации  $\langle E \rangle$  в этом случае превышает разумные значения энергии активации центров захвата для данной области температур. Кинетика  $I(t)$  при 390 К характеризуется опережающим ростом интенсивности по сравнению с изменением температуры в ходе осцилляции. Опираясь на результаты расчета (рис. 1,2), можно предположить, что это обусловлено ФП, понижающей ПБ.

Физическая природа ФП в обоих случаях связана с адсорбцией и пироэлектричеством. Действительно, наблюдение ТСЭЭ в необлученных кристаллах при низких температурах не является неожиданным, поскольку заполнение локальных энергетических уровней захвата возможно не только при возбуждении ионизирующим излучением, но и в результате адсорбции молекул остаточной газовой среды на поверхности кристалла. В полярном диэлектрике  $\text{BeO}$  этому в сильной степени способствует пироэлектрическое поле, которое обуславливает ее активное проявление при относительно высоких температурах. Последующий нагрев приводит к появлению ТСЭЭ и, возможно, ТСЛ, а десорбция выступает в роли ФП, обуславливая либо понижение ПБ, либо его повышение.

Реализация в диэлектрике адсорбционного механизма заселения центров захвата должна приводить при охлаждении предварительно нагретого образца к появлению экзоэмиссии электронов в областях пиков ТСЭЭ, где велика вероятность термической делокализации захваченных электронов. В самом деле, как следует из рис. 3, охлаждение кристалла  $\text{BeO}$  от 600 до 300 К привело к заметной экзоэмиссии электронов в температурной области пиков  $\langle I_p \rangle(T)$ , наблюдавшихся при нагреве образца. При этом наиболее интенсивную экзоэмиссию наблюдали при температурах выше 550 К.

Область температур 520–550 К является характерной для монокристаллического  $\text{BeO}$ . Так, здесь происходит резкое повышение средней энергии активации  $\langle E \rangle(T)$  до 2.5–3.0 эВ как в необлученных кристаллах



**Рис. 5.** Зависимость от времени осцилляций интенсивности ТСЭЭ  $I(t)$  (а) и температуры (б) необлученных монокристаллов BeO при различных температурах стимуляции.  
 1 — 425, 2 — 430, 3 — 435, 4 — 440, 5 — 390, 6 — 530 К.

BeO (рис. 3), так и в кристаллах, облученных рентгеном или электронами [10]. Кинетика  $I(t)$  в необлученных кристаллах BeO мало отличается от болцмановской (рис. 4). Повышенные значения  $\langle E \rangle$  обусловлены “аномальным” откликом  $I(t)$  на изменение температуры. В свете результатов расчета (рис. 1,2) это можно трактовать как действие ФП, понижающей ПБ, при  $T_1 < T_{\text{фп}} < T_0$ . Что касается природы ФП, то ряд экспериментальных данных (например, [11,12]) не исключает возможного наличия в данной области особенностей в температурном поведении пироэлектрического поля BeO.

Таким образом, результаты исследования спонтанной эмиссии электронов и фотонов в необлученных кристаллах BeO методом модуляционной термоактивационной спектроскопии показали, что СЭ в области 300–600 К обусловлена различными видами флуктуационной перестройки структуры, приводящими как к повышению, так и понижению ПБ. Физическая природа ФП при этом определяется пироэлектричеством и адсорбцией. Терморелаксационные процессы, приводящие к экзоэмиссии электронов в необлученных кристаллах BeO, по-видимому, являются типичными для данных кристаллов. Обусловленные ими пики ТСЭЭ (рис. 3) выделены также для кристаллов BeO, облученных рентгеновским излучением или электронами, зачастую на фоне более интенсивных пиков ТСЭЭ, наведенных радиацией [10], что может быть причиной плохой воспроизводимости дозиметрической информации в области малых доз ионизирующих излучений.

Авторы признательны В.С.Кортову и Б.В.Шульгину за интерес к работе, А.И.Слесареву за полезные обсуждения, В.А.Маслову за предоставление кристаллов.

## Список литературы

- [1] *Tale I.* // Phys. Stat. Sol. (A) 1981. Vol. 66. N 1. P. 65-75.
- [2] *Tale I., Tale V., Rosa J.* // Sol. St. Commun. 1983. Vol. 48. N 2. P. 135-137.
- [3] *Горбунов С.В., Яковлев В.Ю., Иванов В.Ю., Кружалов А.В.* // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 10. С. 2942-2946.
- [4] *Иванов В.Ю., Фельдбах Э.Х., Горбунов С.В., Кружалов А.В.* // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 9. С. 2728-2733.
- [5] *Слесарев А.И., Кружалов А.В., Маслов В.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 12. С. 1264-1266.
- [6] *Кортов В.С., Слесарев А.И., Кружалов А.В. и др.* // УФЖ. 1982. Т. 27. № 8. С. 1253-1255.
- [7] *Шульгин Б.В., Кружалов А.В., Огородников И.Н. и др.* // ЖПС. 1988. Т. 49. № 2. С. 286-291.
- [8] *Гиниятулин К.Н., Кружалов А.В., Маслов В.А.* // Изв. АН СССР. Сер. неорган. матер. 1983. Т. 19. № 6. С. 1014-1015.
- [9] *Кирпа В.И., Кузьминых А.С., Попов В.В.* // Радиационно стимулированные явления в твердых телах. Межвуз. сб. Свердловск, 1983. С. 33-38.
- [10] *Огородников И.Н., Кирпа В.И., Кружалов А.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 7. С. 67-75.
- [11] *Muccilo R., Blak A.R.* // J. Nucl. Mater. 1976. Vol. 61. N 1. P. 66-70.
- [12] *Scharmann A., Schmirler G.* // Phys. Stat. Sol. (A) 1986. Vol. 97. N 1. P. 265-274.

Уральский политехнический институт  
Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
22 июля 1992 г.

---