

04,07,14

## Механизмы элементарных актов в кинетике электрического разрушения полимерных и керамических диэлектриков

© А.И. Слуцкер<sup>1</sup>, В.Л. Гиляров<sup>1</sup>, Д.Д. Каров<sup>2</sup>, Ю.И. Поликарпов<sup>2</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Alexander.Slytsker@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 2 декабря 2010 г.

В окончательной редакции 11 января 2011 г.)

Исследована кинетика электрического разрушения (пробоя) тонких слоев (15–70 мкм) полимеров и керамик в постоянном по знаку поле при 77–480 К. Температурные зависимости долговечности (времени ожидания пробоя) у обоих видов диэлектриков оказались единообразными. При повышенных температурах долговечность диэлектриков экспоненциально зависит от температуры, при низких температурах зависимости нет (атермическое плато). Механизмами элементарных актов, контролирующих процесс подготовки диэлектриков к пробоям, являются при повышенных температурах — термофлуктуационный, надбарьерный переход электронов из ловушки в ловушку; при низких температурах — туннельный (подбарьерный) переход. Прыжковый транспорт электронов по полю ведет к формированию критических объемных зарядов, вызывающих пробой диэлектриков. Определены величины барьеров перехода (глубины ловушек). Отмечена близость значений низкотемпературной долговечности для полимера и керамики при том, что барьер перехода для керамики значительно выше, чем для полимера, а приложенное поле значительно (в десятки раз) ниже. Установлено, что, ловушки электронов в полимерах соответствуют модели кулоновского центра. Для керамики такого соответствия не имеется.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-03-00148-а).

### 1. Введение

Электрическим разрушением твердых диэлектриков принято называть наступление пробоя — образование проводящего канала в слое диэлектрика, находящегося между электродами, при приложении электрического напряжения. Установлено, что пробой диэлектриков выступает не как событие критического характера (т.е. происходящее при достижении некоторого предельного значения напряженности электрического поля  $E$ ), а как явление, имеющее кинетическую природу. Кинетический характер электрического разрушения диэлектриков проявляется в том, что пробой наступает не мгновенно при приложении электрического поля, а по истечении некоторого времени ( $\tau_E$ ), которое приобрело название „электрическая долговечность“. Пробой данного диэлектрика наступает при различных значениях  $E$ , но при этом — за различное время  $\tau_E$  действия  $E$ , причем чем меньше  $E$ , тем больше  $\tau_E$  [1,2]. В зависимости от  $E$  измеренная долговечность  $\tau_E$  варьируется в широких пределах: от  $\sim 1$  до  $10^7$  с и более. Наличие времени ожидания пробоя (электрической долговечности), причем достигающего большой продолжительности, означает, что при действии поля в диэлектриках идут процессы, состоящие из последовательности элементарных актов, подготавливающие диэлектрические образцы к пробоям. Исследование элементарных актов в кинетике подго-

товки диэлектрика к пробоям выступает важной задачей физики электрического разрушения диэлектриков.

Если элементарные акты электрического разрушения являются событиями случайного характера, то тогда электрическая долговечность  $\tau_E$  с логарифмической точностью совпадает со средним временем ожидания элементарного акта  $\tau_{act}$  [3]. Поэтому измерение и исследование зависимости электрической долговечности  $\tau_E$  от напряженности электрического поля  $E$  и температуры  $T$  ведут к установлению зависимости от  $E$  и  $T$  величины  $\tau_{act}$ , а из анализа зависимости  $\tau_{act}(E, T)$  следует информация об элементарных актах электрического разрушения диэлектриков: их природы и механизма осуществления.

Экспериментальные исследования  $\tau_E(E, T)$  проводились ранее отдельно на полимерных [2,4–6] и керамических [1,7] диэлектриках. Было установлено, что процесс подготовки диэлектриков к пробоям заключается в формировании объемного заряда путем прыжкового дрейфа электронов, инжектированных из электродов, из ловушки в ловушку по направлению действия поля. По достижении объемным зарядом критического значения наступает пробой [7,6].

Установлено, что элементарные акты электрического разрушения — прыжки электронов вдоль поля, ведущие к накоплению объемного заряда, связаны с преодолением потенциальных барьеров, в роли которых выступает

энергетическая глубина ловушек. Преодоление барьеров осуществляется двумя разными механизмами [7,6]:

1) надбарьерные переходы электрона путем использования локальной флуктуации тепловой энергии (термофлуктуационный механизм) — при повышенных температурах.

2) подбарьерные переходы электрона (туннельный механизм) — при низких температурах.

Задачей настоящей работы явились рассмотрение кинетики электрического разрушения полимеров и керамик в широком диапазоне температур и сравнение характеристик элементарных актов электрического разрушения этих двух различных типов диэлектриков.

## 2. Объекты и методика измерений

Все измерения проводились в постоянном по знаку электрическом поле. Напряженность задаваемого электрического поля, действующего на диэлектрик, выражалась как  $E = V/d$ , где  $V$  — приложенное к электродам напряжение,  $d$  — толщина диэлектрического слоя между электродами. Объектами исследования полимерных диэлектриков служили пленки полиэтилентерефталата (ПЭТФ) и полипропилена (ПП). Толщина пленок составляла 10–13  $\mu\text{m}$ . Использовались прижимные электроды типа плоскость–плоскость или сфера–плоскость. Малая толщина образцов обеспечивала при достаточной напряженности поля сравнительно низкое напряжение между электродами (несколько кВ), что препятствовало возникновению частичных разрядов. Измерения проводились в области температуры 77–350 К.

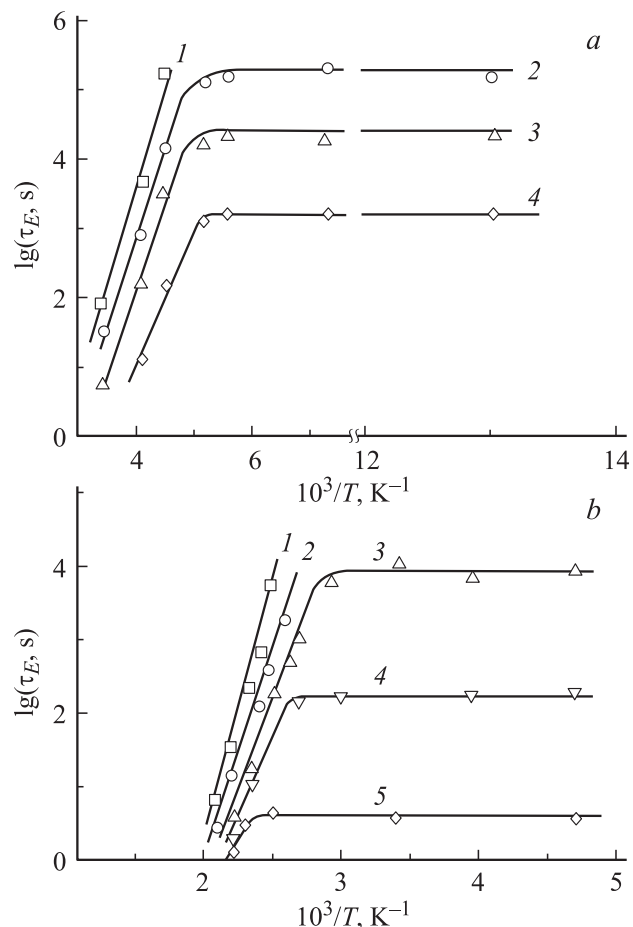
Для исследования керамических диэлектриков были выбраны образцы из титансодержащих керамик ВС-1 (твердый раствор  $\text{BaTiO}_3\text{--CaZrO}_3$  с добавками) и Е-8000 ( $\text{BaTiO}_3\text{--BaZrO}_3$  с добавками). Образцы имели вид плоских конденсаторов с толщиной диэлектрического слоя 70  $\mu\text{m}$ . Конструкция конденсаторов исключала поверхностные разряды и краевые эффекты. Измерения проводились в области температуры 220–480 К.

Избранные полимерные диэлектрики отличались от керамических уровнем диэлектрической проницаемости (из-за разницы в поляризуемости) и степенью гетерогенности микроструктуры.

При измерении электрической долговечности диэлектриков характерным является достаточно сильный разброс значений долговечности для внешне идентичных образцов, пробиваемых при задаваемых значениях напряженности приложенного поля и температуры. Поэтому измерения  $\tau_E$  проводились на сериях из 15–30 образцов для каждой пары значений  $E$  и  $T$ , из которых находились средние значения долговечности.

## 3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены температурные зависимости (в аррениусовских координатах) электрической долго-



**Рис. 1.** Температурные зависимости электрической долговечности диэлектриков. *a* — ПЭТФ. Напряженность поля  $E = 410$  (1), 480 (2), 530 (3) и 610 MV/m (4). *b* — керамика BC-1.  $E = 2.7$  (1), 5.7 (2), 9.0 (3), 11.1 (4) и 14.2 MV/m (5).

вечности одного из полимерных диэлектриков — ПЭТФ и одного из керамических диэлектриков — BC-1. Данные по BC-1 взяты из [7]. Температурные зависимости долговечности приведены для ряда значений напряженности электрического поля.

Обращаем прежде всего внимание на однотипность (качественное подобие) зависимостей  $\lg \tau_E(1/T)$  для полимерного и керамического диэлектрика.

1) В обоих случаях температурные зависимости состоят из двух частей:

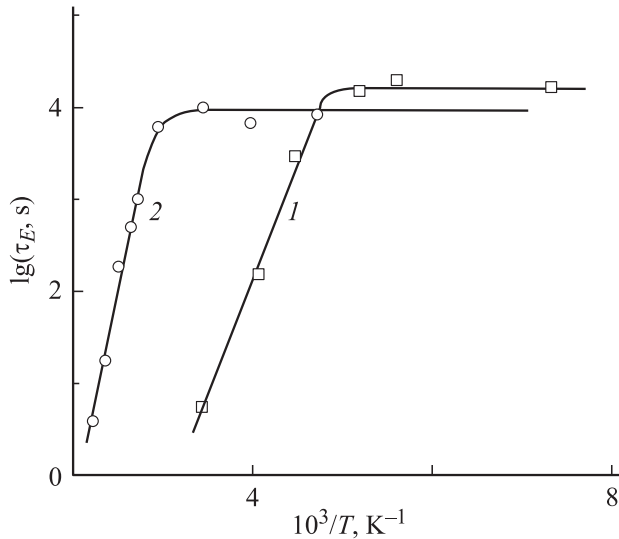
а) линейное спадание  $\lg \tau_E$  с ростом  $T$  при повышенных температурах,

б) постоянство  $\lg \tau_E$  по температуре (атермическое плато) при низких температурах.

2) В обоих случаях долговечность уменьшается с ростом напряженности электрического поля.

В то же время имеются и количественные различия.

1) Резко различаются (почти на два десятичных порядка) значения напряженностей поля, обеспечивающих электрические долговечности в одной области значений ( $\lg \tau_E \approx 0\text{--}5$ ): у ПЭТФ и BC-1 400–600 и 3–15 MV/m



**Рис. 2.** Сравнение температурных зависимостей долговечности полимера и керамики. 1 — ПЭТФ,  $E = 530 \text{ MV/m}$ , 2 — BC-1,  $E = 9 \text{ MV/m}$ .

соответственно, т. е. полимер значительно более прочен, чем керамика.

2) Заметно отличаются температуры перехода от температурно-зависимой к атермической части: у ПЭТФ и BC-1 250 и 400 К соответственно.

Зависимости  $\lg \tau_E(E, T)$ , подобные данным на рис. 1, получены и для других полимерных и керамических диэлектриков [6,7].

Отметим интересное обстоятельство при сравнении данных по кинетике электрического разрушения полимера и керамики. Обращаем внимание на рис. 2, где совмещены зависимости  $\lg \tau_E(1/T)$  для обоих диэлектриков.

Видно, что температурно-зависимые (наклонные) участки зависимостей  $\lg \tau_E(1/T)$  значительно различаются.

Для керамики зависимости идут с более крутым наклоном и долговечность керамики на порядки превышает долговечность полимера. Переход от атермического к температурно-зависимому участку у керамики происходит при существенно более высокой температуре. При низкой температуре имеет место радикально иная ситуация. Здесь долговечность практически одинакова. И это при том, что напряженности приложенного электрического поля различаются примерно в 60 раз (!) ( $9 \text{ MV/m}$  у керамики и  $530 \text{ MV/m}$  у полимера). Указанные различия нуждаются в объяснении.

## 4. Анализ и обсуждение результатов

4.1. Область повышенных температур. В этой области зависимости  $\lg \tau_E(1/T)$  линейны и экстраполируются при  $1/T \rightarrow 0$  к значениям  $\tau_0 \approx 10^{-9} - 10^{-11} \text{ s}$ . Такие данные о  $\tau_E$  явно указывают на

термофлуктуационный механизм элементарных актов процесса подготовки диэлектриков к пробую.

Действительно, фундаментальное выражение для среднего времени ожидания локальной флуктуации тепловой энергии  $E_{fl}$  имеет вид [8]

$$\tau_{fl} \approx \tau_a \exp\left(\frac{E_{fl}}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $\tau_a \approx 10^{-12} - 10^{-13} \text{ s}$  — период колебаний атомов в конденсированных телах (период колебаний максимальной частоты в дебаевском спектре),  $k$  — постоянная Больцмана. Полученные экспериментальные линейные по  $T^{-1}$  зависимости  $\lg \tau_E$  в области повышенных температур могут быть описаны выражением

$$\tau_E \approx \tau_0 \exp\left(\frac{U}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $U$  — потенциальный барьер в элементарном акте процесса электрического разрушения диэлектриков,  $\tau_0$  — экстраполяционное значение  $\tau_E$  при  $T^{-1} \rightarrow 0$ .

Выражения (2) и (1) однотипны по температурной зависимости. Соотношение  $E_{fl} \geq U$  является условием преодоления барьера за счет термической флуктуации энергии.

Предэспонента  $\tau_0 \approx n\tau_a$ , где  $n \approx 10^2 - 10^4$ , т. е. значение  $\tau_0$  логарифмически близко к фундаментальному значению  $\tau_a$ ; смысл коэффициента  $n$  будет назван далее.

Таким образом, если принять естественное допущение, что преодоление барьера в элементарном акте происходит за счет флуктуации энергии при соблюдении условия  $E_{fl} \geq U$ , то полученное из экспериментальных данных выражение (2) свидетельствует о том, что элементарные акты в кинетике электрического разрушения диэлектриков при повышенных температурах осуществляются надбарьерными термофлуктуационными переходами.

Из выражения (2) следует, что оценку величины барьера можно производить по наклону зависимости  $\lg \tau_E(1/T)$ :

$$U \approx 2.3k \frac{\Delta \lg \tau_E}{\Delta(T^{-1})}.$$

Из данных рис. 1 можно заключить, что семейства зависимостей  $\lg \tau_E(1/T)$  при вариации напряженности поля  $E$  носят для каждого из объектов веерообразный характер: сходящиеся в полюсы при  $T^{-1} = 0$  линии с разными наклонами, отвечающими разным  $E$ . Таким образом, из экспериментальных данных на рис. 1 по области повышенных температур получаем для каждого объекта значения барьеров при разных значениях напряженности поля  $U(E)$ . Возникает вопрос об аналитическом описании зависимости  $U(E)$ .

Во Введении было указано, что процессом подготовки диэлектриков к пробую установлен прыжковый транспорт электронов из ловушки в ловушку [7,6]. Ловушки являются потенциальными ямами, и барьером

выхода частицы из ловушки выступает глубина ямы, отсчитываемая от уровня колебательной энергии частиц в яме. Если предположить, что ловушками выступают центры при кулоновском взаимодействии с электроном, то в условиях приложения постоянного электрического поля  $E_{loc}$  среднее время ожидания выхода электрона из ямы имеет вид [9]:

$$\tau \approx \tau_a \exp \left[ \frac{U(E)}{kT} \right] \approx \tau_a \exp \left[ \frac{U_0 - \Delta U(E_{loc})}{kT} \right], \quad (3)$$

где  $\Delta U(E_{loc}) = \left( \frac{e^3}{\pi \epsilon_0} \right)^{1/2} E_{loc}^{1/2}$ ,  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  F/m — электрическая постоянная.

Подчеркнем, что в выражении (3)  $E_{loc}$  — это значение напряженности поля, действующего на электрон внутри диэлектрика.  $E_{loc}$  отличается от значения задаваемого поля  $E = V/d$ , так как внутри диэлектрика на величину  $E_{loc}$  влияют такие факторы, как диэлектрическая проницаемость и структурная гетерогенность диэлектриков.

Можно предположить, что  $E_{loc}$ , не будучи равным  $E$ , остается пропорциональным  $E$ . Таким образом  $E_{loc} = pE$ , где  $p$  — коэффициент, характерный для конкретного диэлектрика. Тогда появляется основание рассматривать экспериментально полученные значения  $U(E)$  в координатах  $U(E) - E^{1/2}$ , что и сделано на рис. 3. Видно, что зависимости  $U(E^{1/2})$  оказались близкими к линейным, т.е. отвечающим функции  $U(E_{loc})$  в выражении (3).

Важными результатами получения зависимостей  $U(E^{1/2})$  явились:

1) возможность оценки исходных значений барьеров — т.е. исходной глубины ловушек  $U_0$  — путем линейной экстраполяции зависимостей  $U(E^{1/2})$  к значению  $E^{1/2} = 0$  (оценки дали: для ВС-1:  $U_0 \approx 1.2$  eV, для ПЭТФ:  $U_0 \approx 1.1$  eV);

2) возможность оценки значений изменения высоты барьера под действием электрического поля:  $\Delta U(E) = U_0 - U(E)$ .

Подчеркнем, что значения  $U_0$  и  $\Delta U$  (как и значения  $U(E)$ ) не зависят от оперирования значениями задаваемого поля  $E$  или локального поля  $E_{loc}$ , если принимается, что  $E$  и  $E_{loc}$  пропорциональны друг другу.

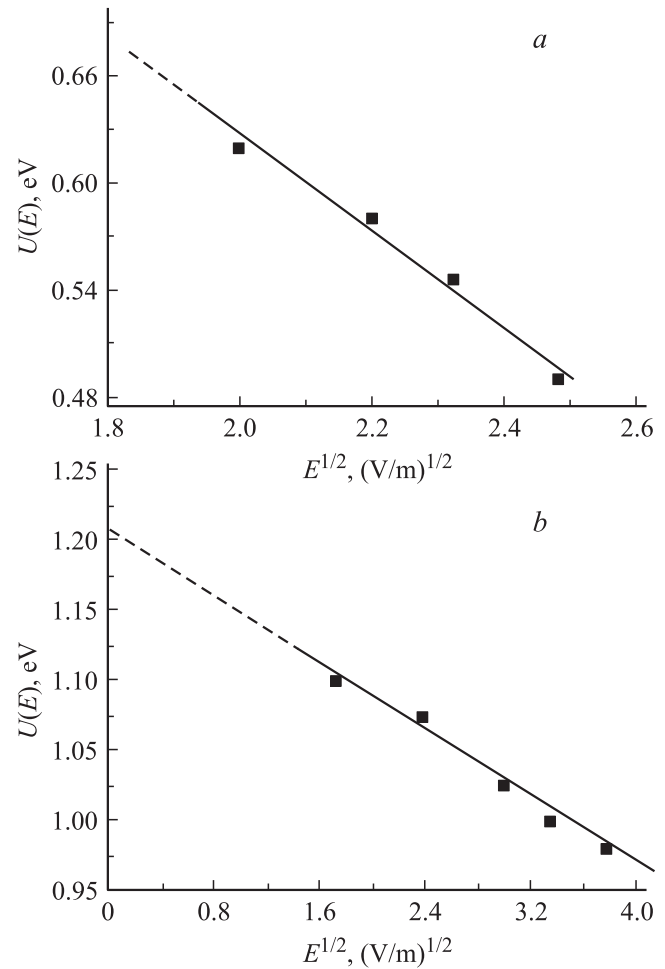
Полученные значения  $U(E)$  и  $\Delta U(E)$  будут эффективно использованы при анализе кинетики электрического разрушения полимера и керамики при низких температурах.

Здесь же отметим, что близость значений  $U_0 \approx 1.1-1.2$  eV для полимера и керамики является, по-видимому, случайной, так как природа ловушек в этих диэлектриках различна [10–13].

Данные рис. 3 показывают, что задаваемые поля количественно по-разному действуют на барьеры выхода электронов из ловушек:

1) для полимера снижение исходной высоты барьера на 50–55% приводит к значению

$$U(E) \approx 0.45-0.55 \text{ eV},$$



**Рис. 3.** Зависимость высоты барьера выхода электронов из ловушек от напряженности задаваемого электрического поля в ПЭТФ (а) и ВС-1 (б).

2) для керамики уменьшение высоты барьера на 10–20% приводит к величине

$$U(E) \approx 1.0-1.1 \text{ eV}.$$

Такие значения сниженных барьеров и определяют для обоих диэлектриков долговечности в одной области значений  $\lg \tau = 1-4$ , но при существенно различающихся температурах у ПЭТФ  $\sim 250$  К, у ВС-1  $\sim 400$  К, т.е. при сохранении близкими отношения  $U(E)/T$ .

Таким образом, ситуация при повышенных температурах представляется достаточно ясной: имеет место снижение высоты барьеров задаваемыми полями и происходят надбарьерные выходы электронов из ловушек, среднее время ожидания которых определяется температурной зависимостью вероятности локальных флуктуаций тепловой энергии.

В предэкспоненте  $\tau_0 = n\tau_a$  (выражения (2)) коэффициент  $n \approx 10^2-10^4$  имеет смысл числа прыжков электрона на пути к месту формирования критического объемного заряда [6].

4.2. Область низких температур. Рис. 1 показывает, что и при низких температурах имеет место кинетика подготовки диэлектриков к пробою, так как долговечность сохраняет конечное значение (и при этом зависящее от задаваемого поля). Это означает, что и здесь имеет место последовательность элементарных актов процесса формирования критического (предпробойного) состояния. Отсутствие температурной зависимости долговечности при низких температурах (атермическое плато), как уже отмечалось, означает, что механизм элементарных актов здесь не является термофлуктуационным.

Предполагается, что и при низких температурах элементарными актами являются выходы электронов из тех же ловушек. Но поскольку надбарьерные (термофлуктуационные) выходы здесь практически невероятны, выдвинуто соображение о действии здесь механизма подбарьерных выходов — туннелирования электронов [7,6].

Обратимся вновь к интересной ситуации рис. 2. После сделанного выше определения высоты барьеров  $U(E)$  для полимера и керамики ситуация выглядит так: при резко различающейся высоте барьеров  $\sim 0.5$  eV у ПЭТФ и  $\sim 1.0$  eV у ВС-1 долговечность при низких температурах оказалась практически одинаковой.

Предположение о туннельном механизме выхода электронов из ловушек дает возможность объяснения причины такой ситуации, основанное на различии „прозрачности“ барьера в классической (высокотемпературной) и квантовой (низкотемпературной) области.

Среднее время ожидания (вероятность) надбарьерного перехода контролируется только высотой барьера. Форма (ширина) роли не играет. Вероятность же туннельного перехода определяется не только высотой, но и шириной барьера (ширина барьера — длина пути туннельного прохождения).

Кроме того, для случая выхода частицы из ямы в квантовых условиях включается еще один важный фактор. Как отмечалось выше, ловушки электронов в диэлектриках можно трактовать как потенциальные ямы. Электрон в потенциальной яме находится в условиях ограниченного пространства и при  $T = 0$  в соответствии с фундаментальными положениями квантовой механики должен обладать нулевой энергией. При  $T > 0$  с соответствующей вероятностью будут возбуждены и более высокие („тепловые“) энергетические уровни, но при достаточно низких температурах доминирующая роль принадлежит нулевой энергии. Отметим, что хорошо проявляющееся атермическое плато в долговечности (рис. 1 и 2) можно считать свидетельством доминирования нулевой энергии. Нулевая энергия играет существенную роль для туннельного выхода из ямы при  $T = 0$ , поскольку высота преодолеваемого барьера отсчитывается в этом случае от уровня нулевой энергии, который определяет и длину пути туннелирования.

Рис. 1 показывает зависимость долговечности от задаваемого электрического поля. Так же как и при

анализе долговечности в условиях повышенных температур, возникает необходимость описания зависимости долговечности от поля.

Для треугольного барьера вида  $U(x) = U(E_{loc}) - Fx$  при  $x \geq 0$ ; вида  $U(x) = 0$  при  $x < 0$  ( $F$  — сила, действующая на частицу,  $x$  — координата) имеется выражение, описывающее туннельную прозрачность такого барьера [14]. Этим барьером можно аппроксимировать барьер выхода из электронной ловушки, сниженный силой  $F = eE_{loc}$ . В качестве энергии налетающего на барьер электрона можно принять нулевую энергию электрона в прямоугольной потенциальной яме  $W_0$ . Тогда время ожидания выхода электрона из ловушки можно написать в виде

$$\tau \approx \tau_0 \exp \left[ \frac{8\pi(2m_e)^{1/2} [U(E_{loc})]^{3/2}}{3eh} \frac{1}{E_{loc}} \right], \quad (4)$$

где  $m_e$  — масса электрона,  $h$  — постоянная Планка,  $U(E_{loc})$  — высота потенциального барьера, зависящая от  $E_{loc}$  и отсчитываемая от  $W_0$ . Отметим, что в формуле (4) учитывается не только высота барьера  $U(E_{loc})$ , но и зависящая от  $E_{loc}$  ширина барьера (длина туннелирования), что отражает пропорциональность показателя экспоненты величине  $(E_{loc})^{-1}$ . Важно подчеркнуть, что в выражении (4) непосредственно фигурирует напряженность локального поля (поля внутри диэлектрика), и величина именно этого поля (а не задаваемого поля  $E = V/d$ ) определяет туннельную вероятность выхода электрона. Поэтому для оперирования выражением (4) требуется знать величину  $E_{loc}$ .

Выясним, описывает ли выражение (4) наблюдаемую электрическую долговечность полимерных и керамических диэлектриков при низких температурах, когда кинетику подготовки образцов к пробою определяют акты туннельного выхода электронов из ловушек.

Рассмотрим случаи, представленные на рис. 2, для которых:

по ПЭТФ  $\lg \frac{\tau}{\tau_0} \approx 13$ ;  $E = 5.3 \cdot 10^8$  V/m;  $U(E) = 0.55$  eV,  
по ВС-1  $\lg \frac{\tau}{\tau_0} \approx 15$ ;  $E = 9 \cdot 10^6$  V/m;  $U(E) = 1.02$  eV.

При использовании выражения (4) при низких температурах предполагаем, что высота барьера, туннельно преодолеваемого электроном, является той же, которая определялась из наклонов зависимостей  $\lg \tau(1/T)$  при повышенных температурах.

Произведем расчет электрической долговечности образцов ПЭТФ и ВС-1, пользуясь выражением (4) при значениях высоты барьеров  $U(E)$ , найденных из измерений долговечности при повышенных температурах. Необходимые для расчета значения энергии  $E_{loc}$  возьмем из выражения (3), откуда следует, что

$$E_{loc} = \left( \frac{\Delta U}{e} \right)^2 \cdot \frac{\pi \epsilon_0}{e}. \quad (5)$$

Значения  $\Delta U = U_0 - U(E)$  получаем из данных рис. 3. Для ПЭТФ  $\Delta U \approx 0.55$  eV; для ВС-1  $\Delta U \approx 0.18$  eV. Тогда

из (5) находим: для ПЭТФ  $E_{\text{loc}} \approx 0.7 \cdot 10^8 \text{ V/m}$ ; для ВС-1  $E_{\text{loc}} \approx 0.7 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ .

Подставляем значения  $U(E)$  и  $E_{\text{loc}}$  в выражение (4) и получаем расчетные значения: для ПЭТФ:  $\lg \frac{\tau}{\tau_0} \approx 16$ , для ВС-1:  $\lg \frac{\tau}{\tau_0} \approx 400$ .

Как видно, для ПЭТФ расчетное значение  $\lg \frac{\tau}{\tau_0} \approx 16$  оказалось логарифмически близким экспериментальному значению  $\lg \frac{\tau}{\tau_0} \approx 13$ . С учетом всех приближений такое соотношение расчетных и экспериментальных значений можно считать достаточно хорошим.

Это позволяет заключить, что избранная модель описания ловушек электронов в ПЭТФ кулоновским центром является приемлемой. Поскольку глубокие ловушки в полимерах связывают с промежутками между соседними цепными молекулами [12], то выявившееся соответствие электрических свойств этих ловушек кулоновскому центру создает условия дальнейшей детализации структуры ловушек электронов в полимерах.

Для керамики ВС-1 ситуация оказалась существенно иной. Расчетное значение  $\lg \frac{\tau}{\tau_0} \approx 400$  настолько сильно отличается от экспериментального, что модель керамической ловушки электронов в виде простого кулоновского центра совершенно не отвечает наблюдающейся высокой туннельной прозрачности барьера выхода электрона из ловушки при действии сравнительно слабого электрического поля. Такое поле для модели кулоновского центра приводит к очень большой расчетной ширине барьера (составляющей  $U(E)/E_{\text{loc}} \cdot e \approx 10^2 \text{ nm}$ ), что и делает крайне маловероятным туннельный выход электрона из ловушки. Предполагается, что глубокими ловушками электронов в керамиках являются примесные центры донорного характера, сосредоточенные у границ кристаллитов [13]. Возможно, что структура таких центров существенно отличается от простой кулоновской. Можно полагать, что реальное локальное поле существенно выше, чем полученное путем оценки, исходящей из модели простого кулоновского центра. В частности, значительную роль способна играть гетерогенность атомной и электронной структуры керамики (подобная гетерогенность слабо выражена у полимеров), приводящая к локальной концентрации напряженности электрического поля.

Возможно, что уже исходный (до приложения электрического поля) барьер выхода электрона из ловушки характеризуется конечной и не очень большой шириной, которая еще сильнее уменьшается при приложении поля, что и приводит к высокой туннельной прозрачности.

Наконец, неочевидно предположение о том, что высота барьера, определяемая из высокотемпературной области долговечности остается неизменной и при низких температурах. В частности в [15] отмечено, что энергия активации выхода электрона из ловушки может быть заметно меньше ее высокотемпературного значения за счет туннельной перестройки самой ловушки из основного состояния в конфигурацию, соответствующую ионизированной примеси.

Таким образом, для керамики определилась задача разработки структуры ловушек электронов. Полученные же экспериментальные данные по интересному, но пока не находящему объяснения, сочетанию характеристик кинетики электрического разрушения керамики при повышенных и низких температурах (надбарьерные и подбарьерные (туннельные) механизмы опустошения электронных ловушек) дают основания для таких разработок.

## Список литературы

- [1] С.Н. Койков, А.Н. Цикин. Электрическое старение твердых диэлектриков. Энергия, Л. (1968). 186 с.
- [2] Электрические свойства полимеров / Под ред. Б.И. Сажи-на. Химия, Л. (1977). 192 с.
- [3] В.Р. Регель, А.И. Слуцкер, Э.Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. Наука, М. (1974). 560 с.
- [4] A.L. McKean. IEEE Trans. Power Appar. Syst. **51**, 1, 253 (1976).
- [5] В.Б. Бережанский, В.М. Быков, В.В. Городов, В.А. Закревский, А.И. Слуцкер. Высокомолекуляр. соединения А **28**, 10, 2163 (1986).
- [6] А.И. Слуцкер, В.Л. Гиляров, Ю.И. Поликарпов, Д.Д. Каров. Высокомолекуляр. соединения А **49**, 10, 1790 (2007).
- [7] М.С. Дахия, В.А. Закревский, А.И. Слуцкер. ФТТ **29**, 12, 3614 (1987).
- [8] Я.И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей. Наука, М. (1975). 460 с.
- [9] К. Као, В. Хуанг. Перенос электронов в твердых телах. Мир, М. (1984). Ч. 2. 368 с.
- [10] В.А. Закревский, Н.Т. Сударь. ФТТ **47**, 5, 931 (2005).
- [11] P.C. Arnett. J. Appl. Phys. **46**, 12, 5236 (1975).
- [12] В.А. Закревский, В.А. Пахотин. Высокомолекуляр. соединения А **23**, 3, 658 (1981).
- [13] В.Н. Ломасов, Б.А. Шустров, В.К. Ярмаркин. Электронная техника. Сер. 5. **4** (61), 26 (1985).
- [14] Э.В. Шпольский. Атомная физика. ГИТТЛ, М.-Л. (1949). Т. 1. 524 с.
- [15] С.Д. Ганичев, И.Н. Ясиевич, В. Преттл. ФТТ, **39**, 11, 1905 (1997).