

УДК 537.66:535.37

РОЛЬ ПОВЕРХНОСТНОЙ СПЕЦИФИКИ ОКСИДНОГО ДИЭЛЕКТРИКА В ПРОБОЙНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ БАРЬЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМАХ

АЛИЕВ М.М., ЗЕЛЕНКОВА Е.А.

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана, Баку

Показано, что различие пробойных характеристик барьерного электрического разряда (БЭР) в воздухе и БЭР-а в дисперсных системах (в смеси воздух+BeO) при различных температурах (77 и 300К) обусловлено влиянием поляризации и оседанием зарядов воздушной плазмообразующей среды на поверхности гранул. Изменение их пробойных характеристик при одних и тех же условиях ($E/P \sim \text{const}$, $T \sim \text{const}$) меняются с размерами воздушных промежутков, ограниченных поверхностями оксидов в связи с влиянием поверхностной специфики на длительность и механизм формирования электронных лавин.

ВВЕДЕНИЕ

В дисперсных системах [ДС, воздух-дисперсный диэлектрик (ДД)] пробойные процессы, развитие микроразряда в воздушных промежутках, ограниченных поверхностью ДД [1-8] и механизм активации поверхности [2,3,9-14] при температурах ($77 \leq T \leq 300\text{K}$, $T > 300\text{K}$) определяется формами, размерами и плотностями не только гранул и воздушных пор [1-3,9-12], но и газовых включений в гранулах, свойственных большинству реальных твердых диэлектриков (ТД) [5-8]. Их отличительными особенностями являются как размеры, плотности газовой среды, неравномерность и неоднородность распределения по объему разрядного промежутка, так и взаимосвязанности воздушных пор в ДС [1-3,15-18] по сравнению с газовыми включениями в ТД [4-8]. В связи с этим, при одних и тех же разрядных условиях (приведенном поле E/P) варьирование их соотношения в ДС вызывает изменение тех или иных физических процессов [2,7,15-18], обуславливающих механизм формирования и развития электронных лавин (микрозарядов), скользящих по поверхности диэлектрика [2,3,19]. Роль поверхностной специфики в этих процессах меняется с размерами ДД и определяется природой, плотностью и зарядовым состоянием структурных дефектов в приповерхностном слое [3,9,20-24], так и взаимовлияющими особенностями их взаимодействия с частицами плазмообразующих сред [2,9-15]. Установление связи между этими явлениями позволяет выявить особенность приповерхностного слоя в миграции делокализованных зарядов (ДЛЗ) на границе раздела фаз [2,3,9] и основные факторы, изменяющие пробойные процессы [1-6,15-20], влияющие на характеристики разряда. В связи с этим, возникает необходимость провести сравнительные исследования размерной зависимости природы и закономерности образования локализованных зарядов (ЛЗ) парамагнитного происхождения и их влияния на макроскопические пробойные характеристики барьерного электрического разряда (БЭР) в ДС.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика эксперимента, в том числе, процедура приготовления образцов и условия проведения БЭР-а, описаны в [9,10]. Исследовались фракционированные образцы BeO (марки «для люминофоров» с количеством примесей $\sim 10^{-4}\%$, $S_{\text{уд}} \sim 60\text{м}^2/\text{г}$, плотностью $\rho \sim 3\text{ г/см}^3$) с размерами $0.04 \leq d_{\text{BeO}} \leq 0.2\text{ мм}$. Каждая фракция образцов в кварцево-молебденовой кювете подвергалась термовакуумной обработке ($T \sim 900\text{K}$, $P \sim 10^{-2}\text{Па}$) в воздухе и потоке кислорода в течение 10 суток, затем их перемещали в разрядную ампулу (РА) или

испытательную ячейку (ИЯ) с диаметром $D \sim 2R \approx 4,5$ мм и толщиной стенки $\Delta R \sim 0,75$ мм при фиксированных давлениях воздуха $P \sim (0,13 \div 1,3 \cdot 10^4)$ Па. Подбор РА с такими размерами связан с удобством для ЭПР-исследования природы ЛЗ, т.е. парамагнитных центров (ПМЦ) при 77 и 300К по методике [9,10]. В РА с промежутками ($R_0 \sim R-r_0 \sim 2,1$ мм) в центр помещен внутренний электрод из Pt-проволоки диаметром $d_0 \sim 2r_0 \approx 0,3$ мм, подключенный к источнику высокого напряжения АИИ 70М с частотой ~ 50 Гц, и заземленной внешней-Al-ой фольге высотой ~ 10 мм, охватывающей ампулу снаружи. РА целиком помещалась в диэлектрический сосуд с жидким азотом и осуществляли разряд при непрерывном нарастании приложенного к электродам высокого напряжения до $U \leq 20$ кВ ($E \leq 5 \cdot 10^7$ В/м). Пробойное напряжение ($U_{пр}$), разрядный ток (J) и мощность разряда $A(E/P)$, (данные представлены в табл.1) измерялись двумя методами: вольт-кулоновским [5-7,18] и мостовым [4]. Это связано со сравнением достоверности измеряемых величин, характеризующих пробойные процессы, при низких и высоких полях и температурах (77 и 300К) относительно $U_{пр}$ при нормальных атмосферных условиях [3,16-18]. Мостовая схема, представленная на рис.2, состоит из выпрямляющих германиевых (D_1, D_2, D_3, D_4) и защитного D (марки D9) диодов, последовательно соединенных с режимным сопротивлением R_n , регулирующим их действие. Для ограничения тока в измерителе напряжения $(kV)_2$ в ИЯ последовательно включено балластное сопротивление ($R_6 \sim 10^6 \div 10^8$ Ом). Начальное пробойное напряжение ($U_{пр}$) определялось по падению ($R_6 \sim 10^6 \div 10^8$ Ом). Начальное пробойное напряжение ($U_{пр}$) определялось по падению напряжения в ИЯ по $(kV)_2$, а пробойный процесс-по измерителю тока ($\mu A, mA$), который с помощью переключателя (ПК), включенного по диагонали моста регулирует предел их измерения.

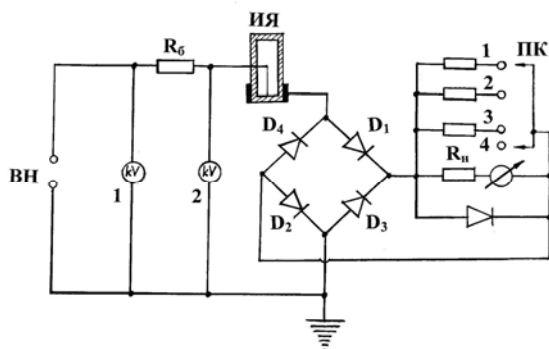


Рис.1

Мостовая схема для измерения разрядного тока и пробойного напряжения

Таблица 1

Среднее значение мощности БЭР-а рабочего объема ($V \sim 0,158$ см³) при различных величинах приложенного напряжения (U), поля (E) или приведенного поля (E/P)

$U_{зак} \approx 5 \div 50, B$		$P_0 \approx 133 Pa$		$P_1 \approx 10^{-1} P_0;$ $E/P_0 \cdot 10^{-6},$ В/м·Па	$P_2 \approx 10^{-2} P_0;$ $E/P_0 \cdot 10^{-7},$ В/м·Па	$P_3 \approx 10 P_0;$ $E/P_0 \cdot 10^{-4},$ В/м·Па
$U \cdot 10^{-3},$ В	$E \cdot 10^{-7},$ В/м	$E/P_0 \cdot 10^{-5},$ В/м·Па	$A(E/P_0) \cdot 10^3$ Дж/с	$A(E/P_1) \cdot 10^3$ Дж/с	$A(E/P_2) \cdot 10^3$ Дж/с	$A(E/P_3) \cdot 10^3,$ Дж/с
2	0,49368	0,37	0.583	0.864	1.27	0.40
3	0,73855	0,5553	1.26	1.92	3.10	0.84
4	0,98736	0,74	2.10	3.48	5.40	1.32
5	1,231	0,9256	3.46	6.12	9.30	2.20
6	1,4771	1,1106	7.20	15.10	24.60	4.68
8	1,97	1,4808	22.40	34.0	58.0	12.0
10	2,46184	1,851	42.30	70.50	101.20	23.60
12	2,9542	2,2212	68.0	108.30	160.20	38.40
15	3,6928	2,7765	112.50	168.0	228.0	62.50
18	4,4313	3,328	220	236	261	103.60

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

а) Проявление поверхностной специфики ВеО в пробойных процессах БЭР-а в ДС

Зависимости пробойного напряжения ($U_{пр}$ и $E_{пр}$) БЭР-а и БЭР-а в ДС (при 77 и 300К) при постоянных размерах гранул $d_{ВеО} \sim 125$ мкм от $(E/P)_{E \sim const}$ представлены на рис.2. В обоих случаях с уменьшением давления $P/133 < 10^5$ Па в РА величина $U_{пр}$ (рис.2, кр.1-4) и $E_{пр}$ (кр.5-8) снижается и в интервале давления $10^{-3} \leq P/133 \leq 10^{-1}$ Па и стремятся к значению $[U_{пр} \rightarrow (5 \div 12)В$ и $E_{пр} \rightarrow (7 \div 150)В/см]$. Значение величины $U_{пр}$ и $E_{пр}$ при отсутствии ДС (кр.5,6) по сравнению с их наличием меньше в $\sim 1,5 \div 3$ раза, т.е. $E_b(пр) < (1,5 \div 3)E_{dc}(пр)$, а для $U_{пр}$, наоборот $U_b(пр) > (1,5 \div 3)U_{dc}(пр)$ (кр.1-4). При $P/133 \geq 10^{-3}$ Па наблюдается тенденция их возрастания в связи с переходом пробоя в вакуум.

При пробое в ДС в порошках ВеО при 77К и $U \leq 6$ кВ [$E \leq 1,25 \cdot 10^7$ В/м, $E/P \sim 10^5$ В/(м·Па), $P \sim 13,3$ Па и $A(E/P) \leq A(E/P)_{кр} \sim 1,5 \cdot 10^{-2}$ Дж/с] генерируются электронные F^+ -центры (с характерными ЭПР-параметрами $g_{F^+} = 2,0025$ и $\Delta V_{F^+} \approx 0,62$ мТл), которые слабо зависят от $A(E/P)$. При $10^5 < E/P \leq 10^6$ В/м·Па [$A(E/P)_{кр} < A(E/P) \rightarrow 0,1$ Дж/с] наряду с F^+ -образуются и дырочные V^- -центры ($g_{V^-} = 2,012$, $\Delta V_{V^-} \approx 1,25$ мТл). Независимо от размера фракций форма спектров ЭПР идентична, меняется лишь интенсивность от F^+ , V^- -ПМЦ или же их концентрация [$N_{пц}(r,t) = N_{V^-}(r,t) + N_{F^+}(r,t)$, $t \sim const$ -время воздействия БЭР-а]. При $10^6 < E/P \rightarrow 10^7$ В/м·Па [$A(E/P) \rightarrow 0,1$ Дж/с] для F^+ , V^- -ПМЦ текущая $N(r,t)$ симбатно с размерами фракций ВеО ($d_{ВеО} \sim const$) меняется экспоненциально $N(r,t)_{r \sim const} = N_0 [1 - \exp(-kA(E/P)t)]$ (где k -константа их образования) до предельной N_0 в стационарной области N_∞ ($t \rightarrow \infty$, $N_\infty < N_0$), а при $A(E/P) > 0,1$ Дж/с происходит их снижение.

Для различных фракций на основе кинетики накопления F^+ , V^- -ПМЦ при 77 (300К) и различных $(E/P)_{E \sim const}$ определены их скорости образования $W_{F^+}(r) + W_{V^-}(r) \sim W_{пц}(r)$ и энергетические выходы $G_{F^+}/100 \text{ эВ} + G_{V^-}/100 \text{ эВ} \sim G_{пц}/100 \text{ эВ}$ [при определении $G_{пц}/100 \text{ эВ}$ расчеты значений $W_{пц}$ и $A(E/P)$ производятся в единичном объеме: $W_{пц}(г^{-1} \cdot с^{-1}) \rightarrow \rho \cdot W_{пц}(см^{-3} \cdot с^{-1})$ и $A(E/P) \rightarrow A(E/P)/V$, см. таблицу 1]. Изменения этих величин с E/P представлены в двух зависимостях (рис.3): от приложенного к электродам напряжения (или E) $W_{пц} \sim f(U/P)_{P=const} \sim f(E/P)_{P=const}$ [$G_{пц} \sim f(E/P)_{P=const}$ (рис.4а)] и от давления воздуха в РА $W_{пц} \sim f(U/P)_{U=const} \sim f(E/P)_{E=const}$ (рис.3б). Зависимость $W_{пц} \sim f(E/P)_{P=const}$ [$G_{пц} \sim f(E/P)_{P=const}$] при $U \leq 6$ кВ ($E \leq 1,25 \cdot 10^7$ В/м), и различных $P \sim 1,33$ (рис.3а, кр.1,4), $\sim 13,3$ (кр.2,5), ~ 133 Па (кр.3,6) меняется слабо [$(G_{пц}/100 \text{ эВ} \sim (0,1 \div 0,136) \text{ частиц/эВ} \sim const)$], и характеризуются как области накопления F^+ -центров. В области $1,25 \cdot 10^7 \leq E \leq 2,7 \cdot 10^7$ В/м (кр.1), $1,25 \cdot 10^7 \leq E \leq 3 \cdot 10^7$ В/м (кр.2), $1,25 \cdot 10^7 \leq E \leq 3,5 \cdot 10^7$ В/м (кр.3) растет монотонно [$G_{пц}/100 \text{ эВ} \sim (0,1 \div 0,03) \text{ частиц/эВ}$ снижается экспоненциально, кр.4-6] и при $E \geq 2,7 \cdot 10^7$ ($U \geq 10,6$ кВ, кр.1), $\geq 3 \cdot 10^7$ ($U \geq 12$ кВ, кр.2), $\geq 3,5 \cdot 10^7$ В/м ($U \geq 14$ кВ, кр.3), проходя максимум [$W_{пц}^{max} \sim 6,82 \cdot 10^{14}$ (кр.1), $5,85 \cdot 10^{14}$ (кр.2), $4,83 \cdot 10^{14} \text{ г}^{-1} \cdot с^{-1}$ (кр.3)] снижается независимо от давления в РА и стремится к стационарному значению $W_\infty(пц) \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ г}^{-1} \cdot с^{-1}$ (рис.3а), а $G_{пц}/100 \text{ эВ} \sim f(E/P)_{P=const}$ к минимальному значению $G_{пц}/100 \text{ эВ} \sim 0,01 \text{ частиц/эВ}$ и характеризуется, в основном, процессом накопления V^- -центров и при $E > 4,6 \cdot 10^7$ В/м независимо от E/P при $E \sim 4,5 \cdot 10^7$ В/м, $W_{пц} \rightarrow W_\infty(пц) \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ г}^{-1} \cdot с^{-1}$, а $G_{пц}/100 \text{ эВ} \rightarrow 0$. Поведение зависимостей $W_{пц} \sim f(E/P)_{P=const}$ с $W_{пц} \sim f(E/P)_{E=const}$ имеют как схожие, так и отличительные черты (рис.3а и б). Сходство связано с тем, что с понижением давления $P/133 \leq 10^2$ Па в РА и $U \leq 10$ кВ ($E \leq 2,5 \cdot 10^7$ В/м) величина $W_{пц}$ растет монотонно, достигая значения $W_{пц}^{max}$, проявляющихся при $P/133 \sim 3 \cdot 10^2$ Па (кр.1) [$U \sim 8$ кВ ($E \sim 2 \cdot 10^7$ В/м)]; $P/133 \sim 3,5 \cdot 10^3$ Па (кр.2), [$U \sim 6$ кВ ($E \sim 1,5 \cdot 10^7$ В/м), кр.3], а после $W_{пц}^{max}$ проявляется отличие, связанное со стабилизацией величины $W_{пц} \rightarrow W_\infty(пц) \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ г}^{-1} \cdot с^{-1}$ в первом случае и снижение до нуля во втором (кр.1-3) независимо от $(E/P)_{E=const}$ при $P/P_0 < 10^{-3}$, что совпадает с областью погашения электрического разряда в газовой среде. В обеих зависимостях $W_{пц} \sim f(E/P)_{P=const}$ и $W_{пц} \sim f(E/P)_{E=const}$ форма кривых не изменяется, меняется лишь положение $W_{пц}^{max}$ (в $\sim 1,5$ раза) и $G_{пц}/100 \text{ эВ}$ с изменением E или

P ($P/P_0 \sim 10^{-1}$) в зависимости $W_{\text{пц}} \sim f(E/P)_{P=\text{const}}$ кривые целиком смещаются сверху вниз, а

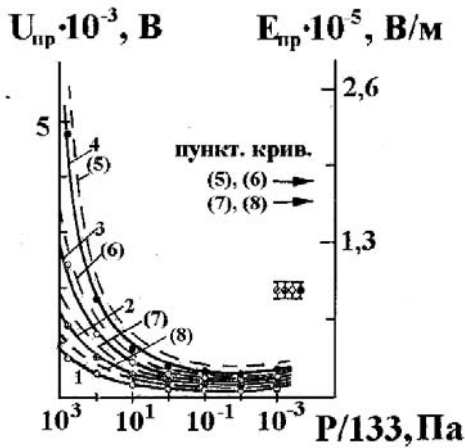


Рис.2.

Изменение пробойных напряжений ($U_{\text{пр}}$) и поля ($E_{\text{пр}}$) БЭР-а (кр. 1,2 и 5,6) и БЭР-а в ДС (3,4 и 7,8) в зависимости от давления воздуха в РА. $T=77$ К (2,4 и 5,7) и 300 К (1,3 и 6,8), $d_{\text{BeO}} \sim 125$ мкм.

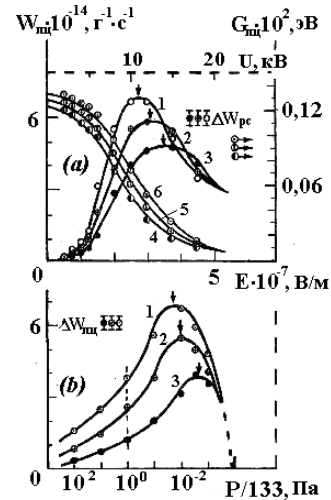


Рис.3

Зависимость скорости образования ПМЦ ($W_{\text{пц}}$) в BeO ($d_{\text{BeO}} \sim 125$ мкм) при 77К от приложенного E (а) при $P \sim 1.33$ Па (1); 13.3 (2); 133 (3) и от P воздуха в РА (б) при $E \sim 2.5 \cdot 10^7$ (1); $\sim 2 \cdot 10^7$ (2); $\sim 1.5 \cdot 10^7$ В/м (3)..

$G_{\text{пц}} \sim f(E/P)_{P=\text{const}}$, наоборот, снизу вверх в сторону увеличения величины E (кр.1-3 и 4-6). Смещение $W_{\text{пц}}^{\text{max}}$ в зависимости $W_{\text{пц}} \sim f(E/P)_{P=\text{const}}$ происходит в сторону убывания P в РА.

При разряде в ДС при 300К или же переходе $77 \rightarrow 300$ К в образцах BeO форма кривых обеих зависимостей сходится, а значение величин W_{F^+} , W_{V^-} , $W_{\text{пц}}$ ($G_{F^+}/100$ эВ, $G_{V^-}/100$ эВ, $G_{\text{пц}}/100$ эВ) снижаются в $\sim 1.5 \div 2$ раза, т.е. смещаются сверху вниз соответственно (для них подобные зависимости не представлены). Наблюдаемое различие в этих величинах при 77 и 300К показывает, что они зависят от температуры проведения разряда в ДС.

б) Размерный фактор в скорости образования ПМЦ в BeO и пробойных характеристиках БЭР-а в ДС

Особенность приповерхностного слоя BeO со структурными дефектами и ее влияния на механизм переноса ДЛЗ по локализованным состояниям (F^+ , V^- -ПМЦ), т.е. длину миграции $\lambda_{\text{пц}}$ (λ_{V^-} , λ_{F^+}) выявляется на основе размерной зависимости величин $W_{F^+}(r)$, $W_{V^-}(r)$ и $W_{\text{пц}}(r)$ ($G_{F^+}/100$ эВ, $G_{V^-}/100$ эВ, $G_{\text{пц}}/100$ эВ). При идентичных разрядных условиях $E/P \sim \text{const}$ [при $(E/P)_{E=\text{const}} \sim 1.5 \cdot 10^4$ и $\sim 1.5 \cdot 10^5$ В/м·Па, $T \sim 77$ К] размерная зависимость этих величин представлены на рис.4. Видно, что для двух значений $(E/P)_{E=\text{const}}$ при 77К величины $W_{F^+}(r)$, $W_{V^-}(r)$ и $W_{\text{пц}}(r)$ с увеличением размера гранул $0,04 \leq d \leq 0,125$ мм растут, а при $d > 0,125$ мм меняются слабо и достигают насыщения. Размерное изменение этих величин (в отн. ед.) выражается зависимостью:

$$[W_{\text{пц}}(r)/W_0]^{1/3} = W_r^{1/3} \approx 1 - \alpha \lambda / r = 1 - 2\alpha \lambda / d \sim \exp(-2\alpha \lambda / d) \quad (1)$$

где $W_{\text{пц}}(r)$, W_0 -скорость образования F^+ , V^- -ПМЦ при наличии и отсутствии приповерхностного «активного регулирующего слоя» толщиной λ (глубина миграции ДЛЗ), $d \sim 2r$ -размер фракции, $\alpha \geq 1$ -параметр, характеризующий степень ослабления плотности ЛЗ в ДО (его можно назвать постоянной «экранирования поверхностного поля») зависит от донорно-акцепторных свойств плазмообразующих сред.

Для F^+ , V^- -ПМЦ рассчитанная по (1) глубина миграции $\lambda_{\text{пц}}$ (λ_{V^-} , λ_{F^+}) ДЛЗ при 77К (рис.4б) при $E/P \sim 1.5 \cdot 10^4$ В/м·Па составляет $\lambda_{\text{пц}} \sim 6.4$ мкм ($\lambda_{V^-} \sim 5.8$ мкм, $\lambda_{F^+} \sim 5.5$ мкм) и $\lambda_{\text{пц}} \sim 6.6$ мкм ($\lambda_{V^-} \sim 6.2$ мкм, $\lambda_{F^+} \sim 5.5$ мкм) при $E/P \sim 1.5 \cdot 10^5$ В/м·Па. Неизменность λ_{F^+} с E/P или $A(E/P)$ по

сравнению с λ_v . свидетельствует об объемном происхождении F^+ -центров. Их расслоение по объему гранул BeO обуславливает формирование градиента поля ЛЗ в приповерхностном слое (рис.4б). При разряде 300К и переходе $77 \rightarrow 300$ К снижается плотность F^+ , V^- -ПМЦ ($N_{\text{пмц}}$) и величины $W_{\text{пмц}}(r) = W_v(r) + W_{F^+}(r)$ в $\sim 1.5 \div 2$ раза (форма кривых не меняется) вызывает уменьшение $\lambda_{\text{пмц}}$ (λ_{v^-} , λ_{F^+}) в связи с добавочным вкладом диффузионной составляющей компоненты движения ДЛЗ. Замена λ на $\lambda' \rightarrow \lambda/2$ в (1) с учетом температуры приводит к эмпирическому соотношению $\lambda_{77}/\lambda_{300} \sim (T_{77}/T_{300})^{-0.5}$ или $\lambda T^{0.5} \approx \text{const}$, которое показывает, что с ростом T симбатно со снижением плотности ЛЗ в BeO ослабляется роль поверхностной специфики на пробойные процессы в ДС при 77 и 300К. Изменение пробойных характеристик БЭР-а и БЭР-а в ДС (воздух+ BeO) при $P \sim 133$ Па и 77(300К) с размерами гранул BeO ($40 \leq d_{BeO} \leq 200$ мкм), формирующих сложные воздушные промежутки ($d_{\text{возд}}$) приведено на рис.5. Видно, что в случае отсутствия гранул BeO ($d_{BeO} \rightarrow 0$) величины $U_{\text{пр}}$, $E_{\text{пр}}$ и разрядный ток J при $P \sim \text{const}$ соответственно при 77 и 300К не меняются, а при их наличии с увеличением размера гранул оксида ($40 \leq d_{BeO} \leq 200$ мкм, $200 \text{мкм} < d_{BeO} \rightarrow \infty$) обе величины $U_{\text{пр}}(d_{BeO})$ и $E_{\text{пр}}(d_{BeO})$ снижаются экспоненциально и стремятся к $U_{\text{пр}}(d_{BeO}) \rightarrow U_0$, $E_{\text{пр}}(d_{BeO}) \rightarrow E_0$ (рис.5, кр.1,3 и 2,4), а разрядный ток, наоборот, растет до $J_0(d_{BeO} \rightarrow 0)$. В области размера фракций $0 < d_{BeO} \leq 40$ мкм разряд подобен разряду в ТД и пробойные напряжение, поле стремятся к $U_{\text{пр}}(d_{BeO}) \rightarrow U_{\text{тд}}$, $E_{\text{пр}}(d_{BeO}) \rightarrow E_{\text{тд}}$, а J - минимальному $J_{\text{пр}}(d_{BeO}) \rightarrow 10^{-5} \text{ А/см}^2$ (кр.5,6). В таких случаях для поддержания стационарного режима пробоя в ДС с мелкими фракциями необходимо приложить относительно высокое напряжение по сравнению с крупными размерами.

ОБСУЖДЕНИЕ

Изменение величин $U_{\text{пр}}$, $E_{\text{пр}}$ и J в РА с учетом $U_b(\text{пр}) \approx \epsilon_b \cdot E_{\text{пр}}$ [где $\epsilon_b \sim 1,14$ -диэлектрическая проницаемость (ДП) последовательно соединенного слоя воздух-стекло] в зависимостях

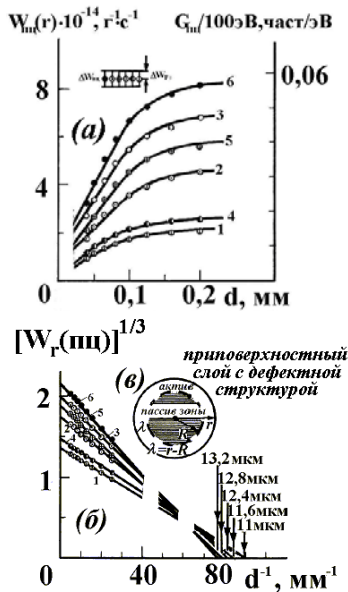


Рис.4

Размерная зависимость скорости образования F^+ (1,4), V^- (2,5) и ПМЦ (3,6) в BeO (77К) и $E = 2 \cdot 10^7$ В/м (а), $E/P = 1.5 \cdot 10^4$ (1-3) и $1.5 \cdot 10^5$ В/м.Па (4-6) в координатах $W_r^{1/3} \sim d^{-1}$ (б). Модель

$(E/P)_{E \sim \text{const}}$ или $(E/P)_{P \sim \text{const}}$ с изменением P на порядок ($P \sim 10^{-1} P_0$, где $P_0 \sim 133$ Па) при 300К сходится с пробойными характеристиками коронного разряда [3,7,16,17]. Подобная зависимость при низких $P/P_0 < 10$ удовлетворительно выражается расчетной моделью Попкова-Дейча [3,7], а при умеренных $10 \leq P/P_0 \leq 760$ -эмпирической формулой Пика [7,16-18]. В случае ДС (воздух+ BeO) решение уравнения коронного

приповерхностного слоя (б).

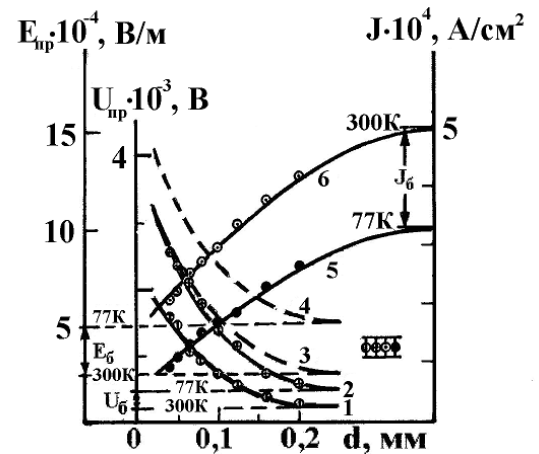


Рис.5

Изменение величин $U_{\text{пр}}$ (кр. 1,2) и $E_{\text{пр}}$ (3,4) и разрядного тока (5,6) в зависимости от размера гранул BeO при $P = 133$ Па и $E/P = \text{const}$, $T \sim 77$ (1,3,5) и 300 К(2,4,6).

разряда становится еще сложнее [1-3,7,17] и распределение поля между электродами сводятся к аппроксимации эффективной ДП системы ($\epsilon_{\text{эф}}$) [1-4]. В грубом приближении объем воздушного пространства в смеси, ограниченного 5-ю гранулами BeO ($d_{\text{BeO}} \sim \text{const}$) представляет собой две вытянутые тетраэдрические сферы с одним основанием ($\theta_{\text{в}}=1/4$, $\epsilon_{\text{в}}=1$, $\theta_{\text{д}}=3/4$, $\epsilon_{\text{д}}=\epsilon_{\text{BeO}}=7,5$), что позволяет рассматривать смесь как единую среду с эффективной ДП $\epsilon_{\text{эф}}=5,27$, что в $\sim 4,5$ раза больше $\epsilon_{\text{в}}=1,14$. Замена $\epsilon_{\text{в}}$ на $\epsilon_{\text{эф}}$ при расчете величин $U_{\text{дс}}(\text{пр})$, $E_{\text{дс}}(\text{пр})$ в расчетной модели приводит к тождественному соотношению:

$$\epsilon_{\text{в}} \cdot E_{\text{в}}(\text{пр})/U_{\text{в}}(\text{пр}) \approx \epsilon_{\text{эф}} \cdot E_{\text{дс}}(\text{пр})/U_{\text{дс}}(\text{пр}) \quad (2)$$

Из (1) следует, что $U_{\text{дс}}(\text{пр}) > U_{\text{в}}(\text{пр})$ (рис.2, кр.1-4), а для поля, наоборот, $E_{\text{дс}}(\text{пр}) < E_{\text{в}}(\text{пр})$ (кр.5-8), что наблюдается экспериментально. При низких температурах 77К и 300→77К и напряжениях $U \leq 2\text{кВ}$ ($E \leq 0,5 \cdot 10^7 \text{В/м}$) в обоих случаях происходит отклонение от расчетных моделей из-за роста плотности поляризационных зарядов [4,7,24] в диэлектриках (BeO и стекло) и адсорбции частиц воздушной плазмообразующей среды [2,3,10-13]. Вследствие этого снижается давление в РА при 77К по сравнению с его реальным значением при 300К, происходит задержка во времени формирования электронных лавин ($\tau_{\text{е}} \sim 10^{-4} \div 10^{-6} \text{с}$) и их развития (микроразрядов) в воздушных полостях, которые обуславливают повышение приложенного и пробойного напряжений, что подтверждается отсутствием тока в цепи (рис.1). При непрерывном нарастании U ($2 < U \leq 6\text{кВ}$, $0,5 \cdot 10^7 < E \leq 1,32 \cdot 10^7 \text{В/м}$) течение тока связано с образованием потока заряженных частиц (электроны и ионы), обусловленного электронами, автоэмиссируемыми с Pt-проволоки и гранул BeO, играющих роль «острого электрода», и стимулирует формирование и развитие электронных лавин (микроразрядов) из-за мгновенной десорбции и взаимодействия их с атомами и молекулами воздуха [2,3,8,19]. В лавине часть электронов доходит до анода, а часть из них, включая ионы после нескольких столкновений с атомами и молекулами воздуха теряют свою энергию [15-18], оседают (прилипают) на поверхности [3,11-13] и с частичной нейтрализацией поляризационных, некоторые захватываются структурными (биографическими) дефектами [4,10-14] электронного типа (F, F⁺-центрами). Взаимодействие происходит с частицами плазмообразующей среды (электроны, ионы и фотоны) с энергией $\epsilon_{\text{е}} \sim (G_{\text{пц}}/100\text{эВ})^{-1} \approx (G_{\text{F}^+}/100\text{эВ})^{-1} \sim (0,1 \div 0,136)^{-1} \text{эВ/частиц}$ $< \epsilon_{\text{п}} \leq 10\text{эВ}$ [4,7,8,21] ниже пороговой энергии ($\epsilon_{\text{п}}$) ионизации BeO [$\epsilon_{\text{п}} \leq \epsilon_{\text{г}}(\text{BeO}) \sim 10,63 \text{эВ}$, где $\epsilon_{\text{г}}(\text{BeO})$ -ширина запрещенной зоны], что согласуется с данными ЭПР-исследования слабого роста скорости образования F⁺-центров (W_{F^+}) в BeO (рис.3а и б, кр.1-3) с низкими энергетическими выходами (рис.3а, кр.4-6) при $U < 6\text{кВ}$. Это приводит к образованию задерживающего градиента поля в прикатодном слое, лимитирующего формирование лавин и развитие микроразрядов в воздушных промежутках [2-8,15-18], что в пробойном процессе (77К) требует повышение $U_{\text{пр}}$ [$U_{\text{пр}} \geq 0,6\text{кВ}$ (рис.3, кр.3,4), $E_{\text{пр}} \geq 1,32 \cdot 10^6 \text{В/м}$ (кр.7, 8) до $U \leq 6\text{кВ}$ ($E \leq 1,32 \cdot 10^7 \text{В/м}$), из-за преобладания прилипания по сравнению с отлипанием.

В области $10^5 \leq E/P \leq (E/P)_{\text{кр}} \sim 10^6 \text{В/м} \cdot \text{Па}$ [$A(E/P)_{\text{кр}} \leq A(E/P) \sim 0,1 \text{Дж/с}$] рост величин $W_{\text{пц}} = W_{\text{V}^-} + W_{\text{F}^+}$ (определяется, в основном, значениями W_{V^-}) до $W_{\text{пц}}^{\text{max}}$ в зависимостях, $W_{\text{пц}} \sim f(E/P)_{P=\text{const}}$ [$G_{\text{пц}} \sim f(E/P)_{P=\text{const}}$ снижается $G_{\text{пц}} \sim (0,1 \div 0,032)$ частиц/эВ] и $W_{\text{пц}} \sim f(E/P)_{E=\text{const}}$ (рис.4а и б) образование F⁺, V⁻-ПМЦ связан как с образованием новых дефектов в слабых местах приповерхностного слоя, так и генерацией электронно-дырочных пар (e⁻, e⁺), их локализацией в структурных дефектах (V²⁻+e⁺→V⁻, F²⁺+e⁻→F⁺), вызванных ионизацией BeO по таусендовскому ударному механизму [2-4,15,16] частицами разряда (электроны и излучательные фотоны [15-

18]) с энергией $\varepsilon_e \sim (G_{\text{пл}}/100\text{эВ})^{-1} \sim (G_V/100\text{эВ})^{-1} \sim (0,1 \div 0,032)^{-1} \text{эВ}^{-1} \sim (10 \div 30) \text{эВ} \sim \varepsilon_{\text{пор}} \approx 2\varepsilon_g$. При этом величина W_{F+} по сравнению с W_V меняется незначительно и наблюдаемая слабая антибатная связь между величинами $W_{\text{пл}} (W_{\text{пл}}^{\text{max}})$ ($G_{\text{пл}}/100\text{эВ}$) с $A(E/P)$ или P при 77К приводит к соотношению (в отн.ед.):

$$W_{\text{пл}}(P_0)/W_{\text{пл}}(P) \sim A(E/P_0)/A(E/P) \sim (P/P_0)^{-0,166} \text{ или же } W_{\text{пл}} \cdot P^{0,166} \sim \text{const} \quad (3)$$

Подобно (3) получается и при 300К с отличием в показателе степени ~ 0.2 . В случае $P/P_0 \sim 10^{-1}$ из (3) до $W_{\text{пл}} \leq W_{\text{пл}}^{\text{max}}$ при 77К получено $W_{\text{пл}}(P_0)/W_{\text{пл}}(P) \sim 1.48$ и $W_{\text{пл}}(P_0)/W_{\text{пл}}(P) \sim 1.6$ при 300К, что согласуется с экспериментальными данными.

При 77 (300К) неизменность формы кривых зависимостей $W_{\text{пл}} \sim f(E/P)_{P=\text{const}}$ [$G_{\text{пл}}/100\text{эВ} \sim f(E/P)_{P=\text{const}}$] и $W_{\text{пл}} \sim f(E/P)_{E=\text{const}}$ [$G_{\text{пл}}/100\text{эВ} \sim f(E/P)_{E=\text{const}}$] до $W_{\text{пл}} \leq W_{\text{пл}}^{\text{max}}$ и различие в характере снижения их значений после $W_{\text{пл}}^{\text{max}}$ независимо от параметра E/P показывает то, что механизм пробойных процессов в ДС сходится и не имеет принципиальных отличий и определяется донорно-акцепторными свойствами, плотностью и зарядовым состоянием структурных дефектов в приповерхностном слое [2-4,9-14]. В обеих зависимостях до $W_{\text{пл}} \leq W_{\text{пл}}^{\text{max}}$ (при E/P или $A(E/P) < 0.1$ Дж/с, 77 и 300К) образование F^+ , V^- -ПМЦ происходит по ударному механизму ионизации BeO с сопровождением снижения вклада прилипания и отлипания в механизме формирования пробойных процессов в воздушных промежутках. При $W_{\text{пл}} \sim W_{\text{пл}}^{\text{max}}$ наступает равновесие между конкурирующими процессами в BeO : генерационными, рекомбинационными и поляризационными [4,24], лимитирующими возрастание величин $W_{\text{пл}} \sim W_V + W_{F+}$. Снижение $W_{\text{пл}}$ после $W_{\text{пл}}^{\text{max}}$ [также $G_{\text{пл}}/100\text{эВ} \sim (0.032 \div 0.01)$ частиц/эВ] и самих максимумов до значения $W_{\infty}(\text{пл}) \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (рис.3а) и до нуля (рис.3б) при больших $A(E/P) \geq 0.1$ Дж/с ($U \geq 12\text{кВ}$ и $P \leq 1.33$ Па) независимо от P в РА показывает, что при взаимодействии структурных дефектов наряду с частицами разряда с энергией $\varepsilon_r \sim (G_{\text{пл}}/100\text{эВ})^{-1} \sim (30 \div 100) \text{эВ}/\text{частиц}$, вероятно, участвуют и поверхностно-электронные возбуждения [2,3,25-28] (экситоны [20] и поверхностные поляритоны, ПП [28]). Образование ПП происходит при высокой степени ионизации плазмообразующей среды при взаимодействии звуковых волн с деполяризационным зарядом BeO [4,24] и их поглощение (ПП и экситоны) структурными дефектами сопровождается выделением энергии, стимулирующей вероятность рекомбинации в центрах и эмиссию электронов [25] (имеющаяся модель термополевого эффекта не в состоянии объяснить роль электронных возбуждений и механизм протекания данного процесса в ДС). Возрастающий вклад двух последних процессов вызывает рост числа лавин разрядного тока, скользящих по поверхности ДД, обуславливающих локальный разогрев воздушных промежутков в приграничном слое воздух- BeO . Эти процессы, во-первых, при $P/P_0 > 1$ способствуют обмену теплом как между частицами разряда, так и между поверхностями BeO с частицами плазмы [2-4,7,26], вызывает расширение размерной области локального разогрева воздушных промежутков, где происходит разряд при одних и тех же значениях $(E/P)_{P=\text{const}}$. Во-вторых, симбатно с понижением давления воздуха $P/P_0 < 1$ происходит сосредоточение нагрева в локальном фрагменте на границе раздела фаз, которые варьирует степень ослабления деполяризации и плотность осевших зарядов на поверхности [1-3,10-13,24] диэлектрика (барьера и BeO) [2,3,9-14] и стимулируют роль эмиссии [25]. {За исключением барьера определяемые по методу [2-4] при различных $(E/P)_{E=\text{const}}$ и температурах 77 и 300К плотность ЛЗ в BeO , включая поляризационные и осевшие заряды, составляет $(10^{-13} \div 10^{-10}) \text{ Кл}/\text{м}^2$.} Вследствие этого происходит расслоение ЛЗ по объему гранул, обуславливающего локальное

изменение поверхностно-зарядового состояния [20-24]: при $E/P \leq (E/P)_{кр}$ накоплению F^+ -центров соответствует избытку отрицательного заряда, а образование пар (F^+ , V^- -центров) в приповерхностном слое BeO при $E/P > (E/P)_{кр}$, наоборот, их недостатку (поверхность заряжается положительно). Изменение зарядового состояния приповерхностного слоя гранул с $A(E/P)$ или параметра E/P варьирует механизм формирования (повторение или задержку) и развития электронных лавин (микроразрядов) как самоподдерживающее условие пробоя [2-8,15-19] в воздушных промежутках, ограниченных поверхностями BeO . Сформировавшийся градиент поля положительных зарядов при $E/P > (E/P)_{кр}$ приводит к росту длины свободного пробега электронных лавин (λ_e) и их развития из-за уменьшения τ_e (растет число микроразрядов), сопровождающегося симбатным с P ($P/P_0 \sim 0.1$) снижением $U_{пр}$ и $E_{пр}$ до минимальных значений $U_{пр}(77) \sim 12V$ [$U_{пр}(300) \sim 5V$, рис.2, кр.1-4] и $E_{пр}(77) \sim 1,5 \cdot 10^3 V/m$ [$E_{пр}(300) \sim 0,64 \cdot 10^3 V/m$, кр.5-8]. При идентичных условиях $(E/P)_{E=const}$ (или $P \sim const$, 77 и 300K) наблюдаемое различие в значениях $W_{пц}(77K) \sim (1,5 \div 2)W_{пц}(300K)$ приводит к отличию $U_{пр}$ и $E_{пр}$, т.е. $U_{пр}(77K) \sim 2U_{пр}(300K)$ [2-8] в связи с изменением $\lambda_e(77) > \lambda_e(300)$ и $\tau_e(77) \ll \tau_e(300)$ при пробое в ДС.

Возрастание $W_{пц}$ (в основном W_{v-}) сопровождается ростом числа микроразрядов (разрядный ток) при $E/P > (E/P)_{кр}$, скользящих по поверхности гранул BeO и энергии фотонного излучения, выделяемой при рекомбинации частиц плазмы [15-18]. Протекание этого процесса варьирует степень локального нагрева на границе раздела фаз (воздух- BeO) и градиент поля ЛЗ (F^+ , V^- -центров) в приповерхностном слое гранул BeO [3,9,24] глубиной λ (термополевой эффект), влияющего на механизм миграции ДЛЗ. С учетом $\lambda_{пц}$ (λ_{v-} , λ_{F+}) оценка величины поверхностного поля по формуле $E_s(\lambda) \sim \lambda/\mu\tau$ (где $\tau \sim 10^{-6} \div 10^{-8} c$ [4,21] - время жизни ДЛЗ до захвата их центрами локализации, а $\mu \sim 10^{-3} cm^2/V \cdot c$ -их подвижность [24]) дает значение $E_s(\lambda) \sim 10^7 V/m$, которое совпадает с порядком величины приложенного поля (см. табл.1). Под влиянием $E_s(\lambda)$ ДЛЗ мигрируют на границе раздела фаз воздух- BeO при 77K дрейфовым механизмом. При 300K и переходе (77 \rightarrow 300K) вследствие вклада энергии тепловых фононов решетки [4,7,26-28] происходит снижение плотности ЛЗ и величин $W_{пц}(r)$ и $E_s(\lambda)$, обуславливающих изменение длины перескока ДЛЗ из-за растущего вклада диффузионной составляющей движения, что приводит к эмпирическому соотношению $W_{пц}(r)E_s(\lambda) \sim const$. Изменение зарядового состояния структурных дефектов (F^0 , F^+ , F^{2+} , V^0 , V^- , V^{2-}) приповерхностного слоя гранул BeO [20-25] обуславливает формирование поля $E_s(\lambda)$ и поверхностных оптических колебательных SO-мод [29]. Об этом свидетельствует сходство длин миграции $\lambda_{длз}$ с длиной волны SO-мод $\lambda_{SO} \approx 2\lambda_{пц} \sim (13,2 \div 11) \mu m$, частота которых находится между поперечными ТО ($\nu_{ТО} \sim 725 cm^{-1}$ и $\lambda_{ТО} \sim 13,8 \mu m$) и продольными ($\nu_{ЛО} \sim 965 cm^{-1}$ и $\lambda_{ЛО} \sim 10,4 \mu m$) колебательными модами $\nu_{ЛО} \leq \nu_{SO} \leq \nu_{ТО}$ [28-30]. Энергия SO-мод варьируется полем $E_s(\lambda)$, которое в прикатодном слое создает задерживающую силу [$E_s(\lambda)$ отрицательно] при $E/P < (E/P)_{кр}$, лимитирующую формирование микроразрядов из-за преобладающего вклада процесса прилипания, а при $E/P > (E/P)_{кр}$ -притягивающий градиент поля [$E_s(\lambda)$ положительно], стимулирующий как ударный механизм перехода, так и развитие пробойных явлений в воздушных промежутках. С изменением размеров фракций BeO симбатно меняется размер воздушных промежутков, ограниченных поверхностями гранул, вызывающих изменение характера и механизма формирования пробойных процессов с параметром $(E/P)_{P=const}$ или же $(E/P)_{E=const}$, приводящих к отличию в ~ 2 раза макроскопических параметров разряда ($U_{пр}$, $E_{пр}$ и $J_{пр}$) при 77 и 300K. В связи с этим при идентичных условиях $E/P=const$ и температурах (77 и 300K) с увеличением размера гранул BeO $0,04 \leq d \leq 0,2$ мм $U_{пр}(d)$ и $E_{пр}(d)$ снижаются до минимальных значений до $U_{пр} \rightarrow U_б$ и $E_{пр} \rightarrow E_б$: при 77K (рис.6, кр.1,3) и 300K (кр.2,4), а J , наоборот, увеличивается $J_{дс} \rightarrow J_б$ (кр.5,6). Их

размерное изменение выражается зависимостью (в отн.ед.):

$$U_{dc}(пр)/U_б \sim 1 + \exp(-0.24d_{BeO}) \quad \text{и} \quad J_{dc}/J_б \sim [1 + \exp(-0.24d_{BeO})]^{-1} \quad (4)$$

При 77 и 300К из (4) следует, что при $d_{BeO} \sim 0$ величины $J \rightarrow J_б$, $E_{пр} \rightarrow E_б$, $U_{пр} \rightarrow U_б$.

При малых размерах воздушных промежутков, ограниченных поверхностями ДС $d \leq 150$ мкм увеличение величин $U_{пр}$, $E_{пр}$ связано с уменьшением времени формирования и развития электронных лавин из-за преобладающего вклада прилипания частиц плазмообразующей среды на поверхности ВеО, что приводит к снижению градиента поля ЛЗ, противоположному внешнему (накопление F^+ -центров). При $d \leq 150$ мкм рост величины $|E_s(\lambda)|$ вызывает снижение $U_{пр}$, $E_{пр}$ и слабый рост J_{dc} из-за ограничения длины свободного пробега электронных лавин (λ_e) поверхностями гранул ВеО. При $d > 150$ мкм объем воздушных промежутков растет, и электроны приобретают необходимую энергию на длине λ_e , скользя по поверхности гранул ВеО, поочередно попадают в воздушные промежутки из-за снижения вероятности прилипания или захвата плазмообразующих частиц структурными дефектами и дают вклад в разрядный ток. Объемы и размеры тетраэдрических пустот (промежутков) варьируют с размерами гранул ВеО и определяются так $d_{воз} \sim d_{BeO} (V_{воз}/4V_{BeO})^{1/3} \sim 0,25^{1/3} d_{BeO}$. С учетом этого, в (4) в координатах $[lg U_{пр} \sim f(d)]$ определены оптимальные критические размеры воздушных промежутков ($d_{воз}$), ограниченных поверхностью ДО при 77 и 300К: $d_{воз} \sim 100$ мкм ($d_{BeO} \sim 150$ мкм) при 77 и $d_{воз} \sim 40$ мкм, ($d_{BeO} \sim 64$ мкм) при 300К, почти в 2 раза меньше области повторного формирования и развития электронных лавин по сравнению с 77К, поддерживающих стационарный режим пробоя. Симбатные размерам этих промежутков изменения макроскопических характеристик БЭР-а позволяют анализировать влияние формы и размера газовых включений и дефектное состояние в приграничном слое на вероятность рекомбинации в центрах, а также их роль в пробойном процессе в реальных ТД.

1. Нетуня А.В. Электричество, 1985, №10, с.36-48.
2. Легасов В.А., Русанов В.Д., Фридман А.А. В кн: Химия Плазмы. М.Атомиздат, 1978, №5, с.116-147.
3. Верещагин И.П., Левитов В.И., Мирзабекян Г.З., Пашин Н.Н. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М.: «Энергия», 1974, 480 с.
4. Воробьев Г.А. Диэлектрические свойства электроизоляционных материалов. Томск, изд. ТГУ, 1984, 362с.
5. Джуварлы Ч.М., Вечхайзер Г.В., Леонов П.В. Электрический разряд в газовых включениях высоковольтной изоляции. Баку, Изд. Элм, 1984, 192с.
6. Romano Z., Schifano R. Inter. Conf. Prop. and Appl. Dielectric Mater, 24-29 June 1985, Conf. Rec., New York, 1985, V.1, №1, P.183-186.
7. Техника высоких напряжений (Под общей редакцией проф. Разевига Д.В.), М., Энергия, 1976, 520с.
8. Воробьев Г.А., Несмелов Н.С. Изв. Вузов. Физика, 1979, №1, с.90-104.
9. Соловьева О.Н., Костржицкий А.И. Физика и химия обработки материалов. 1990, №2, с. 60-64.
10. Алиев М. М., Гасанов А. М., Керимов М. К., Алиева Н. Б., Ахмедова М. Ч. Физика и химия обработки материалов, 1997, №6, с. 97-102.
11. Ройх И.Л., Файнштейн А.И. Физ. и хим. обраб. материалов, 1984, №5, с.82-84.
12. Алиев М.М., Гарибов А.А., Гусейнов Д.А., Панахов Н.Т./ Физика твердого тела, 1991, Т.33, №11, с.3331-3335
13. Ерматов С.Е., Кошеров Т.С. Изв.Каз.ССР, сер.Ф.-м.и т.наук, 1974, №2, с.34-39.

14. *Мещераков Н.А.* Химия высоких энергий, 1982, Т.16, №4, с. 963-974.
15. *Смирнов Б.М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.:Атомиздат,1974,480с.
16. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда, М. Наука, 1987, 587с.
17. *Henson Bob L.* Journal of Applied Physics, 1984, V. 55, №1, P.151-157.
18. *Daxin T. W., Malinaric P. J.* Power Appar. and Syst., Amer.,1960,№50,Р. 648-652.
19. *Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.*// Импульсный электрический разряд в вакууме, Новосибирск, Наука, 1984, 256 с.
20. *Бугаев С.П., Месяц Г.А.* Импульсный разряд по диэлектрику в вакууме // Импульсный разряд в диэлектриках, Новосибирск, Наука, 1985, с.4-25.
21. *Кружалов А.В., Огородников И.Н., Кудряков С.В.* / Изв. вузов. Физика, 1996, №11, с.76-93.
22. *Вихнин В.С., Аверкиев Н.С.* Физика твердого тела, 1994, Т.36, №5, с.1480-1491
23. *Васютин Е.В., Погосов В.В.* Физика твердого тела, 2004, т.46,№10,с.1861-1865.
24. *Ефремов Н.А., Покутний С.И.* Физика твердого тела, 1995, Т.37, №1, с.48-56.
25. *Магомедов М.Н.* Физика твердого тела, 2004, т.46, №5, с.1441-1452.
26. *Электреты / под ред. Г.Сесслера (пер. с англ. под ред проф. Губкина А.Н.),* 1983, М.: Мир, 486с.
27. *Scharmann A., Wilssler V./* Phys. Stat. Sol. (a) – 1980. – V.60, №1, P.117-121
28. *Вершинин Ю.Н., Зотов Ю.А.* Физика твердого тела, 1975, т.17, №3, с.826-834.
29. *Вершинин Ю.Н.* ДАН СССР, 1984, т.279, №4, с.880-884.
30. *Вершинин Ю.Н.* Журнал технической физики, 1989, т.59, №2, с.158-160.
31. *Быковский Ю.А., Липатов Н.И., Макаренко С.П., Поливанов Ю.Н., Пучковская Г.А., Саханова В.В.* / Квантовая электроника, 1988, Т.15, №2, с.347-352.
32. *Loh E,* Phys. Rev. **166** (1968) №3, p.673-678.

DISPERS SİSTEMDƏ BARYERLİ ELEKTRİK BOŞALMASININ DEŞİLMƏ XARAKTERİSTİKALARINDA OKSİD DİELEKTRİKİN SƏTH SPESİFİKLİYİNİN ROLU

ƏLİYEV M.M., ZELENKOVA Y.A.

Göstərilmişdir ki, müxtəlif temperaturda (77 və 300K) hava plazmayaradıcı mühitindən yüklərin dənələrin səthə hopdurulması və polarizasiyanın təsiri nəticəsində baryerli elektrik boşalmasının hava və dispers sistemlərdə (hava+BeO) deşilmə xarakteristikalarının müxtəlifliyi ilə əlaqədardır. Eyni şəraitdə ($E/R \sim \text{const}$, $T \sim \text{const}$) onların deşilmə xarakteristikasının dəyişməsi oksid səthi ilə hüdudlanmış hava məsələlərinin ölçülərindən asılı olaraq səth xüsusiyyətlərinin (spesifikliyinə) elektron selinin yaranması mexanizminə və müddətinə təsiri ilə bağlıdır.

ROLE OF SURFACE SPESIFIC OF OXIDE DIELECTRIC ON DISCHARGE CHARACTERISTICS OF BARRIER ELECTRICAL DISCHARGE

ALIYEV M.M., ZELENKOVA Y.A.

The difference of discharge characteristic of barrier electrical discharge in the air and barrier electrical discharge in dispersed systems (in mixture of air+BeO) at various temperatures (77 and 300K) depends on the influence of polarization and subsidence of charge from air plasmaform medium to granule surface. Exchange of its discharge characteristics at discharge in front of identical condition ($E/P \sim \text{const}$, $T \sim \text{const}$) change with dimensions of air interstitial, which restrictive surface of oxide because surface specific influences on time and mechanism of formation of electrons avalanche were showed.