

МОЩНОСТНАЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ И ДЕЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЗАРЯДОВ В γ -ОБЛУЧЕННОМ ОКСИДЕ БЕРИЛЛИЯ

М.М. Алиев, Х.З. Алиева

*Институт радиационных проблем НАН Азербайджана,
1143 AZ, г. Баку, Азербайджан, пр. Ф. Агаева, 9;*

E-mail: mammed.physics@mail.ru; amammed.irp@mail.ru

Методом ЭПР исследованы мощностная зависимость скорости образования и энергетических выходов электронных $F^+(W_{F^+}, G_{F^+}/100 \text{ эВ})$, дырочных $V^-(W_{V^-}, G_{V^-}/100 \text{ эВ})$ и суммарных парамагнитных центров ($W_{pc}, G_{pc}/100 \text{ эВ}$) в γ -облученном дисперсном BeO при 77 К или при переходе от 77 к 300 К. Установлено, что зависимость между этими величинами для них является степенной функцией $[W_{\text{пл}} \sim a(D/D_1)^\delta]$ с отличающимися показателями (δ); при малых $D < D_1 \sim 1,6 \text{ Гр/с}$ ($\delta \sim 0,4; 0,55$ и $0,5$) и при больших $D/D_1 \geq 1 \text{ Гр/с}$ ($\delta \sim 0,6; 0,45$ и $0,5$) с температурой при облучении меняются δ (слабо) и числовые коэффициенты (a). Изменение δ обусловлено различием сечений взаимодействия электронных возбуждений с дефектами, различающимися зарядовым состоянием. На этом основании предложена поляронная модель, определяющая закономерность изменения радиационной проводимости при малых и средних мощностях дозы γ -излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В поле действия ионизирующего излучения изменение физико-химических [1-10], электрофизических [11-17] и радиационных свойств [15-22], в том числе радиационная проводимость σ_γ [16-21] твердых диэлектриков зависят не только от мощности дозы D и температуры при облучении, но и от вероятности механизма протекания элементарных процессов (возбуждение, ионизация, локализация, рекомбинация и перенос энергии и заряда) на поверхности [1-4, 6, 8, 11-15] и в объеме [2,5-7, 16-22]. Степень изменения этих свойств симбатно с величиной D , в свою очередь, определяется как генерацией, так и различием в соотношении свободных и захваченных ловушками зарядов объемного и поверхностного происхождения [1-5, 17-22], а также механизмом взаимодействия их и электронных возбуждений (ЭВ) [19-29] с центрами локализации, отличающимися электронным состоянием. Установление вклада последнего требует уточнения роли эффекта поляризации [21-29] в процессах распада ЭВ (в основном низкоэнергетических [19-26]) на радиационные дефекты [21-28] с образованием свободных носителей заряда в твердых диэлектриках, варьирующих радиационную проводимость при различных температурах облучения [16-21]. Поэтому отсутствие роли этого процесса в объяснении характера зависимости $\sigma_\gamma \sim D^\Delta$ ($0,5 \leq \Delta \leq 1$) как экспериментального факта [17-22] модели Роуза-Фаулера с непрерывным и дискретным распределением ловушек сталкивается с трудностями [19-23]. Выявление их вклада сводится к обоюдному изучению кинетики и закономерности образования свободного и захваченного заряда ловушками диа- и

парамагнитного происхождения в разупорядоченной структуре [19-25], свойственной дисперсным средам [1-4, 30-32], в том числе дисперсным оксидам (ДО) [1-8]. Структурная разупорядоченность или специфика приповерхностного слоя в ДО стимулирует проявление некоторых релаксационных процессов [11-15, 30-34], вызывающих изменение радиационных, электрофизических и физико-химических свойств в отличие от их массивных образцов [17-22].

Установление связи между скоростью образования локализованных зарядов W_{loc} в ДО с D [$W_{\text{loc}} \sim f(D)$] подобной зависимости $\sigma_\gamma \sim D^\Delta$ ($0,5 \leq \Delta \leq 1$) при 77 и 300 К спектральными методами в дисперсном BeO, как модельном объекте, позволяет раскрыть механизм и природу взаимодействия ЭВ с радиационными дефектами диа- и парамагнитного происхождения, стимулирующего и лимитирующего стадию локализации и делокализации зарядов, захваченных ловушками, и их рекомбинацию в центрах, варьирующие специфику радиационной проводимости в твердых материалах при малых и больших мощностях дозы γ -излучения.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Объектом исследования служили порошкообразные образцы BeO ($S_{\text{sp}} \sim 60 \text{ м}^2/\text{г}$) марки «для люминофоров» с количеством примеси $\sim 10^{-4}\%$. Для исключения размерного эффекта [4, 10, 30-36] из фракционированных образцов размерами $d = 0,125 \dots 0,16 \text{ мм}$ выбирались «монофракции», которые помещались в кварцевую кювету диаметром $\sim 15 \text{ мм}$ (1), приведенной на рис. 1. К ней припаяна ампула, состоящая из трех частей: кварц-

молибденового стеклянного переходника диаметром ~5 мм (2). На другой конец молибденовой части припаяно радиационно-стойкое стекло марки «Луч» диаметром ~ 4,5 мм и длиной ~ 25 см (3). Для очистки поверхности образцов ВеО от адсорбированных молекул и органических загрязнений в кварцевой ювете проводилась термообработка ($T \sim 923$ К) при вакууме ($P \sim 10^{-2}$ Па) в течение 15 сут, а затем их переводили в ампулу «Луч» (3) и от кварцевой части ампулы (2) отпавали. Во всех ампулах объемы образцов (~ 0,158 см³) не превышали 5% (или 1/25 части) от общего объема ампулы (~3,95 см³). Потом ампулу с образцами облучали γ -квантами (⁶⁰Со) при мощности дозы $D \sim (0,1 \dots 9,62)$ Гр/с (при 77 и 300 К) и проводили ЭПР-исследования по методике [6, 9, 33]. При каждой мощности дозы после ЭПР-исследования отжигали образцы в кварцевой части ампулы (2) при 923 К, а затем последовательно повторяли изложенные процедуры для других значений D .

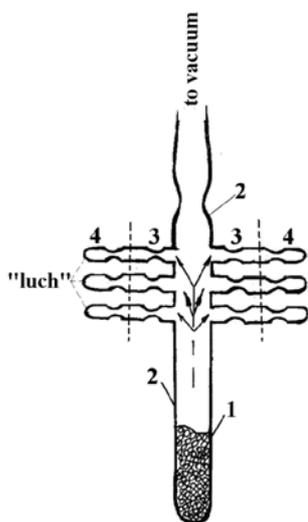


Рис. 1. Ячейка для термовакуумной обработки образцов ВеО

Из этих монофракций ВеО методом горячей прессовки (~723 К) под давлением $3 \cdot 10^7$ Па в течение 30 мин изготовляли таблетки с диаметром ~15 мм и толщиной ~0,8 мм и далее спекали в платиновых тиглях при 1723 К в атмосфере воздуха и с обеих сторон симметрично наносили металлический Ве диаметром ~8 мм методом катодного напыления на установке ВУП-4 [таблетки ВеО представляют собой слабо спеченную керамику, обладающую многофазностью и пористостью с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\text{ВеО}} \sim 6,8$, а их емкость составляла $C = (2 \dots 5) \cdot 10^{-12}$ Ф]. Таблетки помещались между измерительными электродами в вакуумной ячейке, представляющей собой стеклянный коаксиальный цилиндрический криостат (рис. 2).

Конструкция криостата состоит из кварцевого (1) и молибденового стекла (2). Во внутренний цилиндр (2) (см. рис. 2,а) помещается кварцевый цилиндр (3)

(см. рис. 2,а и б), представляющий собой разъемную нагревательную печь (4) (см. рис. 2,а и б) и заливается жидкий азот. В верхнюю крышку молибденового цилиндра (2) впаяны выводы измерительных электродов (5) и дифференциальной хромель-алюминиевой термопары (6). Разъемный нагреватель (3) (см. рис. 2,б) в виде нихромовой спирали (4) представляет собой два кварцевых концентрических цилиндра (3), которые свободно вводятся и выводятся на азотную ловушку вакуумной ячейки. На нижнюю часть ловушки припаян металлический ковар (7) с боковыми отверстиями для размещения одного конца дифференциальной термопары (6), а другой конец находится на «нуль-термостате».

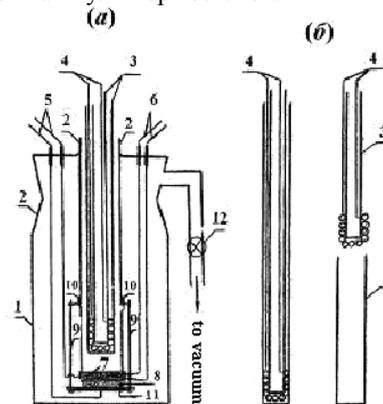


Рис. 2. Вакуумная измерительная ячейка диэлектрических параметров

Верхний измерительный медный электрод в виде пластинки (5) контактирует с коваром, а второй – заземленный электрод, с находящейся на пластинке алундовой керамикой. Между этими пластинками (электродами 5) помещались таблетки ВеО (8) и прижимались с помощью стержней (9) и держателей (10), закрепленных на корпусе цилиндрической азотной ловушки. Система термовакуумировалась с помощью вакуумного крана (11) и нагревателя при температуре 753 К и давлении 10^{-2} Па в течение 4 ч, а затем охлаждалась до 77 К и подвергалась действию γ -излучения [16-21]. Радиационные заряды (Q_γ), проводимость (σ_γ) и диэлектрическая проницаемость (ϵ_γ) таблеток ВеО в вакуумной ячейке при 77 и до температуры 763 К и давлении 10^{-2} Па измерялись с помощью электрометрического вольтметра V7-30, тщательно защищенного от радиационного фона. Скорость нагрева образца и точность измерения температуры составляла 3...5 К/мин и ± 2 К соответственно. Измерение электрических величин проводилось при фиксированных D в течение минуты облучения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Проводимость ВеО в поле действия γ -излучения в зависимости от мощности дозы и температуры при фиксированных значениях $D \approx 0,5; 1,5$ и 5 Гр/с в координатах $\lg \sigma_\gamma \sim \lg D$ (при 77 и 300 К) и $\lg \sigma_\gamma \sim T^{-1}$

показаны на рис. 3, а и б. Видно, что при 77 К связь между D и σ_γ является линейной ($\sigma_\gamma \sim D$) и это свидетельствует о преобладании процесса захвата неравновесных носителей зарядов (ННЗ) структурными ловушками, а при 300 К – квадратичной ($\sigma_\gamma \sim D^{0.5}$), указывает на протекание обратных явлений, т.е. процесс рекомбинации в центрах превалирует над захватом вследствие их термоосвобождения (ловушечный механизм проводимости в модели Роуза-Фаулера). Преобладание вклада того или иного процесса по ловушечному механизму при фиксированных значениях мощности поглощенной дозы ($D=0,5; 1,5$ и 5 Гр/с) следует также из зависимости $\lg\sigma_\gamma T^{-1}$ (см. рис. 3,б).

Как показано, в области температур $77 \leq T \leq 50$ К (см. рис. 3,б, кр. 1–3) независимо от величины D изменение величины σ_γ является незначительным, а в интервале $150 \leq T \leq 393$ К – имеет сильный рост. К тому же при пропорциональном изменении D в ~ 3 раза симбатно меняется величина σ_γ при $D \geq 1,6$ Гр/с и менее чем в $\sim 1,5$ раза при $D < 1,6$ Гр/с, т.е. нарушается принцип ловушечного механизма проводимости Роуза-Фаулера.

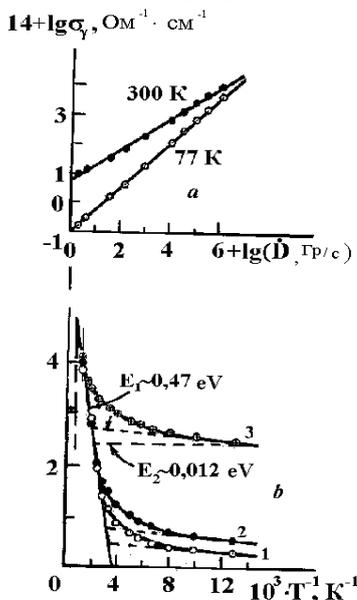


Рис. 3. Зависимость наведенной проводимости (σ_γ) BeO от мощности дозы γ -излучения (а) и температуры (б); $D=0,5$ (1); $1,5$ (2) и $4,5$ (3) Гр/с

При дальнейшем росте $T > 393$ К значение σ_γ не зависит от величины D при облучении и совпадает с проводимостью $\sigma_T \sim \sigma_0 \exp(-E_1/kT)$ с энергией активации $E_1=0,47$ эВ ($\sigma_0 \geq 10^{-18}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ – темновая проводимость).

В области температур $77 \leq T \leq 773$ К зависимость $\lg\sigma_\gamma T^{-1}$ описывается не прямой, а непрерывно меняющейся кривой линией, свидетельствующей о преобладающей роли уровней прилипания и повторного захвата ННЗ при низких температурах $T \leq 150$ К и их незначительности при $T > 150$ К, вероятность которого с ростом температуры

$T \rightarrow 1500$ К практически снижается до минимума вследствие преобладания процесса делокализации и сосредоточения зарядов вокруг множества центров локализации. Подтверждением этой версии, хотя и косвенным, является различие энергии активации в соответствующих температурных областях ($E_2 \approx 0,012$ эВ при $T < 150$ К и $E_1 \approx 0,47$ эВ при $T \geq 393$ К), определенных по формуле $E \approx 0,2 \cdot \text{tga}$ (значение tga находится из графика $\lg\sigma_\gamma T^{-1} \cdot 10^3$) при аппроксимации зависимости $\lg\sigma_\gamma T^{-1}$ в виде двух прямых, как $\sigma_\gamma T \approx \sigma_T + \sigma_\gamma$ [где $\sigma_\gamma \sim \exp(-E_1/kT)$ и $E_2 \gg E_1$]. Различие в значениях энергии активации (E_1 и E_2) в температурных интервалах $77 \leq T \leq 150$ К и $150 \leq T \leq 773$ К свидетельствует об отличии природы и механизма взаимодействия ННЗ и ЭВ со структурными дефектами диа- и парамагнитного происхождения, то есть различающимся зарядовым состоянием.

По результатам ЭПР-исследований установлено, что в γ -облученном BeO образуются электронные F^+ (с параметрами $g_{F^+} \sim 2,0025$; $\Delta B \sim 0,6$ мТл) и дырочные V^+ ($g_{V^+} \sim 2,012$; $\Delta B \sim 1,25$ мТл) парамагнитные центры (ПМЦ). На основе их кинетики накопления при различных D определены скорости образования W_{F^+} , W_{V^+} , W_{pc} и энергетические выходы G_{F^+} , G_{V^+} , $G_{pc}/100$ эВ соответствующих центров. Выявленные закономерности изменения величин W_{F^+} , W_{V^+} , W_{pc} (также G_{F^+} , G_{V^+} , $G_{pc}/100$ эВ) с мощностью дозы и зависимости $W_{\text{пц}} \sim f(D)$ и $W_{\text{пц}} \sim f(D^{0.5})$ при 77 и 300 К (в отн. ед.) соответственно приведены на рис. 3 и 4. Видно, что для обеих температур с ростом D величины W_{F^+} , W_{V^+} , W_{pc} при $D < D_1 \approx 10^{16}$ эВ/г·с ($\sim 1,6$ Гр/с) растут монотонно (см. рис. 3,а, 4,а, кр. 1-3), а величины G_{F^+} , G_{V^+} , $G_{pc}/100$ эВ наоборот, резко спадают до $D \leq 10^{16}$ эВ/г·с $\sim 1,6$ Гр/с (см. рис. 3,б, 4,б, кр. 4-6). При дальнейшем увеличении мощности дозы $D_1 \leq D \rightarrow \infty$ эти величины независимо от температуры при облучении стремятся к максимально предельному и минимальному значению, соответственно: $[W_\infty(F^+) \rightarrow W_{\text{max}}(F^+)$ (кр. 1), $W_\infty(V^+) \rightarrow W_{\text{max}}(V^+)$ (кр. 2), $W_\infty(pc) \rightarrow W_{\text{max}}(pc)$ (кр. 3)], $[G_\infty(F^+) \rightarrow G_{\text{min}}(F^+)$ (кр. 4), $G_\infty(V^+) \rightarrow G_{\text{min}}(V^+)$ (кр. 5), $G_\infty(pc) \rightarrow G_{\text{min}}(pc)$ (кр. 6)].

Установлено, что связь между величинами W_{F^+} , W_{V^+} , W_{pc} и D (также G_{F^+} , G_{V^+} , $G_{pc}/100$ эВ и D) носит симбатный (антибатный) характер (см. рис. 3 и 4) и описывается в относительных единицах выражениями:

$$W_{pc}^{(x)}/W_\infty(pc) \approx 1,582 \cdot (D/D_\infty)^{-0.5} [1 - \exp(-D/D_\infty)]; \quad (1)$$

$$G_{pc}^{(x)}/G_\infty(pc) \approx 1,582 \cdot (D/D_\infty)^{-1.5} [1 - \exp(-D/D_\infty)]; \quad (2)$$

$$W_{V^+}^{(x)}/W_\infty(V^+) \approx 1,582 \cdot (D/D_\infty)^{-0.55} [1 - \exp(-D/D_\infty)]; \quad (3)$$

$$G_{V^+}^{(x)}/G_\infty(V^+) \approx 1,582 \cdot (D/D_\infty)^{-1.55} [1 - \exp(-D/D_\infty)]; \quad (4)$$

$$W_{F^+}^{(x)}/W_\infty(F^+) \approx 1,582 \cdot (D/D_\infty)^{-0.4} [1 - \exp(-D/D_\infty)]; \quad (5)$$

$$G_{F^+}^{(x)}/G_\infty(F^+) \approx 1,582 \cdot (D/D_\infty)^{-1.4} [1 - \exp(-D/D_\infty)]. \quad (6)$$

Предельные значения величин $W_\infty(pc)$, $G_\infty(pc)$ [$W_\infty(V^+)$, $W_\infty(F^+)$, $G_\infty(V^+)$, $G_\infty(F^+)$], входящие в (1)–(6) при $D \rightarrow D_\infty$, не определены по техническим причинам

(возможностям). К тому же в области $0 \leq \dot{D} \rightarrow \infty$ экспоненциальная составляющая функции принимает значение $0 \leq \exp(-\dot{D}/\dot{D}_\infty) \leq 1$, и изменение закономерности проанализировано относительно $\dot{D}_1 \approx 1,582$ Гр/с $\sim 1,6$ Гр/с. Связь между этими величинами при $\dot{D}/\dot{D}_\infty \ll 1$ или же $\dot{D}/\dot{D}_1 < 1$ преобразуемые выражения (1)-(6) приводят к соотношениям при 77 К: $W_{pc}/W_1(pc) \sim (D/D_1)^{0,5}$ и $G_{pc} \sim 2,1 \cdot (D/D_1)^{-0,5}$; (7) $W_{V-}/W_1(V^-) \sim (D/D_1)^{0,45}$ и $G_{V-} \sim 1,28 \cdot (D/D_1)^{-0,55}$; (8) $W_{F+}/W_1(F^+) \sim (D/D_1)^{0,6}$ и $G_{F+} \sim 0,82 \cdot (D/D_1)^{-0,4}$; (9) соотношение (6) не меняется при $1 \leq D/D_1 \rightarrow \infty$, но для V и F⁺-центров подобная связь (в отн.ед.) выражается как $W_{V-}/W_1(V^-) \sim (D/D_1)^{0,55}$ и $G_{V-} \sim 1,28 \cdot (D/D_1)^{-0,45}$; (10) $W_{F+}/W_1(F^+) \sim (D/D_1)^{0,4}$ и $G_{F+} \sim 0,82 \cdot (D/D_1)^{-0,6}$; (11) где $W_1(pc)$, $W_1(V^-)$, $W_1(F^+)$ – значения при $D_1 \sim 1,6$ Гр/с $\approx 10^{16}$ эВ/Г-с при 77 К и $G_1(pc)/100$ эВ $\sim 2,1$, $G_1(V)/100$ эВ $\sim 1,28$, $G_1(F^+)/100$ эВ $\sim 0,82$ соответственно не меняются при этой же температуре относительно $\dot{D}/\dot{D}_1 < 1$ и $\dot{D}/\dot{D}_1 \geq 1$. Как при переходе 77 \rightarrow 300 К, так и при 300 К их значение снижается в $\sim 1,57$ раза ($\sim 1,35$; 0,83 и 0,52), а показатели степени величины \dot{D}/\dot{D}_1 для F⁺-центров отличаются по сравнению с V и ПМЦ, описываемом соотношением (7). Подобная связь для F⁺-центров при $\dot{D} > 1,6$ Гр/с и $\dot{D} \leq 1,6$ Гр/с соответственно описывается соотношениями:

$$W_{F+} \sim 0,52 \cdot \dot{D}^{0,45} \text{ и } G_{F+} \sim 0,52 \cdot \dot{D}^{-0,55}; \quad (12)$$

$$W_{F+} \sim 0,52 \cdot \dot{D}^{0,55} \text{ и } G_{F+} \sim 0,52 \cdot \dot{D}^{-0,45}. \quad (13)$$

При этом характер зависимости $W_{\text{пц}} \sim f(\dot{D})$ [$G_{\text{пц}} \sim f(\dot{D})$] относительно $\dot{D}/\dot{D}_1 \leq 1$ или $\dot{D}/\dot{D}_1 > 1$ не меняется и кривые (кр.1-6) целиком смещаются сверху вниз, а значения величин W_{F+} , W_{V-} , W_{pc} , G_{F+} , G_{V-} , G_{pc} (и их предельные значения) снижаются: для W_{V-} , W_{pc} в $\sim 1,57$ и $\sim 1,6$ раза, а для W_{F+} – в $\sim 1,25$ - $1,58$ раза, при малых и средних мощностях дозы облучения, соответственно. При этом значения величин $G_1(pc)/100$ эВ, $G_1(V)/100$ эВ, $G_1(F^+)/100$ эВ в выражениях (8)-(12) по-прежнему уменьшаются в среднем в $\sim 1,57$ раза, а показатель степени \dot{D}/\dot{D}_1 меняется лишь для F⁺-центров.

К тому же независимо от температуры при облучении при $\dot{D} \rightarrow 0$ величины W_{F+} , W_{V-} , $W_{pc} \rightarrow 0$, а энергетические выходы, наоборот, – к аномально большим предельным значениям при 77 К (также при 300 К): $G_{F+}/100$ эВ $\rightarrow 3,6$ (2,8), $G_{V-}/100$ эВ $\rightarrow 8$ (5,2), $G_{pc}/100$ эВ $\rightarrow 11,6$ (8) частиц/эВ (см. рис. 3, 4, кр. 4-6). Продолжения линий для этих центров (см. рис. 3,а, 4,а) пересекают ось абсцисс приблизительно в одной точке $\dot{D} = \dot{D}_k \sim 0,5 \cdot 10^{16}$ эВ/Г-с ($\sim 0,8$ Гр/с) при 77 К и $\dot{D}_k \sim 0,32 \cdot 10^{16}$ эВ/Г-с ($\sim 0,5$ Гр/с) при 300 К, т.е. смещается в сторону малых доз (в $\sim 1,57$ раз). Для обеих температур в координатной

зависимости $W_{pc} \sim f(\dot{D}^{0,5})$ кривые в пределах допустимой погрешности (до ~ 5 %) выпрямляются, а для F⁺-, V⁻-центров подобная связь имеет изломы при $\dot{D} < \dot{D}_1 \sim 10^{16}$ эВ/Г-с ($\sim 1,57$ Гр/с). Тогда как зависимость $G_{\text{пц}}/100$ эВ $\sim f(\dot{D}^{0,5})$ при обеих температурах резко падает и не имея излома непрерывно переходит в стационарную область при $\dot{D} \geq 10^{16}$ эВ/Г-с, а продолжение линий кривых пересекает ось абсцисс при $(\dot{D}/\dot{D}_1)^{0,5} \sim 0,8$ ($\sim 10^{16}$ эВ/Г-с ~ 1 Гр/с). Причем каждая зависимость в отдельности при 77 и 300 К имеет по три области: $\dot{D} \leq 0,5 \cdot 10^{16}$ эВ/Г-с ($\sim 0,8$ Гр/с) малых, $0,5 \cdot 10^{16} \leq \dot{D} \leq 10^{16}$ эВ/Г-с низко-средних (переходная область) и средних $10^{16} < \dot{D} < 6,242 \cdot 10^{16}$ эВ/Г-с (10 Гр/с) мощностей, отличающиеся лишь показателями степени \dot{D}/\dot{D}_1 .

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Следует отметить, что радиационная проводимость BeO подобно большинству твердых полупроводников и диэлектриков в зависимости от мощности дозы \dot{D} для обеих температур при облучении описывается степенной функцией [17-22]:

$$\sigma_\gamma \sim \sigma_1 (\dot{D}/\dot{D}_1)^\Delta \sim a \dot{D}^\Delta (0,5 \leq \Delta \leq 1), \quad (14)$$

где $a = \sigma_1/\dot{D}_1$ – постоянная для соответствующих температур; σ_1 – проводимость при мощности дозы $\dot{D}_1 = 1$ Гр/с и Δ – показатель степени, слабо меняется с температурой при облучении.

Объяснение характерной особенности зависимости (14) относительно малых и больших дозах облучения с помощью имеющихся приближенных моделей [17-22, 27, 38] не согласуется с результатами эксперимента [18-22, 27] из-за проявления различного механизма рассеивания ЭВ на структурных дефектах, отличающихся зарядовым состоянием, временем релаксации (τ) и длиной перескока или подвижностью (μ) носителей тока по локализованным или же делокализованным центрам, определяемых величиной $\mu \cdot \tau \sim \text{const}$ [18-21, 27, 34] в ограниченной области возможных значений \dot{D} .

Рост величины σ_γ становится объяснимым при $T > 150$ К (см. рис. 3,б) по ловушечной модели Роуза-Фаулера [18-21], что вызвано термически активированным перескоком заряда из одного локализованного состояния в другое. Однако, при $T < 150$ К перескок носителей тока по локализованным состояниям (ЛС) по активационному механизму, в принципе, не в силах объяснить линейный характер зависимости $\sigma_\gamma \sim \dot{D}$ при 77 К, что и проявляется в отклонении от этой модели. Обнаруженное расхождение вынуждает привлечение поляризации в центрах локализации,

отличающихся электронным состоянием и формированием делокализованных состояний в области $T \leq 150$ К при различных мощностях дозы. К тому же имеющиеся модели [18-21, 27] традиционно основываются на индивидуальном взаимодействии ННЗ или ЭВ со структурными дефектами в отдельности, но при этом незначительное внимание уделяется их парному взаимодействию, как новый подход, определяющий механизм протекания радиационных процессов при малых и больших мощностях дозы γ -излучения.

Снижение величины ϵ_{BeO} в облученных таблетках по сравнению с необлученными [$\epsilon_{\text{BeO}} \sim (2...3) \epsilon_{\text{BeO}}(\gamma)$] обуславливает изменение времени релаксации и уменьшение глубины потенциальной ямы [19-21, 27], образовавшейся за счет поляризации ионной решетки вокруг захваченного электрона (типа F-центров). Снижение глубины потенциальной ямы, в свою очередь, способствует формированию делокализованных дырок в локальном фрагменте, представляющего собой множество близлежащих локализованных центров [20-22, 27-29]. Электростатические силы взаимодействия между локализованными и делокализованными состояниями (одно- или двукратно ионизованными состояниями) до их термализации (подобно геминальным ионам с электронами) проявляют себя в пределах радиуса действий кулоновских сил притяжения [19-23, 28] и определяются характеристическим параметром – радиусом Онзагера r_c ($r_c = e^2 / 4\pi\epsilon\epsilon_0 kT$). С учетом значений диэлектрической проницаемости таблеток BeO (для $\epsilon_{\text{BeO}}(\gamma) \sim 3,2$ и $\epsilon_{\text{BeO}}(\gamma=0) \sim 6,8$), величина r_c при 77 К составляет ~ 68 нм (~ 32 нм) и $r_c \sim 34$ нм (~ 16 нм) при 150 К, что свидетельствует о снижении концентрации (или плотности) центров локализации, окружающих делокализованные заряды. При взаимодействии двукратно ионизованных центров с делокализованными зарядами в тех же температурных областях соответствующие величины растут в ~ 2 раза. При этом независимо от величины \dot{D} значение активационной энергии ($E_1 \sim 0,012$ эВ) не меняется. С повышением T ($150 < T < 393$ К) величина E_1 растет непрерывно, и при $T > 393$ К вклад σ_γ в собственную или примесную проводимость, описываемую выражением $\sigma_1 = \sigma_0 \exp(-E_2/kT)$ с энергией активации $E_2 = 0,47$ эВ [10, 17], исчезает и совпадает как для облученного, так и необлученного образца BeO [10, 15, 18, 19, 26]. Непрерывный рост значения $E_a \sim 0,012...0,47$ эВ с температурой ($77 \leq T \leq 393$ К) в зависимостях $\lg \sigma_\gamma \sim T^{-1}$ и снижение диэлектрической проницаемости ϵ_a (в ~ 2 раза) в γ -облученном BeO и неизменность величины $E_2 \sim 0,012$ эВ $\leq 3k_B T \sim 0,02$ эВ (где $k_B T$ – тепловая энергия фононов решетки при 77 К) в области $77 \leq T < 150$ К независимо от значений \dot{D} приводят к парадоксу о примесной природе радиационной проводимости (количество примесей составляет $\sim 10^{-4}$ %),

поскольку наличие их в спектрах ЭПР и диффузного отражения не обнаружено. Постоянство величины E_2 свидетельствует о том, что термоактивационный механизм перескока носителей заряда по примесным центрам и их взаимосвязи с глубиной залегания ловушек вызывает сомнение. По всей вероятности, это может быть обусловлено процессом туннелирования зарядов по ЛС с изменением зарядового состояния собственных структурных дефектов, т.е. заряженных дефектных центров Мотта [19-21, 27-29], так называемой модели полярона, дающим вклад в изменение σ_γ (модель безактивационного механизма проводимости). По этой модели выяснение природы зависимости (14) сводится к установлению вероятности и механизма взаимодействия ЭВ с парами структурных дефектов [катион-вакансия анионов (К-ВА) или анион-вакансия катионов (А-ВК)] и распада на радиационные дефекты, проявляющегося в закономерности скорости образования ЛЗ пара- и диамагнитного происхождения от мощности дозы.

При этом из (1)-(6), отражающих экспериментальный факт, следует, что для каждого типа центров величина $G_{\text{pc}} = W_{\text{pc}} / \dot{D}$ зависит от изменения закономерности $W_{\text{pc}} \sim f(\dot{D})$ и определяется температурой при облучении [1-10]. Для обеих температур при облучении BeO пропорциональное изменение величины $G_{\text{pc}} = W_{\text{pc}} / \dot{D} \approx \text{const}$ проявляет себя при значениях $\dot{D} \geq 5$ Гр/с, а при $\dot{D} < 5$ Гр/с обнаруживается значительное отклонение от этих условий (рис. 4, 5). Результаты исследований показывают, что при малых $\dot{D} / \dot{D}_1 < 1$ величина $W_{\text{pc}} / \dot{D} \neq \text{const}$, т.е. меняется диспропорционально (см. рис. 4, 5), варьируя при этом соотношение плотностей свободных и захваченных ловушкой зарядов регулирует закономерность изменения зависимости (14) [17-21] при 77 и 300 К.

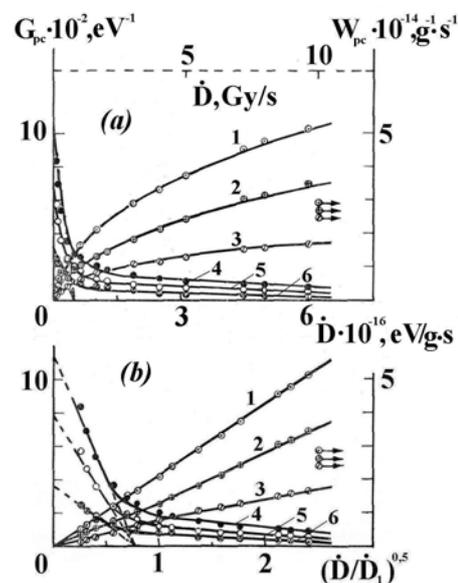


Рис. 4. Зависимость скоростей образования W_{F^+} (1), W_{V^-} (2), $W_{PMЦ}$ (3) и их энергетических выходов $G_{F^+}/100$ эВ (4), $G_{V^-}/100$ эВ (5), $G_{PMЦ}/100$ эВ (6) от мощности дозы γ -излучения \dot{D} (а) и $\dot{D}^{0.5}$ от (б) при 77 К

Такой характер функциональной зависимости этих величин для каждого типа центров и совпадение anomalно больших значений их энергетических выходов $G_{F^+} \sim 3,6$ (2,8 при 300 К), $G_{V^-} \sim 8$ (5,2), $G_{PMЦ}/100$ эВ $\sim 11,6$ (8) частиц при $\dot{D} \rightarrow 0$ ($\dot{D}/\dot{D}_1 < 1$) со значениями излучательной энергии (4,9 эВ, 6,7 эВ) АЛЭ или дырок, соответствующих синглетному и триплетному состоянию [22-29], а также СЭ ($\epsilon_{ex} \leq \epsilon_g \sim 10,63$ эВ, где ϵ_g – ширина запрещенной зоны ВеО) можно объяснить поляронной моделью низкоэнергетических ЭВ [22-29, 35, 36], распад которых на радиационные дефекты сопровождается образованием свободных зарядов. Синглет-триплетные состояния АЛЭ в ВеО [22-25] отличаются конфигурацией аксиального и неаксиального захвата, а также и временем жизни дырочного ядра-полярона малого радиуса типа O^- -иона в локальном фрагменте (части) плотноупакованной решеточной структуры [37]. Последняя сильно способствует расщеплению $P(^1P, ^3P)$ на компоненты ($^1A_1, ^1E, ^3E, ^3A_1$) и смешиванию s - p -уровней ($^1E, ^1A_1$) частично снимающих запрет оптического перехода [24-27, 35] между расщепленными кристаллическим полем $2p$ -уровнями аниона O^- (переходы $^3E \rightarrow ^1A_1, ^3E \rightarrow ^1E$, вызванные возбужденными триплетно-синглетными состояниями F-центра с энергией излучения 3,4 эВ). Сходство максимальных значений G_{PC}, G_{F^+}, G_{V^-} с излучательной энергией АЛЭ и СЭ позволяет рассматривать захваченные в разных ловушках заряды как «экситоны» [21-24], время жизни которых определяется рассеянием ЭВ на структурных дефектах [1-8, 18-3-23] и зависит от мощности дозы. Изменение показателя степени \dot{D}/\dot{D}_1 в соотношениях (7)-(10) относительно \dot{D}_1 связано с изменением как плотности фотонных частиц (волнового пакета), так и эффективного сечения [18-29, 37] взаимодействия фотона с дефектами (пустыми, электронейтральными и ионизованными) в атомных масштабах вследствие проявления квантового размерного эффекта [31-34].

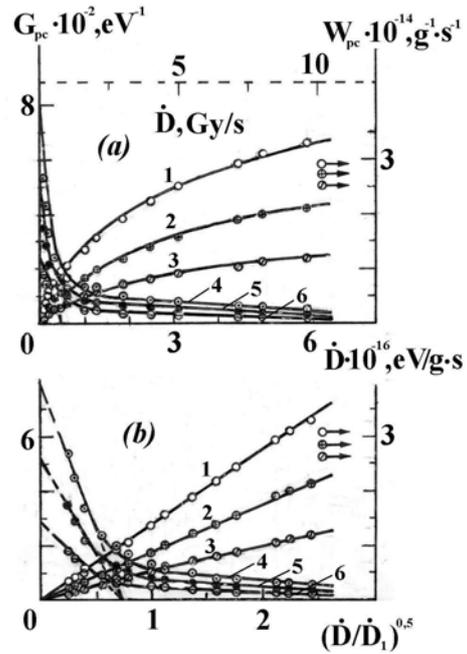
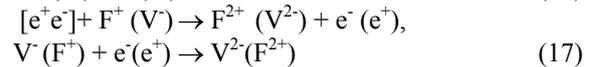
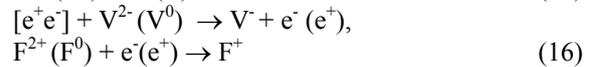
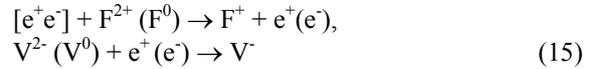


Рис. 5. Зависимость скоростей образования W_{F^+} (1), W_{V^-} (2), $W_{PMЦ}$ (3) и их энергетических выходов $G_{F^+}/100$ эВ (4), $G_{V^-}/100$ эВ (5), $G_{PMЦ}/100$ эВ (6) от мощности дозы γ -излучения \dot{D} (а) и $\dot{D}^{0.5}$ от (б) при 300 К

При этом носители тока (свободный заряд) проявляются в результате взаимодействия ЭВ, т.е. «экситонов» (или же автолокализованных дырок) с такими дефектами по механизму:



Наличие механизмов (15)-(17) приводит к диспропорциональному снижению концентраций F^+ , V^- , ПМЦ или же величин $W_{F^+}, W_{V^-}, W_{PMЦ} \sim f(\dot{D})$ и к росту $G_{F^+}, G_{V^-}, G_{PMЦ} \sim f(\dot{D})$ при $\dot{D}/\dot{D}_1 < 1$, варьирующих изменение концентраций свободных и захваченных носителей тока. Точки пересечения продолжения линий (см. рис. 4 и 5, кр. 4-6) для F^+, V^- и ПМЦ с осью $G_{PMЦ}/100$ приблизительно соответствуют значениям числовых коэффициентов в выражениях (7)-(12). Совпадение этих значений $G_{F^+}/100$ эВ $\sim 0,82$, $G_{V^-}/100$ эВ $\sim 1,28$, $G_{PMЦ}/100$ эВ ~ 2 частиц является границей изменения механизма рассеивания ЭВ на дефектах с различной электронной конфигурацией. Значения величин $G_{F^+}/100$ эВ $> 0,82$, $G_{V^-}/100$ эВ $> 1,28$, $G_{PMЦ}/100$ эВ > 2 частиц при малых дозах $\dot{D}/\dot{D}_1 < 1$ свидетельствуют о том, что рассеивание ЭВ происходит, в основном, на пустых (V^{2-}, F^{2+} -центрах локализации), а в переходной области $0,8 < \dot{D} \leq 1,6$ Гр/с

преимущественно на пустых и электронейтральных дефектах (F^0 , V^0 -центрах) с сопровождением перехода их из диа- в парамагнитное состояние и, наоборот, [$F^0(V^0) \leftrightarrow F^+(V) + e^-(e^+)$] вследствие лимитирующего влияния онзагеровской сферы действия [19-28] при 77 К, стимулирующего повторный захват делокализованных зарядов соответствующими ловушками. При $1 \leq \dot{D}/\dot{D}_1 \rightarrow \infty$ значения величин $G_{F^+}/100 \text{ эВ} \leq 0,82$, $G_{V^-}/100 \text{ эВ} \leq 1,28$, $G_{pc}/100 \text{ эВ} \leq 2$ частиц рассеивание происходит, в основном, на заряженных дефектах (F^+ , V^- -центрах).

Результаты исследования показывают, что в γ -облученном дисперсном BeO при 77 К в принципе при $\dot{D} < 1,6 \text{ Гр/с}$ реализуется взаимодействие СЭ с локализованными состояниями в локальном фрагменте решетки, формирующимися собственными парными дефектами F, V-типа (катион-анионными или анион-катионными вакансиями), распад которых сопровождается образованием дырочной и электронной компонент АЛЭ. Распад и трансформация последнего на соответствующие дефекты приводит к излучению энергии разделенных компонент (6,7 и 4,9 эВ). Каждый распад сопровождается образованием электрон-дырочной пары с пороговой энергией $\varepsilon_p \sim 100/G_{pc} \sim 8,62$ [$\varepsilon_p(V^-) \sim 100/G_{V^-} \sim 12,5$; $\varepsilon_p(F^+) \sim 100/G_{F^+} \sim 28$] эВ /частиц, удовлетворяющей условию $\varepsilon_p \sim (\varepsilon_{ip} + \varepsilon_{2p})/2 \sim (1...2)\varepsilon_g$, что в $\sim 1,5$ -2 раза ниже, чем значение энергии, необходимой для прямой ионизации ($\varepsilon_p \sim 2...3\varepsilon_g$) в массивных материалах [1-4, 8-10, 26]. Парадоксальное расхождение снимается в том случае, если образование электрон-дырочной пары происходит лишь при распаде ЭВ на радиационные дефекты [2-4, 19-27] по механизму (12)-(14). При больших $1,6 \text{ Гр/с} \leq \dot{D} \rightarrow \infty$ из-за истощения концентраций пустых (F^{2+} , V^{2-}) и электронейтральных (F^0 , V^0) дефектов более вероятно взаимодействие ЭВ с ионизованными (F^+ , V^-) центрами, проявляющее себя в степени \dot{D} в закономерностях (7)-(9). Несмотря на изменение закономерности величин W_{F^+} , W_{V^-} , W_{pc} , G_{F^+} , G_{V^-} , G_{pc} , при малых и средних мощностях дозы для соответствующих центров значения величин $G_1(pc)$, $G_1(V^-)$, $G_1(F^+)$ в выражениях (7)-(13) не меняются и свидетельствуют о том, что они являются не случайными числами, а связаны со структурными особенностями кристаллической решетки материала [23-28]. В принципе, они характеризуют вероятность механизма попарного взаимодействия ЭВ относительно мощности поглощенной энергии $D \sim 10^{16} \text{ эВ /г} \sim 1,6 \text{ Гр/с}$ в единицу времени с радиационными дефектами (ионизованными и электронейтральными). Их можно назвать характерными критическими значениями (числами) или параметрами (α_1), поскольку они варьируют изменение показателя степени относительно \dot{D}_1 , вызванного переменными плотностью частиц и

сечением взаимодействия ЭВ с соответствующими ЛС, различающихся состоянием электронной конфигурации в связи с проявлением квантового размерного эффекта [31-34]. Природа влияния ЛС в зависимости от парного соотношения катион-анионных или анион-катионных вакансий, превалирующих в первой координационной сфере вызывает изменение механизма их взаимодействия с ЭВ при поглощении энергии $D \sim 10^{16} \text{ эВ /г}$ в единицу времени. В случае гексагональной решетки BeO [24-26, 38] [по кластерной модели (BeO_4)⁶⁻] с учетом теплового эффекта фононов их вклад в этой сфере связан с числом индексов формульных единиц и определяется комбинацией отношений ионных радиусов, анионного к катионному, т.е. $G_1(pc) \sim n_d/n_k \cdot (r_d/r_k)^{1/2} (T_{77}/T)^{1/3}$ (элементарная ячейка содержит 4 атома или две формульные единицы [24-26]), $G_1(V^-) \sim n_d/n_k \cdot (r_d/r_k)^{1/4} (T_{77}/T)^{1/3}$ и $G_1(F^+) \sim n_k/n_d \cdot (r_d/r_k)^{-1/6} \times (T_{77}/T)^{1/3}$ соответственно. Расчеты при 77 и 300 К дают значения ~ 2 ($\sim 1,274$); $\sim 1,42$ ($\sim 0,9$) и $\sim 0,8$ ($\sim 0,51$), которые в пределах погрешности ($\sim 5\%$) согласуются с экспериментальными значениями. При переходе температуры $77 \rightarrow 300 \text{ К}$ уменьшение этих значений ($\sim 1,35$; $0,83$; $0,52$) свидетельствует об усилении спин-решеточного взаимодействия вследствие возрастания энергии тепловых фононов, что вызывает сосредоточение ЭВ на отдельных окруженных, более стабильных, парах ЛС в решетке BeO.

Величины W_{pc} , W_{F^+} , W_{V^-} не могут расти бесконечно (G_{pc} , G_{F^+} , $G_{V^-} \rightarrow 0$ снижаются) при $\dot{D} \rightarrow \infty$, а стабилизируются около максимальных значений $W_{max}(PC) \sim 10^{15} \text{ (г·с)}^{-1}$ [19, 20] вследствие того, что диэлектрики обладают реальной дефектностью в ограниченных количествах. Поэтому приблизительно при $\dot{D} \geq 5 \text{ Гр/с}$ эти величины слабо растут и наблюдается тенденция перехода к насыщению, что отражается в изменении показателя степени \dot{D}/\dot{D}_1 . Это свидетельствует о том, что взаимодействие ЭВ происходит преимущественно с ионизованными дефектами по механизму (14), (15) и способствует образованию делокализованных зарядов, дающих вклад в изменение σ_γ .

При сравнении мощностной зависимости величин σ_γ , W_{pc} , W_{F^+} , W_{V^-} (G_{pc} , G_{F^+} , G_{V^-}) для BeO в определенных областях, выражаемых соотношениями (7)-(11), вытекает, что σ_γ пропорциональна скорости образования F^+ , V^- -ПМЦ [2-5, 18-21], т.е. $\sigma_\gamma/W_{pc} \sim \dot{D}^{0,5}$ ($\sigma_\gamma/W_{F^+} \sim \dot{D}^{0,4}$ или $\sim \dot{D}^{0,6}$, $\sigma_\gamma/W_{V^-} \sim \dot{D}^{0,55}$ или $\sim \dot{D}^{0,45}$ при 77 К) и диспропорциональна их энергетическому выходу ($\sigma_\gamma G_{pc} \sim \dot{D}^{0,5}$; $\sigma_\gamma G_{F^+} \sim \dot{D}^{0,6}$ или $\sim \dot{D}^{0,4}$; $\sigma_\gamma G_{V^-} \sim \dot{D}^{0,45}$ или $\sim \dot{D}^{0,55}$). Их обоюдное изменение обуславливает линейность σ_γ от \dot{D} при 77 К. Идентичное соотношение с незначительным изменением показателя степени \dot{D}/\dot{D}_1 для F^+ , V^- - центров получается и при 300 К. С учетом этого для

широкой области значений \bar{D} с помощью выражений (1)-(6) эмпирически установлено, что связь между этими величинами (в отн. ед.) определяется соотношением:

$$\sigma_{\gamma} \cdot G_{pc} / W_{pc} \sim \sigma_0 \bar{D}; \sigma_{\gamma} \cdot G_{V-} / W_{V-} \sim \sigma_0 \bar{D};$$

$$\sigma_{\gamma} \cdot G_{F+} / W_{F+} \sim \sigma_0 \bar{D}. \quad (18)$$

Из (18) вытекает, что при $\bar{D}=0$ $\sigma_{\gamma}=0$ и совпадает с проводимостью собственного или примесного характера ($\sigma_0 + \sigma_T$), что подтверждается экспериментально. Для определенных областей значений \bar{D} с учетом температуры и выражений (8)-(14) следует, что $\sigma_{\gamma} \cdot G_{pc} / W_{pc} \sim \sigma_0$; $\sigma_{\gamma} \cdot G_{V-} / W_{V-} \sim \sigma_0$; $\sigma_{\gamma} \cdot G_{F+} / W_{F+} \sim \sigma_0$ и результирующая проводимость ($\sigma_{\gamma T}$) определяется вкладом тепловой (σ_T) и радиационной (σ_{γ}) составляющих компонент $\sigma_{\gamma T} \sim (\sigma_0 + \sigma_T) + \sigma_{\gamma}$.

Следовательно, обнаруженное отличие в мощностных закономерностях величин G_{pc}/W_{pc} , G_{V-}/W_{V-} , G_{F+}/W_{F+} и σ_{γ} при низких температурах (77 К) свидетельствует о различии в механизме взаимодействия низкоэнергетических ЭВ с ЛС и их распада на радиационные дефекты, варьирующие линейные изменения σ_{γ} ($\sigma_{\gamma} \sim \bar{D}$) при малых, низко-средних, средних \bar{D} , что и подтверждается экспериментально. Следует отметить, что связь радиационной проводимости с энергетическими параметрами захваченных зарядов в органических диэлектриках приведена в работах [14, 39]. Но при этом природа аномально больших значений энергетических выходов и их связь с ЭВ не упоминаются.

Таким образом, установлено, что отличие в мощностных закономерностях величин G_{pc}/W_{pc} , G_{V-}/W_{V-} , G_{F+}/W_{F+} обуславливает различный вклад промежуточных частиц распада ЭВ в механизм линейности σ_{γ} при малых, низко-средних, средних \bar{D} . При этом характерный излом для мощностной зависимости W_{pc} и G_{pc} не обнаруживается в радиационной проводимости твердых материалов из-за низкого времени жизни ЭВ ($\tau \leq 10^{-8}$ с) по сравнению с чувствительностью измерительных приборов относительно спектральных методов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.К. Пикаев. *Современная радиационная химия. Твердое тело и полимеры. Прикладные аспекты.* М.: «Наука», 1987, 448 с.
2. А.Б. Александров, Э.Д. Алукер, И.А. Васильев и др. *Введение в радиационную физикохимию щелочно-галогенидных кристаллов.* Рига: «Зинатне», 1989, 244 с.
3. *Радиационно-химические процессы в гетерогенных системах на основе дисперсных окислов* /Под общей ред. В.В.Стрелко и А.М.Кабакчин. М.: «Энергоиздат», 1981, 120 с.
4. *Радиационно-каталитические процессы в дисперсных средах* /Отв. ред. д.х.н., В.Н.Пармон. Новосибирск: «Наука», 1992, 352 с.
5. Ю.А. Захаров, С.М. Рябых, Д.Г. Ягубик // *Матер. докл. 9-й Междуна. конф. «Физико-химические процессы в*

неорганических материалах», Кемерово, 22-25 сентября, 2004, ч. 1, с. 452-460.

6. А.А. Garibo, Kh.B. Gezalov, R.D. Kasumov // *Radiat. Phys. Chem.* 1987, v. 30, №3, p. 197-199.
7. А.Ю. Гладкий, Ю.И. Аристов. Высокий радиационно-химический выход разделенных электрон-дырочных пар при радиолитизе дисперсных оксидов магния в присутствии N_2O или H_2 // *Химия высоких энергий.* 1998, т. 32, №3, с. 179.
8. Н.Н. Гаджиева, Х.И. Абдуллаева, А.А. Гарибов., А.М. Гасанов, М.М. Алиев. Изучение поверхностно-радиационных процессов в BeO и системе BeO+H₂O методом ИК-спектроскопии // *Хим. высок. энергий.* 1996, т. 30, №2, с. 176-180.
9. К.В. Gezalov, A.A. Garibov, A.M. Gasanov, M.M. Aliyev, N.T. Musayev. The Nature of Paramagnetic Centers in γ -irradiated Borom Oxide // *Phys. Status. Solidi (A).* 1990, v. 117, №1, p. K57-60.
10. М.М. Алиев, М.Ч. Ахмедова, С.А. Гусейнова // *Тез. докл. 7-й Междуна. конф. «Физико-химические процессы в неорганических материалах»*, Кемерово, 6-9 октября, 1998, ч. 1, с. 5-6.
11. А.Ф. Аккерман, М.Я. Грудский, Б.Б. Смирнов. *Вторичные электронные излучения в твердых телах под действием γ -квантов.* М.: «Энергоатомиздат», 1986, 168 с.
12. A.Scharmann, V. Wissler. Field-assisted thermally stimulated exoelectron emission from BeO // *Phys. Stat. Solidi (A).* 1980, v. 60, N1, p. 117-128.
13. В.Н. Кузнецов, А.О. Климовский, А.А. Лисаченко. Поверхностная люминесценция BeO // *Поверхность, физ. хим. мех.* 1986, №11, с. 99-103.
14. М.М. Алиев, Е.А. Зеленкова // *Матер. докл. 9-й Междуна. конф. «Физико-химические процессы в неорганических материалах»*, Кемерово, 22-25 сентября, 2004, ч. 1, с. 320-322.
15. R. Muccilo, A.R. Blank. *Proc. Int. Symp. on Electrets and Dielectric*, M. Soares de Campos, Ed (Acad. Brasil de Ciencias, Rio de Janeiro, 1977), p. 357-372.
16. М.М. Алиев, Н.Н. Гаджиева, Д.А. Усейнов, М.К. Керимов. Радиационная проводимость поликристаллического BeO // *Актуальные проблемы радиационных исследований.* Баку: «Элм», 1991, в. 5, с. 65-71.
17. В.Ю. Гусельников, К.А. Дергобузов, Ю.К. Рогальский, А.П. Яловец. Взаимодействие электронов со слабопроводящим материалом с учетом радиационного заряда // *Изв. вузов. Физика.* 1989, т. 32, № 8, с. 103-105.
18. *Физические процессы в облученных полупроводниках* /Под ред. Смирнова А.С. Новосибирск: «Наука», 1977, 256 с.
19. А.П. Тютнев, А.А. Ванников, Г.С. Мингалеев. *Радиационная электрофизика органических диэлектриков.* М.: «Энергоатомиздат», 1989, 192 с.
20. В.В. Громов. *Электрический заряд в облученных материалах.* М.: «Энергоиздат», 1982.
21. М.А. Эланго. *Элементарные неупругие радиационные процессы.* М.: «Наука», 1988, 152 с.
22. Ч.Б. Лущик, А.Ч. Лущик. *Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах.* М.: «Наука», 1989.
23. А.С. Портягин, И.И. Мильман, В.С. Кортов. Эффект Онзагера в люминесценции кристаллов Al_2O_3 и излучательная аннигиляция автолокализованных экситонов // *Физика твердого тела.* 1992, т. 34, №5, с. 1444-1452.
24. S.V. Gorbunov, S.V. Rudyakov, B.V. Shulgin, V.Yu. Yakovlev. The instacionar optical adsorbance of the avtolocalized exitons of two types berillium oxide crystall // *Radiation Effects and Defects in Solids.* 1995, v. 135, p. 269-276.
25. А.В. Кружалов, И.Н. Огородников, С.В. Кудяков. Излучательная релаксация низкоэнергетических

- электронных возбуждений и точечные дефекты в оксиде бериллия // *Изв. вузов. Физика*. 1996, №11, с. 76–92.
26. С.В. Горбунов, С.В. Кудяков, В.Ю. Яковлев и др. Нестационарное оптическое поглощение автолокализованных экситонов двух типов кристалла оксида бериллия // *ФТТ*. 1996, т. 38, №4, с. 1298–1311.
 27. Н.Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. М.: «Мир», 1982.
 28. К.М. Hong, J. Noolandi // *J.Chem. Phys.* 1978, v. 68, №11, p. 5163–5178.
 29. *Полярны* /Под ред. Ю.А. Фирсова. М.: «Наука», 1975.
 30. Д.Г. Клещев, А.И. Шейнкман, Р.Н. Плетнев. *Влияние среды на фазовые и химические превращения в дисперсных системах*. Свердловск, 1990.
 31. И.Д. Морохов, Л.И. Трусов, В.Н. Лаповок. *Физические явления в ультрадисперсных средах*. М.: «Энергоатомиздат», 1984.
 32. Я.С. Бобович. Классические размерные эффекты в спектрах комбинационного рассеяния высокодисперсных частиц. Экспериментальное исследование (обзор) // *Журнал прикладной спектроскопии*. 1998, т. 49, №3, с. 359–382.
 33. М.М. Алиев, А.А. Гасанов, У.Г. Гезалов, М.Ч. Ахмедова // *Поверхность*. 2000, №6, с. 62–67.
 34. Э.И. Рашба, З.С. Грибников, В.Я. Кривченко. Анизотропные размерные эффекты в полупроводниках и в полуметаллах // *УФН*. 1976, т. 119, с. 1–3.
 35. Ф. Бассани, Парравичини Дж. Пастори. *Электронные состояния и оптический переход в твердых телах* /Пер. с англ. /Под ред. акад. В.Л. Бонч-Бруевича. М.: «Мир», 1982, 391 с. (F. Bassani, G.Pastori Parravicini. *Electronic States and Optical Transitions in Solids*. Oxford, New York, Toronto, 1975).
 36. Д.Ливер. *Электронная спектроскопия неорганических соединений* /Пер. с англ. /Под ред. д.х.н. А.Ю. Цивадзе в 2-х томах. М.: «Мир», 1997, т. 1. 491 с; 1997, т.2, 448 с. (A.V.D. Lever. *Inorganic Electronic Spectroscopy*, Elsevier. Amsterdam-Oxford-New York-Tokyo, 1984).
 37. А.Н. Кислов, А.В. Кружалов, А.Н. Вараксин, В.Г. Мазуренко. Влияние дисперсии диэлектрика на генерацию локализованных зарядов в γ -облученном ZrO_2 // *ФТТ*. 1991, т. 33, №10, с. 2932–2937.
 38. Э. Стром, Х. Израель. *Сечение взаимодействия γ -излучения с веществом (для энергий 0,001-100 МэВ и элементов с 1 до 100)*: Справочник. М.: «Атомиздат», 1973.
 39. Е.Л. Франкевич // *Химия высоких энергий*. 1967, т. 1, №5, с. 572–578.

МОЩНОСТНАЯ ЗАКОНОМІРНІСТЬ УТВОРЕННЯ ЛОКАЛІЗОВАНИХ І ДЕЛОКАЛІЗОВАНИХ ЗАРЯДІВ У γ -ОПРОМІНЕНОМУ ОКСИДІ БЕРИЛІЯ

М.М. Алієв, Х.З. Алієва

Методом ЕПР досліджені міцнісна залежність швидкості утворення й енергетичних виходів електронних $F^+(W_{F^+}, G_{F^+}/100 \text{ eV})$, дьрочных $V^-(W_{V^-}, G_{V^-}/100 \text{ eV})$ і сумарних парамагнітних центрів ($W_{PC}, G_{PC}/100 \text{ eV}$) в γ -опромінену дисперсному BeO при 77 або при переході від 77 до 300 К. Встановлено, що залежність між цими величинами є статечною функцією $[W_{PC} \sim a(D/D_1)^\delta]$ з показниками, що відрізняються δ ; при малих $D < D_1 \sim 1,6 \text{ Гр/с}$ ($\gamma \sim 0,4; 0,55$ і $0,5$), а при більших $D/D_1 \geq 1$ ($\sim 0,6; 0,45$ і $0,5$) з температурою при опроміненні міняються δ (слабо) і числові коефіцієнти (a). Зміна δ обумовлена розходженням сеченій взаємодії електронних порушень с дефектами, що розрізняються зарядовим станом. На цій підставі запропонована поляронная модель, що визначає закономірність зміни радіаційної провідності при малих і середніх потужностях дози γ -випромінювання.

THE INFLUENCE OF POWERS DOZE ON REGULARITY OF FORMATION OF LOCALIZED AND DELOCALIZED CHARGES IN γ -IRRADIATED DISPERSION BeO.

M.M. Aliyev, Kh.Z. Aliyeva

The rates of formation and energy fields of electrons $F^+(W_{F^+}, G_{F^+}/100 \text{ eV})$, holes $V^-(W_{V^-}, G_{V^-}/100 \text{ eV})$ and PM ($W_{PC}, G_{PC}/100 \text{ eV}$)-centres in dispersion γ -irradiated BeO dependence on γ -radiation dozes power in ranges of $D \sim 0.1 \dots 10 \text{ Gy/s}$ at 77 K by ESR method are investigated. It is established, that the relation between this values is power function $\{W_{PC} \sim a(D/D_1)^\delta\}$ with different degree (δ): for small $D < D_1 \sim 1,6 \text{ Gy/s}$ ($\delta \sim 0,4; 0,55$ and $0,5$) and for large $D/D_1 \geq 1$ ($\delta \sim 0,6; 0,45$ and $0,5$); the δ (small) and numerical coefficients (a) change with temperature. The change of δ is result of the change of interaction of electronic excite with defects with different charge's state. On this base the model of determining of change of radiation conductivity at small and large doses of γ -irradiation is suggested.