

05;06;11;12

Механизмы электропроводимости γ -облученных пленок аморфного теллурида германия

© И.С. Дуцяк

Львовский государственный университет,
290005 Львов, Украина

(Поступило в Редакцию 18 марта 1996 г.)

Структурно неупорядоченные пленки на основе сплавов системы Ge-Te нашли применение в качестве элементов памяти [1,2]. Структура ближнего порядка и физические свойства пленок *a*-GeTe к настоящему времени хорошо изучены [3–8]. Ближний порядок описывают моделью тетраэдрического окружения атомов с координацией 4(Ge) и 2(Te). Пленки *a*-GeTe — полупроводники (типа lone-pair), основные носители тока — дырки, ширина оптической щели 0.7–0.8 эВ, термическая энергия активации проводимости 0.3–0.4 эВ. Структура и физические свойства пленок *a*-GeTe чувствительны к добавкам Bi_2Te_3 , Bi, Y, Gd, Tb, а также к воздействию γ -квантов [9–10].

В работе сообщаются новые экспериментальные результаты по изучению темновой электропроводимости и термоэдс пленок *a*-GeTe, облученных γ -квантами при дозах 10^2 – 10^6 Гр и проводится обсуждение механизмов транспорта носителей.

Аморфные пленки GeTe толщиной 0.3–1 мкм получали электронно-лучевым способом в вакууме 10^{-6} мм рт.ст. и ВЧ магнетронным распылением в аргоновой плазме. Сначала на стеклянные или кварцевые подложки напыляли Al компланарные электроды, а затем при $T_{\text{п}} = 293$ К между ними осаждали слои *a*-GeTe. Эти контакты обеспечивали линейную вольт-амперную характеристику (ВАХ) при приложенном напряжении вплоть до ± 100 В. Часть образцов облучалась γ -квантами в охлаждаемом канале источника Co^{60} дозами 10^2 – 10^6 Гр. Перед измерениями образцы термоциклировались в интервале 120–350 К.

Температурная зависимость темновой электропроводимости необлученных пленок *a*-GeTe, полученных двумя способами (рис. 1), характерна для проводимости на краю подвижности E_v в интервале $T = 140$ – 350 К и соответствует соотношению

$$\sigma = \sigma_{\text{min}} \exp[-(E_f - E_v)/kT], \quad (1)$$

где E_f — энергия уровня Ферми, σ_{min} — минимальная металлическая проводимость.

Если $E_f - E_v$ от температуры зависит линейно, то, согласно [11],

$$E_f - E_v = (E_f - E_v)_0 - \gamma T \quad (2)$$

и в результате

$$\sigma = \sigma_0 \exp(\Delta E_\sigma/kT), \quad (3)$$

где $\Delta E_\sigma = (E_f - E_v)_0$ — не зависящая от температуры энергия активации,

$$\sigma_0 = \sigma_{\text{min}} \exp(\gamma/k) \quad (4)$$

— предэкспоненциальный фактор.

Термоэдс необлученных пленок *a*-GeTe (рис. 2) описывается зависимостью

$$S = -k/e[-(E_f - E_v)/kT - \gamma/k + A_v], \quad (5)$$

где γ — температурный коэффициент изменения энергии активации; как и в (2), A_v — параметр, зависящий от механизмов рассеяния носителей (согласно [11], $A_v = 1$ – 3).

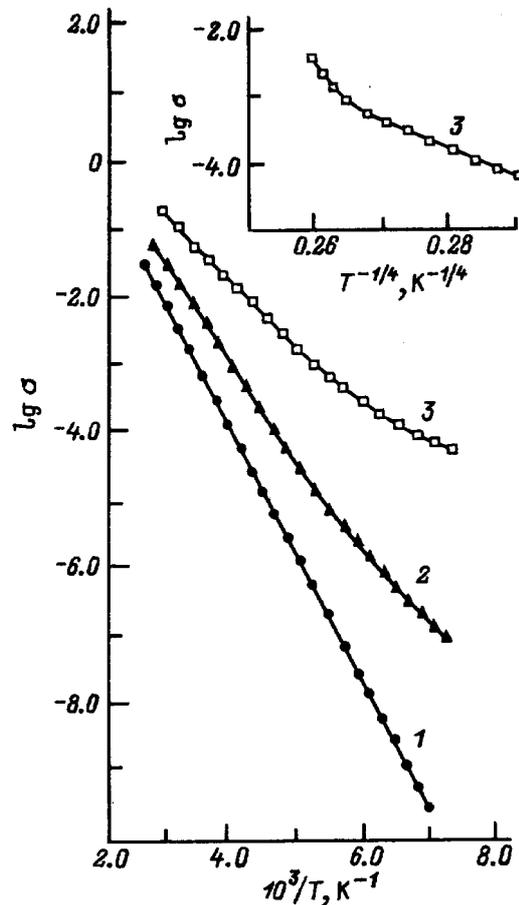


Рис. 1. Температурная зависимость электропроводимости пленок *a*-GeTe до и после воздействия γ -квантов. D, Гр: 1 — 0, 2 — 10^4 , 3 — 10^6 .

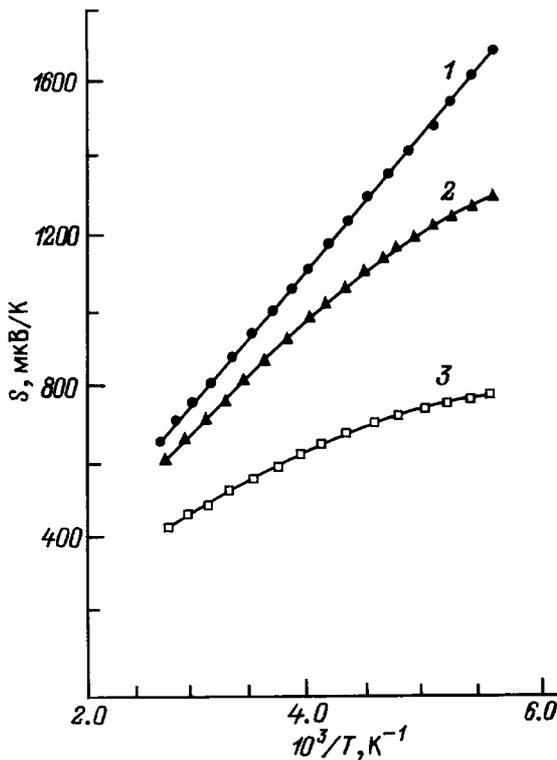


Рис. 2. Температурная зависимость термоэдс пленок a -GeTe до и после воздействия γ -квантов. 1–3 — то же, что и на рис. 1.

Значения термической энергии активации проводимости, определенные по наклону зависимостей $\lg \sigma = (10^3/T)$ и $S = f(10^3/T)$ совпадают между собой (см. таблицу). Параметр γ , определенный из данных измерений термоэдс, составляет $2.25 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{К}^1$, что дает $\exp \gamma/k = 14$. Тогда из соотношения (4) следует $\sigma_{\min} = 115 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Используя соотношение

$$\sigma_{\min} = 0.026e^2/a_E h, \tag{6}$$

где e — заряд электрона, a_E — параметр затухания волновой функции, h — постоянная Планка, определим значение $a_E = 4 \text{ \AA}$. Соотношение Мотта [11] для a_E имеет вид

$$a_E/a = [N_v(E_m)/N_v(E_v)], \tag{7}$$

где $N_v(E_v)$ — плотность состояний на уровне E_v , $N_v(E_m)$ — плотность состояний в середине валентной зоны, a — межатомное расстояние.

Принимая значение $N_v(E_m) = 10^{21} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ и $a = 2.5 \text{ \AA}$, получаем величину $N_v(E_v) = 2.4 \times 10^{20} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$.

При дозе облучения $D = 10^2 \text{ Гр}$ температурные зависимости σ и S не претерпевают изменений. При $D = 10^4 \text{ Гр}$ в области $T < 250 \text{ К}$ они отклоняются от линейного хода и не описываются уже единой энергией активации проводимости (рис. 1, 2). Как видно из рис. 1 (вставка), при облучении дозой $D = 10^6 \text{ Гр}$ в области низких температур наблюдается линейная зависимость

проводимости от температуры в моттовских координатах, при высших температурах она изменяется так же, как в образцах, облученных дозой $D = 10^4 \text{ Гр}$. Термоэдс пленок (рис. 2) существенно уменьшается, ее зависимость от температуры не описывается единой энергией активации проводимости в исследуемом температурном интервале.

Параметры, характеризующие электропроводность и термоэдс необлученных и облученных пленок a -GeTe, приведены в таблице.

Известно [2,11], что изменения в электропроводности стеклообразных и аморфных полупроводников после облучения радиацией могут быть связаны с процессом радиационно-индуцированного дефектообразования. Согласно моделям Мотта–Девиса [11], Кастнера и др. [12], в энергетической щели аморфного полупроводника вблизи уровня Ферми существует узкая полоса локализованных состояний. Происхождение этой полосы связывают с различными (собственными) дефектами вещества. Электропроводность аморфных слоев вследствие образования радиационных дефектных центров может изменяться только в том случае, когда их концентрация становится соизмеримой (или превышает) с существующими собственными дефектами вещества.

Анализ результатов показывает, что в образцах a -GeTe, облученных дозой 10^4 Гр , общая проводимость определяется двумя составляющими

$$\sigma = \sigma_v + \sigma_b, \tag{8}$$

где $\sigma_v = \sigma_{01} \exp[-(E_f - E_v)/kT]$ — проводимость по распространенным состояниям; $\sigma_b = \sigma_{02} \exp[-(E_f - E_b + W)/kT]$ — проводимость

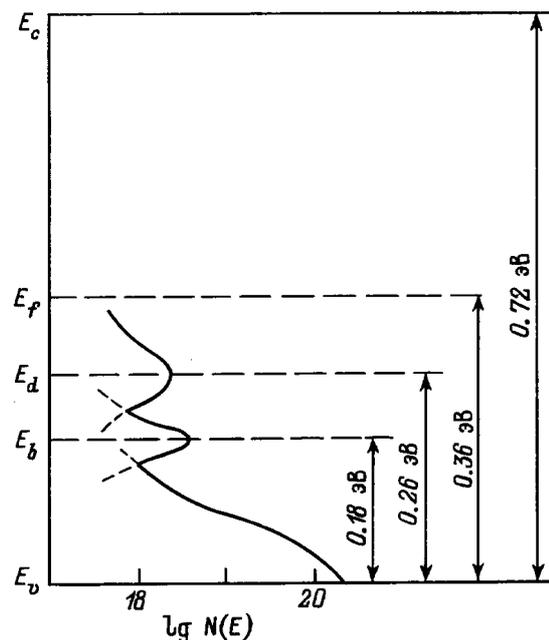


Рис. 3. Энергетическая диаграмма состояний ниже E_f γ -облученных пленок a -GeTe.

Значения предэкспоненциальных факторов (σ_{0i}), энергий термической активации проводимости (ΔE_σ и ΔE_s) для пленок α -GeTe, облученных γ -квантами

Доза облучения, Гр	$T > 250$ К			$T < 250$ К		
	$\sigma_{0i}, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\Delta E_\sigma, \text{эВ}$	$\Delta E_s, \text{эВ}$	$\sigma_{0i}, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\Delta E_\sigma, \text{эВ}$	$\Delta E_s, \text{эВ}$
$0-10^2$	1600	0.36	0.36	1600	0.36	0.36
10^4	800	0.32	0.30	5	0.22	0.18
10^6	200	0.20	0.15	—	—	—

на уровне E_b в хвосте локализованных состояний валентной зоны, W — поляронный член.

Термоэдс описывается как сумма двух составляющих, взятых с определенным весом по проводимостям,

$$S = (\sigma_v/\sigma)S_v + (\sigma_b/\sigma)S_b, \quad (9)$$

где

$$S_v = -k/e[-(E_f - E_v)/kT + A_v], \quad (10)$$

$$S_b = -k/e[-(E_f - E_b)/kT + A_b]. \quad (11)$$

Для образцов, облученных дозой 10^6 Гр в области низких температур, наблюдается прыжковый механизм проводимости по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми, а при высших температурах проводимость осуществляется переносом носителей на уровне E_b . Суммарную проводимость этих образцов можно представить в виде

$$\sigma_{\text{общ}} = \sigma_{02} \exp[-(E_f - E_b + W)/kT + \sigma_{03} \exp(B/T^{-1/4})]. \quad (12)$$

Используя выражения (11)

$$B = 1.66[a^3/k(N_f)], \quad (13)$$

$$R = 3^{1/4}[2\pi aN(E_f)kT]^{-1/4} \quad (14)$$

и принимая, как и в (9), значение параметра затухания волновой функции $a^{-1} = 0.8$ нм, находим, что рассчитанная плотность локализованных состояний на уровне Ферми (индуцированную радиацией) составила $N(E_f) = 2.6 \cdot 10^{18} \text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$, длина прыжка носителей $R = 90 \text{Å}$. Термоэдс также описывается аналогично (9)–(11).

Для пленок α -GeTe, облученных дозой 10^4 Гр, хорошее согласие расчетных (согласно принятым моделям) и экспериментальных сведений наблюдается при значении $E_f - E_b = 0.17$ эВ и $W = 0.04$ эВ. Это говорит о том, что при облучении α -GeTe дозой 10^4 Гр в хвосте валентной зоны появляется размытый уровень дефектов, определяющий прыжковый механизм переноса в области низких температур. С увеличением дозы облучения до 10^6 Гр в области низких температур происходит переход к прыжковому механизму переноса по уровню дефектов E_d , расположенному ниже уровня E_f на 0.1 эВ. При

высших температурах наблюдается прыжковый перенос по уровню дефектов E_b . Соответствующая энергетическая диаграмма локализованных уровней в энергетической щели пленок α -GeTe, индуцированных γ -радиацией, представлена нами на рис. 3 (ширина оптической щели взята из данных [7,10]).

Также отметим, что воздействие γ -облучения приводит к существенным изменениям в механизме темновой электропроводимости пленок α -GeTe независимо от способа их получения, эти изменения являются необратимыми, так как термоциклирование образцов в исследуемом интервале температур не приводит к существенным изменениям в характере поведения кинетических параметров облученных образцов. Мы предполагаем, что наблюдаемые изменения в механизме проводимости α -GeTe прежде всего обусловлены образованием радиационных дефектов, которые, согласно [12], обозначим как элементарные C_1^- (Te) и T_3^- (Ge), а также их комплексов типа T_3^- (Ge)– C_1^- (Te). С учетом данных [13] по относительным мольным энергиям химсвязей в системе Ge–Te вполне возможна зависимость степени деструкции определенных связей от поглощения энергии падающего излучения, что и формирует определенный энергетический спектр локализованных состояний в запрещенной щели конденсатов.

Список литературы

- [1] Меден А., Шо М. Физика и применение аморфных полупроводников. М.: Мир, 1991. 670 с.
- [2] Шварц К.К. Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках. Рига: Зинатне, 1986. 232 с.
- [3] Татаринова Л.И. Структура твердых аморфных и жидких веществ. М., 1983. 149 с.
- [4] Fowler T.G., Elliott S.R. // J. Non-Cryst. Solids. 1982. Vol. 53. P. 43–60.
- [5] Chopra K.L., Barthwal S.K., Pandya A.K. // Phys. Stat. Sol. (A). 1976. Vol. 35. N 2. P. 761–768.
- [6] Chopra K.L., Bahl S.K. // Thin Solid Films. 1972. Vol. 12. N 2. P. 211–215.
- [7] Tsu R., Howard W.E. // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 16. N 10. P. 380–382.
- [8] Scharnhorst K.P. // J. Non-Cryst. Solids. 1977. Vol. 23. P. 435–439.
- [9] Миколайчук А.Г., Дуцяк И.С., Френчко В.С. и др. // УФЖ. 1987. Т. 32. № 10. С. 1534–1539.

- [10] *Makarenko S.V., Dutsyak I.S., Mykolaychuk O.G., Pavlyshyn A.Z.* // Phys. Stat. Sol. (A). 1994. Vol. 143. P. 353–359.
- [11] *Mott H., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. Т. 1–2. 658 с.
- [12] *Kastner M., Adler D., Frizshe H.* // Phys. Rev. Lett. 1976. N 22. P. 1504–1507.
- [13] *Фельц А.* Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела. М.: Мир, 1986. 556 с.