

10^{-17} см² [9]. Сечение упругого электронного рассеяния составляет примерно 10^{-13} см² в максимуме ³P-резонанса и равно приблизительно 10^{-15} см² вне резонанса [1]. Предположим, что плотность потока фотонов $W=10^{15}$ см⁻². с⁻¹, что достижимо для источников синхротронного излучения, и для простоты будем считать, что импульс поглощенного фотона полностью передан выбитому фотоэлектрону, т. е. $h\nu = p_{\text{ср}}$. Воспользовавшись теперь формулой (3), получим, что $j \approx -10^{-10}$ А. см⁻² в точке максимума ³P-резонанса и $j \approx -10^{-8}$ А. см⁻² вне резонанса. Это значит, что ТУ вполне измерим экспериментально. Его величина, однако, может быть на несколько порядков увеличена, если использовать более мощные источники излучения. В частности, лазерные источники излучения могут быть с успехом применены в этих целях [8].

Список литературы

- [1] *Burke P. G., Berrington K. A., Le Dournef M., Lan V. K.* // J. Phys. 1974. Vol. B7. P. L531—L535.
- [2] *Thomas L. D., Nesbet R. K.* // Phys. Rev. 1975. Vol. A12. P. 2369—2377.
- [3] *Miller T. M., Aubrey B. B., Eisner P. N., Bederson B.* // Bull. Am. Phys. Soc. 1970. Vol. 15. P. 416.
- [4] *Henry R., Burke P. G., Sinfailam A. L.* // Phys. Rev. 1969. Vol. 178. P. 218—225.
- [5] *Амусья М. Я., Балтенков А. С., Гринберг А. А., Шануро С. Г.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 2 (8). С. 547—554.
- [6] *Амусья М. Я., Долматов В. К.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. Вып. 11. С. 1664—1670.
- [7] *Амусья М. Я., Долматов В. К., Пьянов В. К.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 8—15.
- [8] *Агре М. Я., Овсянников В. Д., Рапопорт Л. П.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. Вып. 6 (12). С. 2027—2034.
- [9] *Yeh J. J., Lindau I.* // Atom. Data. a. Nucl. Data Tabl. 1985. Vol. 32. P. 1—155.

Физико-технический институт
им. С. В. Стародубцева АН УзССР
Ташкент

Поступило в Редакцию
28 июня 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

РАДИАЦИОННО-НАВЕДЕННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДВУОКСИ КРЕМНИЯ

В. Т. Громов, В. П. Шукайло

Данные в литературе о радиационно-наведенной электропроводности (РНЭ) двуокиси кремния имеют ограниченный характер и относятся преимущественно к аморфной форме.

В настоящей работе представлены результаты по наведенной электропроводности кристаллического кварца, а также других структурных форм двуокиси кремния. Измерения проведены на импульсном реакторе на быстрых нейтронах с длительностью импульса излучения около 2 мс, мощностью гамма-излучения $\sim 10^6$ Гр/с (Si) и спектром нейтронов, близким к делительному.

Исследовали образцы кристаллического кварца (X-срезы) (ТУ41-01-288.77), кварцита и аморфного кварца (стекло КВ). Кроме того, использовали образцы кристаллического кварца, облученные флюенсом быстрых нейтронов $\sim 5 \cdot 10^{21}$ нейтронов/м² и образцы пиролитического окисла КМОП технологии.

Образцы представляли собой диски с термически напыленными алюминиевыми электродами. Толщина дисков составляла для кристаллического кварца 0.2—0.01 см; кварцита, аморфного и облученного кварца 0.2—0.1 см. Образец пиролитического окисла — тестовый конденсатор интегральной схемы. Толщина окисла 0.4 мкм.

Измерение ионизационных токов утечки проводили стандартными методами [1]. Максимальная погрешность измерения токов не превышала 10 % для осциллографической регистрации и 5 % для цифровой. Погрешность измерения абсолютных значений мощности гамма-дозы составляла 30 %, относительных — 15 %. Температуру образцов контролировали с точностью $\pm 3^\circ$.

Анализ данных показал, что РНЭ двуокиси кремния определяется в основном воздействием гамма-квантов: вклад нейтронов в ионизацию не превышал 10 % и учитывался при обработке результатов измерений. Изменение радиационной чувствительности под действием нейтронов было незначительным.

Для кристаллического кварца полевая зависимость РНЭ нелинейна при $T=290$ К (рис. 1) и слабо зависит от температуры при 77 К. Ход температурной зависимости имеет минимум при комнатной температуре, который сглаживается с увеличением напряженности электрического поля (рис. 2).

Аналогичную температурную зависимость имеет кварцит, хотя абсолютное значение коэффициента радиационной чувствительности K ($K = \sigma_0/P$) для него примерно в два раза ниже, чем для кристаллического кварца (X -срезу) (Рис. 3).

Характеристики аморфного кварца (стекло КВ) существенно отличаются от кристаллического. Во-первых, чувствительность стекла на порядок ниже кристалла, а во-вторых, РНЭ монотонно убывает с уменьшением температуры (рис. 3). Однако полевая зависимость РНЭ сохраняет нелинейный характер.

Чувствительность и температурная зависимость кристаллического кварца, облученного флюенсом нейтронов, аналогичны характеристикам стекла КВ (рис. 3).

Вольт-амперная характеристика пиролитического конденсатора нелинейна (рис. 1). В отличие от кристаллического кварца эта нелинейность проявляется в полях 10^8 В/м. Чувствительность пиролитического окисла в полях 10^8 В/м много меньше чувствительности кристаллического кварца (рис. 1).

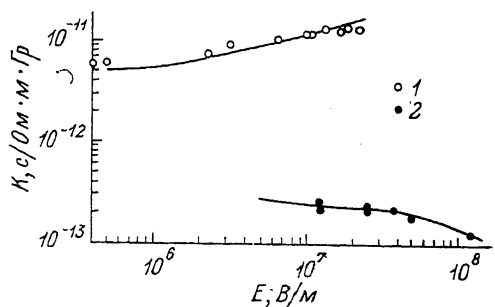


Рис. 1. Полевая зависимость РНЭ.

1 — кристаллический кварц, 0.046 см; 2 — пиролитический окисел, 0.4 мм; сплошная линия — расчет.

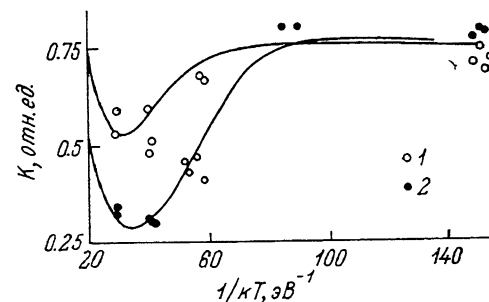


Рис. 2. Температурная зависимость РНЭ кристаллического кварца $d=0.05$ см.

E , В/м: 1 — 10^6 , 2 — $0.8 \cdot 10^7$; сплошная линия — расчет.

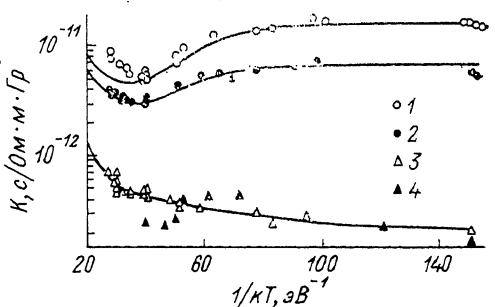


Рис. 3. Температурная зависимость РНЭ.

1 — кварц кристаллический, $0.66 \cdot 10^6$ В/м; 2 — кварцит, 10^6 В/м; 3 — стекло КВ, 10^6 В/м; 4 — кварц кристаллический облученный, 10^6 В/м; сплошная линия — расчет.

Стимулированную излучением электропроводность в определенных условиях можно условно разбить на два процесса: генерация свободных носителей заряда и их движение (перенос заряда). В частности, в квазистационарном приближении и в приближении однократного захвата носителей (в дальнейшем для краткости электронов) на ловушки РНЭ можно представить формулой Гехта

$$\sigma_j = eg\mu\tau \left\{ 1 - \frac{\mu\tau E}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\mu\tau E}\right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; μ , τ , g — подвижность, время жизни и скорость генерации свободных электронов; d — толщина образца; E — напряженность электрического поля.

В настоящее время в литературе имеются данные относительно физики этих отдельных процессов РНЭ. В частности, Хьюз, Тейлор, Куртис и др. [2-5] пришли к выводу, что поле-

вая зависимость РНЭ кварца обусловлена генерацией свободных электронов, определяемой термополевой диссоциацией генерированных излучением ионно-электронных пар по механизму Онзагера. При этом вероятность диссоциации Ω может быть определена по формуле Хюнга [6]

$$\Omega = \exp \left[\frac{r_c}{r} \frac{\exp \left(-2\beta_0 E \frac{r}{r_c} \right) - 1}{2\beta_0 E \frac{r}{r_c}} \right], \quad (2)$$

где $r_c = e^2 / (4\pi\epsilon_0 kT)$ — радиус Онзагера, $\beta_0 = (er_c) / (2 kT)$ — постоянная Онзагера, r — радиус термализации горячего электрона, обозначение остальных констант стандартное.

В дальнейшем для объяснения роста РНЭ термически выращенного оксида с понижением температуры, что противоречит механизму Онзагера, Тейлор ввел температурную зависимость радиуса термализации.

Параметры РНЭ двуокиси кремния

Структурная форма двуокиси кремния	α	r_{01} , нм	r_{02} , нм	γ_1
Кристаллический кварц	0.15	2.0	10.0	0.86
Кварцит	0.14	1.9	13.0	0.94
Стекло КВ	0	1.5	15.0	0.993
Облученный кварц	0	1.5	15.5	0.994
Пиролитический оксид	0.15	2.6	6.0	0.78

В свою очередь Хьюз, интерпретируя свои результаты, полученные для «толстых» образцов аморфного кварца ($d \approx 100$ мкм), и данные по термически выращенным оксидам, допустил существование двух радиусов термализации [8]. Кроме того, из работ Тейлора следовало, что энергия образования ионно-электронной пары W составляет около 20 эВ, а $\mu\tau > 1.2 \cdot 10^{-13}$ м²/В.

При анализе результатов эксперимента мы использовали эти данные, в первую очередь предположение о полевой независимости $\mu\tau$. В рамках этого предположения, исходя из формулы (1), мы провели относительные измерения (для повышения точности эксперимента) РНЭ двух разнотолщинных образцов ($d_1 = 500$ мкм и $d_2 = 100$ мкм) кристаллического кварца при одинаковой напряженности поля и мощности дозы излучения и получили оценку $\mu\tau \approx 10^{-12}$ м²/В.

Это значение согласуется с оценкой Тейлора и в дальнейшем использовалось в расчетах. Что касается температурной зависимости радиусов термализации, то, исходя из механизмов потерь энергии вторичных электронов (энергия меньше потенциала ионизации) [7-12], предположили, что удаление заряда в паре на меньший радиус r_1 — температурно-независимый процесс, удаление на больший радиус r_2 состоит из двух частей: не зависящей от температуры и температурно-зависимой, определяемой рассеиванием на продольных оптических фононах,

$$\begin{aligned} r_1 &= r_{01} = \text{const}, \\ r_2 &= r_{02} \frac{1 + \alpha \left[\exp \left(\frac{\theta}{T} \right) - 1 \right]}{1 + \alpha \left[\exp \left(\frac{\theta}{200} \right) - 1 \right]}, \end{aligned} \quad (3)$$

где θ — температура Дебая.

Кроме того, опираясь на данные работы [11] по температурной зависимости коэффициента выхода вторичных электронов из аморфного и кристаллического кварца, предположили, что α есть структурно-зависимый коэффициент и для аморфного кварца он равен нулю.

Таким образом,

$$g = g_0 [\gamma_1 \Omega(r_1) + \gamma_2 \Omega_2(r_2)], \quad (4)$$

где $g_0 = (\rho P) / W$ — скорость генерации электрон-ионных пар, P — мощность дозы (Гр/с), ρ — плотность кварца (кг/м³), W — энергия образования пары (Дж), γ_1 — весовая функция распределения электронов по радиусам термализации, $\gamma_1 + \gamma_2 = 1$.

Как следует из рис. 1—3, при определенной вариации параметров α , r_{01} , r_{02} , γ_1 (см. таблицу) удается удовлетворительно описать экспериментальные результаты для различных структурных форм кварца.

При этом следует подчеркнуть, что без дополнительной подгонки во всех случаях получены реальные соотношения между чувствительностью к облучению различных структурных форм двуокиси кремния.

Результаты Тейлора и Хьюза также не противоречат данной модели.

Сопоставляя данные Хьюза, Тейлора и настоящей работы, можно высказать предположение о преимущественном вкладе дефектов в формирование РНЭ, в то время как роль дальнего порядка, видимо, более ограничена. Так, Хьюз отмечал высокую подвижность электронов и рост РНЭ с понижением температуры у беспримесного аморфного SiO_2 (Suprasil II) и, наоборот, меньшую подвижность и слабую температурную зависимость у дефектного кристаллического кварца [13]. В нашем случае, наоборот, рост РНЭ с понижением температуры и большая чувствительность характерны для кристаллического кварца, т. е. дефектность стекла КВ, вероятно, существенно выше, чем кристаллического кварца. При облучении кристаллического кварца быстрыми нейтронами ($\Phi_n \approx 5 \cdot 10^{21}$ нейтронов/м²) характеристики последнего приближаются к характеристикам стекла. Здесь также просматривается роль дефектов, введенных нейтронным облучением, так как исчезновение дальнего порядка и аморфизация образца, судя по оптическим спектрам поглощения, наступает при флюенсе нейтронов $3 \cdot 10^{23}$ нейтрона/м² [14].

Таким образом, изучение РНЭ диэлектриков с $\epsilon < 5$, в частности двуокиси кремния, может оказаться полезным не только с прикладной точки зрения, но и для изучения процессов термализации и переноса горячих электронов, влияния на них дефектов и структуры материала.

Список литературы

- [1] Тютнев А. П. // Радиационное электроматериаловедение. Новосибирск: Атомиздат, 1979. С. 198—206.
- [2] Hughes R. C. // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. N 26. P. 1333—1336.
- [3] Taylor D. M., Al-Jassar A. A. // J. Phys. D. 1981. Vol. 14. P. 1531—1544.
- [4] Srour J. R., Curtis O. L., Jr., Chin K. Y. // IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. NS-21. P. 73—80.
- [5] Taylor D. M., Al-Jassar A. A. // J. Phys. D. 1989. Vol. 17. P. 819—825.
- [6] Hong K. M., Noolandi J. // J. Chem. Phys. 1978. Vol. 69. N 11. P. 5026—5039.
- [7] Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолуминесценции кристаллофосфоров. М.: Наука, 1986. 324 с.
- [8] Алукер Э. Д., Лусис Ю. Ю., Чернов С. А. Электронные возбуждения и радиолуминесценция щелочно-галлоидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. 252 с.
- [9] Ванников А. В., Матвеев В. К., Сичкарь В. П., Тютнев А. П. Радиационные эффекты в полимерах. Электрические свойства. М.: Наука, 1982. 972 с.
- [10] Аусмезс А. Х., Прукулмань Я. Я., М. А. Эланго // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 12. С. 3692—3693.
- [11] Волков А. С., Леонов Н. Б., Мурашов С. В., Тютников А. М. // Физика и химия стекла. 1989. Т. 15. № 3. С. 258—260.
- [12] Мотт Н., Герни Р. Электронные процессы в ионных кристаллах. М.: ИЛ, 1950.
- [13] Hughes R. C. // Phys. Rev. B. 1979. Vol. 19. N 10. P. 5318—5328.
- [14] Осипова Л. П. // ВАНТ. 1982. № 4/23. С. 84—83.

Поступило в Редакцию
30 мая 1990 г.

В окончательной редакции
10 октября 1990 г.

ВЛИЯНИЕ УДАРНОЙ СЖИМАЕМОСТИ НА ПРОЦЕСС ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА С ПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

Н. А. Златин, А. А. Кожушко, В. П. Майборода

Для описания процесса высокоскоростного взаимодействия твердых тел широкое распространение получила гидродинамическая теория [1]. В рамках этой теории соударение твердых тел моделируется соударением двух струй несжимаемой жидкости различного сечения (струя большего сечения — «преграда», меньшего — «ударник») и процесс внедрения