

05;07;12

РЕНТГЕНОВСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИКОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

© В.Д.Куликов

Томский политехнический университет,
634004 Томск, Россия
(Поступило в Редакцию 5 июня 1995 г.)

Исследовалась наведенная радиационная проводимость в ряде оксидных материалов при возбуждении импульсным рентгеновским излучением в электрических полях до 10^5 В/см. Установлена зависимость тока проводимости в образце от напряженности электрического поля, которая при полях $\sim 7 \cdot 10^4$ В/см меняет свой характер, переходя из нелинейной в линейную форму. Предполагается, что рост тока с увеличением напряженности поля и выход вольт-амперных характеристик на линейный участок обусловлен действием эффекта Онзагера, т.е. увеличением выхода свободных носителей за счет снижения вероятности парной рекомбинации.

Введение

Наведенная радиационная проводимость (РП) дает представление о таких важных параметрах взаимодействия излучения с веществом, как генерация, рассеяние и рекомбинация носителей, является основным критерием при оценке изоляционных свойств неметаллических материалов в полях ионизирующего излучения. В последнее время большое внимание уделяется исследованию импульсной РП, наводимой наносекундными электронными пучками в полимерах [1], щелочно-галлоидных кристаллах (ШГК) [2].

В данной работе представлены результаты исследования РП в оксидной группе: кристаллическом SiO_2 АТ-среза, стекле К-208 промышленного каталога, поликристаллическом Al_2O_3 , а также ШГК КС1 под действием импульсного рентгеновского излучения. Некоторые преимущества рентгеновского способа возбуждения по сравнению с использованием пучков заряженных частиц позволяют повысить чувствительность методики измерения РП. В частности, отсутствует зарядка образца при облучении, что позволяет обходиться без корректирования вольт-амперных характеристик (ВАХ) на погрешности, вносимые внутренними электрическими полями. При рентгеновском облучении распределение поглощенной энергии радиации в объеме диэлектрика близко к равномерному для достаточно большого интервала поперечных сечений образцов. В практическом плане это снижает

затраты на изготовление очень тонких пластин, так как при использовании электронных и ионных пучков необходимо, чтобы толщина пластины была значительно меньше пробега частиц в материале.

Методика эксперимента

Схема измерений ВАХ приведена на рис. 1, а. Генерация потока тормозного рентгеновского излучения осуществлялась при облучении Al мишени высокопоточным электронным пучком с параметрами: максимальная энергия электронов ~ 0.3 МэВ, длительность импульса по основанию ~ 40 нс, на полувысоте ~ 20 нс, плотность тока ~ 400 А/см². Измерения проводились в атмосфере при комнатной температуре. Размеры образцов составляли $\sim 15 \times 15$ мм, толщина l для SiO₂ и стекла ~ 280 мкм, для KCl ~ 450 мкм, для Al₂O₃ ~ 500 мкм. На пластинки с двух сторон напылялись платиновые электроды диаметром ~ 10 мм. К электродам прикладывалось внешнее напряжение V прямоугольной формы длительностью 10 мкс. Рентгеновское излучение, подаваемое после прохождения переходных процессов от переднего фронта импульса напряжения, генерировало в диэлектрике носители и в электрической цепи протекал ток. Сигнал с измерительного сопротивления $R_1 = 50$ Ом поступал на вход запоминающего осциллографа С 8-12 (рис. 1, а).

Из-за малой длительности рентгеновского импульса связь тока проводимости в диэлектрике $i_0(t)$ с током $i_1(t)$ через сопротивление R_1 необходимо определять с учетом переходных процессов в электрической цепи.

В одномерном представлении задачи (рис. 1, а) начальное условие учитывает факт, что до момента включения рентгеновского импульса на металлических электродах находится поверхностный заряд Q_s

$$t = 0: \quad \sigma(t) = 0, \quad i_1(t) = 0, \quad \text{при } x = 0.1 \quad Q(t) = Q_s = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{V}{l}, \quad (1)$$

где $\sigma(t)$ — наведенная РП в диэлектрике; x — координата; t — время; Q — заряд на металлических обкладках; $\varepsilon, \varepsilon_0$ — относительная и абсолютная диэлектрические проницаемости.

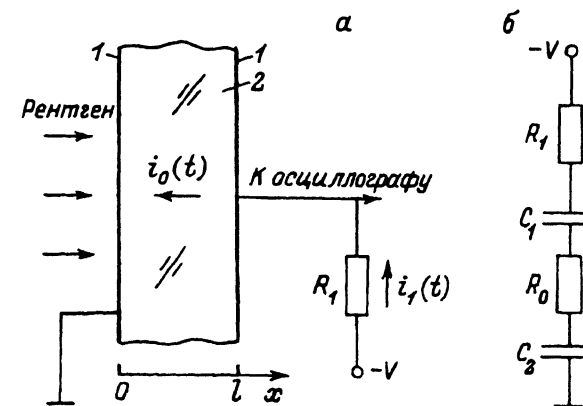


Рис. 1. Схема эксперимента (1 — электроды, 2 — диэлектрик) (а) и эквивалентная схема диэлектрика с непроводящими контактами (б).

На рис. 1, а соотношения для напряжения (2) и тока (3) имеют вид

$$\int_0^1 E(t) dx + i_1(t) R_1 = V, \quad (2)$$

$$i_1(t) = \sigma(t) E(t) + \frac{\partial Q(t)}{\partial t}, \quad (3)$$

где $E(t)$ — напряженность электрического поля в диэлектрике, $i_0(t) = \sigma(t)E(t)$ — ток проводимости в диэлектрике.

Подставляя (3) в (2) найдем уравнение для $E(t)$. Общее решение для $E(t)$ имеет вид

$$E(t) = \frac{V}{R_1 \varepsilon \varepsilon_0} \left[\int_0^t \exp\left(\int_0^{t'} \frac{dt''}{\tau_1}\right) dt' \right] \exp\left(-\int_0^t \frac{dt'}{\tau_1}\right), \quad (4)$$

где $\tau_1 = (l/R_1 \varepsilon \varepsilon_0 + \sigma(t)/\varepsilon \varepsilon_0)^{-1}$ — постоянная времени цепи.

Соотношение между омическим током через диэлектрик $i_0(t)$ и током $i_1(t)$ через сопротивление R_1 можно найти используя (3), (4) с начальным условием (1) для Q_s . В первом приближении, полагая, что переднюю часть импульса рентгеновского излучения можно представить в виде ступенчатой функции ($\sigma(t) = \text{const}$) и пренебрегая малыми членами уравнения, найдем

$$i_1(t) = \frac{V}{R_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{R_0 C_0}\right) \right], \quad (5)$$

где $R_0 = \sigma l/S$, $C_0 = \varepsilon \varepsilon_0 S/l$, S — площадь электродов, $i_0 = V/R_0$.

Как видно из уравнения (5), стационарный режим протекания тока в схеме (рис. 1, а) наступает при $t \gg \tau_1$ и определяется сопротивлением R_0 и емкостью C_0 междэлектродного объема диэлектрика.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Для построения вольт-амперных характеристик измерялись осциллограммы тока проводимости $i_1(t)$ при различных напряжениях V . В пределах временного разрешения осциллографа С8-12 форма импульсов $i_1(t)$ близка к форме импульса тока пучка ускорителя. ВАХ для КС1, кристаллического кварца, стекла К208, поликристаллического Al_2O_3 приведены на рис. 2. Точками на кривых отложены плотности тока I , полученные по максимальным значениям сигнала тока $i_1(t)$ при различных напряженностях электрического поля в образце. Для КС1, кристаллического SiO_2 сплошными кривыми показаны зависимости $i_0/S \sim f(E)$, пересчитанные по (5). Уравнение (5) решалось методом итераций относительно R_0 к моменту времени $t = 15$ нс. Результаты расчетов R_0 приведены также на рис. 3.

Как видно из рис. 2, в диапазоне изменения напряженности поля $10^4 - 10^5$ В/см на вольт-амперных характеристиках можно выделить

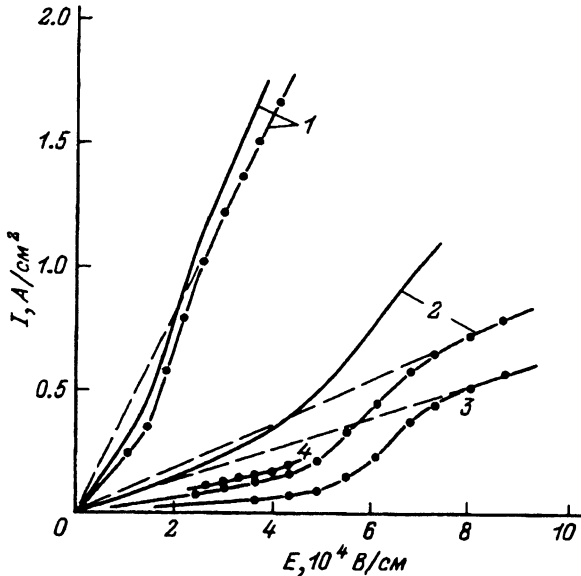


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики материалов.

1 — KCl, 2 — кристаллический SiO_2 , 3 — стекло K208, 4 — поликристаллический Al_2O_3 ; точки — плотности тока, полученные по максимальным значениям импульсов тока $i_1(t)$; сплошные линии — плотности тока, пересчитанные по формуле (5).

три участка. На первом, в области малых E , ВАХ близки к линейным, на втором наблюдается сверхлинейный рост тока с увеличением напряженности поля и на третьем, при больших E , ВАХ выходят на линейный участок. Причем экстраполяция линейного участка ВАХ в область малых E (показанная на рис. 2 штриховой линией) проходит через начало координат. Для приведенных материалов наибольшее отклонение от линейной зависимости наблюдается для стекла, кварца и меньше для KCl.

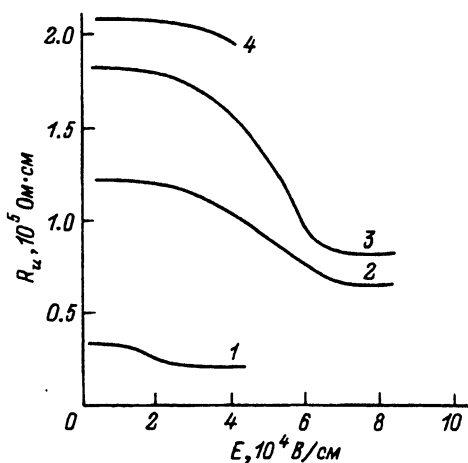


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления R_u от напряженности электрического поля в материалах. 1 — KCl, 2 — кристаллический SiO_2 , 3 — стекло K208, 4 — поликристаллический Al_2O_3 .

На рис. 3 представлены зависимости удельного радиационного сопротивления R_u от напряженности электрического поля в образцах KCl, SiO₂, стекле K208, поликристаллическом Al₂O₃. Как видно из рис. 3, в области малых E наибольшим удельным сопротивлением обладает поликристаллический Al₂O₃ ($\sim 2.1 \cdot 10^5$ Ом·см), стекло K208 ($\sim 1.8 \cdot 10^5$ Ом·см), SiO₂ ($\sim 1.2 \cdot 10^5$ Ом·см) и наименьшим KCl ($\sim 0.32 \cdot 10^5$ Ом·см). Удельное сопротивление стекла и кварца отличаются в 1.5 раз. Наибольший интерес представляет факт уменьшения сопротивления с увеличением напряженности электрического поля. Для количественной оценки явления воспользуемся обозначениями: E_m — максимальная напряженность поля, при которой сопротивление принимает постоянное значение: $K = R_u(E=0)/R_u(E=E_m)$ — коэффициент изменения сопротивления в электрическом поле. Находим, что для стекла K208 $E_m = 7.5 \cdot 10^4$ В/см, $K = 2.2$; для кварца кристаллического $E_m = 7.5 \cdot 10^4$ В/см, $K = 1.8$; для ШГК KCl $E_m = 3.3 \cdot 10^4$ В/см, $K = 1.5$.

Для выяснения причин отклонения ВАХ от закона Ома можно привлечь ряд факторов. Можно предположить, что в области небольших E нелинейность ВАХ обусловлена неомичностью контактов. В этом случае носители из объема диэлектрика будут двигаться к границе раздела металл-диэлектрик, создавая двойной электрический слой, до полного экранирования поля в диэлектрике и прекращения тока в цепи. С повышением напряженности поля возможны образование каналов пробоя в области контактов и нарастание тока.

В общем случае, считая оба контакта полностью не проводящими, оценим длительность времени, необходимого для экранирования поля в диэлектрике. Представим диэлектрик с электродами в виде эквивалентной схемы [3], состоящей из последовательно соединенных конденсаторов и сопротивления (рис. 1, б), где C_1, C_2 — эффективные емкости, одной из обкладок которых является металлический электрод; R_0 — сопротивление облученного диэлектрика. Для цепи, показанной на рис. 1, б, соотношения для тока i (6) и напряжения (7) имеют вид

$$i = \frac{\partial Q_1}{\partial t}, \quad (6)$$

$$iR_1 + \frac{Q_1}{C_1} + iR_0 + \frac{Q_2}{C_2} = V. \quad (7)$$

Полагая $C_1 = C_2, Q_1 = Q_2$ и $\sigma(t) = \text{const}$, найдем решение для тока i в виде

$$i = \frac{V}{R_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right], \quad (8)$$

где $\tau_2 = C_1(R_1 + R_0)/2$.

Считая, что толщина конденсатора $C_1 l_1$ определяется Дебаевской длиной экранирования в диэлектрике, находим для ШГК типа KCl, NaCl [2] $l_1 \sim 1-10$ мкм, $\tau_2 \sim 10^{-6}-10^{-7}$ с. В этом случае уменьшение тока в диэлектрике за счет экранирования поля скажется на временах $t > 10^{-7}-10^{-6}$ с. Кроме того, уже при напряжениях $V \sim 10^4$ В на границе металл-диэлектрик напряженность электрического поля достигает

значений $\sim 10^7$ В/см, что достаточно для образования каналов пробоя и снижения сопротивления контактов.

К другим факторам, определяющим ход ВАХ и удельного сопротивления (рис. 2,3), можно отнести влияние электрического поля на подвижность и концентрацию зонных носителей. Существенное действие электрического поля на подвижность носителей можно ожидать при значениях напряженности поля, при которых дрейфовая скорость v_D окажется сравнимой с тепловой скоростью v_T [4]. Для ШГК тепловая скорость электронов составляет $\sim 5 \cdot 10^7$ см/с, значение подвижности $\sim 1-10$ см²/В · с [2]. В электрическом поле $E \sim 10^5$ В/см получаем $v_D \sim 10^6$ см/с, что значительно меньше, чем v_T . Также следует отметить, что эффект уменьшения подвижности в электрическом поле должен приводить к насыщению ВАХ, что не наблюдается в эксперименте (рис. 2).

Для объяснения нелинейности ВАХ наиболее перспективным является привлечение эффекта Онзагера, суть которого заключается в увеличении выхода свободных носителей за счет снижения в электрическом поле вероятности рекомбинации генетически связанных пар [5-7]. По данным расчета [6] число таких пар (у которых начальная кинетическая энергия относительного движения электронов и дырок не превышает 1-2 эВ) составляет в ШГК 20-30% от общего числа генерированных радиацией носителей. По экспериментальным данным [7] в монокристаллическом α -Al₂O₃ при приложении поля с $E \sim 4 \cdot 10^5$ В/см происходит увеличение выхода пар свободных носителей при рентгеновском облучении в ~ 2.2 раза. Приведенные данные по увеличению концентрации свободных носителей [6-7] удовлетворительно согласуются со значениями, полученными нами.

Таким образом, при рентгеновском возбуждении в кристаллическом кварце, стекле К208, поликристаллическом Al₂O₃, ШГК КСl в электрических полях до 10^5 В/см наблюдается переход от нелинейной к линейной форме зависимости тока проводимости от напряженности электрического поля. Наличие линейного участка на вольт-амперных характеристиках при больших E позволяет интерпретировать ВАХ в рамках эффекта Онзагера и оценить выход свободных носителей на этапе их генерации.

Автор выражает признательность Ю.В. Лисюку, В.Ю. Яковлеву за полезное обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Тютнев А.П., Абрамов В.Н., Дубенков П.И. и др. // Д. АН СССР. 1986. Т. 289. № 6. С. 1477-1441.
- [2] Высокоэнергетическая электроника твердого тела / Под ред. Д.И. Вайсбурда. Новосибирск: Наука, 1982. 225 с.
- [3] Куликов В.Д., Лисюк Ю.В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 7. С. 74-86.
- [4] Шалимова К.В. Физика полупроводников. М.: Энергия, 1976. 415 с.
- [5] Алукер Э.Д., Лусис Д.Ю., Чернов С.А. Электронные возбуждения и радиолуминесценция щелочно-галлоидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. 252 с.
- [6] Эланго М.А. Элементарные неупругие радиационные процессы. М.: Наука, 1988. 145 с.
- [7] Портнягин А.С., Мильман И.П., Кортов В.С. // ФТТ. 1991. Т. 33. Вып. 8. С. 2258-2262.