

Прыжковая проводимость в поликристаллических фотопроводящих слоях Pb_3O_4

© В.Т. Аванесян[¶], С.А. Потачев, Е.П. Баранова

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена
191186 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 16 апреля 2009 г. Принята к печати 27 апреля 2009 г.)

В поликристаллических слоях Pb_3O_4 изучена проводимость на переменном токе в интервале частот $f = 10^2 - 10^5$ Гц и диапазоне температур 293–370 К в темновом и световом режимах измерения. Обсуждаются особенности процесса переноса заряда. Анализ экспериментальных данных в рамках теории Мотта показывает, что проводимость отвечает прыжковому механизму и имеет место электроперенос в запрещенной зоне вблизи уровня Ферми. Для различных значений температуры определены микропараметры, определяющие процесс проводимости, такие как плотность локальных состояний и средняя длина прыжка носителей заряда.

PACS: 72.20.Ee, 71.23.An

1. Введение

В последние годы интенсивно исследуются процессы переноса заряда в широкозонных полупроводниках с малой подвижностью носителей заряда (НЗ), что обусловлено перспективностью использования высокоомных материалов для изготовления элементов твердотельной электроники и оптоэлектроники.

Среди компонентов окисно-свинцового ряда ионно-ковалентный полупроводник — свинцовый сурик Pb_3O_4 отличается высоким удельным сопротивлением при комнатной температуре ($\rho \approx 10^{12} - 10^{14}$ Ом·см) и большой шириной запрещенной зоны $E_g = 2.14$ эВ [1]. Методами термостимулированных токов и термоэдс было показано [2], что данное металлоксидное соединение характеризуется широким спектром локальных уровней в запрещенной зоне, что приближает его по энергетической структуре к аморфным материалам с сильно деформированными и даже разорванными химическими связями, склонными к проявлению акцепторных свойств. Наличие дефектных центров высокой концентрации в свою очередь может обуславливать заметную проводимость по локализованным состояниям в запрещенной зоне.

Несмотря на то что свинцовый сурик благодаря своим уникальным свойствам находит применение при создании носителей оптической информации, элементов фотонных технологий и радиоэлектроники [2], механизмы электропроводности в этом высокоомном полупроводнике детально не исследованы. Это объясняется тем, что Pb_3O_4 является сложным объектом для изучения, так как обладает естественно-неупорядоченной поликристаллической структурой, содержащей, как правило, большое количество дефектов.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований электропроводности фотопроводящих слоев Pb_3O_4 в переменном электрическом поле.

2. Экспериментальные результаты

Исследования проводились на слоях свинцового сурика со связующим — кремнийорганическим лаком, сформированных на стеклянных подложках с проводящим прозрачным слоем SnO_2 . Полученные слои имели толщину порядка 50 мкм и площадь ~ 1 см². В качестве верхнего электрода использовались прижимные электроды из станиоловой фольги.

Определение фотоэлектрических параметров слоев Pb_3O_4 осуществлялось в слабом переменном поле в интервале частот $f = 2 \cdot 10^2 - 10^5$ Гц и диапазоне температур $T = 293 - 370$ К с использованием измерителя иммитанса Е7-20. Температурные измерения выполнялись в режиме линейного нагрева со скоростью 0.8 К/мин при точности измерения ± 0.5 К.

Освещение белым светом проводилось через пленку SnO_2 в продольном режиме, интенсивность освещения составляла 25 мВт/см².

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены частотные зависимости проводимости $\sigma(f)$ слоя Pb_3O_4 , рассчитанной по измеренным значениям емкости C и тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$ при использовании соотношения $\sigma = \omega C \text{tg } \delta$, где $\omega = 2\pi f$. Как показывает анализ полученных результатов, во всей области частот измерения приведенные данные удовлетворяют соотношению

$$\sigma = Af^s, \quad (1)$$

где A — постоянный коэффициент, характеризующий свойства полупроводникового слоя Pb_3O_4 . Световое возбуждение образцов Pb_3O_4 (рис. 1, кривая 2) приводит к проявлению эффекта фотопроводимости и не оказывает заметного влияния на характер частотной дисперсии.

Движение НЗ в переменном поле ограничено потенциальными барьерами на межзеренных границах и

[¶] E-mail: avanesyan@mail.ru

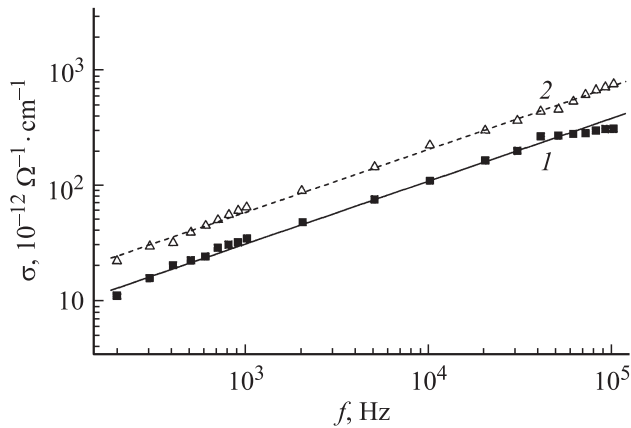


Рис. 1. Частотные зависимости проводимости слоя Pb_3O_4 в темновом (1) и световом (2) режимах измерения. Температура измерения $T = 295$ К.

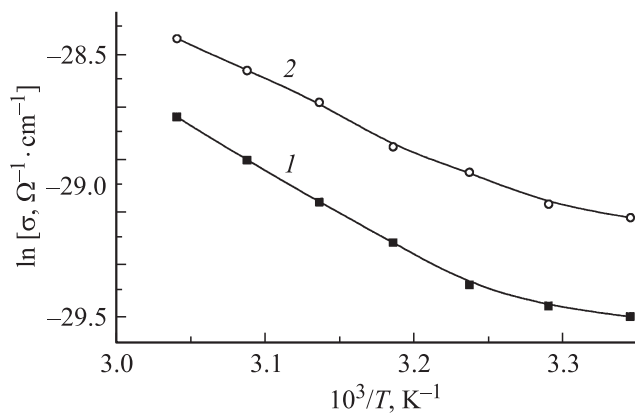


Рис. 2. Температурные зависимости проводимости в слое Pb_3O_4 в темновом (1) и световом (2) режимах измерения при $f = 10^3$ Гц.

наличием собственных дефектов непосредственно в кристаллитах. С повышением частоты электрического поля затрудняется переход заряженных частиц в новое положение равновесия, что приводит к увеличению вклада в диэлектрические потери системы и соответственно к росту проводимости. Показатель степени s в уравнении (1) отвечает значению $s \approx 0.6$, что является одним из признаков прыжкового механизма переноса НЗ [3].

Указанному механизму переноса заряда соответствует выражение [4]:

$$\sigma(f) = \frac{\pi^3 e^2 k T [g(E_F)]^2}{96} \alpha^{-5} f \left[\ln \left(\frac{v_{ph}}{f} \right) \right]^4, \quad (2)$$

где $g(E_F)$ — плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми, k — постоянная Больцмана, α — постоянная затухания волновой функции электронов в локализованном состоянии, v_{ph} — фоновая частота, e — заряд электрона, T — абсолютная температура.

На рис. 2 представлены температурные зависимости проводимости слоя Pb_3O_4 в темновом и световом режи-

мах измерения при фиксированной частоте измерительного поля $f = 10^3$ Гц. Экспериментальные точки кривой $\sigma(T)$ хорошо спрямляются в координатах Мотта [5] (рис. 3). В этом случае выражение для проводимости имеет следующий вид:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{T^{1/2}} \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right]. \quad (3)$$

Здесь параметр T_0 определяется по формуле

$$T_0 = \frac{\lambda \alpha^3}{kg(E_F)}, \quad (4)$$

где λ — безразмерная постоянная, имеющая значение ~ 16 [5]. Коэффициент σ_0 представляет собой проводимость пленки при обратной температуре $1/T$, стремящейся к нулевому значению, и находится из выражения

$$\sigma_0 = e^2 a^2 v_{ph} g(E_F), \quad (5)$$

где $a = 1/\alpha$ — радиус локализации.

Для определения параметра σ_0 используется экстраполяция линейной функции $\ln[\sigma T^{1/2}]$ от $T^{-1/4}$ до точки пересечения, отвечающей значению T_0 . Выполнение данной зависимости в интервале температур $T = 300-330$ К свидетельствует о том, что перенос заряда в исследуемых слоях Pb_3O_4 осуществляется путем прыжковой проводимости электронов с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми. Эти состояния в свинцовом сурике могут создаваться протяженными дефектами — межзерненными границами и дислокациями. Световое возбуждение приводит к уменьшению углового коэффициента линейных зависимостей T_0 (рис. 3) и соответственно к увеличению плотности незаполненных локальных состояний.

Особенностью прыжкового механизма проводимости является малая подвижность НЗ, которая для Pb_3O_4 , по экспериментальным данным [6], находится в пределах $\mu_n = 0.6-3.0$ см²/(В·с) и характеризуется переносом

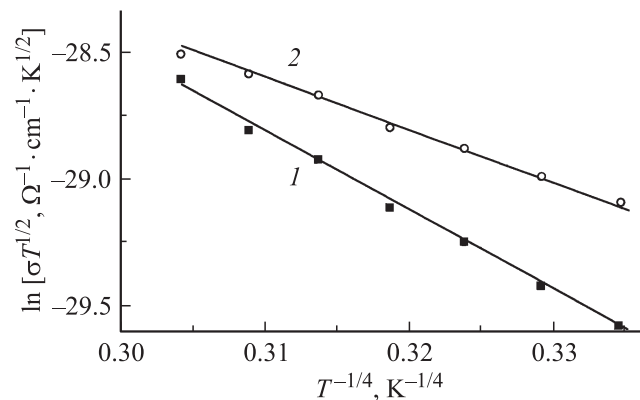


Рис. 3. Температурные зависимости проводимости слоя Pb_3O_4 в координатах Мотта в темновом (1) и световом (2) режимах измерения.

Параметры прыжковой проводимости в слоях Pb_3O_4

Режим измерения	T_0, K	$g(E_F), \text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$	$R, \text{Å}$		$\Delta E, \text{эВ}$	$N_t, \text{см}^{-3}$
			300 К	330 К		
Темновой	$1.4 \cdot 10^7$	$258.8 \cdot 10^{17}$	44.0	43.0	0.22	$57.9 \cdot 10^{17}$
Световой	$0.9 \cdot 10^7$	$402.6 \cdot 10^{17}$	39.4	38.5	0.20	$80.5 \cdot 10^{17}$

носителей по слабым перекрытиям хвостовых частей волновых функций близлежащих акцепторных уровней.

В рамках рассматриваемой модели средняя длина прыжка НЗ R по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми для заданной температуры T находится из выражения [6]

$$R = \frac{3}{8} a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4}. \quad (6)$$

Из приведенного уравнения следует, что при понижении температуры величина параметра R увеличивается. При этом происходит быстрое опустошение локальных состояний в запрещенной зоне и заметную роль в процессе электропроводности начинают играть перескоки носителей по отдельным примесным уровням без активации в зону проводимости. В результате растет вероятность прыжков НЗ на пространственно более удаленные, но энергетически более близкие центры локализации, что является причиной убывания энергии активации прыжка.

Величина разброса энергии локальных состояний в этом случае определяется формулой

$$\Delta E = \frac{3}{2\pi R^3 g(E_F)}, \quad (7)$$

при этом величина концентрации ловушек для светового и темнового режима измерения находится из уравнения

$$N_t = g(E_F) \Delta E. \quad (8)$$

Значения параметров, характеризующих процесс прыжкового электропереноса в темновом и световом режимах измерения, приведены в таблице. При проведении соответствующих расчетов плотность локализованных состояний $g(E_F)$ определялась по формуле (4), а для радиуса локализации было взято значение $a = 8\text{Å}$ по аналогии с данными для аморфных полупроводников [6].

4. Заключение

Таким образом, анализ данных температурно-частотной дисперсии электропроводности указывает на возможность реализации в поликристаллических слоях свинцового сурика Pb_3O_4 прыжкового механизма проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми в темновом режиме измерения и при световом возбуждении в видимой области спектра.

Распределение энергетических уровней, соответствующих локализованным состояниям, коррелирует с естественной неупорядоченностью структуры Pb_3O_4 , обусловленной присутствием неподеленной электронной пары катионов Pb^{2+} [7].

Работа выполнена в рамках заказа-наряда Министерства образования и науки РФ № 11/09 ЗН.

Список литературы

- [1] В.Т. Аванесян, Е.П. Баранова. Письма ЖТФ, **33**(10), 49 (2007).
- [2] Г.А. Бордовский, В.А. Извозчиков. *Естественно-неупорядоченный полупроводниковый кристалл* (СПб., Образование, 1997).
- [3] А.М. Солoduха, З.А. Либерман. ФТТ, **43**, 1966 (2001).
- [4] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [5] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1974).
- [6] В.Т. Аванесян, В.А. Бордовский, Е.П. Баранов, Г.И. Грабко. ФТП, **41**(12), 1425 (2007).
- [7] V.T. Avanesyan, V.A. Bordovskii, S.A. Potachev. *J. Non-Cryst. Sol.*, **305**, 136 (2002).

Редактор Т.А. Полянская

Hopping conductivity in polycrystalline Pb_3O_4 layers

V.T. Avanesyan, S.A. Potachev, E.P. Baranova

Herzen State Pedagogical University of Russia,
191186 St. Petersburg, Russia

Abstract A.c. conductivity of polycrystalline Pb_3O_4 layers is studied in the frequency interval $2 \cdot 10^2 - 10^5$ Hz and temperature range 293–370 K at dark and light modes of measurement. The peculiarities of the charge transfer are being discussed. The analysis of the experimental data within the framework of Mott's model has shown that conductivity has hopping nature and electrotransfer on local states of the forbidden zone near Fermi's level is takes place. The microparameters of conductivity process, such as the density of localized states and average distances of charge carriers hops are estimated at various temperatures.