повышением температуры происходит ионизация рассматриваемого дефекта, что и определяет экспериментально наблюдаемый термически-активационный характер процесса электропроводности.

Таким образом, высокую электропроводность кристаллов ZnSe, отожженных в расплаве селена и легированных Li, можно объяснить значительным содержанием нескомпенсированных акцепторных центров $Li_{Zn}^{\times}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] D. J. Chadi, K. J. Chang. Appl. Phys. Lett., 55, 575 (1989).
[2] А. Н. Краснов, Ю. Ф. Ваксман, Ю. Н. Пуртов, В. В. Сердюк. Деп. в УкрИНТЭИ (1992).
[3] Д. Д. Недеогло, А. В. Симашкевич. Электрические и люминесцентные свойства селенида цинка. Кишинев (1984).
[4] А. А. Пегов. Автореф. канд. дис. Тарту (1988).
[5] G. F. Neumark. J. Appl. Phys., 51, 3383 (1980).
[6] H. E. Ruda. J. Appl. Phys., 59, 3516 (1986).
[7] М. Е. Агельменев, А. Н. Георгобиани, З. П. Илюхина и др. Неорг. матер. 25, 731 (1989).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 26, вып. 11, 1992

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СИСТЕМАХ С ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ В РЕЖИМЕ МОТТОВСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Л. С. Бокачева, Ю. М. Гальперин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получено 15.05.1992. Принято к печати 19.05.1992)

1. Исследование увлечения носителей заряда неупорядоченного полупроводника бегущей звуковой волной оказалось весьма плодотворным. Оно позволило понять целый ряд особенностей явлений переноса и определить характеристики локализованных носителей. Одной из главных характеристик переноса является так называемая эффективная подвижность μ^{eff}, введенная Фрицше [1] с помощью соотношения между стационарным акустоэлектрическим полем F_{st}, создаваемым в разомкнутом образце бегущей звуковой волной, и амплитудой E_0 переменного электрического поля волны в образце:

$$F_{\text{st}} = \frac{\mu^{\text{eff}} |E_0|^2}{2s}, \tag{1}$$

где s — скорость звука. В случае зонной проводимости формула (1) вытекает из известного соотношения Вейнрейха [2], где эффективная подвижность совпадает с подвижностью зонных электронов. Фрицше предложил использовать выражение (1) в качестве определения величины μ^{eff} и показал, что она несет важную информацию о механизме переноса.

Теория эффективной подвижности в аморфных полупроводниках для случая умеренно низких температур была развита в работе [3], где были получены зависимости эффективной подвижности от температуры и интенсивности внешней подсветки. В рассмотренной области температур статическая проводимость

$$\sigma = e^2 \int_0^\infty d\varepsilon g(\varepsilon) D(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) \tag{2}$$

[ε — энергия электрона, отсчитанная от порога подвижности в глубь запрещенной зоны, $g(\varepsilon)$ — плотность электронных состояний, $D(\varepsilon)$ — парциальный коэффициент диффузии, f_0 — равновесная функция распределения по энергиям] определяется резким максимумом подынтегрального выражения при $\varepsilon = \varepsilon_t$. Величина

$$\varepsilon_t = 3\varepsilon_0 \ln\left(\frac{3\varepsilon_0}{2Lk_BT}\right), \tag{3}$$

где $L = N^{-1/3}/a$, получила название транспортной энергии [4–7].

При умеренно низких температурах транспортный уровень расположен существенно выше уровня Ферми ($\varepsilon_t < \varepsilon_F$), но с понижением температуры он опускается в глубь запрещенной зоны. При достаточно низких температурах он попадает в полоску энергий вблизи уровня Ферми, ответственную за прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка, описываемую законом Мотта [8]. Ширину этой полоски ε_σ можно оценить, воспользовавшись процедурой оптимизации, предложенной Моттом [8]. В этом случае μ^{eff} будет иметь отличную от полученной в работе [3] температурную зависимость, нахождению которой и будет посвящена данная работа.

2. Мы ограничимся анализом стационарного акустоэлектрического эффекта (см. [3]). Будем считать, что плотность состояний образует «хвост» в запрещенной зоне и описывается выражением

$$g(\varepsilon) = (N/\varepsilon_0) \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0), \tag{4}$$

где N — полная концентрация локализованных состояний, ε_0 — экспоненциальная длина. (Ось энергий направлена от порога подвижности в глубь запрещенной зоны). Как и в работе [3], для описания прыжкового переноса внутри энергетического слоя ε, $\varepsilon + d\varepsilon$ введем парциальный коэффициент диффузии $D(\varepsilon)$.[1] Тогда стационарный акустоэлектрический ток может быть выражен через линейную по амплитуде электрического поля поправку f_1:

$$j_{\text{st}} = -e^2 \int_0^\infty d\varepsilon g(\varepsilon) D(\varepsilon) \langle E_\bullet \frac{\partial f_1}{\partial \varepsilon}\rangle. \tag{5}$$

В свою очередь [3] вид функции распределения носителей по энергиям сильно зависит от параметра $\omega\tau$, где ω — частота звуковой волны, а τ — время энергетической релаксации. При $\omega\tau \ll 1$ имеет место полная термализация — энергия и импульс звуковой волны распределяются между многими носителями, и неравновесная функция распределения f_1 оказывается пропорциональной равновесной функции

$$f_0(\varepsilon) = \left(\exp\left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon}{k_BT}\right) + 1\right)^{-1}.$$

В противоположном случае, когда $\omega\tau \gg 1$ (а именно такая ситуация реализуется для актуальных энергий ε при очень низких температурах), неравновесная

---

[1] Строго говоря, это действие оправдано лишь в том случае, когда рассеяние внутри одного слоя более эффективно, чем между различными слоями. Для состояний, лежащих глубоко в хвосте плотности состояний, вероятности этих процессов в большинстве ситуаций одного порядка, что обеспечивает достаточную для порядковых оценок точность.

функция распределения в линейном приближении по электрическому полю волны **E** имеет вид [3]

$$f_1(\varepsilon) = e \frac{-i(\mathbf{qE})\, D(\varepsilon)}{-i\omega + q^2 D(\varepsilon)} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right), \tag{6}$$

где **q** — волновой вектор акустической волны.

При актуальных для низкотемпературной области энергиях ε коэффициент диффузии мал, и выполняется неравенство $D(\varepsilon) \ll s^2/\omega$, поэтому выражение (3) можно переписать в виде

$$f_1(\varepsilon) = e \frac{(\mathbf{qE})}{\omega} D(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right). \tag{7}$$

3. Выясним температурную зависимость акустоэлектрического тока и эффективной подвижности в области выполнения закона Мотта. Подставив в (5) функцию распределения $f_1(\varepsilon)$ из выражения (7), получим

$$j_{st} = \frac{e^3 |E_0|^2}{2s} \int_0^\infty d\varepsilon g(\varepsilon)\, D(\varepsilon) \left\langle \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(D(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \right\rangle.$$

В основном приближении это выражение можно переписать в виде

$$j_{st} = \frac{e^3 |E_0|^2}{2s} \int_0^\infty d\varepsilon g(\varepsilon)\, D^2(\varepsilon) \frac{\partial^2 f_0}{\partial \varepsilon^2}. \tag{8}$$

Примем во внимание, что коэффициент диффузии

$$D(\varepsilon) = (1/3)\, r^2(\varepsilon)\, \nu(\varepsilon), \tag{9}$$

где $r(\varepsilon)$ — характерная длина прыжка, а ν — частота прыжков, которую можно представить в виде

$$\frac{1}{\tau} = \nu_0 \exp\left(-\frac{2r(\varepsilon)}{a}\right), \tag{10}$$

где $\nu_0 \approx 10^{-12}$ с$^{-1}$ — частота, характеризующая взаимодействие электронов с фононами, a — радиус локализации.

Длина прыжка связана с энергией Ферми и характерной шириной ε_j энергетического интервала, ответственного за эффект, соотношением

$$(4\pi/3)\, r^3(\varepsilon_F)\, g(\varepsilon_F)\, \varepsilon_j \approx 1. \tag{11}$$

Тогда для оценки интеграла в (8) необходимо найти экстремум следующего выражения:

$$\exp\left(-\frac{4r}{a} - \left(\frac{4\pi}{3} k_B T r g(\varepsilon_F)\right)^{-1}\right).$$

Это выражение имеет максимум при $r = r_j$, где

$$r_j = 0.55 \left(\frac{a}{g(\varepsilon_F)\, k_B T} \right)^{1/4} = 0.32a\,(T_\sigma/T)^{1/4}, \tag{12}$$

где $T_\sigma = 9.17/g(\varepsilon_F)\, k_B a^3$ — температура, фигурирующая в законе Мотта для статической проводимости:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\,[-(T_\sigma/T)^{1/4}]. \tag{13}$$

[Сравнивая r_j с характерной длиной прыжка для статической проводимости [8] $r_\sigma = 0.38a\,(T_\sigma/T)^{1/4}$, видим, что характерная длина прыжка в случае проводимости больше, и, таким образом, проводимость в основном определяется более удаленными друг от друга центрами]. Вычисление интеграла дает

$$j_{st} = j_0 \exp\,[-(T_j/T)^{1/4}], \tag{14}$$

где

$$T_j = \frac{72.45}{g(\varepsilon_F)\, k_B a^3} \approx 7.90 T_\sigma. \tag{15}$$

Выясним теперь, какой вид будет иметь зависимость от температуры эффективной подвижности. Для этого воспользуемся выражением (1), а также тем фактом, что постоянное электрическое поле F_{st} можно представить в виде

$$F_{st} = \frac{j_{st}}{\sigma}. \tag{16}$$

Тогда, согласно выражениям (13) и (14),

$$\mu^{eff} = \mu_0 \exp\,[-(T_\mu/T)^{1/4}], \tag{17}$$

где

$$T_\mu = \frac{1.95}{g(\varepsilon_F)\, k_B a^3} \approx 0.21 T_\sigma. \tag{18}$$

Таким образом, в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка эффективная подвижность должна зависеть от температуры по закону Мотта. Отметим, что этот вывод справедлив в равновесной ситуации. При наличии же внешней накачки, как показано в работе [3], главную роль играют носители с достаточно большими энергиями (порядка $\varepsilon_* = 3\varepsilon_\sigma \ln[(1/2L)\ln(\nu_0/\omega)]$), и эффективная подвижность должна слабо зависеть от температуры.

Отметим, что типичным методом исследования акустоэлектрического эффекта в аморфных материалах является использование поверхностных акустических волн [1] и аморфных пленок. Если толщина такой пленки d гораздо меньше длины волны звука $2\pi s/\omega$ и меньше характерных длин прыжка r_j, r_σ, то ситуация становится двумерной. При этом изменяется показатель степени в соответствующих законах Мотта для проводимости и эффективной подвижности с 1/4 на 1/3, а также выражения для T_j и T_σ:

$$T_\sigma = \frac{4.32}{g(\varepsilon_F)\, k_B a^2},$$

$$T_j = 3.96 T_\sigma. \tag{19}$$

Таким образом, исследование акустоэлектрического эффекта дает возможность дополнительного исследования механизмов проводимости с переменной длиной прыжка и эффективной размерности прыжковой системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] H. Fritzsche. Phys. Rev. B, 29, 6672 (1984).
[2] G. Weinreich, T. M. Sanders, H. G. White. Phys. Rev. 114, 33 (1959).
[3] Yu. M. Galperin, Jin Anjun, B. I. Shklovskii. Phys. Rev. B, 44, 5497 (1991).
[4] F. R. Shapiro, D. Adler. J. Non-Cryst. Sol., 74, 189 (1985).
[5] F. R. Shapiro, D. Adler. J. Non-Cryst. Sol., 77-78, 139 (1985).
[6] M. Grünevald, P. Thomas. Phys. St. Sol. B, 94, 125 (1979).
[7] D. Monroe. Phys. Rev. Lett., 54, 146 (1985).
[8] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, 472. М. (1974).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 11, 1992

ОБ АКЦЕПТОРНЫХ УРОВНЯХ ДИВАКАНСИИ В КРЕМНИИ

Ф. П. Коршунов, В. П. Маркевич, И. Ф. Медведева, Л. И. Мурин

Институт физики твердого тела и полупроводников Белорусской
академии наук, 220726, Минск, Беларусь

(Получено 1.04.1992. Принято к печати 27.05.1992)

Дивакансия (W) является одним из наиболее изученных радиационных дефектов (РД) в кремнии [1]. Она может находиться в четырех зарядовых состояниях (W^+, W^0, W^- и W^{--}) и вносит соответственно один донорный и два акцепторных уровня в запрещенную зону Si. Положение данных уровней определялось с помощью различных методов, однако наиболее точными считаются данные, полученные методом релаксационной спектроскопии DLTS [2–7]. Согласно [2–7], дивакансии соответствуют уровни $E_v + (0.21—0.25)$, $E_c — (0.39—0.41)$ и $E_c — (0.21—0.23)$ эВ. Это заключение основывается на следующих экспериментальных фактах: одинаковой эффективности введения (η) всех трех уровней независимо от примесного состава облучаемых кристаллов, а также идентичном поведении этих уровней при отжиге; более высокой пороговой энергии (E_d) появления данных уровней по сравнению с пороговой энергией образования пар Френкеля; соответствии полученных значений η, T_{ann} и E_d аналогичным величинам для W, определенным ранее методом ЭПР [8]. В то же время в ряде работ [9–12], в которых энергетический спектр РД в кремнии изучался методом эффекта Холла, принадлежность уровня $E_c — 0.21$ эВ дивакансии была поставлена под сомнение. Авторами [9–12] наблюдалась зависимость эффективности введения данного уровня от примесного состава (метода получения) кристаллов Si. В частности, в [9, 10] отмечается, что РД с уровнем $E_c — 0.21$ эВ вообще не образуются в кристаллах, полученных методом зонной плавки. Кроме того, наблюдалось несовпадение концентраций уровней $E_c — 0.21$ и $E_c — 0.4$ эВ, а также их различное поведение при отжиге.

С целью выяснения возможных причин вышеуказанных различий в результатах, получаемых методами DLTS и эффекта Холла, мы провели более детальное исследование электрических свойств кристаллов n-Si, облученных γ-квантами ^{60}Co (когда эффективность введения W очень низка) и быстрыми электронами