

БИПОЛЯРОННАЯ ПРЫЖКОВАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПО ДЕФЕКТАМ В САМОКОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Н. А. Поклонский, С. А. Вырко, А. И. Ковалев

Белорусский государственный университет, poklonski@bsu.by

ВВЕДЕНИЕ

Стабилизацию положения уровня Ферми в запрещенной энергетической зоне полупроводника связывают (см., например, [1, 2]) с введением ионизирующим излучением собственных точечных дефектов кристаллической структуры в трех зарядовых состояниях $(-1, 0, +1)$. Если концентрации электронов в s -зоне и дырок в v -зоне пренебрежимо малы, то постоянный электрический ток определяется прыжками электронов (или дырок) между дефектами [3, 4].

Цель работы – нахождение выражения для длины экранирования внешнего электростатического поля прыгающими электронами в полупроводниковых кристаллах, содержащих точечные дефекты одного сорта в трех зарядовых состояниях $Z = -1, 0, +1$ с отрицательной энергией корреляции. Предполагается, что электропроводность на постоянном токе осуществляется посредством прыжков пар электронов (биполяронов) между точечными s -дефектами кристаллической решетки в зарядовых состояниях $Z = -1$ и $Z = +1$, т.е. два электрона перепрыгивают не порознь, а вместе.

Рассмотрим сильнодефектный полупроводник, содержащий точечные двухуровневые дефекты s -типа, хаотически распределенные в пространстве, которые находятся в трех зарядовых состояниях $(-1, 0, +1)$, в концентрации, достаточной для стабилизации уровня Ферми E_F в запрещенной энергетической зоне. Дефекты s -типа в зарядовых состояниях $(+1, 0)$ формируют c' -зону, а в зарядовых состояниях $(-1, 0)$ формируют v' -зону. Суммарная концентрация s -дефектов $N = N_{-1} + N_0 + N_{+1}$.

Переходы между дефектами одиночных электронов $(0) \rightarrow (0)$ выполняют роль тепловой «генерации» носителей, а переходы $(-1) \rightarrow (+1)$ – «рекомбинации». Ток, перенос зарядов, осуществляется как посредством прыжков одиночных электронов $(-1) \rightarrow (0)$ и $(0) \rightarrow (+1)$, так и пар электронов $(-1) \rightarrow (+1)$ [4].

ПЛОТНОСТЬ ПРЫЖКОВОГО ТОКА БИПОЛЯРОНОВ МЕЖДУ ДЕФЕКТАМИ. ДЛИНА ЭКРАНИРОВАНИЯ

Если коэффициент диффузии биполяронов по дефектам есть $D_{-1,+1}$, то плотность прыжкового тока биполяронов равна [3, 4]:

$$J_{-1,+1} = J_{dr} + J_{dif} = 2eN_{-1,+1} \left[M_{-1,+1}E + D_{-1,+1} \frac{d}{dx} \ln \frac{N_{-1}}{N_{+1}} \right], \quad (1)$$

где $-e < 0$ – заряд электрона, $M_{-1,+1}$ – дрейфовая подвижность биполяронов, $N_{-1,+1}(x) = N_{-1}(x)N_{+1}(x)/N$ – эффективная концентрация биполяронов, прыгающих между дефектами в зарядовых состояниях (-1) и $(+1)$ в точке с координатой x ; E – напряженность внешнего электрического поля внутри полупроводникового образца.

Связь между коэффициентом диффузии и подвижностью биполяронов дается соотношением Нернста–Эйнштейна [5]: $M_{-1,+1}/D_{-1,+1} = 2e/(\xi_{-1,+1}k_B T)$, где $k_B T$ – тепловая

энергия, $\xi_{-1,+1} \geq 1$ – безразмерный параметр (определяется отношением разброса энергетических уровней дефектов, т.е. отношением ширины c' - и v' -зон к тепловой энергии $k_B T$).

Из формулы (1) с учетом $\frac{N_{-1}N_{+1}}{N} \frac{d}{dx} \ln \frac{N_{-1}}{N_{+1}} = \frac{1}{N} \left(\frac{dN_{-1}}{dx} N_{+1} - \frac{dN_{+1}}{dx} N_{-1} \right)$ имеем:

$$J_{-1,+1} = \sigma_{-1,+1} E + \frac{2eD_{-1,+1}}{N} \left(\frac{dN_{-1}}{dx} N_{+1} - \frac{dN_{+1}}{dx} N_{-1} \right), \quad (2)$$

где $\sigma_{-1,+1} = 2eN_{-1,+1}M_{-1,+1}$ – прыжковая электропроводность на постоянном токе [3].

Поскольку $N = N_{-1} + N_0 + N_{+1}$ и т.к. в силу однородного распределения дефектов по кристаллу $dN/dx = 0$, то $dN_{-1}/dx + dN_0/dx + dN_{+1}/dx = 0$. Далее принимается, что концентрация электрически нейтральных дефектов много меньше концентрации дефектов в зарядовых состояниях (-1) и $(+1)$, т.к. согласно [4] концентрация прыгающих биполяронов $N_{-1,+1}$ для s -дефектов много больше, чем концентрация прыгающих электронов, т.е. $N \approx N_{-1} + N_{+1}$. Следовательно $dN_{-1}/dx \approx dN_{+1}/dx$. Тогда с учетом отношения $M_{-1,+1}/D_{-1,+1}$ получим из (2) градиенты концентраций s -дефектов в кристалле полупроводника:

$$\frac{dN_{-1}}{dx} = \frac{J_{-1,+1}}{2eD_{-1,+1}} - \frac{2eEN_{-1}N_{+1}}{N\xi_{-1,+1}k_B T} = -\frac{dN_{+1}}{dx}. \quad (3)$$

Пусть к находящемуся в термостате однородному кристаллическому образцу полупроводника с s -дефектами приложено внешнее электростатическое поле, так что напряженность внутри образца дается уравнением Пуассона [3]: $dE/dx = \rho(\varphi)/\epsilon$, где ρ – плотность заряда, $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ – статическая диэлектрическая проницаемость.

Неравновесную концентрацию дефектов в зарядовых состояниях $(-1, +1)$ представим как $N_{-1}(x) = N_{-1} + \delta N_{-1}(x)$, $N_{+1}(x) = N_{+1} + \delta N_{+1}(x)$; N_{-1} , N_{+1} – здесь и далее равновесные значения концентраций, $\delta N_{-1}(x)$, $\delta N_{+1}(x)$ – отклонения от N_{-1} , N_{+1} соответственно в результате действия внешнего электростатического поля на прыгающие между дефектами биполяроны [3].

Для малых отклонений концентраций $\delta N_{-1}(x)$, $\delta N_{+1}(x)$ от равновесных значений N_{-1} , N_{+1} уравнение Пуассона принимает вид [3]:

$$dE/dx = (e/\epsilon)[\delta N_{+1}(x) - \delta N_{-1}(x)]. \quad (4)$$

В случае стационарной плотности тока $J_{-1,+1}$ имеем: $dJ_{-1,+1}/dx \approx 0$, т.к. точно выполняется соотношение $(dJ_{-1,+1}/dx) + (dJ_{-1,0}/dx) + (dJ_{0,+1}/dx) = 0$ и приближенно плотности токов соотносятся как $J_{-1,+1} \gg (J_{-1,0} + J_{0,+1})$.

Итак, в диффузионно-дрейфовом приближении электронные процессы, определяемые дефектами в зарядовых состояниях $(-1, +1)$ при наложении на кристалл внешнего электрического поля (напряженностью E), с учетом (3), (4) и $dJ_{-1,+1}/dx = 0$ описываются системой обыкновенных дифференциальных уравнений (см. [3]):

$$\frac{dN_{-1}}{dx} = \frac{J_{-1,+1}}{2eD_{-1,+1}} - \frac{2eEN_{-1}N_{+1}}{(N_{-1} + N_{+1})\xi_{-1,+1}k_B T} = -\frac{dN_{+1}}{dx};$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon} [\delta N_{+1}(x) - \delta N_{-1}(x)]; \quad \frac{dJ_{-1,+1}}{dx} = 0. \quad (5)$$

При малом уровне возмущения равновесного состояния системы прыгающих между дефектами электронов внешним электрическим полем система уравнений (5) линеаризуется относительно четырех переменных ($\delta N_{-1}/N_{-1} \ll 1$; $\delta N_{+1}/N_{+1} \ll 1$; E ; $J_{-1,+1}$) [3]. После замены переменных система уравнений (5) принимает вид:

$$dy_1/dx = a_{13}y_3 + a_{14}y_4; \quad dy_2/dx = a_{23}y_3 + a_{24}y_4; \quad dy_3/dx = a_{31}y_1 + a_{32}y_2; \quad dy_4/dx = 0, \quad (6)$$

где $y_1 = \delta N_{-1}$; $y_2 = \delta N_{+1}$; $y_3 = E$; $y_4 = J_{-1,+1}$; $a_{14} = -a_{24} = 1/(2eD_{-1,+1})$; $a_{31} = -a_{32} = -e/\varepsilon$; $a_{13} = -a_{23} = -2eN_{-1}N_{+1}/[(N_{-1} + N_{+1})\xi_{-1,+1}k_B T]$.

Система дифференциальных уравнений (6) соответствует матрице коэффициентов:

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & a_{13} & a_{14} \\ 0 & 0 & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Решая характеристическое уравнение $\det[A - \lambda \mathbf{1}] = 0$ (здесь $\mathbf{1}$ – единичная матрица 4×4), находим собственные значения:

$$\lambda_{1,2} = 0, \quad \lambda_{3,4} = \mu \left(\frac{4e^2 N_{-1} N_{+1}}{k_B T \xi_{-1,+1} \varepsilon (N_{-1} + N_{+1})} \right)^{1/2}.$$

Общее решение системы (6) представимо в виде (см. также [3]):

$$\begin{pmatrix} \delta N_{-1} \\ \delta N_{+1} \\ E \\ J_{-1,+1} \end{pmatrix} = C_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sigma_{-1,+1}^{-1} \\ 1 \end{pmatrix} + C_2 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + C_3 \begin{pmatrix} B \\ -B \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(\lambda_3 x) + C_4 \begin{pmatrix} -B \\ B \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(\lambda_4 x), \quad (7)$$

где параметры C_1, C_2, C_3, C_4 определяются из граничных условий, которые накладываются на систему; $B^2 = N_{-1}N_{+1}\varepsilon/[k_B T \xi_{-1,+1}(N_{-1} + N_{+1})]$; $\sigma_{-1,+1}^{-1} = 2eN_{-1,+1}M_{-1,+1} = -a_{13}/a_{14}$. Из (7) следует, что длина экранирования внешнего электростатического поля Λ по [3] определяется обратной величиной собственного значения λ_3 (при $C_4 = 0$), т.е.:

$$\Lambda = -\lambda_3^{-1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \xi_{-1,+1} k_B T}{(2e)^2 N_{-1} N_{+1} / (N_{-1} + N_{+1})}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 k_B T \xi_{-1,+1}}{4e^2 N_{-1,+1}}}. \quad (8)$$

Согласно (8) длина экранирования Λ внешнего электростатического поля определяется концентрацией прыгающих по дефектам пар электронов (биполяронов) $N_{-1,+1} \approx N_{-1}N_{+1}/(N_{-1} + N_{+1})$, где принято, что $N \approx N_{-1} + N_{+1}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получена аналитическая зависимость длины экранирования от концентрации прыгающих пар электронов (биполяронов) по s-дефектам в зарядовых состояниях (1, 1) и от температуры.

Работа выполнена в рамках гранта БРФФИ № Ф12МВ-033 и подпрограммы «Кристаллические и молекулярные структуры» ГПНИ «Функциональные и машиностроительные материалы, наноматериалы» Республики Беларусь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брудный, В.Н. Модель самокомпенсации и стабилизация уровня Ферми в облученных полупроводниках / В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, Л.С. Смирнов // Физика и техника полупроводников. 2007. Т. 41, № 9. С. 1031.
2. Богословский, Н.А. Физика эффектов переключения и памяти в халькогенидных стеклообразных полупроводниках / Н.А. Богословский, К.Д. Цэндин // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 5. С. 577.
3. Поклонский, Н.А. Стационарная прыжковая фотопроводимость по многозарядным примесным атомам в кристаллах / Н.А. Поклонский, С.Ю. Лопатин // Физика твердого тела. 1998. Т. 40, № 10. С. 1805.
4. Поклонский, Н.А. Расчет электрической емкости самокомпенсированных полупроводников с межцентровыми прыжками одного и двух электронов (на примере кремния с радиационными дефектами) / Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, А.Г. Забродский // Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42, № 12. С. 1420.
5. Поклонский, Н.А. Прыжковая электропроводность в компенсированных полупроводниках и приборных структурах на их основе / Н.А. Поклонский // Междунар. зимняя школа по физике полупроводников 2011: Науч. прогр. и тез. докл., С.-Петербург – Зеленогорск, 25–28 февраля 2011 г. С.-Пб.: ФТИ им. А.И. Иоффе РАН, 2011. С. 43–48.