

№ образца	Кремний	Ø образца, мм	$\rho_{исх}$, Ом · см	U_{BR} , кВ	W_n , мкм	$E_M \cdot 10^{-5}$, В/см	$\frac{\alpha_n}{\alpha_1^2}$
0-142	БЭП	52	200	3.95	415	1.75	0.65
0-141	БЭП	52	200	3.60	455	1.50	3.0
872-1	РЛК	58	115	3.50	340	1.9	0.35
872-4	РЛК	58	115	3.30	385	1.6	1.7
872-3	РЛК	58	115	3.25	375	1.6	1.65
ОФ-76	РЛК	58	95	2.60	230	2.0	0.35
0-70	РЛК	58	95	2.55	250	1.8	0.7

1. При одинаковой исходной величине удельного сопротивления кремния $\rho_{исх}$ на структурах с более высоким значением напряжения пробоя максимальная напряженность поля в области $p-n$ -перехода на 10—20 % больше напряженности, измеренной на структурах с меньшим напряжением пробоя.

2. При одинаковом $\rho_{исх}$ большие значения напряжения пробоя высоковольтных структур коррелируют с данными α_n Огавы [2], а меньшие — с данными работ [5, 6]. Большие, по данным [5, 6], значения α_n можно объяснить менее совершенной технологией, при которой в изготавливаемых структурах образовывались протяженные дефекты. Данные Огавы представляются более достоверными и их можно рекомендовать для использования в расчетах.

Список литературы

- [1] Lee C. A., Logan R. A., Batdorf R. L., Kleimack J. J., Wiegmann W. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 3A. P. 761—773.
- [2] Ogawa T. // Japan. J. Appl. Phys. 1965. V. 4. N 7. P. 473—484.
- [3] Van Overstraeten R., De Man H. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 5. P. 583—607.
- [4] Woods M. H., Johnson W. C., Lampert M. A. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 3. P. 381—394.
- [5] Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюрегян А. С., Мнацаканов Т. Т., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 735—738.
- [6] Кюрегян А. С. // Автореф. канд. дис. М., 1975.
- [7] Рожков В. А., Милоткин Е. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1455—1457.
- [8] Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [9] Богородский О. В., Воронцова Т. П., Жгутова О. С., Злобин В. А., Кирдяшкина Л. А., Кузьмин В. А., Кюрегян А. С., Локтаев Ю. М., Рыбачук Л. С., Сорокин Ю. Г., Шлыгин П. Н., Федоров В. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 7. С. 1419—1425.
- [10] Масленников Н. М., Сидоров Ю. И., Фролова Т. П., Турикова Л. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 9. С. 156—158.
- [11] Батавин В. В. Контроль параметров полупроводниковых материалов и эпитаксиальных слоев. М., 1976. 104 с.

Всесоюзный электротехнический институт им. В. И. Ленина
Москва

Получено 20.02.1990
Принято к печати 6.03.1990

ФТП, том 24, вып. 7, 1990

К ТЕОРИИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ
В БИПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л.

Изучение термоэлектрических явлений сводится (см., например, [1]) к нахождению температурных полей всех сортов квазичастиц и вычислению измеряемой (выводимой во внешнюю цепь) разности электрохимических потенциалов [2]. Мы умышленно не останавливаемся на самостоятельной, крайне важ-

ной задаче нахождения коэффициентов в той или иной модели (см., например, [3]).

Если полупроводник однороден, то обычно в монополярном приближении потоки, связанные с градиентом концентрации, не учитываются [4]. Не учитываются они, за редким исключением (см. работы [5-7], посвященные, правда, электропроводности при наличии температурного поля), и при изучении термоэлектричества в биполярных полупроводниках [8]. В режиме холостого хода, например, в качестве основного уравнения используется равенство нулю полного тока, причем считается, что градиенты концентраций не возникают. Эти предположения представляются априори необоснованными (ср. [8] с [5-7]). Если же градиенты концентрации в температурном поле появляются, то встает вопрос об учете рекомбинации и о том, какое напряжение выводится во внешнюю цепь.

Целью данной работы является построение схемы вычисления измеряемых термоэлектрических полей с учетом концентрационной неравновесности.

Для упрощения мы ограничимся ситуацией, когда температуры всех квази-частиц совпадают [4]:

$$T(x) = \frac{T_1 + T_2}{2} - \frac{T_1 - T_2}{2a} x. \quad (1)$$

Здесь T_1 и T_2 — температуры нагревателя и холодильника, $2a$ — длина образца.

В простейшей изотропной модели выражения для электронного и дырочного токов имеют вид (ср. с [8])

$$\begin{aligned} j_e &= \sigma_e \left(E + \frac{T}{en} \nabla n - \alpha_e^0 \nabla T - \alpha_e^1 \nabla T \right), \\ j_p &= \sigma_p \left(E - \frac{T}{ep} \nabla p - \alpha_p^0 \nabla T - \alpha_p^1 \nabla T \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\sigma_{e,p}$ — электропроводности электронов и дырок, $E = -\nabla\varphi$ — полное электрическое поле, n и p — концентрации электронов и дырок, e — заряд дырки, $\alpha_e^0 + \alpha_e^1$ и $\alpha_p^0 + \alpha_p^1$ — коэффициенты термоэдс электронов и дырок, причем

$$\alpha_{e,p}^0 = \mp \frac{1}{e} \left(\frac{\mu_{e,p}}{T} - \frac{3}{2} \right), \quad \alpha_{e,p}^1 = \mp \frac{1}{e} \left(-\frac{\mu_{e,p}}{T} + q_{e,p} + \frac{5}{2} \right), \quad (3)$$

$\varphi \mp (\mu_{e,p}/e)$ — квазиуровни Ферми электронов и дырок, $q_{e,p}$ — параметры, характеризующие механизмы релаксации импульса электронов и дырок [время релаксации $\tau_{e,p}^n$ задаются выражением $\tau_{e,p}^n(T) = \tau_{e,p}^{n0} (\varepsilon/T)^{q_{e,p}}$, где ε — энергия квазичастицы].

Разделение электронного и дырочного коэффициентов термоэдс на два слагаемых обусловлено тем, что температура в выражениях для потоков выступает в двух качествах. С одной стороны, как термодинамический параметр она входит в химический потенциал и при зависимости от координаты приводит к градиенту последнего (именно с $\nabla\mu_{e,p}$ и связано слагаемое $-\alpha_{e,p}^0 \nabla T$). С другой стороны, ∇T — термодинамическая «внешняя» сила (слагаемое с $\alpha_{e,p}^1$ в выражении для токов). Поэтому при $\alpha_{e,p}^1 = 0$ наличие неоднородности температуры не приводит в замкнутой цепи к возникновению электрического тока — состояние «термодинамического» равновесия. При этом локально в каждой точке устанавливается термодинамическое равновесие между электронами и дырками, отвечающее температуре в данной точке: $n_{00}[T(x)]$ и $p_{00}[T(x)]$. Для нахождения $n_{00}(x)$ и $p_{00}(x)$ служит уравнение электронейтральности с учетом связи n и p с μ_e и $\mu_p = -\mu_e - \varepsilon_g$ [9]. После этого (в полной аналогии с неоднородно легированным полупроводником [9]) возникает перераспределение концентраций n , p и формируются новое неоднородное их распределение $n_0 = n_{00} + \delta n_0$, $p_0 = p_{00} + \delta p_0$ и встроенное термоэлектрическое поле E_0 . Величины δn_0 , δp_0 и E_0 определяются решением системы уравнений $j_e = j_p = 0$ с $\alpha_{e,p}^1 = 0$ и уравнения Пуассона, причем $n_0 \sim \exp(\mu_e/T)$, $p_0 \sim \exp(\mu_p/T)$ и $\mu_p \neq -\mu_e - \varepsilon_g$. Связанная с E_0

разность потенциалов $\Delta\varphi_0$ не может быть выведена во внешнюю цепь, так как $\nabla(\mu_{e,p} \pm e\varphi_0) = 0$. Таким образом, при $\alpha_{e,p}^1 = 0$ (отсутствие внешних сил) и $\nabla T \neq 0$ «равновесные» концентрации электронов и дырок n_0 и p_0 становятся неоднородными. Очевидно, что при вычислении последних учет объемной и поверхностной рекомбинаций не изменяет результатов, причем при перетекании полное число электронов и дырок в образце сохраняется:

$$\int_{-a}^a \delta n_0 dx = 0. \quad (4)$$

При «включении» внешнего воздействия (слагаемые $\alpha_{e,p}^1 \nabla T$) происходит дополнительное изменение концентрационных распределений ($n = n_0 + \delta n$, $p = p_0 + \delta p$) и величины электрического поля. Появляющаяся разность потенциалов выводится во внешнюю цепь, т. е. она измерима. При замыкании цепи начинает течь термоэлектрический ток.

Аналогично [9] для ЭДС ε замкнутой цепи при наличии градиента температуры имеем

$$\varepsilon = \oint \left(\frac{\sigma_e}{e\sigma} \nabla \mu_e - \frac{\sigma_e}{e\sigma} \nabla \mu_p \right) dl - \oint \left(\frac{\sigma_e}{\sigma} \alpha_e^1 + \frac{\sigma_p}{\sigma} \alpha_p^1 \right) \nabla T dl, \quad \sigma = \sigma_e + \sigma_p. \quad (5)$$

В режиме холостого хода показание вольтметра V совпадает с ε_p , если на контактах образца с соединительными проводами и в самих соединительных проводах дополнительная ЭДС не вырабатывается и контактные явления не сказываются на координатной зависимости концентраций в образце.

Тогда [см. (5)]

$$V = \int_{-a}^a \left(\frac{\sigma_e}{e\sigma} \frac{d\mu_e}{dx} - \frac{\sigma_p}{e\sigma} \frac{d\mu_p}{dx} \right) dx - \int_{-a}^a \left(\frac{\sigma_e}{\sigma} \alpha_e^1 + \frac{\sigma_p}{\sigma} \alpha_p^1 \right) \frac{dT}{dx} dx. \quad (6)$$

Входящие в (6) $\mu_e(x)$ и $\mu_p(x)$ [как $n(x)$ и $p(x)$] определяются решением системы уравнений рекомбинационного баланса [9]

$$\frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_e = \frac{n - n_0}{\tau_e}, \quad -\frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_p = \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (7)$$

с граничными условиями

$$\frac{1}{e} j_e \Big|_{x=\pm a} = \mp S_e^\pm (n - n_0) \Big|_{x=\pm a}, \quad \frac{1}{e} j_p = \pm S_p^\pm (p - p_0) \Big|_{x=\pm a} \quad (8)$$

и уравнения Пуассона. Здесь $\tau_{e,p}$ — времена жизни электронов и дырок, $S_{e,p}^\pm$ — скорости поверхностной рекомбинации на стенках $x = \pm a$.

Подчеркнем, что n_0 и p_0 , фигурирующие в слагаемых для объемной и поверхностной рекомбинаций, в температурном поле определяются именно равновесными концентрациями $n_0 = n_{00} + \delta n_0$ и $p_0 = p_{00} + \delta p_0$.

Отметим, что напряженность полного электрического поля E , входящая в выражения для токов (2), не фигурирует в выражении для V , и, следовательно, нет необходимости ее вычислять.

Нетрудно показать, что решение системы (7), (8) при $\tau_{e,p} \rightarrow \infty$, $S_{e,p}^\pm \rightarrow 0$ не переходит в соответствующее решение, отвечающее отсутствию рекомбинации (исключение составляет случай $S_{e,p}^+ = S_{e,p}^-$). Последнее связано с вырождением в отсутствие рекомбинации граничных условий (8) и необходимостью использовать соотношение типа (4).

Отметим в заключение, что при конечной скорости релаксации энергии электронов, дырок и фононов на поверхности термоэлектрическая задача становится многотемпературной: температуры электронов T_e , дырок T_p и фононов T_L не совпадают между собой [1]. В этом случае основная система уравнений должна быть дополнена тремя уравнениями баланса энергии для каждой из подсистем [2, 10].

- [1] Гуревич Ю. Г. // УФЖ. 1979. Т. 24. В. 11. С. 1610—1625.
 [2] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 288 с.
 [3] Самойлович А. Г., Коренблит И. Я., Даховский И. В. // ДАН СССР. 1961. Т. 139. В. 2. С. 355—358.
 [4] Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 728—730.
 [5] Пигус Г. Е. // ЖТФ. 1956. Т. 26. В. 1. С. 22—35.
 [6] Грибников З. С. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 3. С. 483—489.
 [7] Коппи А. М., Рудайтис В. Г., Сащук А. П. // Лит. физ. сб. 1987. Т. 27. № 6. С. 722—726.
 [8] Апсельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.
 [9] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 627 с.
 [10] Gurevich Yu. G., Mashkevich O. L. // Phys. Rep. 1989. V. 181. N 6. P. 327—394.

Харьковский государственный университет
 им. А. М. Горького

Получено 1.11.1989
 Принято к печати 17.03.1990

ФТП, том 24, вып. 7, 1990

ЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДОНОРОВ С ДИСЛОКАЦИЕЙ

Гольдфарб М. В., Молоцкий М. И.

1. Взаимодействие примесей с дислокациями в полупроводниках оказывает определяющее влияние на электронную структуру дислокаций, скорость сегрегации примесей, их диффузию вдоль линий дислокаций, на механические свойства кристаллов. Это обстоятельство объясняет тот устойчивый интерес, который проявляется к изучению природы взаимодействия примесей с дислокациями [1-3]. Обычно учитывают два вида взаимодействия — упругое и электростатическое. Упругое взаимодействие обусловлено в основном взаимодействием гидростатического напряжения, создаваемого дислокацией, с локальным изменением объема кристалла ΔV_a после введения примеси. Предельная величина упругого взаимодействия равна [1]

$$W_{\text{упр}} = -\frac{1}{2\pi} \frac{1+\sigma}{1-\sigma} \mu |\Delta v_a|,$$

где μ — модуль сдвига, σ — коэффициент Пуассона.

Линейный заряд дислокации определяет энергию электростатического взаимодействия иона примеси с дислокацией. В полупроводниках n -типа линия дислокации заряжена отрицательно и энергия взаимодействия с однозарядным положительным ионом равна

$$W_{\text{эл}} = e_0 \varphi_d(f),$$

где φ_d — потенциал линии дислокации. В модели Рида [2]

$$\varphi_d(f) = -\frac{e_0 f}{\epsilon a} \left[3 \ln \left(\frac{f}{f_c} \right) - 0.232 \right],$$

где f — доля акцепторных состояний на оборванных связях ядра дислокации, заполненных электронами, a — расстояние между оборванными связями, ϵ — диэлектрическая проницаемость, $f_c = a (\pi n_d)^{1/2}$, n_d — плотность доноров в недеформированном кристалле. Если с оборванными связями ядра дислокации связано акцепторное состояние с энергией E_d , то зависимость степени заполнения f от положения уровня Ферми E_f и температуры T определяется решением уравнения [2]

$$f = \frac{1}{\exp \left(\frac{E_d - e_0 \varphi_d(f) - E_f}{kT} \right) + 1}.$$