

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОГРАДИЕНТНОГО МАГНИТОКОНЦЕНТРАЦИОННОГО ЭФФЕКТА В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ковин А. М., Рудайтис В. Г., Сащук А. П.

Теоретически и экспериментально исследован термоградиентный магнитоконцентрационный эффект в полупроводниках с близкой к собственной проводимостью в неоднородном магнитном поле. Показано, что при определенных величинах противоположно направленных градиентов температуры и магнитного поля изменение сопротивления полупроводникового образца с одинаковыми скоростями поверхностной рекомбинации равно нулю (имеется точка компенсации). При этом распределение неравновесной концентрации носителей заряда по толщине образца с предельно большими скоростями поверхностной рекомбинации похоже на синусоиду. Установлено, что для собственного полупроводника с предельно большими скоростями поверхностной рекомбинации в точке компенсации имеется простая связь между относительной неоднородностью магнитного поля, разностью температур рабочих поверхностей полупроводника и его единственным параметром — шириной запрещенной зоны. Получено согласие экспериментальных данных с теоретическим расчетом.

В работах [1⁻³], посвященных изучению магнитоконцентрационного (МК) эффекта при неоднородном разогреве полупроводника, показано, что в случае биполярного полупроводника с одинаковыми большими скоростями поверхностной рекомбинации (СПР) при наличии градиента температуры в направлении силы Лоренца имеет место изменение его сопротивления — термоградиентный магнитоконцентрационный (ТГ МК) эффект. Подобное явление наблюдается при помещении такого полупроводника в неоднородное магнитное поле — магнитоградиентный (МГ) эффект [4]. Эти эффекты нашли применение при создании полупроводниковых элементов, чувствительных к магнитному полю и его градиенту. Так как ТГ МК эффект к величине градиента температуры, а МГ эффект к величине градиента магнитного поля являются линейными, то в результате их взаимодействия возможна компенсация изменения сопротивления полупроводника в неоднородном магнитном поле, исследованию чего и посвящена данная работа.

Рассмотрим изотропный невырожденный полупроводник с концентрацией доноров N_d . Форма и ориентация полупроводника в ортогональных электрическом, тепловом и неоднородном магнитном полях представлены на рис. 1. Боковая поверхность $z = -d$ имеет скорость поверхностной рекомбинации s_- и температуру T_1 , а поверхность $z = d - s_+$ и T_2 соответственно (эти поверхности впредь будем называть рабочими). Другие боковые поверхности имеют предельно малую СПР. Вдоль оси OX (рис. 1) к полупроводнику приложено слабое электрическое поле E_x . Предположим, что при этом протекающий ток достаточно мал и не влияет на линейное распределение температуры вдоль оси OZ , которое имеет вид

$$T = T_0 + \frac{\Delta T}{2d} z, \quad (1)$$

где $T_0 = (T_1 + T_2)/2$, $\Delta T = T_2 - T_1$. Вдоль оси OY приложено слабое магнитное поле, напряженность которого в направлении оси OZ изменяется по линейному закону¹

¹ Другая компонента магнитного поля из рассмотрения исключена, так как она в нашем случае не в состоянии изменить проводимость полупроводника из-за малых СПР на его рабочих поверхностях [5].

$$H = H_y + H'_z, \quad (2)$$

где $H_y = H|_{z=0}$, $H'_z = \text{grad}_z H$.

Распределение концентрации носителей по оси OZ найдем из решения уравнения непрерывности тока [6]

$$\frac{1}{e} \frac{dj_n^z}{dz} - \frac{\Delta n}{\tau} = 0 \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\frac{1}{e} j_n^z|_{z=\pm d} = \mp s_{\pm} \Delta n|_{z=\pm d}, \quad (4)$$

где Δn — неравновесная концентрация электронно-дырочных пар (ЭДП), e — заряд дырки, τ — время жизни ЭДП, j_n^z — z -компонента плотности электронного тока, материальное уравнение которого приведено в работе [2].

Рассмотрим случай, когда сила Лоренца мала и не изменяет диффузионную длину ЭДП, а разность температур удовлетворяет условию $\Delta T \ll 4kT_0^2/E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, k — константа

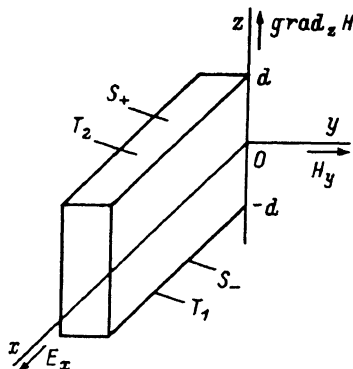


Рис. 1. Форма и ориентация полупроводникового образца в ортогональных электрическом, тепловом и неоднородном магнитном полях.

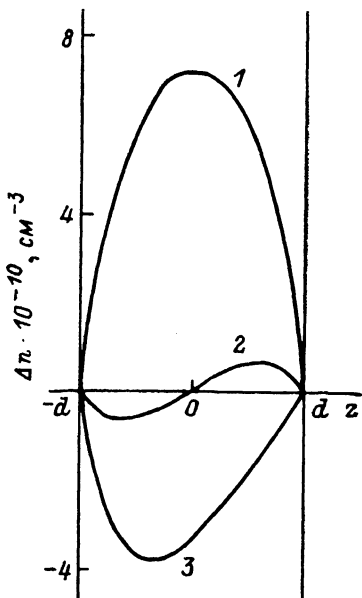


Рис. 2. Поперечное распределение концентрации $\Delta n(z)$ в образце Ge.

$\Delta T, \text{K}: 1 - 0, 2 - 3.4, 3 - 5. N_d = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}, \lambda = 0.1 \text{ cm}, 2d = 0.5 \text{ cm}, E_x = 1.5 \text{ В/см}, H_y = 950 \text{ Э}, H'_z = -600 \text{ Э/см}, T_0 = 293 \text{ K}.$

Больцмана). Это дает возможность разложить концентрации носителей заряда в ряд Тейлора и ограничиться линейными по z членами разложения.

В полупроводниках с проводимостью, близкой к собственной, наиболее сильно от температуры зависит концентрация неосновных носителей. Остальные параметры полупроводника (τ , подвижности электронов и дырок, СПР и др.) при этом можно считать постоянными. Тогда уравнение непрерывности принимает вид ²

$$\frac{d^2 \Delta n}{dz^2} - \frac{\Delta n}{\lambda^2} - f(z) = 0, \quad (5)$$

где

$$f(z) = \frac{ea_q E_x (\mu_n + \mu_p)}{kT_0 c} \left[\frac{F p'}{2d} (H_y + 2H'_z z) + \frac{n_0 p_0}{(n_0 + p_0)} H'_z \right],$$

$$F = \frac{n_0^2 \mu_n + p_0^2 \mu_p}{(n_0 + p_0)(n_0 \mu_n + p_0 \mu_p)},$$

² Отметим, что в (5) опущены члены, ответственные за термоградиентный концентрационный эффект, исследованный в работе [7].

n_0, p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок при T_0 , μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок, a_0 — холл-фактор, c — скорость света, $\lambda = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина ЭДП, D — коэффициент амбиполярной диффузии, $p' = p(T_2) - p(T_1)$.

Решение дифференциального уравнения (5) можно искать в виде [8]

$$\Delta n = C_1 \operatorname{ch} z + C_2 \operatorname{sh} z - \lambda^2 f(z), \quad (6)$$

где константы интегрирования $C_{1,2}$ в общем виде довольно громоздки, поэтому здесь не приводятся.

Произведя усреднение неравновесной концентрации носителей (6) по толщине полупроводника, получаем выражение для относительного изменения его проводимости

$$\frac{\overline{\Delta \sigma}}{\sigma_0} = K \left[A_1 H_y + A_2 \left(\frac{F}{2u} p' H_y + \frac{\lambda n_0 p_0}{(n_0 + p_0)} H'_z \right) + A_3 p' H'_z \right], \quad (7)$$

где

$$K = \frac{\lambda e a_0 (\mu_n + \mu_p)^2 E_x}{\gamma k T_0 c (n_0 \mu_n + p_0 \mu_p)}, \quad A_1 = (v_- - v_+) \frac{n_0 p_0 \operatorname{sh}^2 u}{u (n_0 + p_0)},$$

$$A_2 = \operatorname{sh} 2u + 2v_+ v_- \frac{\operatorname{sh}^2 u}{u} + (v_+ + v_-) \left(\operatorname{sh}^2 u + \frac{\operatorname{sh} 2u}{2u} \right) - \gamma,$$

$$A_3 = (v_+ - v_-) \lambda F \left[\frac{\operatorname{sh} 2u}{2u} - \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{u^2} \right) \operatorname{sh}^2 u \right],$$

$$\gamma = (1 + v_+ v_-) \operatorname{sh} 2u + (v_+ + v_-) \operatorname{ch} 2u,$$

$$v_{\pm} = s_{\pm} \tau / \lambda, \quad u = d / \lambda.$$

Из (7) видно, что правая часть выражения состоит из суммы вкладов нескольких магнитоконцентрационных эффектов: первый член — обычный МК эффект, второй — ТГ МК эффект в однородном магнитном поле, третий — МГ эффект, четвертый член — взаимодействие последних двух эффектов. Интересно то, что при одинаковых СПР ($v_+ = v_-$) становится равным нулю не только МК эффект ($A_1 = 0$), но и член взаимодействия ($A_3 = 0$). В этом случае при определенных значениях H_y и H'_z всегда существует разность температур ΔT , при которой изменение проводимости полупроводника равно нулю. Это хорошо иллюстрируют представленные на рис. 2 результаты расчета $\Delta n(z)$ по формуле (6), из которых видно, что при противоположных направлениях градиентов температуры и магнитного поля функция $\Delta n(z)$ в зависимости от величины ΔT имеет либо колоколообразную (кривые 1, 3), либо похожую на синусоидальную (кривая 2) форму. [Константы $C_{1,2}$ при расчете $\Delta n(z)$ были найдены для предельно больших СПР рабочих поверхностей полупроводника]. Отметим, что распределение неравновесной концентрации, имеющее два экстремума и переход через точку $\Delta n = 0$ в середине образца с большими СПР (рис. 2, кривая 2), насколько нам известно, наблюдается впервые. Именно в этом случае изменение проводимости полупроводника в неоднородном магнитном поле отсутствует (т. е. имеется точка компенсации).

На практике такая ситуация может оказаться довольно полезной. Например, в случае $\overline{\Delta \sigma} / \sigma_0 = 0$ при $v_{\pm} \gg 1$ (предельно большие СПР), имея в виду $\Delta H = H(d) - H(-d)$, для собственного полупроводника ($n_0 = p_0$) из (7) получаем

$$\Delta H / H_y = -E_0 \Delta T / 2kT_0^2. \quad (8)$$

Из (8) следует, что в точке компенсации имеется простая связь между относительной неоднородностью магнитного поля ($\Delta H / H_y$), ΔT и единственным параметром полупроводника — шириной запрещенной зоны.

Материалом для экспериментального исследования ТГ МК эффекта в неоднородном магнитном поле служили образцы из электронного германия с $N_d = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. С целью исключения контактных явлений образцы имели форму гантели с размерами: рабочей части — $10 \times 5 \times 2 \text{ мм}$, блоков — $5 \times 5 \times 5 \text{ мм}$.

Толщина образцов 5 мм. Обе рабочие поверхности механически шлифовались, что обеспечивало большие и одинаковые СПР ($s_{\pm} \approx 2 \cdot 10^4$ см/с). Нерабочие поверхности химически полировались и имели малую СПР (≈ 200 см/с). На торцах блоков создавались омические токовые контакты, а на поверхности рабочей части образцов формировались съемные контакты для измерения изменения напряжения на полупроводнике в магнитном поле по методике работы [9]. Градиент температуры создавался и измерялся по методике, описанной в [3].

Образцы во время эксперимента питались от источника переменного тока частотой 20 Гц и помещались в неоднородное постоянное магнитное поле, градиент которого направлен противоположно созданному в образце градиенту температуры. Напряженность магнитного поля измерялась помещением датчика Холла вдоль полюсов магнита.

На рис. 3 представлены зависимости изменения проводимости полупроводнико-

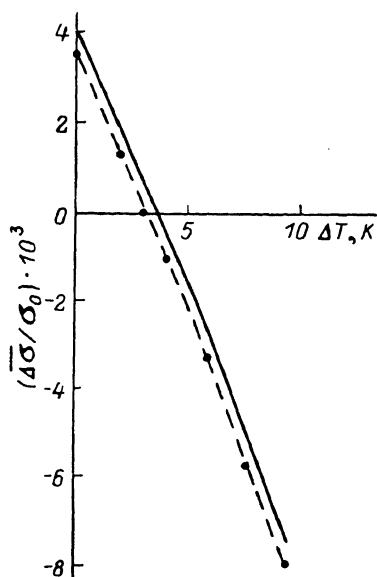


Рис. 3. Расчетная (сплошная линия) и экспериментальная (штриховая) зависимости относительного изменения проводимости $(\Delta\sigma/\sigma_0)$ германиевого образца от ΔT .

$$N_d = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, \lambda = 0.1 \text{ см}, 2d = 0.5 \text{ см}, E_x = 1.5 \text{ В/см}, H_y = 930 \text{ Э}, H'_z = -600 \text{ Э/см}, T_0 = 293 \text{ К}.$$

вого образца в неоднородном магнитном поле от величины ΔT . Как видно, измеренная зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0$ от ΔT (штриховая линия) линейна и практически совпадает с теоретической кривой (сплошная линия), рассчитанной по формуле (7). Величина $\Delta H/H_y$, вычисленная по той же формуле в точке компенсации ($\Delta T = 3$ К), оказалась на 15 % меньше величины, измеренной датчиком Холла, что объясняется влиянием конечной величины СПР нерабочих поверхностей образца на результаты измерений.

В заключение отметим, что проведенные в работе исследования показали возможность использования ТГ МК эффекта не только для измерения величины неоднородности магнитного поля, но и для определения параметров полупроводниковых материалов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Литовский Р. Н., Медвидь А. П. — УФЖ, 1983, т. 28, в. 5, с. 731—736.
- [2] Konin A. M., Saščiuk A. P. — Phys. St. Sol. (a), 1984, v. 86, N 1, p. K55—K58.
- [3] Конин А. М., Рудайтис В. Г., Сашук А. П. — ФТП, 1986, т. 20, в. 7, с. 1218—1221.
- [4] Левитас И. С., Пожела Ю. К., Сталерайтис К. К., Янавичене Н. Ю. — ФТП, 1975, т. 9, в. 6, с. 1191—1192.
- [5] Левитас И. С., Пожела Ю. К. — Лит. физ. сб., 1967, т. 7, № 2, с. 387—396.
- [6] Пикус Г. Е. — ЖТФ, 1956, т. 26, в. 1, с. 22—50.
- [7] Конин А. М., Рудайтис В. Г., Сашук А. П. — Лит. физ. сб., 1987, т. 27, № 6, с. 722—726.
- [8] Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., 1965. 704 с.
- [9] Жузе В. П., Пикус Г. Е., Сорокин О. В. — ЖТФ, 1957, т. 27, в. 6, с. 1167—1173.