

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА ХОЛЛОВСКОЕ ПОЛЕ В СОБСТВЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Net carrier charge density and electrical field strength distributions were calculated for Hall infinite semiconductor sample taking into account surface recombination. The surface charge was shown to decrease as surface recombination rate is increased. Transverse electrical field strength is changed in the near-surface region that has thickness comparable to a value determined by Debye length and ambipolar diffusion length, with the field strength tends to the strength defined by known formula as surface recombination rate is increased.

Введение. Повышение чувствительности магнитоуправляемых полупроводниковых приборов на основе датчиков Холла связано с уменьшением их размеров. Традиционным способом увеличения чувствительности датчиков Холла является снижение их толщины. Наряду с этим, образцы для холловских измерений различных полупроводниковых соединений обычно целесообразно готовить в виде тонких слоев, осаждаемых на подложках [1, 2]. С уменьшением размеров в полупроводниках с биполярной проводимостью существенную роль приобретают рекомбинационные процессы, происходящие на поверхности.

Поскольку на поверхности образца существует рекомбинация, то концентрация избыточного заряда вблизи поверхности уменьшается по сравнению с концентрацией в объеме полупроводника. Под действием магнитного поля возникает область накопления нескомпенсированного заряда вблизи боковой грани образца, вследствие чего электрическое поле становится неоднородным, а холловская разность потенциалов будет заметно отличаться от вычисляемой по традиционной формуле $U = ARIB / d$.

В данной работе предлагается модель, на основании которой оценивается поперечное распределение нескомпенсированного заряда электронов и дырок в полупроводниковом образце с проводимостью, близкой к собственной, определяется характерный размер приповерхностных областей накопления заряда и неоднородности холловского поля.

Основная часть. В основу модели положены кинетические выражения для плотности тока электронов и дырок в постоянном магнитном поле с учетом диффузионной составляющей, обусловленной приповерхностным градиентом концентрации. Расчеты выполнялись для длинного ($a \gg b, d$) изотропного полупроводникового образца, ограниченного по осям y ($0 < y < 2b$) и z ($0 < z < 2d$), электрический ток в котором течет вдоль оси x , внешнее магнитное поле с индукцией B совпадает с осью z , а холловское поле направлено вдоль оси y (рис. 1). Для указанного образца можно пренебречь влиянием токовых контактов и считать концентрацию носителей заряда и напряженность электрического поля E_0 постоянными вдоль оси x .

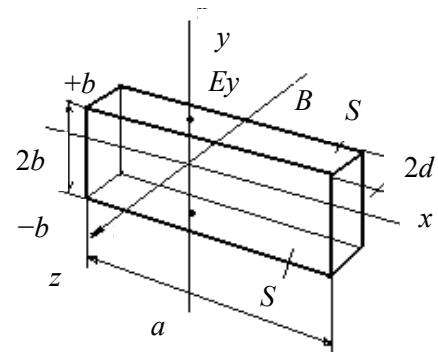


Рис. 1. Анализируемый образец. На верхней и нижней гранях происходит рекомбинация со скоростью S

Неравновесные носители создаются равномерно по объему под действием внешнего источника. В приближении слабых полей $\mu_{np}B \ll 1$ избыточная концентрация мала по сравнению с равновесной. Для протяженного по оси x образца можно пренебречь градиентом концентрации вдоль этой оси. Будем полагать, что рекомбинация происходит только на поверхностях $y = \pm b$. Тогда кинетические выражения для плотности электронного (j_p) и дырочного (j_n) токов вдоль осей x и y можно представить в виде

(1)

$$\begin{cases} j_{xp} = k_{p1p} E_x - k_{12p} E_y B - e D_p \theta \frac{dp}{dy}, \\ j_{yp} = k_{11p} E_y + k_{12p} E_x B, \\ k_{11p} = e \mu_p p_0, \quad k_{12p} = e \mu_p^2 p_0, \quad \theta_p = \mu_p B. \end{cases} \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2) μ_{np} и D_{np} – коэффициенты подвижности и диффузии электронов и дырок соответственно; $n = n_1 - n_0$ и $p = p_1 - p_0$ – приращения неравновесных концентраций электронов и дырок соответственно, время рекомбинации которых составляют τ_n и τ_p ; n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок ($n_0 = p_0 = n_i$).

Уравнения непрерывности для приращений n и p имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n &= \frac{n}{\tau_n} + G, \\ \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p &= -\frac{p}{\tau_p} + G, \end{aligned} \quad (3)$$

где G – коэффициент рекомбинации в объеме образца. Уравнения (1) и (2) дополняются уравнением для напряженности электрического поля внутри образца:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{p-n}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad E_x = E_0, \quad E_y(\pm b) = 0. \quad (4)$$

Граничные условия в (4) определяются равенством нулю напряженности E_y на боковых гранях. Подстановка соотношений (1) и (2) в уравнения (3) приводит к системе дифференциальных уравнений

$$(5)$$

где $l_D = (\varphi_T \varepsilon \varepsilon_0 / en_i)^{1/2}$ – дебаевская длина экранирования;

$$l_2^{-2} = L_p^{-2} - l_D^{-2},$$

$L_{n,p} = (\tau_{n,p} D_{n,p})^{1/2}$ – диффузионная длина для электронов и дырок соответственно; $\varphi_T = kT / e$ – коэффициент, определяемый соотношением Эйнштейна $D = \mu \varphi_T$.

Граничные условия задаются приравнованием нормальных к поверхности образца составляющих плотности токов электронов и дырок к скорости поверхностной рекомбинации. Суммарная плотность тока в направлении y равна нулю. Граничные условия для плотности токов на поверхности образца определяются диффузионным током:

$$\begin{aligned} eD_n \left. \frac{dn}{dy} \right|_{y=b} &= -en(b)S, \\ eD_p \left. \frac{dp}{dy} \right|_{y=b} &= ep(b)S, \\ eD_n \left. \frac{dn}{dy} \right|_{y=-b} &= -en(-b)S, \\ eD_p \left. \frac{dp}{dy} \right|_{y=-b} &= ep(-b)S, \end{aligned} \quad (6)$$

где S – скорость поверхностной рекомбинации, м/с.

На рис. 2 представлены распределения приращения концентраций нескомпенсированного заряда неравновесных электронов и дырок, полученные путем решения уравнений (5) с граничными условиями (6) для кремниевого образца собственной проводимости при $T = 300$ К, $B = 0,2$ Тл, $2d = 0,1$ мм, $2b = 1$ мм. Этой температуре соответствует равновесная концентрация собственных носителей $n_i = 10^{16}$ м⁻³. Разность приращений концентраций отнесена к равновесной концентрации собственных носителей. Параметром для этих кривых является скорость поверхностной рекомбинации S . Для расчетов использовались значения S , D , τ_n и τ_p , полученные для кремния в [3–5].

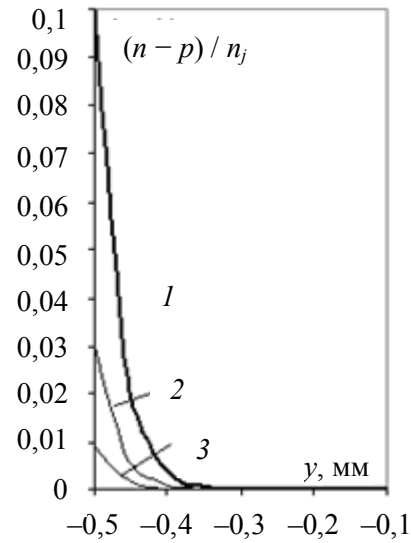


Рис. 2. Распределение концентрации нескомпенсированного заряда неравновесных электронов и дырок в направлении y , в плоскости $x = 0$:
1 – $S = 1$ м/с; 2 – $S = 10$ м/с; 3 – $S = 10^2$ м/с

Скорость уменьшения концентрации неравновесных носителей в области накопления заметно снижается с ростом S . Ширина области накопления сравнима с длиной l_1 , которая определяется как диффузионной длиной, так и дебаевской длиной экранирования (значения l_D , L_n и L_p согласно оценкам, проведенным для рассматриваемых условий, составляют соответственно $l_D \sim 3 \cdot 10^{-5}$ м, $L_{n,p} \sim 10^{-4}$ м). С увеличением скорости рекомбинации концентрация носителей нескомпенсированного заряда на поверхности образца уменьшается и стремится к нулю с ростом S .

На рис. 3 представлены распределения напряженности поперечного электрического поля E_y , приведенного к холловской напряженности $\theta_{n,p} E_0 = (\mu_n - \mu_p) B E_0$ при различных значениях S . Значение $\theta_{n,p} E_0$ соответствует напряженности холловского поля при бесконечно высокой скорости рекомбинации. Ширина области изменения E_y вблизи граней образца не зависит от S

при фиксированных значениях l_D и $L_{n,p}$.

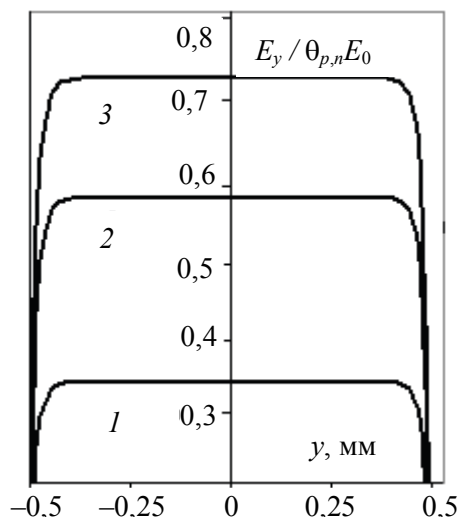


Рис. 3. Распределение приведенной напряженности электрического поля в направлении y в сечении образца $x = 0$:
1 – $S = 1$ м/с; 2 – $S = 10$ м/с; 3 – $S = 10^2$ м/с

На рис. 4 сопоставляются зависимости напряженности поперечного электрического поля от скорости поверхностной рекомбинации при различных отношениях b / l_1 . С ростом S напряженность поля в объеме образца увеличивается и приближается к значению, соответствующему бесконечной скорости рекомбинации.

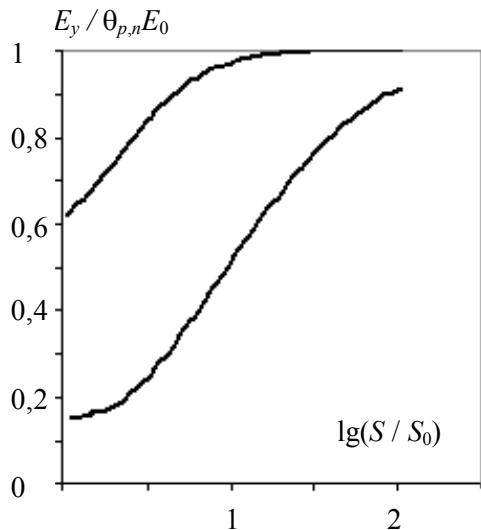


Рис. 4. Зависимость поперечного поля в образце от скорости рекомбинации при $x = 0$, $S_0 = 1$ м/с (верхняя кривая соответствует отношению $2b / l_1 = 1,5$, нижняя – $2b / l_1 = 0,3$)

Наблюдаемые зависимости обусловлены тем, что неравновесный заряд накапливается вблизи боковых граней на расстоянии, которое сравнимо с диффузионной длиной. С уменьшением ширины образца $2b$ до размеров, которые сравнимы с протяженностью областей накопления, заряды противоположных граней, имеющие разный знак, начинают частично компенсировать друг друга, в результате напряженность поперечного поля E_y снижается.

Заключение. Расчеты, выполненные для бесконечного полупроводникового образца с собственной проводимостью, показывают, что напряженность холловского поля снижается с уменьшением скорости поверхностной рекомбинации S . С ростом S ширина областей накопления неравновесного заряда сокращается и увеличивается напряженность холловского поля в образцах, геометрические размеры которых сравнимы с диффузионной длиной. В образцах, поперечные размеры которых составляют $\sim 0,1$ мм и менее, поверхностная рекомбинация может заметно снизить напряженность холловского поля. Полученные результаты следует учитывать при проектировании тонких высокочувствительных датчиков магнитного поля, в которых сравнимы концентрации электронов и дырок.

Литература

1. Residual donors and compensation in metaorganic chemical vapor deposition grown n-GaN / Xu Xiaoliang [et al.] // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 90, № 12. – P. 6130–6134.
2. Pophristic, M. High-conductivity n-AlGaIn with high Al mole fraction grown by metalorganic vapor phase deposition / M. Pophristic, S. P. Guo, B. Peres // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 82, № 24. – P. 4289–4291.
3. Non-radiative recombination at reconstructed Si surfaces / T. Dittrich [et al.] // Solid-State Electron. – 2002. – Vol. 46, № 11. – P. 1863–1872.
4. Palais, O. Contactless measurement of bulk lifetime and surface recombination velocity in silicon wafers / O. Palais, A. Arcari // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol. 93, № 8. – P. 4686–4690.
5. Исследования СВЧ-метода измерения времени жизни неравновесных носителей заряда в слитках слаболегированного кремния / П. А. Бородовский [и др.] // Микроэлектроника. – 2005. – Т. 34, № 5. – С. 375–384.