

оксида кремния. Однако следует отметить, что тонкие, порядка 20 нм, окислы обладают повышенной проводимостью и заряд, наводимый радиацией в SiO_2 , не накапливается, а стекает в кремний. Сравнение образцов с одинаковыми технологиями получения и толщиной диоксида, например 3 и 7, 6 и 8, показывает большую устойчивость структур, легированных РЗЭ, к воздействию радиации. Так, изменения напряжения плоских зон и порогового напряжения при облучении МОП-структур, созданных на Si:Lu, были примерно в два раза меньше, чем для аналогичных контрольных образцов (см. таблицу).

Чувствительность МОП-структур к γ -облучению

Образец	Наличие РЗЭ	Тип окисла	Толщина SiO_2 , нм	U_{th} , В	U_{th} , В при $D_n=10^6$ рад	ΔU_{th} , В
1	–	O_2+HCl	22,0	–1,35	–2,20	0,85
2	–	O_2+HCl	29,0	–1,60	–2,50	0,90
3	–	O_2+HCl	42,0	–1,90	–3,90	2,00
4	–	$\text{O}_2+\text{H}_2+\text{HCl}$	20,0	–1,50	–2,10	0,60
5	–	$\text{O}_2+\text{H}_2+\text{HCl}$	40,0	–1,40	–3,50	2,10
6	+	$\text{O}_2+\text{H}_2+\text{HCl}$	20,0	–1,00	–1,40	0,40
7	+	$\text{O}_2+\text{H}_2+\text{HCl}$	38,0	–1,75	–2,10	0,35
8	+	O_2+HCl	40,0	–1,20	–1,60	0,40

Таким образом, использование пластин кремния, легированных Ge и Lu, в качестве подложек для эпитаксиальных слоев позволяет повысить устойчивость $p-n$ -переходов и МОП-структур к воздействию радиации. Указанный эффект обусловлен, вероятно, действием примесей редкоземельных элементов и германия как стоков для компонентов пар Френкеля, генерируемых высокоэнергетичными излучениями, а также как центров их аннигиляции.

1. Бочкарев Э.П., Гришин В.П., Карпов Ю.А., Марунина Н.И. Свойства легированных полупроводников. М., 1977. С. 88.

2. Петров В.В., Просолович В.С., Ткачев В.Д. и др. // ФТП. 1985. Т. 19. № 4. С. 767.

Поступила в редакцию 13.11.2001.

Дмитрий Иванович Бринкевич – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник кафедры физики полупроводников.

Владислав Савельевич Просолович – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник кафедры физики полупроводников.

Юрий Николаевич Янковский – старший научный сотрудник кафедры физики полупроводников.

УДК 537.311.33

С.А. ВЬРКО

ЭКРАНИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КРИСТАЛЛАХ С ПРЫЖКОВОЙ МИГРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ПРИМЕСЯМ

The expressions for Debye – Hückel and Schottky – Mott screening length of external electrostatic field in the crystal semiconductor with hopping migrations of electrons (holes) over hydrogen-like donors (acceptors) is obtained. The existence of a “hidden” conducting layer in the hopping conductivity regime for semiconductors with small and high compensation degrees is predicted.

В работе [1] впервые теоретически рассмотрен вопрос управления прыжковой электропроводностью по водородоподобным донорам в полупроводниковой пленке с помощью внешнего, перпендикулярного поверхности пленки электростатического поля $E(x) = -d\varphi/dx$, не приводящего к появлению тока и не нарушающего электронейтральность пленки. Было показано, что омическая проводимость в направлении, перпендикулярном “управляющему” полю $E(x)$, т. е. вдоль пленки, при обеих полярностях напряжения определяется перескоками электронов по донорам на некотором характеристическом расстоянии $x \sim x_h$ от поверхности. Координата x_h зависит от степени компенсации доноров акцепторами. Поскольку при $x < x_h$ доноры в основном ионизованы, а при $x > x_h$ они нейтральны, то в этих областях прыжковая электропроводность значительно меньше, нежели при $x \sim x_h$, где локальные концентрации ионизированных и нейтральных доноров примерно равны.

В [2] исследовался эффект поля в слое кристаллического p -Si:B с прыжковой электропроводностью. Внешним электростатическим полем осуществлялось локальное смещение уровня Ферми в акцепторной зоне, т. е. изменялась, по терминологии [1], локальная концентрация прыгающих по атомам бора дырок. Было обнаружено [3] подавление прыжковой электропроводности p -Si:Ga при пассивации электрически активных примесей атомарным водородом. Наблюдалось [4] отрицательное дифференциальное сопротивление в условиях прыжковой проводимости для p -Si. В [5] зарегистрированы инжекционные токи в кремниевых резистивных структурах при блокировании прыжковой проводимости по водородоподобным примесям вблизи омических контактов. Однако концентрация прыгающих по примесям электронов (дырок) в названных исследованиях не определялась и не оценивалась.

Цель данной работы – показать, что управление прыжковой электропроводностью возможно в полуограниченном кристаллическом полупроводниковом образце в направлении, перпендикулярном внешнему электростатическому полю.

Рассмотрим однородно легированный полупроводник n -типа, занимающий полупространство $x > 0$, при прыжковой проводимости по неподвижным водородоподобным донорам в зарядовых состояниях (0), (+1) с концентрацией $N = N_0 + N_{+1}$. Условие электронейтральности имеет вид: $N_{+1} = N_{-1}$, где N_{-1} – концентрация акцепторов в зарядовом состоянии (-1); $0 < K < 1$ – степень компенсации доноров акцепторами. Объемная концентрация прыгающих по донорам электронов согласно [6–10] равна $N_h = N_0 N_{+1} / N = = K(1-K)N$. Экранирование внешнего электростатического поля обусловлено перераспределением прыгающих между донорами в зарядовых состояниях (0) и (+1) электронов, т. е. миграцией по кристаллу зарядовых состояний неподвижных доноров. Акцепторы полностью находятся в зарядовом состоянии (-1) и напрямую в экранировании не участвуют. Электростатический потенциал $\varphi(x)$ в точке с координатой x удовлетворяет уравнению Пуассона [11]:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} - \frac{1}{2} \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = - \frac{\rho(\varphi)}{\varepsilon} = - \frac{e}{\varepsilon} |N_{+1}(x) - N_{-1}|, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ – статическая диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки полупроводника, ε_0 – электрическая постоянная, e – модуль заряда электрона, $\rho(\varphi)$ – объемная плотность индуцированного внешним полем заряда.

В однородном полупроводнике отношение концентраций ионизованных $N_{+1}(x)$ и нейтральных $N_0(x)$ доноров зависит от координаты x только через $\varphi(x)$ в виде [11]:

$$\frac{N_{+1}(x)}{N_0(x)} = \frac{K}{1-K} \exp\left(-\frac{e\varphi(x)}{k_B T}\right).$$

Принимая во внимание, что $N_0(x) + N_{+1}(x) = N_0 + N_{+1} = N$, получим

$$N_{+1}(x) = N \left[1 + \frac{1-K}{K} \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где $k_B T$ – тепловая энергия.

Интегрируя (1) по φ с учетом (2), находим выражение для напряженности поля в полупроводнике:

$$E = -\frac{d\varphi}{dx} = \pm \left\{ \frac{2k_B T}{\varepsilon} N \left[\ln \left((1-K) \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right) + K \right) - (1-K) \frac{e\varphi}{k_B T} \right] \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где для $\varphi > 0$ следует брать знак “+”, а для $\varphi < 0$ – знак “-”.

При $e|\varphi_b| \ll k_B T$, т. е. в приближении Дебая – Хюккеля, из (3) с учетом граничных условий $\varphi(0) = \varphi_b$; $\varphi(\infty) = 0$ для $x > 0$ получаем: $\varphi(x) = \varphi_b \exp(-x/\Lambda_s)$, где Λ_s – длина экранирования электростатического поля [9, 12] – равна

$$\Lambda_s = \sqrt{-\varepsilon \left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)_{\varphi=0}^{-1}} = \sqrt{\frac{\varepsilon k_B T}{e^2 K(1-K)N}}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что $K(1-K)N = N_h$ можно трактовать как концентрацию экранирующих зарядов – прыгающих по донорам электронов [6–9].

В приближении Дебая – Хюккеля полный индуцированный заряд, отнесенный к единице площади поверхности полупроводника, запишется

$$Q_s = \int_0^{\infty} \rho_s(x) dx = \rho_s(\varphi_b) \Lambda_s, \text{ где } \rho_s(x) = -\varepsilon \Lambda_s^{-2} \varphi(x). \text{ Это означает, что длина}$$

экранирования Λ_s равна толщине слоя пространственного заряда, в котором полный индуцированный заряд Q_s распределен равномерно с плотностью $\rho_s(\varphi_b)$.

При $e|\varphi_b| \gg k_B T$, т. е. в приближении Шоттки – Мотта, из (3) для $0 \leq x \leq \Lambda_d$ с учетом граничных условий $\varphi(0) = \varphi_b$; $(d\varphi/dx)_{x=\Lambda_d} = 0$ получаем:

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{eNK}{2\varepsilon} (\Lambda_d - x)^2, & \text{при } \varphi_b > 0; \\ -\frac{eN(1-K)}{2\varepsilon} (\Lambda_d - x)^2, & \text{при } \varphi_b < 0, \end{cases}$$

где толщина области Λ_d , в которой все доноры ионизованы (при $\varphi_b < 0$) или нейтральны (при $\varphi_b > 0$), имеет вид:

$$\Lambda_d = \begin{cases} \Lambda_s \sqrt{2(1-K) \frac{e\varphi_b}{k_B T}}, & \text{для } e\varphi_b \gg k_B T; \\ \Lambda_s \sqrt{-2K \frac{e\varphi_b}{k_B T}}, & \text{для } -e\varphi_b \gg k_B T. \end{cases}$$

В приближении Шоттки – Мотта полный индуцированный заряд на единицу площади поверхности полупроводника есть

$$Q_d = \int_0^{\Lambda_d} \rho_d(x) dx = \rho_d(\varphi_b) \Lambda_d, \text{ где } \rho_d(x) = \rho_d(\varphi_b) = \begin{cases} -eNK, & \text{для } 0 < x < \Lambda_d \text{ при } \varphi_b > 0; \\ eN(1-K), & \text{для } 0 < x < \Lambda_d \text{ при } \varphi_b < 0. \end{cases}$$

Таким образом, в приближении как Дебая – Хюккеля, так и Шоттки – Мотта длина экранирования может быть выражена через толщину слоя пространственного заряда, в котором сосредоточен весь наведенный заряд, распределенный по глубине равномерно с плотностью $\rho(\varphi_b)$, соответствующей плотности пространственного заряда при максимальном значении потенциала $\varphi(0) = \varphi_b$. На это обстоятельство обращено внимание в работе [13] при рассмотрении экранирования внешнего поля в полупроводниках с чисто зонной монополярной электропроводностью.

В общем случае индуцированный заряд, отнесенный к единице площади поверхности полупроводника, имеет вид:

$$Q = \int_0^{\infty} \rho(x) dx = \int_{\varphi_b}^0 \rho(\varphi) \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^{-1} d\varphi = \varepsilon \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0}, \quad (5)$$

где согласно уравнению (1) $\rho(\varphi) = -\varepsilon \frac{d\varphi}{dx} \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)$.

Характерная толщина Λ области, в которой под действием внешнего электростатического поля происходит полное опустошение или заполнение доноров электронами, равна $\Lambda = Q/\rho(\varphi_b)$. Тогда, учитывая (5) и (1)–(3), имеем:

$$\Lambda = \frac{Q}{\rho(\varphi_b)} = \frac{\varepsilon}{\rho(\varphi_b)} \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0} \approx \begin{cases} \Lambda_s & \text{при } e|\varphi_b| \ll k_B T; \\ \Lambda_d & \text{при } e|\varphi_b| \gg k_B T, \end{cases}$$

где $\rho(\varphi_b)$ – плотность заряда на поверхности полупроводника ($x = 0$).

На рис. 1 а представлены рассчитанные по уравнению (3) и в приближении Дебая – Хюккеля (штриховая линия) зависимости потенциалов $\varphi(x)$ от координаты x при $e\varphi_b = \pm 100k_B T$.

На рис. 1 б показано распределение локальной концентрации прыгающих по донорам электронов $N_h(x) = N_0(x)N_{+1}(x)/N$ вдоль внешнего электростатического поля; в отсутствие поля $N_h = K(1-K)N$. Видно, что концентрация прыгающих электронов $N_h(x)$ для $K=0,99$ при $\varphi_b > 0$ и для $K=0,01$ при $\varphi_b < 0$ имеет ярко выраженный максимум (кривые 1', 3). Например, для $K=0,99$ при $\varphi_b = 100k_B T/e$ прыжковая проводимость в направлении, перпендикулярном внешнему полю, наблюдается на расстоянии $x_h \approx 3\Lambda$ от поверхности ($x=0$). Отметим, что концентрация прыгающих электронов $N_h(x_h)$ (кривая 3) более чем на порядок превосходит $N_h = K(1-K)N$ при $\varphi_b = 0$. При возрастании в этом случае $|\varphi_b|$ на поверхности полупроводника координата x_h максимума концентрации прыгающих электронов смещается в глубь полупроводника: $x_h \propto \sqrt{|\varphi_b|}$, в то время как для $K=0,5$ в этой области концентрация прыгающих электронов близка к нулю и выходит на уровень, соответствующий $\varphi_b = 0$, при $x > 10\Lambda_s$ (кривые 2, 2').

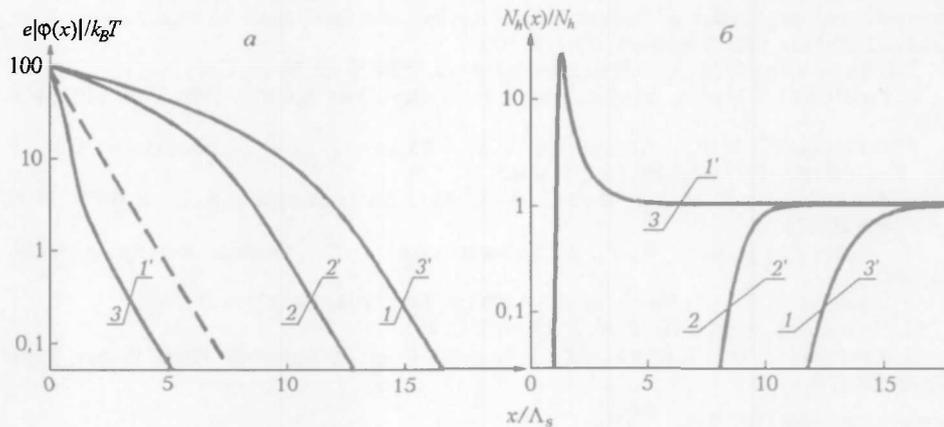


Рис. 1. а) Модуль электростатического потенциала $|\varphi(x)|$ в единицах $k_B T/e$ на расстоянии x (в единицах Λ_s) от поверхности полупроводника при $e\varphi_b/k_B T=100$ (кривые 1–3) и $e\varphi_b/k_B T=-100$ (кривые 1'–3') для различных K : 1, 1' – 0,01; 2, 2' – 0,5; 3, 3' – 0,99. Штриховая линия соответствует $|\varphi_b| \exp(-x/\Lambda_s)$. б) Локальная концентрация прыгающих по донорам электронов $N_h(x)=N_0(x)N_{+1}(x)/N$ в единицах $K(1-K)N$

Прыжковую электропроводность на постоянном токе по [10] можно представить в виде $\sigma_h = e N_h M_h$, где M_h – прыжковая подвижность. Согласно [14] энергия термической активации ϵ_3 прыжковой электропроводности имеет минимум при $K \sim 0,5$, т. е. прыжковая подвижность $M_h \propto \exp(-\epsilon_3/k_B T)$ при этом имеет максимум. На некотором расстоянии x_h от поверхности достигается максимум концентрации прыгающих электронов $N_h(x_h) = N/4$, что соответствует локальной степени компенсации $K(x_h) = N_{+1}(x_h)/N = 0,5$. Таким образом, локальная прыжковая электропроводность в слое, параллельном поверхности полупроводника, находящемся на расстоянии x_h от нее, $\sigma_h(x_h) = e N_h(x_h) M_h(x_h)$ имеет еще более выраженный максимум, чем концентрация прыгающих электронов $N_h(x_h)$.

Итак, вдоль слоя с координатой x_h достигается максимум произведения числа пустых (ионизованных) и заполненных электронами доноров, а следовательно, и максимум прыжковой электропроводности для степени компенсации $K < 0,5$ при $\varphi_b < 0$ и для $K > 0,5$ при $\varphi_b > 0$. При этом подразумевается, что средняя длина прыжка электрона между донорами значительно меньше длины экранирования Λ_s .

Отмеченные выше особенности в пространственной зависимости концентрации $N_h(x)$ прыгающих по водородоподобным донорам электронов относятся и к полупроводникам p -типа с прыжковым переносом дырок по водородоподобным акцепторам. Для перехода к описанию полупроводника p -типа необходимо в формулах $+\varphi_b$ заменить на $-\varphi_b$ при той же степени компенсации основных примесных атомов (акцепторов) неосновными (донорами).

1. Звягин И. П. // ДАН СССР. 1977. Т. 237. № 1. С. 75.
2. Веденеев А. С., Гайворонский А. Г., Ждан А. Г., Модели А., Рыльков В. В., Ткач Ю. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. № 10. С. 641.
3. Болотов В. В., Камаев Г. Н., Феофанов Г. Н., Эмексузян В. М. // ФТП. 1990. Т. 24. № 10. С. 1697.
4. Супрунчик В. В. // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. № 6 (12). С. 2127.
5. Есаев Д. Г., Сеница С. П. // ФТП. 2000. Т. 34. № 10. С. 1270.
6. Poklonski N. A., Siaglo A. I., Vyrko S. A., Mitianok V. V. // Physics,

Физика

Chemistry and Application of Nanostructures: Review and Short Notes to Nanomeeting-2001, Minsk, 22–25 May 2001. Singapore, 2001. P. 106.

7. Поклонский Н. А. // Изв. вузов. Физика. 1984. Т. 27. № 11. С. 41.
8. Poklonski N.A., Stelmakh V.F. // Phys. Stat. Sol. (b). 1983. Vol. 117. № 1. P. 93.
9. Poklonski N.A., Stelmakh V.F., Tkachev V.D., Voitikov S.V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1978. Vol. 88. № 2. P. K165.
10. Поклонский Н. А., Лопатин С. Ю., Забродский А. Г. // ФТТ. 2000. Т. 42. № 3. С. 432.
11. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1990.
12. Узиков А. А., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 5 (11). С. 1940.
13. Пенни Н. А. // ФТП. 1983. Т. 17. № 3. С. 431.
14. Fritzsche H., Cuevas M. // Proc. Int. Conf. on Semicond. Phys., Prague, 1960. Prague, 1961. P. 222.

Поступила в редакцию 24.01.2002.

Сергей Александрович Вырко – аспирант кафедры физики полупроводников. Научный руководитель – доктор физико-математических наук, доцент Н. А. Поклонский.



This document has been edited with **Infix PDF Editor** - free for non-commercial use.

To remove this notice, visit: www.iceni.com/unlock.htm