

06.1;06.2

Зарядная емкость резкого $p-n$ -перехода в варизонном полупроводнике

© Б.С. Соколовский

Львовский национальный университет им. Ив. Франко, Львов, Украина

Поступило в Редакцию 3 июля 2000 г.

Произведен расчет барьерной емкости резкого $p-n$ -перехода в варизонном полупроводнике с независимыми от координаты градиентами ширины запрещенной зоны и электронного сродства. Показано, что зависимость квадрата обратной величины барьерной емкости от напряжения имеет линейный характер, а напряжение отсечки может заметно превышать контактную разность потенциалов.

Варизонные структуры на основе полупроводниковых твердых растворов, в первую очередь соединений A_3B_5 , широко применяются в полупроводниковой электронике, в частности, для создания высокоэффективных преобразователей солнечного излучения, селективных и широкополосных фотоприемников, лазеров с перестраиваемой длиной волны и низким пороговым током и т.д. [1,2]. В последнее время возрос интерес к варизонным гетеропереходам Si-Ge как перспективным структурам для создания быстродействующих микросхем [3]. В связи с широким использованием варизонных гетеропереходов важное значение имеют как разработка новых методов определения их параметров, так и обоснование применимости методик, являющихся стандартными при исследовании гомозонных $p-n$ -структур, в частности метода вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Обработка результатов измерений ВФХ $p-n$ -переходов, встроенных в варизонном полупроводнике, обычно производится (см., например, [4,5]) с привлечением соотношений, полученных для гомозонных $p-n$ -переходов [6]. Такой подход может быть оправданным, когда варизонная область находится внутри области объемного заряда и в границах последней электрическое поле равно нулю [7]. В общем же случае необходимо знать, каким образом варизонность, простирающаяся за пределы области объемного заряда и приводящая к формированию электрического поля в квазинейтральных базовых областях [8,9], влияет на ВФХ варизонных $p-n$ -структур.

Поэтому расчет зарядной емкости резкого p - n -перехода, созданного в варизонном полупроводнике, является актуальной задачей.

Пространственное распределение электростатического потенциала φ в области объемного заряда ($-d_n \leq x \leq d_p$) резкого p - n -перехода, встроенного в варизонный полупроводник (рис. 1), описывается в приближении модели полностью истощенного контактного слоя уравнением

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} [N_d\theta(-x) - N_a\theta(x)], \quad (1)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость варизонного полупроводника, которую будем считать независимой от координаты, ε_0 — электрическая постоянная, N_a , N_d — концентрации акцепторов и доноров в p - и n -областях структуры, θ — единичная функция ($\theta(z) = 0$ при $z < 0$, $\theta(z) = 1$ при $z \geq 0$).

Для установления граничных условий к уравнению (1) учтем, что положение уровня Ферми E_F в варизонных p - и n -областях p - n -структуры определяется соответственно соотношениями [8]:

$$E_F = -e\varphi - E_g - \chi + \xi_p, \quad (2)$$

$$E_F = -e\varphi - \chi + \xi_n, \quad (3)$$

где χ — электронное сродство, E_g — ширина запрещенной зоны, ξ_p , ξ_n — химические потенциалы электронов и дырок в p - и n -областях. Так как в случае однородного легирования ξ_p и ξ_n в квазинейтральных областях не зависят от координаты, т.е. уровень Ферми располагается параллельно краям зон основных носителей заряда [8–10], то из (2) и (3) легко получаются выражения для напряженности электрических полей в базовых областях варизонной p - n -структуры, в частности граничные условия на краях области объемного заряда:

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=-d_n} = -\frac{1}{e} \left. \frac{d\chi}{dx} \right|_{x=-d_n}, \quad (4)$$

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=d_p} = -\frac{1}{e} \left(\left. \frac{d\chi}{dx} + \frac{dE_g}{dx} \right) \right|_{x=d_p}. \quad (5)$$

Далее ограничимся случаем варизонного полупроводника с линейными координатными зависимостями $E_g(x)$, $\chi(x)$ и введем обозначения:

$$\alpha = \frac{1}{e} \frac{dE_g}{dx}, \quad \beta = \frac{1}{e} \frac{d\chi}{dx}. \quad (6)$$

Полагая $\varphi = 0$ при $x = 0$, из (1), (4) и (5) будем иметь

$$\varphi(x) = -\frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}x^2 - \left(\frac{eN_d d_n}{\varepsilon\varepsilon_0} + \beta\right)x \quad \text{при } -d_n \leq x \leq 0, \quad (7)$$

$$\varphi(x) = \frac{eN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0}x^2 - \left(\frac{eN_a d_p}{\varepsilon\varepsilon_0} + \alpha + \beta\right)x \quad \text{при } 0 \leq x \leq d_p. \quad (8)$$

Полное падение напряжения на p - n -переходе $\varphi(-d_n) - \varphi(d_p)$ складывается из напряжения источника U ($U < 0$ при обратных смещениях) и контактной разности потенциалов U_c , которая равна приведенной к единичному заряду разности термоэлектронных работ выхода, соответствующих границам области объемного заряда:

$$U_c = U_{c0} + \alpha d_{p0} + \beta(d_{n0} + d_{p0}), \quad (9)$$

где $U_{c0} = (kT/e)\ln(N_a N_d / n_{i0}^2)$, n_{i0} — собственная концентрация носителей заряда при $x = 0$, d_{n0} , d_{p0} — значения d_n , d_p при $U = 0$.

Из (7)–(9) получаем

$$U_c - U = U_n + U_p = \frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}d_n^2 + \frac{eN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0}d_p^2 + \alpha d_p + \beta(d_n + d_p), \quad (10)$$

где $U_n = \varphi(-d_n)$, $U_p = -\varphi(d_p)$ — падения напряжения на частях области объемного заряда, расположенных в n - и p -областях соответственно.

Используя условие непрерывности напряженности электрического поля при $x = 0$, находим связь толщин слоев объемного заряда d_n и d_p :

$$d_n N_d = d_p N_a + \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e}\alpha. \quad (11)$$

Как видно из (11), объемные заряды $q_n = eN_d d_n$, $q_p = eN_a d_p$, примыкающие к металлургической границе p - n -перехода, в отличие от случая гомозонной структуры, не равны по модулю (при этом электронейтральность структуры обеспечивается за счет формирования объемных зарядов, локализованных у контактов [9]).

Из (10) и (11) получаем

$$d_p = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{eN_a} \left[\sqrt{\frac{2e\bar{N}}{\varepsilon\varepsilon_0}(U_c + U_{\nabla} - U) - \alpha - \beta} \right], \quad (12)$$

$$d_n = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d} \left[\sqrt{\frac{2e\bar{N}}{\varepsilon\varepsilon_0}(U_c + U_\nabla - U) - \beta} \right], \quad (13)$$

где

$$\bar{N} = \frac{N_a N_d}{N_a + N_d}, \quad U_\nabla = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2e} \left[\frac{(\alpha + \beta)^2}{N_a} + \frac{\alpha^2}{N_d} \right]. \quad (14)$$

Соотношения (9), (12), (13) дают возможность получить следующее выражение для контактной разности потенциалов на варизонном p - n -переходе:

$$U_c = U_{c0} - 2U_\nabla + \frac{eK^2\bar{N}}{\varepsilon\varepsilon_0} + K\sqrt{\frac{2e\bar{N}}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(U_{c0} - U_\nabla + \frac{eK^2\bar{N}}{2\varepsilon\varepsilon_0} \right)}, \quad (15)$$

где $K = (\varepsilon\varepsilon_0/e) [(\alpha + \beta)/N_a + \beta/N_d]$.

Как следует из (12)–(15), характер влияния внутренних электрических полей, существующих в квазинейтральных базовых областях за счет пространственной неоднородности E_g и χ , на протяженности ОПЗ, определяющих "геометрическую" емкость p - n -структуры, зависит от направления этих полей. В случае, когда напряженности внутренних электрических полей направлены к металлургической границе, что имеет место при $\alpha + \beta < 0$ для p -области и $\beta < 0$ для n -области, происходит расширение области объемного заряда в обеих частях p - n -структуры вследствие выталкивания полем основных носителей заряда из базовых областей. При противоположной ситуации ($\alpha + \beta > 0$ для p -области и $\beta > 0$ для n -области) d_n и d_p уменьшаются, так как в этом случае внутренние электрические поля противодействуют пространственному перераспределению носителей заряда. Очевидно, когда $\alpha + \beta$ и β имеют разные знаки, модуляция толщин области объемного заряда в n - и p -частях базы будет антифазной, т.е. уменьшение протяженности ОПЗ по одну сторону от металлургической границы p - n -перехода сопровождается увеличением толщины области объемного заряда по другую сторону.

Зная зависимость d_n и d_p от приложенного напряжения, можно рассчитать приведенную к единичной площади емкость p - n -перехода, рассматриваемой как последовательное соединение емкостей слоев объемного заряда, расположенных в p - и n -областях:

$$\frac{1}{C} = \frac{dU_n}{dq_n} + \frac{dU_p}{d|q_p|}, \quad (16)$$

или с учетом (7), (8) и (10)

$$\frac{1}{C} = \frac{d_n + d_p}{\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{1}{eN_a}(\alpha + \beta) + \frac{1}{eN_d}\beta, \quad (17)$$

т.е. емкость варизонной структуры, помимо обычных геометрических слагаемых, содержит слагаемые, связанные с наличием в базовых областях внутренних электрических полей.

После подстановки в (17) выражений (12) и (13) получаем следующую формулу для емкости резкого p - n -перехода в варизонном полупроводнике:

$$C = \left[\frac{2}{e\varepsilon\varepsilon_0 N} (U_c + U_{\nabla} - U) \right]^{-1/2}, \quad (18)$$

которая при $\alpha = \beta = 0$ включает как частный случай известное выражение для емкости гомозонного p - n -перехода [6].

Из (18) следует, что квадрат обратной величины емкости резкого варизонного p - n -перехода является линейной функцией приложенного напряжения с угловым коэффициентом, который определяется таким же выражением, как и в случае резкого p - n -перехода с однородными базовыми областями [6]. Вместе с тем имеется важное отличие от случая резкого гомозонного p - n -перехода, а именно, наличие внутренних электрических полей в квазинейтральных базовых областях приводит к уменьшению барьерной емкости p - n -перехода, что проявляется в увеличении напряжения отсечки ВФХ. Учитывая зависимость U_{∇} от градиентов E_g и χ , определяемую соотношением (14), можно сделать вывод, что заметное превышение напряжения отсечки над контактной разностью потенциалов будет наблюдаться в случае, когда изменение E_g и χ на длине дебаевского экранирования существенно больше kT , т.е. при больших градиентах E_g и ξ . Полагая для примера $\varepsilon = 10$, $N_a = N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, при $\alpha = \beta = 10^2 \text{ eV/cm}$ получаем $U_{\nabla} = 1.4 \cdot 10^{-6} \text{ V}$, а при $\alpha = \beta = 5 \cdot 10^4 \text{ eV/cm}$ $U_{\nabla} = 0.35 \text{ V}$. Очевидно, что при заданных значениях N_a , N_d , α , β относительное превышение напряжения отсечки над контактной разностью потенциалов будет более заметно проявляться при уменьшении ширины запрещенной зоны на металлургической границе p - n -перехода.

В заключение отметим, что полученное выражение для барьерной емкости варизонной p - n -структуры указывает на принципиальную возможность определения из ВФХ такого важного параметра варизонного

полупроводника, как градиент электронного сродства, который в отличие от градиента ширины запрещенной зоны не может быть определен с помощью люминесцентных или фотоэлектрических методов [11].

Список литературы

- [1] Алферов Ж.И. // ФТП. 1998. Т. 32. В. 1. С. 3–18.
- [2] Андреев В.М. // ФТП. 1999. Т. 33. В. 9. С. 1035–1038.
- [3] Grimmeiss Hermann G. // 1999. Т. 33. В. 9. С. 1032–1034.
- [4] Именков А.Н., Лидейкис Т.П., Царенков Б.В., Шерняков Ю.М., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 7. С. 1260–1265.
- [5] Стафеев В.И., Банин Е.С., Терехович Т.Ф., Миронова О.А., Пелевин О.В., Гирич Б.Г., Моховая Т.Г. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 9. С. 1723–1727.
- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1. 456 с.
- [7] Halil B., Kao K.C. // Int. J. Electron. 1972. V. 33. N 1. P. 33–47.
- [8] Константинов О.В., Царенков Г.В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 4. С. 720–728.
- [9] Соколовский Б.С. // УФЖ. 1994. Т. 39. В. 3–4. С. 327–330.
- [10] Sokolovskii B.S. // Phys. Stat. Solidi (a). 1997. V. 163. N 2. P. 425–432.
- [11] Пека Г.П., Коваленко В.Ф., Смоляр А.Н. Варизонные полупроводники. Киев: Выща школа, 1989. 251 с.