

Двумерный $p-n$ -переход в равновесии

© А.Ш. Ачоян, А.Э. Есаян, Э.М. Казарян, С.Г. Петросян[¶]

Ереванский государственный университет,
375049 Ереван, Армения

(Получена 11 апреля 2001 г. Принята к печати 8 января 2002 г.)

Впервые предложена идея двумерного $p-n$ -перехода, представляющего собой контакт между двумя областями квантово-размерной пленки с разным типом электропроводности. В равновесных условиях найдено распределение потенциала и высота потенциального барьера. Получено выражение для ширины слоя поверхностного заряда, которая в отличие от трехмерного случая зависит линейно от контактной разности потенциалов (внешнего смещения). Удельная емкость двумерного $p-n$ -перехода практически не зависит от внешнего смещения и определяется лишь диэлектрической проницаемостью окружающей среды. Показано, что, несмотря на слабость экранирования контактного электрического поля, для описания свойств таких $p-n$ -переходов можно использовать приближение Шоттки.

В связи с развитием в последние годы физики низкоразмерных систем большой интерес представляет также исследование физических свойств различных контактов, образованных вблизи границы раздела двух электронных систем в разной размерности (так называемые гетероразмерные контакты) [1–3]. Частным примером такого низкоразмерного контакта является двумерный (2D) $p-n$ -переход, который может создаваться, например, при молекулярно-лучевой эпитаксии тонких квантово-размерных пленок из GaAs или $Ga_xAl_{1-x}As$ на неплазменных подложках, когда для легирования используется амфотерная примесь (например, Si), характер которой (донорный или акцепторный) зависит от кристаллографической ориентации подложки [4].

В отличие от обычных $p-n$ -переходов такие 2D $p-n$ -переходы имеют ряд специфических свойств, обусловленных как самой природой двумерного газа, так и особенностями экранирования контактного электрического поля низкоразмерными электронами. Из-за того что ионизированные доноры и акцепторы, а также свободные носители заряда находятся в плоскости двумерного газа, а контактное электрическое поле сосредоточено в окружающем пространстве, последнее экранируется слабо, а образованные обедненные области „объемного“ (точнее, поверхностного) заряда имеют относительно большую протяженность. Соответственно 2D $p-n$ -переход должен характеризоваться и большим напряжением пробоя, чем обычные $p-n$ -переходы. Из-за малости эффективного сечения квантово-размерной пленки 2D $p-n$ -переход должен иметь очень маленькую емкость. Кроме того, если учесть, что двумерный электронный газ, как правило, характеризуется очень большой подвижностью, то можно надеяться, что 2D $p-n$ -переходы открывают новое направление исследований в физике двумерных систем, а также перспективы для создания нового семейства высокочастотных диодов, варикапов, смесителей и т.д. [3].

Контактные явления в двумерном электронном газе (2DEG) уже нашли ряд интересных применений. Так,

например, на основе контакта металл–2DEG были реализованы такие приборы, как полевой транзистор с высокой подвижностью электронов [5], фотоприемники на длине волны 1.3 мкм с рекордно широкой рабочей полосой [6], варакторные диоды с очень большим отношением емкостей C_{\max}/C_{\min} и большим напряжением пробоя [7,8].

В данной работе предлагается идея двумерного $p-n$ -перехода и исследуется распределение потенциала и электрического поля в таком контакте при отсутствии внешнего приложенного напряжения.

1. Распределение потенциала и зонная диаграмма двумерного $p-n$ -перехода

На рис. 1,а представлена схема рассматриваемого 2D $p-n$ -перехода, представляющего собой тонкую квантово-размерную пленку толщиной d . Одна половина плоскости пленки ($y = 0, x > 0$) легирована акцепторами с поверхностной концентрацией N_{AS} (например, с помощью δ -легирования). Другая половина ($y = 0, x < 0$) — донорами с поверхностной концентрацией N_{DS} . Ось y направлена по нормали к пленке, ее начало отсчета лежит в плоскости симметрии пленки. Для простоты далее мы будем считать, что $N_{AS} = N_{DS} = N_S$, а также рассмотрим такие области температур, когда все примеси ионизованы, а вдали от границы раздела, т.е. в квазинейтральных областях, равновесные концентрации электронов и дырок n_{S0} и p_{S0} равны N_S .

При образовании контакта часть электронов переходит из n -области в p -область, а дырки, наоборот, из p -области в n -область, вследствие чего вблизи границы раздела образуются обедненные слои поверхностного заряда.

Из-за возникшего электрического поля энергетические зоны и уровни размерного квантования изгибаются до тех пор, пока не устанавливается равновесное состояние, которое характеризуется постоянством уровня Ферми для всей полупроводниковой пленки (рис. 1, б).

[¶] E-mail: stpetros@www.physdep.r.am

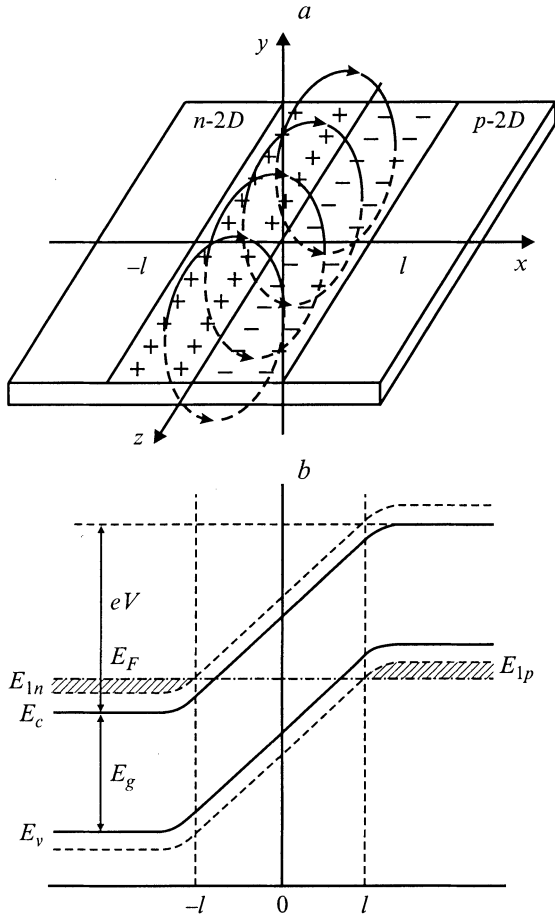


Рис. 1. Схема (а) и зонная диаграмма двумерного p - n -перехода в равновесии (b). E_{1n} и E_{1p} — уровни размерного квантования для электронов и дырок, E_F — уровень Ферми.

Соответственно вдоль оси x для электронов и дырок образуются потенциальные барьеры высотой V_k , равной контактной разности потенциалов

$$V_k = \frac{1}{e} \left[E_g + \pi \hbar^2 \left(N_S + \frac{\pi}{2d^2} \right) \frac{m_n + m_p}{m_n m_p} \right], \quad (1)$$

где e — заряд электрона, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, m_n и m_p — эффективные массы электронов и дырок. Отсюда следует, что, в отличие от трехмерного p - n -перехода, здесь высота потенциального барьера всегда превосходит ширину запрещенной зоны. Из зонной диаграммы p - n -перехода на рис. 1, b видно, что из-за искривления зон всегда существует некоторая область $-l \leq x \leq l$, где уровни размерного квантования в зоне проводимости и в валентной зоне расположены относительно уровня Ферми таким образом, что в этой области при низких температурах отсутствуют свободные электроны и дырки.

Найдем сначала распределение потенциала в приближении полного обеднения, когда можно считать, что область отрицательного поверхностного заряда создается только ионизованными акцепторами, находящимися

в слое $0 < x \leq l$, а область положительного поверхностного заряда создается ионизованными донорами в слое $-l \leq x < 0$. Эти поверхностные заряды создают контактное электрическое поле, которое в основном сосредоточено в окружающем пространстве. Для определения распределения потенциала этого поля $\varphi(x, y, z)$ необходимо решить уравнение Лапласа

$$\Delta \varphi(x, y, z) = 0. \quad (2)$$

Из симметрии задачи ясно, что потенциал не зависит от координаты z (мы считаем, что размер пленки вдоль оси z намного превосходит ширину поверхностного слоя $2l$ и краевыми эффектами можно пренебречь).

Уравнение (2) в приближении полного обеднения необходимо решить с граничными условиями:

$$\varphi(x, 0) = \begin{cases} 0, & x \leq -l, \\ V_k, & x \geq l, \end{cases}$$

$$\frac{\partial \varphi(x, 0)}{\partial y} = \begin{cases} -\frac{2\pi e}{\epsilon} N_S, & -l \leq x \leq 0, \\ \frac{2\pi e}{\epsilon} N_S, & 0 < x \leq l, \end{cases} \quad (3)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость окружающих областей.

Поставленную задачу можно решить методом конформных отображений, используя функцию

$$w = 2 \ln \frac{\xi + \sqrt{\xi^2 - l^2}}{l}, \quad (4)$$

которая переводит первый квадрант плоскости $\xi = x + iy$ в полуполосу плоскости $w = u + iv$ ($0 \leq v \leq \pi$, $u > 0$). Нахождение решения $\varphi(x, y)$ в плоскости $w(u, v)$ более удобно, так как на границах области мы приходим к граничным условиям одинакового типа. Таким путем удастся найти функцию $\varphi(x, y)$, которая в первом квадранте $x > 0$, $y > 0$ имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_0(x, y) = V_k \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \left[\frac{\sqrt{F(x, y) - (x^2 + y^2 - l^2)}}{l\sqrt{2}} \right] \right. \\ \left. - \frac{1}{2\pi} \left[\frac{x}{l} \ln \frac{x - G(x, y)}{x + G(x, y)} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2y}{l} \operatorname{arctg} \left(\frac{x^2 + y^2 + l^2 - F(x, y)}{l\sqrt{2}\sqrt{x^2 - y^2 - l^2 + F(x, y)}} \right) \right] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} F(x, y) &= \sqrt{(x^2 + y^2 - l^2)^2 + 4l^2 y^2}, \\ G(x, y) &= \frac{\sqrt{(x^2 + y^2)F(x, y) - (x^2 + y^2)^2 + l^2(x^2 - y^2)}}{l\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Аналогичные выражения для $\varphi(x, y)$ можно написать и в других квадрантах.

Исходя из вышенаписанных формул можно легко определить и ширину области поверхностного заряда. Поскольку область $y = 0, x \geq l$ является эквипотенциальной, необходимо потребовать, чтобы полученное решение удовлетворило условию

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x}(l, 0) = 0. \quad (7)$$

Последнее выполняется, если входящий в уравнение (5) параметр l задан выражением

$$l = \frac{\varepsilon V_k}{4\pi e N_S}. \quad (8)$$

Видно, что аналогично контакту металл-2DEG [1] толщина слоя объемного заряда в двумерном p - n -переходе $L_{2D} = 2l$ также линейно зависит от контактной разности потенциалов. При наличии внешнего напряжения V для величины l справедлива аналогичная формула, однако вместо V_k теперь следует написать $(V_k - V)$.

Распределение потенциала (5) мы получили в приближении полного обеднения (приближение Шоттки). Известно, однако, что экранирование контактного поля в случае 2DEG слабее, чем в трехмерном случае [2], из-за чего вне области поверхностного заряда спад потенциала является более медленным. Поэтому при более точном рассмотрении следует учесть, что за точками $x = \pm l$ имеются „хвосты“ распределения потенциала.

В общем случае для плотности поверхностного заряда в 2D p - n -переходе можно записать

$$\rho(x) = \frac{ekT}{\pi \hbar^2} \left[-m_n \ln(1 + e^{\varepsilon_1/kT}) + \theta(-x)m_n \ln(1 + e^{\varepsilon_2/kT}) + m_p \ln(1 + e^{\varepsilon_3/kT}) - \theta(x)m_p \ln(1 + e^{\varepsilon_4/kT}) \right], \quad (9)$$

где

$$\varepsilon_1 = -(E_{1n} + e\varphi(x, 0) - E_F),$$

$$\varepsilon_2 = -(E_{1n} - E_F),$$

$$\varepsilon_3 = -E_g - E_{1p} + e\varphi(x, 0) - E_F,$$

$$\varepsilon_4 = E_{Fp} = \frac{\pi \hbar^2 N_S}{m_p}$$

и за начало отсчета энергии принято $E_c = (-\infty) = 0, \theta(x < 0) = 0, \theta(x > 0) = 1$.

В этом случае точное аналитическое решение уравнения Лапласа уже невозможно. Однако при низких температурах для плотности поверхностного заряда в области $x > 0$ с большой точностью из (9) можно записать

$$\rho(x) = \frac{em_p}{\pi \hbar^2} \begin{cases} e\varphi(x, 0) - V_k, & x \geq l, \\ -E_{Fp}, & 0 < x < l, \end{cases} \quad (10)$$

причем неизвестная длина l теперь определяется из условия $e\varphi(l, 0) - V_k = -E_{Fp}$ (см. рис. 1, b).

Соответственно уравнение Лапласа в первом квадранте необходимо теперь решить со следующими граничными условиями:

$$\varphi(+\infty, 0) = V_k, \quad \varphi(0, y) = \frac{V_k}{2},$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y}(x, 0) = \frac{2}{a_{Bp}} \begin{cases} \varphi(x, 0) - V_k, & x \geq l, \\ \gamma_p, & 0 < x < l, \end{cases} \quad (11)$$

где

$$a_{Bp} = \frac{\varepsilon \hbar^2}{m_p e^2}$$

— радиус Бора для дырок,

$$\gamma_p = -\frac{E_{Fp}}{e}.$$

Задачу можно снова решить методом конформного отображения с помощью функции (4). В приближении $l \gg a_{Bp}$ для $\varphi(x, y)$ можно получить

$$\varphi(x, y) = \varphi_0(x, y) - V_k \frac{a_{Bp}}{2\pi l} \operatorname{arctg} \frac{x^2 + y^2 + l^2 - F(x, y)}{l\sqrt{2}\sqrt{x^2 - y^2 - l^2 + F(x, y)}}, \quad (12)$$

где $\varphi_0(x, y), F(x, y)$ заданы выражениями (5) и (6).

Снова используя требование непрерывности x -компоненты напряженности электрического поля в точке $x = l$:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x}(l, 0) \right|_{x \rightarrow l+} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial x}(l, 0) \right|_{x \rightarrow l-} \quad (13)$$

и учитывая, что $eV_k \gg E_{Fp}$, для l получим следующее выражение:

$$l = -\frac{V_k a_{Bp}}{4\gamma_p}. \quad (14)$$

Подставляя значения для γ_p и a_{Bp} , мы снова приходим для длины l к выражению (8).

Заметим, что распределение потенциала при $x < 0$ задается аналогичным (12) выражением лишь с заменой a_{Bp} и γ_p на соответствующие величины a_{Bn} и γ_n для электронного газа.

2. Емкость двумерного p - n -перехода

Зная распределение потенциала и величину поверхностного заряда на единице длины контакта,

$$Q_S = \int_0^\infty |\rho(x)| dx, \quad (15)$$

можно вычислить и удельную емкость двумерного p - n -перехода:

$$C = \frac{dQ_S}{dV_k}. \quad (16)$$

Учитывая (10), легко можно получить

$$Q_S = \frac{\varepsilon}{4\pi} V_k - \frac{e^2 m_p}{\pi^2 \hbar^2} 2\gamma_p \int_l^\infty \operatorname{arctg} \frac{l}{\sqrt{x^2 - l^2}} dx. \quad (17)$$

Как видно, на больших расстояниях распределение заряда Q_S логарифмически расходится. Причиной такой расходимости является медленный спад потенциала вне области поверхностного заряда. Легко показать из (12), что спад потенциала вдали от области поверхностного заряда ($x \gg l$, $y \gg l$) осуществляется по гиперболическому закону:

$$\begin{aligned} \varphi(x, y = \text{const}) &\approx V_k \left(1 - \frac{l}{\pi x}\right), \quad x \gg l, \\ \varphi(x = \text{const}, y) &\approx \frac{V_k}{2} \left(1 + \frac{l}{\pi y}\right), \quad y \gg l. \end{aligned} \quad (18)$$

Ясно, однако, что в реальной ситуации всегда существуют физические причины, приводящие к „обрезанию“ потенциала на некоторой длине $L \gg l \gg a_B$. Поэтому для Q_S можно записать

$$Q_S = \frac{\varepsilon}{2\pi^2} V_k \left[\beta \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - 1}} + \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}) \right], \quad (19)$$

где $\beta = L/l$.

Следовательно, для удельной емкости перехода имеем

$$C = \frac{\varepsilon}{2\pi^2} f(\beta), \quad (20)$$

где

$$f(\beta) = \beta \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - 1}} + \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}) \quad (21)$$

есть численный множитель, слабо зависящий от параметра β .

Как и следовало ожидать, удельная емкость $2D$ p - n -перехода практически не зависит от напряжения на контакте и определяется лишь диэлектрической проницаемостью окружающей среды.

3. Обсуждение полученных результатов

На рис. 2 показан ход потенциала вдоль оси x как в плоскости двумерного газа ($y = 0$), так и на некоторых расстояниях от него ($y = l$ и $y = 2l$). В отличие от обычного трехмерного p - n -перехода контактное электрическое поле $2D$ p - n -перехода существует и вне области „объемного“ заряда ($|x| > l$, y, z), что является результатом слабого экранирования в двумерном случае.

Из соотношения (8) видно, что в отличие от обычного p - n -перехода ширина области „объемного“ заряда зависит от высоты потенциального барьера не корневым

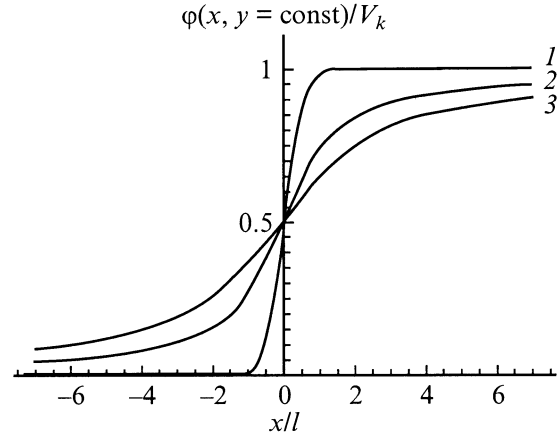


Рис. 2. Распределение потенциала $\varphi(x, y = \text{const})$ на фиксированных расстояниях от плоскости p - n -перехода y : 1 — 0, 2 — l , 3 — $2l$.

образом, а более сильно, линейно. Именно по этой же причине емкость $2D$ p - n -перехода (20) не зависит от внешнего смещения. В свою очередь среднее значение напряженности электрического поля в плоскости p - n -перехода \bar{E}_x также слабо зависит от внешнего смещения. Легко показать, что в приближении Шоттки

$$E_x(x, 0) = -\frac{V_k}{2\pi l} \ln \frac{l + \sqrt{l^2 - x^2}}{l - \sqrt{l^2 - x^2}}, \quad (22)$$

а его среднее значение задается поверхностной плотностью ионизованных примесей

$$\bar{E}_x = \frac{1}{l} \int_0^l E_x(x, 0) dx = -\frac{2\pi e N}{\varepsilon} \equiv \text{const}(V). \quad (23)$$

Выше уже было отмечено, что из-за слабости экранирования ширина области обеднения в $2D$ p - n -переходе всегда шире, чем в обычном трехмерном случае при сопоставимых уровнях объемного легирования $N_D = N_S/d$. Из (8) следует, что

$$L_{3D} = \sqrt{\frac{\varepsilon V_k}{4\pi e N_D}} = \sqrt{ld} \ll L_{2D}. \quad (24)$$

Например, для квантово-размерной пленки из арсенида галлия ($E_g = 1.43$ эВ, $\varepsilon = 12.85$, $m_n = 0.067m_0$, $m_p = 0.48m_0$) при $N_S = 10^{11}$ см $^{-2}$ и $d = 80$ Å, согласно (1) и (8), $V_k = 1.53$ В, $L_{2D} \approx 2.2$ мкм, а $L_{3D} \approx 0.1$ мкм. Поскольку в этом случае $E_{Fp} \ll E_{Fn} \approx 3.6$ мэВ и $a_{Bn} \approx 100$ Å, условия $eV_k \gg E_{Fn}$ и $L_{2D} \gg a_B \approx d$, использованные при выводе всех выше приведенных формул, хорошо выполняются. Кроме того, можно заключить, что условие $L_{2D} \gg a_B$ позволяет применять приближение слоя Шоттки для описания различных свойств двумерных p - n -переходов, в частности для расчета их вольт-амперных характеристик.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (грант А-322).

Список литературы

- [1] С.Г. Петросян, А.Я. Шик. ЖЭТФ, **96**, 2229 (1989).
- [2] А.Я. Шик. ФТП, **29**, 1345 (1995).
- [3] B. Gelmont, M. Shur, C. Moglestue. IEEE Trans. Electron. Dev., **39** (5), 1216 (1992).
- [4] W. Porod, H. Harbury, S. Goodnick. Appl. Phys. Lett., **61** (15), 1823 (1992).
- [5] H. Hasegawa, T. Hashizume, H. Okada, K. Jinushi. J. Vac. Sci. Technol. B, **13** (4), 1744 (1995).
- [6] M. Horstman, K. Scheimpt, M. Marso, A. Fox, P. Kordos. Electron. Lett., **32**, 732 (1996).
- [7] W.C.B. Peatman, T.W. Crowe, M. Shur. IEEE Electron. Dev. Lett., **13**, 11 (1992).
- [8] M. Marso, M. Horstmann, H. Hardtdegen, P. Kordos, H. Luth. Sol. St. Electron., **41** (1), 25 (1997).

Редактор Т.А. Полянская

A two-dimensional $p-n$ -junction under the equilibrium

A.Sh. Achoyan, A.E. Yesayan, E.M. Ghazaryan,
S.G. Petrosyan

Yerevan State University,
375049 Yerevan, Armenia

Abstract We present an idea of a two-dimensional $p-n$ -junction formed as a contact between two regions of a thin, quantum-size film with different types of conductivity. Here we report on the results of calculations of the potential distribution and the barrier potential under thermal equilibrium. We also determine the width of the surface charge (depletion) layer, which has a linear dependence of the build-in and applied voltages between the contacts. The specific capacitance of a two-dimensional $p-n$ -junction practically does not depend on the applied voltage and is determined by the dielectric constant of the surrounding medium. We have compared the results of Shottky depletion approximation with the exact calculations. The results show that in spite of the weak screening capability of two-dimensional electrons, the use of the depletion approximation for description of various properties of two-dimensional $p-n$ -junctions (for example, for the calculation of current-voltage characteristic) is justified.