

УДК 13.3

А.Э. ЕСАЯН

ОБРАЗОВАНИЕ ОДНОМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО КАНАЛА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК РАЗНОЙ ТОЛЩИНЫ

Теоретически рассчитаны ограничивающий потенциал и распределение потенциала на резкой границе двух квазидвумерных систем. Показано, что на границе двух квантово-размерных пленок разной толщины и с разными уровнями легирования может образоваться квази-одномерный электронный канал. Используя структуры с двумя такими «размерными» гетеропереходами, можно получить прямоугольную потенциальную яму, содержащую квази-одномерный электронный газ (квантовая проволока).

1. Введение. В настоящее время одной из наиболее популярных структур для реализации высокоподвижного двумерного электронного газа является одиночный гетеропереход с модулированным легированием. В таком гетеропереходе электроны переходят из донорных уровней легированной широкозонной области (напр., $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$) в расположенную ниже по энергии зону проводимости нелегированной узкозонной области (напр., GaAs), вследствие чего вблизи гетерограницы образуются слои обеднения и обогащения [1, 2]. В узкозонной части гетероперехода, вблизи гетерограницы, с одной стороны из-за разрыва зон, а с другой – из-за возникшего электрического поля и искривления зон образуется достаточно глубокая и узкая потенциальная яма. В ней движение электронов в направлении, перпендикулярном границе раздела, строго ограничено, вследствие чего могут возникнуть связанные квантово-размерные состояния. В плоскости же гетерограницы электронный газ сохраняет способность свободного (трансляционного) движения и поэтому является квазидвумерным.

Так как электроны в этом случае оказываются пространственно отдаленными от породивших их донорных центров, то в своем движении вдоль гетерограницы (в GaAs) они рассеиваются на этих ионизированных примесях очень слабо. В результате электроны в двумерном канале приобретают очень высокую (иногда превосходящую $10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) подвижность – особенно в области низких температур, где ослабляется также их рассеяние на оптических фононах [3].

Такой двумерный электронный газ может находить разнообразные практические применения, в частности, для создания высокочастотных полевых транзисторов [4].

Описанная выше идея создания двумерного электронного газа вблизи гетерограницы путем снижения числа степеней свободного движения частиц размерным квантованием может быть использована и для образования квазиодномерного электронного газа. Поэтому необходимо вместо обычного гетероперехода использовать переход между двумя разными двумерными системами (напр., двумя тонкими, квантово-размерными полупроводниковыми пленками), отличающимися энергетическим спектром, а также, возможно, уровнем и типом легирования [5, 6]. Известно, что такие низкоразмерные контакты имеют ряд интересных особенностей и в последнее время привлекают большое внимание [7, 8].

Целью данной работы является теоретическое исследование процесса образования квазиодномерного электронного канала вблизи резкой границы двух квантово-размерных пленок разной толщины.

2. Модель контакта. Рассмотрим свойства перехода между двумя двумерными системами на примере резкого контакта (условие резкости будет приведено далее) двух квантово-размерных пленок одного и того же материала, но имеющих разные толщины и уровни легирования (рис. 1, а). Расположения дна зоны проводимости $E_{c_1} = E_{c_2} \equiv E_c$, уровней Ферми E_{F_1} , E_{F_2} и первых уровней размерного квантования E_{q_1} и E_{q_2} в обеих пленках до формирования контакта приведены на рис. 1, б.

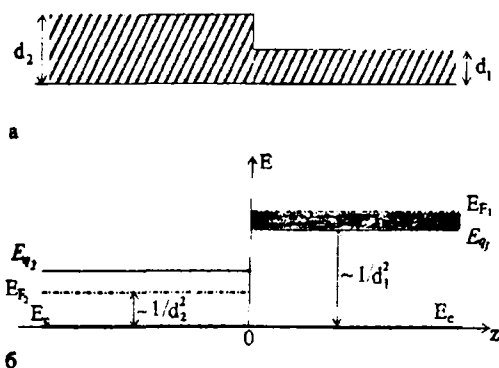


Рис. 1. а) Резкий контакт между двумя квантово-размерными пленками с толщинами $d_2 > d_1$. б) Расположения зон, уровней размерного квантования E_{q_1} , E_{q_2} и уровней Ферми E_{F_1} , E_{F_2} до образования контакта. Заштрихованы состояния, заполненные электронами.

Предположим, что обе пленки легированы донорами, причем более тонкая пленка — сильнее, чем толстая. Из-за сильной зависимости энергии размерного квантования от толщины пленки (в модели бесконечно-глубокой потенциальной ямы энергия подзоны обратно пропорциональна квадрату толщины пленки) на границе раздела образуется разрыв $\Delta_c = E_{q_1} - E_{q_2}$ между днами подзон, а положения уровней Ферми в обеих частях пленки не будут совпадать даже при одинаковом уровне их легирования. При образовании контакта электроны переходят, как правило, из более

тонкой пленки в более толстую, вследствие чего возникнет приконтактное электрическое поле, а зоны искривляются до тех пор, пока уровни Ферми не выровняются. В результате перераспределения электронов в тонкой пленке

образуется слой обеднения, а в толстой — слой обогащения. Естественно, разрыв Δ_c в уровнях размерного квантования при этом сохраняется и является аналогом разрыва зон ΔE_c в обычном гетеропереходе.

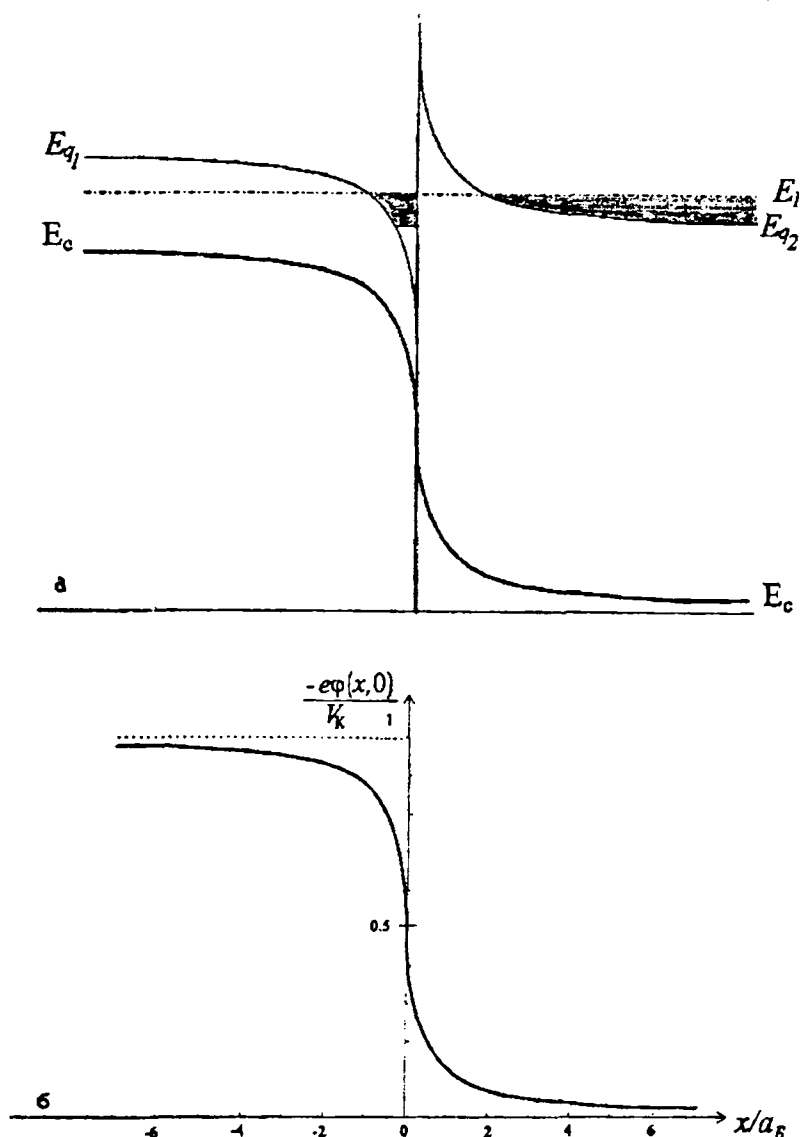


Рис. 2. а) Искривление зон и образование одномерного канала в толстой пленке. Считается, что более толстая пленка слабо легирована и уровень Ферми в ней, вдали от перехода, лежит ниже E_{q1} . б) Ход потенциала в плоскости контакта.

Образовавшиеся слои поверхностного заряда имеют геометрию двумерного диполя. В пленке большой толщины образуется потенциальная яма для двумерных электронов в направлении, перпендикулярном границе раздела пленок (рис. 2, а). Эта яма с одной стороны ограничена разрывом уровней Δ_c ,

а с другой — электростатическим искривлением уровня размерного квантования, и если она достаточно узкая, то в ней произойдет дополнительное размерное квантование движения электронов по оси z и возникнут квазиодномерные подзоны энергии, так как вдоль границы раздела у двумерных электронов сохранится одна степень свободного движения.

Таким образом, на границе раздела двух двумерных систем возможно появление одномерного электронного канала (квантовой нити). Если же толстая пленка вообще не легирована, то электроны в канале оказываются пространственно отдаленными от донорных центров. Аналогично обычному гетерепереходу с моделированным легированием подвижность образовавшихся квазиодномерных электронов может еще больше увеличиться, если вблизи границы раздела в пленке с меньшей толщиной создать тонкий нелегированный слой (spacer).

3. Распределение потенциала. После формирования контакта и установления равновесного распределения электронов между пленками возникает контактная разность потенциалов (V_K), определяемая разностью уровней Ферми:

$$eV_K = E_{F_1} - E_{F_2} = E_{q_1} + (E_{F_1} - E_{q_1}) - E_{q_2} - (E_{F_2} - E_{q_2}). \quad (1)$$

Здесь расстояния от уровня Ферми до уровней размерного квантования определяются концентрацией двумерных электронов (или ионизованных доноров) [1]:

$$n_S = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \frac{E_F - E_q}{k_B T} \right), \quad (2)$$

где m^* — эффективная масса электронов, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, а $\hbar$ — постоянная Планка. Мы считаем, что в пленках электронами заполнены только первые подзоны размерного квантования.

При достаточно низких температурах для вырожденного электронного газа отсюда можно написать, что

$$E_{F_1} - E_{q_1} = \frac{\pi \hbar^2 n_{S_1}}{m^*}, \quad E_{F_2} - E_{q_2} = \frac{\pi \hbar^2 n_{S_2}}{m^*}. \quad (3)$$

Если же для квантово-размерной пленки использовать приближение бесконечно глубокой потенциальной ямы, то контактная разность потенциалов легко может выражаться толщинами пленок и концентрациями электронов в них:

$$eV_K = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^*} \left[\frac{1}{d_1^2} - \frac{1}{d_2^2} + \frac{2}{\pi} (n_{S_2} - n_{S_1}) \right]. \quad (4)$$

Для нахождения распределения потенциала необходимо иметь в виду, что заряды, возникающие при образовании контакта (подвижные двумерные электроны и ионы легирующих доноров), находятся лишь на плоскости двумерных пленок, в то время как контактное электрическое поле сосредоточено в окружающем пространстве с диэлектрической проницаемостью ϵ . Поэтому задача сводится к решению уравнения Лапласа $\Delta \phi(x, y) = 0$ в верхнем полу-

пространстве $x > 0$, $y > 0$. Выберем в качестве начала отсчета потенциала плоскость пленки при $x \rightarrow +\infty$ $\varphi(x \rightarrow +\infty, 0) = 0$. Тогда нужно потребовать, чтобы $\varphi(x \rightarrow -\infty, 0) = -V_K$. Граничное условие на плоскости двумерного электронного газа отражает требование равенства нормальной составляющей электрического поля поверхностной плотности заряда. Это условие является линейным лишь для небольших изгибов зон, когда $-\epsilon\varphi(0, 0) < E_{F_1} - E_{q_1}$, что означает отсутствие в тонкой пленке области полного обеднения. Заметим, что обе двумерные области контакта характеризуются одинаковой длиной экранирования, совпадающей с эффективным радиусом Бора $a_B^* = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0\hbar}{m^*e^2}$

[1] и одинаковой плотностью состояний, равной $\frac{m^*}{\pi\hbar^2}$. Поэтому контактная разность потенциалов должна делиться пополам между пленками.

В выражении (2) при наличии изгиба зон необходимо E_q заменить на величину $E_q - e\varphi(x, 0)$. С переходом к линейной зависимости получаем связь между поверхностной концентрацией электронов $n_S(x)$ и потенциалом

$$n_S(x) = n_{S_0} \left[1 + \frac{e\varphi(x, 0)}{E_F - E_q} \right], \quad (5)$$

где $n_{S_0} = n_{S_1}$ при $x \rightarrow +\infty$ и $n_{S_0} = n_{S_2}$ при $x \rightarrow -\infty$.

Теперь граничные условия на плоскости двумерного газа можно представить в виде

$$-\varphi(x, 0) + \frac{a_B^*}{2} \frac{\partial \varphi(x, 0)}{\partial y} = \begin{cases} V_K, & x < 0, \\ 0, & x > 0. \end{cases} \quad (6)$$

Решение уравнения Лапласа, удовлетворяющее вышеприведенным граничным условиям, имеет вид

$$\varphi(x, y) = -\frac{V_K}{\pi} \left[\pi\theta(-x) + \operatorname{arctg} \frac{y}{x} + x \int_y^\infty \frac{e^{-\frac{2(S-y)}{a_B}}}{s^2 + x^2} ds \right], \quad (7)$$

где $\theta(x)$ — есть единичная функция Хевисайда.

Нас интересует распределение потенциала вдоль плоскости пленки $\varphi(x, 0)$, которое после некоторых преобразований примет вид

$$\varphi(x, 0) = -V_K \left\{ \theta(-x) + \frac{1}{\pi} \frac{x}{|x|} \left[Ci\left(\frac{2|x|}{a_B}\right) \sin\left(\frac{2|x|}{a_B}\right) - \cos\left(\frac{2|x|}{a_B}\right) si\left(\frac{2|x|}{a_B}\right) \right] \right\}, \quad (8)$$

где $si(x)$ и $Ci(x)$ — есть интегральные синус и косинус [9]. Несмотря на наличие в последнем выражении синусов и косинусов, функция $\varphi(x, 0)$ описывает плавное и монотонное искривление зон, причем вдали от границы раздела потенциал меняется по гиперболическому закону, характерному для двумер-

ного диполя (рис. 2, б). Видно, что в качестве характерной длины спада потенциала выступает эффективный боровский радиус a_B^* . При $|x| \gg a_B^*$ из (8) имеем

$$\varphi(x,0) = \begin{cases} -\frac{V_K}{2\pi} \frac{a_B}{x}, & x \gg a_B, \\ -V_K \left(1 - \frac{a_B}{2\pi|x|}\right), & x \ll -a_B. \end{cases} \quad (9)$$

Заметим, что из-за предположения об идеальной резкости контакта ход потенциала вблизи границы раздела имеет свою особенность. Кривая $\varphi(x,0)$ касается плоскости $x = 0$, и, как следует из (9), x -компонента электрического поля при $x \rightarrow 0$ расходится логарифмически:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x}(x,0) = -\frac{V_K}{\pi a_B} \ln \frac{2|x|}{a_B}. \quad (10)$$

В реальных переходах толщина пленки меняется нескачкообразно и всегда существует некоторая переходная область между пленками, где толщина меняется от d_1 к d_2 , и поэтому указанная расходимость устраняется. Ясно также, что условие резкого контакта сводится к требованию, чтобы толщина указанного переходного слоя была меньше a_B^* .

Как видно из (5) и (9), на больших расстояниях от двумерного перехода потенциал и концентрация электронов спадают по гиперболическому закону. Понятно, что в этом приближении удельная емкость области поверхностного заряда будет логарифмически расходиться. Однако в реальных структурах всегда появится некоторая длина «обрезания» потенциала L (напр., в качестве L может выступать один из размеров самих пленок). Тогда для удельной емкости контакта можно записать

$$C = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{\pi} \ln \frac{2L}{a_B}.$$

Заметим, что эта емкость в два раза меньше, чем емкость контакта между массивным металлом и двумерным электронным газом [5].

4. Заключение. Таким образом, мы убедились, что вблизи линии раздела между двумя двумерными системами возможно образование достаточно узкой потенциальной ямы с характерной шириной, задаваемой эффективным радиусом Бора a_B^* . При обычных концентрациях двумерных электронов

$$n_s = 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-2}, \text{ длина волны фермиевских электронов } \lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \leq a_B^*,$$

поэтому в возникшей потенциальной яме произойдет заметное размерное квантование z -движения электронов и появится квазиодномерный электронный канал. Этот канал будет полностью определять проводимость толстой пленки особенно в тех условиях, когда более толстая пленка одновременно и слабо легирована, так что в ней вдали от перехода уровень Ферми E_F совпа-

дает с уровнем размерного квантования, либо лежит ниже его в зоне проводимости (область от E_c до E_{q_2} , как это показано на рис. 2, а) или же в запрещенной зоне.

В заключение отметим, что вышеописанный «размерный» переход может быть также использован для создания квантовой ямы прямоугольной

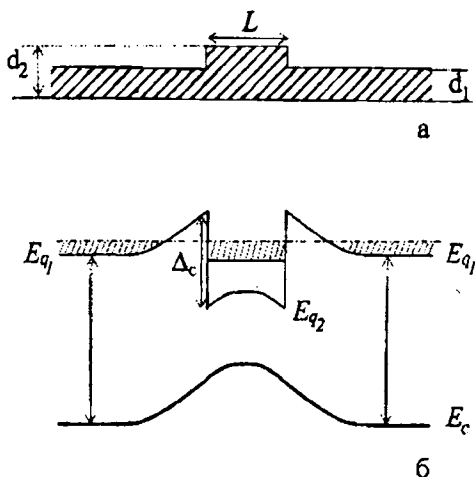


Рис. 3. а) Двойной «размерный» гетеропереход, представляющий собой толстую пленку шириной L , заключенную с двух сторон между двумя более тонкими пленками. б) Возникновение прямоугольной потенциальной ямы за счет разрывов Δ_c между уровнями размерного квантования и образование в ней одномерного электронного канала.

формы, у которой ограничивающий потенциал с обеих сторон создается разрывом Δ_c между уровнями размерного квантования. Для этого необходимо использовать такую структуру, в которой имелись бы два резких «размерных» гетероперехода. На рис. 3 показана такая структура, представляющая собой полосу квантово-размерной пленки, заключенную с обеих сторон между более тонкими пленками. Если ширина толстой полосы меньше длины экранирования (a_B^*), то зонная диаграмма структуры в плоскости двумерного газа представляет собой прямоугольную потенциальную яму, высота которой определяется разностью в толщинах пленок. Кроме того, если ширина толстой

полосы удовлетворяет условию $L \sim \lambda_F$, то в яме произойдет дополнительное размерное квантование и в ней же образуется квазиодномерный электронный канал.

Предложенная здесь идея возникновения одномерной ямы за счет резкого изменения толщины пленки может быть, например, легко реализована при росте пленок на непланарных подложках, поверхность которых выправлена в виде V-образных канавок [10]. Из-за разности в скоростях роста пленки в центре и на берегах канавки, ориентированных вдоль различных кристаллографических направлений, вырастает пленка, толщина которой больше в центре V-канавки. Соответственно вблизи центральной части этой канавки образуется одномерный канал. Ансамбль таких квантовых проволок может служить активным слоем для инжекционных лазеров [10].

Автор выражает благодарность проф. С. Петросяну за предложение темы и обсуждение результатов.

Работа выполнена в рамках научной темы Министерства образования и науки РА, № 0827, при поддержке гранта МНТЦ А-322.

1. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructure. Les Ulis Cedex, Les Editions de physique, 1992.
2. Mitin V., Kochelap V., Strascio M. Quantum Heterostructures. UK, Cambridge Univ. Press., 1999.
3. Ando T. – J. Phys. Soc. of Japan, 1982, v. 51, №.12, p. 3900.
4. Пожела Ю.К. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс: Мокслас, 1989.
5. Петросян С.Г., Шик А.Я. – ЖЭТФ, 1989, т. 96, с. 2229.
6. Ачоян А., Есаян А., Казарян Э., Петросян С. – ФТП, 2002, т. 36, вып. 8, с. 969.
7. Peatman W.C.B., Crowe T.W., Shur M. – IEEE Electron Device Lett., 1992, v. 13, p. 11.
8. Ruter D., Meier C., Riedesel C., Wieck A.D. – Semicond. Sci. Technol., 2002, v. 17, p. 585.
9. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1962, с.1097.
10. Kaufman D., Berk Y., Dwir B., Rudra A., Palevski A., Kapon E. – Phys. Rev. B., 1999, v. 59, p. R10433.

Ա.Է. ԵՍԱՅԱՆ

ՄԻԱՉԱՓ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՈՒՂԵՏԱՐԻ ԱՌԱ ՋԱՅՈՒՄԸ ՏԱՐԲԵՐ
ՀԱՍՏՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ԵՐԿՈՒ ԶԿԱՆՏԱՉԱՓԱՅԻՆ
ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԲԱԺԱՆՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԻ ԵՐԿԱՅՆՔՈՎ

Ամփոփում

Տեսականորեն ստացված են երկու կվազիերկչափանի համակարգերի կտրուկ բաժանման սահմանի վրա լիցքի բաշխումը և սահմանափակող պոտենցիալը: Ցույց է տրված, որ տարբեր հաստություններ և լեգիրացման աստիճաններ ունեցող երկու քվանտաչափային թաղանթների բաժանման սահմանի երկայնքով առաջանում է քվազիմիաչափ էլեկտրոնային ուղետար: Օգտագործելով այսպիսի կրկնակի «չափային» հետերոանցում պարունակող կառուցվածքներ՝ կարելի է ստանալ միաչափ էլեկտրոնները սահմանափակող ուղղանկյուն քվանտային փոս (քվանտային լար):

A.E. YESAYAN

FORMATION OF ONE DIMENSIONAL ELECTRON CHANNEL NEAR
THE ABRUPT INTERFACE OF TWO QUANTUM-SIZE FILMS
WITH DIFFERENT THICKNESS

Summary

The confinement potential and charge distribution in the abrupt contact of two two-dimensional systems is considered theoretically. It is shown that a quasi-one dimensional electron channel can be formed near the interface between two quantum-size semiconductor films with different thickness and doping levels. Using the structure with double such “dimensional” heterojunctions a rectangular potential well confining one-dimensional electrons (quantum wire) can be realized.