

О ПРОВОДИМОСТИ КВАЗИОДНОМЕРНОГО КАНАЛА В БАЛЛИСТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

В. Б. Шикун

Обсуждается степень зависимости баллистической проводимости квазиодномерного канала от реальной формы $V(x)$ внешнего потенциала, формирующего данный канал. Показано, что полное число l^* электронных подзон, расположенных в данном канале ниже уровня Ферми, "чувствительно" к реальному профилю $V(x)$.

Проводимость σ квазиодномерных электронных каналов, интенсивно исследуемая в последнее время (см. в частности ¹⁻³), вычисляется обычно с использованием прямоугольной формы внешнего потенциала $V(x)$, образующего проводящий канал. Подобное приближение разумно, если детали зависимости $V(x)$ несущественны для объяснения наблюдаемых особенностей проводимости. В противном случае для определения свойств проводящего канала с варьируемыми параметрами следует использовать более адекватную модель $V(x)$.

Целью данной заметки является определение степени "чувствительности" различных характеристик проводимости канала к модели $V(x)$.

1. Наиболее интересной, наблюдаемой особенностью σ является ее скачкообразное возрастание с изменением разности потенциалов V_g между затвором и электронным каналом. При этом величина отдельного скачка $\Delta\sigma = e^2/h$ не зависит от номера ступеньки ¹. Вычисление σ в баллистическом режиме для электронного спектра с произвольной дискретной частью ϵ_l показывает, что проводимость действительно имеет ступеньки $\Delta\sigma$, обусловленные появлением в канале при изменении V_g новых электронных подзон

$$\sigma_y \equiv \sigma = \frac{e^2 g}{h} \sum_l [1 + \exp(\frac{\epsilon_l - \mu}{T})]^{-1}, \quad \Delta\sigma = e^2/h. \quad (1)$$

Здесь μ – химический потенциал, T – температура. Для прямоугольного канала определение σ вида (1) приведено в ^{1,3}. Очевидно, результат (1) не зависит от явной формы $V(x)$.

2. Следующий, до сих пор не обсуждавшийся, факт заключается в том, что число ступеней $\sigma(V_g)$ на зависимости $\sigma(V_g)$ растет примерно линейно с увеличением $(V_g - V_g^m)$, где V_g^m – максимальное значение V_g , при котором канал еще обнаруживает проводящие свойства ¹. Это число ступеней можно поставить в соответствие с максимальным числом l^* электронных подзон в канале, заполненных электронами. Таким образом, из ¹ следует

$$l_{\text{эксп}}^* \propto (V_g - V_g^m). \quad (2)$$

Расчет l^* для произвольного потенциала $V(x)$ не удается выполнить в общем виде, как это сделано для проводимости σ . Однако в двух предельных случаях: прямоугольный и параболический потенциалы – конечные ответы для l^* в квазиклассическом приближении имеют одну и ту же структуру

$$l^* = c(N_L a)^{1/2} \quad l^* \gg 1, \quad (3)$$

где c – численный фактор порядка единицы, N_L – число электронов на единицу длины канала, $2a$ – ширина канала.

Для выяснения связи между N_L , a и формой потенциала $V(x)$ запишем квазиклассическое условие равновесия в канале, расположенном достаточно далеко (на расстоянии $|b - c| \gg a$) от металлических электродов (см. рисунок)

$$V(x) + e\varphi(x) = 0, \quad \varphi(x) = \frac{e}{\kappa - a} \int \frac{n(s) \ln \frac{L}{|x - s|}}{ds}, \quad n(x)|_{\pm a} = 0 \quad (4)$$

$$\int_{-a}^{+a} n(s) ds = N_L, \quad -a \leq x \leq +a.$$

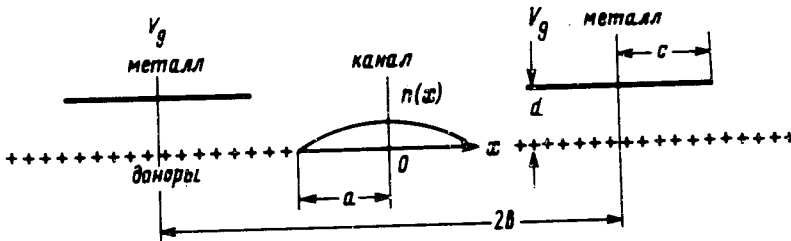
Здесь κ — диэлектрическая постоянная подложки, $n(x)$ — распределение плотности электронов в канале, L — длина канала в y -направлении. Соотношение (4) верно, если $a \gg a_b$, где $a_b = \kappa \hbar^2 / (m^* e^2)$, m^* — эффективная масса.

Используя свойства полиномов Чебышева, имеем из (4) два общих интеграла

$$\frac{1}{\pi} \int_{-a}^{+a} \frac{V(s) ds}{(a^2 - s^2)^{1/2}} + \frac{e^2 N_L}{\kappa} \ln \frac{2L}{a} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_{-a}^{+a} \frac{dV}{ds} \frac{s ds}{(a^2 - s^2)^{1/2}} = N_L. \quad (6)$$

Равенство (5) слабо зависит от явного вида $V(x)$. Что касается требования (6), то оно оказывается весьма чувствительным к поведению $V(x)$ в зоне канала. В частности, для прямоугольного потенциала, когда dV/dx имеет вид δ -функций на концах интервала $x = \pm a$, соотношение (6) теряет смысл, ибо левая часть (6) оказывается расходящейся. Таким образом, теория, использующая прямоугольную форму удерживающего потенциала, сталкивается с качественной трудностью, обусловленной необходимостью устранения особенностей в определении (6). Любой гладкий потенциал $V(x)$ снимает вопрос об этой расходимости, но, параллельно, лишает теорию преимуществ прямоугольного приближения для $V(x)$, существенно использованных, например, при вычислении проводимости канала, имеющего слабую неоднородность вдоль направления тока (см. ³).



Обратимся теперь к реальной схеме, дающей возможность получать квазиодномерные каналы и исследованной численно в области малых N_L в работе Лаукса с соавторами ⁴ (см. рисунок). Полагая, что ширина канала a достаточно мала по сравнению с расстоянием между соседними металлическими полосками (но велика по сравнению с a_b)

$$|b - c| \gg a \gg a_b, \quad d \ll a, b, c, \quad (7)$$

и решая соответствующую электростатическую задачу, отвечающую геометрии рисунка, нетрудно убедиться в том, что в зоне канала удерживающий потенциал является в основном, параболическим

$$V(x) \approx V_0 + \frac{1}{2} kx^2, \quad x \leq a \quad (8)$$

$$k = \frac{e}{2\kappa} (2bn_s^+ - N_L) \frac{i}{b^2 - c^2} \left(\frac{c}{b} + \frac{b}{\sqrt{b^2 - c^2}} \arctg \frac{(b^2 - c^2)^{1/2}}{c} \right) \quad (9)$$

$$eN_L \int_{-c}^{+c} \frac{dx}{\sqrt{c^2 - x^2}} \ln \frac{|b^2 - x^2|}{a^2} = 2\pi\kappa (V_g - V_g^m) \quad (10)$$

$$a^2 = 2e^2 N_L / (k\kappa), \quad n(x) = \frac{2N_L}{\pi a} \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right)^{1/2}. \quad (11)$$

Здесь n_s^+ – двумерная плотность доноров, обеспечивающих заселение 2-д электронной системы. Для простоты пространственное разделение доноров и 2-д электронов не учитывается, $n(x)$ – плотность электронов в зоне канала для $-a \leq x \leq +a$.

Соотношения (9)–(11) определяют величины k , N_L и a в функции от $(V_g - V_g^m)$ и геометрии задачи. Очевидно, в частности, что N_L примерно линейно зависит от $(V_g - V_g^m)$. Этот факт хорошо согласуется с численными расчетами из [4].

Используя теперь приближение Томаса–Ферми, справедливое в нашем случае в области $a \gg a_b$, можно записать эффективный потенциал $\tilde{V}(x)$, квантующий движение электронов в x -направлении, в следующем виде [6] ($\varphi(x)$ из (4), $V(x)$ из (8))

$$\tilde{V}(x) = V(x) + e\varphi(x) \approx - \frac{\pi \hbar^2}{m^*} n(x), \quad (12)$$

причем, для $n(x)$ в меру $a \gg a_b$, законно классическое определение $n(x)$ (11). Располагая квазиклассическим потенциалом $\tilde{V}(x)$, (12), нетрудно посчитать полное число уровней в этой яме [6], что дает l^* из (3).

Учитывая определения a , N_L , k из (9)–(11) и выражение для l^* (3), нетрудно найти зависимость $l_{\text{теор}}^*$ от $(V_g - V_g^m)$

$$l_{\text{теор}}^* \propto (V_g - V_g^m)^\lambda, \quad \lambda \gtrsim 3/4. \quad (13)$$

Знак \gtrsim в определении λ учитывает зависимость от $(V_g - V_g^m)$ кривизны k (9). Результат (13) близок к экспериментальному поведению l^* (2), хотя и не совпадает с ним. Вполне вероятно, что поведение $l_{\text{эксп}}^*$ из (2) зависит от неоднородности канала вдоль направления тока.

Литература

1. Wan Wees B.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 848.
2. Wharam D.A. et al. J. Phys., 1988, 21, L209.
3. Глазман Л.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 218.
4. Laux S.E. et al. Surf. Sci., 1988, 196, 101.
5. Davis J.H. Semicond Sci. Technol., 1988, 3, 995.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Москва, 1963.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 апреля 1989 г.

После переработки
11 июля 1989 г.