

01;06

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ МИКРОПРОВОДНИКОВ

© В.К.Неволин

Исследуются вольт-амперные характеристики (ВАХ) квазиодномерных контактов между макроэлектродами, которые создаются в сканирующих туннельных микроскопах (СТМ) между туннельным зондом и проводящей подложкой [1]. Рассматриваются контакты с Q1D-сужениями, в которых имеет место квантование двух поперечных степеней свободы носителей тока и при этом могут наблюдаться скачки проводимости при комнатной температуре.

В отличие от прежних моделей контактов, которые характеризовались одним радиусом кривизны сужения R [2,3], рассматривается контакт, характеризуемый двумя радиусами кривизны (рис. 1). Учитывается изменение положения поперечной энергии квантования в приложенном продольном электрическом поле, что приводит, в частности, к ВАХ с отрицательной дифференциальной проводимостью.

Как и прежде, для наблюдения квантования проводимости при комнатных температурах необходимо выполнение условия

$$\Delta_{ni} > kT, \quad \Delta_{ni} = (E_{ni}E_i)^{1/2}\pi^2, \quad E_1 = \pi^2\hbar^2/maR,$$

где E_{ni} — значения энергии двумерного квантования в наиболее узком месте контакта.

В рассматриваемом случае одноэлектронное уравнение Шредингера допускает разделение переменных и распадается на два. Одно из них представляет собой двумерное уравнение для области поперечного сечения. Другое уравнение имеет вид:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - E_{ni}(z) + e\epsilon z \right) \psi = 0, \quad \epsilon = Uz/L, \quad (1)$$

где ϵ — напряженность электрического поля; U — приложенное напряжение. Как и прежде [2], рассматривается адиабатический транспорт электронов, для которых важна плавность перехода электродов-берегов в Q1D-канал. Для этого необходимо выполнение неравенства $\pi^2(2R/a)^{1/2} > 1$.

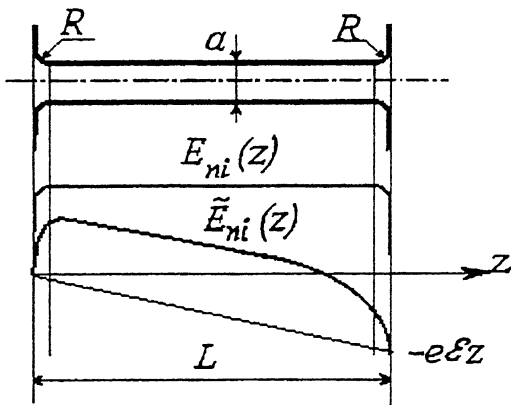


Рис. 1.

Считается также, что длина когерентности электронов l превышает длину канала: $l > L > (Ra)^{1/2}$.

Решая уравнение (1) для заданной геометрии канала, можно вычислить коэффициент прозрачности $D = D(E, \tilde{E}_{ni})$. Тогда ток в контакте в описываемом приближении будет выражаться формулами:

$$I = \frac{eg_e}{2\pi\hbar} \sum_{n,i} \Omega_{ni} \int_{\alpha 1}^{\alpha 2} D(E, \tilde{E}_{ni}) dE, \quad (2)$$

$$0 \leq \tilde{E}_{ni} \leq E_f,$$

$$\tilde{E}_{ni} = E_{ni} - eUR/L, \quad (3)$$

$$\alpha 2 = E_f - \tilde{E}_{ni} + eU,$$

$$\alpha 1 = E_f - \tilde{E}_{ni}, \quad eU < 2(E_f - \tilde{E}_{ni}), \quad (4)$$

$$\alpha i = eU - (E_f - \tilde{E}_{ni}), \quad eU \geq 2(E_f - \tilde{E}_{ni}),$$

где g_e — кратность спинowego вырождения; Ω_{ni} — кратность вырождения пространственного квантования в Q1D-канале. В формуле (3) учитывается тот факт, что приложенное напряжение понижает максимумы \tilde{E}_{ni} относительно эмитирующего электрода (рис. 1).

Рассмотрим принципиальный вид возможных ВАХ. Для этого учтем, что в квазиодномерном проводе для поперечных степеней свободы носителей тока потенциальная энергия имеет вид ямы конечной высоты, распределение уровней энергии в которой зависит от высоты и ширины ямы.

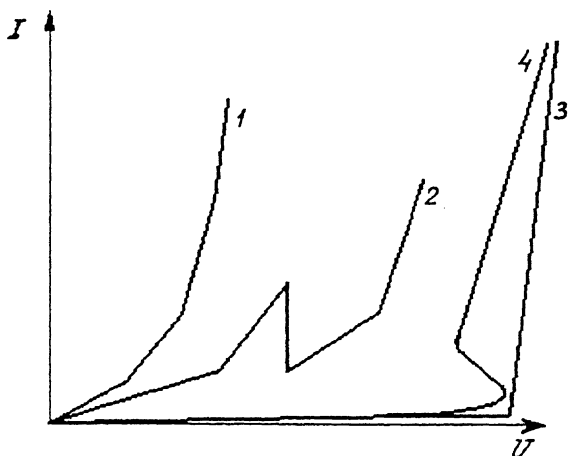


Рис. 2.

Коэффициенты прозрачности $D(E, \tilde{E}_{ni})$ при $E > \tilde{E}_{ni}$ быстро стремятся к единице и не могут внести существенных изменений в ВАХ.

Как известно [4], плотность уровней поперечного квантования в потенциальной яме конечной высоты возрастает от дна к ее берегам. В связи с этим наиболее вероятны ВАХ с нарастающим током и ступенчато нарастающей дифференциальной проводимостью (рис. 2, кривая 1). В этом случае энергии \tilde{E}_{ni} , лежащие выше уровня Ферми с увеличением приложенного напряжения, согласно (3), (2), опускаются ниже этого уровня и соответствующие моды последовательно включаются в перенос тока. Такого типа ВАХ наблюдались в работе [5].

Однако для относительно широких ям возможны случаи, когда первый уровень энергии квантования находится недалеко от дна зоны проводимости эмиттера, а разность энергий квантования низколежащих уровней тем не менее превышает тепловую. Тогда при некотором приложенном напряжении этот уровень опустится ниже дна зоны проводимости эмиттера и произойдет выключение соответствующей токовой моды. В связи с этим будет наблюдаться N -образная ВАХ, имеющая участок отрицательной дифференциальной проводимости (рис. 2, кривая 2).

Наконец, для узких ям возможна такая зонная структура квантования в потенциальной яме, когда ближайшие ко дну зоны проводимости уровни будут лежать несколько выше уровня Ферми эмиттера. В этом случае ток в цепи практически отсутствует до тех пор, пока уровни энергий кван-

тования не опустятся в зону проводимости эмиттера, при этом резко возрастает ток в цепи (рис. 2, кривая 3). Этому способствует и то обстоятельство, что разность энергий высоко расположенных уровней ΔE_{ni} может быть меньше тепловой. Если в цепь микроконтакта с такой характеристикой включить постоянный резистор соответствующей величины, то будут наблюдаться S-образные ВАХ (рис. 2, кривая 4). Такие ВАХ наблюдались нами ранее при формировании металлических микроконтактов в СТМ [6].

Учет влияния приложенного потенциала на положение максимумов поперечного квантования позволяет получить дополнительные объяснения для наблюдаемых дробных значений квантов проводимости $G_0 = e^2/\pi\hbar$. Как и прежде [3,1], при $L = 2R$, когда максимумы квантования поперечной энергии находятся посередине контакта, могут наблюдаться в соответствии с (3), (4), наряду с целыми G_0 , кванты дифференциальной проводимости с кратностью, близкой к $G_0/2$. Если же максимумы смещены ближе к эмиттеру, то будут наблюдаться кванты проводимости меньшей кратности.

В заключение отметим, что квазиодномерные микроконтакты по своим функциональным возможностям представляют альтернативу планарным туннельно-резонансным структурам для создания элементной базы нанoeлектроники.

Список литературы

- [1] Неволин В.К. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 21. С. 5-8.
- [2] Глазман Л.И., Лесовик Г.Б., Хмельницкий Д.Е., Шеттер Р.И. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 4. С. 218-220.
- [3] Глазман Л.И., Хаецкий Л.В. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 546-549.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1989. С. 90.
- [5] Дремов В., Суторуков Е., Шаповал С. Тез. докл. конф. "Микроэлектроника-94". Звенигород, 28.11-3.12.94. С. 135-136.
- [6] Волков А.Б., Неволин В.К. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 5. С. 1-3.

Московский институт
электронной техники

Поступило в Редакцию
10 апреля 1996 г.