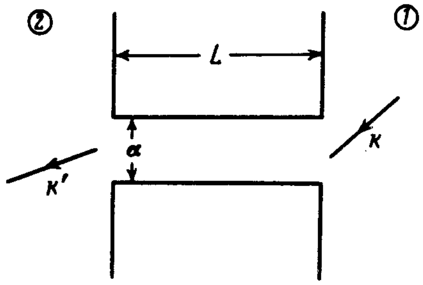
Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 5, стр. 273 – 275 *10 сентября 1988 г.*

КВАНТОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО МИКРОКОНТАКТА

И.Б.Левинсон

Вычислена проводимость баллистического микроконтакта в виде длинного мостика с учетом дифракции электрона на переходе от мостика к массивному берегу. Показано, что зависимость проводимости от ширины мостика имеет вид сглаженной лестницы со ступеньками высоты $e^2/\pi\hbar$.

В последние месяцы большое внимание привлекают эксперименты [1,2], в которых было обнаружено квантование проводимости шарвиновского микроконтакта в $2D$ электронном газе гетероперехода GaAs / GaAlAs : с увеличением ширины контактной перемычки d проводимость G растет не монотонно, а "по лестнице" со ступеньками высоты $e^2/\pi\hbar$. Интерпретация этого эффекта в [1,2] предполагает, что перемычка имеет вид длинной полоски (см. рисунок). С увеличением d увеличивается число уровней квантования в направлении d, лежащих ниже уровня Ферми в берегах 1 и 2 (число каналов проводимости N). Вклад каждого канала в G, согласно [1,2], есть $e^2/\pi\hbar$, причем каналы не взаимодействуют.



Ступеньки наиболее отчетливы при малых G, когда N невелико, т.е. когда $d \sim \lambda_F = 2\pi/k_F$, где k_F – фермиевский импульс. В этих условиях при вычислении G следует принимать во внимание дифракцию электронной волны в процессе ее прохождения из одного берега в другой. Это обстоятельство в [1,2] не учитывалось.

Согласно [3] проводимость баллистического микроконтакта с учетом дифракции

$$G = e^2 N_F \langle \theta(v_{\mathbf{k}})\sigma_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} \rangle . \tag{1}$$

Здесь N_F – плотность состояний на поверхности Ферми, $\sigma_{\mathbf{k}} = P/I_0$ – поперечник прохождения плоской волны $\mathbf{k}$, приходящей из берега 1 в область микроконтакта (I_0 – плотность потока в волне $\mathbf{k}$, P - полный поток, вышедший в берег 2). Скобки обозначают усреднение по поверхности Ферми, множитель θ ограничивает интегрирование той областью, где скорость электрона $v_{\mathbf{k}}$ направлена в сторону микроконтакта. Формула (1) может быть получена из результатов работы [4].

Когда микроконтакт имеет вид длинного волновода ($L \gg d$), $\sigma_{\mathbf{k}}$ можно выразить через величины, описывающие дифракцию на конце полубесконечного волновода. В случае одного канала проводимости ($N = 1$) получаем:

$$\sigma_{\mathbf{k}} = \frac{|A_{\mathbf{k}}|^2}{|1 - R^2 e^{2iqL}|^2} \int d\sigma_{\mathbf{k}'} |T_{\mathbf{k}'}|^2 . \tag{2}$$

Здесь $2\pi/q$ – длина волноводной волны, R – коэффициент ее отражения от открытого конца волновода, $T_{\mathbf{k}'}$ – амплитуда волны $\mathbf{k}'$, излученной волноводной волной единичной амплитуды, $A_{\mathbf{k}}$ – амплитуда волноводной волны, возбужденной волной $\mathbf{k}$ единичной амплитуды.

Подставляя (2) в (1), выражая $A_{\mathbf{k}}$ через $T_{\mathbf{k}}$ по принципу взаимности, а интеграл по углам от $|T_{\mathbf{k}}|^2$ через $1-|R|^2$ из сохранения энергии, получим:

$$G = \frac{e^2}{\pi\hbar}\,\frac{(1-|R|^2)^2}{|1-R^2e^{2iqL}|^2} \equiv \frac{e^2}{\pi\hbar}\,g\,. \tag{3}$$

Отметим, что формула (3) справедлива независимо от того является ли волновод двухмерным или трехмерным. Полагая $R=|R|e^{i\theta}$ и $1-|R|^2 = |T|^2$ имеем:

$$g = \frac{|T|^4}{4(1-|T|^2)\sin^2\varphi + |T|^4}\,, \quad \varphi = \theta + qL\,. \tag{4}$$

Отсюда видно, что $g \leqslant 1$. Фактор $g=1$ в двух случаях: когда нет дифракции на открытом конце волновода ($R=0$) и при резонансном прохождении, когда набег фазы на длине волновода компенсируется фазой коэффициента отражения ($\sin\varphi = 0$).

Для $2D$-геометрии, изображенной на рисунке, $N = 1$, когда $1/2 < d/\lambda_F < 1$. При этом $q^2 = k_F^2 - (\pi/d)^2$, а коэффициент отражения R может быть заимствован из решения задачи об излучении в полупространство электромагнитной волны H_{10} в волноводе с бесконечно высокими стенками [5]. На пороге $d=\lambda_F/2$ ($q=0$) имеем $|R|^2=1$, но затем, с увеличением d, $|R|^2$ быстро падает, так что $|R|^2 < 0{,}01$ уже при $d > 0{,}7\lambda_F$. Поэтому в зависимости G от d при некотором удалении от порога должно иметь место плато $G=e^2/\pi\hbar$, что и наблюдается. С другой стороны, вблизи порога зависимость G от d должна описываться последовательностью узких резонансных пиков, что не наблюдается.

Возможной причиной исчезновения пиков может быть температурное уширение поверхности Ферми. Если $T \gg \hbar v_F/L$, то

$$G = \frac{e^2}{\pi\hbar}\,\frac{1-|R|^2}{1+|R|^2} \equiv \frac{e^2}{\pi\hbar}\,\overline{g}\,, \tag{5}$$

что соответствует плавному выходу на плато. Важно отметить, что $\overline{g}$ слабо зависит от характера сочленения волновода с берегом. В этом можно убедиться, если для сравнения вычислить $\overline{g}$, заимствуя R из задачи об излучении волны H_{10} в неограниченное пространство [6].

Обобщение (2) на случай $N > 1$ тривиально, хотя и очень громоздко. Из получающейся формулы видно, что, вообще говоря, $G \neq (e^2/\pi\hbar)N$, так как каналы проводимости взаимодействуют (из-за того, что при отражении от конца волновода волны разного типа трансформируются друг в друга) и проводимость каждого канала не равна $e^2/\pi\hbar$. Однако эти эффекты существенны только вблизи порогов появления новых волноводных волн. Например, в интервале ширин $1 < d/\lambda_F < 3/2$ кроме основной волны $n=1$, симметричной относительно оси волновода, распространяется антисимметричная волна $n=2$. Из-за разной симметрии волны $n=1$ и $n=2$ не преобразуются друг в друга при отражении от конца волновода, т.е. эти два канала дают аддитивные вклады в проводимость: $G=G_1+G_2$. При этом G_1 и G_2 определяются формулами типа (3) или (5). Из [6] можно видеть, что в рассматриваемом интервале коэффициент отражения $|R_{11}|^2 < 10^{-3}$, так что $G_1 \approx e^2/\pi\hbar$. Что касается R_{22}, то $|R_{22}|^2 = 1$ на пороге $d=\lambda_F$, но затем быстро падает. Уже при $d > 1{,}25\lambda_F$ имеем $|R_{22}|^2 < 10^{-2}$. Иначе говоря, G_2 растет от нуля и выходит на плато $G_2 \approx e^2/\pi\hbar$. В интервале ширин $3/2 < d/\lambda_F < 2$ появляется симметричная волна $n=3$. При отражении на конце волновода волны $n=1$ и $n=3$ преобразуются друг в друга и поэтому вклады этих двух каналов в G не аддитивны. Однако уже при $d > 1{,}75\lambda_F$ коэффициенты отражения и преобразования меньше процента, так что G выходит на плато $3(e^2/\pi\hbar)$.

В условиях экспериментов [1,2] $\lambda_F \approx 400$ Å. Что касается L, то его оценить труднее, так как профиль потенциала, созданного затвором и определяющего фактическую форму перемычки, неизвестен. В любом случае L не превышает литографических размеров зазора в затворе, так что $L \lesssim 1$ мкм. Длина пробега относительно упругого рассеяния, оцененная по подвижности, в лучших образцах около 10 мкм, так что микроконтакты действительно баллистические. Однако при $L \lesssim 1$ мкм и $T \lesssim 1$ К температурное уширение уровня Ферми недостаточно для размытия резонансных пиков. Другой возможной причиной размытия может быть неоднородность d по длине волновода.

Автор благодарен Д.Е.Хмельницкому, который привлек его внимание к статье [1], и Г.Тимпу, указавшему на статью [2], а также Ю.В.Шарвину, В.С.Эдельману и А.В.Хаецкому за полезные замечания по работе.

Литература

1. *Van Wees B.J., Van Houten H., Beenakker C.W.J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 848.
2. *Wharam D.A., Thornton T.J., Newbury R. et al.* J. Phys. C: Solid State Phys., 1988, **21**, L209.
3. *Вдовин Е.Е., Касумов А.Ю., Копецкий Ч.В., Левинсон И.Б.* ЖЭТФ, 1987, **92**, 1026.
4. *Ицкович И.Ф., Шехтер Р.И.* ФНТ, 1985, **11**, 373.
5. Справочник по волноводам. Под ред. Я.Н.Фельда. М.: Сов. радио, 1952.
6. *Вайнштейн Л.А.* Дифракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода. М.: Сов. радио, 1953.

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 июля 1988 г.