

## О КВАЗИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА

*Ф.В.Кусмарцев, А.М.Цвелик*

**Исследуется:** влияние флуктуаций компонент твердого раствора на свойства контакта двух полупроводников с взаимно инвертированной зонной структурой. Считается, что по крайней мере один из полупроводников является полумагнитным. Вычислены теплоемкость и проводимость гетероперехода.

Рассмотрим контакт двух полупроводников с взаимно инвертированной зонной структурой (валентная зона одного из полупроводников преобразуется по тому же неприводимому представлению группы симметрии, что и зона проводимости другого, и наоборот). Такие контакты образуют, например, соединения из группы халькогенидов свинца, европия,  $MnTe$ ,  $HgSe$ ,  $CdTe$  и т. д. Волков и Панкратов<sup>1</sup> показали, что такой контакт является потенциальной ямой для продольного движения. Носители заряда, захваченные потенциальной ямой, образуют двумерный слой. Спектр слоя состоит из нескольких ветвей, среди которых есть и бесщелевая.

Ниже мы покажем, что наличие бесщелевой моды обеспечивает металлическое поведение контакта, несмотря на наличие в нем магнитных неоднородностей.

Мы описываем гетеропереход как двумерный твердый раствор с учетом флуктуаций концентрации компонент. В приближении эффективной массы в модели Кейна такой контакт описывается гамильтонианом (см., например, <sup>1, 2</sup>), в котором ширина запрещенной зоны  $E_g(z)$  является функцией координаты  $z$ :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + v_{\perp} \hat{\tau}^1 \otimes (p_x \hat{\sigma}^1 + p_y \hat{\sigma}^2) + \hat{V}(x, y)$$

$$H_0 = E_g(z) \hat{\tau}^3 \otimes \hat{I}_{\sigma} - i v_{\parallel} \frac{\partial}{\partial z} \hat{\tau}^1 \otimes \hat{\sigma}^3 \quad (2)$$

Оператор  $\hat{H}$  действует в пространстве векторов  $\Psi_{\sigma}^{(\tau)}$  ( $\sigma = \pm 1/2, \tau = \pm 1$ ), где  $\sigma$  – спиновые индексы,  $\tau$  – номера зон (валентной и проводимости;  $\hat{\tau}^i, \hat{\sigma}^i$  – матрицы Паули, действующие в соответствующих подпространствах,  $\hat{I}$  – единичная матрица. Член  $\hat{V}(x, y)$  описывает неоднородность контакта.  $E_g(\pm \infty) = \pm E$ , в силу симметрии химпотенциал лежит посередине запрещенной зоны, что будет важно в дальнейшем.

При  $E_g(z) = E_g = \text{const}$  спектр гамильтониана (1) – (2)

$$\epsilon^2 = E_g^2 + v_{\parallel}^2 p_z^2 + v_{\perp}^2 (p_x^2 + p_y^2)$$

– такая модель хорошо описывает спектр тройных соединений типа  $\text{Pb}_{1-c}\text{Sb}_c\text{Te}^2$  вблизи точек зоны Бриллюэна, где щель имеет минимум.

Предполагая  $E_g(z)$  достаточно быстрой функцией и следуя <sup>1</sup>, диагонализуем продольную часть гамильтониана, заданную формулой (2), трактуя поперечные движения как возмущение. Спектр  $H_0$  дискретный и включает в себя нормируемую моду с нулевой энергией:

$$\Psi_{\sigma}^{(\tau)}(x, y, z) = f_{\sigma}^{(x, y)} \exp(-\rho(z)) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i\sigma \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\rho(z) = v_{\parallel}^{-1} \int_0^z E_g(z') dz'$$

Пусть  $E_1 \sim v_{\parallel}/d$  ( $d$  – ширина контакта) – первое  $\neq 0$  собственное значение гамильтониана (2); при малых поперечных импульсах  $p_{\perp} \ll E_1/v_{\perp}$  можно не учитывать возмущения функции (3) виртуальными переходами на ненулевые уровни гамильтониана (2). В базисе функций (3) гамильтониан поперечного движения имеет вид

$$H = v_{\perp} (\hat{\sigma}^2 p_x + \hat{\sigma}^1 p_y) + \hat{\sigma}^3 V(x, y) \quad (4)$$

Легко видеть, что из всех возможных возмущений  $V(x, y)$  ненулевую проекцию на базис (3) имеют только возмущения со структурой  $\hat{I}_{\tau} \otimes \hat{I}_{\sigma}$  и  $\hat{I}_{\tau} \otimes \hat{\sigma}_3$ . Первая структура соответствует флуктуациям химпотенциала – такие флуктуации мы не рассматриваем, считая их малыми, вторая же имеет смысл случайного магнитного поля и возникает, если контакт образован с участием магнитных полупроводников. Именно такое возмущение написано в формуле (4).

$$V(x, y) = \frac{dA}{dc} \frac{1}{n_0} \int \exp(-2\rho(z)) \delta n(\mathbf{r}) dz / \int \exp(-2\rho(z')) dz', \quad (5)$$

где  $\delta n$  – флуктуация концентрации магнитных атомов,  $n_0$  – полная концентрация,  $c$  – индекс доли магнитных атомов,  $A$  – константа обменного взаимодействия электронов с атомами раствора. В гауссовом приближении вероятность  $W(\delta n)$  реализации отклонения концентрации  $\delta n$  есть

$$W(\delta n) = \exp\left(-\int \frac{\delta n^2(x, y, z) d^3r}{2n_0 c(1-c)}\right) \quad (6)$$

Поэтому

$$\langle V(x, y) V(x', y') \rangle = g_0 \delta(x - x') \delta(y - y')$$

где

$$g_0 = \frac{c(1-c)}{4n_0 v_{\perp}^2} \left( \frac{dA}{dc} \right)^2 \int \exp(-4\rho(z)) dz / \left( \int \exp(-2\rho(z') dz') \right)^2. \quad (7)$$

Так как потенциал примесей является статическим, то одноэлектронные функции Грина можно рассматривать при заданной частоте:

$$G(\omega) = (i\omega - \hat{H})^{-1}.$$

Усреднение по примесям сводится к двумерной евклидовой теории поля с лагранжианом

$$L = i\bar{\Psi}_n \gamma_{\mu} \partial_{\mu} \Psi_n - i\omega \bar{\Psi}_n \gamma_5 \Psi_n + g_0 (\bar{\Psi}_n \Psi_n)^2, \quad (8)$$

где  $n = 1, \dots, N$ , а в конечном ответе нужно положить  $N = 0$ . Уравнения ренормгруппы для теории (8) написаны в работе <sup>3</sup>. Согласно <sup>3</sup> затравочная вершина  $g_0$  перенормируется

$$g(\xi) = g_0 \left( 1 + \frac{g_0}{\pi} \ln \frac{\Lambda}{|\xi|} \right)^{-1}, \quad \Lambda \sim |E_1| \quad (9)$$

$$\xi = \max(\omega, v_{\perp} p)$$

и таким образом эффективное взаимодействие носителей заряда с примесями падает на малых энергиях (импульсах); теория возмущений по мере уменьшения энергий работает все лучше и лучше. Как видно из (9), перенормировка вершины становится заметной при  $|\xi| \lesssim \Lambda \exp(-\pi/g_0)$ , где  $g_0 \ln \Lambda / |\xi| \gtrsim 1$ .

Усредненная функция Грина

$$\hat{G}(\omega, p) = -(\omega^2 \Sigma^2(\xi) + p^2 v_{\perp}^2)^{-1} (i\omega \hat{1} + p \hat{\sigma}), \quad (10)$$

$$\Sigma^2(\xi) = \left( 1 + \frac{g_0}{\pi} \ln \Lambda / |\xi| \right).$$

Плотность состояний

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{4\pi^3} \text{Im} \int d^2 p \text{Sp} \hat{G}^R(\epsilon, p) = \frac{1}{2v_{\perp}^2} |\epsilon| \Sigma(\epsilon) \quad (11)$$

и теплоемкость

$$c_v \sim T^2 \Sigma(T) \sim T^2 \left( 1 + \frac{g_0}{\pi} \ln \frac{\Lambda}{T} \right)^{1/2} \quad (12)$$

Анализ диаграммного ряда для проводимости показывает, что для вычисления  $\sigma$  можно воспользоваться формулой Друде

$$\sigma = \frac{e^2}{4\pi} \frac{|\Sigma^R(\epsilon)|^2}{\text{Im}(\Sigma^R(\epsilon))^2} = \frac{e^2}{4\pi} \left( \frac{1}{g_0} + \frac{1}{\pi} \ln \frac{\Lambda}{T} \right) \quad (13)$$

поправки к которой имеют относительный порядок малости  $\sim g(T) \ln \left( \frac{1}{g(T)} \right)$ .

Полученные формулы отличаются от формул борновского приближения заменой  $g_0$  на  $g(T)$  — полную амплитуду рассеяния.

Итак, при  $T \rightarrow 0$  проводимость логарифмически стремится к бесконечности! Влияние примесей, выражающееся в нормальных металлах в остаточном сопротивлении, а в двумерных системах с конечной Ферми поверхностью — в полной локализации носителей заряда, в данном случае исчезает. В процессе проводимости принимают участие электроны с энергиями  $\epsilon \sim T$ . В нормальных металлах такие электроны имеют большие импульсы  $p \approx \approx p_F \sim \pi/a$  ( $a$  — постоянная решетки). В нашем же случае  $\epsilon = p v_{\perp}$ , импульс Ферми  $p_F = 0$  и характерная длина волны носителей заряда растет с понижением температуры  $\lambda \sim$

$\sim 1/T$ . Естественно, электроны с бóльшей длиной волны слабее рассеиваются на неоднородностях потенциала; из (13) видно, что длина свободного пробега логарифмически растет:  $l \sim 1/\ln \frac{\Lambda}{T}$ .

Авторы благодарны Э.И.Рашба и А.С.Иоселевичу за плодотворные обсуждения и С.И.Губареву за ознакомление с экспериментальной ситуацией.

#### Литература

1. Волков Б.А., Панкратов О.А. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 145.
2. Цидильковский И.М. Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 1979, 138.
3. Dotsenko Vik., Dotsenko Vl. J. Phys. A: Math. Gen., 1984, 17, L 301.

Институт теоретической физики  
им. Л.Д.Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
16 июля 1985 г.