

КВАНТОВАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ – ДИЭЛЕКТРИК В GaSb < Se >

Н.Б.Брандт, С.В.Демисhev, А.А.Дмитриев, В.В.Моцалков

Обнаружено, что в монокристаллах GaSb, легированных Se, при уменьшении концентрации электронов в Г-зоне квантовые поправки к проводимости приводят к сильной локализации электронов, которая наступает при энергии Ферми ~ 25 мэВ, отсчитанной от дна неискаженной Г-зоны.

1. В теории перехода металл – диэлектрик в примесной зоне легированных полупроводников принципиальное значение имеет определение порога подвижности \mathcal{E}_c и его положение относительно невозмущенной границы \mathcal{E}_c^0 зоны проводимости в исходной нелегированной полупроводниковой матрице.

С точки зрения классического перколяционного подхода ¹ к этой проблеме порог подвижности $\mathcal{E}_c^{\text{кл}}$ связывается с уровнем протекания по системе областей с металлической проводимостью. Согласно ¹ в этой задаче для трехмерного случая уровень протекания $\mathcal{E}_c^{\text{кл}}$ должен быть расположен ниже \mathcal{E}_c^0 (рис. 1, а, б).

При квантовомеханическом рассмотрении, приближаясь к переходу металл – диэлектрик с металлической стороны, следует принимать во внимание эффекты типа надбарьерного отражения от потенциального рельефа дна зоны, которые не учитываются при классическом определении \mathcal{E}_c . В теории квантовых поправок к проводимости ^{2, 3} интерференция волновых функций электронов, возникающая в результате надбарьерного отражения, усиливается по мере приближения уровня Ферми \mathcal{E}_F к \mathcal{E}_c^0 и при некотором значении $\mathcal{E}_F = \mathcal{E}_c^{\text{кв}} > \mathcal{E}_c^0$ может привести к локализации электронов. В трехмерном случае квантовые поправки к проводимости вблизи перехода металл – диэлектрик могут быть настолько велики, что именно они будут определять порог подвижности.

Однако, надежные экспериментальные данные о положении уровня \mathcal{E}_c относительно \mathcal{E}_c^0 , насколько нам известно, отсутствуют. Настоящая работа посвящена исследованию этого вопроса.

2. В качестве объекта исследования был выбран GaSb, легированный Se. В монокристаллических образцах GaSb (Se) с концентрацией селена $n_{\text{Se}} = 3 \cdot 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ условие сильного легирования для Г-зоны и слабого легирования для L-зоны (см. рис. 1, в) выпол-

яется одновременно. Это связано с различием боровских радиусов $a_B^\Gamma \gg a_B^L$, так что

$$(a_B^\Gamma)^{-3} \ll n_{Se} \ll (a_B^L)^{-3} \quad (1)$$

Под действием давления p энергетический интервал между Γ - и L -зонами, составляющий при $p = 0$ 93 мэВ⁴, уменьшается со скоростью ~ 10 мэВ/кбар⁴ и, начиная с некоторого давления p_0 , электроны из Γ -зоны перетекают на примесный уровень ϵ_L^{Se} (рис. 1, в). Вследствие этого при $p < p_0$ концентрация Γ -электронов не изменяется и $\epsilon_F(p) \approx \text{const}$ (рис. 2). В области $p > p_0$ величина $\epsilon_F(p)$ убывает. Поскольку в исследованных образцах GaSb(Se) вклад в токоперенос по зоне ϵ_L^{Se} пренебрежимо мал^{5, 6} во всем диапазоне давлений и температур, в экспериментах с давлением становится возможным по осцилляционным и гальваномагнитным эффектам исследовать проводимость по Γ -зоне при плавном прохождении ϵ_F от $\epsilon_F(p = 0)$ через ϵ_c вплоть до полного ее опустошения при $\epsilon_F \ll \epsilon_c$ (рис. 1). Кроме того, выбор GaSb(Se) в качестве объекта исследования связан с наличием в этом соединении значительной области локализованных состояний в хвосте Γ -зоны^{5, 6}.

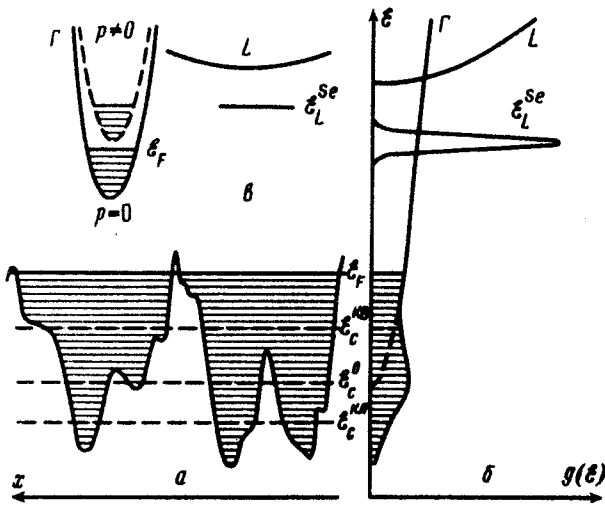


Рис. 1. а — Искажение рельефа дна Γ -зоны вследствие наличия случайного примесного потенциала; б — плотность состояний $g(\epsilon)$ в зоне проводимости GaSb(Se); в — перестройка спектра GaSb(Se) под давлением

3. Положение невозмущенной границы Γ -зоны ϵ_c^0 можно найти по критическому давлению p_c , соответствующего моменту прохождения ϵ_F через ϵ_c^0 (рис. 2). Величина p_c может быть определена экстраполяцией зависимости $\epsilon_F(p)$ до значения $\epsilon_F = 0$, поскольку изменением закона дисперсии электронов в Γ -зоне вдали от ϵ_c можно пренебречь в силу условия (1).

При увеличении давления вид температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho(T)$ качественно изменяется (рис. 3): металлический ход $\rho(T)$ при $p \lesssim 2$ кбар (кривая 1) сменяется в области давлений $p \sim 3$ кбар на степенную зависимость $\rho \sim 1/T^\beta$ с $\beta = 0,28$ (кривая 2), а затем при $p \gtrsim 4$ кбар на экспоненциальную:

$$\rho = \rho_0 \exp \left\{ (T_0/T)^\alpha \right\}. \quad (2)$$

Зависимость типа (2) удобно представить в координатах $\ln \rho = f(\ln T)$. В этих координатах, при условии $\ln \rho_0 \ll (T_0/T)^\alpha$, которое всегда выполняется при достаточно низких температурах, линейные участки соответствуют экспоненциальным зависимостям $\rho(T)$ и их наклон определяет показатель α .

Величина α изменяется под давлением немонотонным образом (см. вставку на рис. 2): имеет максимум $\alpha = 0,4$ в области давлений $p \sim 5$ кбар и стремится к моттовскому значению $\alpha = 0,25$ при $p \gtrsim 9$ кбар. Такое поведение $\alpha(p)$ качественно согласуется с предсказаниями масштабной теории перехода металл — диэлектрик^{2, 3, 7}, в которой в диэлектричес-

кой фазе проводимость σ зависит от температуры по закону $\sigma \sim \exp(-\gamma L_T)$, где γ^{-1} – радиус локализации, L_T – характерная длина, связанная с температурой соотношением $L_T \propto T^{-1/2}$.

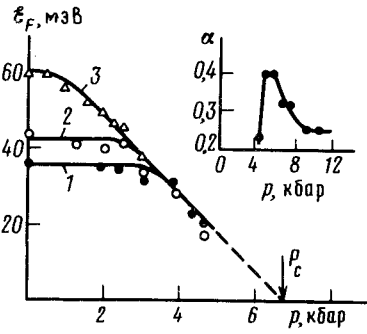


Рис. 2. Барические зависимости фермиевской энергии, отсчитанной от ϵ_c^0 для различных образцов GaSb<Se> ($p_c \approx 6,7$ кбар). Значения ϵ_F рассчитаны по периоду квантовых осцилляций магнитосопротивления Шубникова – де Гааза при $T = 4,2$ К. Параметры спектра, использованные при расчете, приведены в ⁴. Зависимость $\alpha(p)$ на вставке показана для образца №1

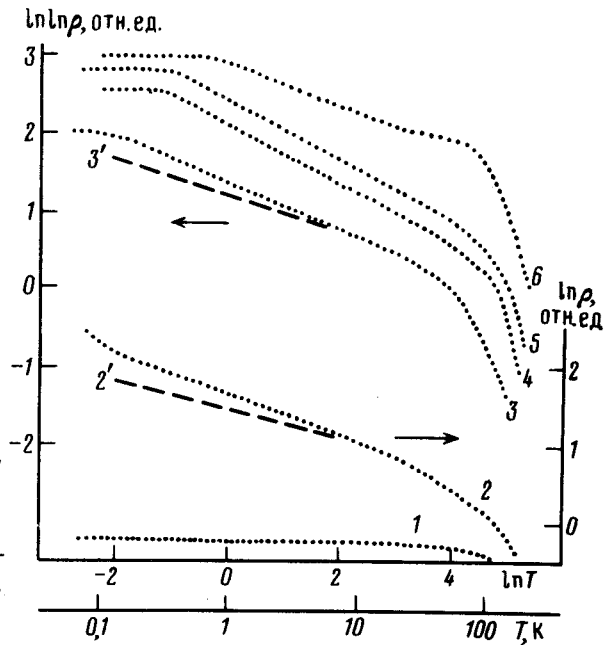


Рис.3.

Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ при различных давлениях (в кбар) : 1 – $p = 0$; 2 – 2,8; 3 – 3,7; 4 – 5,0; 5 – 5,7; 6 – 9,0. Для кривых 3 – 6 значения параметра α в формуле (2) составляют: 3 – $\alpha = 0,32$; 4, 5 – $\alpha = 0,4$; 6 – $\alpha = 0,33$. Кривые 2' и 3' получены в магнитном поле 50 кЭ и соответствуют тем же давлениям, что и кривые 2 и 3. Для кривой 2' – $\beta = 0,18$, а для кривой 3' – $\alpha = 0,24$

Интересно отметить, что экспоненциальная зависимость $\rho(T)$ появляется при существенно более низких (приблизительно на 2,5 кбар) давлениях чем p_c , то есть тогда, когда ϵ_F отстоит от ϵ_c^0 на ~ 25 мэВ и концентрация носителей в Γ -зоне составляет $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Поскольку $\epsilon_c^{\text{кл}} < \epsilon_c^0$, появление при $\epsilon_F < \epsilon_c$ экспоненциальной температурной зависимости ρ не может быть связано с прохождением ϵ_F через классический уровень протекания, а, по-видимому, обусловлено квантовой локализацией электронов в Γ -зоне за счет надбарьерного отражения. Этот вывод подтверждается также наличием вблизи ϵ_c степенной зависимости $\rho \sim T^{-\beta}$ (предшествующей появлению экспоненты) со значением $\beta = 0,28$, которое согласуется с предсказанной в работе ³ величиной $\beta = 1/3$.

Предположение о доминирующей роли квантовых поправок к проводимости в области перехода металл – диэлектрик подтверждается и характером изменения магнитосопротивления: при $\epsilon_F \sim \epsilon_c$ наблюдается отрицательное магнитосопротивление (см. кривые 2' и 3' на рис. 3), зависящее от температуры в металлической фазе – степенным (рис. 3, кривая 2'), а в диэлектрической – экспоненциальным образом (рис. 3, кривая 3').

В заключение, пользуясь случаем, авторы выражают искреннюю признательность Р.В.Парфеньеву, Э.М.Комовой, Н.Г.Ермаковой – за предоставление монокристаллов GaSb<Se> и И.П.Звягину – за обсуждение результатов.

Литература

1. Zallen R., Scher H. Phys. Rev., 1978, B24, 4471.
2. Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 673.
3. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 349.

4. Брандт Н.Б., Демишев С.В., Мощалков В.В., Рылик А.С., Чудинов С.М. ЖЭТФ, 1981, 81, 743.
5. Брандт Н.Б., Демишев С.В., Дмитриев А.А., Мощалков В.В., Комова Э.М., Ермакова Н.Г. ФТП, 1983, 17, 664.
6. Демишев С.В., Дмитриев А.А., Мощалков В.В. Препринт физич. ф-та МГУ, 1983, №4/1983.
7. Zviagin I.P. Phys. Stat. Sol. (b), in print

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
24 июня 1983 г.