

## ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В $n$ -GaAs И $n$ -InP НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СТОРОНЕ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

Воропина Т. И., Дахно А. Н., Емельяненко О. В.,  
Лагунова Т. С., Старосельцева С. П.

Показана правомерность использования теории квантовых поправок к проводимости при анализе экспериментальных значений электропроводности при  $T \leq 4.2$  К в кристаллах  $n$ -GaAs и  $n$ -InP с концентрацией электронов  $n \geq 1.5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ , т. е. при приближении к критической области перехода металл—диэлектрик, но при сохранении металлического типа проводимости.

Ряд особенностей в проводимости металла или примесного полупроводника на металлической стороне от перехода металл—диэлектрик (М—Д) объясняется теорией квантовых поправок к проводимости [1]. К сожалению, эта теория строго обоснована лишь на достаточном удалении от перехода, пока поправки малы. В последнее время, однако, ее начинают привлекать и вне области первоначального определения, вблизи перехода М—Д [2, 3]. Конечно, такой подход неприемлем непосредственно в критической области перехода, но вопрос, как долго поправки адекватно описывают реальность, крайне интересен.

В настоящей работе мы исследуем низкотемпературную примесную проводимость ( $T=1.5 \div 4$  К) кристаллов  $n$ -GaAs,  $n$ -InP и ее концентрационную зависимость в интервале  $n=10^{18} \div 10^{16}$  см $^{-3}$  при подходе к переходу М—Д с металлической стороны (критическая концентрация  $n_c$  составляет для  $n$ -GaAs около  $1.2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ , для  $n$ -InP около  $1.5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ). Благодаря простоте зоны проводимости и изученности механизмов рассеяния электронов классическая «больцмановская» проводимость этих кристаллов может быть точно рассчитана при любых температурах и концентрациях электронов. При этом эксперимент и теория полностью согласуются между собой, пока осуществляется классический перенос и концентрации электронов  $n$  или температуры  $T$  достаточно высоки. Однако при  $n < 10^{17}$  см $^{-3}$  при низких температурах, несмотря на сохраняющийся металлический тип проводимости, наблюдается сильное уменьшение реальной электропроводности кристалла по сравнению со значениями, вычисленными по Больцману. Если предположить, что классический характер проводимости в этих кристаллах сохраняется и при низких температурах, то больцмановскую подвижность электронов  $\mu_B^{\text{теор}}$  не трудно рассчитать по обычной формуле Брукса—Херринга для рассеяния на ионах (приведенный уровень Ферми  $\bar{\mu} = \mu/kT$  в образцах с металлической проводимостью при  $1.5 \div 4.2$  К составляет  $10 \div 15$  и более, т. е. электронный газ сильно вырожден). На основе  $\mu_B^{\text{теор}}$  легко рассчитать и теоретическую больцмановскую электропроводность, и длину свободного пробега:  $\sigma_B^{\text{теор}} = e\mu_B^{\text{теор}} n$  и  $l_B^{\text{теор}} = 3.38 \cdot 10^{-8} \mu_B \sqrt{(m^*/m) \varepsilon_F}$ . Эти значения в зависимости от концентрации носителей тока представлены на рис. 1 и 2 (образцы были слабо компенсированы, концентрации электронов и доноров в них практически совпадают). Как видно, экспериментальные значения  $\sigma$  и  $l$ , начиная уже с  $n \leq 2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , лежат ниже теоретических, и расхождение быстро растет с приближением к переходу М—Д, несмотря на сохранение металлического характера проводимости образцов. Примечательно, что длина свободного пробега, рассчитанная из экспериментальной подвижности  $l_p$ ,

не только меньше, чем  $l_B^{теор}$ , но при  $n \leq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  меньше и межпримесного расстояния  $a = n^{-1/3}$  (рис. 2), что несовместимо с «нормальной» металлической проводимостью.

Посмотрим теперь, что могут дать квантовые поправки, влияние которых на классическую проводимость  $\sigma_B$  учитывает с помощью параметра  $k_F l$  формула [2, 3]:<sup>1</sup>

$$\sigma^3 = \sigma_B \left( 1 - \frac{3}{(k_F l)^2} \right). \quad (1)$$

Если уменьшение  $\sigma^3$  по сравнению с  $\sigma_B$  связано только с квантовыми поправками, то величина  $\sigma_B$ , сосчитанная по  $\sigma^3$  с помощью формулы (1) и значений

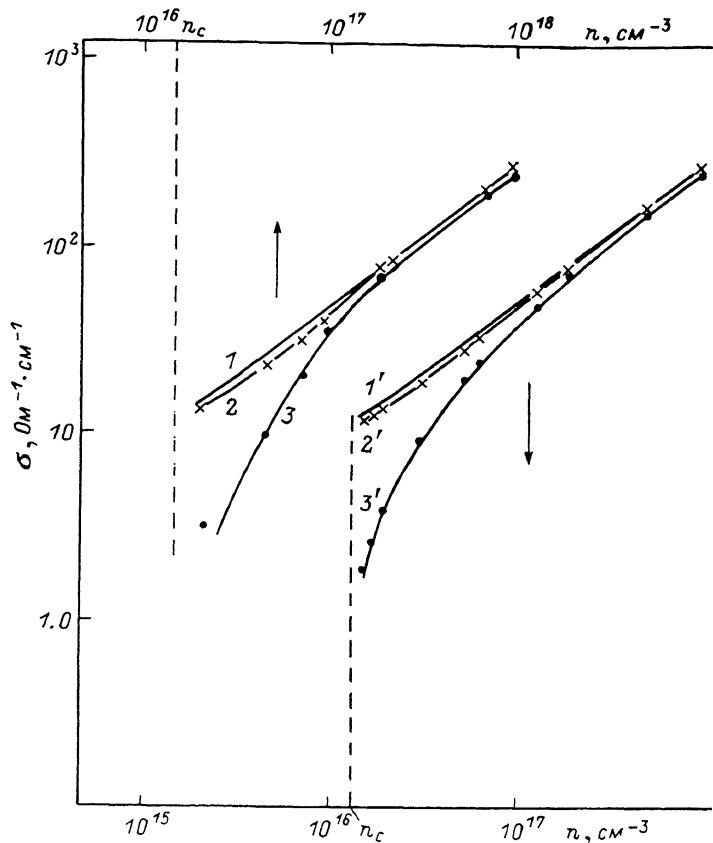


Рис. 1. Зависимость электропроводности от концентрации носителей тока в  $n\text{-InP}$  (1—3) и  $n\text{-GaAs}$  (1'—3').

1, 1' — теоретическая бoльцмановская электропроводность, 2, 2' — бoльцмановская электропроводность  $\sigma_B$ , полученная из экспериментальной с учетом квантовых поправок, 3, 3' — экспериментальные значения электропроводности;  $n_c$  — критическая концентрация.

$k_F l = 3.93 \cdot 10^4 \sigma_B n^{-1/3}$  для исследованных образцов, должна совпадать с  $\sigma_B^{теор}$ . Именно такой результат и был получен при расчете (рис. 1, ср. кривые 1 и 2). Естественно, что и значения  $l_B$ , полученные из  $\sigma_B$ , также совпали с  $l_B^{теор}$  (рис. 2, кривые 1, 2).

Таким образом, особенности поведения  $\sigma$  и  $l$  вблизи перехода М—Д хорошо объясняются квантовыми поправками при всех концентрациях вплоть до критической области.

<sup>1</sup> В этой формуле  $\sigma_0$  — значение электропроводности при  $T=0 \text{ К}$ ; металлический характер проводимости позволял нам пользоваться значениями  $\sigma^3$  при 1.4÷4.2 К или получать  $\sigma_{T=0}$  экстраполяцией.

Величина  $l$  после учета квантовых поправок оказывается близкой к межпримесному расстоянию  $a \approx n^{-1/3}$  и слабо зависит от концентрации  $n$ , что вблизи от перехода М—Д физически наиболее разумно (условие Иоффе—Регеля,  $l \approx a$ ).

Степень близости к переходу М—Д теоретически определяется величиной  $k_F l$ , где  $k_F$  — волновой вектор на уровне Ферми;  $k_F l \gg 1$  соответствует иде-

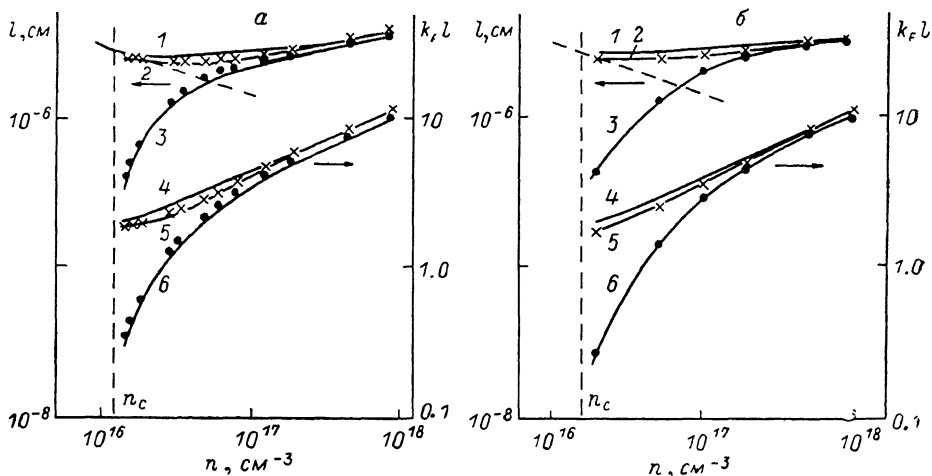


Рис. 2. Зависимость длины свободного пробега  $l$  и  $k_F l$  от концентрации носителей тока в  $n$ -GaAs (а) и  $n$ -InP (б).

1, 4 — расчет по теории Больцмана, 2, 5 — расчет по эксперименту с учетом квантовых поправок, 3, 6 — эксперимент. Штриховые линии — межпримесное расстояние  $a = n^{-1/3}$ , отсчитанное по оси  $l$ .

альному металлу с больцмановской проводимостью  $\sigma_B \approx \sigma_B$ ; вблизи  $k_F l \sim 1$  наступает переход М—Д. Если  $k_F l$  считать прямо из эксперимента, то значения  $k_F l \sim 1$  достигаются гораздо раньше реального перехода, а вблизи перехода (но в металлической области) оказывается  $k_F l \ll 1$  (рис. 2, кривая б), что для свободных электронов не имеет смысла. Если же пользоваться величиной  $k_F l$  с больцмановским значением  $l$  (рис. 2, кривые 4, 5), то переход М—Д оказывается лежащим именно вблизи  $k_F l \sim 1$  и вся картина изменений  $\sigma$  и  $k_F l$  вблизи перехода хорошо укладывается в теоретическую.

В заключение авторы выражают благодарность Т. А. Полянской и А. Г. Аронову за ценные замечания и дискуссию.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Altshuler B. L., Aronov A. G. — In: Modern Problems in Condensed Matter Science / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985, p. 1—153.
- [2] Kaveh M., Mott N. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1983, v. 16, N 29, p. 1067—1072.
- [3] Bhatt R. N., Ramakrishnan T. V. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 15, p. 6091—6094.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 1.10.1986  
Принята к печати 5.01.1988