

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОДВИЖНОСТИ И ПРОДОЛЬНОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ $p$ -Ge В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В.Г.Веселого, М.В.Глушков, Ю.С.Леонов, А.П.Потов*

С целью изучения электрон-фононного взаимодействия в германии, мы предприняли измерение температурной зависимости подвижности  $p$ -германия в сильном магнитном поле до  $100 \text{ кэ}$  в интервале температур  $62 - 200^\circ\text{К}$ .

Экспериментальному и теоретическому исследованию электрон-фононного взаимодействия в германии посвящен ряд работ, обзор которых дан в [1]. Интерес к этому вопросу объясняется тем, что подвижность  $\mu(T)$  в  $p$ -Ge меняется по закону  $\mu(T) \sim T^{-2,3}$  в интервале температур  $125 - 300^\circ\text{К}$ , в то время как в  $n$ -Ge наблюдается закон  $\mu(T) \sim T^{-1,6}$ . Теория, учитывающая рассеяние носителей на деформационном потенциале решетки в случае однодолинного полупроводника, дает зависимость  $\mu(T) \sim T^{1,5}$ , которая близка к той, что наблюдается в случае  $n$ -Ge, хотя он и является многодолинным полупроводником. Строгое теоретическое рассмотрение вопроса о температурной зависимости подвижности в реальном полупроводнике весьма затруднительно, так как в теорию входят неизвестные константы взаимодействия электронов с акустическими, оптическими фононами и константы междолинного рассея-

ния. Их обычно определяют подгонкой теоретической зависимости подвижности к зависимости, наблюдаемой на опыте. Зависимость подвижности  $\mu(T) \sim T^{-2,3}$  в *p-Ge* объясняют сильным взаимодействием дырок с оптическими фононами. Однако, при этом нужно иметь в виду, что особенностью *p-Ge* является наличие двух типов дырок: легких с эффективной массой  $m_1 = 0,04 m_0$  ( $m_0$  – масса свободного электрона) и тяжелых с массой  $m_2 = 0,3 m_0$ .

При рассмотрении вопроса о температурной зависимости  $\mu(T)$  в *p-Ge* не учитывалось влияние на подвижность каждого типа дырок в отдельности. Экспериментально измерение подвижности дырочного германия при наличии одного типа дырок может быть осуществлено в сильном магнитном поле. Если приложить сильное магнитное поле величиной  $100 \text{ кэ}$ , то для легких дырок в интервале температур  $62 - 100^\circ\text{К}$  будет выполнено условие  $(\hbar\omega_c/2) > kT$ . В этом случае легкие дырки перейдут в зону с тяжелой эффективной массой, для которой квантование не наступает, и температурная зависимость подвижности будет определяться взаимодействием с фононами лишь тяжелых дырок.

Для измерений были использованы образцы с малым содержанием легирующих примесей (концентрация дырок составляла  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), что позволило исключить влияние примесного рассеяния на подвижность. Постоянное магнитное поле создавалось на установке "Соленоид" [2]. Измерение и стабилизация температуры осуществлялись способом, аналогичным [3].

В области температур до  $180^\circ\text{К}$  можно пренебрегать влиянием собственной проводимости, поэтому можно считать, что сопротивление образца меняется с температурой обратно пропорционально подвижности  $R(T) \sim 1/\mu(T)$ . Если представить  $\mu(T)$  в виде степенного закона  $\mu(T) \sim T^{-\gamma}$ , где  $\gamma > 0$ , то, измеряя температурную зависимость сопротивления  $R(T)$ , можно определить, меняется ли показатель степени температурной зависимости при приложении сильного магнитного поля.

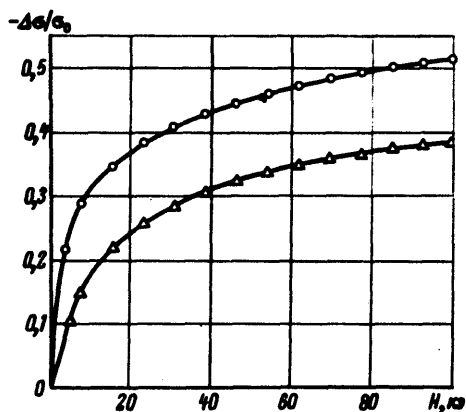


Рис. 1. Температурная зависимость относительного изменения сопротивления *p-Ge*  $R(T)/R(62^\circ\text{К})$  в продольном магнитном поле:  $\circ - H = 0$ ,  $\Delta - H = 25 \text{ кэ}$ ,  $\square - H = 10 \text{ кэ}$

На рис. 1 показаны зависимости  $R(T)/R(62^\circ\text{К})$  от  $T$  при  $H = 0, 25, 100 \text{ кэ}$ , проведенные через экспериментальные точки, снятые через  $5 - 10^\circ\text{К}$  в интервале температур  $62 - 200^\circ\text{К}$ , при  $T > 180^\circ\text{К}$  начинается проявление собственной проводимости и происходит загиб кривой  $R(T)$ . В интервале  $130 - 180^\circ\text{К}$  при  $H = 0$  наблюдается зависимость  $\mu(T) \sim T^{-2,3}$ . При понижении температуры  $\gamma$  уменьшается, как и предсказывается теорией [1]. При  $H = 25, 100 \text{ кэ}$   $\gamma = 1,9 - 2,0$  в том же интервале температур. В интервале температур  $75 - 110^\circ\text{К}$  при  $H = 0$   $\gamma = 2,0$ , при  $H = 25 \text{ кэ}$   $\gamma = 1,7 - 1,8$  при  $H = 100 \text{ кэ}$   $\gamma = 1,5$ .

Таким образом, показатель степени температурной зависимости подвижности  $\mu(T)$ , снятой только для тяжелых дырок в интервале температур

75 – 110°K совпадает со значением  $\gamma = 1,5$ , даваемым теорией для однодолинного полупроводника. При дальнейшем увеличении температуры величина  $\gamma$  возрастает. Это можно объяснить тем, что при температурах 150 – 180°K величина  $(\hbar \omega_c / 2) \approx kT$ , и дырки из зоны с тяжелой эффективной массой начинают переходить в зону с легкой эффективной массой. Кроме того, тяжелые дырки также взаимодействуют с оптическими фононами, число которых экспоненциально растет с температурой. Отсюда можно сделать два вывода.

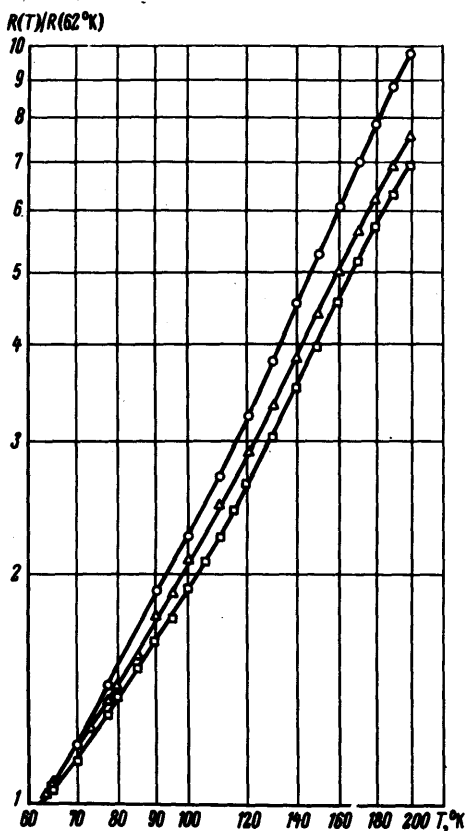


Рис. 2. Относительное уменьшение проводимости  $-\Delta\sigma/\sigma_0$  в продольном магнитном поле для двух температур  $T$ :  
 O –  $T = 77^\circ\text{K}$ ,  $\Delta$  –  $T = 155^\circ\text{K}$

Во-первых, вклад легких дырок в проводимость при  $H = 0$  велик, о чем свидетельствует большое изменение  $\gamma$  при наложении сильного магнитного поля. И это естественно, так как, хотя доля легких дырок определяется отношением масс  $(m_1/m_2)^{3/2}$  и составляет всего 4%, подвижность носителей тока при рассеянии на фононах пропорциональна  $m^{-5/2}$  [1]. Во-вторых, легкие дырки сильно взаимодействуют с оптическими фононами, число которых экспоненциально падает с температурой, что и приводит к более резкому закону изменения подвижности от температуры по сравнению с предсказываемым  $\mu(T) \sim T^{-1,5}$ .

Из того, что легкие дырки дают большой вклад в проводимость, можно заключить, что квантование их должно приводить также к появлению продольного магнетосопротивления, что мы и наблюдаем на опыте.

На рис. 2 показаны зависимости относительного изменения проводимости  $-\Delta\sigma/\sigma_0$  в магнитном поле  $H$  для двух температур 77 и 155°K. Видно, что с ростом магнитного поля  $-\Delta\sigma/\sigma_0$  меняется сначала быстро, а затем при

$H > 60$  кэ медленно, однако поведение кривых в области быстрого изменения  $-\Delta\sigma/\sigma_0$  различно для 77 и 155°К. Увеличение температуры в два раза приводит к тому, что скорость быстрого изменения  $-\Delta\sigma/\sigma_0$  от  $H$  для  $T = 155^\circ\text{K}$  примерно в два раза меньше, чем для  $T = 77^\circ\text{K}$ , что и должно быть, если изменение проводимости связано с квантованием зоны легких дырок и является функцией  $\eta = (\hbar\omega_c/kT)$ .

Медленное изменение  $-\Delta\sigma/\sigma_0$  при  $H > 60$  кэ можно отнести к некоторой несферичности поверхности постоянной энергии тяжелых дырок [4].

Авторы благодарны В.А.Чуенкову за обсуждение результатов.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
16 марта 1970 г.

### Литература

- [1] E.M.Conwell. High field transport in semiconductors, A.P., New York & London, 1967.
- [2] В.Г.Беселаго, Л.Н.Максимов, А.М.Прохоров. ПТЭ, №4, 192, 1968.
- [3] С.В.Миронов, Е.Г.Рудашевский, В.И.Черных. ПТЭ, №5, 192, 1969.
- [4] Ч.Киттель. Квантовая теория твердых тел, стр. 285 – 286, М., Изд. Наука, 1967.