

## ПЕРЕХОД ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ К АКТИВАЦИОННОЙ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}\rangle$

Берча А. И., Ермаков В. Н., Коломеец В. В.,  
Назарчук П. Ф., Панасюк Л. И., Федосов А. В.

Анализ механизмов перехода металл—диэлектрик (МД) показывает, что в  $n\text{-Ge}$  может быть реализован случай деформационно индуцируемого перехода МД, непосредственно связанного с перестройкой зоны проводимости, обусловленной инверсией типа абсолютного минимума  $s$ -зоны [1]. Поскольку в результате такой инверсии существенно изменяется энергия ионизации примесных состояний мелких доноров [2, 3], представляется возможным осуществить переход МД в более широкой концентрационной области металлической проводимости по сравнению со случаем полу-

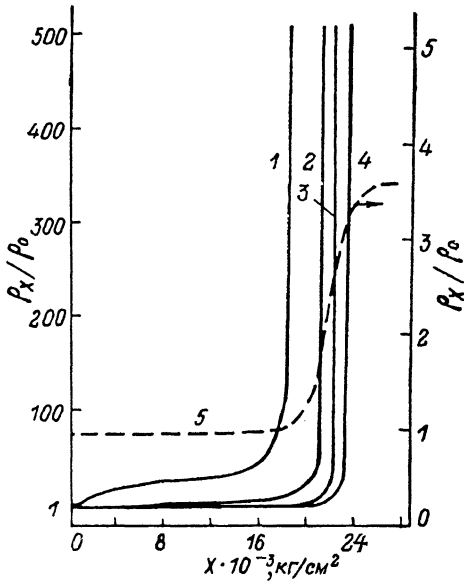


Рис. 1. Зависимости изменения удельного сопротивления кристаллов  $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}\rangle$  от механического напряжения одноосного сжатия  $X \parallel [001] \parallel E$ .

Концентрация легирующей примеси  $\cdot 10^{17}$ ,  $\text{см}^{-3}$ :  
1 — 0.66, 2 — 1.8, 3 — 2.5, 4 — 3.26, 5 — 20.

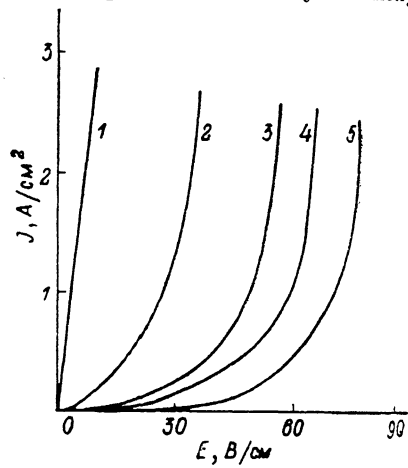


Рис. 2. ВАХ кристаллов  $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}\rangle$  (для образца 2, рис. 1) при различных значениях  $X$ .

$X \cdot 10^{-4}$ , кг/см<sup>2</sup>: 1 — 0, 2 — 2.2, 3 — 2.3, 4 — 2.35, 5 — 2.4.

чения перехода МД за счет изменения степени перекрытия волновых функций, связанного с изменением при деформации долино-орбитального расщепления [4].

В экспериментах, позволивших в достаточно широком интервале концентраций реализовать при  $T=4.2$  К переход от металлической к активационной проводимости, были использованы деформированные в направлении  $[001]$  кристаллы  $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}\rangle$  с концентрацией примеси ниже ( $N_{\text{Sb}} \approx 6.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) и выше ( $N_{\text{Sb}} \approx 1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{\text{Sb}} \approx 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{\text{Sb}} \approx 3.26 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{\text{Sb}} \approx 2.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) критической концентрации перехода МД.

Результаты автоматической записи зависимостей  $\rho_x/\rho_0 = f(X)$  показывают, что удельное сопротивление кристаллов 1—4 (рис. 1) возрастает в результате  $L_1 \rightarrow \Delta_1$ -инверсии примерно на 3—7 порядков.

Поскольку при концентрациях примеси, непосредственно примыкающих с диэлектрической стороны к критической концентрации перехода МД, проводимость некомпенсированных кристаллов  $n\text{-Ge}$  определяется при  $T=4.2$  К практически  $\sigma_2$ -проводимостью [5, 6], то изменение проводимости, связанное

с  $L_1 \rightarrow \Delta_1$ -инверсией  $c$ -зоны, связано главным образом с изменением энергии активации  $\varepsilon_2$ , т. е.

$$\frac{\sigma^L}{\varepsilon^\Delta} \approx \frac{\sigma_{02}^L}{\sigma_{02}^\Delta} \exp \left[ \frac{\varepsilon_2^\Delta - \varepsilon_2^L}{kT} \right]. \quad (1)$$

Если учесть примерно четырехкратное возрастание энергии активации  $\varepsilon_2$  в  $n$ -Ge при  $L_1 \rightarrow \Delta_1$ -инверсии [3], то оценка изменения проводимости, согласно (1), дает для образца 1 (имеющего  $\varepsilon_2^\Delta \approx 2$  мэВ) значение  $\sigma_2^L/\sigma_2^\Delta > 1.6 \cdot 10^7$ , что по порядку величины согласуется с экспериментальным возрастанием  $\rho$  этого кристалла при инверсии.

Переход к активационному типу проводимости материала с металлической в недеформированном состоянии проводимостью будет иметь место, если при  $L_1 \rightarrow \Delta_1$ -инверсии энергетический отрыв примесной зоны превышает значение энергии Ферми  $\varepsilon_F^L$ . Возрастание удельного сопротивления при этом определяется разностью этих энергий, т. е.

$$\frac{\rho_\infty}{\rho_0^L} = \frac{\sigma_0^L}{\sigma_\infty} \approx \exp \left[ \frac{\varepsilon_2^\Delta - \varepsilon_F^L}{kT} \right]. \quad (2)$$

Переход от металлического к активационному типу проводимости наблюдался в интервале концентраций примеси Sb в  $n$ -Ge, составляющем  $1.8 \cdot 10^{17} - 3.26 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  (рис. 1, кривые 2—4). Удельное сопротивление таких кристаллов возрастает в результате  $L_1 \rightarrow \Delta_1$ -инверсии на 3—5 порядков. Для наиболее легированного из исследованных нами образцов (рис. 1, кривая 4), в котором наблюдался переход МД, оценка величины  $\varepsilon_2^\Delta$ , согласно соотношению (2), приводит к значению  $\varepsilon_2^\Delta = 5.6$  мэВ.

При сильном вырождении (рис. 1, кривая 5)  $L_1 \rightarrow \Delta_1$ -инверсия не приводит к переходу МД, в данном случае, очевидно, деформационное смещение примесной зоны по энергии не обеспечивает активационный характер проводимости, поскольку уровень Ферми и после инверсии остается в  $c$ -зоне.

Прямым подтверждением наличия перехода МД, индуцируемого одноосной деформацией, приводящей к  $L_1 \rightarrow \Delta_1$ -инверсии  $c$ -зоны, является трансформация линейных ВАХ (при  $X < 21000$  кг/см $^2$ ) в нелинейные ВАХ (при  $X > 21000$  кг/см $^2$ ), характерные для ударной ионизации примесных состояний (рис. 2). После достижения перехода МД поле ударной ионизации увеличивается с ростом  $X$ , что свидетельствует о возрастании при этом энергии активации.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально реализован переход от металлической к активационной проводимости (переход МД), связанный с перестройкой зоны проводимости, обусловленной  $L_1 \rightarrow \Delta_1$ -инверсией  $c$ -зоны сильно деформированных вдоль направления [001] кристаллов  $n$ -Ge, легированных в достаточно широком концентрационном интервале примесью сурьмы. Указанная инверсия типа абсолютного минимума  $c$ -зоны приводит в свою очередь к перестройке примесных состояний [2, 3] и примесных зон, сопровождающейся отрывом примесной зоны от дна  $c$ -зоны и локализацией электронов на примесных центрах.

В заключение авторы выражают признательность П. И. Баранскому за интерес к работе.

#### Список литературы

- [1] Баранский П. И., Ермаков В. Н., Коломоец В. В., Назарчук П. Ф., Федосов А. В. // ДАН УССР. Сер. А. Физ.-мат. и тех. науки. 1987. № 11. С. 34—36.
- [2] Байдаков В. В., Григорьев Н. Н., Ермаков В. Н., Коломоец В. В., Кудыкина Т. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 2. С. 370—371.
- [3] Baidakov V. V., Ermakov V. N., Grigorev N. N., Kolomoets V. V., Kudykina T. A. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 122. P. K163—K167.
- [4] Paalanen M. A., Rosenbaum T. R., Thomas G. A., Bhatt R. N. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. N 8. P. 1284—1287.
- [5] Sugijama K., Kobajshi A. // J. Phys. Soc. Japan. 1963. V. 2. N 2. P. 163—174.
- [6] Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Луговая Г. Я. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1284—1292.