

если экстремумы подзон находятся в удаленных друг от друга точках  $k$ -пространства, межзонное рассеяние происходит посредством коротковолновых фононов. Поэтому минимум в зависимости  $\alpha(T)$  должен ожидать при температурах, превышающих температуру Дебая. Данных о температуре Дебая для соединения  $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$  в литературных источниках обнаружить не удалось, но, согласно [1],  $\Theta_D = 155$  К для  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и 160 К для  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ . По нашему мнению, температура Дебая и для их твердого раствора должна отличаться от этих значений ненамного, так что экспериментально наблюдаемые температуры, при которых обнаруживается немонотонность в температурной зависимости коэффициента термоэдс в пленках теллурида висмута—сурьмы, действительно выше температуры Дебая.

Здесь необходимо отметить, что, по-видимому, межзонное рассеяние в  $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$  эффективно влияет на явления переноса только при локализации уровня Ферми в достаточно узком энергетическом интервале вблизи подзона «тяжелой» подзоны, чем объясняется сложность в экспериментальной регистрации эффекта межзонного рассеяния, так как технологически не всегда удается сообщить образцам концентрацию дырок, близкую  $p^*$ .

Таким образом, учет конкретной структуры валентной зоны в теллуриде висмута—сурьмы, а в ряде случаев и межзонного рассеяния необходим для удовлетворительной интерпретации явлений переноса, наблюдаемых в них, особенно при концентрациях дырок  $p \sim p^*$ .

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. И. Кайданову за постоянное внимание к работе и ценные обсуждения ее результатов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Гольдман Б. М., Кудинов В. А., Смирнов И. А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . М., 1972. 320 с.
- [2] Гольдман Б. М., Дашевский Э. М., Кайданов В. И., Коломоец Н. В. Пленочные термоэлементы: физика и применение. М., 1985. 232 с.
- [3] Атакулов Ш. Б., Гафуров У. А., Казьмин С. А. Исследование структуры края валентной зоны в пленках теллурида висмута—сурьмы. — ФТП, 1987, т. 21, в. 3, с. 557—559.
- [4] Кайданов В. И., Черник И. А., Ефимова Б. А. Исследование зонной структуры и механизма рассеяния носителей тока в теллуриде олова. — ФТП, 1967, т. 1, в. 6, с. 869—879.

Ферганский государственный  
педагогический институт  
им. Улугбека

Получено 16.06.1987  
Принято к печати 15.09.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

## ЗАХВАТ СВОБОДНЫХ ДЫРОК ЗАРЯЖЕННЫМИ АКЦЕПТОРАМИ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ Ge

Воеводин Е. И., Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г.,  
Чулкова Г. М.

В последние годы достигнут существенный прогресс в изучении каскадного механизма захвата свободных носителей на заряженные примесные центры в полупроводниках. В ставших классическими работах [1, 2] при расчете сечения захвата электронов и дырок  $\sigma_{e, p}$  рассматривались простые зоны с изотропным законом дисперсии. Учет анизотропии эффективной массы электронов [3] и вырождения валентной зоны [4] в таких полупроводниках, как Ge и Si, не привел к существенному изменению значений  $\sigma_e$  и  $\sigma_p$ ; имеющиеся экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными. Однако из [4] следует, что при одноосной деформации Ge и Si, приводящей к существенному изменению энергетической структуры валентной зоны, должны наблюдаться

значительные изменения  $\sigma_p$ . Так, в Ge при предельном сжатии предсказываются уменьшение  $\sigma_p$  при 4.2 К в  $\sim 100$  раз, а в Si — в 10. Экспериментальных данных о сечениях захвата в этих условиях до сих пор нет ни для Ge, ни для Si, хотя они представляют несомненный интерес. Отметим, что из деформированного Ge разработаны высокочувствительные фотоприемники для субмиллиметрового диапазона волн [5]. Там же упоминается, что при деформации время жизни дырок в Ge возрастает. Трудности в интерпретации таких измерений, как показали наши исследования кинетики примесной фотопроводимости в Ge в широком диапазоне температур и интенсивностей примесного подсвета [6], связаны с тем, что время жизни свободных дырок при одноосном сжатии сильно зависит от их концентрации, так как оже-процессы в этих условиях вносят определяющий вклад в каскадную рекомбинацию. Ранее этот механизм вообще не рассматривался.

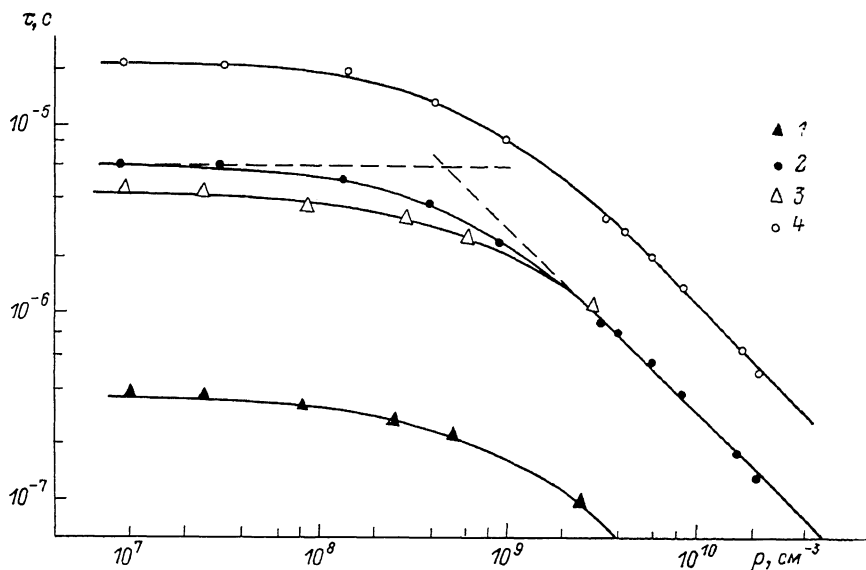


Рис. 1. Зависимости  $\tau_c$  (1, 2) и  $\tau_{\text{рел}}$  (3, 4) от концентрации свободных дырок  $\rho$  при  $T = 4.2$  К.

$N_d$ ,  $\text{см}^{-3}$ : 1, 3 —  $7.2 \cdot 10^{12}$ , 2, 4 —  $2.5 \cdot 10^{14}$ ;  $N_a$ ,  $\text{см}^{-3}$ : 1, 3 —  $1.1 \cdot 10^{13}$ , 2, 4 —  $2.8 \cdot 10^{12}$ .

Цель настоящей работы — исследование кинетики примесной фотопроводимости  $p$ -Ge при сильном одноосном сжатии в широком диапазоне изменения интенсивности примесного подсвета, создающего свободные дырки, и определение сечения каскадного захвата дырок  $\sigma_p$  на мелкие заряженные акцепторы в условиях преобладания электрон-фононного механизма потерь энергии.

Значения  $\sigma_p$  определялись из измерений времени жизни дырок  $\tau_c$  и времени релаксации примесной субмиллиметровой фотопроводимости  $\tau_{\text{рел},1}$  в условиях деформации кристалла вдоль осей [111] и [100] при давлении  $F \approx 400$  МПа,  $T = 4.2$  К в слабом электрическом поле  $E < 0.1$  В/см. Использовались слабо легированные образцы  $p$ -Ge с концентрацией акцепторов  $N_a \leq 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  и компенсацией 10 ÷ 70 %. Образцы размерами  $10 \times 2.5 \times 2.5$  мм помещались между пуансонами и прокладками из свинцово-оловянного сплава толщиной 2.5 мм, которые обеспечивали однородность деформации во всем диапазоне применявшихся давлений. Измерения  $\tau_{\text{рел}}$  проводились на субмиллиметровом спектрометре с лампами обратной волны в диапазоне длин волн 0.8 ÷ 1.5 мм. Регистрировалась зависимость величины сигнала фотопроводимости  $\Delta \sigma$ , возникающей при фототермической ионизации мелких примесей [6], от частоты амплитудной модуляции субмиллиметрового излучения. Для определения времени жизни  $\tau_c$  измерялось значение  $\Delta \sigma$  при модуляции фонового подсвета. Применялась малая глубина модуляции, при которой  $\Delta \tau \ll \tau$ . Из измерений постоянной Холла  $R_x$  в этих условиях определялась концентрация свободных

дырок  $p$ , что с использованием определенных в эксперименте значений  $\sigma$  и  $\Delta\sigma$  позволило рассчитать изменение концентрации дырок  $\Delta p$ . При  $\Delta p \ll p$  и  $p \ll \ll N_a - N_d$  величина  $\Delta p$  пропорциональна  $\tau_c$ . Величина  $p$  в образце задавалась фоновым подсветом от теплой части криостата, интенсивность которого  $J$  можно было менять на несколько порядков с помощью подвижной шторки. Субмиллиметровое и фоновое излучения подводились к образцу через оптическое окно криостата. Калибровка интенсивности проводилась по сопоставлению слабо поглощающего фоновое излучение образца чистого  $p$ -Ge ( $N_d + N_a \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) малого размера, который помещался перед деформируемым образцом со стороны оптического окна криостата. На исследуемый образец наносились токовые контакты по периметру каждого торца и точечные холловские контакты. Магнитное поле, необходимое для измерения  $R_H$ , создавалось сверхпроводящим соленоидом. Методика измерения  $\tau_c$  и  $\tau_{\text{ре.л}}$  подробно изложена в [7].

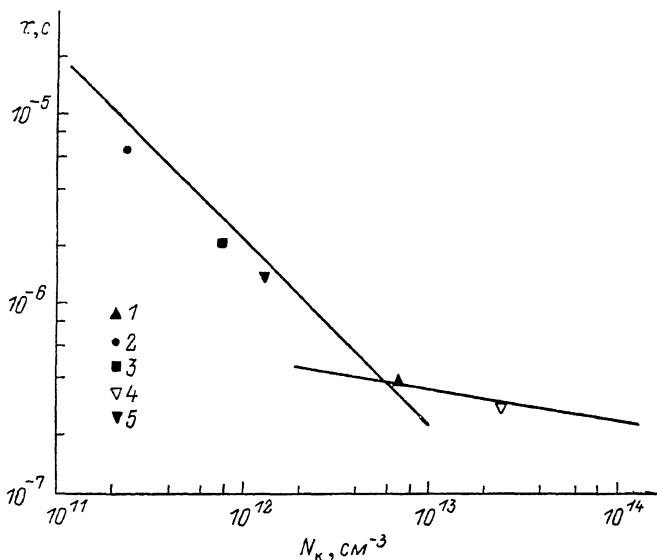


Рис. 2. Зависимость  $\tau_c$  от концентрации компенсирующих примесей.

$T=4.2 \text{ К}$ ,  $p < 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Измерения выполнены при: 1-3 —  $F \parallel [111]$ , 4, 5 —  $F \parallel [100]$ . Линии — расчет по [4, 5].

Значения  $\tau_c$  и  $\tau_{\text{ре.л}}$  различаются из-за эффекта прилипания свободных носителей в высоких возбужденных состояниях захватывающих центров и связаны определенным соотношением, полученным в [7] для недеформированного Ge. В [6] было показано, что оно справедливо и для деформированного Ge, что не удивительно, так как в него не входят параметры зонной структуры полупроводника. Это позволяет рассчитать  $\tau_c$  из измеренных значений  $\tau_{\text{ре.л}}$ :

$$\tau_{\text{ре.л}} = \tau_c \left[ 1 + \frac{5}{6} N_k^{1/2} \left( \frac{\pi e^2}{0.25 \chi k T} \right)^{3/2} \right], \quad (1)$$

где  $N_k$  — концентрация компенсирующей примеси,  $\chi$  — диэлектрическая постоянная. Теперь можно получить абсолютные значения  $\tau_c$  путем привязки  $\Delta p$  к  $\tau_{\text{ре.л}}$ .

На рис. 1 приведены значения  $\tau_{\text{ре.л}}$  и  $\tau_c$  в зависимости от концентрации свободных носителей для двух образцов  $p$ -Ge с различными  $N_k$ . Видно, что при  $p \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$   $\tau_c$  не зависит от  $p$ , а при  $p > 10^9 \text{ см}^{-3}$   $\tau_c \sim 1/p$ . Зависимость  $\tau_c$  от концентрации центров захвата  $N_k$  при  $p < 10^8 \text{ см}^{-3}$  представлена на рис. 2. Отметим, что часть этих измерений выполнена при деформации вдоль оси [100] кристалла, другая — вдоль оси [111]. При  $N_k < 10^{13}$   $\tau_c \sim 1/N_k$ ; при больших  $N_k$  наблюдается ослабление зависимости  $\tau_c$  ( $N_k$ ).

Анализ рис. 1 показывает, что при  $p \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  происходит смена механизма рекомбинации. В [6] установлено, что в деформированном  $p$ -Ge при

$p > 10^9$  см<sup>-3</sup> основным механизмом рекомбинации дырок на заряженных акцепторах является каскадный оже-захват, при котором дырки теряют свою энергию, переходя из одного возбужденного состояния в другое, за счет столкновений со свободными дырками. При меньших значениях  $p$  сечение оже-захвата падает и преобладающим становится каскадный захват с потерей энергии за счет взаимодействия дырок с акустическими фононами. Из данных рис. 1 при  $p < 10^8$  см<sup>-3</sup> можно найти соответствующее ему значение сечения захвата  $\sigma_{p\phi} = 1/\tau N_d v$ . В расчете учитывалось, что при деформации сжимается вырождение валентной зоны при  $k=0$ , валентная подзона с проекцией момента  $\pm 1/2$  опускается вниз и при предельном сжатии  $F \approx 400$  МПа зона характеризуется квадратичным анизотропным законом дисперсии. При давлении вдоль оси [100]  $m_{\parallel} = 0.042m_0$  и  $m_{\perp} = 0.127m_0$ , при давлении вдоль оси [111]  $m_{\parallel} = 0.04m_0$ , и  $m_{\perp} = 0.135m_0$ . Значение  $\sigma_{p\phi}$  оказалось равным  $(1.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup> и не зависящем от ориентации  $F$ , что соответствует теории [4]. В недеформированном  $p$ -Ge  $\sigma_{p\phi} = 9 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>. Видно, что сечение захвата при деформации изменяется в  $\sim 60$  раз, что неплохо согласуется с расчетом [4]. При концентрации центров захвата  $N_d > 10^{13}$  см<sup>-3</sup> зависимость  $\tau_c$  от  $N_k$  ослабляется из-за влияния крупномасштабных флуктуаций потенциала примеси (рис. 2), как и в случае недеформированного Ge. Время жизни при  $N_k > 10^{13}$  см<sup>-3</sup> совпадает с временем релаксации энергии на уровне протекания, которое для деформированного  $p$ -Ge составляет  $\tau_c \approx 3 \cdot 10^{-7}$  с и на 2 порядка превышает соответствующее время в недеформированном Ge [4]. Таким образом, одноосная деформация Ge приводит к резкому уменьшению сечения захвата свободных дырок на заряженные акцепторы. Даже при незначительном увеличении интенсивности фона (кривые на рис. 1) доминирующим механизмом становится каскадный оже-захват, сечение которого зависит от  $p$ .

Полученные результаты, по-видимому, представляют интерес и для Si, в котором при деформации также должно наблюдаться уменьшение сечения каскадного захвата свободных дырок при потерях энергии за счет испускания акустических фононов.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Абакумов В. И., Перель В. И., Ясиевич И. Н. Захват носителей заряда на притягивающие центры в полупроводниках. — ФТП, 1978, т. 12, в. 1, с. 3—31.
- [2] Абакумов В. И., Ясиевич И. Н. Сечение рекомбинации электрона на положительно заряженном центре в полупроводниках. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, в. 2, с. 657—664.
- [3] Акулиничев В. В., Ясиевич И. Н. Сечение захвата электронов на притягивающие центры в Ge и Si. — ФТП, 1980, т. 14, в. 9, с. 1779—1782.
- [4] Акулиничев В. В. Захват дырок на заряженные акцепторы в Ge и Si. — ФТП, 1982, т. 16, в. 2, с. 254—258.
- [5] Haller E. E., Huenschel M. R., Richards P. L. — Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, N 8, p. 495—497.
- [6] Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г., Ригер Е. Р. Влияние межэлектронных столкновений на захват свободных носителей мелкими примесными центрами в германии. — ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 4 (10), с. 1509—1522.
- [7] Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Мултановский В. В., Птицина Н. Г. Захват фотовозбужденных носителей заряда на мелкие примесные центры в германии. — ЖЭТФ, 1979, т. 77, в. 4, с. 1450—1462.

Московский государственный педагогический институт им. В. И. Ленина

Получено 7.07.1987  
Принято к печати 16.09.1987