

## ОБНАРУЖЕНИЕ ПЕРЕНАСЕЛЕННОСТИ ПОДЗОНЫ ЛЕГКИХ ДЫРОК $p$ -Ge В СИЛЬНЫХ СКРЕЩЕННЫХ Е И Н ПОЛЯХ

*B.A. Валов, B.A. Козлов, L.S. Мазов, И.М. Нефедов*

Экспериментально исследованы гальваномагнитные характеристики  $p$ -Ge в сильных скрещенных Е и Н полях при 4 К. Обнаружено существенное превышение относительной концентрации легких дырок над равновесным значением, что свидетельствует об инверсии излучательного перехода между подзонами легких и тяжелых дырок.

Горячие носители тока в полупроводниках в условиях неупругого рассеяния на оптических фонах привлекают возможность получения инвертированных распределений [1 – 3]. Так в  $p$ -Ge и подобных ему полупроводниках с вырожденными подзонами тяжелых и легких дырок в сильных скрещенных Е и Н полях может возникнуть перенаселенность подзоны легких дырок [3 – 5] – увеличение относительной концентрации легких дырок по сравнению с равновесным значением равным  $(m_l/m_h)^{3/2}$ , где  $m_l$  и  $m_h$  – эффективные массы легких и тяжелых дырок. Эта перенаселенность приводит к целому ряду интересных явлений, наиболее актуальным из которых является генерация или усиление дальнего инфракрасного излучения за счет инверсии излучательного перехода между подзонами легких и тяжелых дырок [5]. В настоящей работе обнаружено значительное увеличение (приблизительно в четыре раза) относительной концентрации легких дырок в  $p$ -Ge в сильных  $E \perp H$  полях. Такой вывод сделан на основе экспериментального исследования гальваномагнитных характеристик  $p$ -Ge и сопоставления их с результатами расчетов методом Монте-Карло. Влияние легких дырок на вольт-амперные характеристики чистых образцов  $p$ -Ge в  $E \perp H$  полях впервые было замечено в работе [6]. Недавно [7] также было указано на соответствующие особенности в поведении ходловского поля.

Перенаселенность подзоны легких дырок возникает из-за накопления легких дырок в веретенообразной области  $K_l$  замкнутых траекторий импульсного пространства [1, 8], где энергия дырок недостаточна для излучения оптического фона и время между столкновениями велико. Если веретенообразная область  $K_h$  в подзоне тяжелых дырок отсутствует и существует лишь  $K_l$ , что имеет место при  $v_o^h < v_c < v_o^l$ , то накопление происходит только в легкой подзоне, что и приводит к увеличению  $n_l/n_h$ . Здесь  $v_c = cE/H$  – дрейфовая скорость в  $E \perp H$  полях,  $v_o^h$  и  $v_o^l$  – скорости на границах пассивных областей энергий ( $\epsilon < \hbar\omega_o$ ) для тяжелых и легких дырок;  $m_h(v_o^h)^2/2 = m_l(v_o^l)^2/2 = \hbar\omega_o$  – энергия оптического фона (см. рис.1).

На рис.1 приведены результаты расчета ходловского  $j_H$  и диссиpативного  $j_D$  таков (см. рис.2) методом Монте-Карло, а также  $n_l/n_h$  в зависимости от  $v_c/v_o^h$  при постоянном магнитном поле  $B = 4,6$  кГс. Использовалась сферически симметричная модель зонной структуры,  $m_h = 0,35 m_o$ ,  $m_l = 0,043 m_o$ : учитывалось рассеяние на оптических и акустических фонах. Для сравнения приведены результаты расче-

та  $j_H$  и  $j_D$  в однозонной модели без учета легких дырок. Характерным для перенаселенности подзоны легких дырок являются существенно большие по сравнению с однозонной моделью значения  $j_H$  при  $v_c/v_0^h \approx 1$ , где исчезает область  $K_h$  (рис.1). Это обусловлено тем, что легкие дырки, накапливающиеся в области  $K_l$ , обеспечивают значительный вклад в величину  $j_H$ .

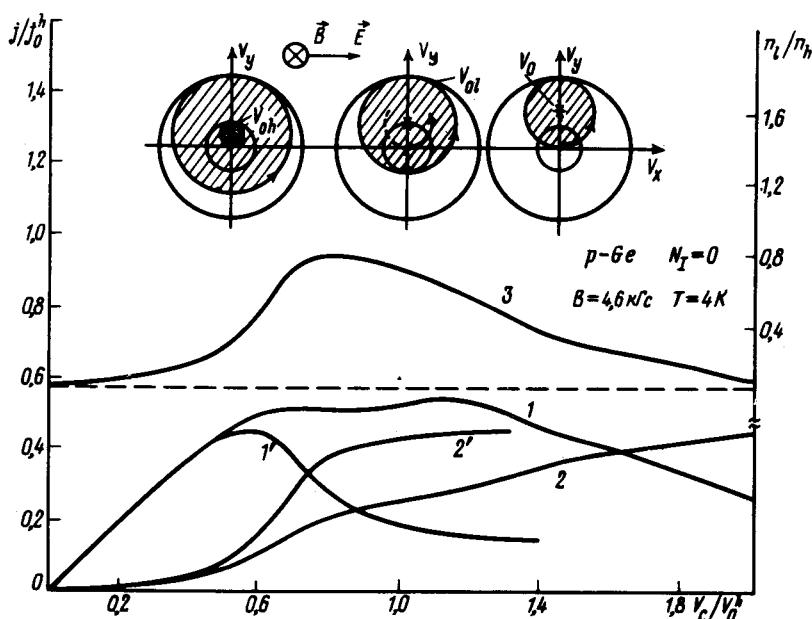


Рис. 1. Результаты расчета методом Монте-Карло. (1, 1') –  $j_H/j_0^h$ ; (2, 2') –  $j_D/j_0^h$ ; (3) –  $n_l/n_h$ . (1', 2') – однозначная модель.  $j_0^h = e n_{tot} v_0^h$ ;  $n_{tot} = n_l + n_h$ ;  $n_l$  – концентрация легких дырок;  $n_h$  – тяжелых дырок; пунктиром обозначено равновесное значение  $n_l/n_h = (m_l/m_h)^{3/2}$ ; области  $K_l$  и  $K_h$  – заштрихованы

На рис.2 приведены результаты измерений  $j_H$  и  $j_D$  при  $T = 77 \text{ K}$  и  $T = 4 \text{ K}$  в магнитном поле  $B = 9,2 \text{ кГс}$ . Измерения проводились в импульсном режиме ( $\tau_{имп} \sim 1 \text{ мксек}$ ) с большой скважностью по методике, описанной в [9]. Использовались образцы  $p\text{-Ge}$  с концентрацией дырок  $N_A = N_D \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью при азоте  $\mu_{77} \approx 40000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$ . Форма и ориентация образца изображены на рис.2. Результаты измерений при 4 К приведены для полей, в которых концентрация носителей не менялась с ростом поля. Зависимость  $n_{HALL}(E_{tot})$  на рис.2 связана с изменением ходл-фактора; разница в  $n_{HALL}$  при  $T = 4,2 \text{ K}$  и  $T = 77 \text{ K}$  обусловлена, по-видимому, неполной ионизацией примесей.

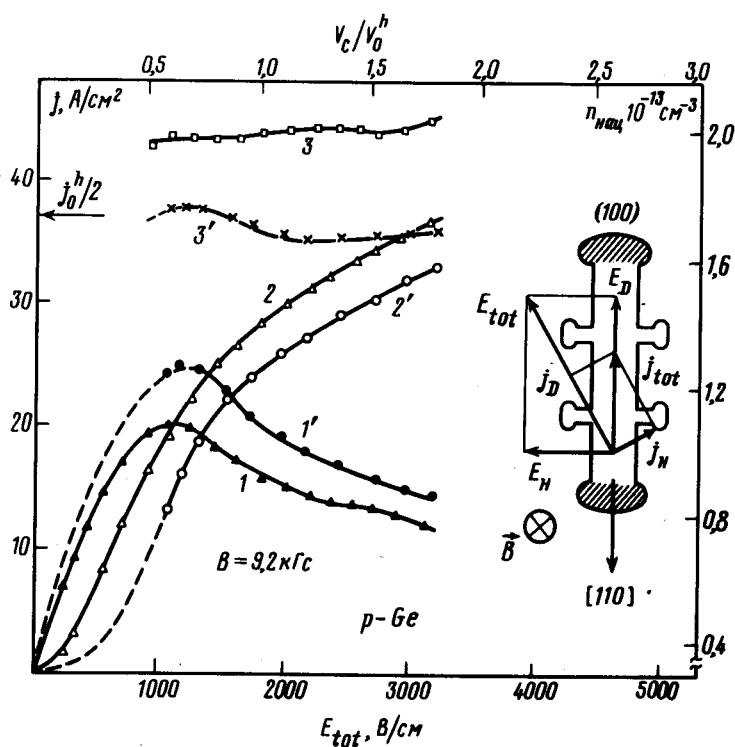


Рис. 2. Результаты эксперимента: (1, 1') –  $j_H$ ; (2, 2') –  $j_D$ ; (3, 3') – холловская концентрация  $n_{\text{HALL}} = B j_{\text{tot}} / e E_H$ ; (1', 2', 3') –  $T = 4 \text{ K}$ ; (1, 2, 3) –  $T = 77 \text{ K}$

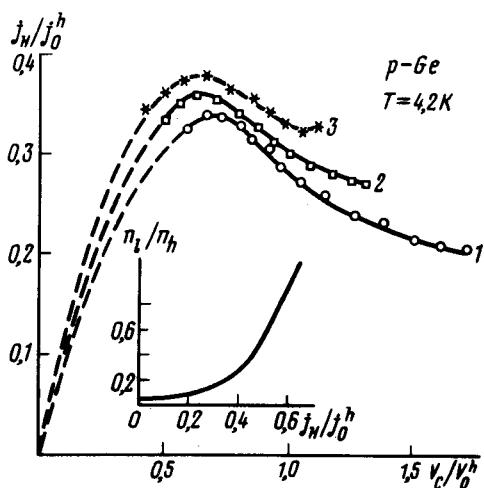


Рис. 3. Результаты измерений  $j_H/j_0^h$  от  $v_c/v_0^h$  для разных магнитных полей: (1) –  $B = 9,2 \text{ кГс}$ ; (2) –  $B = 13,8 \text{ кГс}$ ; (3) –  $B = 18,4 \text{ кГс}$ ; (4) – зависимость  $n_l/n_h$  от величины  $j_H/j_0^h$ .

Результаты расчета методом Монте-Карло для разных температур и магнитных полей показывают, что при  $v_c/v_0^h = 1$ , когда область  $K_h$  исчезла и  $n_l/n_h$  максимально, существует соответствие между  $j_H/j_0^h$  и  $n_l/n_h$ , которое приближенно дается кривой 4 (рис.3). Это позволяет оце-

нить величину  $n_l/n_h$  из экспериментальных измерений  $j_H$  и  $j_D$  от поля  $E_{tot}$ . С увеличением циклотронной частоты при фиксированном значении  $v_c/v_o^h$  величина  $n_l/n_h$  должна возрастать из-за уменьшения времени пролета тяжелой дыркой пассивной области. На рис.3 показаны зависимости  $j_H/j_o^h$  и  $v_c/v_o^h$  для нескольких значений магнитного поля. Из этих графиков видно, что при  $v_c/v_o^h \approx 1$  достигаются следующие величины  $n_l/n_h$ :  $B = 9,2$  кГс,  $n_l/n_h = 0,12 = 2,8 (m_l/m_h)^{3/2}$ ;  $B = 13,8$  кГс,  $n_l/n_h = 0,13 = 3,1 (m_l/m_h)^{3/2}$ ;  $B = 18,4$  кГс;  $n_l/n_h = 0,17 = 4(m_l/m_h)^{3/2}$ . При 77 К также возникает перенаселенность, хотя ее величина сравнительно невелика из-за увеличения акустического рассеяния в пассивной области:  $B = 9,2$  кГс,  $n_l/n_h = 0,08 = 1,9 (m_l/m_h)^{3/2}$ .

Обнаруженное увеличение концентрации легких дырок свидетельствует об инверсии излучательного перехода между подзонами легких и тяжелых дырок, так как грубым критерием перенаселенности этого перехода является превышение относительной концентрацией  $n_l/n_h$  значения  $(m_l/m_h)^{3/2}$  (ср. [3, 5]).

В заключение авторы выражают благодарность А.А.Андронову за руководство работой, В.Н.Мурзину за обсуждение и интерес к работе и С.Комияме за предоставленную возможность ознакомления с работой [7] до ее опубликования.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 апреля 1981 г.

## Литература

- [1] H.Maeda, T.Kurosawa. J. Phys. Soc. Japan, 33, 562, 1972.
- [2] S.Komiyama, T.Masumi, K.Kajita. Phys. Rev., B20, 5192, 1979.
- [3] A.A.Andronov, V.A.Valov, V.A.Kozlov, L.S.Mazov. Sol. St. Comm., 36, 603, 1980.
- [4] И.И.Восцилюс. ФТТ, 11, 924, 1969.
- [5] А.А.Андронов, В.А.Козлов, Л.С.Мазов, В.Н.Шастин. Письма в ЖЭТФ, 30, 585, 1979.
- [6] Л.К.Гварджаладзе, Ю.Л.Иванов. ФТП, 7, 1328, 1973.
- [7] S.Komiyama (submitted to the Phys. Rev. Lett).
- [8] И.И.Восцилюс, И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, 52, 1013, 1967.
- [9] A.A.Andronov, V.A.Kozlov, L.S.Mazov, V.A.Valov. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 13, 6287, 1980.