

## ЭФФЕКТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И РАСТАЛКИВАНИЯ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

В.Н. Мурзин, С.А. Стоклицкий

*Рассчитан энергетический спектр валентной зоны германия в скрещенных электрическом и магнитном полях. Обнаружен эффект расталкивания уровней Ландау и образования смешанных состояний легких и тяжелых дырок в местах пересечения уровней. Обсуждается влияние этого явления на особенности лазерной генерации излучения в системе горячих носителей.*

При рассмотрении энергетического спектра и межзонных переходов носителей заряда в полупроводниках в электрическом и магнитном полях предполагается, что энергетические зоны полупроводника являются невзаимодействующими, и носителям приписываются постоянные эффективные массы [1, 2]. Однако при наличии исходного вырождения (свойственного, например, валентной зоне во многих полупроводниках) энергетическое строение полупроводника во внешних полях может значительно деформироваться, что приводит к специфическим эффектам (например к возникновению неэквидистантности нижних уровней Ландау дырок в германии в магнитном поле [3]).

В настоящей работе в развитие исследований [4] рассчитан энергетический спектр дырок в германии в полях  $E \perp H$  и обнаружен эффект взаимодействия и расталкивания уровней Ландау легких и тяжелых дырок в местах их пересечения, т.е. в состояниях с одинаковой полной энергией. Расчет выполнен на основе гамильтониана Латинжера (в сферическом приближении, т.е. без учета гофрировки валентной зоны) для точки  $p_z = 0$  и в более общем случае для  $p_z \neq 0$  ( $p_z$  — компонента квазиимпульса, параллельная  $H$ ). В отличие от [5, 6], в которых использована теория возмущений в предположении малых электрических полей ( $\epsilon_{dr} \ll \epsilon_c$ ), задача решалась в общем виде, т.е. определялись собственные решения волновых функций и отвечающие им энергии носителей в произвольных полях  $E \perp H$  ( $\epsilon_{dr} \leq \epsilon_c$ ). Здесь  $\epsilon_{dr} = m^*(cE/H)^2/2$  и  $\epsilon_c = \hbar eH/m^*c$  — дрейфовая и циклотронная энергии носителя. Методика расчета описана в [4]. В случае  $p_z \neq 0$  (в отличие от случая  $p_z = 0$ ) исходные матричные уравнения не распадались на две серии с  $M_J = +3/2, -1/2$  и  $-3/2, +1/2$ , т.е. решения включали комбинации всех четырех типов блоховских функций. Схематический вид траекторий легких дырок в рассматриваемых полях показан на рис. 1.

Рассчитанные в точке  $p_z = 0$  в полях  $E \perp H$  уровни Ландау легких (почти горизонтальные кривые) и тяжелых (наклонные кривые) дырок приведены на рис. 2 в виде относительных величин  $\epsilon/\epsilon_c^0$  и  $\epsilon_{dr}^0/\epsilon_c^0$ , где  $\epsilon$  — полная энергия носителя в кристалле,  $\epsilon_{dr}^0$  и  $\epsilon_c^0$  — дрейфовая и циклотронная энергии свободного электрона. Положение нижних уровней легких дырок в отсутствие электрического поля (пересечение кривых

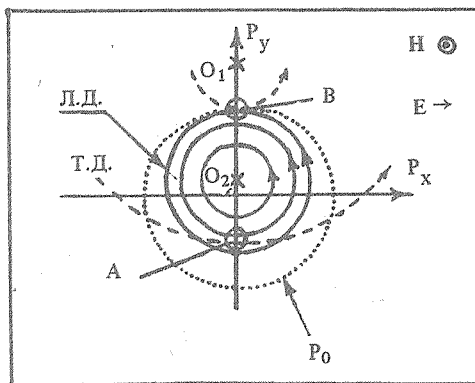


Рис. 1. Схема траекторий легких (сплошные линии) и тяжелых (пунктирные линии) дырок в импульсном пространстве в полях  $E \perp H$ .  $O_1$  и  $O_2$  — импульсы дрейфа тяжелых и легких дырок,  $p_0$  — импульс легких дырок, соответствующий энергии оптического фотона  $\hbar\omega_0$ .

с осью ординат,  $\epsilon_{dr}^0 = 0$ ) не является эквидистантным, а сами кривые  $\epsilon(E, H)$  ведут себя довольно сложным образом. Из рисунка также видно, что в точках совпадения кривые легких и тяжелых дырок не пересекаются, а испытывают расталкивание. То есть в этих точках происходит взаимодействие уровней и перемешивание соответствующих волновых функций. Обнаруженный эффект обусловлен исходным вырождением зон полупроводника и приводит к тому, что разделить состояния легких и тяжелых дырок в областях пересечения (точнее, антипересечения) становится невозможным. В смешанных состояниях эффективная масса дырок, определяемая как  $m^* = \bar{p}^2/2\bar{\epsilon}$  (где  $\bar{p}$  и  $\bar{\epsilon}$  — усредненные импульс и кинетическая энергия носителя), может значительно отличаться от исходных масс легких и тяжелых дырок ( $0,044m_0$  и  $0,31m_0$ ) и принимать промежуточные значения. Последнее обстоятельство особенно существенно с точки зрения поведения частиц в квазиимпульсном пространстве.

На рис. 1 видно, что в некоторой области значений полей  $E$  и  $H$  взаимодействие дырочных состояний оказывается особенно сильным. Область сильного взаимодействия смещается в сторону больших значений  $\epsilon_{dr}^0/\epsilon_c^0$  ( $\sim E^2/H^3$ ) с увеличением номера уровня Ландау легких дырок. В серии с  $M_J = +3/2, -1/2$  этот эффект охватывает большее число уровней, чем в серии  $-3/2, +1/2$ . Выделенная область полей, как показывают простейшие оценки, примерно отвечает ситуации, при которой траектория легкой дырки на данном уровне Ландау проходит в окрестности  $p = 0$  в квазиимпульсном пространстве. В серии  $M_J = +3/2, -1/2$  эффект взаимодействия заметнее, поскольку вклад состояний с  $M_J = 1/2$  (соответствующих тяжелой массе) больше.

Эффект взаимодействия дырочных состояний характерен не только для точки  $p_z = 0$ , но проявляется в дисперсионных зависимостях  $\epsilon(p_z)$  в широком интервале значений  $p_z$  (рис. 3). Из рисунка видно, что в отсутствие электрического поля ( $\epsilon_{dr}^0/\epsilon_c^0 = 0$ ) имеет место обычное пересечение уровней. Эффект взаимодействия отсутствует. Состояния легких и тяжелых дырок всюду различаются и характеризуются известными эффективными массами носителей. Наложение электрического поля  $E \perp H$  приводит к расталкиванию уровней. Наиболее сильно этот эффект проявляется в некоторой области значений полей  $E$  и  $H$ , смещающейся в сторону верхних уровней с ростом  $E$  (ростом  $\epsilon_{dr}^0/\epsilon_c^0$ ). Видно, что эффект сильного взаимодействия ограничен интервалом значений  $p_z < p'_z$ , выше которого система уровней стремится к обычному упорядоченному виду.

Существование в скрещенных полях областей сильного взаимодействия состояний легких и тяжелых дырок представляет не только физический, но и практический интерес, поскольку с ним могут быть связаны специфические особенности в лазерной генерации излучения горячими носителями. Можно предполагать, что легкие дырки в смешанных состояниях, характеризующихся большей эффективной массой, будут интенсивнее рассеиваться на оптических фононах. В результате лазерная генерация на переходах из

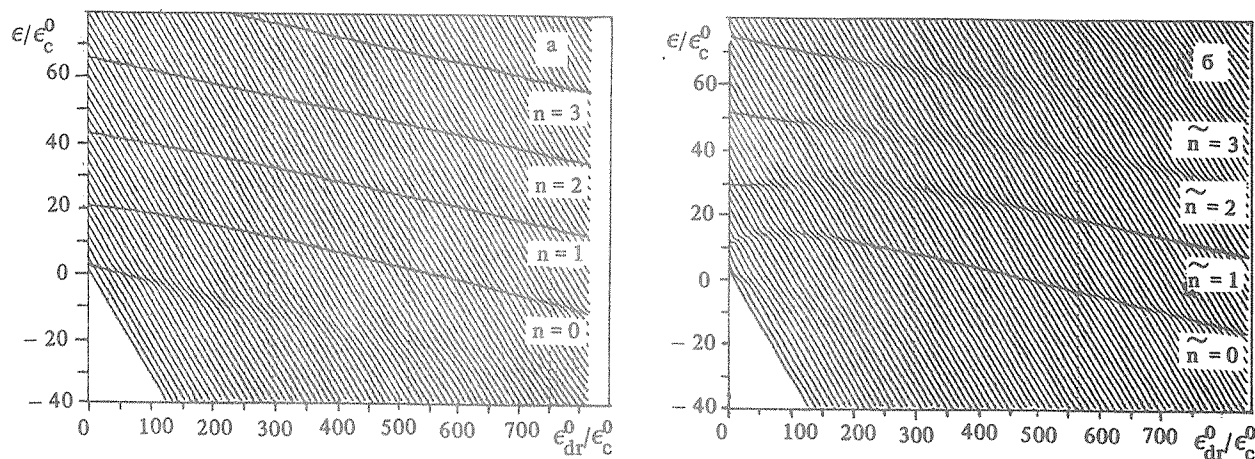


Рис. 2. Рассчитанные энергии  $\epsilon$  уровней Ландау легких и тяжелых дырок в зависимости от электрического поля  $E \perp H$  в безразмерных единицах;  $\epsilon_{dr}^0 = m_0 (cE/H)^2/2$  и  $\epsilon_c^0 = \hbar eH/m_0 c$  — дрейфовая и циклотронная энергии свободного электрона; в единицах кВ/см, кЭ  $\epsilon = 0,093 H (\epsilon/\epsilon_c^0) \text{ см}^{-1}$  и  $\epsilon_{dr}^0/\epsilon_c^0 = 2,47 \cdot 10^5 E^2/H^3$ . а) Данные для серии со значениями квантового числа  $M_J = -3/2, +1/2$ , б) — с  $M_J = +3/2, -1/2$ ;  $n$  и  $\tilde{n}$  — номера уровней Ландау легких дырок.

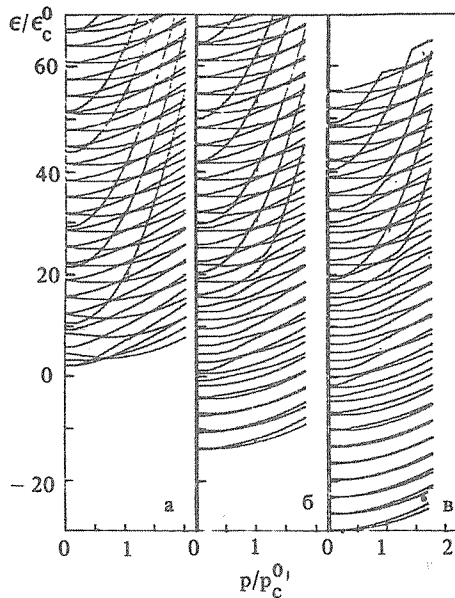


Рис. 3. Рассчитанные дисперсионные зависимости  $\epsilon(p_z)$  подзон Ландау легких и тяжелых дырок в полях  $E \perp H$  в безразмерных единицах ( $p_c^0 = \sqrt{\hbar e H / c}$  — циклотронный импульс):  $E = 0$  ( $\epsilon_{dr}^0 / \epsilon_c^0 = 0$ ) (а),  $E \neq 0$  ( $\epsilon_{dr}^0 / \epsilon_c^0 = 50$ ) (б),  $E \neq 0$  ( $\epsilon_{dr}^0 / \epsilon_c^0 = 100$ ) (в).

этих состояний в тяжелую подзону должна ослабевать. В то же время взаимодействие дырочных состояний может способствовать развитию лазерной генерации на циклотронной частоте легких дырок, как в модели внутризонных переходов /8/ (переход между уровнями Ландау легких дырок в сильно взаимодействующее состояние), так и в модели межподзонных переходов /7/ (переход с уровня Ландау легких дырок в тяжелую подзону в сильно взаимодействующее состояние, резонансное с нижним соседним уровнем Ландау в легкой подзоне).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аронов А. Г. ФТТ, 5, 552 (1963).
2. Муравьев А. В., Ноздрин Ю. Н., Шагин В. Н. Письма в ЖЭТФ, 43, 348 (1986).
3. Hensel J. C., Suzuki K. Phys. Rev., B9, 4219 (1974).
4. Стоклицкий С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 36 (1987).
5. Hensel J. C., Peter M. Phys. Rev., 114, 411 (1959).
6. Vrehen Q. H. F. Phys. Rev., 145, 675 (1966).
7. Митягин Ю. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 46, 116 (1987).
8. Дьяконов А. И., Перель В. И. ЖЭТФ, 92, 350 (1987).

Поступила в редакцию 18 августа 1987 г.