

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ ФОРМИРОВАНИЯ ИНВЕРТИРОВАННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ И ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В СИСТЕМЕ ГОРЯЧИХ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ

*И.М.Мельничук, Ю.А.Митягин, В.Н.Мурзин,
С.А.Стоклицкий*

Показано, что квантовые эффекты, обусловленные смешиванием состояний легких и тяжелых дырок в p -Ge в $E \perp H$ -полях, играют существенную роль в формировании инвертированных распределений и лазерной генерации как в случае внутризонных, так и в случае межподзонных дырочных переходов. Вклад этих эффектов резко возрастает при учете анизотропии валентной зоны.

Проблема формирования инвертированных распределений в неравновесной полупроводниковой плазме в сильных электрических и магнитных полях до недавнего времени рассматривалась, как правило, на основе квазиклассических представлений о движении носителей заряда¹. В последнее время, однако, получены экспериментальные и теоретические результаты, свидетельствующие о необходимости учета эффектов, обусловленных квантовым действием полей²⁻⁶.

В настоящей работе на основе выполненных теоретических расчетов и экспериментальных исследований показано, что квантовые эффекты в полупроводниках с вырожденными зонами, типа p -Ge, играют существенную роль в этих процессах и приводят не только к возникновению дискретных ветвей генерации, но кардинальным образом меняют всю картину явлений, участвующих в формировании инвертированных распределений и лазерной генерации в системе горячих носителей в $E \perp H$ -полях. Роль этих эффектов в приближении сферических зон невелика и резко возрастает при учете сложного анизотропного строения валентной зоны Ge.

Рассмотрение основано на результатах расчета собственных функций и энергетического спектра дырок в германии в $E \perp H$ -полях, выполненного в данной работе с помощью методов, описанных в^{3, 6}, при использовании полного гамильтониана Латтинджера, учитывающего анизотропию валентной зоны Ge. Также как в изотропной сферической модели^{3, 6} обнаружено расталкивание уровней Ландау легких и тяжелых дырок, обусловленное взаимодействием дырочных состояний с одинаковой полной энергией. Общая картина уровней и характер их взаимодействия заметно меняются в зависимости от кристаллографической ориентации полей.

Знание энергетического спектра и волновых функций позволяет рассчитать время жизни τ_{opt} легких дырок в смешанных состояниях, обусловленное их рассеянием на оптических фононах. Вероятность рассеяния с испусканием оптического фонона дырки в начальном состоянии n, p_z, p_x вычислялась суммированием вероятностей переходов во все конечные состояния n', p'_z, p'_x :

$$W_{opt} \equiv 1/\tau_{opt} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_u \sum_q \sum_{n', p'_z, p'_x} |\langle n', p'_z, p'_x | \hat{H}_{opt} \exp(-iqr) | n, p_z, p_x \rangle|^2 \delta(E_{n', p'_z, p'_x} - E_{n, p_z, p_x} + \hbar\omega_0),$$

где \hat{H}_{opt} – матричный 4×4 оператор деформационного потенциала⁷; n, p_z, p_x – номер уровня Ландау и компоненты обобщенного квазиимпульса дырки ($H \parallel OZ, E \parallel OY$); $\hbar\omega_0, q, u$ – энергия, квазиимпульс и вектор поляризации оптического фонона. Данные для $1/\tau_{opt}$ приведены на рис. 1 для конфигурации $H \parallel [110]$ при разных направлениях векто-

ра E , лежащего в плоскости (110) . Такая конфигурация в интервале углов $\varphi = 0 \div 90^\circ$ (φ — угол между E и осью $[1\bar{1}0]$) охватывает практически весь набор значений эффективной массы тяжелых дырок в направлении дрейфа, перпендикулярном E и H .

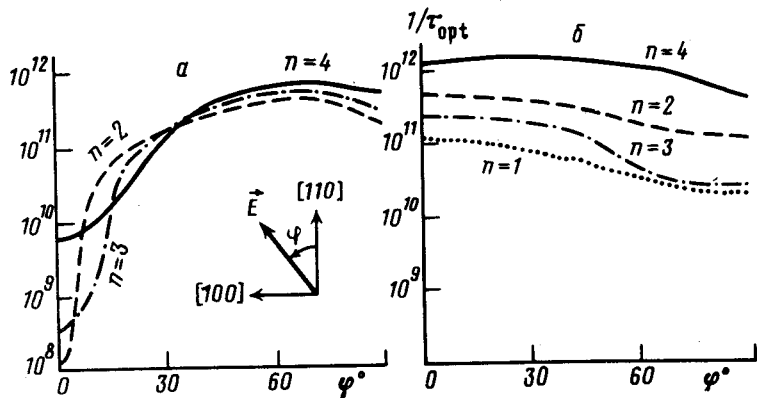


Рис. 1. Рассчитанные зависимости $1/\tau_{opt}$ от угла φ для разных уровней Ландау легких дырок $n = 1, 2, 3, 4$ серий: а) $M_J = +3/2, -1/2$; б) $M_J = -3/2, +1/2$ ($H = 24 \text{ кЭ}$, $E = 2,4 \text{ кВ/см}$, $\epsilon_{др}^0 / \hbar\omega_c^0 = 102$, $p_z = 0$)

На рис. 2 приведены результаты экспериментов по наблюдению в Ge лазерной генерации двух типов: на переходах между подзонами легких и тяжелых дырок и на внутризонных циклотронных переходах легких дырок. Исследования проводились при той же конфигурации полей, для которой выполнены расчеты. Измерялись области E - и H -полей, в которых возникает лазерная генерация, и спектральный состав излучения. Методика измерений подобна описанной в ^{3, 4}. Прямоугольные образцы одинаковых размеров вырезались из одного слитка Ge ($N_A = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), причем направление приложенного электрического поля составляло разные углы с осью $[1\bar{1}0]$. Значения φ определялись экспериментально с учетом холловской компоненты. Из рис. 2 видно, что условия, необходимые для возникновения генерации на межподзонных и циклотронных переходах различны. Для лазерной генерации на межподзонных переходах оптимальными с точки зрения мощности излучения и ширины области E - и H -полей являются ориентации E , близкие к $\varphi \approx 0^\circ$ ($E \parallel [1\bar{1}0]$), а для генерации циклотронного типа, близкие к $\varphi \approx 70^\circ$.

Приведенные данные не соответствуют выводам квазиклассической модели и получают удовлетворительное объяснение в рамках модели, учитывающей квантовые эффекты. Действительно, с точки зрения квазиклассических представлений оптимальной для генерации на межподзонных переходах должна быть ориентация, соответствующая максимальной разнице масс легких и тяжелых дырок в направлении дрейфа ($\varphi \approx 55^\circ$, $v_{др} \parallel [111]$)². В эксперименте оптимальной оказывается другая ориентация E ($\varphi \approx 0^\circ$), отвечающая выводам квантовых расчетов. Как видно из рис. 1, рассчитанная величина $1/\tau_{opt}$ мало зависит от φ для серии $M_J = -3/2, +1/2$, однако в случае серии $M_J = +3/2, -1/2$ меняется значительно, причем по мере приближения к $\varphi \approx 0^\circ$ быстро уменьшается. Это означает возрастание времени жизни легких дырок, что способствует формированию инвертированного распределения и возникновению лазерной генерации на межподзонных дырочных переходах. Физика этих особенностей обусловлена квантовым эффектом взаимодействия состояний легких и тяжелых дырок в $E \perp H$ -полях. В результате взаимодействия с тяжелой подзоной и гибридизации волновых функций "масса легких дырок" в смешанных состояниях возрастает, что приводит к увеличению их рассеяния на оптических фононах и росту $1/\tau_{opt}$.

Эффект взаимодействия минимален при углах $\varphi \approx 0^\circ$. Эта ориентация оказывается оптимальной для межподзонных дырочных переходов. Определенную роль играет также абсолютная величина эффективной массы подмешиваемых тяжелых дырок в направлении дрейфа, которая в ориентации $\varphi \approx 0^\circ$ ($m_{др}^{Т.Д.} \approx 0,21 m_0$) заметно меньше, чем в других ориентациях ($m_{др}^{Т.Д.} = 0,3 - 0,49$ при $\varphi = 40 \div 90^\circ$).

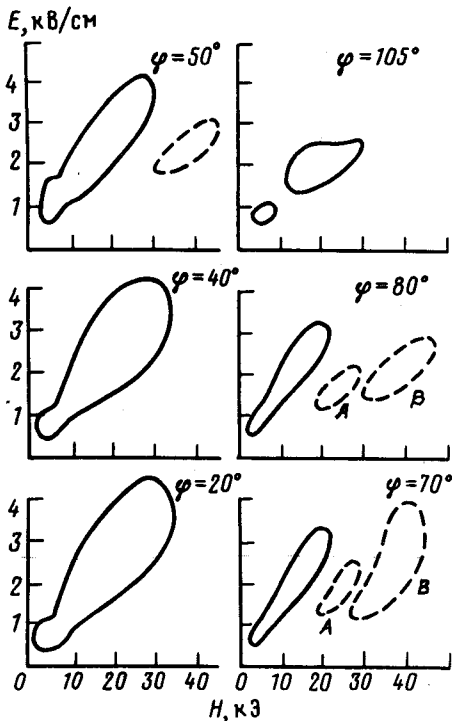


Рис. 2. Измеренные области генерации (в координатах E и H) лазеров на межподзонных переходах (сплошные линии) и внутризонных циклотронных переходах (штриховые линии) в Ge при разных углах φ

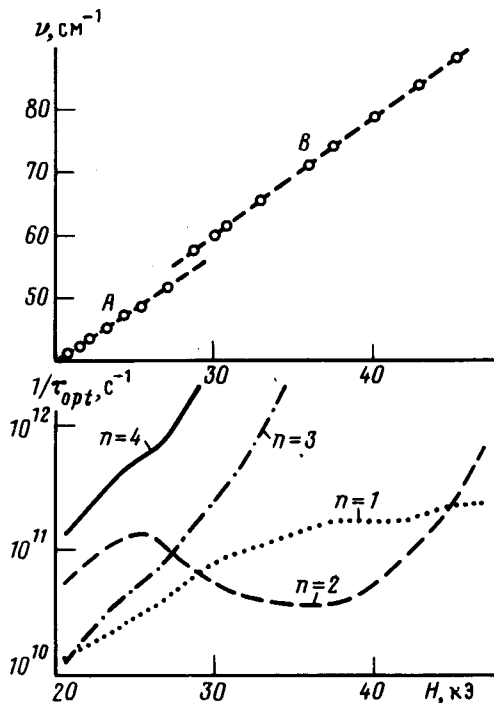


Рис. 3. Рассчитанные зависимости $1/\tau_{opt}$ от величины магнитного поля (серия $M_J = -3/2, +1/2, \varphi = 90^\circ, E/H = 0,1$ кВ/см \cdot кЭ) и измеренные частоты $\nu(H)$ лазерного излучения на циклотронных переходах в областях генерации A и B (см. рис. 2)

Те же квантовые эффекты, обусловленные взаимодействием легких и тяжелых дырок, оказываются существенными и в процессах перераспределения носителей внутри "ловушечной" области между уровнями Ландау в подзоне легких дырок. Здесь они носят характер, близкий к рассмотренному в работах ^{8, 9}. В этом плане серия $+3/2, -1/2$, как видно из рис. 1, не представляет особого интереса. В то же время данные расчета для серии $-3/2, +1/2$ приводят к принципиальным особенностям. Частота рассеяния легких дырок на уровне $n = 3$ оказывается заметно меньше, чем на уровне $n = 2$, причем эта разница возрастает по мере удаления от $\varphi = 0^\circ$. Возникающая инверсия в заселенности этих уровней, по-видимому, определяет природу циклотронной лазерной генерации на переходах $3 \rightarrow 2$. Оптимальной с точки зрения возникновения такой генерации должны быть ориентации с $\varphi \geq 50^\circ$, что и наблюдается в эксперименте. Данные рис. 1 относятся к полям $H = 24$ кЭ. Из рис. 3 видно, что с ростом магнитного поля общая картина рассеяния и заселенности уровней Ландау изменяется. Возможность инверсного распределения носителей по уровням 3 и 2 пропадает и, напротив, возникает для уровней 2 и 1. Такое переключение генерации наблюдается экспериментально. Каждый из типов генерации ($A: 3 \rightarrow 2$ и $B: 2 \rightarrow 1$), как видно из рис. 2, 3, реализуется в собственной области E - и H -полей в согласии с результатами

теоретических расчетов и отличается зависимостью частоты $\nu(H)$, т. к. уровни Ландау в полупроводниках с вырожденными зонами неэквидистантны.

Литература

1. В сб.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький, ИПФ АН СССР, 1983.
2. В сб.: Субмиллиметровые лазеры на горячих дырках в полупроводниках. Горький, ИПФ АН СССР, 1986.
3. Мурзин В.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 116; Кратк. сообщения по физ. ФИАН, 1987, 12, 28.
4. Mityagin Yu. A. et al. Proc. 19-th Int. Conf. Phys. Semicond., Warszawa, 1988, in press.
5. Воробьев Л.Е. и др. ФТП, 1987, 21, 1271.
6. Стоклицкий С.А. Крат. сообщения по физ. ФИАН, 1987, 7, 36.
7. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
8. Горбовицкий В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 9, 1204; ФТП, 1984, 18, 704.
9. Дьяконов А.И., Перель В.И. ЖЭТФ, 1987, 92, 350.

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

Поступила в редакцию
13 марта 1989 г.