

- [1] Pearton S. J., Corbett J. W., Shi T. S. — Appl. Phys. A, 1986, v. 43, N 2, p. 153—195.
 [2] Pearton S. J. — In: Oxygen, Carbon, Hydrogen and Nitrogen in Crystalline Silicon / Ed. by J. C. Mikkelsen, Jr., J. W. Corbett, S. J. Pearton, S. J. Pennycook. Mater. Res. Soc., Pittsburgh, PA, 1986, p. 457.
 [3] Pearton S. J., Kahn J. M., Hansen W. L., Haller E. E. — J. Appl. Phys., 1984, v. 55, N 6, p. 1464—1471.
 [4] Pearton S. J., Dautremont-Smith W. C., Chewalleri J., Tu C. W., Cummings K. D. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 8, p. 2821—2827.
 [5] Svob L., Marfaing Y. — Sol. St. Commun., 1986, v. 58, N 6, p. 343—346.
 [6] Naby J. C., Stavola A., Lopata J., Dautremont-Smith W. C., Tu C. W., Pearton S. J. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 14, p. 921—923.
 [7] Pearton S. J., Haller E. E., Elliot A. G. — Electron. Lett., 1983, v. 19, p. 1052—1053.
 [8] Yapsir A. S., Hadizad P., Lu T.-M., Corelli J. C., Lanford W. A., Bakhru H. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 21, p. 1530—1532.
 [9] Pearton S. J., Haller E. E., Elliot A. G. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 7, p. 684—686.
 [10] Pantelides S. T. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 15, p. 995—997.
 [11] Омеляновский Э. М., Пахомов А. В., Поляков А. Я., Куликов Л. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1762—1764.

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт
редкометаллической промышленности
Москва

Получено 27.04.1988
Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

АНИЗОТРОПИЯ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В СЛОЖНОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЕ ГЕРМАНИЯ

Горбовицкий Б. М.

В работе [1] рассматривался вопрос о туннельном механизме создания инверсии заселенностей уровней Ландау легких дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях. Было показано, что характерное время жизни легкой дырки по отношению к ее превращению в тяжелую может резко увеличиваться с увеличением номера уровня Ландау легкой дырки, что может приводить к инверсии заселенностей уровней Ландау легких дырок. Рассмотрение проводилось в сферическом приближении.

В настоящей работе в квазиклассическом приближении численно рассчитывались вероятности туннелирования между состояниями тяжелых и легких дырок в скрещенных полях с учетом гофрированности изоэнергетических поверхностей.

Направим магнитное поле \mathbf{H} по оси z , электрическое поле \mathbf{E} — по оси x . Уравнения траектории в пространстве кинематических импульсов будут иметь вид

$$\varepsilon_n(\mathbf{p}) + u p_y = \varepsilon = \text{const}, \quad p_x = \text{const}. \quad (1)$$

Здесь величина ε есть закон дисперсии в системе координат, движущейся со скоростью \mathbf{u} ($0, -u, 0$), $u = cE/H$, в которой электрическое поле отсутствует. Закон дисперсии $\varepsilon_n(\mathbf{p})$ тяжелых ($n=h$) и легких ($n=l$) дырок с учетом гофрированности изоэнергетических поверхностей есть [2]

$$\varepsilon_n(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m_0} [\gamma_1 p^2 \pm 2\gamma_2 \sqrt{p^4 + 3\alpha(p_1^2 p_2^2 + p_1^2 p_3^2 + p_2^2 p_3^2)}], \quad (2)$$

где знак «+» перед корнем относится к легким дыркам, знак «-» — к тяжелым дыркам, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — константы Латтинжера, $\alpha = (\gamma_3^2 - \gamma_2^2) / \gamma_2^2$ — параметр анизотропии, m_0 — масса свободного электрона.

Если рассматривать энергию ϵ как функцию комплексных переменных p_x, p_y , то можно получить не две функции $\epsilon = \epsilon_n(\mathbf{p}) + up_y$, соответствующие различным зонным индексам n , а одну единственную аналитическую функцию, точки ветвления которой определяются системой уравнений

$$p^4 + 3\alpha(p_1^2 p_2^2 + p_1^2 p_3^2 + p_2^2 p_3^2) = 0, \quad \frac{\gamma_1 p^2}{2m_0} + up_y = \epsilon. \quad (3)$$

В точках ветвления подзоны тяжелых и легких дырок соприкасаются и при прохождении этих точек по траектории, соединяющей классически разрешенные области легких и тяжелых дырок, легкая дырка превращается в тяжелую. Величина ϵ при этом, естественно, сохраняется. Действие, вычисленное по этой траектории, определяет экспоненциальную зависимость вероятности такого превращения [1, 3]¹

$$W \sim \exp(-2 \text{Im } S/\hbar).$$

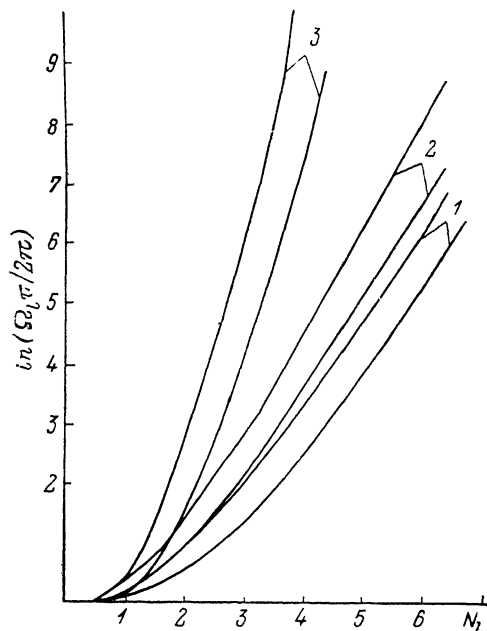


Рис. 1. Зависимость времени τ туннельного превращения легкой дырки в тяжелую от номера уровня Ландау легкой дырки при $p_x=0$ для различных ориентаций электрического и магнитного полей относительно осей кристалла.

1 — E||[100], H||[001]; 2 — E||[110], H||[001]; 3 — E||[112], H||[111]. Кривые под одним номером различаются значениями ν_l : верхние кривые соответствуют $\nu_l = 0.2$, нижние — $\nu_l = 0.3$.

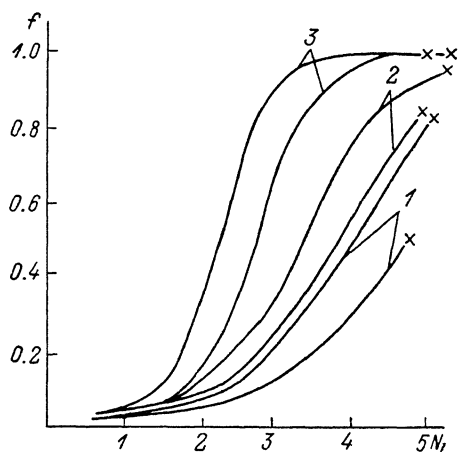


Рис. 2. Относительные заселенности уровней Ландау легких дырок при $p_x=0$, $\nu_{ак} = 4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ для различных ориентаций электрического и магнитного полей относительно осей кристалла.

Обозначения те же, что и на рис. 1. Крестики соответствуют границе пассивной области при $H=20 \text{ кЭ}$. За единицу заселенности принято ее значение без учета эффекта тунелирования.

Для определения действия численно находились все точки ветвления \mathbf{p}_b , все точки остановки тяжелых и легких дырок и вычислялся интеграл

$$S = \frac{c}{eH} \left[\int_{p_{h_0}}^{p_{y_b}} p_{xh} dp_y - \int_{p_{l_0}}^{p_{y_b}} p_{xl} dp_y \right]. \quad (4)$$

Здесь использована калибровка Ландау $\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$, в которой p_{h_0}, p_{l_0} — точки остановки тяжелой и легкой дырок по оси p_y . Зависимость p_x от p_y опре-

¹ Как известно, с учетом гофрированности изоэнергетических поверхностей даже в отсутствие электрического поля невозможно разделить уровни Ландау на уровни Ландау тяжелых и легких дырок [2]. Это связано именно с межподзонным тунелированием через точки ветвления. Для сферического случая в аналогичной ситуации точки ветвления отсутствуют, что приводит к независимому квантованию тяжелых и легких дырок.

делялась численно из уравнений (1). При этом из всевозможных значений интегралов, соответствующих различным точкам ветвления и различным точкам остановки, выбиралось значение с минимальной мнимой частью. [Как видно из уравнений (3), в комплексной плоскости p_y существует в общем случае восемь различных точек ветвления].

Вычисленное таким образом действие использовалось для определения характерного времени жизни легкой дырки по отношению к ее превращению в тяжелую $\tau = (2\pi/\Omega_l) \exp(2\text{Im}S/\hbar)$ (см. [1]). Здесь Ω_l — циклотронная частота легкой дырки.

Вместо величин ϵ и u удобно ввести величины N_l и ν_l аналогично тому, как это было сделано в сферическом случае [1]; $\epsilon = (N_l - \nu_l) \hbar \Omega_l$, где $\nu_l = m_l u^2 / 2\hbar \Omega_l$, $m_l = m_0 / (\gamma_1 + 2\gamma_2)$ — эффективная масса легкой дырки в сферическом приближении, величина N_l имеет смысл номера уровня Ландау легкой дырки. На рис. 1 приведены графики зависимостей величины τ от номера уровня Ландау легких дырок при $p_x = 0$ для двух значений параметра ν_l и различных ориентаций полей \mathbf{E} и \mathbf{H} , характерных для экспериментов [4, 5]. Значения параметров Латтинжера $\gamma_1 = 13.38$, $\gamma_2 = 4.24$, $\gamma_3 = 5.69$ соответствуют германию. Как видно из рис. 1, имеется сильная анизотропия зависимости τ от N_l . Причем для направлений $\mathbf{E} \parallel [112]$, $\mathbf{H} \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$ условия для возникновения инверсии заселенностей уровней Ландау легких дырок, по-видимому, наиболее благоприятные.²

Эффективность туннелирования определяется из сравнения времени жизни τ и времени рассеяния на акустических фононах $\nu_{\text{ак}}^{-1}$, также приводящего к переходам между подзонами. Следуя [1], для $\nu_{\text{ак}} = 410^{10} \text{ с}^{-1}$ в предположении «широкого» источника вычисляли зависимость относительной заселенности уровней Ландау легкой дырки $f = \nu_{\text{ак}} \tau / (1 + \nu_{\text{ак}} \tau)$ от N_l . Результаты расчета показаны на рис. 2 для $p_x = 0$, $H = 20 \text{ кЭ}$.

Автор благодарен В. И. Перелю, иницировавшему данную работу.

Л и т е р а т у р а

- [1] Дьяконов М. И., Перель В. И. — ЖЭТФ, 1987, т. 92, в. 1, с. 350—357.
 [2] Luttinger J. M. — Phys. Rev., 1956, v. 102, N 4, p. 1030—1036.
 [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974.
 [4] Иванов Ю. Л., Васильев Ю. Б. — Письма ЖТФ, 1983, т. 9, в. 10, с. 613—616.
 [5] Васильев Ю. Б., Иванов Ю. Л. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 106—109.

Получено 10.05.1988

Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, выл. 10, 1988

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК

$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{S}(\text{Na})$

Бакуева Л. Г., Захарова И. Б., Ильин В. И., Мусихин С. Ф.

Как показано в [1], введение в монокристаллы PbS p -типа олова в количестве нескольких атомных процентов приводит к получению сильно компенсированного материала. Авторы связывают этот эффект с компенсирующим действием Sn, которое обладает двумя зарядовыми состояниями — Sn^{+2} и Sn^{+4} . Баланс между этими состояниями поддерживается на таком уровне, чтобы создать в образце донорные центры в количестве, необходимом для компенсации акцепторной примеси.

Задача настоящей работы — получение пленок описанного материала и исследование их фотоэлектрических свойств. Интерес к этой проблеме вызван

² Можно показать, что в этом смысле направления $\mathbf{E} \parallel [112]$, $\mathbf{H} \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$ и $\mathbf{E} \parallel [112]$, $\mathbf{H} \parallel [110]$ эквивалентны.