

## ИВЕРСИЯ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ ПО УРОВНЯМ ЛАНДАУ

В.А.Козлов, Л.С.Мазов, И.М.Нефедов, М.Р.Заболотских

Предложен способ создания инверсной заселенности горячими носителями уровней Ландау легкой подзоны в скрещенных **E** и **B** полях. Примесное рассеяние здесь даже способствует инверсии, и для нее не требуются „сверхчистые” полупроводники.

Распределения горячих носителей тока (НТ) в полупроводниках при неупругом рассеянии на оптических фононах (ОФ) выделяются своими необычными свойствами <sup>1</sup> и привлекают внимание возможностью получения инвертированных распределений <sup>2,3</sup>, которые можно использовать для генерации и усиления электромагнитного излучения дальнего инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов <sup>4</sup>. Сейчас известны способы получения инверсии по энергии в скрещенных электрическом **E** и магнитном **B** полях <sup>3,5</sup>, приведшие к экспериментальному обнаружению инвертированных распределений <sup>6,7</sup>. В то же время возможность создания в реальных полупроводниках инверсии по уровням Ландау до сих пор подвергается сомнению <sup>2,8</sup> из-за влияния примесного рассеяния. В настоящем сообщении предлагается эффективный механизм создания инверсии по уровням Ландау легкой подзоны, который может привести к мазерному эффекту (см. также <sup>9</sup>).

Механизм основан на значительной величине как примесного рассеяния, так и рассеяния на ОФ в полупроводниках с вырожденными подзонами тяжелых и легких дырок; он состоит в следующем. Спадание примесного рассеяния с ростом энергии  $\epsilon$  и последующее возрастание частоты столкновений  $\nu$  за счет спонтанного испускания ОФ приводит к возникновению в импульсном пространстве области  $D$  с малой частотой столкновений. В данном случае эта область расположена в окрестности сферы  $p = p_{0i}$  под ОФ (на рис.1 область  $D$  незаштрихована), здесь  $p_{0i} = (2 m_i \hbar \omega_0)^{1/2}$ ;  $m_i$  – эффективная масса;  $\hbar \omega_0$  – энергия ОФ; индекс  $i = \hbar$  для тяжелых и  $i = l$  для легких дырок. Время жизни (время между столкновениями с выходом из  $D$ ) носителей тока (НТ) в области  $D$  велико по сравнению с временем жизни НТ вне этой области, поэтому, если источник НТ, появляющихся после рассеяния, перекрывается с областью  $D$  и при циклотронном вращении носители не покидают ее, то будет происходить накопление НТ в области  $D$ , приводящее к инверсии по уровням Ландау.

В импульсном пространстве траектории свободного движения НТ в **E**  $\perp$  **B** полях представляют собой окружности с центром  $p_{ci} = m_i c E/B$  (см. рис.1), а квазиклассическим аналогом номера уровня Ландау служит энергия циклотронного вращения  $\epsilon_{ri} = p_{ri}^2 / 2m_i$  где  $p_{ri}^2 = p_x^2 + (p_y - p_{ci})^2$ ,  $c$  – скорость света. Кинетическое уравнение для функций распределения НТ  $f_i(p_r, \phi, p_z)$  в обеих подзонах имеет вид

$$\omega_{Bi} \partial f_i / \partial \phi = -\nu_i f_i + I_i \quad (1)$$

здесь  $\nu_i = \sum_j \nu_{ij}$ ;  $I_i = \sum_j I_{ji}$ ;  $\nu_{ij} = \int w_{ij}(p, p') d^3 p'$  – частота столкновений с переходом из  $i$  в  $j$  подзону;  $I_{ji} = \int w_{ji}(p', p) f_j(p') d^3 p'$  – источник НТ в подзоне  $i$ , появившихся из  $j$  подзоны в результате рассеяния;  $\omega_{Bi} = qB/m_i c$  – циклотронные частоты;  $q$  – заряд НТ. В активной области энергий ( $\epsilon > \hbar \omega_0$ ) при температурах решетки меньших дебаевской основным механизмом рассеяния НТ служит спонтанное испускание ОФ, и здесь частота столкновений  $\nu$  велика; так, для деформационного рассеяния  $\nu_{ij} = 2 \nu_{0j} (\epsilon / \hbar \omega_0 - 1)^{1/2}$ , где постоянные  $\nu_{0j}$  определяется параметрами деформационного потенциала <sup>10</sup>. Для примесного рассеяния (основного в пассивной области энергий  $\epsilon < \hbar \omega_0$ ) характерно резкое спадание  $\nu$  с ростом  $\epsilon$ , например,  $\nu_{lh} = \nu_l (\epsilon_l / \epsilon)^{3/2} / (1 + \epsilon_l / \epsilon)^2$ , где константы  $\nu_l$  и  $\epsilon_l$  определяются концентрацией ионизованных примесей <sup>10</sup>.

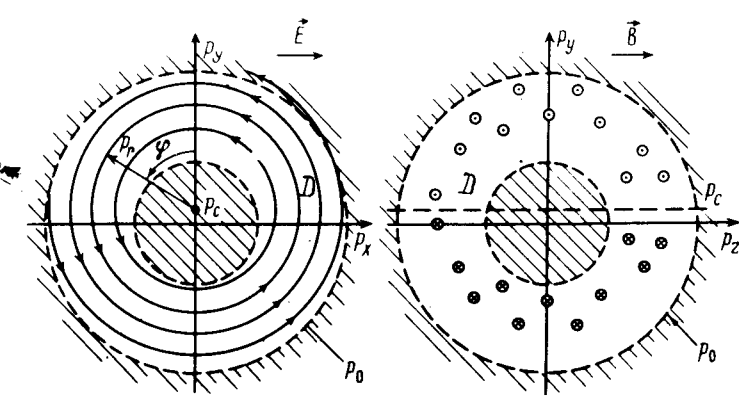


Рис. 1. Траектории циклотронного вращения в импульсном пространстве и область накопления  $D$  с малой частотой столкновений

При свободном движении НТ остаются в  $D$ , если поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  таковы, что  $p_{ci} \ll p_{oi}$ ; при этом внутренние траектории (траектории, лежащие в пассивной области) почти целиком заполняют  $D$  (см. рис. 1). Здесь для накопления НТ будет использован практически весь фазовый объем области  $D$  (в отличие от накопления НТ в веретенообразной области вокруг  $p_{ci}$  (ср. <sup>3 5</sup>). Рассеяние НТ в легкой подзоне ( $i=l$ ) происходит с преимущественным переходом в тяжелую ( $i=h$ ) из-за большей плотности состояний в ней, поэтому для подзоны  $l$  существует эффективный механизм удаления НТ (не находящихся в  $D$ ) за счет рассеяния. Если для подзоны  $l$  выполнено условие  $p_{cl}/p_{ol} \ll 1$ , а в тяжелой  $p_{ch}/p_{oh}$  не слишком мало (считаем  $m_l < m_h$ ), то при  $\nu_{Eh} \sim \nu_{oh}$  в подзоне  $l$  создается широкий источник  $I_{lh}$  за счет межподзонного рассеяния тяжелых НТ, глубоко проникающих в активную область и испустивших ОФ; здесь  $\nu_{Eh} = qE/p_{oh}$  — пролетная частота. При  $p_{cl} \ll p_{ol}$  и  $\omega_{Bl} \gg \nu_l$  зависимость  $f_l$  от  $\phi$  довольно плавная, поэтому, усреднив (1) по  $\phi$ , получим

$$\langle f_l \rangle_\phi = \int f_l d\phi / 2\pi = \langle I_l \rangle_\phi / \langle \nu_l \rangle_\phi \quad (2)$$

откуда сразу следует, что при достаточно широком  $I_l$  для инверсии по уровням Ландау нужно, чтобы в зависимости  $\langle \nu_l \rangle_\phi$  от  $p_r$  был минимум при больших  $p_r$ , т.е. инверсия возникает из-за накопления в  $D$  носителей с большими временами жизни  $\tau \approx \langle \nu_l \rangle_\phi^{-1}$ . Внутризонные переходы за счет примесного рассеяния в подзоне  $l$  при  $p_{cl} \ll p_{ol}$  не изменяют структуры функции распределения  $f_l$  в виде шарового слоя, схематически изображенной траекториями на рис.1, так как примесное рассеяние происходит с сохранением энергии и не выводит НТ из  $D$ . Это означает, что здесь имеет место также и инверсия по энергии. <sup>11</sup>. При  $p_{cl} \ll p_{ol}$  межзонное рассеяние (не обязательно примесное) в силу принципа детального равновесия переносит инверсию по энергии внутри тяжелой подзоны <sup>3</sup> в инверсию по уровням Ландау легкой подзоны.

Продемонстрируем возникновение инверсной заселенности уровней Ландау на примере легкой подзоны  $p$ -Ge. Зависимости  $\langle \nu_l \rangle_\phi$  от  $p_r$  при  $p_z = 0$  для нескольких механизмов рассеяния: примесного ( $im$ ), не оптических ( $op$ ) и акустических ( $ap$ ) фонах ( $T = 20$  К) показаны на рис.2. Из этого рисунка видно, что при  $0,3 \leq p_r/p_{ol} \leq 0,8$  частота столкновений имеет минимум. На рис.3 приведена функция распределения  $\langle f_l \rangle_\phi$ , рассчитанная методом Монте-Карло. Эти расчеты показывают, что при  $p_z = 0$  имеет место ярко выраженная инверсия по уровням Ландау, которая коррелирует с  $\langle \nu_l \rangle_\phi$ : наиболее заселены траектории с теми  $p_r$ , где  $\langle \nu_l \rangle_\phi$  минимальна. В рассматриваемых условиях отношение концентрации легких и тяжелых дырок  $n_l/n_h \approx 0,12$ , т.е. примерно втрое превышает равновесное значение, равное  $(m_l/m_h)^{3/2}$ .

Возникновение инверсии по уровням Ландау должно приводить к ряду интересных физических эффектов <sup>2,11</sup> и легко может быть обнаружено экспериментально по индуцирован-

ному или спонтанному излучению, а также из измерений поглощения (усиления) на циклотронном резонансе легких дырок. Выделить и использовать инверсную заселенность уровней Ландау можно за счет неэквидистантности или неоднородности уширения уровней в вырожденных непараболических или несферических подзонах.

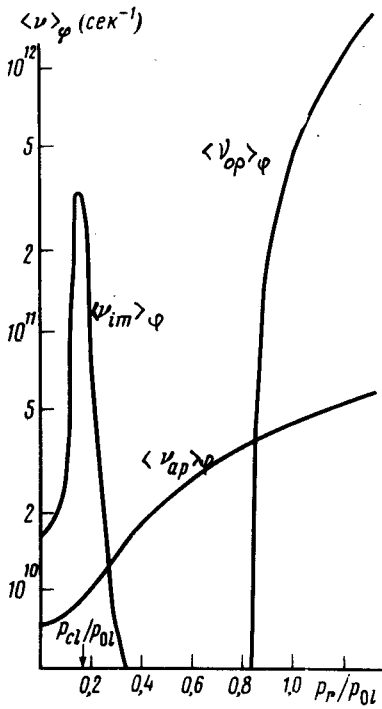


Рис. 2

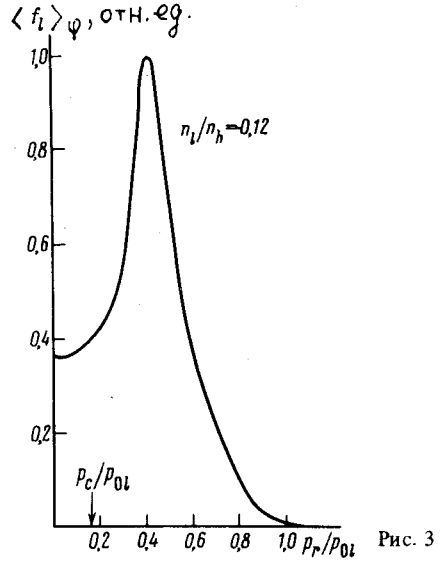


Рис. 3

Рис. 2. Частоты столкновений легких дырок  $p$ -Ge, усредненные по фазе циклотронного вращения  $\varphi$ ;  $N_I = 10^{14}$  см $^{-3}$ ;  $T = 20$  К;  $p_{cl}/p_{0l} = 0,17$ ;  $p_z = 0$

Рис. 3. Разрез функции распределения  $\langle f_l \rangle_{\varphi}$  при  $p_z = 0$ ;  $N_I = 10^{14}$  см $^{-3}$ ;  $T = 20$  К;  $E = 1750$  В/см;  $B = 18$  кГс;  $p_{cl}/p_{0l} = 0,17$

Как нам стало известно, индуцированное излучение, связанное с инверсной заселенностью уровней Ландау легкой подзоны в условиях, близких к обсуждаемым в настоящей работе, недавно наблюдается экспериментально Ю.Л.Ивановым и Ю.Б.Васильевым (частное сообщение).

Авторы признательны А.А.Андронову за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Восиллюс И.И., Левинсон И.Б. ЖЭТФ, 1966, 50, 1660; 1967, 52, 1013.
2. Kotiyama S. Adv. Phys., 1982, 31, 255.
3. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. ФТТ, 1980, 22, 1275.
4. Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Шастин В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 585.
5. Maeda H., Kurosawa T. J. Phys. Soc. Japan, 1972, 33, 562.
6. Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 608.
7. Иванов Ю.Л. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 539.
8. Kurosawa T. Sol. St. Comm., 1977, 24, 357.
9. Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Труды Всесоюзной конференции по физике полупроводников. Баку, 1982, 1, 195.
10. Costato M., Reggiani L. Phys. St. Sol (b), 1973, 24, 471.
11. Chebotarev A. et al. Proc. 16-th Intern. Conf. Phys. Sem. p. 837, Montpelier, 1982.

Поступила в редакцию  
28 октября 1982 г.  
После переработки  
21 декабря 1982 г.