

ОБ УСИЛЕНИИ ДАЛЕКОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕРМАНИИ ПРИ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ "ГОРЯЧИХ" ДЫРОК

А.А.Андронов, В.А.Козлов, Л.С.Мазов,
В.Н.Шастин

Указано на возможность усиления дальнего инфракрасного излучения (ДИКИ) $\lambda \approx 40 + 400$ мкм на межзонных переходах в валентной зоне Ge при перенаселенности легкой подзоны в скрещенных электрическом E и магнитном B полях при температуре $T \lesssim 100K$.

В материалах с вырожденными зонами межзонные переходы (рис. 1, а) дают основной вклад в поглощение ДИКИ [1]. Разогрев дырок приводит к изменению спектра поглощения.

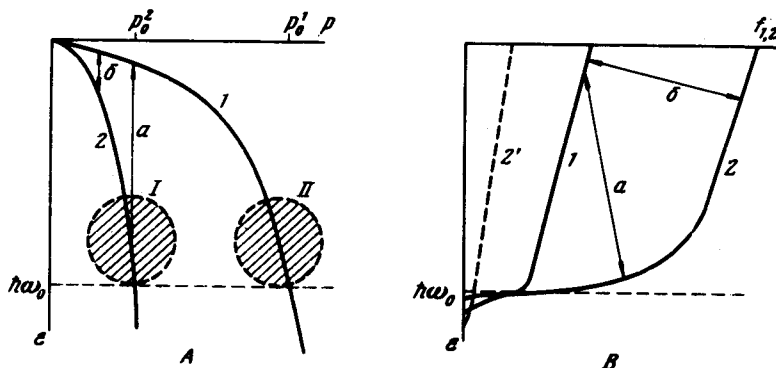


Рис. 1. (А) — Оптические переходы в p -Ge, $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фотона; ϵ, p — энергия и импульс дырок; $p_0^a = \sqrt{2m_a \hbar\omega_0}$; $a = 1, 2$; $m_{1,2}$ — массы дырок. Ваштрихованы возможные области накопления дырок. (В) — Качественный вид распределения легких f_2 и тяжелых f_1 дырок в сильных $E \perp B$ полях ($m_1 c^2 / B \approx p_0^1$); пунктир — f_2 при $B = 0$

Мы хотим обратить здесь внимание на то, что в p -Ge при разогреве дырок в скрещенных $E \perp B$ полях при неупругом рассеянии на оптических фононах (когда температура кристалла $T \ll \hbar\omega_0$ и для дырок основной процесс рассеяния — спонтанное излучение оптических фононов) возможно возникновение перенаселенности перехода ($1 \leftrightarrow 2$) и усиление ДИКИ. Будут приведены расчеты коэффициента поглощения (усиления) ДИКИ в этом случае.

При $B = 0$ в этих условиях разогрев дырок приводит к сильной анизотропии их распределения [2] и уменьшению [2 — 5] доли легких дырок от значения $(m_2/m_1)^{3/2}$ до значения $(m_2/m_1)^2$. Иная ситуация при $B \neq 0$. Здесь может возникать инверсия [6] в распределении носителей по энергии из-за накопления носителей в области фазового пространства вблизи энергии оптического фонона, где излучение оптических фононов невозможно [7]. Эти области возникают, если скорость дрейфа электронов в скрещенных $E \perp B$ полях $v_{др} = c E/B < v_0^a = \sqrt{2\hbar\omega_0/m_a}$ — скорости, соответствующей энергии оптического фонона (или $p_c^a = m_a c E/B < p_0^a = \sqrt{2m_a \hbar\omega_0}$). В сложной зоне (как в p -Ge) с ростом магнитного поля эта область возникает сначала в легкой зоне (I на рис. 1, а), что дает перенаселенность перехода ($1 \leftrightarrow 2$), усиление ДИКИ и превышение [4, 8] доли легких дырок над равновесным значением и даже над долей тяжелых¹⁾. Накопление тяжелых дырок в больших магнитных полях в аналогичной области (II на рис. 1, а) не должно оказывать сильного влияния на оптические свойства, так как внутри тяжелой зоны прямых оптических переходов нет.

Примем простейшую аппроксимацию валентной зоны Ge: подзоны изотропны $m_2 = 0,043$, $m = 0,35$; частоты рассеяния на фононах одинаковы для обеих зон (ср., например, [5]), примесным рассеянием пренебрежем. Частоту рассеяния на оптических фононах представим в виде

$$\nu_{opt} = 2\nu_0 \sqrt{\frac{\epsilon - \hbar\omega_0}{\hbar\omega_0}}, \quad \nu_0 = \frac{eE_0}{p_0^1},$$

$$p_0^1 = \sqrt{2m_1 \hbar\omega_0} \quad (E_0 \approx 4,3 \text{ кВ/см}).$$

Для возникновения перенаселенности перехода ($1 \leftrightarrow 2$) наиболее благоприятна ситуация, когда область накопления в легкой подзоне велика, а в тяжелой ее нет (рис. 2); а поле E и B сильные: $E \approx E_0$, циклотронная частота тяжелых дырок $\omega_c^1 = eB/m_1 c \approx \nu_0$. В этом случае, во-первых, область накопления в легкой подзоне близка ко всей сфере $\epsilon < \hbar\omega_0$; во-вторых, время жизни тяжелых дырок при $\epsilon < \hbar\omega_0$ — τ_1 , определяемое временем движения по траекториям при $\epsilon < \hbar\omega_0$ (см. рис. 2), мало: $\tau_1 \approx 2\pi/4\omega_c \approx 1/\nu_0$; в-третьих, тяжелые дырки достигают энергии $\epsilon \approx 2\hbar\omega_0$ и поэтому имеют практически равную вероятность попасть после излучения оптического фонона в состояние с любым значением энергии $\epsilon < \hbar\omega_0$. В этих условиях нетрудно найти концентрации дырок в подзонах N_1, N_2 и функции распределения по энергии

¹⁾ В этих условиях может возникать также инверсия по уровням Ландау, ОДП на ЦР [8 — 11] и статическая ОДП. В p -Ge роль легких дырок в этих эффектах также может быть интересной.

$f_1, f_2(N_a \sim \int f_a \sqrt{\epsilon} d\epsilon)$. Концентрации частиц в подзонах пропорциональны в этом случае произведению числа состояний при $\epsilon < \hbar\omega_0$ на соответствующие времена жизни (так как вероятность попадания дырки в состояние с $\epsilon < \hbar\omega_0$ здесь приблизительно одинакова). Поскольку $\tau_1 \approx \approx \pi/2 \omega_c \approx 1/\nu_0$ в этом случае, а $\tau_2 \approx 1/\nu_a, \nu_a$ — частота акустического рассеяния, то

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^{3/2} \frac{\nu_0}{\nu_a} \quad (1)$$

Функции распределения f_1 и f_2 получаются делением на фазовые объемы, т. е.:

$$f_2/f_1 \approx \nu_0/\nu_a \quad (2)$$

При $\epsilon \approx \hbar\omega_0$ в р-Ge $\nu_0/\nu_a \approx 5$ при 77К и $\nu_0/\nu_a \approx 20$ при 5К. Таким образом, условие перенаселенности перехода ($1 \leftrightarrow 2$) — $f_2 > f_1$ может быть выполнено уже при $T \lesssim 100$ К, причем в нашем случае (рис. 2) оно существует практически на всех частотах перехода $\omega < \omega_0$.

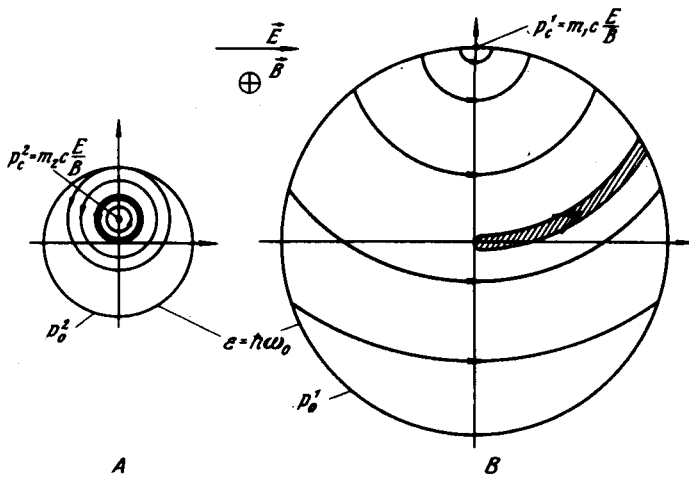


Рис. 2. Траектории в импульсном пространстве легких (А) и тяжелых (В) дырок при $m_1 c E/B \approx p_0^1$. Выштрихована область накопления легких дырок в сильных полях; показаны также отрезки главных траекторий, где сосредоточены дырки в умеренных полях.

Теперь нетрудно найти коэффициент поглощения ДИКИ $\mu = \mu_{12} + \mu_{11}$, если воспользоваться известным выражением [1] для межзонного коэффициента поглощения $\mu_{12} \sim (f_1 - f_2)$, учтя в нем f_1 и f_2 из (2), и формулой Друде для коэффициента поглощения в тяжелой зоне

$$\mu_{11} = \frac{2\pi e^2 N_1}{c \sqrt{\epsilon_0} m_1 \omega^2} \nu_{\text{эфф}} \quad (3)$$

$c\sqrt{\epsilon_0}$ — скорость света в кристалле, e — заряд электрона. Эффективная частота рассеяния в тяжелой зоне $\nu_{\text{эфф}} \approx 1/\tau_1 \approx \nu_0$. Поглощение внутри легкой зоны несущественно.

Рассчитанные таким путем значения μ приведены на рис. 3. Нижняя граница области усиления ($\mu < 0$) определяется поглощением на тяжелых дырках. Величина усиления остается достаточно большой и при $T = -77\text{K}$, что указывает на возможность достаточно простого использования этого эффекта для генерации ДИКИ.

Сделаем несколько замечаний в связи с проделанными расчетами.

1. Усиление ДИКИ возможно и при $E \ll E_0$, $\omega_c \ll \nu_0$. Оценки функций распределения и μ тогда можно сделать, если учесть, что в этом случае дырки сосредоточены вблизи "главных" траекторий (рис. 2); они показывают, что усиление ДИКИ сохраняется до полей $E \approx \approx 30 \div 100 \text{ В/см}$ при 5K и $500 - 800 \text{ В/см}$ при 77K. Более точные значения можно получить при численном моделировании (ср. [5, 6, 8]).

2. Эффективность преобразования энергии постоянного электрического поля в ДИКИ может достигать $(m_2/m_1)^{3/2} \approx 4\%$.

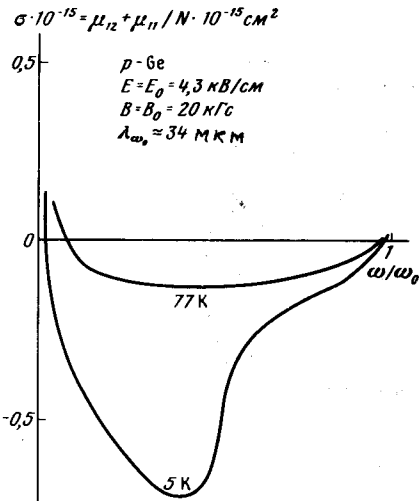


Рис. 3. Сечение поглощения $\sigma = \mu/N$ в $p\text{-Ge}$ в скрещенных $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ полях, $N = N_1 + N_2$, λ_{ω_0} — длина волны ДИКИ при $\omega = \omega_0$.

3. Обычная теория межзонных переходов, использованная при расчетах, пренебрегает влиянием полей \mathbf{E} , \mathbf{B} на вероятность перехода. Это оправдано, если за характерное время перехода $\tau \approx 1/\omega$ энергия дырок изменится мало. Это приводит к условию $\omega \gg \gg \omega_c^2 = eB/m_2c$. В $p\text{-Ge}$ при $\omega_c^1 \approx \nu_0$ это означает, что $\omega \gg 0,16\omega_0$.

4. Рассеяние на примесях, которым мы пренебрегли, увеличивает минимальные значения полей, при которых усиление ДИКИ еще возможно. Однако в сильных полях ($E \approx E_0$, $\omega_c^1 \approx \nu_0$) усиление сохраняется и при сравнительно высокой концентрации примесей ($N_1 \approx 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

Кроме $p\text{-Ge}$ для усиления ДИКИ представляют интерес и другие материалы с вырожденными зонами, сильной связью с оптическими фононами и сравнительно слабой с акустическими. В частности, $p\text{-Si}$.

Авторы благодарят В.И.Мурзина за поддержку настоящей работы и ее обсуждение, В.А.Валова, И.М.Нефедова, Л.Я.Павлову за сотрудничество и В.В.Зильберберга за обсуждение.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 августа 1979 г.

Литература

- [1] А.Н.Кahn. Phys. Rev., 97, 1647, 1955; В.И.Мурзин, В.А.Заяц, В.Л.Кононенко. ФТТ, 17, 2684, 1975; J.Vindevoghel, M.Vindevoghel. Y.Lerox Infrared Physics, 18, 99, 1978.
 - [2] R.Bray, W.E.Pinson. Phys. Rev., 136A, 1449, 1964; Л.Е.Воробьев, Ю.К.Пожеда, А.С.Реклайтис, Е.С.Смирницкая, В.И.Стафеев, А.Б.Федорцов. ФТП, 12, 742, 1978.
 - [3] H.Krömer. Proc IRE, 47, 397, 1959.
 - [4] И.И.Восилюс. ФТТ, 11, 924, 1969.
 - [5] T.Kurosawa, H.Maeda. J. Phys. Soc. Japan, 31, 668, 1971.
 - [6] H.Maeda, T.Kurosawa. J. Phys. Soc. Japan, 33, 562, 1972. Proc. 11-th Inter. Confer. Phys. Semicond. p. 602, Warsaw, 1972.
 - [7] И.И.Восилюс. И.Левинсон. ЖЭТФ, 50, 1660, 1966; 52, 1013, 1967.
 - [8] Я.И.Альбер, А.А.Андронов, В.А.Валов, В.А.Козлов, А.М.Лернер, И.П.Рязанцева. ЖЭТФ, 72, 1030, 1977.
 - [9] А.А.Андронов, В.А.Козлов. Письма в ЖЭТФ, 17, 124, 1973.
 - [10] T.Kurosawa. Solid State Physics (in Japanese), 11, 217, 1976.
 - [11] T.Kurosawa. Solid State Comm., 24, 357, 1977.
-