Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 3, стр. 202 – 205 5 августа 1973 г.

МАГНЕТООПТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

А.Д.Гладун, В.И.Рыжий

Показано, что в условиях наблюдения осцилляций магнетооптического поглощения в скрещенных электрических и магнитных полях возможна раскачка неустойчивости, связанной с зависимостью скорости генерации носителей от электрического поля.

В сильных магнитных полях коэффициент межзонного поглощения света может осциллировать при изменении его частоты или напряженности магнитного поля [1]. Это имеет место, если энергетический спектр носителей квазидискретен, для чего необходимо выполнение условий

$$\omega_c\,,\quad \omega_c\frac{m}{M} \gg \nu\,, \tag{1}$$

где ω_c – циклотронная частота электронов, m и M – эффективные массы электронов и дырок, ν – характерная частота столкновений. Происхождение таких осцилляций связано с наличием особенностей в плотности состояний при выполнении соотношения (1). Осцилляции коэффициента поглощения приводят к осцилляциям различных физических величин и прежде всего осцилляциям концентрации носителей и связанными с последними осцилляциями фотопроводимости. Приложение электрического поля, направленного перпендикулярно магнитному, обуславливает сдвиг осцилляционной картины в область меньших частот или магнитных полей [2]. В этом случае скорость генерации фотоэлектронов и фотодырок становится функцией электрического поля. Если выбрать частоту света Ω таким образом, чтобы $d\alpha/d\Omega < 0$ (α – коэффициент межзонного поглощения), то скорость генерации, а следовательно, и концентрация носителей будет уменьшаться с ростом электрического поля. В таких условиях естественно ожидать появление неустойчивости однородного распределения концентрации носителей и электрического поля.

Рассмотрим собственный полупроводник в скрещенных электрическом и магнитном полях ($\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$), экстремумы валентной зоны и зоны проводимости которого находятся в одной точке зоны Бриллюэна, так что основную роль при поглощении фотонов играют прямые межзонные переходы. Ради простоты предположим, что закон дисперсии для обеих зон носит квадратичный и изотропный характер. Последнее предположение накладывает ограничение на величину напряженности электрического поля. При не слишком больших магнитных квантовых числах это ограничение имеет вид [3 – 5]

$$\frac{(m+M)c^2}{2}\left(\frac{E}{H}\right)^2 \ll \Delta_g\,, \tag{2}$$

где c – скорость света, Δ_g – ширина запрещенной зоны.

Для описания процессов, характерные времена протекания которых не слишком малы, если ограничиться рассмотрением потенциальных колебаний и пренебречь диффузией, можно воспользоваться следующей системой уравнений

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \operatorname{div}\{n(\mu_n \mathbf{E} + \mu_n^H [\mathbf{E}\,\mathbf{h}])\} = g(E) - \frac{n}{\tau_R}, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div}\{p(\mu_p \mathbf{E} + \mu_p^H [\mathbf{E}\,\mathbf{h}])\} = g(E) - \frac{p}{\tau_R}, \qquad (4)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = \frac{4\pi e}{\kappa}(p - n). \qquad (5)$$

Здесь n и p – концентрации электронов и дырок μ_n, μ_n^H, μ_p и μ_p^H – их подвижности, член $g(E)$ описывает генерацию носителей, τ_R – время рекомбинации, κ – диэлектрическая проницаемость решетки, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$. При написании уравнений (3) – (5) мы предположили, что все величины зависят только от координат поперек внешнего магнитного поля. Входящие в уравнения (3) и (4) величины подвижностей, вообще говоря, зависят от электрического поля. Рассматриваемый эффект не связан с такой зависимостью. Поэтому мы ею будем пренебрегать.

Пренебрежем также тепловыми носителями. Будем для определенности считать, что накачка осуществляется за счет переходов между нулевыми подзонами Ландау валентной зоны и зоны проводимости. Тогда

$$g(E) = \frac{N}{\tau_R}\,\rho\!\left(\frac{\Delta(E)}{\omega_c}\right), \qquad (6)$$

где N – величина, пропорциональная интенсивности излучения, $\rho(z)$ – безразмерная плотность состояний в нижней (нулевой) подзоне зоны проводимости, $\Delta(E)/\omega_c = \delta + E^2/\bar{E}^2$,

$$\delta = \frac{\Omega}{\omega_c}\left(1 - \frac{\Delta_G}{\hbar\Omega}\right) - \frac{1}{2}\left(1 + \frac{m}{M}\right), \quad \bar{E}^2 = \frac{2H^2\hbar\,\omega_c}{(m+M)c}.$$

В отсутствие столкновительного затухания электронного спектра функция $\rho(z) \sim z^{-1/2}$. При наличии такого затухания корневая особенность несколько сглаживается. Однако из-за условия (1) эта особенность довольно сильна, причем максимальное значение абсолютной величины отношения $(d\rho/dz)/\rho$ оказывается порядка $\omega_c/\nu \gg 1$.

Линеаризуем уравнения (3) и (4) относительно возмущений однородного состояния. После этого с учетом уравнения (5) для возмущений вида $\exp[i(kx - \omega t)]$ (ось x направлена вдоль внешнего электрического поля) получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$1 = \frac{G/k - i\lambda_p}{\omega + i\nu_R - ku_p} - \frac{G/k + i\lambda_p}{\omega + i\nu_R + ku_n}. \qquad (7)$$

Здесь $G = \frac{4\pi e}{\kappa}\,\frac{dg}{dE}$, $\lambda_{n,p} = \frac{4\pi e \tau_R\, g}{\kappa}\,\mu_{n,p}$, $u_{n,p} = \mu_{n,p} E$ – дрейфовые скорости электронов и дырок вдоль электрического поля, $\nu_R = \tau_R^{-1}$.

Рассмотрим квазинейтральные возмущения. Для таких возмущений из уравнения (7) получаем следующее выражение для инкремента:

$$\gamma = -\nu_R \left[1 + \frac{d(\ln g)}{d(\ln E)}\right]. \qquad (8)$$

Из выражения (8) следует, что при достаточно большом по абсолютной величине отрицательном значении dg/dE возможна раскачка неустойчивости.

Для произвольных возмущений, приравнивая на границе устойчивости действительную и мнимую части уравнения (7) порознь нулю и полагая $\mu_n = \mu_p$, получаем $\mathrm{Re}\,\omega = 0$ и следующий критерий неустойчивости

$$1 + \frac{\nu_R}{2\lambda} + \frac{d(\ln g)}{d(\ln E)} < 0, \qquad (9)$$

где $\lambda = \lambda_n = \lambda_p$. Если $\mu_n \neq \mu_p$, то на границе устойчивости $\mathrm{Re}\,\omega \neq 0$, но критерий при этом аналогичен условию (9).

Используя явное выражение для функции $g(E)$, принимая во внимание тот факт, что $(|d\rho/dz|/\rho)_{max} \sim \omega_c/\nu$, критерий неустойчивости, если положить $\nu_R \ll \lambda_{n,p}$ (частота рекомбинации мала по сравнению с обратным максвелловским временем релаксации), можно переписать следующим образом

$$E > E_{кр} \approx H\sqrt{\frac{\hbar\nu}{(m+M)c^2}}. \qquad (10)$$

Приведем оценку для критического поля, имею ввиду InSb. Положим $H \sim 10^4$ *э*, $M \sim 5\cdot 10^{-28}$ *г* (тяжелые дырки), $\nu \sim (10^{11} \div 10^{12})$ *сек*$^{-1}$. Тогда $E_{кр} \sim (50 \div 150)$ *в/см*.

В рассматриваемых условиях для характерного значения инкремента вблизи порога имеем

$$\gamma \sim 2\nu_R\left(\frac{\Delta E}{E_{кр}}\right) \qquad (\Delta E = E - E_{кр}). \qquad (11)$$

Отметим, что наличие тепловых носителей приводит к увеличению критического поля, так как в этом случае величина $(dg/dE)/g$ меньше своего значения в их отсутствие. В частности, при концентрациях тепловых носителей $n_T \gg N\rho$ критическое поле в $\sqrt{n_T/N\rho}$ раз больше величины $E_{кр}$ из выражения (10).

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность проф. Э.И. Рашба за полезные замечания.

Московский
физико-технический институт

Поступила в редакцию
25 июня 1973 г.

Литература

[1] B. Lax, S. Zwerdling. Progress in Semiconductors, London, 5, 221, 1960.

[2] А.Г. Аронов. ФТТ, 5, 552, 1963.

[3] J. Zak, W. Zawadzki. Phys. Rev., 145, 536, 1966.

[4] W. Zawadzki, B. Lax. Phys. Rev. Lett., 16, 1001, 1966.

[5] А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус. ЖЭТФ, 51, 505, 1966.