Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 360 – 362 *5 апреля 1970 г.*

НОВЫЙ ПОЛЯРОННЫЙ ЭФФЕКТ В МЕЖДУЗОННОМ МАГНЕТООПТИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

И.Б.Левинсон, А.Ю.Матулис

В последнее время экспериментально обнаружены [1] и теоретически рассчитаны [2] особенности междузонного магнетооптического поглощения, имеющие место при $\Omega_c = \omega_0$, где Ω_c – циклотронная частота электронов и ω_0 – частота взаимодействующих с ними продольных оптических фононов. Эти особенности связаны с тем, что при $\Omega_c = \Omega_0$ имеется пересечение двух ветвей спектра электрон-фононной системы: электрон на дне зоны Ландау $\ell = 1$ и электрон на дне зоны $\ell = 0$ плюс один оптический фонон.

В принципе пересечение ветвей спектра электрон-фононной системы может иметь место и без магнитного поля. Например, электрон с импульсом $p = p_0 \equiv \sqrt{2m_c \hbar\omega_0}$ и электрон с $p = 0$ плюс фонон $\hbar\omega_0$. Однако, как показывает расчет, трехмерность движения электрона приводит к очень слабой особенности в коэффициенте поглощения. Значительно более сильная особенность возникает при одномерном движении электрона, которое может быть реализовано в квантующем магнитном поле.

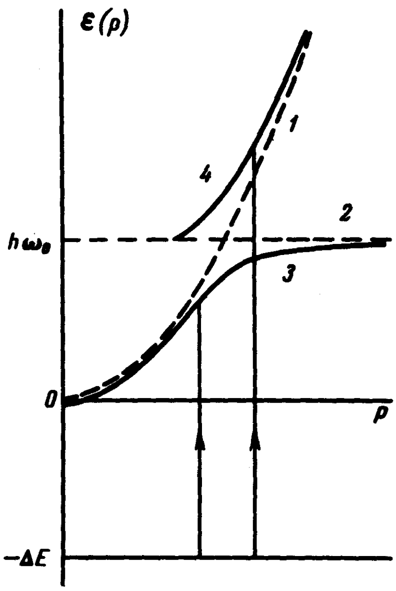

Рис. 1

Качественно эффект может быть понят из рис. 1. Пунктирные линии в верхней части рисунка – парабола *1* и прямая *2* – изображают две ветви спектра электрон-фононной системы (без взаимодействия): электрон в зоне $\ell = 0$ с импульсом p и электрон в зоне $\ell = 0$ с нулевым импульсом плюс фонон с импульсом p. Учет взаимодействия приводит, как показывает расчет, к состояниям связанной системы с ветвями *3* и *4*.

Рассмотрим теперь коэффициент междузонного поглощения, считая, что дырки не взаимодействуют с оптическими фононами, или, что благодаря сильно отличающимся в спектре дырок лежат в другой области импульсов p. Для простоты будем сначала считать, что масса дырки $m_v = \infty$. При отсутствии электрон-фононного взаимодействия за поглощение ответственна электронная ветвь *1*, и коэффициент поглощения $K_0(\omega)$ как функция частоты света ω повторяет плотность состояний в этой ветви (рис. 2, кривая *1*). Взаимодействие особенно

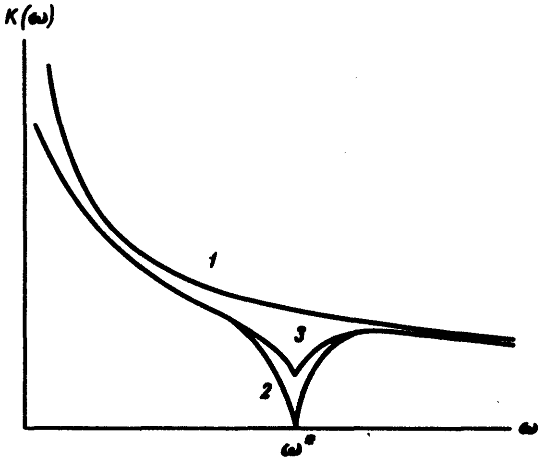

Рис. 2

сильно меняет спектр в точке пересечения ветвей, которой соответствует частота света $\hbar\omega^* = \Delta E + \hbar\omega_0$, где ΔE ширина запрещенной зоны с учетом сдвига дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в магнитном поле. На этой частоте $K(\omega)$ будет иметь особенность. Из рис. 1 видно, что если $\omega < \omega^*$, то за поглощение ответственна ветвь *3*, а если $\omega > \omega^*$ – ветвь *4* (соответствующие переходы схематически оказаны вертикальными стрелками). Расчет показывает, что в точке $\omega = \omega^*$ коэффициент поглощения имеет провал, $K(\omega) = 0$ (рис. 2, кривая *2*), так как состояние квазичастицы с соответствующим импульсом содержит малый вклад электронного состояния с тем же импульсом. Если не пренебрегать дисперсией в валентной зоне, то особенность имеет место при той же частоте ω^*, однако $k(\omega^*) \neq 0$, а имеет минимум при $\omega = \omega^*$ с разрывом производной в этой точке (рис. 2, кривая *3*).

Описанный эффект по своей природе близок к наблюдавшемуся раздвоению пика в междузонном магнетооптическом поглощении [1], так как это раздвоение, в действительности, есть результат возникновения провала поглощения вблизи резонанса. Поэтому естественно ожидать, что он будет наблюдаться в n – InSb при тех же условиях, при которых наблюдалось раздвоение резонансного пика. Однако описанный эффект не связан с резонансным условием $\Omega_c = \omega_0$, и должен наблюдаться на склоне резонансного пика.

Схема расчета следует работе [2], где коэффициент поглощения выражается через Фурье образ электронной функции Грина. Если для простоты ограничиться случаем $\Omega_c \gg \omega_0$, то определению подлежит только функция Грина электрона с $\ell = 0$. Первое приближение для массового оператора по константе электрон-фононной связи a дает

$$\Sigma_1(\omega) = -\, i\,a\hbar\omega_0\left(\frac{\omega_0}{\omega - \omega_0}\right)^{1/2}, \quad (\Sigma_1(\omega) < 0, \text{ если } \omega < \omega_0). \qquad (1)$$

Коэффициент поглощения вблизи особенности при $m_v = \infty$ имеет в этом приближении следующий вид

$$K_1(\omega) \sim \mathrm{Re}\,[\hbar\omega - \Delta E - \Sigma_1(\omega + \omega_0 - \omega^*)]^{-1/2}. \qquad (2)$$

Учет высших приближений по α для Σ показывает, что приближение (2) неприменимо в "запретном" интервале порядка $\alpha\omega_0$ вблизи ω^*. Однако это выражение имеет смысл, так как характерным интервалом ω вблизи ω^*, где $dK_1/d\omega$ заметно отличается от $dK_0/d\omega$, является $\alpha^{2/3}\omega_0$, что больше "запретного" интервала. Среди диаграмм высшего порядка наиболее существенными являются диаграммы без пересечения фононных линий. Суммирование этих диаграмм приводит к перенормировке ω^* на величину порядка $\alpha\omega_0$ и к сужению "запретного" интервала до $\alpha^2\omega_0$.

В проведенном расчете, так же как и в [2], не учитывалось кулоновское взаимодействие электрона и дырки, которое может привести к экситонным эффектам вблизи рассматриваемой особенности. Если это взаимодействие существенно, то характер особенности вблизи ω^* может измениться. Однако и в последнем случае некая особенность поглощения вблизи ω^* будет иметь место.

Авторы благодарны Л.И.Коровину, С.Т.Павлову и Э.И.Рашба за обсуждение работы.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 марта 1970 г.

Институт физики полупроводников
Академии наук Литовской ССР

Литература

[1] E.J.Johnson, D.M.Larsen. Phys. Rev. Lett., 16, 655, 1966; J. Phys. Soc. Japan, Suppl., 21, 443, 1966.

[2] Л.И.Коровин, С.Т.Павлов. ЖЭТФ, 53, 1708, 1967.