Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.7, стр.511 - 515

НОВЫЙ ПОЛЯРОННЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЯХ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

*Л.И.Коровин, И.Г.Ланг, С.Т.Павлов**

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

**Физический институт им. П.Н.Лебедева*
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 февраля 1997 г.

Предсказывается возможность осуществления резонансной связи между двумя дискретными уровнями энергии электрона в квантовой яме в квантующем магнитном поле, которые соответствуют разным квантовым числам размерного квантования и квантовым числам Ландау. Резонансная связь обусловлена взаимодействием электрона с LO-фононами и приводит к образованию поляронных состояний нового типа. Показано, что при определенном значении магнитного поля, зависящего от расстояния между уровнями размерного квантования электрона, пики поглощения и двухфононного резонансного комбинационного рассеяния света расщепляются на две компоненты, расстояние между которыми определяется константой электрон-фононной связи. Рассмотрена также резонансная связь между двумя уровнями размерного квантования с равными квантовыми числами Ландау. Расщепление пиков в данном случае слабо зависит от магнитного поля и может наблюдаться при существенно меньших полях. Экспериментальное обнаружение эффекта позволит определить относительное положение электронных уровней и константу электрон-фононной связи.

PACS: 78.66.-w

1. Уровни энергии системы, состоящей из электрона и LO-фононов в сильном магнитном поле, как функции циклотронной частоты $\Omega = |e|H/m_e c$ пересекаются в точках

$$n\Omega = \omega_{LO} \tag{1}$$

(e – заряд электрона, H – напряженность магнитного поля, m_e – эффективная масса электрона, c – скорость света в вакууме, ω_{LO} – частота LO-фонона, n – целое число). При таких значениях магнитного поля возможна резонансная связь между зонами с квантовыми числами Ландау 0 и n, либо 1 и $n+1$ и т.д. Электрон-фононное взаимодействие приводит к снятию вырождения в точке пересечения уровней, что проявляется в магнитооптических эффектах, таких как межзонное поглощение и комбинационное рассеяние света. Например, в случае $n=1$ в области магнитных полей, соответствующих $\Omega \cong \omega_{LO}$, в трехмерном (3D) случае вместо одного пика межзонного поглощения наблюдаются два [1], расстояние между ними пропорционально $\alpha^{2/3}$ [2], где α – безразмерная фрелиховская константа электрон-фононной связи. В квазидвумерной системе этот эффект усиливается, и расстояние между компонентами расщепившегося пика становится пропорциональным $\alpha^{1/2}$ [3–6].

2. В квантовой яме, которая рассматривается в качестве примера квазидвумерной системы, в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости ямы, уровни энергии электрона и дырки дискретны и в приближении эффективной массы имеют вид

$$E_{e,m,n} = \hbar\omega_e(m) + (n+1/2)\hbar\Omega,$$

$$E_{e,m_v,n_v} = \hbar\omega_h(m_v) + (n_v + 1/2)\hbar\Omega_h, \tag{2}$$

где $\hbar\omega_e(m)$ – энергия размерного квантования, соответствующая уровню с квантовым числом размерного квантования m. Индексы h и v относятся к дырке. В такой системе дискретных уровней, наряду с условием (1), возможно комбинированное резонансное условие, при выполнении которого электрон-фононное взаимодействие связывает уровни электрона с различными квантовыми числами m и n.

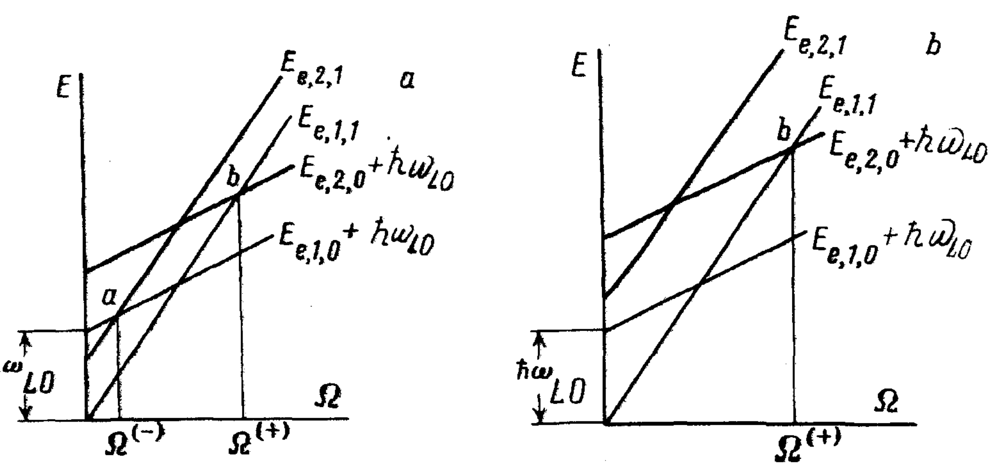
Рассмотрим для простоты два электронных уровня размерного квантования, соответствующие $m = 1$ и $m = 2$. Выполнение простейшего условия комбинированной резонансной связи между этими уровнями

$$\hbar\omega_{LO} = |E_{e,2,n\pm1} - E_{e,1,n}| = \hbar\,|\Omega \pm [\omega_e(2) - \omega_e(1)]| \tag{3}$$

позволяет электрону переходить с одного уровня на другой с испусканием одного LO-фонона (рассматриваются низкие температуры, когда оптические ветви колебаний кристалла не возбуждены). При выполнении неравенства $\omega_e(2) - \omega_e(1) < \omega_{LO}$ имеют место два пересечения комбинированных термов электрон-фононной системы, как это видно из рисунка *a* (точки *a* и *b*) при резонансных значения циклотронной частоты

$$\Omega^{(\mp)} = \omega_{LO} \mp [\omega_e(2) - \omega_e(1)]. \tag{4}$$

При $\Omega = \Omega^{(-)}$ пересекаются два уровня: уровень $E_{e,2,1}$ и уровень $E_{e,1,0} + \hbar\omega_{LO}$. Это пересечение имеет место при полях, существенно меньших тех, которые требуются для выполнения условия (1), если считать $n = 1$. При $\Omega = \Omega^{(+)}$ пересекаются уровень $E_{e,1,1}$ и уровень $E_{e,2,0} + \hbar\omega_{LO}$.



а) Уровни энергии электрон-фононной системы как функции циклотронной частоты Ω. *a* и *b* — пересечения уровней, соответствующие условию (4). Жирные линии соответствуют уровням размерного квантования $m = 2$. *b*) Уровни энергии электрон-фононной системы как функции циклотронной частоты Ω для случая $\omega_e(2) - \omega_e(1) > \omega_{LO}$. Жирные линии соответствуют уровням размерного квантования $m = 2$

Если $\omega_e(2) - \omega_e(1) > \omega_{LO}$, то остается только одно пересечение, которому соответствует знак минус в уравнении (3) (точка *b* на рисунке *b*). Комбинированная резонансная связь приводит к снятию вырождения (расталкиванию) уровней.

3. Если условия (3) выполняются для электрона и не выполняется для дырок, то взаимодействием дырок с LO-фононами можно пренебречь, так как оно нерезонансно. Тогда коэффициент поглощения света $K(\omega)$ определяется одночастичной функцией Грина электрона [2, 3]:

$$K(\omega) = B \sum_{m,m_v,n} \frac{|\xi_{m_v,m}|^2}{\omega_{cv}} \mathrm{Re} \frac{i}{\omega - \omega_{cv} - \Sigma + i\delta}, \qquad B = \frac{e^2}{c\hbar n_0} \frac{|p^y_{cv}|^2}{m_0^2 R_0^2 d}, \tag{5}$$

где ω – частота света, n_0 – показатель преломления света материала квантовой ямы, m_0 – масса свободного электрона, p^y_{cv} – межзонный матричный элемент оператора импульса (имеется в виду s-поляризация световой волны, распространяющейся в плоскости xz), d – ширина квантовой ямы прямоугольной формы, $R_0^2 = c\hbar/|e|H$,

$$\omega_{cv} = \omega_g + \omega_h(m_v) + \omega_e(m) + (n + 1/2)(\Omega + \Omega_h), \tag{6}$$

$$\xi_{m_v,m} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \chi_{m_v}(z) \chi_m(z), \tag{7}$$

$E_g = \hbar\omega_g$ — ширина запрещенной зоны, $\chi_i(z)$ — волновая функция, описывающая движение в валентной зоне ($i = m_v$) и в зоне проводимости ($i = m$) в направлении, перепендикулярном плоскости ямы. Для прямоугольной квантовой ямы с бесконечно высокими барьерами, которая рассматривается в дальнейшем, $\xi_{m_v,m} = \delta_{m_v,m}$, $\omega_{e(h)} = \pi^2 \hbar m^2 / 2d^2 m_{e(h)}$ (m_h — эффективная масса дырки). Предполагается, что длина волны света велика по сравнению с d.

Расщепление пика в формуле (5) определяется массовым оператором Σ. Если пересекаются два уровня электрон-фононной системы, то в массовом операторе достаточно учесть простейший график (две вершины, соединенные электронной и фононной линиями). В случае точного выполнения условия (3) $K(\omega)$ выражается формулой

$$K(\omega) = \frac{\pi B}{2\omega_{LO}\omega_{cv}} \left[\delta\left(\Gamma - \sqrt{\eta F}\right) + \delta\left(\Gamma + \sqrt{\eta F}\right)\right], \tag{8}$$

$$\Gamma = \frac{\omega - \omega_{cv}}{\omega_{LO}}, \qquad \eta = \frac{\alpha}{2}\sqrt{\frac{\Omega}{\omega_{LO}}},$$

$\delta(x)$ – δ-функция Дирака, F – численный коэффициент. В случае перехода в точку a рисунка a в формуле для ω_{cv} (6) $m_v = m = 2$, $n = 1$. Для перехода в точку b $m_v = m = 1$, $n = 1$.

Расталкивание уровней электрон-фононной системы при выполнении условий (3) должно проявиться и в двухфононном резонансном комбинационном рассеянии света (РКРС). Частотная зависимость дифференциального сечения рассеяния света в резонансных условиях в случае прямого рождения электрон-дырочной пары (входной резонанс) определяется выражением

$$\frac{d\sigma_2}{d\phi\, d\omega_s} \sim \frac{\eta^2}{\left(\Gamma - \sqrt{\eta F}\right)^2 \left(\Gamma + \sqrt{\eta F}\right)^2} \Gamma^2 \delta(\omega - \omega_s - 2\omega_{LO}), \tag{9}$$

ω_s – частота рассеянного света. Расстояние между пиками Δ в формулах (8) и (9) равно

$$\Delta = 2\eta^{1/2}\sqrt{F}\hbar\omega_{LO}. \tag{10}$$

Коэффициент F зависит от квантовых чисел m и n, характеризующих оптический переход и переход с испусканием LO-фонона, и от параметра $\beta = \sqrt{2}d/R_0$. Для вычисления коэффициента F нужно, строго говоря, использовать взаимодействие электронов и дырок с "пленёнными" LO-фононами [7, 8]. Ниже для приближенной оценки использовалось взаимодействие Фрелиха. Если $\alpha = 0.06$, $\hbar\omega_{LO} = 0.036$ эВ, $m_e = 0.06m_0$, то при $d = 250$ Å в точке a $\Delta_a = 2.6 \cdot 10^{-3}$ эВ ($F = 0.120$, $H = 2.53$ Тл), а в точке b $\Delta_b = 5.2 \cdot 10^{-3}$ эВ ($F = 0.129$, $H = 33.9$ Тл).

4. Наряду с рассмотренным выше расщеплением пика поглощения и двухфононного РКРС при определенной ширине квантовой ямы возможен другой тип расщепления, который должен иметь место при выполнении условия

$$\omega_e(2) - \omega_e(1) = \omega_{LO}. \tag{11}$$

Как видно из рисунка, в этом случае при любом значении магнитного поля совпадают уровни $E_{e,2,1}$ и $E_{e,1,1} + \hbar\omega_{LO}$, а также уровни $E_{e,2,0}$ и $E_{e,1,0} + \hbar\omega_{LO}$. Фреликовское взаимодействие приводит к раздвоению уровней при любом значении магнитного поля, достаточном для формирования уровней Ландау. Для резонанса (11) расстояние между пиками Δ определяется формулой (10), частотная зависимость коэффициента поглощения и сечения рассеяния двухфононного РКРС определяются формулами (8) и (9), соответственно. Для уровней $E_{e,2,0}$ и $E_{e,1,0} + \hbar\omega_{LO}$ в формуле для ω_{cv} (6) $m_v = m = 2$, $n = 0$, для другой пары уровней $m_v = m = 2$, $n = 1$. Различие между двумя типами расщепления заключается в зависимости интенсивности расщепившихся компонент от магнитного поля. Если нарушено условие (3) и значение магнитного поля несколько отклоняется от резонансного, то вместо формул (8) и (9) получим

$$K(\omega) = \frac{\pi B}{2\omega_{LO}\omega_{cv}Q}\left[(Q + \lambda/2)\delta\left(\Gamma - \Gamma^{(+)}\right) + (Q - \lambda/2)\delta\left(\Gamma - \Gamma^{(-)}\right)\right], \tag{12}$$

$$\frac{d\sigma_2}{d\o\, 9d\omega_s} \sim \frac{\eta^2}{\left(\Gamma - \Gamma^{(+)}\right)^2\left(\Gamma - \Gamma^{(-)}\right)^2}(\Gamma + \lambda)^2\delta(\omega - \omega_s - 2\omega_{LO}), \tag{13}$$

$$Q = \sqrt{\frac{\lambda^2}{4} + \eta F}; \quad \Gamma^{\pm} = -\frac{\lambda}{2} \pm Q; \quad \lambda = \frac{|\omega_e(2) - \omega_e(1)| + \Omega - \omega_{LO}}{\omega_{LO}}. \tag{14}$$

Из этих формул видно, что отклонение от точного условия комбинированного резонанса (3) приводит к изменению относительной интенсивности пиков: при $\lambda > 0$ преобладает правый пик, при $\lambda < 0$ – левый. Если же выполняется условие (11), то при любом значении магнитного поля интенсивности расщепившихся пиков равны и определяются формулами (8) и (9). В использованной модели квантовой ямы условие (11) выполняется при $d = 232$ Å ($\hbar\omega_{LO} = 0.036$ эВ). Расстояние между пиками Δ при выбранных выше значениях $\alpha, m_e, \hbar\omega_{LO}$ и $d = 232$ Å для уровней $E_{e,2,0}$ и $E_{e,1,0} + \hbar\omega_{LO}$ равно: $2 \cdot 10^{-3}$ эВ ($H = 1$ Тл), $3.8 \cdot 10^{-3}$ эВ ($H = 5$ Тл) и $4.8 \cdot 10^{-3}$ эВ ($H = 10$ Тл). Для уровней $E_{e,2,1}$ и $E_{e,1,1} + \hbar\omega_{LO}$ $\Delta = 1.8 \cdot 10^{-3}$ эВ ($H = 1$ Тл), $\Delta = 3.2 \cdot 10^{-3}$ эВ ($H = 5$ Тл) и $\Delta = 4 \cdot 10^{-3}$ эВ ($H = 10$ Тл).

В заключение укажем на работу [9], в которой развита теория однофононного рассеяния света в прямоугольной квантовой яме и показано, что в линейном приближении по электрон-фононному взаимодействию имеет место резкое усиление рассеяния, если выполнено условие (11). При последовательном учете резонансной связи между уровнями размерного квантования наряду с усилением должно иметь место расщепление пика рассеяния на две компоненты.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (96-02-17115-а, 95-02-04184-а) и Программы МНТК "Физика твердотельных наноструктур" (1-009).

---

1. E.J.Johnson and D.M.Larsen, Phys. Rev. Lett. **16**, 655 (1966).
2. Л.И.Коровин, С.Т.Павлов, ЖЭТФ **53**, 1708 (1967); Письма в ЖЭТФ **6**, 525 (1967).
3. Л.И.Коровин, С.Т.Павлов, Б.Э.Эшпулатов, ФТТ **20**, 3594 (1978).
4. Das Sarma and O.Madhukar, Phys. Rev. B **22**, 2823 (1980).
5. A.O.Govorov, Solid State Commun. **92**, 977 (1994).
6. F.M.Peeters and J.T.Devreese, Phys. Rev. B **31**, 3689 (1985).
7. C.Trallero-Giner and F.Comas, Phys. Rev. B 37, 4583 (1988).
8. N.Mori and T.Ando, Phys. Rev. B 40, 6175 (1989).
9. A.Cros, A.Cantarero, C.Trallero-Giner, and M.Cardona, Phys. Rev. B **46**, 12627 (1992).