*Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 2, стр. 61 – 63* *25 января 1985 г.*

# ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА ЭЛЕКТРОНА ОТ ИМПУЛЬСА ФОТОНА

*В.И.Шека, Л.С.Хазан*

Рассмотрена интерференция парамагнитного и комбинированного резонансов в кристаллах типа сфалерита. Получена связь интенсивности поглощения с импульсом фотона, которая объясняет эксперимент [1] и впервые позволила найти параметр при слагаемом $\sim k^3$ в энергии зонного электрона в InSb.

В недавней статье [1] наблюдалась пространственная дисперсия интенсивности комбинированного резонанса (КР) в $n$-InSb.

КР был теоретически предсказан в [2] и заключается в том, что электрический вектор электромагнитной волны возбуждает электродипольные переходы между уровнями Ландау с изменением спинового состояния носителя; ответственным за это является спин-орбитальное взаимодействие. КР возможен как на частоте $\omega_{пр}$ парамагнитного резонанса (ПР) (который возбуждается, однако, магнитным вектором волны), так и на частотах $l\omega^* \pm \omega_{пр}$ ($\omega^*$ – циклотронная частота, $l$ – целое число). Применительно к $n$-InSb анизотропный КР с кубическим по квазиимпульсу спин-орбитальным взаимодействием был рассмотрен в работе [3]. Основное внимание тогда обращалось на реализацию эксперимента в СВЧ диапазоне, когда возможно пространственное разделение пучностей электрического и магнитного полей электромагнитной волны: в области резонатора с максимумом электрического поля можно наблюдать КР в чистом виде, поэтому в [3] интенсивности КР и ПР рассчитывались раздельно. Однако в условиях поглощения света [1], когда электрическое и магнитное поля пространственно не разделены, возникает интерференция обоих резонансов. Авторы [1] справедливо предположили, что ею можно объяснить наблюдавшуюся зависимость интенсивности поглощения от направления импульса фотона $\mathbf{Q}$ и, в частности, изменение поглощения при обращении импульса. Проведенный ниже расчет дает количественную связь интенсивности поглощения с $\mathbf{Q}$, объясняет экспериментальные данные работы [1] и позволил на их основе впервые найти значение константы спин-орбитальной связи $\delta_0$ включая ее знак для InSb.

Гамильтониан электрона в кристаллах с решеткой сфалерита в постоянном магнитном поле $\mathcal{H} = \mathrm{rot}\,\mathbf{A}$ с учетом спин-орбитального взаимодействия был получен в [3] и равен

$$H = \frac{\hbar}{2m^*}\hat{\mathbf{k}}^2 + \frac{g\beta_0}{2}(\vec{\sigma}\cdot\vec{\mathcal{H}}) + \delta_0(\vec{\sigma}\cdot\vec{\kappa}), \tag{1}$$

где

$$\hat{\mathbf{k}} = -i\nabla + \frac{e}{c\hbar}\mathbf{A}, \quad \kappa_\alpha(\hat{\mathbf{k}}) = \hat{k}_{\alpha'}\hat{k}_\alpha\hat{k}_{\alpha'} - \hat{k}_{\alpha''}\hat{k}_\alpha\hat{k}_{\alpha''} \tag{2}$$

($\alpha$, $\alpha'$ и $\alpha''$ образуют циклическую перестановку из $x$, $y$ и $z$), а оператор взаимодействия со светом (вектор-потенциал $\mathcal{A}_\alpha = \mathcal{A}_0\,\tilde{e}_\alpha\cdot\cos(\mathbf{Qr} - \omega t + \varphi_\alpha)$, значением $\varphi_\alpha$ определяется плоско- или циркулярно поляризована волна) имеет вид

$$\tilde{H} = \frac{e}{c}(\mathbf{v}\cdot\vec{\mathcal{A}}) + \frac{g\beta_0}{2}(\vec{\sigma}\cdot\mathrm{rot}\,\vec{\mathcal{A}}) =$$

$$= \mathcal{A}_0\cdot\mathrm{Re}\left\{\left[\frac{e}{c}(\mathbf{v}\cdot\mathbf{e}) - \frac{ig\beta_0}{2}(\mathbf{e}\times\mathbf{Q})\cdot\vec{\sigma}\right]\exp\left[i(\mathbf{Qr} - \omega t)\right]\right\}, \tag{3}$$

в этой формуле первое слагаемое ответственно за КР, второе за ПР, а $\mathbf{v} = i[H, \mathbf{r}]/\hbar$.

В условиях чисто спинового резонанса в коэффициент поглощения

$$\alpha_0 \sim \sum_{\sigma, j, k_z} |M_j|^2 (f_{-\sigma j} - f_{\sigma j})\delta(E_{\sigma j} - E_{-\sigma j} - \hbar\omega_{пр}) \tag{4}$$

входит матричный элемент перехода $M_j = \langle j - | \widetilde{H} | j + \rangle \cdot c/e\mathcal{A}_0$ между спиновыми подуровнями одного уровня Ландау ($E_{\sigma j}(k_z)$ и $f_{\sigma j}(k_z)$ – их энергии и функции распределения). Для него получается следующее выражение:

$$M_j = \sqrt{2}\left\{\frac{\delta_0}{\hbar}\,[(2j+1)K_{\mathcal{H}}^2 - 2k_{z'}^2]\sum_\alpha B_{(12\alpha)}\frac{\beta^*}{\beta^* - q_\alpha}\,e'_\alpha + \right.$$

$$\left. + \frac{g\beta_0}{2}\,\frac{c}{e}\,(e'_3 Q'_2 - e'_2 Q'_3)\right\}. \qquad (5)$$

Здесь $K_{\mathcal{H}}^2 = e\mathcal{H}/c\hbar$, $\mathbf{Q}' = B^{-1}\mathbf{Q}$, $\mathbf{e}' = B^{-1}\mathbf{e}$ ($e'_{1,2} = (e'_x \mp e'_y)/\sqrt{2}$, $e'_3 = e_{z'}$, ось $z'$ штрихованной системы координат параллельна $\vec{\mathcal{H}}$), а $\beta^*$, $q_\alpha$ и матрицы $B$, определяющие угловую диаграмму интенсивности поглощения, приведены в [3], где была вычислена независящая от $\mathbf{Q}$ часть $M_j$.

Так как $e'_1$ не содержится в последнем слагаемом в выражении (5), то для волны, поляризованной по правому кругу в плоскости, перпендикулярной $\vec{\mathcal{H}}$ (т. е. при $e'_1 = 1, e'_2 = e'_3 = 0$), интерференция комбинированного и парамагнитного резонансов отсутствует (отсутствует ПР). Для левой поперечной поляризации ($e'_2 = 1, e'_1 = e'_3 = 0$) интерференции также нет, поскольку согласно [3] $B_{(122)}$ чисто мнимо, а $Q'_3$ вещественно.

Таким образом, наиболее интересным является случай волны, поляризованной параллельно $\vec{\mathcal{H}}$ ($e_3 = 1$, $e'_1 = e'_2 = 0$), который и был реализован в эксперименте [1]. При любой другой линейной поляризации интерференция происходит на дополнительном фоне изотропного КР [4], который возникает из-за непараболичности электронной зоны и в условиях [1] сравним по интенсивности с рассматриваемыми переходами.

Как показывают оценки, в [1] электронный газ был невырожден и переходы осуществлялись лишь в пределах нижайшего уровня Ландау. Так как $\hbar\omega^* \gg KT$, то в сумме (4) остается лишь слагаемое с $j = 0$, а в (5) можно положить $k_{z'} = 0$. В этой ситуации угловые диаграммы определяются анизотропной частью квадрата модуля матричного элемента (5)

$$|M|^2_{\text{ан}} = \left(\frac{3}{2}\,\frac{\delta_0}{\hbar}K_{\mathcal{H}}^2\right)^2\Omega - \frac{3}{4}\,\frac{\delta_0 g}{m_0}K_{\mathcal{H}}^2\,\Omega_Q\cdot Q, \qquad (6)$$

где $\Omega = \sum_\alpha \kappa_\alpha^2(h)$, $\Omega_Q = \sum_\alpha Q_\alpha \kappa_\alpha(h)/Q$; $\kappa_\alpha(h)$ определены в (2), а $h_\alpha$ –направляющие косинусы магнитного поля. Пространственная дисперсия возникает вследствие того, что $Q_\alpha$ входят во второй член линейно.

В частности, при $\mathbf{Q} \parallel [001]$ и $\vec{\mathcal{H}} = (\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y, 0)$ величина $\Omega_Q = 0$, $\Omega = {}^1/_4\sin^2 2\Phi$ и пространственная дисперсия отсутствует. При $\mathbf{Q} \parallel [110]$ и $\vec{\mathcal{H}} = (\mathcal{H}_x, -\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_z)$ $\Omega_Q = \sin\theta \cdot (1 - 3\cos^2\theta)$ и $\Omega = \Omega_Q^2$, что полностью совпадает с зависимостями, представленными в [1], а величина пространственной дисперсии определяет значение параметра $\delta_0$:

$$\delta_0 = -\ 75\,\frac{\hbar^4}{m_0^2 e^2} = -\ 75 \text{ ат. ед.}, \qquad (7)$$

которое по порядку величины совпадает с оценкой [3].

Отношение максимумов двух слагаемых в (6) равно

$$\eta = \frac{|(\delta_0)_{\text{ат. ед.}}|}{g^2\sqrt{\epsilon}}\;3\frac{\hbar c}{e^2}. \qquad (8)$$

Для InSb $\eta = 3$, а для GaAs и GaSb со значениями $\delta_0$, приведенными в [5] ($\delta_0 = \alpha/2 \times (2m^{*3}E_g)^{-1/2}\cdot\hbar^3$), получаем $|\delta_{\text{ат.ед.}}| = 4$ и 25, что дает $\eta = 2\cdot10^3$ и 30, соответствен-

но. Следовательно более благоприятные условия для наблюдения интерференции КР и ПР реализуются в InSb.

Авторы глубоко благодарны Э.И.Рашба за неоднократное плодотворное обсуждение работы.

**Литература**

1. *Dobrowolska M., Chen Y., Furdyna J.K., Rodriguez S.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 134.
2. *Рашба Э.И.* ФТТ, 1960, **2**, 1224; УФН, 1964, **84**, 557.
3. *Рашба Э.И., Шека В.И.* ФТТ, 1961, **3**, 1735, 1863.
4. *Шека В.И.* ФТТ, 1964, **6**, 3099.
5. *Аронов А.Г., Пикус Г.Е., Титков А.Н.* ЖЭТФ, 1983, **84**, 1170.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
7 декабря 1984 г.