

СВОЙСТВА ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА СО СНЯТЫМ ВЫРОЖДЕНИЕМ СПЕКТРА

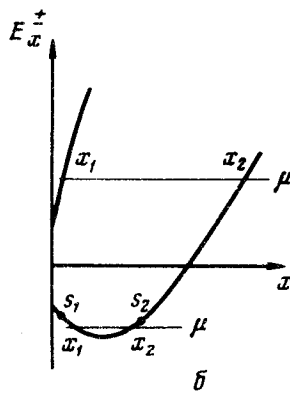
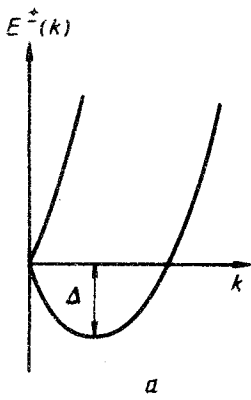
Ю.А.Бычков, Э.И.Рашба

Исследованы свойства $2d$ электронного газа, в котором двукратное спиновое вырождение спектра снято возмущением $\hat{H}_{so} = \alpha [\vec{\sigma} \times \mathbf{k}] \vec{\nu}$. Из экспериментальных данных^{1, 2} по комбинированному и циклотронному резонансу на гетеропереходе найдено α . Исследована также магнитная восприимчивость.

Если кристалл имеет одну ось высокой симметрии (не ниже третьего порядка), и вдоль нее ориентирован инвариантный вектор $\vec{\nu}$, то гамильтониан спин-орбитального (СО) взаимодействия электрона имеет вид

$$\hat{H}_{so} = \alpha [\vec{\sigma} \times \mathbf{k}] \vec{\nu}, \quad (1)$$

где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули. Орт $\vec{\nu}$ в кристаллах типа вюрцита совпадает с направлением гексагональной оси c ^{3, 4}, а в гетеропереходах – с направлением нормали⁵. Оператор \hat{H}_{so} снимает двукратное спиновое вырождение зоны при $\mathbf{k} \neq 0$ и определяет СО расщепление зон вблизи $\mathbf{k} = 0$. Расщепление зон для ряда систем рассчитывалось в⁶⁻⁸, методы и погрешности расчетов дискутировались в^{5, 9}. Недавно это расщепление было обнаружено на гетероструктурах GaAs – Al_xGa_{1-x}As – в слоях n - и p -типа^{1, 2}.



а — Закон дисперсии $E^\pm(k)$ (формула (2)), б — зависимость E_x^\pm (формула (3))

Ниже показано, что из экспериментальных данных^{1, 2}, основываясь на теории¹⁰, можно извлечь значение α . Кроме того, мы исследуем магнитную восприимчивость χ $2d$ -газа, которая обнаруживает из-за наличия члена \hat{H}_{so} интересные особенности (для аналогичных $3d$ систем χ исследовано в¹¹). Возможность экспериментального измерения χ в $2d$ -газе показана в^{12, 13}.

Гамильтониан \hat{H} и закон дисперсии $E^\pm(k)$ (рис. а) имеют вид

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2 + \alpha [\vec{\sigma} \times \mathbf{k}] \vec{v}, \quad E^\pm(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{k} — двумерный квазиимпульс, $k = |\mathbf{k}|$. $E^-(k)$ достигает минимума на окружности^{3, 4} — петле экстремумов. Ее радиус $k_0 = \alpha m^* / \hbar^2$, а $E^-(k_0) \equiv \Delta = - (m^* \alpha^2 / 2\hbar^2)$. Спектр в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \vec{v}$ определяется формулой¹⁰:

$$E_s^\pm = \hbar \omega^* \epsilon_s, \quad \epsilon_0 = \delta, \quad \epsilon_s^\pm = s \pm \sqrt{\delta^2 + \gamma^2 s}, \quad s \geq 1, \quad (3)$$

где s — целые числа.

$$\omega^* = \frac{eH}{m^* c}, \quad \gamma = 2\sqrt{\Delta / \hbar \omega^*}, \quad \delta = \frac{1}{2} - \beta, \quad \beta = \frac{m^*}{2m_s}, \quad m_s = \frac{2m_0}{g}. \quad (4)$$

Здесь m_0 — масса свободного электрона, m_s и g — "спиновая масса" и g -фактор. Переходы с изменением s внутри одной ветви спектра (+ или -) отвечают циклотронному резонансу (ЦР); при $\hbar \omega^* \gg \Delta$ его частоты стремятся к ω^* . Переходы между ветвями (с изменением s или без него), возбуждаемые электрической компонентой СВЧ поля, называются комбинированным резонансом (КР), при $\hbar \omega^* \gg \Delta$ наиболее сильным является переход на частоте спинового резонанса $\hbar \nu_0(H) = 2\beta \hbar \omega^*$ ¹⁰.

Штейн и др.¹ наблюдали КР $2d$ -электронов на границе гетероперехода в условиях $\gamma^2 s \ll \ll 1$. Из (3) следует, что в этих условиях для уровня Ландау $N = 1$ (с энергией $\approx 3\hbar \omega^*/2$) частота спинового перехода равна:

$$\nu(H) \approx \nu_0(H) - \frac{6\Delta}{\delta \hbar} \text{sign } g. \quad (5)$$

Эта линейная зависимость $\nu(H)$ согласуется с экспериментальными данными рис. 2 работы¹. Положительный знак отсечки на оси ν показывает, что $g < 0$ (в согласии с¹⁴). Для электронов в GaAs $|\beta| \ll 1$ и поэтому $\delta \approx 1/2$. Тогда согласно¹ для образца $2 \cdot 12\Delta / \hbar = = 7,8 \pm 1,5$ ГГц, откуда $\Delta \approx 2,5 \cdot 10^{-6}$ эВ, $\alpha \approx 2,5 \cdot 10^{-10}$ эВ·см.

Штормер и др.² наблюдали ЦР $2d$ -дырок на границе гетероперехода. Они обнаружили (рис. 3²) в полях 30 — 80 кГс два пика поглощения с линейной зависимостью частоты ω от H , из наклона прямых получены массы $m_1^* = 0,38 m_0$ и $m_2^* = 0,60 m_0$. Вследствие размерного расщепления валентной зоны спектр дырок в канале состоит из двух типов под-

зон – с проекцией углового момента 1/2 и 3/2. Для GaAs с обычной ориентацией (001) гетероперехода точной группой симметрии поверхности раздела (подгруппой T_d) является C_{2v} . Потеря четырехкратной симметрии – результат запоминания последнего атомного слоя на границе гетероперехода. Пренебрегая этим эффектом, который пока не обнаружен, надо, действуя феноменологически, заменить C_{2v} на одну из групп C_{4v} , D_{2d} или D_4 . Они изоморфны, и для обоих типов подзон приводят к гамильтониану, унитарно эквивалентному H_{so} уравнения (1). Линейная зависимость $\hbar\omega_s^\pm = E_{s+1}^\pm - E_s^\pm$ от H с сильно отличающимися массами может быть получена только в квазиклассическом пределе при $\gamma^2 s \gg \delta$. Если энергия Ферми $E_F \gg \Delta$, то

$$\omega_c^\pm(H) \approx \omega^*(H) \left\{ 1 \pm \sqrt{\frac{m^* \Delta}{\pi \hbar^2 n}} \right\}, \quad (6)$$

n – концентрация дырок. Из экспериментальных значений m_1^* , m_2^* , $n \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $m^* \approx 0,5 m_0$ получается $\Delta \approx 10^{-4}$ эВ и $\alpha \approx 0,6 \cdot 10^{-9}$ эВ·см. Критерии справедливости формулы (6) не нарушаются, но находятся вблизи границ применимости. Чтобы строго разделить эффект от H_{so} и от непараболичности, нужны измерения в большем интервале H и сравнение с формулой (3).

Итак, КР и ЦР позволяют определить параметры α и Δ . Ниже вычисляется χ , которое также чувствительно к этим параметрам и должно позволить определить их.

Термодинамический потенциал Ω в слабом магнитном поле $\gamma^2 \gg 1$, ориентированном $\mathbf{H} \parallel \vec{v}$, при температуре $T = 0$ равен:

$$\Omega = \frac{r^* H^2}{2\pi} \left\{ -\delta^2 \sqrt{\frac{\mu + \Delta}{\Delta}} \cdot \theta(-\mu) - (\delta^2 - \delta + 1/6) \theta(\mu) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} B_2(x_1) \frac{\sqrt{\mu + \Delta}}{|\sqrt{\Delta} - \sqrt{\mu + \Delta}|} + \frac{1}{2} B_2(x_2) \frac{\sqrt{\mu + \Delta}}{\sqrt{\Delta} + \sqrt{\mu + \Delta}} \right\}. \quad (7)$$

Здесь $\theta(\xi)$ равно 1 или 0 при $\xi > 0$ и $\xi < 0$, $B_2(x)$ – полином Бернулли (имеющий период равный 1), $r^* = e^2/m^*c^2$, а μ – химический потенциал. Величины x_1 и x_2 – корни уравнения $E_x^\pm = \mu$ (рис. б). Формула (7) справедлива при $x_1 \gg 1$ (т. е. $|\mu| \gg \sqrt{\hbar\omega_s^* \Delta}$). Если $|\mu|$ мал, то Ω возрастает до величины $\Omega \sim r^* H^2 \gamma$. Восприимчивость $\chi = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial H}\right)_\mu$

при $-\Delta < \mu < 0$ положительна за счет первого члена формулы (7). На монотонный рост накладываются осцилляции, связанные с двумя последними членами в (7). Если $|\mu| \lesssim \sqrt{\hbar\omega_s^* \Delta}$, то $\chi \sim -r^* \gamma$. При $\mu > 0$ осцилляции накладываются на постоянный вклад второго члена.

При постоянном n восприимчивость χ испытывает скачки в момент начала заполнения нового $(N+1)$ -го квантового уровня:

$$\chi_\Delta = n_L N (E_{N+1} - E_N) / H^2. \quad (8)$$

Нумерация уровней N идет в порядке, отвечающем возрастанию их энергии, и охватывает обе ветви спектра; для низшего уровня $N=1$. Для закона дисперсии рис. а есть еще один вид скачков: в момент, когда при изменении H частично заполненный уровень (скажем s_2) совпадает с пустым уровнем (s_1 , рис. б). В этом случае

$$\chi_\Delta = \frac{2\Delta}{H^2} [n - n_L (s_2 - s_1 - 1)] \left\{ \frac{s_1}{\sqrt{\delta^2 + \gamma^2 s_1}} - \frac{s_2}{\sqrt{\delta^2 + \gamma^2 s_2}} \right\}. \quad (9)$$

При постоянном μ вместо (8) получается

$$\chi_{\Delta} = \frac{n_L}{H} \frac{dE_N}{dH}. \quad (10)$$

Формулы (8) – (10) справедливы при произвольной величине H . Естественно, что особенности, аналогичные (8), должны проявляться и в кинетических коэффициентах.

Мы благодарны И.Б.Левинсону за очень полезное обсуждение.

Литература

1. Stein D., v. Klitzing K., Weimann G. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 130.
2. Stormer H.L., Schlesinger Z., Chang A., Tsui D.C., Gossard A.C., Wiegmann W. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 126.
3. Рашба Э.И., Шека В.И. ФТТ, 1959, Сб. статей II, 162.
4. Casella R.C. Phys. Rev. Lett., 1960, 5, 371.
5. Васько Ф.Т. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 574.
6. Ohkawa F.G., Uemura Y. J. Phys. Soc. Japan, 1974, 37, 1325.
7. Bangert E., v. Klitzing K., Landwehr G. Proc. 12-th Int. Conf. on Phys. of Semiconductors (Stuttgart, 1974), B.G.Teubner, Stuttgart 1974, p. 714.
8. Marques G.E., Sham L.J. Surf. Sci., 1982, 113, 131.
9. Därr A., Kotthaus J.P., Ando T. Proc. 13-th Int. Conf. on Phys. of Semiconductors (Rome, 1976), Marves, Rome 1976, p. 774.
10. Рашба Э.И. ФТТ, 1960, 2, 1224.
11. Бойко И.И., Рашба Э.И. ФТТ, 1960, 2, 1874.
12. Fang F.F., Stiles P.J. Proc. of Fifth Int. Conf. on Electr. Propert. of Two-Dimentional Systems, Oxford, 1983, p. 564.
13. Haavasoja T., Störmer H.L., Bishop D.J., Narayanamurti V., Gossard A.G., Wiegmann W. *ibid.*, p. 571.
14. Weisbuch C., Hermann C. Phys. Rev., 1977, B 15, 816.