

Расщепление уровней в полумагнитных полупроводниках в условиях спин-магнетофонного резонанса

© В.Л. Гуревич, М.И. Мурадов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mag.muradov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 24 апреля 2008 г.
В окончательной редакции 19 июня 2008 г.)

Теоретически рассмотрено расщепление уровня энергии электрона в квантовых ямах на основе полумагнитных полупроводников, которые обычно характеризуются большими эффективными g -факторами. В них оказывается возможным резонанс при условии, что зеемановское расщепление спиновых уровней равно энергии продольного оптического фонона $\hbar\omega_{\parallel}$. Условие резонанса имеет вид $\hbar\omega_{\parallel} = g\mu_B B$. Этому условию можно удовлетворить, подбирая магнитное поле B так, чтобы энергия низшего спинового уровня плюс оптический фонон совпала с энергией высшего уровня. Показано, что должно иметь место взаимное „отталкивание“ этих двух вырожденных уровней энергии. Величина соответствующего расщепления зависит как от электрон-фононного, так и от спин-орбитального взаимодействия в полупроводниках: она оказывается гораздо меньше зеемановской энергии $g\mu_B B$.

Рассмотрено резонансное прохождение света и его отражение квантовой ямой как один из возможных способов наблюдения такого расщепления энергетических уровней.

PACS: 78.20.Ls, 71.70.-d

Цель настоящей работы — изучить резонансное взаимодействие электронов проводимости в квантовой яме с оптическими фононами. Резонанс возникает всякий раз, когда расстояние между какой-нибудь парой электронных уровней совпадает с энергией оптического фонона. Например, это может быть пара уровней Ландау. Такое явление магнетофонного резонанса было предсказано Фирсовым и одним из авторов настоящей работы в [1] (см. также [2]). Резонанс должен приводить к периодическим осцилляциям магнетосопротивления полупроводника. Эффект обнаружен во многих полупроводниковых соединениях (см. [3], а также обзор [4]).

Если же переходы происходят с изменением и спинового состояния электрона, соответствующее явление получило название спин-магнетофонного резонанса (СМФР) (см. [5–9]). В настоящей работе нас будут интересовать полумагнитные полупроводники, в которых благодаря большим значениям эффективного g -фактора g условие СМФР можно реализовать в простейшем виде $g\mu_B B = \hbar\omega_{\parallel}$, где μ_B — магнетон Бора, B — магнитное поле. Это условие выполнимо при современных возможностях эксперимента.

Большинство магнетооптических явлений в широкозонных полумагнитных полупроводниках, таких как гигантское расщепление экситона [10], гигантское вращение Фарадея [10–12] и т.д., определяется в основном большим зеемановским расщеплением в магнитном поле. Последнее обстоятельство связано с обменным взаимодействием зонных носителей с электронами незаполненной d -оболочки Mn. Далее для определенности мы будем иметь в виду соединение $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, для которого ширина запрещенной зоны равна $E_g = 1.595 + 1.592x$ eV; здесь x — относительная концентрация атомов Mn.

Существуют два конкурирующих механизма, определяющие обменную константу (и g -фактор) [13–15]. Первый механизм (он оказывается доминирующим для зоны проводимости) связан с прямым обменом между зонными и d -электронами и приводит к относительно слабой обменной константе ферромагнитного типа. Второй является следствием гибридизации d -электронов и зонных электронов и приводит к константе антиферромагнитного типа; это имеет место для валентных электронов [16].

С увеличением магнитного поля условия для СМФР возникают раньше в валентной зоне, так как g -фактор оказывается в этой зоне большим. Хотя резонанс для валентных электронов и наступает при меньших значениях B , сам эффект расщепления уровней, который нас интересует, оказывается меньше в валентной зоне, чем в зоне проводимости. Поэтому ограничимся рассмотрением эффекта только для электронов зоны проводимости.

Магнетооптические аномалии, обусловленные магнетофонным резонансом, рассмотрены в трехмерном случае в [17]. Работы [18,19] посвящены магнетофонному расщеплению линий в квантовых ямах. Мы интересуемся аналогичными явлениями, но с вовлечением спиновой степени свободы при переходах электрона между двумя спиновыми уровнями за счет взаимодействия с оптическими продольными фононами.

Примем x, y -плоскость за плоскость ямы, магнитное поле \mathbf{B} полагаем перпендикулярным этой плоскости. Для магнитного поля выберем калибровку $\mathbf{A} = B(0, x, 0)$. Для широкозонных материалов можно рассматривать валентную зону и зону проводимости раздельно. Для структур с симметрией цинковой обманки гамильтониан для зоны проводимости около точки Γ_6 (см. [20]) в базе Ss_{\pm} (где S — сферически-симметричная блоховская

амплитуда, s_-, s_+ — спиновые функции) имеет вид

$$H = H_0 + H_R \\ \equiv \frac{\hbar^2}{2m_c} \left(-i \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{\hbar c} \mathbf{A} \right)^2 + U + H_B + H_R, \quad (1)$$

где U — потенциал ямы (яму будем считать бесконечно глубокой). Член, описывающий зеемановское расщепление

$$H_B = \mu_B s_z g_c B, \quad (2)$$

записан с учетом того, что в него уже входит эффективный g -фактор g_c . Считая яму несимметричной, мы добавили в гамильтониан спин-орбитальное взаимодействие Рашбы–Бычкова [21]

$$H_R = (\alpha_R/\hbar)[\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}]\mathbf{n}, \quad (3)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, перпендикулярный плоскости ямы. Величина параметра α_R порядка $10 \text{ meV} \cdot \text{nm}$.

Собственные функции H_0 по y можно выбрать в виде плоских волн $e^{iky}/\sqrt{L_y}$. Как функции z это собственные функции $\phi_i(z)$ с собственными значениями E_i для бесконечно глубокой одномерной ямы. С учетом этого перепишем H_0 :

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_c} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{m_c \Omega^2}{2} (x - x_0)^2 + H_B + E_i. \quad (4)$$

Здесь введена координата центра осциллятора Ландау $x_0 = -k_y \hbar c / eB$, Ω — циклотронная частота. Гамильтониан Рашбы–Бычкова в магнитном поле можно записать как

$$H_R = \alpha_R \left((k_y + x/l_c^2) \sigma_x - i \sigma_y \frac{\partial}{\partial x} \right), \quad (5)$$

где введена магнитная длина $l_c = \sqrt{c\hbar/eB}$. Введя Бозе-операторы согласно

$$\partial/\partial x = (a - a^\dagger)/(\sqrt{2}l_c), \quad x - x_0 = l_c(a + a^\dagger)/(\sqrt{2}),$$

перепишем гамильтониан в следующем виде:

$$H = \hbar\Omega(a^\dagger a + 1/2) + H_B + \frac{\alpha_R}{\sqrt{2}l_c} (a\sigma_+ + a^\dagger\sigma_-) + E_i. \quad (6)$$

Его можно диагонализировать и найти волновые функции и уровни энергии. Спин-орбитальный член не изменяет основное состояние $\varphi_0(x - x_0)Ss_-$, его энергия $E_0 = E_i + \hbar\Omega/2 - \mu_B B g_c/2$. Здесь и далее $\varphi_n(x)$ — волновые функции осциллятора. Остальные собственные функции сгруппируем в зависимости от того, в какие функции они переходят при обращении спин-орбитального взаимодействия в нуль

$$\psi_{n-} = -w_n \varphi_n(x - x_0)Ss_+ + \varphi_{n+1}(x - x_0)Ss_-, \quad (7)$$

$$E_{n-} = E_0 + \hbar\Omega(n + 1) - w_n^2 \mu_B g_c B, \quad (8)$$

$$\psi_{n+} = \varphi_n(x - x_0)Ss_+ + w_n \varphi_{n+1}(x - x_0)Ss_-, \quad (9)$$

$$E_{n+} = E_0 + \mu_B g_c B + \hbar\Omega n + w_n^2 \mu_B g_c B, \quad (10)$$

где

$$w_n = \sqrt{2} \frac{\alpha_R}{l_c} \frac{\sqrt{n+1}}{\mu_B g_c B}.$$

Мы написали волновые функции и уровни энергии с учетом того, что w_n — малый параметр.

Таким образом, мы получили две „лестницы“ почти (с точностью до малого параметра $(\alpha_R^2/l_c^2)/\mu_B g_c B$) эквидистантных уровней, разделенных циклотронной частотой $\hbar\Omega$. Сами „лестницы“ разделены большой зеемановской энергией $\mu_B g_c B$. Интересующее нас расщепление из-за СМФР оказывается много меньше (см. далее) циклотронной энергии. Поэтому можно считать, что при СМФР уровни связываются фоном при резонансе попарно, т.е. основной уровень 0 с уровнем 0+, уровень 0- с 1+ и т.д. Спин-фононная связь в нашей модели возникает благодаря спин-орбитальному взаимодействию.

В дальнейшем ограничимся парой состояний 0 и 0+ и введем для них более удобные обозначения 1 и 2 соответственно.

Вычислим спектр системы из двух уровней, считая, что они взаимодействуют с электрическим полем продольных оптических фононов в модели Фрелиха. Фононы будем считать бесдисперсионными и трехмерными (хотя само существование квантовой ямы и может привести к появлению новых мод колебаний, они не могут принципиально повлиять на интересующий нас эффект расщепления уровней). Для вычисления спектра воспользуемся теорией возмущений, обсуждение применимости которой для СМФР отложим до конца настоящей работы.

В первом порядке теории возмущений в технике Мацубара для собственно энергетической части уровня 2 можно написать

$$\Sigma_2(i\varepsilon_n) = -T \sum_{\omega_k} \frac{K_{21}}{i(\varepsilon_n - \omega_k) - E_1} \cdot \frac{2\hbar\omega_{\parallel}}{\omega_k^2 + (\hbar\omega_{\parallel})^2}, \quad (11)$$

где

$$K_{21} = \frac{2\pi\omega_{\parallel} e^2 \hbar}{\epsilon^*} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{|\langle 2|e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}|1\rangle|^2}{q^2}, \quad (12)$$

фермионная и фононные мацубаровские частоты даются выражениями

$$\varepsilon_n = \pi(2n + 1)T, \quad \omega_k = 2k\pi T, \quad (13)$$

где n и k — положительные и отрицательные целые числа, включая 0, а

$$\frac{1}{\epsilon^*} = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{\epsilon_{\infty}\epsilon_0}, \quad (14)$$

где $\epsilon_{\infty}(\epsilon_0)$ — высокочастотная (статическая) диэлектрическая проницаемость. Суммирование по фононным частотам ω_k в (11) с использованием тождества

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} f(k) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-i2\pi m x} f(x)$$

дает

$$\Sigma_2(i\varepsilon_n) = -K_{21} \left\{ \frac{n_F(E_1) - n_B(\omega_{\parallel}) - 1}{i\varepsilon_n - E_1 - \hbar\omega_{\parallel}} - \frac{n_F(E_1) + n_B(\omega_{\parallel})}{i\varepsilon_n - E_1 + \hbar\omega_{\parallel}} \right\}. \quad (15)$$

Аналитически продолжив это выражение $i\varepsilon_n \rightarrow \varepsilon + i0$ и учитывая, что состояния 1, 2 пусты, а мы интересуемся низкими температурами, так что как Ферми-функции n_F , так и Бозе-функции n_B можно положить равными нулю, получим

$$\Sigma_2^R(\varepsilon) = \frac{K_{21}}{\varepsilon - E_1 - \hbar\omega_{\parallel} + i0}, \quad (16)$$

т.е. собственно энергетическая часть определяется взаимодействием уровней с нулевыми оптическими колебаниями решетки. Для функции Грина, определяющей одночастичный спектр системы, получается

$$G_2^R(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - E_1 - \hbar\omega_{\parallel}}{(\varepsilon - E_+ + i0)(\varepsilon - E_- + i0)}. \quad (17)$$

Ее полюса даются формулой

$$E_{\pm} = \frac{E_2 + E_1 + \hbar\omega_{\parallel}}{2} \pm \sqrt{((E_2 - E_1 - \hbar\omega_{\parallel})/2)^2 + K_{21}}. \quad (18)$$

При точном СМФР $E_2 = E_1 + \hbar\omega_{\parallel}$, и расщепление определяется величиной $\Lambda = 2\sqrt{K_{21}}$.

Вспомня, что состояния 1 и 2 соответствуют 0 и 0+ (см. (12), (9), (7)), получаем для расщепления

$$\Lambda = 2w_0\hbar\omega_{\parallel} \sqrt{h(l_c/L)\alpha l_{\parallel}/l_c}. \quad (19)$$

Здесь мы ввели обозначения $l_{\parallel} = \sqrt{\hbar/2m_c\omega_{\parallel}}$, учли малость параметра $w_0 \simeq \sqrt{2}\alpha_R/l_c\mu_B g_c B$ и ввели параметр α , определяющий перенормировку массы полярона

$$\alpha^2 = m_c e^4 / 2(\hbar\varepsilon^*)^2 / \hbar\omega_{\parallel}.$$

Функция h , зависящая только от отношения магнитной длины к толщине ямы L , имеет вид

$$h\left(\frac{l_c}{L}\right) = \frac{1}{2} \int dz_1 \int dz_2 \phi_1^2(z_1)\phi_1^2(z_2) \times \int_0^{\infty} dq q^2 \exp(-q^2/2 - q|z_1 - z_2|/l_c), \quad (20)$$

причем

$$h(z) = \begin{cases} 3z/2, & z \ll 1, \\ \sqrt{2\pi}/4, & z \gg 1. \end{cases}$$

Используя параметры для CdTe, $\omega_{\parallel} \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ (250 К), диэлектрические проницаемости $\varepsilon_0 = 10.3$ и $\varepsilon_{\infty} = 6.9$, эффективную массу электрона $m_c = 0.1m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), при $B = 3 \text{ Т}$ находим оценку для расщепления $\Lambda \simeq 0.5 \text{ meV}$. Расщепление оказывается в десятки раз меньше циклотронной

энергии при тех же магнитных полях, как и было предположено ранее.

Для отношения расщеплений в зоне проводимости и в валентной зоне получаем оценку

$$\frac{\Lambda_c}{\Lambda_v} \sim \frac{\alpha_R}{L\hbar^2/2m_0L^2} \left(\frac{g_v}{g_c}\right)^{3/4} \frac{4m_h m_l}{m_0(m_h - m_l)},$$

где $m_{l(h)}$ — масса легких (тяжелых) дырок. Это отношение включает большой параметр g_v/g_c . Таким образом, мы видим, что расщепление в валентной зоне меньше такового в зоне проводимости. Это следствие того обстоятельства, что у состояний, сильнее раздвинутых зеемановской энергией, спин-фононная связь меньше.

Можно было бы учесть в валентной зоне взаимодействие типа Рашбы–Бычкова [22]

$$(\alpha'/\hbar) [\mathbf{Jp}] \mathbf{n}.$$

Однако, можно показать, что и при учете такого взаимодействия вывод о том, что расщепление в валентной зоне малое, остается в силе, если предположить, что α_R и α' одного порядка.

Можно предложить различные эксперименты для наблюдения СМФР расщепления уровней. Монохроматическое электромагнитное излучение способно вызывать переходы между данной парой электронных уровней. Переходы могут быть вызваны и (квази)монохроматическим потоком фононов. В настоящей работе мы предлагаем следующий эксперимент для наблюдения СМФР расщепления линии. Пусть правополяризованная циркулярная электромагнитная волна $\sim e^{ikz}$ падает перпендикулярно плоскости квантовой ямы. Пусть частота этой волны такова, что $\hbar\omega$ близка к разности двух энергий, а именно энергии расщепленного уровня электрона в зоне проводимости и энергии состояния легкой дырки с моментом $-1/2$ в магнитном поле. Для нахождения состояния дырки можно в первом приближении считать, что уровни дырок раздвигаются большой зеемановской энергией. Тогда орбитальное квантование Ландау можно рассматривать для каждого уровня отдельно. Такое рассмотрение приводит к следующей волновой функции легкой дырки:

$$\psi_{-1/2}^{(lh)} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (X - iY)s_+ + \sqrt{2}Zs_- \right] \times \varphi_n(x - x_0)\phi_{n_v}(z) \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{L_y}}. \quad (21)$$

Здесь X, Y, Z — это блоховские функции вершины валентной зоны, эквивалентные по трансформационным свойствам соответствующим координатам [20].

Опуская электродинамическую часть задачи, выпишем коэффициент отражения для рассматриваемой волны (волна отражается как левополяризованная). Коэффициент отражения удобно представить в виде

$$r_+ = -\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}} \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= (\hbar\omega - E_+ + E_{v,-1/2} + i0)(\hbar\omega - E_- \\ &+ E_{v,-1/2} + i0)/\hbar + \mathfrak{M}, \\ \mathfrak{M} &= i\Gamma(\hbar\omega - E_1 - \hbar\omega_{\parallel} + E_{v,-1/2}), \end{aligned} \quad (23)$$

а скорость межзонной рекомбинации

$$\Gamma = \frac{4\pi}{\hbar\omega c\sqrt{\epsilon_b}} \frac{e^2|p_{cv}|^2}{6m_0^2} \frac{1}{2\pi l_c^2}, \quad (24)$$

причем $p_{cv} = \langle S|p_x|X\rangle$. Здесь мы не учитываем различий в фоновой диэлектрической проницаемости ϵ_b барьеров и квантовой ямы.

Введем следующие безразмерные величины: расстройку от СМФР η

$$(E_2 - E_1 - \hbar\omega_{\parallel})/\Lambda = \eta,$$

расстройку от оптического резонанса ξ

$$\xi = 2\hbar(\omega - \omega_0)/\Lambda$$

($\omega_0 = (E_2 - E_{v,-1/2})/\hbar$ — межзонная резонансная частота) и уширение уровня

$$2\hbar\Gamma/\Lambda = \gamma.$$

Коэффициент отражения $R = |r_+|^2$ будем записывать в виде

$$R = \frac{\mathfrak{N}}{\mathfrak{D}}. \quad (25)$$

Для данного случая имеем

$$\mathfrak{N} = \gamma^2(\xi + 2\eta)^2,$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{D} &= (\xi + \eta - \sqrt{1 + \eta^2})^2 (\xi + \eta + \sqrt{1 + \eta^2})^2 \\ &+ \gamma^2(\xi + 2\eta)^2. \end{aligned} \quad (26)$$

Если отклонение от СМФР большое ($\eta \gg 1$), то эта формула описывает одиночную линию

$$\mathfrak{N} = \gamma^2, \quad \mathfrak{D} = \xi^2 + \gamma^2. \quad (27)$$

При точном СМФР $\eta = 0$

$$\mathfrak{N} = \gamma^2\xi^2, \quad \mathfrak{D} = (\xi^2 - 1)^2 + \gamma^2\xi^2. \quad (28)$$

В этом случае имеем два раздвинутых (друг относительно друга) пика при $\xi = \pm 1$.

До сих пор мы не учитывали конечной ширины ни электронных, ни фононных состояний из-за процессов релаксации. Качественно ясно, что такой учет приведет к уширению каждого пика, получающегося при $x = \pm 1$. Для наблюдения раздельных линий (пиков) необходимо, чтобы уширение линий было меньше, чем само расщепление, т.е. времена релаксации электронов должны быть больше, чем $\hbar/\Lambda \simeq 10^{-12}$ с. Введя затухания в

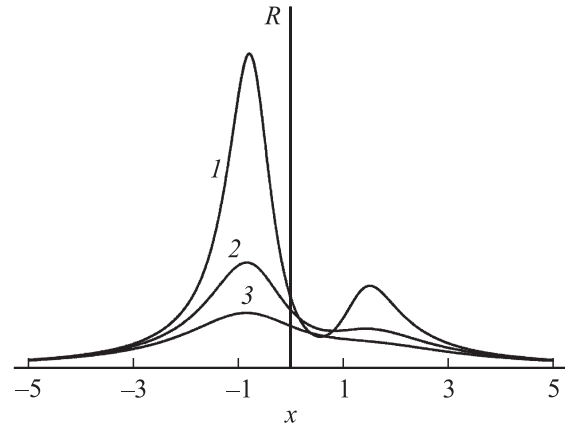


Рис. 1. Коэффициент отражения в зависимости от оптической частоты при расстройке $\eta = -0.3$. Показано, как с увеличением ширины линий γ_e (от кривой 1 к кривой 3) пики размываются.

электронные функции Грина феноменологически, можно написать

$$G_2(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon + i\Gamma_e - E_2 - K_{21}/(\varepsilon + i\Gamma_e - E_1 - \hbar\omega_{\parallel})}. \quad (29)$$

Здесь для простоты полагаем затухание Γ_e одинаковым для обоих уровней 1 и 2. Уже из этого выражения видно, что даже при точном резонансе $\varepsilon - E_1 - \hbar\omega_{\parallel} = 0$ мы можем пренебречь членом в знаменателе, включающим K_{21} , если $\sqrt{K_{21}} \ll \Gamma_e$ и уровень не расщепляется. С учетом уширения можем написать для коэффициента отражения $R = \mathfrak{N}/\mathfrak{D}$

$$\mathfrak{N} = \gamma^2[(\xi + 2\eta)^2 + \gamma_e^2], \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{D} &= (\xi + \eta - \sqrt{1 + \eta^2 + \gamma_e^2})^2 (\xi + \eta + \sqrt{1 + \eta^2 + \gamma_e^2})^2 \\ &+ 4\gamma_e^2(\xi + \eta)^2, \end{aligned} \quad (31)$$

где мы ввели безразмерное электронное затухание $\gamma_e = 4\Gamma_e/\Lambda$ и пренебрегли рекомбинационным уширением по сравнению с затравочным. Рис. 1 показывает, как с увеличением ширины каждой линии двойная структура исчезает. Симметрия же этой двойной структуры линии отражения зависит от расстройки спинового электрон-фононного резонанса (рис. 2). В эксперименте может быть удобнее изменять внешнее магнитное поле при заданной расстройке от оптического межзонного резонанса. На рис. 3 приведены графики зависимостей коэффициента отражения от безразмерного магнитного поля $b = (\mu_B g_c B - \hbar\omega_{\parallel})/\Lambda$ при $\gamma_e = 0.8$ (при расстройке от оптического резонанса, равной нулю и 5 в единицах расщепления линии Λ).

Несколько слов относительно применимости теории возмущений, использованной для нахождения спектра системы. Даже если константа электрон-фононного взаимодействия мала, применимость теории возмущений

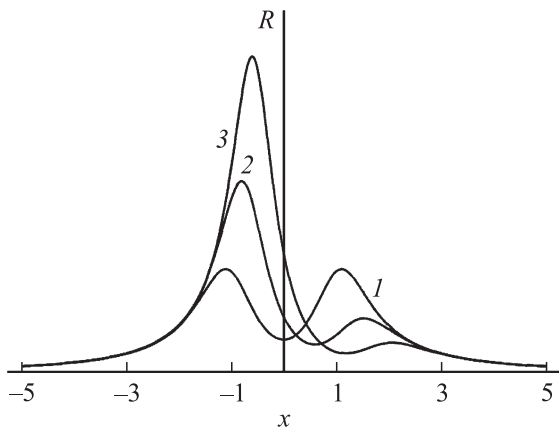


Рис. 2. Коэффициент отражения в зависимости от оптической частоты при ширине линии $\gamma_e = 0.7$. Показано, как с увеличением расстройки от фононного резонанса η (от кривой 1 к кривой 3) растет асимметрия линии.

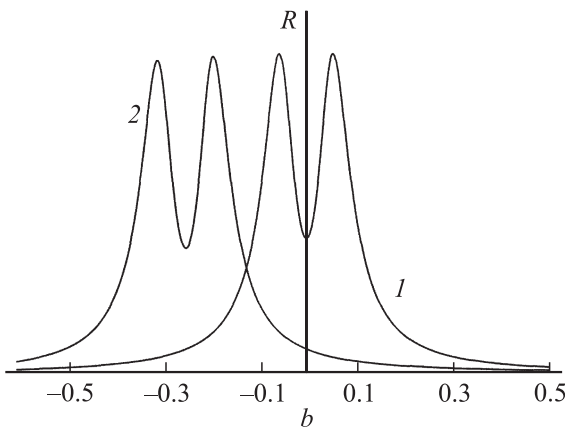


Рис. 3. Коэффициент отражения как функция безразмерного магнитного поля $b = (\mu_{\text{вгс}}B - \hbar\omega_{\parallel})/\Lambda$ при $\gamma_e = 0.8$ для значений расстройки от оптического резонанса, равных нулю (1) и 5Λ (2).

неочевидна, так как добавление каждой новой фононной линии в диаграммах для собственно энергетической части приводит не только к умножению на малую константу электрон-фононной связи, а также и к появлению резонансного (большого) множителя. Такая ситуация не уникальна и встречалась при рассмотрении проблемы полярона в трехмерном случае [23] (см. также обзор [24]), хотя в двумерном случае она имеет ряд особенностей.

Задача сводится к тому, чтобы выделить и просуммировать подпоследовательность наиболее расходящихся диаграмм. В результате получается интегральное уравнение для вершинной части, которое необходимо решить. Аналогично обстоит дело и при обычном магнетофононном резонансе. Однако при СМФР (если исключить случай слишком малых уширений, представляющий лишь академический интерес) теория возмущений работает, так как для этого требуется, чтобы неопределен-

ность уровней была больше чем величина $\omega_0^2(e^2/\epsilon^*l_c)$, т.е. времена короче чем $\hbar\epsilon^*l_c/e^2\omega_0^2 \sim 10^{-10}$ s. Таким образом, существует интервал времен релаксаций, в котором и теория возмущений применима, и расщепление линии вполне заметно.

Мы рассмотрели проявление СМФР в квантовых ямах на полумагнитных полупроводниках в оптических явлениях. Благодаря спин-электрон-фононной связи линия резонансного отражения (равно как и прохождения) расщепляется на две. Расстояние между пиками определяется силой как электрон-фононной связи α , так и спин-орбитальным взаимодействием. Для последнего мы ограничились спин-орбитальным взаимодействием в модели Рашбы–Бычкова. Кроме рассмотренного типа спин-орбитального взаимодействия существует еще спин-орбитальное взаимодействие из-за отсутствия центра инверсии у самой кристаллической структуры [25] — взаимодействие Дрессельхауза. Можно показать, что для квантовой ямы последнее взаимодействие, усредненное по поперечному движению электрона, по существу выглядит также, как и рассмотренное выше. Поэтому взаимодействие Дрессельхауза может привести только к перенормировке константы α_R . Стоит отметить, что константой α_R , связанной с электрическим полем в несимметричной структуре, можно управлять внешним электрическим полем.

Мы также не учитывали возникающие в нашей системе новые колебательные моды. Эти колебательные моды оказываются трех типов [26]: не проникающие в квантовую яму, ограниченные в пределах ямы и интерфейсные (спадающие и в яму и в барьеры). Учет этих деталей свелся бы к тому, что нам надо было бы интегрировать с соответствующим весом при нахождении электрон-фононных матричных элементов. Понятно, что это может повлиять только на оценку величины расщепления Λ .

Авторы благодарят Ю.Г. Кусраева за интересную дискуссию, в ходе которой и возникла тема настоящего исследования. Мы также благодарны В.В. Афонину и В.Д. Кагану за обсуждение и ценные замечания.

Список литературы

- [1] В.Л. Гуревич, Ю.А. Фирсов. ЖЭТФ **40**, 199 (1961).
- [2] В.Л. Гуревич, Ю.А. Фирсов, А.Л. Эфрос. ФТТ **4**, 1813 (1962).
- [3] Yu.A. Firsov, V.L. Gurevich, R.V. Parfeniev, S.S. Shalyt. Phys. Rev. Lett. **12**, 660 (1964).
- [4] Yu.A. Firsov, V.L. Gurevich, R.V. Parfeniev, I.M. Tsidil'kovskii. In: Landau level spectroscopy / Eds G. Landwehr, E.I. Rashba. Elsevier, Amsterdam (1991). P. 1182.
- [5] С.Т. Павлов, Ю.А. Фирсов. ФТТ **7**, 2634 (1965).
- [6] С.Т. Павлов, Ю.А. Фирсов. ЖЭТФ **49**, 1664 (1965).
- [7] С.Т. Павлов, Ю.А. Фирсов. ФТТ **9**, 1780 (1967).
- [8] I.M. Tsidil'kovskii, M.M. Aksel'rod, S.I. Uriskii. Phys. Status Solidi **12**, 667 (1965).
- [9] W. Zawadzki, G. Bauer, H. Kahlert. Phys. Rev. Lett. **35**, 1098 (1975).

- [10] А.В. Комаров, С.М. Рябченко, О.В. Терлецкий, И.И. Жеру, Р.Д. Иванчук. *ЖЭТФ* **73**, 608 (1977).
- [11] J.L. Gaj, R.R. Galazka, M. Nawrocki. *Solid State Commun.* **25**, 193 (1978).
- [12] D.U. Bartholomew, J.K. Furdyna, A.K. Ramdas. *Phys. Rev. B* **34**, 6943 (1986).
- [13] A.K. Bhattacharjee, G. Fishman, B. Coqblin. *Physica B+C* **117–118**, 449 (1983).
- [14] B.E. Larsen, K.C. Hass, H. Ehrenreich, A.E. Carlsson. *Phys. Rev. B* **37**, 4137 (1988).
- [15] A.K. Bhattacharjee. *Phys. Rev. B* **41**, 5696 (1990).
- [16] J.A. Gaj, R. Planel, G. Fishman. *Solid State Commun.* **29**, 435 (1979).
- [17] Л.И. Коровин, С.Т. Павлов. *ЖЭТФ* **53**, 1708 (1967).
- [18] S. Das Sarma, A. Madhukar. *Phys. Rev. B* **22**, 2823 (1980).
- [19] И.Г. Ланг, Л.И. Коровин, С.Т. Павлов. *ФТТ* **47**, 1704 (1005); *ФТТ* **48**, 1693 (2006).
- [20] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*. Наука, М. (1972).
- [21] Ю.А. Бычков, Е.И. Рашба. *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984).
- [22] R. Winkler. *Phys. Rev. B* **62**, 4245 (2000).
- [23] Л.П. Питаевский. *ЖЭТФ* **36**, 1168 (1959).
- [24] И.Б. Левинсон, Е.И. Рашба. *УФН* **111**, 683 (1973).
- [25] G. Dresselhaus. *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).
- [26] N. Mori, T. Ando. *Phys. Rev. B* **40**, 6175 (1989).