МАГНЕТОПОЛЯРОН В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ НИТИ

© *Е.П.Покатилов, С.Н.Климин, С.Н.Балабан, С.И.Берил**

Молдавский государственный университет,
277009 Кишинев, Молдова
*Приднестровский государственно-корпоративный университет им.Т.Г.Шевченко, Тирасполь, Молдова
(Получена 13 февраля 1995 г. Принята к печати 29 мая 1995 г.)

Получен энергетический спектр электрона в цилиндрической нити с бесконечно высоким барьером на границе и параболическим потенциалом внутри нити. Исследовано преобразование спектра с ростом осцилляторной (Ω) и магнитной (ω_H) частот. Методом теории возмущений, в приближении Вигнера–Бриллюэна, вычислены поляронные поправки к электронным энергетическим уровням и трансляционной эффективной массе, обусловленные взаимодействием с объемноподобными и интерфейсными модами, и получены их зависимости от магнитного поля. Рассмотрен эффект магнетополяронного резонанса, рассчитана величина расщепления резонансных поляронных уровней.

1. Введение

Субмикронные структуры пониженной размерности (двумерные — 2D, одномерные — 1D, нуль-мерные — 0D) с частично или полностью дискретными энергетическими спектрами, обусловленными размерным квантованием зонных энергетических спектров ионного кристалла, являются новыми физическими объектами, привлекательными как с точки зрения чисто научных исследований, так и для целей создания электронных устройств нового поколения. К настоящему времени благодаря успехам технологии получены и интенсивно исследуются не только совершенные плоские многослойные структуры, но также нитеподобные и точечноподобные [1–3]. Так, недавно сообщалось об изготовлении различного вида совершенных нитей и экспериментальном исследовании магнетофотолюминесценции в них [4]. Достижения в изготовлении структур пониженной резмерности стимулируют интерес теории к развитию адекватных моделей, необходимых для описания физических явлений в них [5–13]. Квантовые нити представляют интерес в том отношении, что в них имеет место более многостороннее ограничение по сравнению со слоями и вместе с тем возможен перенос носителей заряда в отличие от точек.

Электронное квантование принято рассматривать в моделях, использующих вертикальные барьеры конечной или бесконечной высоты, а также параболические потенциалы [8–12,14]. Начало обсуждению фононного спектра в условиях размерного квантования было положено в работе [15]. В настоящее время интерес к этой проблеме возрос еще больше в связи с прямым экспериментальным наблюдением фононных мод методом рамановского рассеяния света [16,17].

При исследовании поляронной проблемы в структурах пониженной размерности необходимо учитывать как электронное, так и фононное квантование. В работах [9,12,14,18] рассматривались поляронные состояния в проволоке с прямоугольным сечением. Для описания электронного квантования использовался параболический потенциал, но фононы брались трехмерными. Одномерный параболический потенциал использован в работах [9,12] при расчетах магнетополяронных явлений. Анизотропный параболический потенциал был использован в работе [19] для описания состояния экситона в проволоке в присутствии магнитного поля, направленного вдоль ее оси. В недавних работах [8–10] проблемы магнетополярона в слое, нити, точке изучались детально. В них получены решения уравнения Шредингера в магнитном поле с параболическим потнециалом. В указанных работах в приближении слабого взаимодействия электрона с трехмерными (3D) фононами найдены поляронные вклады в энергию, эффективную массу, вычислены поляронные расщепления пересекающихся уровней. Отметим, что параболический потенциал с осцилляторной энергией $\hbar\Omega \simeq 10$ мэВ [9] не обеспечивает квантования электронов при малых радиусах цилиндра. Необходим также учет фононного квантования.

В настоящей работе мы рассматриваем магнетополяронные состояния в цилиндрической квантовой нити с бесконечным потенциалом на ее поверхности и двумерным параболическим потенциалом внутри ее. Для вычисления поляронных параметров используется электрон-фононный гамильтониан, включающий взаимодействие электрона с объемноподобными и интерфейсными фононами, выведенный для цилиндрической нити в работе [13].

2. Волновая функция и энергия электрона

Волновая функция и энергия электрона в цилиндрической яме с параболическим дном в магнитном поле $\mathcal{H}$, направленном параллельно оси z цилиндра, находятся из решения уравнения Шредингера с гамильтонианом в цилиндрической системе координат:

$$\hat{H}_e = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} - \frac{e\hbar}{2Mc}\mathcal{H}\hat{l}_z + \frac{e^2\mathcal{H}^2}{8Mc^2}\rho^2 + U(\rho), \tag{1}$$

где $\hat{l}_z = -i\,\partial/\partial\varphi$ — оператор z-проекции момента.

Полный потенциал U включает барьер на поверхности цилиндра, $\rho = R$,

$$U_b = \begin{cases} 0, & \rho < R \\ \infty, & \rho > R \end{cases} \tag{2}$$

и параболический потенциал внутри цилиндра, $\rho < R$,

$$U_0 = \frac{M\Omega^2}{2}\rho^2. \tag{3}$$

Собственные функции гамильтониана (1) имеют вид

$$\Psi_{m,k}(\rho,\varphi,z) = \frac{A}{2\pi}\mathrm{e}^{i(kz+m\varphi)}\mathrm{e}^{-\rho^2/2a^2}\left(\frac{\rho^2}{a^2}\right)^{|m|/2}{}_1F_1\left(-\nu_r^{|m|}, |m|+1, \frac{\rho^2}{a^2}\right), \tag{4}$$

где ${}_1F_1(\nu,\gamma,\rho)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [20],

$$\frac{1}{a^4} = \frac{1}{4a_H^4} + \frac{1}{a_0^4}, \quad a_H = \sqrt{\frac{\hbar}{M\omega_H}}, \quad a_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{M\Omega}}, \quad \omega_H = \frac{|e|\mathcal{H}}{Mc}. \tag{5}$$

Собственные значения гамильтониана (1) E_γ определяются выражением

$$E_\gamma - \frac{\hbar^2 k^2}{2M} = E_{\nu,m} = \hbar\tilde{\omega}\left(\nu_r^{|m|} + \frac{|m|+1}{2}\right) + \hbar\omega_H\frac{m}{2} \qquad \gamma = (m, \nu_r^{|m|}, k), \tag{6}$$

$$\tilde{\omega} = \left[\omega_H^2 + (2\Omega)^2\right]^{1/2}$$

находится из условия обращения в нуль на границе $\rho = R$ вырожденной гипергеометрической функции

$${}_1F_1\left(-\nu_r^{|m|}, |m|+1, \frac{R^2}{a^2}\right) = 0. \tag{7}$$

В пределе $z = 0$, $R \to \infty$, $\Omega \neq 0$ из (5) и (7) следуют результаты работ [10,11], а в пределе $z = 0$, $R = \mathrm{const}$, $\Omega = 0$ — результаты работы [11].

В пределе $R/a \to 0$ асимптотика корней уравнения (7) имеет вид $\nu_r^{|m|} \approx j_{|m|,r}^2(a^2/4R^2)$, где $j_{|m|,r}$ — r-й нуль функции Бесселя $J_m(x)$ и энергетические уровни определяются размерным квантованием.

При $\mathcal{H} = 0$ в части спектра, лежащей значительно ниже уровня

$$U_0(R) = \frac{MR^2\Omega^2}{2} \gg E\left(\nu_r^{|m|}, |m|, \Omega\right), \tag{8}$$

энергия приобретает осцилляторный вид,

$$E_{n_0}(\Omega) = \hbar\Omega(n_0+1), \tag{9}$$

с кратностью вырождения $n_0 + 1$, где $n_0 = 2(r-1) + |m|$ — квантовое число двумерного осциллятора. В районе (выше и ниже) $U_0(R)$ имеет место расщепление осцилляторных уровней барьерным потенциалом U_b на $n_0/2 + 1$ в случае четного n_0 и $(n_0+1)/2$ в случае нечетного n_0.

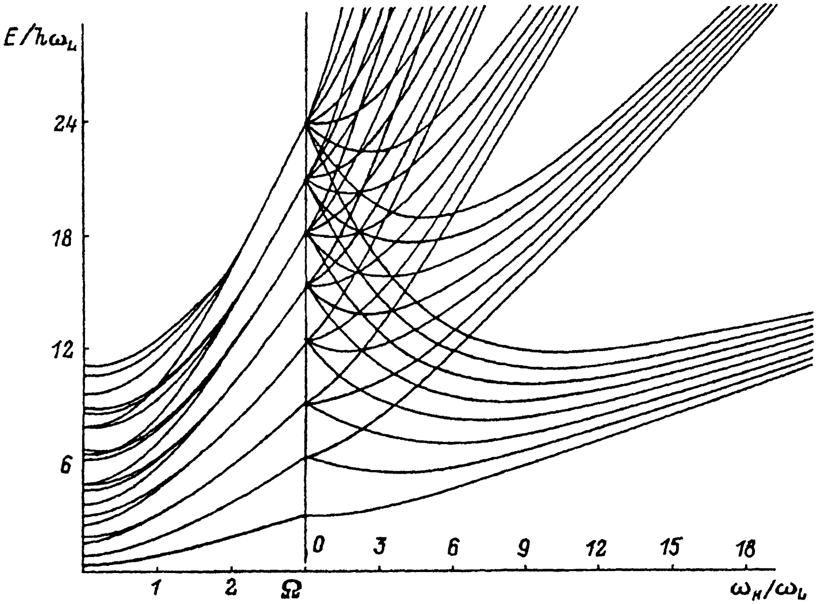

Рис. 1. Спектр энергий электрона в цилиндрической нити. В интервале 0–3 (слева) переменной взята частота Ω при $\omega_H = 0$, т.е. $\tilde{\omega} = 2\Omega$. При значениях аргумента > 3 (справа) переменной является $\tilde{\omega} = \sqrt{\omega_H^2 + 4\Omega^2}$ с фиксированным значением $\Omega = 3$.

Наконец, при очень больших энергиях $E_{m,r} \gg U_0(R)$ имеем спектр размерного квантования с двукратно вырожденными по знаку m уровнями. На рис. 1 (левая часть) представлен электронный спектр в зависимости от Ω при радиусе цилиндра $R/R_p = 4$ (где $R_p = \sqrt{\hbar/2M\omega_L}$). На нем хорошо видно расщепление более высоких уровней энергии барьерным полем и вырождение более низких. Общий случай описывается формулой (6). В области слабых магнитных полей, $a_H \gg a_0$, $\omega_H \ll \Omega$, имеет место расщепление всех уровней с $n_0 \neq 0$ и полное снятие вырождения. В этом пределе вклад ω_H в $\tilde{\omega}$ мал и величина расщепления определяется слагаемым $\hbar\omega_H m/2$ в общей формуле (6). В противоположном пределе сильных магнитных полей, когда $\omega_H \gg \Omega$ и магнитный радиус $a_H \ll a_0$, корни $\nu_r^{|m|}$ уравнения (7), как было указано, вырождаются, и уравнение для энергии имеет вид

$$E = \hbar\omega_H \left(n + \frac{1}{2}\right), \tag{10}$$

где $n \equiv r - 1 + (m + |m|)/2$ — квантовое число Ландау. На рис. 1 (правая часть) показано превращение с ростом ω_H при фиксированном Ω размерно-осцилляторных уровней в уровни Ландау. Для дальнейшего важно обратить внимание на взаимное пересечение и инверсию уровней с положительными и отрицательными m.

3. Энергия и эффективная масса полярона

Гамильтониан электрон-фононного взаимодействия в цилиндрической нити получен авторами этой работы в [13]. Для упрощения численных расчетов мы ограничимся случаем размерно-магнитного квантования ($\Omega = 0$).

Гамильтониан поляронной задачи имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_{ph} + \hat{H}_{e-ph}. \tag{11}$$

Здесь $\hat{H}_1 = \hat{H}_e + \hat{H}_{SA}$ — электронная часть гамильтониана, включающая гамильтониан (1) с потенциалом $U = U_b$ и потенциальную энергию самовоздействия (потенциальная энергия сил изображения), которая для электрона внутри цилиндра имеет вид [13]

$$U_{SA}(\rho) = \frac{\alpha_F \hbar\omega_L}{R} \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\varepsilon_{10}}{(\varepsilon_{10} - \varepsilon_1)\varepsilon_1} \frac{1}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\eta \frac{\eta K'_m(\eta) K_m(\eta) I_m^2(\eta\rho)}{1 - (\varepsilon_1/\varepsilon_2 - 1) K'_m(\eta) I_m(\eta)\eta}, \tag{12}$$

где

$$\alpha_F = \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 R_p \hbar\omega_L} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_{10}} \right)$$

— константа электрон-фононного взаимодействия Пекара–Фрелиха, $I_m(x)$, $K_m(x)$ — цилиндрические функции мнимого аргумента, $I'_m(x)$, $K'_m(x)$ — их производные [20]. Функция $U_{SA}(\rho)$ является монотонно убывающей или монотонно возрастающей от оси цилиндра в зависимости от знака $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$. Вклад в энергию электрона от самовоздействия быстро убывает как $\sim 1/R$. На рис. 2 приведена зависимость от магнитного поля энергии $\Delta E_{\gamma,SA} = \langle \Psi_\gamma | U_{SA} | \Psi_\gamma \rangle$ для $\gamma = (0,1), (\pm 1, 1)$. Уменьшение $|\Delta E_{\gamma,SA}|$ объясняется усилением локализации электрона вблизи центра цилиндра по мере роста магнитного поля.

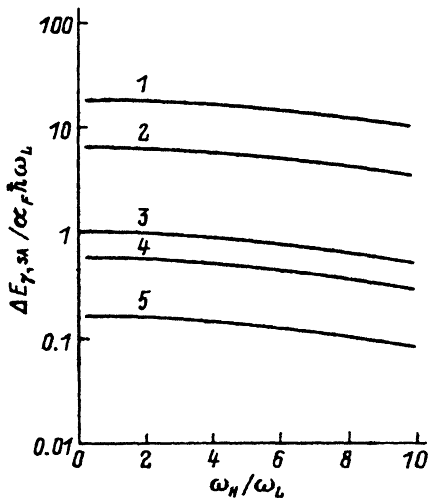

Рис. 2. Зависимость энергии самовоздействия от магнитного поля. Диэлектрическая проницаемость вещества внутри цилиндра $\varepsilon_1 = 10.6$ (GaAs), внешней среды ε_2: *1* — 1, *2* — 3, *3* — 15, *4* — 9 (AlAs), *5* — 10.1.

Гамильтониан свободных фононов

$$\hat{H}_{ph} = \sum_{l,\eta,q} \hbar\omega_b \hat{a}^+_{lq\eta} \hat{a}_{lq\eta} + \sum_{l,\eta} \hbar\omega_s(l,\eta) \hat{b}^+_{l\eta} + \hat{b}_{l\eta} \quad (13)$$

включает объемную и поверхностную ветви колебаний. Объемная и интерфейсная части гамильтониана электрон-фононного взаимодействия имеют вид

$$H^b_{e-ph} = \sum_{\chi^b} = \left[\Gamma^b(\rho,\eta,l,q_l) \mathrm{e}^{i(\eta z + l\varphi)} \hat{a}_{l,q,\eta} + c.c.\right], \quad (14)$$

$$H^s_{e-ph} = \sum_{\chi^s} \left[\Gamma^s(\rho,\eta,l) \mathrm{e}^{i(\eta z + l\varphi)} \hat{b}_{l,\eta} + c.c.\right], \quad (15)$$

где $\chi^b = (l,q,\eta)$ и $\chi^s = (l,\eta)$ — полные наборы квантовых чисел для объемных (b) и поверхностных (s) мод. Амплитуды электрон-фононного взаимодействия $\Gamma^b(\rho,l,q_l,\eta)$ и $\Gamma^s(\rho,l,\eta)$, приведенные в работе [13] для общего случая многослойного цилиндра с полярными слоями, сильно упрощаются для рассматриваемого случая полярной нити в неполярной среде.

В приближении теории возмущений Вигнера–Бриллюэна для энергии полярона имеем уравнение

$$E = E^0_{\gamma_0,n^0_\chi} - \sum_{\gamma,n_\chi} \frac{\left|\left\langle \Psi_{\gamma,n_\chi} \middle| \hat{H}_{e-ph} \middle| \Psi_{\gamma_0,n^0_\chi} \right\rangle\right|^2}{E^0_{\gamma,n_\chi} - E}, \quad (16)$$

где $\Psi_{\gamma,n_\chi} = \Psi(\rho;\gamma)|n_\chi\rangle$ с $\gamma = (\nu_r, m, k)$ — волновая функция нулевого приближения, в которой $\Psi(\rho;\gamma)$ и $|n_\chi\rangle$ — собственные функции гамильтонианов $\hat{H}_e$ и $\hat{H}_{ph}$, n_χ — фононное заполенение состояния χ. Фононную волновую функцию, описывающую начальное состояние, будем считать вакуумной, $n^0_\chi = 0$. Поскольку оператор $\hat{H}_{e-ph}$ — однофононный, в возмущенном состоянии должен быть один фонон $n_\chi = 1$: $E^0_{\gamma,1_\chi} = E^0_\gamma + \hbar\omega_\chi$. Этот электрон-фононный уровень будем называть виртуальным. Искомую энергию E представим в виде суммы $E = E^0_{\gamma_0,0_\chi} + \Delta E_p(\gamma)$, где ΔE_p — поляронная поправка. Разность энергий в знаменателе формулы (16) записывается в виде

$$\Delta E^{\gamma_0 0_\chi}_{\gamma 1_\chi} = E^0_\gamma - E^0_{\gamma_0} + \hbar\omega_\chi + \frac{\hbar^2\eta^2}{2M} - \frac{\hbar^2\eta k_0}{M} + \Delta E_p(\gamma). \quad (17)$$

Раскладывая в формуле (16) поляронную часть по k_0 и ограничиваясь слагаемыми $\sim k_0^2$, мы получаем при $k_0 = 0$ уравнение для поляронных сдвигов, а часть $\sim k_0^2$ дает поправки к трансляционной эффективной массе.

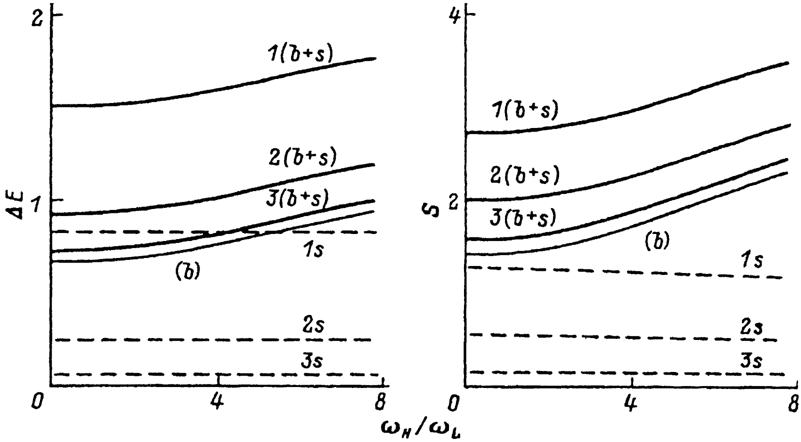

Рис. 3. Зависимость поляронной энергии (слева) и параметра S эффективной массы (справа) от магнитного поля. 1s, 2s, 3s — поверхностные поляронные вклады при $\varepsilon_2 = 1$, 3, 9 (AlAs) соответственно; b — объемный вклад; $1(b+s)$, $2(b+s)$, $3(b+s)$ — соответствующие полные поляронные энергии.

При расчете поляронных поправок к энергии основного состояния ΔE_p можно ими пренебречь в знаменателях формулы (16), что соответствует использованию теории возмущений Рэлея–Шредингера. Некоторые результаты такого расчета для $R/R_p = 2$ с использованием параметров GaAs [24] ($m^* = 0.06624m$, $\omega_L = 5.5 \cdot 10^{13}\,\text{c}^{-1}$, $\varepsilon_0 = 12.87$, $\varepsilon_\infty = 10.9$, $\alpha_F = 0.07$) показаны на рис. 3 (слева), где приведены зависимости поверхностных вкладов $|\Delta E_p^{(s)}|/\alpha_F\hbar\omega_L$ (штриховые линии 1s, 2s, 3s для $\varepsilon_2 = 1$, 3, 9 соответственно), объемного вклада $|\Delta E_p^{(b)}|/\alpha_F\hbar\omega_L$ (тонкая линия b), а также суммарного поляронного сдвига $|\Delta E_p^{(b)} + \Delta E_p^{(s)}|/\alpha_F\hbar\omega_L$ (толстые линии $1(b+s)$, $2(b+s)$, $3(b+s)$) от магнитного поля, взятого в единицах ω_H/ω_L. Поверхностный вклад, обусловленный в основном взаимодействием с нулевой интерфейсной модой ($l = 0$), практически не зависит от магнитного поля, резко уменьшается с ростом диэлектрической проницаемости внешней среды ε_2. При больших R объемный вклад возрастает, стремясь к пределу $\Delta E_p^{(b)}/\alpha_F\hbar\omega_L = 1$, а поверхностный быстро убывает. Отметим, что в зависимости от значений ε_2, R, ω_H $|\Delta E_p^{(b)} + \Delta E_p^{(s)}|/\alpha_F\hbar\omega_L$ может быть как больше, так и меньше единицы. Известно, что по мере уменьшения размерности электронного газа энергия при взаимодействии с 3D фононами растет. При учете размерного квантования фононов подобное сравнение независимо от выбора внешней среды можно сделать для объемных поляронных вкладов $\Delta E_p^{(b)}$. Если для слоя (2D) толщины L $\Delta E_p^{(b)}|_{L\to 0} \to 0$, то для цилиндра (1D) радиуса R $\Delta E_p^{(b)}(R)|_{R\to 0} \to \text{const}$ и для шара (0D) радиуса R $\Delta E_p^{(b)}(R)|_{R\to 0} \to \infty$ [13].

Переходя в формуле (16) от суммы по η к интегралу и выполняя интегрирование, получаем два различных уравнения для вычисления поляронных смещений ΔE_{p1} и ΔE_{p2} в зависимости от знака резонансного слагаемого $E^0_\gamma = \hbar\omega_\chi - E$. Величина расщепления, определенная как разность поляронных сдвигов $\Delta E_p = \Delta E_{p1} - \Delta E_{p2}$ в точке резонанса $\beta^{\gamma_0}_{\gamma_1} = E_{\gamma_1} + \hbar\omega_\chi - E_{\gamma_0} = 0$, вычисленная на основе формулы (16), дает $\Delta E_p \sim \alpha_F^{2/3}$ для объемного вклада. Этот результат совпадает с полученным для задачи с 3D электронами и фононами в магнитном поле, так как в обоих случаях электрон имеет одну трансляционную степень свободы. В отличие от этого для 2D электрона (в слое) в наклонном магнитном поле благодаря полному размерному квантованию электронного спектра получается $\Delta E_p \sim \alpha_F^{1/2}$ [8].

Для построения резонансных кривых необходимо решить два уравнения, полученных после интегрирования по η, в которых искомая величина ΔE_p сохраняется только в резонансных слагаемых:

$$\sum_{q_j^l} \frac{\left|\left\langle \Psi_{m_1,\nu_1} \middle| H_{e-ph} \middle| \Psi_{m_0,\nu_0} \right\rangle\right|^2}{\left(\beta^{\gamma_0}_\gamma - \Delta E_{p1}\right)\left(\beta^{\gamma_0}_\gamma - \Delta E_{p1} + q_j^l\right) q_j^l} + S_+ = -\Delta E_{p1} \quad \beta^{\gamma_0}_\gamma - \Delta E_{p1} > 0, \tag{18}$$

$$-\sum_{q_j^l} \frac{\left|\left\langle \Psi_{m_1,\nu_1} \middle| H_{e-ph} \middle| \Psi_{m_0,\nu_0} \right\rangle\right|^2}{\left[\left(\beta^{\gamma_0}_\gamma - \Delta E_{p2}\right)^2 + \left(q_j^l\right)^2\right] q_j^l} + S_- = -\Delta E_{p2} \quad \beta^{\gamma_0}_\gamma - \Delta E_{p2} \leqslant 0, \tag{19}$$

где $S_\pm$ — сумма всех нерезонансных слагаемых, включая поверхностную часть.

Результаты численных расчетов расщеплений с использованием параметров кристаллов GaAs, AlAs ($\omega_L = 7.61 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$, $\varepsilon_\infty = 9$) при резонансе уровня $(-1, 1)$ с $(0, 1)$ (пересечение электронного уровня $(-1, 1)$ с виртуальным $(0, 1)$; относительно сильное размерное квантование) и при резонансах электронного уровня $(1, 1)$ с $(-1, 1)$ и $(0, 1)$ (относительно слабое размерное квантование) приведены на рис. 4,*a* и 4,*b*. Тонкими

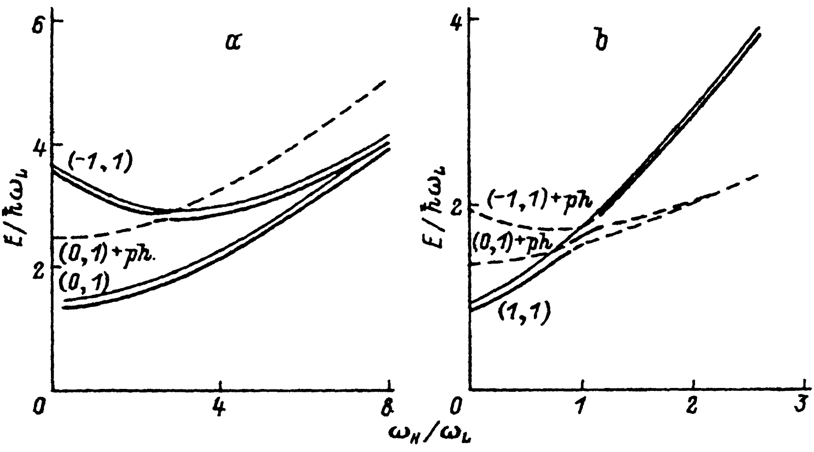

Рис. 4. Расщепление поляронных уровней. *a* — резонанс уровней $(0,1)$–$(-1,1)$; *b* — резонанс уровней $(0,1)$–$(1,1)$ и $(-1,1)$–$(1,1)$.

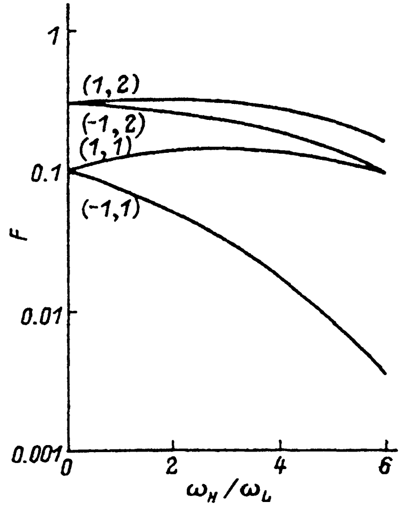

Рис. 5. Зависимости от магнитного поля силы осцилляторов F для переходов с основного уровня (0,1) на уровни, указанные у кривых.

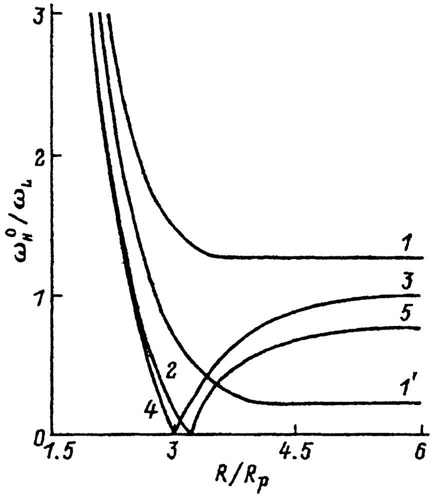

Рис. 6. Зависимость безразмерной резонансной частоты ω_H^0/ω_L от радиуса цилиндрической нити в единицах R_p.

линиями показаны электронные уровни $E_\gamma^0/\hbar\omega_L$, штриховой — виртуальные $(E_\gamma^0 + \hbar\omega_L)/\hbar\omega_L$, а толстыми — поляронные $(E_\gamma^0 + \Delta E_p)/\hbar\omega_L$ в зависимости от ω_H/ω_L при $R/R_p = 2$ (a) и $R/R_p = 4$ (b). Особенностью правого резонанса на рис. 4,b является фиксированность его положения $\omega_H^0 = \omega_L$ независимо от значений параметров размерного квантования Ω, R. Отметим, что переходу $E^0(-1,1) \to E^0(1,1)$ соответствует изменение электронного магнитного момента $\Delta m = 2$, поэтому он запрещен для одноквантовых излучательных переходов, но не запрещен для безызлучательных. Зависимость силы осцилляторов

$$F_{\gamma\gamma_0} = \frac{2M\omega_{\gamma\gamma_0}}{\hbar}\left|\left\langle\gamma\left|\rho e^{i\varphi}\right|\gamma_0\right\rangle\right|^2$$

для различных переходов $(0,1) \to (\pm 1.1)$ от магнитного поля приведена на рис. 5.

На рис. 6 показаны зависимости резонансной магнитной частоты ω_H^0/ω_L, определяемой из равенства $\beta_{\gamma_1}^{\gamma_0}(\omega_H^0, R) = 0$, от R/R_p. Кривые *1* и *1'* соответствуют преходу $(0.1) \to (-1.1)$ при $\Omega/\omega_L = 1.5$ и 1.1. При малых Ω/ω_L возможны как переходы $(0.1) \to (-1.1)$ (кривые *2* — для $\Omega/\omega_L = 0.5$ и *4* — для $\Omega/\omega_L = 0.1$), так и переходы $(0.1) \to (1.1)$ (кривые *3* — для $\Omega/\omega_L = 0.1$ и *5* — для $\Omega/\omega_L = 0.5$). При больших R/R_p находим, что $\omega_H^0 = |\omega_L^2 - \Omega^2|/\omega_L$ перестает зависеть от R, выходит на известный предел $\omega_H^0 = \omega_L$ при $\Omega = 0$. Имеется интервал R, при которых $\omega_H < \omega_L$ для $\Omega < \sqrt{2}\omega_L$.

Расчет трансляционной поляронной эффективной массы M_{eff} производится описанным способом в соответствии с ее определением:

$$E_{\gamma_0} = E_{m_0\nu_0} + \Delta E_p + \frac{\hbar^2 k_0^2}{2M_{\text{eff}}}, \tag{20}$$

$$\frac{1}{M_{\text{eff}}} = \frac{1}{M}\left(1 - \frac{\alpha_F S}{6}\right), \tag{21}$$

где $\alpha_F S/6$ — коэффициент при $\sim k_0^2$ в разложении формулы (16) по k_0.

Результаты расчета для основного состояния при $R/R_p = 2$ показаны на рис. 3 (справа), где штриховые линии $1s$, $2s$, $3s$ соответствуют функциям $S^{(s)}(\omega_H,\,R)$ для поверхностных фононов при $\varepsilon_2 = 1,\,3,\,9$, тонкая линия b дает функцию $S^{(b)}(\omega_H,\,R)$ для объемных фононов, а толстые линии $1(b+s)$, $2(b+s)$, $3(b+s)$ — их суммы $S^{(s)} + S^{(b)}$. Объемная часть возрастает, а поверхностная убывает с ростом ω_H при фиксированном R.

Таким образом, можно утверждать, что размерный эффект ослабляет влияние магнитного поля на поляронные вклады в энергию и эффективную массу электрона, особенно в области сильного квантования (малые R, большие Ω), но в некотором интервале значений радиуса R облегчает достижение магнетофононного резонанса $0 \leqslant \omega_H^0 \leqslant \omega_L$.

Авторы благодарят International Science Foundation за поддержку этой работы — грант № RZD000.

Список литературы

[1] E. Kapon, E. Kash, E.M. Clousen, Jr., D.M. Hwang, E. Colas. Appl. Phys. Lett., **60**, 477 (1992).
[2] S. Tsukamoto, Y. Nagamune, M. Nishioka, Y. Arakawa. Appl. Phys. Lett., **63**, 355 (1993).
[3] D. Schooss, A. Mews, A. Eychmueller, H. Weller. Phys. Rev. B, **49**, 17072 (1994).
[4] Y. Nagamune, Y. Arakawa, S. Tsukamoto, M. Nishioka, S. Sasaki, N. Miura. Phys. Rev. Lett., **69**, 2963 (1992).
[5] В.С. Бабиченко, Л.В. Келдыш, А.П. Силин. ФТТ, **22**, 1238 (1980).
[6] Е.А. Андрюшин, А.П. Силин. ФТТ, **30**, 3253 (1988).
[7] Е.А. Андрюшин, А.П. Силин. ФТП, **27**, 1256 (1993).
[8] R. Haupt, L. Wendler. Annals of Physics, **233**, N 2, 214 (1994).
[9] L. Wendler, A.V. Chaplik, R. Haupt, O. Hipolito. J. Phys.: Condens. Matter., **5**, 4817 (1993).
[10] L. Wendler, A.V. Chaplik, R. Haupt, O. Hipolito. J. Phys.: Condens. Matter., **5**, 8031 (1993).
[11] F. Geerinckx, F.M. Peeters, J.T. Devreese. Sol. St. Sci., **101**, 344 (1992).
[12] P. Vasilopoulos, P. Warmenbol, F.M. Peeters, J.T. Devreese. Phys. Rev. B, **40**, 1810 (1989).
[13] S.N. Klimin, E.P. Pokatilov, V.M. Fomin. Phys. St. Sol. (b), **184**, 373 (1994).
[14] K.D. Zhu, S.W. Gu. Phys. Lett. A, **171**, 113 (1992).
[15] R. Fuchs, K.L. Kliewer. Phys. Rev. A, **140**, 2076 (1965).
[16] A.K. Sood, L. Menendez, M. Cardona, K.P. Ploog. Phys. Rev. Lett., **54**, 2111 (1985).
[17] M. Cardona. Superlatt. Microstr., **5**, 27 (1989).
[18] M. Stroscio. Phys. Rev. B, **40**, 6428 (1989).
[19] T. Tanaka, Y. Arakawa, G. Bauer. Phys. Rev. B, **50**, 7719 (1994).
[20] И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М., Наука, 1971).
[21] И.Б. Левинсон, Е.И. Рашба. УФН, **111**, 683 (1973).
[22] G.Q. Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese. Phys. Rev. B, **42**, 11063 (1991).
[23] G.Q. Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese. Phys. Rev. B, **48**, 4666 (1993).
[24] E. Burstein, A. Pinchuk, R.F. Walles. J. Phys. Chem. Sol., **32**, 251 (1971).

Редактор Л.В. Шаронова

Magnetopolaron in a cylindrical quantum wire

*E.P.Pokatilov, S.N.Klimin, S.N.Balaban, S.I.Beryl**

Moldavian State University, 277009 Kishinev, Moldova
*T.G.Shevchenko Pridnestrovie State University, Tiraspol, Russia