Гибридно-примесный резонанс в трехмерной анизотропной квантовой проволоке

© В.А. Маргулис, Н.Ф. Павлова, А.В. Шорохов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
430000 Саранск, Россия

E-mail: theorphysics@mrsu.ru

(Поступила в Редакцию 28 июня 2005 г.)

Теоретически исследовано поглощение электромагнитного излучения трехмерной анизотропной квантовой проволокой с учетом процессов, связанных с одновременным рассеянием на ионизованной примеси. Изучена зависимость коэффициента поглощения от частоты излучения и магнитного поля. Исследована форма кривой поглощения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-16145).

PACS: 73.21.Hb, 73.63.Nm, 73.90.+f

1. Введение

Квантовые проволоки привлекают к себе большое внимание в связи с их потенциальным применением в новых оптоэлектронных устройствах [1,2], в частности, в инфракрасных детекторах [3]. Кроме того, само по себе изучение внутризонных оптических переходов между квантованными уровнями наноструктур представляет собой мощный инструмент для исследования фундаментальных свойств наноструктур [4]. Отметим, что наличие внешнего магнитного поля дает возможность управлять рабочей частотой инфракрасного детектора на квантовых проволоках и величиной внутризонного поглощения света. В квантовых проволоках возможны внутризонные резонансы различных типов. В частности, кроме прямого поглощения электромагнитного излучения возможны процессы, происходящие при поглощении (испускании) фотона с одновременными поглощением (испусканием фонона) или рассеянием на примеси. Последние процессы кроме чисто научного интереса, позволяющего изучить механизмы рассеяния в квантовых наноструктурах, имеют и важный практический интерес, так как дают возможность определить потери в оптических устройствах, основанных на квантовых наноструктурах. Поэтому различные процессы, связанные с влиянием примесного рассеяния на поглощение в наноструктурах привлекают к себе большое внимание [5–11].

Рассмотрим резонансы, возникающие при поглощении электромагнитного излучения электронами квантовой проволоки с одновременным рассеянием на ионизованной примеси. Такие процессы можно рассматривать во втором порядке теории возмущений по электрон-фотонному и электрон-примесному возмущениям [12]. Будем считать, что все примеси одинаковые и расположены в проволоке хаотично. Тогда, усредняя вероятность рассеяния по всем примесям, получим, что вероятность рассеяния на N_i примесях равна вероятности рассеяния на одной примеси, умноженной на число примесей N_i.

Экранированный потенциал ионизованной примеси имеет хорошо известный вид

$$U(r) = \frac{ze^2}{\varepsilon r}\exp(-kr), \qquad (1)$$

здесь ε — диэлектрическая постоянная, ze — заряд примеси, $k = 1/r_0$, где r_0 — радиус экранирования. Как известно, для невырожденных полупроводников радиус экранирования не зависит от магнитного поля и равен дебаевскому радиусу [13], поэтому в дальнейшем k предполагается не зависящим от магнитного поля $\mathbf{B}$. Кроме того, будем продполагать, что энергия фотона $\hbar\omega$ много больше температуры T и столкновительная ширина уровней электронов $\hbar/\tau$ мала по сравнению с T и $\hbar\omega$. Здесь τ — время релаксации электронного импульса на рассеивателях.

Гамильтониан электрона в трехмерной анизотропной параболической квантовой проволоке, помещенной в продольно направленное магнитное поле $\mathbf{B}$, имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m^*}\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 + \frac{m^*}{2}\left(\Omega_x^2 x^2 + \Omega_z^2 z^2\right), \qquad (2)$$

где m^* — электронная эффективная масса; Ω_x, Ω_z — характеристические частоты параболического потенциала конфаймента; $\mathbf{A}$ — векторный потенциал магнитного поля, который удобно выбрать в виде

$$\mathbf{A} = \left(\frac{1}{2}Bz,\ 0,\ -\frac{1}{2}Bx\right).$$

Прямое вычисление матричных элементов электрон-фотонного и электрон-примесного взаимодействий является сложной задачей. Будем решать эту проблему, используя метод линейного канонического преобразования фазового пространства системы [14]. Используя данный подход, можно преобразовать гамильтониан квантовой проволоки в магнитном поле к гамильтониану без магнитного поля, но с другими гибридными частотами параболического потенциала. Итак, посредством канонического преобразования фазового пространства гамильтониан (2) приводится к следующему виду:

$$H = \frac{1}{2m^*}\left(P_1^2 + P_2^2 + P_3^2\right) + \frac{m^*}{2}\left(\omega_1^2 Q_1^2 + \omega_3^2 Q_3^2\right). \tag{3}$$

Здесь P, Q — новые фазовые переменные, ω_i $(i = 1,\ 3)$ — гибридные частоты

$$\omega_{1,3} = \frac{1}{2}\left[\sqrt{(\Omega_x + \Omega_z)^2 + \omega_c^2} \pm \sqrt{(\Omega_x - \Omega_z)^2 + \omega_c^2}\right], \tag{4}$$

где $\omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная частота. Спектр гамильтониана (3) (а значит, и (2)) имеет хорошо известный вид

$$\varepsilon_{nmP_2} = \hbar\omega_1\left(n + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_3\left(m + \frac{1}{2}\right) + \frac{P_2^2}{2m^*}, \tag{5}$$

где $n, m = 0, 1, 2\ldots,$ а соответствующие волновые функции имеют вид

$$\Psi_{nm\rho_2} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}}\exp\left(\frac{iP_2Q_2}{\hbar}\right)\Phi_n(Q_1)\,\Phi_m(Q_3), \tag{6}$$

где $\Phi_i(x)$ — осцилляторные функции.

В [14] была найдена матрица перехода от старых фазовых переменных (p_x, p_y, p_z, x, y, z) к новым $(P_1, P_2, P_3, Q_1, Q_2, Q_3)$. Используя ее, запишем связь между старыми переменными и новыми

$$\begin{aligned}
p_x &= \frac{m^*\omega_1(\Omega_z^2 + \omega_c^2 - \omega_1^2)}{\sqrt{(\Omega_z^2 - \omega_1^2)^2 + \Omega_z^2\omega_c^2}}\,Q_1 + \frac{m^*\omega_3(\Omega_z^2 + \omega_c^2 - \omega_3^2)}{\sqrt{(\Omega_z^2 - \omega_1^2)^2 + \Omega_z^2\omega_c^2}}\,Q_3 \\
&= a_{13}Q_1 + a_{14}Q_3, \\
p_y &= p_2, \\
p_z &= -\frac{1}{2}\frac{\omega_c}{\omega_1}\frac{(\Omega_z^2 + \omega_1^2)}{\sqrt{(\Omega_z^2 - \omega_1^2)^2 + \Omega_z^2\omega_c^2}}\,P_1 \\
&\quad - \frac{1}{2}\frac{\omega_c}{\omega_3}\frac{(\Omega_z^2 + \omega_3^2)}{\sqrt{(\Omega_z^2 - \omega_1^2)^2 + \Omega_z^2\omega_c^2}}\,P_3 = a_{21}P_1 + a_{22}P_3, \\
x &= \frac{1}{m^*\omega_1}\frac{(\Omega_z^2 - \omega_1^2)}{\sqrt{(\Omega_z^2 - \omega_1^2)^2 + \Omega_z^2\omega_c^2}}\,P_1 \\
&\quad - \frac{1}{m^*\omega_3}\frac{(\Omega_z^2 - \omega_3^2)}{\sqrt{(\Omega_z^2 - \omega_1^2)^2 + \Omega_z^2\omega_c^2}}\,P_3 = a_{31}P_1 + a_{32}P_3, \\
y &= Q_2, \\
z &= \frac{\omega_c\omega_1}{\sqrt{(\Omega_z^2 - \omega_1^2)^2 + \Omega_z^2\omega_c^2}}\,Q_1 + \frac{\omega_c\omega_3}{\sqrt{(\Omega_z^2 - \omega_1^2)^2 + \Omega_z^2\omega_c^2}}\,Q_3 \\
&= a_{43}Q_1 + a_{44}Q_3.
\end{aligned} \tag{7}$$

Данные соотношения позволяют легко вычислить матричные элементы операторов координаты и импульса, так как в новых фазовых переменных волновые функции имеют простой вид произведения осцилляторных функций.

2. Коэффициент поглощения

Рассмотрим процессы перехода, состоящие из двух этапов: поглощение фотона, переход в виртуальное состояние и рассеяние на примеси; или сначала рассеяние на примеси, переход в виртуальное состояние и поглощение фотона.

Эффективный гамильтониан $\hat{H}_{\text{eff}}$ таких переходов можно записать в виде

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \hat{H}_R(E - \hat{H}_0)^{-1}\hat{V} + \hat{V}(E - \hat{H}_0)^{-1}\hat{H}_R, \tag{8}$$

где

$$H_0 = \sum_{\mathbf{f}}\hbar\omega a_{\mathbf{f}}^+ a_{\mathbf{f}} + \sum_{\gamma}\varepsilon_\gamma b_\gamma^+ b_\gamma,$$

$a_{\mathbf{f}}^+ a_{\mathbf{f}}$, $b_\gamma^+ b_\gamma$ — операторы рождения (уничтожения) фотонов и электронов соответственно, $\hat{H}_R$ — гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия, $\hat{V}$ — оператор электрон-примесного взаимодействия.

Вероятность упомянутых выше процессов во втором порядке теории возмущений имеет вид

$$\begin{aligned}
W_{\alpha\alpha'} &= \langle n'm'P_2'|\,\hat{H}_{\text{eff}}\,|nmP_2\rangle \\
&= \sum_{P_2''n''m''}\frac{\langle P_2'n'm'|\hat{H}_R|P_2''n''m''\rangle\langle P_2''n''m''|\hat{V}|P_2nm\rangle}{\varepsilon_{P_2'n'm'} - \varepsilon_{P_2''n''m''} - \hbar\omega} \\
&\quad + \sum_{P_2''n''m''}\frac{\langle P_2'n'm'|\hat{V}|P_2''n''m''\rangle\langle P_2''n''m''|\hat{H}_R|P_2nm\rangle}{\varepsilon_{P_2'n'm'} - \varepsilon_{P_2''n''m''} + \hbar\omega}.
\end{aligned} \tag{9}$$

Первое слагаемое описывает процессы, в которых сначала происходит рассеяние на примеси, а затем поглощение фотона: второе слагаемое описывает процессы, в которых сначала происходит поглощение фотона, а затем рассеяние на примеси.

Матричные элементы оператора электрон-фотонного взаимодействия

$$\hat{H}_R = \frac{e\varepsilon_\omega}{m^*\omega}\left(p_z - \frac{m^*}{2}\,\omega_c x\right) \tag{10}$$

были вычислены в [14] и имеют вид

$$\begin{aligned}
\langle\alpha'|\,\hat{H}_R\,|\alpha''\rangle &= \frac{e\varepsilon_\omega\sqrt{\hbar}}{\sqrt{2m^*}\omega}\Bigg[X_1\sqrt{\frac{n''+1}{2}}\,\delta_{n',n''+1}\delta_{m',m''} \\
&\quad + X_3\sqrt{\frac{m''+1}{2}}\,\delta_{m',m''+1}\delta_{n',n''}\Bigg]\delta_{P_2'P_2''}.
\end{aligned} \tag{11}$$

Здесь ε_ω — амплитуда электромагнитной волны, поляризованной вдоль оси Oz, а коэффициенты X_i имеют вид

$$X_i = \frac{\Omega_z^2\omega_c}{\sqrt{\omega_i}\sqrt{(\Omega_z^2 - \omega_i^2)^2 + \Omega_z^2\omega_c^2}}, \quad i = 1,\ 3. \tag{12}$$

Заметим, что в (11) содержится только то слагаемое, которое отвечает поглощению фотона.

Для вычисления матричных элементов электрон-примесного взаимодействия удобно представить экранированный потенциал $U(r)$ (1) в виде ряда Фурье

$$U(r) = \frac{4\pi z e^2}{V\varepsilon} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{q^2 + k^2} \exp(i\mathbf{qr})$$

$$= \sum_{\mathbf{q}} C_{\mathbf{q}} \exp(i\mathbf{qr}). \tag{13}$$

Здесь V — нормировочный объем, а $C_{\mathbf{q}}$ имеют вид $C_{\mathbf{q}} = 4\pi z e^2/V\varepsilon(q^2 + k^2)$.

Вычислим матричные элементы

$$h_{\alpha'\alpha''} = \langle \Psi_{n'm'P_2'} | \exp(i\mathbf{qr}) | \Psi_{n''m''P_2''} \rangle.$$

Учитывая, что оператор $\exp(\pm a P_x x/\hbar)\Phi(x) = \Phi(x \pm a)$ является оператором сдвига, используя соотношение

$$\int_{\mathbf{R}} \exp(-c^2x^2)\, H_m(a + cx)\, H_n(b + cx) dx$$

$$= \frac{2^n\sqrt{\pi m!\, b^{n-m}}}{c} L_m^{n-m}(-2ab), \ |\arg c| < \frac{\pi}{4}, \ m \le n \tag{14}$$

и известные свойства полиномов Лагерра, после громоздких преобразований получим

$$h_{\alpha'\alpha''} = \frac{1}{\hbar}\, \delta(P_2'' - P_2' + \hbar g_y)$$

$$\times \left(\frac{n'!\, m'!}{n''!\, m''!}\right)^{1/2} (-1)^{n''-n'} (-1)^{m''-m'} e^{-g^2/2}$$

$$\times \exp\left[-(\varkappa_1\lambda_1 - \varkappa_3\lambda_3)i/2\right] \exp\left[i\varphi_1(n'' - n')\right]$$

$$\times \exp\left[i\varphi_3(m'' - m')\right] L_{n'}^{n''-n'}(g_1^2) L_{m'}^{m''-m'}(g_3^2) g_1^{n''-n'} g_3^{m''-m'}, \tag{15}$$

где $\varkappa_1 = a_{43}q_z$, $\varkappa_3 = a_{44}q_z$, $\lambda_1 = \hbar q_x a_{31}$, $\lambda_3 = \hbar q_x a_{32}$, $g_i = \sqrt{\lambda_i^2 + \varkappa_i^2 l_i^4}/\sqrt{2} l_i$, $\operatorname{tg}\varphi_i = \varkappa_i l_i^2/\lambda_i$ $(i = 1, 3)$, $g^2 = g_1^2 + g_3^2$, $l_i = \sqrt{\hbar/m^*\omega_i}$ $(i = 1, 3)$ — гибридные длины.

Подставим полученные выражения в (9) и получим

$$|W_{\alpha\alpha'}|^2 = \frac{e^2\varepsilon_\omega^2}{4\hbar^3 m^* \omega^2} \left(\frac{n'!\, m'!}{n!\, m!}\right) \sum_{\mathbf{q}} \delta(P_2 - P_2' + \hbar g_y)$$

$$\times \exp(-g^2) g_1^{2(n-n')} g_3^{2(m-m')}\, |C_{\mathbf{q}}|^2\, |A(\omega)|^2$$

$$\times \left[L_{n'}^{n-n'}(g_1^2)\right]^2 \left[L_{m'}^{m-m'}(g_3^2)\right]^2, \tag{16}$$

где

$$A(\omega) = \left(\frac{X_1 g_1 \exp(i\varphi_1)}{\omega_1 - \omega} + \frac{X_3 g_3 \exp(i\varphi_3)}{\omega_3 - \omega}\right). \tag{17}$$

В случае невырожденного газа коэффициент поглощения находится по следующей формуле [15]:

$$\Gamma(\omega) = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon}}{c\hbar N_{\mathrm{f}}} \sum_{nmP_2} \sum_{n'm'P_2'} f_0(\varepsilon_{nmP_2})\, |W_{\alpha\alpha'}|^2$$

$$\times \delta(\varepsilon_{nmP_2} - \varepsilon_{n'm'P_2'} + \hbar\omega). \tag{18}$$

Выражение для $\Gamma(\omega)$ удобно написать в виде суммы парциальных коэффициентов поглощения

$$\Gamma(\omega) = \sum_{nm} \sum_{n'm'} \Gamma(nm,\ n'm'). \tag{19}$$

Здесь

$$\Gamma(nm, n'm') = \frac{\pi e^2 \varepsilon_\omega^2 \sqrt{\varepsilon}}{2\hbar^4 N_{\mathrm{f}} m^* c\omega^2}\, \frac{n'!\, m'!}{n!\, m!}$$

$$\times \sum_{\mathbf{q}} \sum_{P_2} \sum_{P_2'} \exp(-g^2) g_1^{2(n-n')} g_3^{2(m-m')} |C_{\mathbf{q}}|^2\, |A(\omega)|^2$$

$$\times f_0(\varepsilon_{nmP_2}) \left[L_{n'}^{n-n'}(g_1^2)\right]^2 \left[L_{m'}^{m-m'}(g_3^2)\right]^2$$

$$\times \delta(P_2 - P_2' + \hbar g_y)\delta\left(\hbar\Delta\omega + \frac{1}{2m^*}(P_2 - P_2')\right), \tag{20}$$

где расстройка резонанса $\Delta\omega = \omega_1(n - n') + \omega_3(m - m') + \omega$, а функция распределения имеет вид

$$f_0(\varepsilon_{nmP_2}) = \frac{8\pi\hbar N}{\sqrt{2m^* T\pi} L}\, \mathrm{sh}(\hbar\omega_1/2T)\, \mathrm{sh}(\hbar\omega_3/2T)$$

$$\times \exp(-\varepsilon_{nmP_2}/T). \tag{21}$$

Из (20) легко получить

$$\Gamma(nm, n'm') = \frac{e^2\varepsilon_\omega^2 \sqrt{\varepsilon} VLN}{8\pi^3\hbar^5 N_{\mathrm{f}} m^* c\omega^2 \sqrt{2m^* T\pi}}\, \mathrm{sh}(\hbar\omega_1/2T)$$

$$\times \mathrm{sh}(\hbar\omega_3/2T) \frac{n'!\, m'!}{n!\, m!} \int_{\mathbf{q}} \int_{P_2} \int_{P_2'} \exp(-g^2) g_1^{2(n-n')} g_3^{2(m-m')}$$

$$\times |C_{\mathbf{q}}|^2 A^2(\omega) \left[L_{n'}^{n-n'}(g_1^2)\right]^2 \left[L_{m'}^{m-m'}(g_3^2)\right]^2 \exp\left(-\frac{\varepsilon_{nmP_2}}{T}\right)$$

$$\times \delta(P_2 - P_2' + \hbar g_y)\delta\left(\hbar\Delta\omega + \frac{1}{2m^*}(P_2^2 - {P'}_2^2)\right) d\mathbf{q}\, dP_2\, dP_2', \tag{22}$$

где L — длина проволоки. Поскольку $C_{\mathbf{q}}$ слабо зависит от g_y, положим $q_y = 0$ в $C_{\mathbf{q}}$. В этом случае интегралы по q_y, P_2, P_2' могут быть вычислены следующим образом:

$$\int_{q_y} \int_{P_2} \int_{P_2'} \exp(-P_2^2/2m^*T)\delta(P_2 - P_2' + \hbar g_y)$$

$$\times \delta\left(\hbar\Delta\omega + \frac{1}{2m^*}\, (P_2^2 - {P'}_2^2)\right) dq_y\, dP_2\, dP_2'$$

$$= 2m^* \exp(\hbar\omega/2T) K_0\left(\frac{\hbar|\Delta\omega|}{2T}\right), \tag{23}$$

где $K_0(x)$ — функция Макдональда. В результате получим следующее выражение для коэффициента поглощения:

$$\Gamma(nm, n'm') = \frac{4e^6\varepsilon_\omega^2\sqrt{\varepsilon}Ln_0z^2}{\pi\hbar^5 N_f m^* c\omega^2\sqrt{2m^*T\pi}\varepsilon^2}\,\mathrm{sh}(\hbar\omega_1/2T)$$
$$\times\,\mathrm{sh}(\hbar\omega_3/2T)\frac{n'!\,m'!}{n!\,m!}\exp(\hbar|\Delta\omega|/2T)K_0\left(\frac{\hbar|\Delta\omega|}{2T}\right)$$
$$\times\int\limits_{q_x}\int\limits_{q_z}\exp(-g^2)g_1^{2(n-n')}g_3^{2(m-m')}\frac{1}{(q_x^2+q_z^2+k^2)^2}$$
$$\times\,|A(\omega)|^2\exp\big[-\hbar\omega_1(n+1/2)\big]\exp\big[-\hbar\omega_3(m+1/2)\big]$$
$$\times\,\big[L_{n'}^{n-n'}(g_1^2)\big]^2\big[L_{m'}^{m-m'}(g_3^2)\big]^2 dq_x dq_z, \qquad (24)$$

где n_0 — концентрация электронов.

В случае невырожденного газа главный вклад в поглощение вносят переходы из основного состояния $n = 0$, $m = 0$. В этом случае коэффициент поглощения имеет вид

$$\Gamma(00, n'm') = \frac{4e^6\varepsilon_\omega^2\sqrt{\varepsilon}Ln_0z^2n'!\,m'!}{\pi\hbar^5 N_f m^* c\omega^2\sqrt{2m^*T\pi}\varepsilon^2}K_0\left(\frac{\hbar|\Delta\omega|}{2T}\right)$$
$$\times\int\limits_{q_x}\int\limits_{q_z}\exp(-g^2)g_1^{-2n'}g_3^{-2m'}\frac{1}{(q_x^2+q_y^2+k^2)^2}|A(\omega)|^2dq_xdq_z. \qquad (25)$$

3. Заключение

Как видно из (24), коэффициент поглощения имеет сингулярности двух видов. Первые обусловлены $A(\omega)$ (сингулярности в точках $\omega = \omega_1$ и $\omega = \omega_3$), что соответствует обычным резонансам во внутризонном поглощении, происходящем без участия рассеяния. Вторые обусловлены $K_0(\hbar|\Delta\omega|/2T)$ (сингулярности в точках $\omega = \omega_1(n' - n) + \omega_3(m' - m)$), что соответствует гибридно-примесным резонансам. Заметим, что рассеяние на примесях снимает запрет на переходы между уровнями, отличными от соседних.

Рассмотрим поведение резонансной кривой в окрестностях гибридно-примесного резонанса. Справа от точки резонанса при $\hbar\Delta\omega \gg T$ коэффициент поглощения пропорционален $1/\sqrt{\Delta\omega}$ переходя в логарифмическую сингулярность $\ln(\hbar|\Delta\omega|/T)$ при $\hbar\Delta\omega \ll T$. Слева от точки резонанса сингулярность также логарифмическая при $\hbar|\Delta\omega| \ll T$, но при $\hbar\Delta\omega \gg T$ корневое поведение коэффициента поглощения модифицируется экспоненциальным убыванием $|\Delta\omega|^{-1/2}\exp(-\hbar|\Delta\omega|/T)$. Таким образом, резонансные пики являются асимметричными. Правое крыло является более пологим, чем левое. Заметим, что подобное поведение коэффициента поглощения для объемных полупроводников наблюдалось на эксперименте [16]. На рис. 1 изображены обе сингулярности. Левая соответствует обычному гибридному резонансу на частоте $\omega = \omega_1$, вторая — гибридно-примесному резонансу на частоте $\omega = \omega_1 + \omega_3$. Заметим, что форма

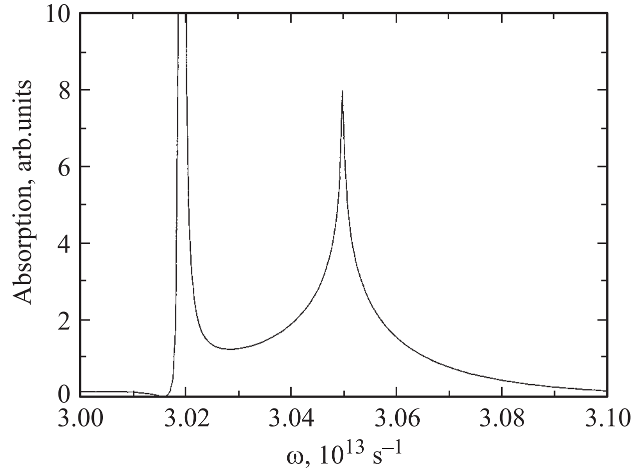

Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от частоты электромагнитного излучения. $\Omega_x = 1.3 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\Omega_z = 7.1 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$, $B = 10\,\mathrm{T}$.

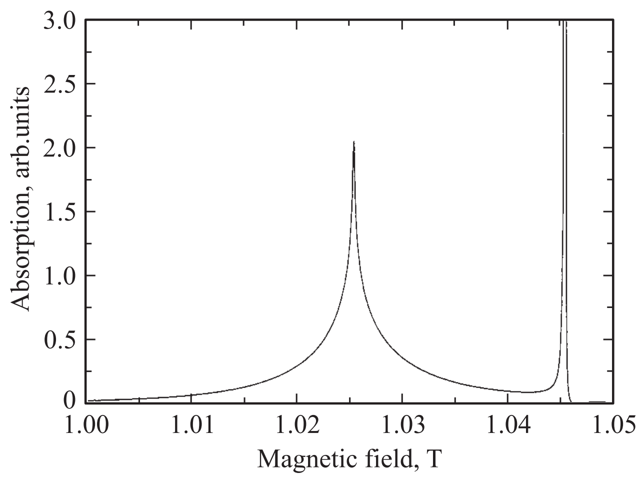

Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от величины магнитного поля. $\Omega_x = 2.1 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\Omega_z = 4.2 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$.

гибридно-примесного резонанса в данном случае модифицирована благодаря влиянию близко расположенного гибридного резонанса. Зависимость коэффициента поглощения от магнитного поля имеет аналогичный вид (рис. 2).

Интересно отметить, что ширина гибридно-примесного резонанса порядка $10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$, что на два порядка превышает ширину гибридно-фононного резонанса в наноструктурах [17]. Более того, интенсивность гибридно-примесного резонанса также довольно велика по сравнению с гибридно-фононными резонансами, что дает надежду экспериментального обнаружения этих резонансов. Резонансы, расположенные на гармониках обычного гибридного резонанса, можно идентифицировать как гибридно-примесный резонанс на ионизованных примесях.

Список литературы

[1] F. Rossi, T.F. Kuhn. Rev. Mod. Phys. **74**, *3*, 895 (2002).
[2] J. Shah. Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductors Nanostructures. Springer, Berlin (1998).
[3] V. Ryzhii, I. Khmyrova, M. Ryzhii, V. Mitin. Semicond. Sci. Technol. **19**, *1*, 8 (2004).
[4] S. Calderon, O. Kadar, A. Sa'ar, I.A. Rudra, E Martinet, K. Leifer, E. Kapon. Phys. Rev. B **62**, *15*, 9935 (2000).
[5] Z.-Y. Deng, Q.-B. Zheng, T. Kobayashiy. J. Phys.: Condens. Matter **10**, *18*, 3977 (1998).
[6] Z.-Y. Deng, J.-K. Guo. J. Phys.: Condens. Matter **7**, *7*, 1327 (1995).
[7] C.A. Duque, A. Montes, N. Porras-Montenegro, L.E. Oliveira. J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, *24*, 3111 (1999).
[8] А.П. Джотян, Э.М. Казарян, А.С. Чиркинян. ФТП **32**, *1*, 108 (1998).
[9] В.Д. Кревчик, А.В. Левашов. ФТП **36**, *2*, 216 (2002).
[10] Э.П. Синявский, С.М. Соковнич. ФТП **34**, *7*, 844 (2000).
[11] M. El-Said. Semicond. Sci. Technol. **9**, *10*, 1787 (1994).
[12] В.А. Маргулис. ЖЭТФ **126**, *3*, 727 (2004).
[13] P.N. Argures, E.N. Adams. Phys. Rev. **104**, *4*, 900 (1956).
[14] N.G. Galkin, V.A. Margulis, A.V. Shorokhov. Phys. Rev. B **69**, 113 312 (2004).
[15] Ф.Г. Басс, И.Б. Левинсон. ЖЭТФ **49**, *3*, 914 (1965).
[16] W. Bohm, E. Ettlinger, W. Prettl. Phys. Rev. Lett. **47**, *17*, 1198 (1982).
[17] V.A. Margulis, A.V. Shorokhov. Phys. Rev. B **66**, 165 324 (2002).