

12,09

Влияние резонансного ИК-лазерного излучения на магнетопоглощение в квантовых проволоках

© Э.П. Синявский¹, С.А. Карапетян², Н.С. Костюкевич^{2,¶}

¹ Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова

² Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, Тирасполь, Молдова

¶ E-mail: gravitonchik@gmail.com

(Поступила в Редакцию 25 февраля 2016 г.
В окончательной редакции 6 сентября 2016 г.)

Вычислен коэффициент межзонного поглощения слабой электромагнитной волны в квантовых проволоках в поперечном магнитном поле и в поле интенсивного лазерного излучения. Показано, что когда частота лазерного излучения равна или частоте размерного квантования (размерно-инфракрасный резонанс) или гибридной частоте (магнито-инфракрасный резонанс), то лазерная подсветка может определять форму осциллирующей поглощения. В частности, показано, что второй пик магнетопоглощения расщепляется на два пика, полуширина и расстояние между которыми зависят от интенсивности резонансного лазерного излучения. Обсуждается влияние поляризации ИК-излучения на межзонное поглощение в квантовых проволоках. Исследована динамика частотной зависимости коэффициента поглощения света при увеличении интенсивности резонансного лазерного излучения.

Авторы приносят благодарность STCU (грант 5929) за частичную финансовую поддержку работы.

DOI: 10.21883/FTT.2017.04.44280.066

В настоящее время 0-мерные и 1-мерные системы привлекают внимание исследователей благодаря своим необычным оптическим и оптоэлектронным свойствам [1], которые могут быть использованы для разработки новых оптоэлектронных приборов [2,3]. Создание мощных источников когерентного оптического излучения дало мощный импульс к исследованию и поискам новых нелинейных эффектов в физике твердого тела и явилось эффективным инструментом для изучения оптических свойств конденсированных сред. Особое место при исследовании оптических свойств занимает случай, когда частота излучения попадает в резонанс с какой-либо частотой квантовой системы. Примером является задача о двойном оптическом резонансе [4] (резкое изменение коэффициента поглощения света при переходе электрона из основного электронного состояния системы в возбужденное в присутствии интенсивного излучения с частотой резонансной смежному переходу). Исследование резонансных эффектов дает возможность получить детальную информацию о микроскопических свойствах твердого тела, исследовать (и это очень важно) нелинейные эффекты при небольших интенсивностях лазерной подсветки. Например, интересные особенности в межзонном магнетопоглощении света возникают в случае, когда полупроводниковый материал облучается интенсивной электромагнитной волной с частотой ω_L равной циклотронной частоте [5–7] (магнитоинфракрасный резонанс — МИКР). В настоящей работе рассматриваются оптические свойства квантовых проволок в поле резонансного лазерного излучения. Эти исследования являются интересными так как даже в

отсутствии магнитного поля в нанопроволоке на дне каждой размерно-квантовой зоны проводимости возникают особенности плотности электронных состояний. Это обстоятельство приводит к более заметному влиянию резонансного лазерного излучения (ω_L равно частоте размерного квантования) на межзонные оптические переходы, чем это происходит в квантовых ямах [6,7].

Рассмотрим квантовую проволоку в однородном магнитном поле \mathbf{B} , направленном перпендикулярно оси исследуемой наноструктуры. Энергетический спектр электрона в параболической нанопроволоке известен [8]

$$E_a = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e^*} + \hbar\Omega_e \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_e \left(m + \frac{1}{2} \right),$$

$$m_e^* = m_e \left(\frac{\Omega_e}{\omega_e} \right)^2, \quad \Omega_e = [\omega_e^2 + \omega_c^2]^{1/2}, \quad \omega_c = \frac{eB}{m_e c},$$

где $\hbar\omega_e$ — энергия размерного квантования электрона массы m_e в зоне проводимости, ω_c — циклотронная частота. Аналогично можно записать для электрона в валентной зоне.

В дальнейшем исследуем оптические свойства полупроводниковых квантовых проволок (КП), схема энергетических зон которых изображена на рис. 1. E_g^* — ширина запрещенной зоны КП в магнитном поле, ω_v , Ω_v — соответственно частота размерного квантования и гибридная частота носителей в валентной зоне.

В работе вычисляется коэффициент межзонного поглощения слабой электромагнитной волны в поле лазерного излучения, частота которого ω_L равна ω_e (размерно-инфракрасный резонанс) или Ω_e (магнитоинфракрасный резонанс). Так как для типичных полу-

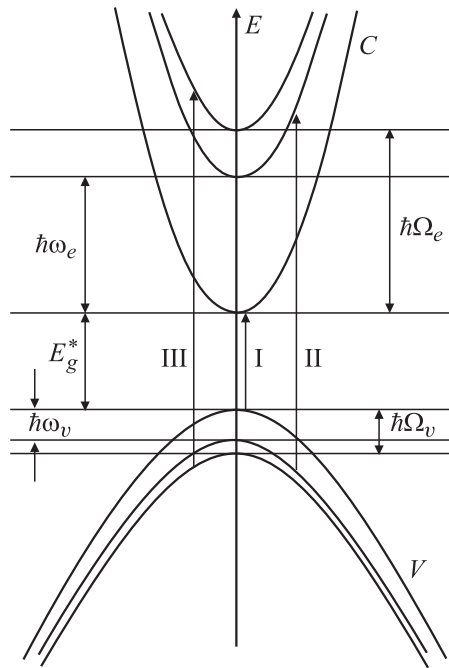


Рис. 1. Схема энергетических зон полупроводниковой квантовой проволоки в поперечном магнитном поле и оптические переходы, рассматриваемые в работе.

проводниковых наноструктур эффективная масса электронов в зоне проводимости значительно меньше массы дырок ($m_e \ll m_v$), то взаимодействием интенсивного ИК-излучения с электронами в валентной зоне в дальнейшем пренебрегаем ($\omega_e \gg \omega_v$).

Гамильтониан в представлении вторичного квантования для электронов в зоне проводимости в состоянии α в поле одномодового лазерного излучения поляризацией ξ записывается в следующем виде

$$\hat{H} = \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha} a_{\alpha}^{+} a_{\alpha} + \hbar\omega_L b^{+} b + \left[\frac{2\pi\hbar e^2}{V\omega_L} \right]^{\frac{1}{2}} \sum_{\alpha\alpha_1} \left| \frac{P_{\alpha\alpha_1}\xi}{m_e} \right|^2 a_{\alpha}^{+} a_{\alpha_1} (b^{+} + b). \quad (1)$$

Здесь a_{α}^{+} (a_{α}), b^{+} (b) — операторы рождения (уничтожения) электронов в состоянии α и фотонов.

Расчет матричных элементов оператора импульса $\mathbf{P}_{\alpha\alpha_1}$ на волновых функциях квантовой параболической проволоки в продольном магнитном поле [1] не представляет труда. В результате

$$|\mathbf{P}_{\alpha\beta}^Y|^2 = \frac{\hbar\omega_e(1+\delta^2)^{1/2}m_e}{2} \delta_{k_x,k'_x} \delta_{m,m_1} \times \{n\delta_{n,n_1+1} + (n+1)\delta_{n,n_1-1}\},$$

$$|\mathbf{P}_{\alpha\beta}^X|^2 = \frac{\delta^2}{(1+\delta^2)^{1/2}} |\mathbf{P}_{\alpha\beta}^Y|^2, \quad \delta = \left(\frac{\omega_c}{\omega_e} \right), \quad (2)$$

$$|\mathbf{P}_{\alpha\beta}^Z|^2 = \frac{\hbar\omega_e m_e}{2} \delta_{k_x,k'_x} \delta_{n,n_1} \{m\delta_{m,m_1+1} + (m+1)\delta_{m,m_1-1}\}.$$

Из выражения (2) следует, что линейно X-поляризованная волна лазерного излучения (электромагнитная волна распространяется перпендикулярно оси нанопроволоки) в отсутствие магнитного поля ($\delta = 0$) не взаимодействует с зонными носителями. Согласно (2), линейно Y-поляризованная волна (лазерное излучение распространяется вдоль оси квантовой проволоки) смешивает гибридные состояния ($\hbar\omega_L = \hbar\Omega_e$), а Z-поляризованная волна (напряженность электрического поля лазерного излучения $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$) смешивает только размерно-квантованные состояния ($\hbar\omega_L = \hbar\omega_e$).

Расчет коэффициента межзонного поглощения слабой электромагнитной волны частоты Ω в поле резонансного лазерного излучения для квантовых проволок производился с использованием формулы Кубо [9] и методики, развитой в [5]. В результате в резонансном случае $\omega_L = \Omega_e$ для стабильно генерирующего ИК-лазерного излучения Y-поляризации получаем

$$K(\Omega) = K_0 \sum_{nm} |\langle \alpha_c | \alpha_v \rangle|^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-at^2} e^{\frac{\gamma_0|t|}{|k_x|}} L_n(2at^2) \exp \left\{ \frac{it}{\hbar} \left[\hbar\Omega - E_g^* - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\mu^*} - m(\hbar\omega_e + \hbar\omega_v) - n(\hbar\Omega_e + \hbar\Omega_v) \right] \right\}, \quad (3)$$

$$K_0 = \frac{e^2}{n_0 c S \hbar \Omega} \left| \frac{\mathbf{P}_{CV} e}{m_0} \right|^2, \quad a = \frac{e^2 E^2}{8m_e \hbar \Omega_e},$$

$$\frac{1}{\mu^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_v^*}, \quad m_v^* = m_v \left(\frac{\Omega_v}{\omega_v} \right)^2,$$

где $\langle \alpha_c | \alpha_v \rangle$ — матричный элемент сглаженных волновых функций электрона в зоне проводимости и в валентной зоне, $L_n(z)$ — полиномы Лаггера, E — напряженность электрического поля лазерного излучения, S — сечение квантовой проволоки.

При записи (3) учитывалось взаимодействие носителей с шероховатой поверхностью или с длинноволновыми акустическими фононами в приближении времени релаксации [10]. $\gamma_0/|k_x|$ — описывает вероятность рассеяния электронов в единицу времени или на шероховатой поверхности [11] или упругое рассеяние на акустических фононах [12].

Запишем коэффициент поглощения света, связанный с переходом электрона из нижней валентной зоны ($m = n = 0$) в нижайшую размерно-квантованную зону проводимости ($n = m = 0$). (Оптический переход I на рис. 1). Интегрирование по t в (3) проводится точно, в результате, после замены

$$\frac{\hbar^2 k_x^2}{2\mu^*} = \hbar\omega_f x^2 \left(\omega_f^3 = \frac{\hbar\gamma_0^2}{2\mu^*} \right)$$

соотношение (3) записывается в виде ($L_0(z) = 1$)

$$K(\Omega) = K_0 \sum_{mm} |\langle \alpha_c | \alpha_v \rangle|^2 2 \left[\frac{2\pi\mu^* \omega_f}{\hbar a} \right]^{\frac{1}{2}} \times \text{Re} \int_0^\infty dx e^{f^2(x)} [1 - \Phi(f(x))], \quad (4)$$

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\tau^2} d\tau,$$

$$f(x) = \left(\frac{\omega_f^2}{4a} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x} \left[1 - ix \left(\frac{\Delta}{\hbar\omega_f} - x^2 \right) \right], \quad \Delta = \hbar\Omega - E_g^*.$$

В отсутствие лазерного излучения $a = 0$ из (4) при $\omega_f^2 \gg 1$ можно получить выражение для коэффициента межзонного поглощения света в нанопроволоках в однородном магнитном поле [13]. Если же $\omega_f^2/4a \ll 1$, то форма линии межзонного поглощения света (высота, полуширина) полностью определяется интенсивностью лазерного излучения, и коэффициент поглощения света согласно (4) записывается следующим образом:

$$K(\Omega) = K_0 |\langle \alpha_c | \alpha_v \rangle|^2 2 \left[\frac{2\pi\mu^*}{\hbar^2 a} \right]^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Delta^2}{4a\hbar^2}} \int_0^\infty dx e^{-\frac{x^4}{4a\hbar^2} + \frac{\Delta x^2}{2a\hbar^2}}. \quad (5)$$

После интегрирования по x выражение (5) примет вид

$$K(\Omega) = K_0 |\langle \alpha_c | \alpha_v \rangle|^2 \left[\frac{\pi\mu^* |\Delta|}{\hbar^2 a} \right]^{\frac{1}{2}} \times \begin{cases} e^{-z} K_{1/4}(z), & \Delta \leq 0 \\ \frac{\pi}{\sqrt{2}} e^{-z} \{I_{1/4}(z) + I_{-1/4}(z)\}, & \Delta > 0 \end{cases}, \quad (6)$$

где $K_v(z)$ — функция Макдональда, $I_v(z)$ — модифицированная функция Бесселя, $z = \Delta^2/8a\hbar^2$.

На рис. 2 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения света (в относительных единицах) при различных значениях интенсивности лазерного излучения. Кривые 1, 2, 3 получены соответственно при $\xi = 0.25, 0.05, 0.01$ ($\xi = \omega_f^2/4a$). Как следует из рис. 2 с ростом интенсивности ИК-излучения (ξ уменьшается при фиксированном значении ω_f) форма линии поглощения изменяется: величина максимума поглощения уменьшается, а полуширина увеличивается. Заметим, что уже при $\xi \leq 1$ коэффициент межзонного поглощения света полностью определяется интенсивностью ИК-лазерного излучения.

Рассмотрим межзонное поглощение света в области второго пика магнетопоглощения (оптический переход II на рис. 1) при $\omega_L = \Omega_e$ (магнитоинфракрасный резонанс). В этом случае коэффициент поглощения света согласно (3) при $m = 0, n = 1$ ($L_1(2at^2) = 1 - 2at^2$)

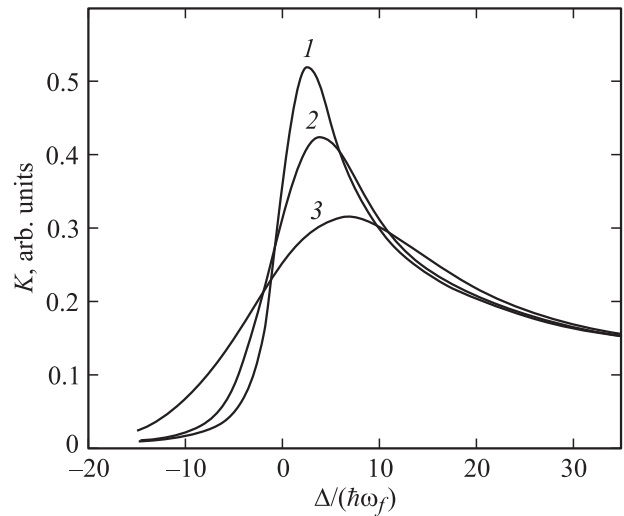


Рис. 2. Зависимость первого пика межзонного поглощения света (в относительных единицах) от $\Delta/\hbar\omega_f$. Кривые 1, 2, 3 вычислены $\xi = 0.25, 0.05, 0.01$ соответственно.

принимает следующий вид

$$K(\Omega) = K_0 |\langle \tilde{\alpha}_c | \tilde{\alpha}_v \rangle|^2 4 \left[\frac{2\mu^* \omega_f}{\hbar a} \right]^{\frac{1}{2}} \times \text{Re} \int_0^\infty dx f(x) \left\{ -\sqrt{\pi} f(x) e^{f^2(x)} [1 - \Phi(f(x))] + 1 \right\}. \quad (7)$$

При $\xi = \omega_f^2/4a \gg 1$ (лазерное излучение отсутствует) из (7) следует выражение для коэффициента поглощения слабой электромагнитной волны, полученное в [7]. При $\xi < 1$ (форма линии поглощения определяется интенсивностью резонансного ИК-излучения) получено

$$K(\Omega) = K_0 |\langle \tilde{\alpha}_c | \tilde{\alpha}_v \rangle|^2 \pi z \left[\frac{2\mu^* \pi}{\hbar} \left(\frac{8z}{a} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \times e^{-z} \left\{ - (I_{3/4}(z) + \text{sign}\Delta I_{-3/4}(z)) + \left(1 + \frac{1}{4z} \right) (I_{-1/4}(z) + \text{sign}\Delta I_{1/4}(z)) \right\}, \quad (8)$$

$$\text{sign}\Delta = \begin{cases} 1, & \Delta > 0, \\ -1, & \Delta < 0, \end{cases}$$

где $\langle \tilde{\alpha}_c | \tilde{\alpha}_v \rangle$ — матричный элемент на сглаженных волновых функциях носителей в возбужденном состоянии валентной зоны ($m = 0, n = 1$) и в возбужденном состоянии размерно-квантованной зоны проводимости.

На рис. 3 приведена частотная зависимость второго пика магнетопоглощения при различных значениях ξ . Кривые 1, 2, 3 вычислены при $\xi = 0.25, 0.05, 0.01$ соответственно. Как следует из рис. 3, с ростом напряженности E электрического поля пик магнетопоглощения (1)

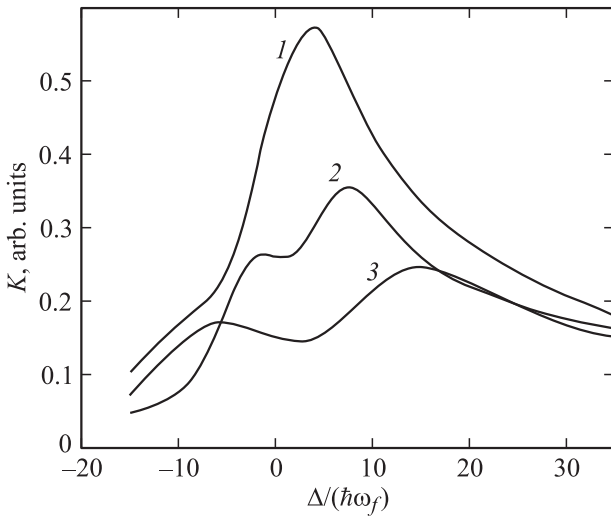


Рис. 3. Зависимость второго пика магнетопоглощения (в относительных единицах) от $\Delta/\hbar\omega_f$ при различных значениях интенсивности резонансного ($\omega_L = \Omega_e$) лазерного излучения. Кривые 1, 2, 3 вычислены $\xi = 0.25, 0.05, 0.01$ соответственно.

деформируется и при $\xi \ll 1$ расщепляется на два пика. При этом расстояние между ними и их полуширина увеличивается. Расщепление второго пика поглощения связано с тем, что при $\omega_L = \Omega_e$ возбужденное гибридное состояние ($n = 1$) двукратно вырождено, и при взаимодействии с ИК-лазерным излучением оно расщепляется. Эта ситуация близка к двойному оптическому резонансу (ДОР) на межзонных переходах в объемных материалах [4].

Заметим, что n -пик магнетопоглощения расщепляется на n пиков. Если рассматривать случай z -поляризованной электромагнитной волны лазерного излучения, когда $\omega_L = \omega_e$ (размерно-инфракрасный резонанс), то частотная зависимость коэффициента межзонного поглощения света (оптический переход III на рис. 1) качественно не отличается от частотной зависимости, приведенной на рис. 2 и на рис. 3.

Пусть при некотором значении напряженности электрического поля E_c интенсивной электромагнитной волны вклад лазерного излучения в полуширину магнетосцилляций примерно такой же, как вклад, определяемый рассеянием носителей на шероховатой поверхности ($\xi = 1$). Естественно при $E_c < E$ форма линии межзонного поглощения слабой электромагнитной волны полностью определяется внешней лазерной подсветкой. Для типичных параметров полупроводниковой нанопроволоки $m_e = 0.06m_0$, $m_v = 0.4m_0$, $\sqrt[3]{\gamma_0} = 20 \text{ \AA}$ (такое значение $\sqrt[3]{\gamma_0}$ хорошо описывает большие значения подвижности $\mu \propto 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, характерные для квантовых проволок) при $R_0 = 10^3 \text{ \AA}$, $E_c = 7 \text{ V/cm}$ для лазера H_2O ($\hbar\omega_L = 0.044 \text{ eV}$). Следовательно, резонансное лазерное излучение заметно влияет на частотную зависимость межзонного поглощения света при небольших, вполне экспериментально доступных значениях интенсивности

ИК-лазерного излучения. Последнее обстоятельство является важным, поскольку возникает уникальная возможность управления кинетическими эффектами в поле резонансного лазерного излучения, что может найти практическое применение.

Список литературы

- [1] R. Agarwal, C.M. Lieber. Appl. Phys. A **85**, 209 (2006).
- [2] Linyou Cao, J.S. White, Joon-Shik Park, J.A. Schuller, B.M. Clemens, M.L. Brongersma. Nature Mater. **8**, 643 (2009).
- [3] A.V. Greytak, C.J. Barrelet, Yat Li, Charlis M. Lieber. Appl. Phys. Lett. **87**, 151103 (2005).
- [4] Е.Ю. Перлин, В.А. Каварский. ФТТ **12**, 31056 (1970).
- [5] Э.П. Сиявяский. ФТТ **16**, 3201 (1974).
- [6] Э.П. Сиявяский, С.А. Карапетян. ФТТ **48**, 906 (2006).
- [7] Э.П. Сиявяский, Е.И. Брусенская. ФТТ **44**, 1116 (2002).
- [8] F.M. Hashimzade, T.G. Ismailov, B.H. Hehdiev, S.T. Pavlov. Phys. Rev. B **71**, 165331 (2005).
- [9] R. Kubo. J. Phys. Soc. Jpn. **12**, 570 (1957).
- [10] Э.П. Сиявяский, Р.А. Хамидуллин. ФТП **36**, 989 (2002).
- [11] Э.П. Сиявяский, С.А. Карапетян. ФТП **46**, 1032 (2012).
- [12] Э.П. Сиявяский, Р.А. Хамидуллин. ФТП **40**, 11, 1368 (2006).
- [13] Э.П. Сиявяский, Е.Ю. Канаровский, Н.С. Костюкевич. Оптика и спектроскопия **119**, 5, 783 (2015).