ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В КВАНТОВОМ СУЖЕНИИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г.Б. ИБРАГИМОВ, Р.З. ИБАЕВА
Институт Физика НАНА, Баку

Изучена зависимость коэффициента поглощения света в МС от величины внешнего магнитного поля. Рассмотрен предельный переход «микросужение $\rightarrow$ квантовая проволока».

Ключевые слова: микросужение, квантовые цилиндры, квантовая проволока, наноэлектроника.

Физика низкоразмерных структур - актуальнейшая и наиболее динамично развивающаяся область современной физики твердого тела. Интерес к этой области связан как с принципиально новыми фундаментальными научными проблемами и физическими явлениями. Современные полупроводниковые технологии позволяют создавать экзотических полупроводниковых структур, таких как квантовые цилиндры, диски, кольца, сферические оболочки, поверхности псевдосферы, микросужения. Изменение формы и размеров наноструктуры существенно сказывается на спектральных свойствах. В случае КП современная нанотехнология не исключает возможности существования случайного поля, связанного с флуктуациями их толщины [1]. Неоднородность толщины приводит к появлению микросужений (МС), особенности геометрической формы которых (рис. 1) проявляются, прежде всего, в кардинальной модификации электронного спектра при переходе квантовая проволока - микросужение [2,3].

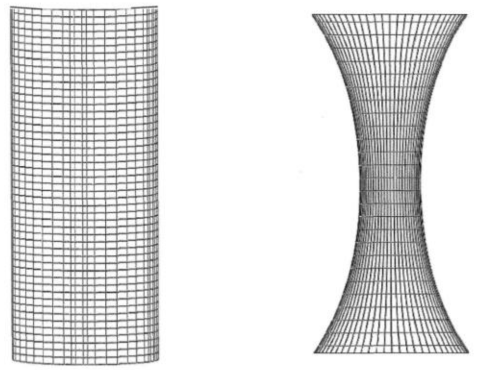

*Рис.1.*Схематическое изображение квантовой проволоки (а) и микросужения (б)

Изучение влияния магнитного поля и особенностей геометрической формы наноструктур на оптические и транспортные свойства является одним из актуальных направлений наноэлектроники. Приложенное вдоль оси КП магнитное поле H, как известно, усиливает латеральный геометрический конфайнмент, поэтому, варьируя H, можно изменять эффективный геометрический размер системы и, следовательно, изменять параметры зависимости поглощении от поля H.

В настоящей работе проведено исследование оптических свойств в МС в продольном магнитном поле. В качестве модели потенциала конфайнмента МС, выбирается потенциал «мягкой стенки» [4] :

$$V(x,y,z) = m*\left(\omega_0^2 x^2 + \omega_0^2 y^2 - \omega_z^2 z^2\right)/2$$

где $m*$ – эффективная масса электрона; z – координата вдоль оси МС;

частота ω_z - определяется эффективной длиной МС $\omega_z = \sqrt{\hbar/\left(m*L_z^2\right)}$: ω_0 – характерная частота двумерного гармонического осциллятора, потенциалом которого моделируется потенциал МС в плоскости,

перпендикулярной оси МС. Векторный потенциал однородного магнитного поля $\mathbf{A}$, направленного вдоль оси МС выбирался в симметричной калибровке $\vec{\mathrm{A}} = \left(-y\mathrm{B}/2, x\mathrm{B}/2, 0\right)$.

Для одноэлектронных состояний гамильтониан H_H в выбранной модели запишется как

$$H_H = H_{\rho,\varphi} + H_z \qquad (1)$$

где

$$\mathrm{H}_{\rho,\varphi} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} - \frac{i\hbar\omega_H}{2}\frac{\partial}{\partial\varphi} + \frac{m^*}{8}\Omega^2\rho^2\right),$$

$$\mathrm{H}_z = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{m^*}{2}\omega_z^2 z^2$$

ρ, φ, z p,(p,z- цилиндрические координаты; -

$\omega_c = |e|H / m*c$ циклотронная частота,

$|e|$ -величина заряда электрона; $\Omega = \sqrt{4\omega_0^2 + \omega_H^2}$ гибридная частота.

Собственные значение и соответствующие собственные функции гамильтониана (1) даются выражениями вида [5]

$$\begin{gathered} \mathrm{E}_{n,m,\lambda} = \frac{\hbar\omega_B m}{2} + \frac{\hbar\Omega}{2}\left(2n + |m| + 1\right) + \hbar\omega_z\lambda, \\ \Psi_{n,m,\lambda}(\rho,\varphi,z) = \Psi_{n,m}(\rho,\varphi)\Psi_\lambda(z), \end{gathered} \qquad (2)$$

131 H.Javid ave, AZ-1143, Baku
ANAS, G.M.Abdullayev Institute of Physics
E-mail: jophphysics@gmail.com

Здесь $\Psi_{n,m}(\rho,\varphi)$ и $\Psi_\lambda(z)$, - собственные функции операторов $H_{\rho,\varphi}$ и H_z соответственно.

$$\Psi_{n,m}(\rho,\varphi)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}a_1}\left[\frac{n!}{(n+|m|)!}\right]^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\rho^2}{2a_1^2}\right)^{\frac{|m|}{2}}\exp\left(-\frac{\rho^2}{4a_1^2}\right)\times L_n^{|m|}\left(\frac{\rho^2}{2a_1^2}\right)\exp(im\varphi),$$
$$\Psi_\lambda(z)=C\left[D_{-i\lambda-\frac{1}{2}}\left((1+i)\frac{z}{L_z}\right)+D_{-i\lambda-\frac{1}{2}}\left(-(1+i)\frac{z}{L_z}\right)\right], \tag{3}$$

где $n=0,1,2,...m$-квантовое число, соответствующее уровням Ландау; $m=0,\pm1,\pm2,...,$ -магнитное квантовое число;

$a_1^2=a^2/\left(2\sqrt{1+a^4/(4a_H^4)}\right)$ $a=\sqrt{\hbar/(m^*\omega_0)}$

$a_H=\sqrt{\hbar/(m^*\omega_H)}$ магнитная длина; $L_n^s(x)$ - полиномы Лагерра; $D_p(x)$ функция параболического цилиндра [6]; C - нормирующий множитель:

$C=2^{-1/4}\exp(-\pi\lambda/4)[2\pi L_z(1+\exp(-2\pi\lambda))]^{-1/2}$

Рассмотрим прямое межзонное поглощение света в МС. Для вычисления коэффициента прямого межзонного поглощения света воспользуемся выражением, приведенным в работе [7]

$$\alpha=A\sum_{\nu,\nu'}\left|\int\psi_\nu^e\psi_{\nu'}^h dr\right|^2\times\delta\left(\Delta-E_\nu^e-E_{\nu'}^h\right) \tag{4}$$

где $\Delta=\hbar\Omega-E_g$, E_g- ширина запрещенной зоны массивного полупроводника, $A-$ величина, пропорциональная квадрату матричного элемента, взятого по блоховских функциях, ν и $-\nu'$ наборы квантовых чисел соответствующих электрону и тяжелой дырке, соответственно, Ω – частота падающего света. Наличие δ - функции обеспечивает выполнение закона сохранения энергии для соответствующих переходов.

При вычислении коэффициента прямого межзонного поглощения света использованы формулы Хилле-Харди для билинейной производящей функции [8]

$$\sum_{n_p}^{\infty}\frac{n_p}{\Gamma(n_p+|m|+1)}L_{n_p}^{|m|}(x)L_{n_p}^{|m|}(y)z^{n_p}=(1-z)^{-1}\exp\left(-z\frac{x+y}{1-z}\right)(xyz)^{-\frac{|m|}{2}}I_{|m|}\left(2\frac{\sqrt{xyz}}{1-z}\right)$$

и интегралом Вебера [6]

$$\int_0 x^{-\frac{3}{2}}\exp\left[-\frac{\rho^2}{2x}-\mu x\right]dx=\frac{\sqrt{2\pi}}{\rho}\exp\left[-\sqrt{2\mu}|\rho|\right]$$

Изучена зависимость коэффициента поглощения света в МС от величины внешнего магнитного поля. Рассмотрен предельный переход «микросужение $\rightarrow$ квантовая проволока».

[1] *М.А Рувинский,. , Б.М. Рувинский* Влияние толщины на статическую электропроводность квантовой полупроводниковой проволоки. ФТП. — 2005. т. 39. № 2. С. 247— 250.

[2] *Л.И, Глазман. А.В. Хаецкий* Нелинейная квантовая проводимость микросужения.// Письма ЖЭТФ, 48(10), 546, (1988)

[3] *Галкин, Н.Г. Гейлер, В.А. Маргулис* Электронный транспорт через микросужение в произвольно ориентированном однородном магнитном поле./. // ЖЭТФ. - 2000. - т. 117. - С.593-603.

[4] *A.G. Scherbakov. E.N. Bogachek, U. Landman* Phys. Rev. B 53, 7, 4054 (1996).

[5] *V.D. Krevchik, A.B. Grunin, A.K. Aringazin, M.B. Semenov, E.N. Kalinin, V.G. Mayorov, A.A. Marko, S.V. Yashin* Magneto-optics of quantum wires with D^- centers. / Hadronic Journal/-2003. v.26.N 1. p.31-36

[6] *И.С. Градштейн, И.М. Рыжик* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.-М. физматгиз, 1962

[7] *Al.L. Efros, Al. Efros*. Interband absorption of light in a semiconductor sphere. Semiconductors Volume 16, Issue 7, 772-775 (1982)

[8] *Г. Бейтмен, А. Эрдейн* Высшие трансцендентные функции. т.1, т.2.-М. Наука 1973