# МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ В ФОРМЕ ЭЛЛИПСОИДНОГО ВРАЩЕНИЯ

**Г.Б. ИБРАГИМОВ, Б.Г. ИБРАГИМОВ**
*Институт Физика НАНА, Баку*

Получены зависимость порога поглощения от параметров КТ и установлены правила отбора для переходов между уровнями с различными квантовыми числами.

**Ключевые слова:** квантовая точка, наноэлектроника, поглощения света, эллипсоидное вращение, межзонное поглощение света

Достижения современных полупроводниковых технологий предоставляют широкие возможности для выращивания пирамидальных, сферических, цилиндрических, параболических, эллипсоидальных и других квантовых точек (КТ) различных геометрических форм и размеров [1]. Движение частиц, находящихся в КТ, квантовано во всех трех направлениях. Полупроводниковые КТ, благодаря полной квантованности спектра носителей заряда в них, являются наиболее перспективными наноразмерными структурами. Кроме формы КТ важным фактором, действующим на спектр КТ, является также вид ограничивающего потенциала. При изучении физических процессов в полупроводниковых КТ важную роль играет правильное математическое моделирование ограничивающего потенциала КТ, который характеризует взаимодействие носителей заряда со стенками КТ. Изучение электронных и оптических свойств КТ с различными геометрическими формами, с различными ограничивающими потенциалами, как при наличии, так и при отсутствии внешних электрических и магнитных полей является актуальной задачей полупроводниковой наноэлектроники. Исследование оптического спектра поглощения полупроводниковых структур является мощным инструментом для определения многих характеристик этих систем. Есть много работ, посвященных теоретическим и экспериментальным исследованиям оптического поглощения света в размерно-квантовых системах [2-7].

В настоящей работе теоретически рассчитан коэффициент поглощения света, обусловленный прямыми переходами в эллипсоидальных КТ. Для описания одноэлектронных состояний в эллипсоидальных КТ в радиальном направлении используется потенциал конфайнмента в виде двумерной осциляторной сферической ямы, а z направлении одномерного гармонического осциллятора

$$U(\rho,z)=U_1(\rho)+U_2(z)=\frac{m*\omega_1^2}{2}\rho^2+\frac{m*\omega_2^2}{2}z^2 \qquad (1)$$

где $m*$-эффективная масса электрона, $\omega_1$ и $\omega_2$ - характерная частота удерживающая потенциал эллипсоидальных КТ в радиальном и z направлениях соответственно, $\rho \le R_0$, $R_0$ - радиус эллипсоидальных КТ в радиальном направлении. При таком моделировании удерживающего потенциала, КТ будет иметь форму эллипсоидного вращения. Поскольку удерживающий потенциал несферической КТ, должен иметь конечную глубину, то в выбранной модели потенциала конфайнмента (1) амплитуды потенциала $U_{10}$ и $U_{20}$ являются эмпирическими параметрами и удовлетворяют соотношениям:

$$U_{10}=\frac{m*\omega_1^2R_0^2}{2} \text{ и } U_{20}=\frac{m*\omega_2^2L^2}{2},$$

где $R$ и $2L$-радиус несферической КТ в радиальной плоскости и размер несферической КТ вдоль оси $Z$ соответственно.

Невозмущенный гамильтониан H одноэлектронных бесспинновых состояний в выбранной модели (1) имеет вид

$$\hat{H}=-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right)+\frac{m^*\omega_1^2\rho^2}{2}+\hat{H}_z \qquad (2)$$

$$\hat{H}_z=-\hbar^2/(2m^*)\left(\partial^2/(\partial z^2)\right)+m^*\omega_2^2z^2/2.$$

Собственные значение $E_{n_\rho,m,n}$ и соответствующие собственные функции $\Psi_{n_\rho,m,n}(\rho,\varphi,z)$ гамильтониана (1) даются известными выражениями вида

$$E_{n_\rho,m,n}=\hbar\omega_1(2n_\rho+|m|+1)+\hbar\omega_2\left(n+\frac{1}{2}\right) \qquad (3)$$

$$\Psi_{n_\rho,m,n}(\rho,\varphi,z)=\frac{1}{a_1}\left(\frac{n_\rho!}{2^{n+1}\pi^{3/2}n!(n_\rho+|m|)!a_2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\rho^2}{2a_1^2}\right)^{\frac{|m|}{2}}\exp\left[-\left(\frac{\rho^2}{4a_1^2}+\frac{z^2}{2a_2^2}\right)\right]\times$$
$$\times \mathrm{H}_n\left(\frac{z}{a_1}\right)L_{n_\rho}^{|m|}\left(\frac{\rho^2}{2a_1^2}\right)e^{im\varphi}, \qquad (4)$$

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

где $n_\rho$ -радиальное квантовое число, $n$ - квантовое число, соответствующее уровням энергии одномерной осциляторной ямы, $m-0,\pm1,\pm2,...$, магнитное квантовое число, $a_1, a_2$ - характерная длина осциллятора, $L_s^n(x)-$ полиномы Лагерра, $H_n(x)$-полиномы Эрмита.

Рассмотрим прямое межзонное поглощение света в КТ в форме эллипсоида вращения. Кроме того, рассмотрим случай тяжелой дырки с $m_e^* << m_h^*$, где $m_e^*$ и $m_h^*$ являются эффективными массами электрона и дырки, соответственно. Для вычисления коэффициента прямого межзонного поглощения света при его нормальном падении на рассматриваемую квантовую структуру воспользуемся выражением, приведенным в работе [7]

$$\alpha = A\sum_{\nu,\nu'} |\int \psi_\nu^e \psi_{\nu'}^h dr|2 \times \delta\left(\Delta - E_\nu^e - E_{\nu'}^h\right) \quad (5)$$

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

При вычислении коэффициента прямого межзонного поглощения света использованы формулы Мелера [8]

$$\sum_{i=0}^{\infty}\left(\frac{e^{-t}}{2}\right)^2 \frac{H_n\left(\frac{z_a}{a_2}\right)H_n\left(\frac{z}{a_2}\right)}{n!} = \left(1-e^{-2t}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[\frac{2z_a z e^{-t} - \left(z_a^2 + z^2\right)e^{-2t}}{a_2^2\left(1-e^{-2t}\right)}\right]$$

и формулы Хилле-Харди для билинейной производящей функции [8]

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

Получены зависимость порога поглощения от параметров КТ и правила отбора для переходов между уровнями с различными квантовыми числами.


[1] *P. Harrison* Quantum wells, wires and dots. Theoretical and computational physics. John Wiley & Sons ltd, NY, 2005

[2] *F.M. Hashimzade, T.G. Ismailov, B.H. Mehdiyev* Influence of external transverse electric and magnetic fields on the absorption of a parabolic quantum wire// Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures 27 (1), 2005, pp.140-150

[3] *G.B. Ibragimov* Free-carrier absorption in quantum wires for boundary roughness scattering// J. Phys. Conden. Mat., 2003, v.15, pp.1427-1435

[4] *F. Yung, Q. Min* Optical properties of nanostructures// Pan Stanford, 2011, pp.312

[5] *Н.Г. Галкин, В.А. Маргулис, А.В. Шорохов* Внутризонное поглощение электромагнитного излучения квантовыми наноструктурами с параболическим потенциалом конфайнмента// ФТТ, 2001, т.43, №3, с.511-519

[6] *В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, Вас.В. Евстифаев* «Магнитооптика квантовых ям с $D^{(-)}$ - центрами», ФТП, том.40, вып.6, 2006, стр. 689 – 694

[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