BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ

№3 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2012

УДК 539.23; 539.216.1

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

И.Р.ГАДИРОВА

Бакинский Государственный Университет

igadirova@yahoo.com

Получены выражения для коэффициента двухфотонного межзонного поглощения света в параболической квантовой яме при параллельной и перпендикулярной относительно оси размерного квантования поляризации излучения. Коэффициент двухфотонного поглощения является немонотонной функцией частоты света, обнаруживая скачки при частотах,соответствующих переходам электронов между новой парой подзон. Порог двухфотонного поглощения в квантовой яме смещается в высокочастотную область по сравнению с объёмным полупроводником и зависит от параметров квантовой ямы.

Ключевые слова: квазидвумерный электронный газ, двухфотонные межзонные переходы.

В настоящее время широко изучаются физические явления в квазидвумерном электронном газе, реализующемся в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами. В работах [1,2] рассмотрено однофотонное поглощение света в параболической квантовой яме, обусловленное межзонными переходами электронов во внешних электрических и магнитных полях. В данной работе теоретически изучается двухфотонное межзонное поглощение света в параболической квантовой яме, вычисляется вероятность и коэффициент двухфотонного поглощения по теории возмущений. Двухфотонное поглощение в квантовой яме является анизотропным и зависит от направления вектора поляризации света относительно оси размерного квантования. Рассмотрены правила отбора для матричных элементов переходов между подзонами размерного квантования.

Потенциальная энергия электрона в параболической квантовой яме равна

$$V(z) = \frac{K_i}{2} z^2, \quad (1)$$

где $K_i = \frac{8\Delta E_i}{d^2}$, ΔE_i - высота квантовой ямы в i - й зоне, d - толщина слоя квантовой ямы.

Собственные функции и собственные значения уравнения Шредингера для электрона с потенциальной энергией (1) имеют вид:

$$\psi_{in_i\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \cdot e^{i\vec{k}\vec{\rho}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \cdot \left(\frac{m_i\omega_i}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \cdot e^{-\frac{m_i\omega_i z^2}{2\hbar}} \cdot H_{n_i}\left(z\sqrt{\frac{m_i\omega_i}{\hbar}}\right)$$

$$E_{cn_c\vec{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} + \left(n_c + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c \quad (2)$$

$$E_{vn_v\vec{k}'} = -\frac{\hbar^2 k'^2}{2m_v} - \left(n_v + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_v - E_g$$

$$\omega_i = \sqrt{\frac{K_i}{m_i}}.$$

Здесь $\vec{k}, \vec{\rho}$ - волновой вектор и радиус – вектор электрона в плоскости квантовой ямы XOY, S - площадь слоя квантовой ямы, индекс $i = c, v$ нумерует зону проводимости и валентную зону, n_i - номер квантового уровня, $H_n(z)$ - полиномы Эрмита, E_g - ширина запрещённой зоны полупроводника.

Волновая функция частицы в квантовой яме с учетом периодического поля кристаллической решетки равна:

$$\varphi_{in_i\vec{k}}(\vec{r}) = u_{i0}(\vec{r})\psi_{in\vec{k}}(\vec{r}), \quad (3)$$

где $u_{i0}(\vec{r})$ - периодическая часть блоховской функции исходного полупроводника.

Рассмотрим простую двухзонную модель. Во втором порядке теории возмущений для вероятности двухфотонного перехода из валентной зоны в зону проводимости имеем [3]:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{eA}{mc}\right)^4 \sum_{\vec{k}\vec{k}' n_c n_v} \left|M_{cv}(\vec{k})\right|^2 \delta(E_{n_c\vec{k}} - E_{n_v\vec{k}'} - 2\hbar\omega), \quad (4)$$

где составной матричный элемент с учётом промежуточных состояний в зоне проводимости равен

$$M_{cv}(\vec{k}) = \sum_c \frac{(\vec{\xi}\vec{p}_{Cc})(\vec{\xi}\vec{p}_{cV})}{E_{n_c\vec{k}} - E_{n_v\vec{k}'} - \hbar\omega}, \quad (5)$$

ω - частота , ξ - вектор поляризации, A - вектор потенциал электромагнитной волны $|A| = \dfrac{\sqrt{2\pi N\hbar\omega}}{\omega/v}$, v - фазовая скорость $v = \dfrac{c}{n}$, $\vec{p}_{cV}$ - матричный элемент оператора импульса на волновых функциях Блоха в зоне проводимости и в валентной зоне.

Используя выражения (2)-(5) и учитывая, что при разрешённых переходах в первом приближении матричный элемент $\vec{p}_{cV}$ можно считать постоянной величиной, а при запрещённых переходах можно положить $\vec{p}_{Cc} = \dfrac{m}{m_c}\hbar\vec{k}$, для вероятности двухфотонных переходов $W_\perp$ при поперечной и $W_{//}$ при продольной поляризации света получим:

$$W_\perp = \frac{4\mu^2 S}{\pi\hbar^5\omega^2}\left(\frac{eA}{mc}\right)^4 (\xi p_{cV})^2 \frac{\beta_c\beta_v}{\beta_c^2+\beta_v^2}\left(1+\frac{m}{m_c}\right)^2 \sum_{n_c n_v} \frac{I_{n_c n_v}^2 E\theta(E)}{2^{n_c+n_v} n_c! n_v!} ,$$

$$W_{//} = \frac{4\mu\ mS}{\pi^2\hbar^4\omega_c}\left(\frac{eA}{mc}\right)^4 (\xi p_{cV})^2 \frac{\beta_c\beta_v}{(\beta_c^2+\beta_v^2)} \sum_{n_c n_{c'} n_v} \frac{I_{n_{c'} n_v}^2 I_{n_c n_{c'}}^2\ \omega_c^2 (n_c - n_{c'})^2 \theta(E)}{[\omega - \omega_c(n_c - n_{c'})]^2 2^{n_{c'}+2n_c+n_v} n_{c'}!(n_c!)^2 n_v!} \quad (6)$$

Здесь

$$\beta_i = \sqrt{\frac{m_i\omega_i}{\hbar}} ,\ \frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_v} \quad ,\ E = 2\hbar\omega - \hbar\omega_c\left(n_c + \frac{1}{2}\right) - \hbar\omega_v\left(n_v + \frac{1}{2}\right),$$

$\theta(E)$ - ступенчатая функция Хевисайда.

$$J_{n_{c'} n_v} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} H_{n_{c'}}\left(\beta_c\sqrt{\frac{2}{\beta_c^2+\beta_v^2}}u\right) H_{n_v}\left(\beta_v\sqrt{\frac{2}{\beta_c^2+\beta_v^2}}u\right) du ,$$

$$J_{n_c n_{c'}} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} H_{n_{c'}}(u)\, H_{n_c}(u) du .$$

Коэффициент поглощения определяется из соотношения:

$$\alpha == \frac{2\hbar\omega W}{IV} , \quad (7)$$

где

$$I = Nv\hbar\omega$$

интенсивность излучения в веществе, $V = Sd$ - объём слоя квантовой ямы.

Подставив в (7) формулы (6), получим выражения для коэффициента поглощения света в случаях, когда вектор поляризации направлен перпендикулярно $(\vec{\varsigma} \perp oz)$ - $\alpha_\perp$ и параллельно $(\vec{\varsigma}\, //\, oz)$ оси пространственного квантования $\alpha_{//}$:

$$\alpha_{\perp}(\omega)=\alpha_0\frac{\pi\mu\omega_c^4}{m\omega^4}\left(1+\frac{m}{m_c}\right)^2\sum_{n_c n_v}\frac{E}{\hbar\omega}\frac{I_{n_c n_v}^2\theta(E)}{2^{n_c+n_v}n_c!n_v!}$$

$$\alpha_{//}(\omega)=\alpha_0\frac{\omega_c^3}{\omega^3}\sum_{n_c n_{c'} n_v}\frac{I_{n_{c'} n_v}^2 I_{n_c n_{c'}}^2\ \omega_c^2(n_c-n_{c'})^2\theta(E)}{[\omega-\omega_c(n_c-n_{c'})]^2 2^{n_{c'}+2n_c+n_v}n_{c'}!(n_c!)^2 n_v!},$$

где

$$\alpha_o=\frac{32e^4\mu(\vec{\varsigma}\,\vec{p}_{cv})^2 I}{c^2m^3\varepsilon d\hbar^3\omega_c^4}\frac{\beta_c\beta_v}{\beta_c^2+\beta_v^2},$$

ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Как видно из этих выражний коэффициент двухфотонного поглощения пропорционален интенсивности излучения. Частотная зависимость коэффиципента поглощения имеет немонотонный характер и испытывает скачки при частотах, соответствующих переходам электронов между новой парой подзон. Межзонные двухфотонные переходы при параллельной оси размерного квантования поляризации света разрешены между уровнями размерного квантования валентной зоны и зоны проводимости различной чётности, а при поперечной поляризации света – между уровнями размерного квантования одинаковой чётности. При двухфотонных межзонных переходах в кавантовой яме порог поглощения смещается в область высоких частот по сравнению с объёмным полупроводником [4]: и зависит от ширины и высоты квантовой ямы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гадирова И.Р. Межзонное поглощение света в параболической квантовой яме в однородном электрическом поле. // Вестник БГУ.Сер. физ.-мат. наук, 2010, №3, с.162-166.
2. Гадирова И.Р. Магнитооптические переходы в параболической квантовой яме.// Вестник БГУ.Сер. физ.-мат. наук, 2011, № 2, с. 158-162.
3. Бассани Ф., Пастори Дж. Парравичини. Электронные состояния и оптические переходы в твёрдых телах. М.: Наука, 1982, 392 с.
4. Басов Н.Г., Грасюк А.З. и др. Полупроводниковый квантовый генератор с двухфотонным оптическим возбуждением. ЖЭТФ, 50, 1966, №3, с.551-560.

PARABOLİK KVANT ÇUXURUNDA İŞIĞIN İKİFOTONLU UDULMASI

İ.R.QƏDİROVA

XÜLASƏ

Parabolik kvant çuxurunda işığın ikifotonlu udulma əmsalının ifadəsi alınmışdır. İkifotonlu udulma əmsalı işıq tezliyinin qeyri-monoton funksiyasıdır və tezliyin yeni altzonalar cütü arasında keçidlərə uyğun qiymətlərində sıçrayışa malik olur. Həcmi yarımkeçiricilərlə müqayisədə kvant çuxurunda ikifotonlu udulma astanası daha yüksək tezliklərə təsadüf edir və kvant çuxurunun parametrlərindən asılı olur.

Açar sözlər: kvaziikiölçülü elektron qazı, ikifotonlu zonalararası keçidlər.

TWO PHOTON LİGHT ABSORPTİON IN PARABOLIC QUANTUM WELL

I.R.GADIROVA

SUMMARY

Expressions for the two-photon interband absorption coefficient in a parabolic quantum well for the light polarization parallel and ortogonal to the spatial quantization axis have been obtained. The two photon absorption in a parabolic quantum well is a nonmonotonic function of the light frequency manifesting jumps when transitions between new pairs of subbands take place. The threshold for two-photon absorption in a parabolic quantum well is shifted towards higher frequencies relative to its value in the bulk semiconductor and depends on quantum well parameters.

Key words: quasi-two-dimensional electron gas, two-photon interband transitions.

Поступила в редакцию: 08.09.2012 г.
Подписано к печати: 20.10.2012 г.