

УДК 621.315

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ДВУМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ ИЗ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

М.Г. БАРСЕГЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Исследовано электропоглощение монохроматической световой волны двумерной прямоугольной сверхрешеткой из сферических квантовых точек. Получено выражение для коэффициента поглощения, зависящее от напряженности электростатического поля и параметров рассматриваемой системы. Проведены численные оценки для сверхрешетки из квантовых точек GaAs-Ga_{0,7}Al_{0,3}As.

1. Введение

Оптические исследования позволяют получить прямую информацию об энергетической структуре сверхрешеток (СР) и о различных характеристиках квазичастиц в них [1]. Уникальные свойства полупроводниковых СР особенно ярко проявляются во внешних полях [2-5]. Так, в электрическом поле, направленном вдоль оси выращивания СР, электроны совершают блоховские осцилляции с частотой $\Omega_B = eFa/\hbar$ и с амплитудой $\lambda \sim \Delta/eF$ (F – напряженность поля, a – период структуры, Δ – ширина минизоны), что приводит к возникновению штарковских уровней [6]. Для характерных значений $a \sim 10^{-6}$ см, $\Delta \sim 0.1$ эВ и в полях $F \sim 10^4$ В/см размер области локализации $\Delta \sim a$. Непосредственно связанное с такой локализацией штарковское квантование экспериментально наблюдалось именно в оптическом поглощении [3,7,8].

В сверхрешетках из квантовых ям (СРКЯ), при любом значении электрического поля остается сильное фононное рассеяние, приводящее к быстрому затуханию блоховских осцилляций. Согласно [9], в сверхрешетках из квантовых точек (СРКТ), в отличие от СРКЯ, есть возможность существенного подавления фононного рассеяния электронов путем изменения величины и направления электрического поля. С этой точки зрения исследования кинетических и оптических свойств квантовых точек, образующих идеальную сверхрешетку из квантовых точек любой симметрии и размерности, весьма перспективны и могут найти различные практические применения.

В данной работе исследовано междузонное поглощение монохроматической световой волны двумерной прямоугольной сверхрешеткой из сфери-

ческих квантовых точек в постоянном электрическом поле.

2. Расчет коэффициента поглощения

Для расчета коэффициента поглощения воспользуемся выражением

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{nc\omega m_0^2 V_0} \sum_{(i,f)} |\mathbf{E} \mathbf{P}_{if}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) [f(E_i) - f(E_f)], \quad (1)$$

где ω – частота, а \mathbf{e} – вектор поляризации световой волны, m_0 – показатель преломления среды, m_0 – масса свободного электрона, V_0 – нормировочный объем образца, суммирование ведется по всем начальным (i) и конечным (f) состояниям, $f(E)$ – функция распределения Ферми–Дирака. Для междузонных переходов входящий в (1) матричный элемент оператора импульса $\mathbf{P}_{if} = \mathbf{M}_{cv} Q_{if}$, где $\mathbf{M}_{cv} = \langle u_c | \hat{\mathbf{P}} | u_v \rangle$, u_c и u_v – блоховские амплитуды в центре зоны Бриллюэна, $Q_{if} = \langle \psi_f | \psi_i \rangle$ – интеграл перекрытия, ψ_f и ψ_i – огибающие волновых функций конечного и начального состояний.

Если внешнее электрическое поле направлено вдоль одной из главных осей СР, то в приближении сильной связи огибающие волновых функций имеют вид [9]

$$\psi_f(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\perp}}} \sum_{n_{\parallel} n_{\perp}} e^{ik_{\perp} n_{\perp}} J_{n_{\parallel} - N_f} \left(\frac{\Delta_{\parallel}^c}{2\hbar\Omega} \right) \varphi_e(\mathbf{r} - n_{\perp} \mathbf{a}_{\perp} - n_{\parallel} \mathbf{a}_{\parallel}), \quad (2)$$

$$\psi_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\perp}}} \sum_{n'_{\parallel} n'_{\perp}} e^{ik'_{\perp} n'_{\perp}} J_{n'_{\parallel} - N_f} \left(-\frac{\Delta_{\parallel}^v}{2\hbar\Omega} \right) \varphi_h(\mathbf{r} - n'_{\perp} \mathbf{a}_{\perp} - n'_{\parallel} \mathbf{a}_{\parallel}), \quad (3)$$

где индекс \parallel (\perp) соответствует направлению (перпендикулярно направлению) электрического поля \mathbf{F} , $\varphi_e(\mathbf{r} - \rho)$ ($\varphi_h(\mathbf{r} - \rho')$) – функция Ванье основной (дырочной) минизоны, центрированной в узлах СРКТ с координатами $\rho = n_{\parallel} \mathbf{a}_{\parallel} + n_{\perp} \mathbf{a}_{\perp}$ ($\rho' = n'_{\parallel} \mathbf{a}_{\parallel} + n'_{\perp} \mathbf{a}_{\perp}$), $\mathbf{a}_{\parallel}, \mathbf{a}_{\perp}$ – периоды СР, $k(k')$ – волновое число электрона (дырки) в перпендикулярной к направлению поля цепочке КТ в 2D СРКТ, $\Omega = eF a_{\parallel} / \hbar$ – штарковская частота, $\Delta_{\perp}^c, \Delta_{\parallel}^c$ ($\Delta_{\perp}^v, \Delta_{\parallel}^v$) – ширины первой минизоны проводимости (валентной минизоны), $N_{\perp} (N_{\parallel})$ – число элементарных ячеек 2D СРКТ в поперечном (продольном) направлении, $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода, $N_i, N_f = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – квантовые числа.

Для энергий начального и конечного состояний имеем [9]:

$$E_i = -\varepsilon_h - \frac{\Delta_{\perp}^v}{2} \cos k a_{\perp} - N_i \hbar \Omega, \quad E_f = \varepsilon_g + \varepsilon_e + \frac{\Delta_{\perp}^c}{2} \cos k a_{\perp} - N_f \hbar \Omega, \quad (4)$$

где ε_g – ширина запрещенной зоны квантовой точки. В условиях достаточно низких температур системы, из (1)–(4) для коэффициента поглощения получим:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{1+\gamma\varepsilon} \sum_n J_n^2 \left(\frac{1}{2\eta_{\perp}} \right) \frac{\theta \left[\frac{1}{4} - (\varepsilon + m\eta_{\perp})^2 \right]}{\sqrt{\frac{1}{4} - (\varepsilon + m\eta_{\perp})^2}} \equiv \sum_n \alpha_n(\omega), \quad (5)$$

где

$$\alpha_0 = \frac{8\pi e^2 M_{cv}^2 Q_{eh}^2 \hbar}{ncm_0^2 E_g^{QW} a_{\perp} a_{\parallel} d (\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v)}, \quad \varepsilon = \frac{\hbar\omega - E_g^{QW}}{\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v}, \quad (6)$$

d – толщина 2D слоя СРКТ, $E_g^{QW} = \varepsilon_g + \varepsilon_e + \varepsilon_h$ – энергетическое расстояние между центрами электронной и дырочной минизон, $\theta(x)$ – единичная ступенчатая функция, $\alpha_m(\omega)$ – парциальные коэффициенты поглощения,

$$\eta_{\parallel} = \frac{\hbar\Omega}{\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v}, \quad \eta_{\perp} = \frac{\hbar\Omega}{\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v}, \quad \gamma = \frac{\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v}{E_g^{QW}}. \quad (7)$$

В рассматриваемом приближении сильной связи, ввиду слабого перекрытия функций Ванье, относящихся к различным узлам СРКТ, в интеграле перекрытия Q_{eh} их можно заменить волновыми функциями в изолированной сферической квантовой точке.

Как следует из (5), коэффициент поглощения отражает поведение одномерной комбинированной плотности состояний [1]. При $F \rightarrow 0$ из (5) следует выражение для коэффициента поглощения 2D решетки [10].

Парциальные коэффициенты поглощения $\alpha_m(\omega)$ имеют ступенчатое поведение, при этом для данного значения величины электрического поля, порог включения переходов определяется параметром η_{\perp} , а амплитуда $\alpha_m(\omega)$ – длиной локализации электрона ($\lambda_c = \Delta_{\parallel}^c / 2\hbar\Omega$) и дырки ($\lambda_h = \Delta_{\parallel}^v / 2\hbar\Omega$) в направлении поля.

Оценим величину коэффициента поглощения для 2D прямоугольной сверхрешетки из сферических квантовых точек GaAs–Ga_{0.7}Al_{0.3}As с $R=0.5a_B=52\text{\AA}$, используя следующие значения для параметров системы: $\Delta_{\perp}^c = 34\text{ мэВ}$, $\Delta_{\perp}^v = 0.48\text{ мэВ}$, $\lambda_{\parallel}^c = 92.6\text{ мэВ}$, $\lambda_{\parallel}^v = 1.3\text{ мэВ}$, $a_{\perp} = 2a_B$, $a_{\parallel} = 1.5a_B$, $\eta_{\perp} = 0.5$ и $\eta_{\parallel} = 0.18$ (при $F \cong 6.66\text{ кВ/см}$). Значения $\varepsilon_e = 67.9\text{ мэВ}$, $\varepsilon_h = 14.7\text{ мэВ}$ и $Q_{eh}^2 = 0.95$ найдены из решения уравнения Шредингера для сферической квантовой ямы с радиусом $R=52\text{\AA}$ и высотой барьера $V_0=224.6\text{ мэВ}$ (при $x=0.3$) [11]. Подстановка приведенных численных значений параметров системы в (6) дает $\alpha_0=360\text{ см}^{-1}$.

При $\eta_{\perp} = 0.5$ максимумы $\alpha(\varepsilon)$ соответствуют значениям $m = 0$ ($\varepsilon = 1/2$), $m = -1$ ($\varepsilon = 1$), $m = -2$ ($\varepsilon = 3/2$) и т.д., при этом с ростом $|m|$ доля m -го парциального коэффициента уменьшается (при переходе от ε к $-\varepsilon$ следует перейти от m к $-m$).

В сильных полях, когда $\hbar\Omega > \Delta_{\parallel}^c + \Delta_{\parallel}^v$, поглощение в основном обусловлено переходами с $m = 0$, со слабыми “крыльями”, соответствующими значениям $m = \pm 1$.

При вычислениях, связанных с трактовкой конкретных экспериментов, имеющиеся в действительности различные источники уширения уровней энергии (рассеяние носителей, температурная размазка и т.д.) можно учесть переходом в выражении для коэффициента поглощения (1) от дельта-функции к лоренциану.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения "Полупроводниковая наноэлектроника".

ЛИТЕРАТУРА

1. P.K.Basu. Theory of optical processes in semiconductors. Clarendon Press, Oxford, 1997.
2. J.Bleuse, G.Bastard, P.Voisin. Phys. Rev. Lett., **60**, 220 (1988).
3. M.Pacheco, Z.Barticevic, F.Claro. Phys. Rev. B, **46**, 15200 (1992).
4. Z.Barticevic, M.Pacheco, F.Claro. Phys. Rev. B, **51**, 14414 (1995).
5. M.Pacheco, Z. Barticevic. Phys. Rev. B, **64**, 033406-1 (2001).
6. K.Leo. Semicond. Sci. Technol., **13**, 249 (1998).
7. E.E.Mendez. Localization and Confinement of Electrons in Semiconductors. Springer Series in Solid State Sciences, **97**, 227 (1990).
8. M.Digman, I.E.Sipe. Phys. Rev. B, **44**, 13124 (1991).
9. И.А.Дмитриев, Р.А.Сурис. ФТП, **36**, 1449 (2002).
10. M.Cardona. In: Problems in solid state physics (ed. H.J.Goldsmid). Pion Ltd, Academic Press, London-New York, 1968, p.425.
11. S.Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).

ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԹՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐԻ ԵՐԿՉԱՓ ԳԵՐՅԱՆՑՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Մ.Գ. ԲԱՐՍԵԴՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է մեներանգ լուսային ալիքի էլեկտրականումը գնդային քվանտային կետերի երկչափ ուղղանկյուն զերցանցում: Ստացված է կլամման գործակցի արտահայտություն, կախված էլեկտրական դաշտի լարվածությունից և դիտարկվող համակարգի բնութագրերից: Կատարված են թվային գնահատումներ $\text{GaAs-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ -ից պատրաստված քվանտային կետերի զերցանցի համար:

LIGHT ABSORPTION OF TWO-DIMENSIONAL QUANTUM-DOT-SUPERLATTICE IN ELECTRIC FIELD

M.G. BARSEGHYAN, A.A. KIRAKOSYAN

The electroabsorption of a monochromatic light wave in a two-dimensional rectangular superlattice of spherical quantum dots is investigated. An expression for the absorption coefficient is derived depending on the electric field intensity and the characteristics of the considered system. The estimations for a $\text{GaAs-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ quantum dot superlattice are carried out.