Известия НАН Армении, Физика, т.46, №6, с.440-450 (2011)

УДК 537.311

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В УЗКОЗОННОЙ СЛОИСТОЙ ЦИЛИДРИЧЕСКОЙ НАНОПРОВОЛОКЕ InSb ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В.А. АРУТЮНЯН[1], Э.М. КАЗАРЯН[2], А.А. САРКИСЯН[2,3]

[1]Гюмрийский филиал Государственного инженерного университета Армении

[2]Российско-Армянский (Славянский) университет, Ереван, Армения

[3]Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

(Поступила в редакцию 8 июня 2011 г.)

На примере InSb рассмотрено влияние сильного однородного электростатического поля на состояние носителей в узкозонном квантованном цилиндрическом слое для случая кейновского закона дисперсии. Получен явный вид энергетического спектра и огибающих волновых функций носителей заряда в гетерослое. Показано, что под действием сильного внешнего поля ротационное движение носителей заряда по угловой переменной переходит в осцилляторные колебания в узком конусе азимутального угла. Получены соответствующие правила отбора и вычислены пороговые частоты поглощения для межзонных и внутризонных электрооптических переходов в слое. Значения соответствующих пороговых частот определяются геометрическими размерами образца и величиной внешнего поля.

1. Введение

Полупроводниковые наноструктуры являются теми уникальными объектами, в которых возможно осуществлять гибкую манипуляцию энергетического спектра носителей заряда, создавая тем самым приборно-ориентированные структуры с наперед заданными характеристиками [1]. Важной особенностью этих гетерофазных систем является сильная взаимосвязь между компонентным составом, геометрией и размерами исследуемых образцов, а также их физическими характеристиками [2].

При теоретическом описании процессов в наноструктурах принципиально важное значение имеет процедура построения по-возможности реалистичного гамильтониана системы. При этом, если геометрия исследуемого образца диктует симметрию оператора Гамильтона, то компонентный состав и физико-химические, механические и т.п. свойства наноструктуры, а также окружающей среды формируют профиль ограничивающего потенциала системы [2].

В последние годы резко возрос интерес к слоистым наноструктурам. После экспериментальной реализации полупроводниковых квантовых колец [3] появилось большое количество работ, в которых детально изучались электронные, оптические, кинетические и т.п. свойства квантовых колец и цилиндрических нанослоев [4-10]. Ясно, что наряду с цилиндрическими нанослоями определенный интерес представляет также рассмотрение сферических [11-13], эллипсоидальных [14,15], серповидных [16] нанослоев, каждый из которых обладает своими уникальными физическими свойствами. Важно отметить, что физические параметры, вычисленные для слоистых наноструктур путем предельных переходов, могут быть адаптированы и для других низкоразмерных систем. Например, в случае сферического нанослоя можно, устремляя внутренний радиус к нулю, перейти к случаю сферической квантовой точки. С другой стороны, если, оставляя толщину сферического нанослоя постоянной, одновременно устремить внутренний и внешний радиусы к бесконечности, то в результате получится квантовая яма. В случае цилиндрических нанослоев помимо перехода к квантовой точке и яме можно совершить переход и к квантовой проволоке, когда внутренний радиус устремляется к нулю, а высота нанослоя к бесконечности. Таким образом, результаты, полученные для слоистых систем, носят обобщающий характер и могут быть использованы и для структур с более простой геометрией [17].

Теоретическое исследование кольцеобразных наноструктур берет свое начало с пионерских работ Чакраборти и Пиетилайнена, в которых были изучены одночастичные и многочастичные состояния в квантовых кольцах с потенциалом ограничения в виде двумерного смещенного осциллятора [18-20]. Позже Чапликом были рассмотрены магнетоэкситонные состояния в квантовом кольце в рамках модели плоского ротатора [21]. Двухэлектронные состояния в квантовом кольце, по аналогии с моделью вигнеровской молекулы, рассмотрены в [22]. В этой работе, в частности, показано, что в случае тонкого кольца можно осуществить разделение движения электронов на относительное и движение их центра масс. В рамках аналогичного подхода авторы [23] предложили приближенную модель двухэлектронных состояний в тонком квантовом кольце, в рамках которой относительное движение электронов сводится к уравнению Матье.

Оптические свойства квантовых колец и цилиндрических нанослоев были теоретически исследованы, например, в работах [24,25]. Так, в [24] снова в рамках вигнеровской молекулы были рассмотрены оптическое поглощение и рассеяние света в квантовом кольце с двумя электронами. Дипольные оптические переходы в квантовом кольце с рассеивающим центром были исследованы в работе [20]. Влияние примесного центра на характер поглощения в квантовом кольце при наличии магнитного поля обсуждалось в работе [25]. Следует отметить, что во всех вышеуказанных работах закон дисперсии носителей заряда рассматривался параболическим. Вместе с тем сравнительно недавно появились сообщения [26,27] об экспериментальной реализации узкозонных квантовых точек из InSb, в которых закон дисперсии носителей заряда непараболичен. В этом соединении, как известно [28], валентная зона распадается на невзаимодействующие зоны легких и тяжелых дырок и на зону спин-орбитального взаимодействия. При этом, если закон дисперсии тяжелых дырок (*hh*) является параболическим:

$$E^{hh} = \mathbf{p}^2 / 2\mu_{hh}\,, \tag{1}$$

то для легких дырок (*lh*) и электронов (*e*) закон дисперсии уже непараболичен и по виду совпадает с релятивистским:

$$E_e(\mathbf{p}) = E_{lh}(\mathbf{p}) = \sqrt{\mathbf{p}^2 s^2 + \mu_c^2 s^4}\,; (\mu_e = \mu_{lh} = \mu_c = 0.018 m_0;\, s \sim 10^8 \text{ см/с}). \tag{2}$$

Ясно, что непараболичность закона дисперсии обязательным образом отразится также и на характере оптического поглощения в слоистых наноструктурах. Поэтому вызывает интерес исследовать оптические свойства цилиндрических нанослоев из InSb с учетом сложного закона дисперсии электронов и дырок. Отметим, что ранее в работе [29] были изучены межзонные переходы в цилиндрической слоистой квантовой точке из InSb при наличии аксиального магнитного и слабого электрического полей. С другой стороны, в недавно опубликованных работах [30,31] рассмотрены электронные состояния и внутризонные переходы в цилиндрической слоистой нанопроволоке с параболическим законом дисперсии носителей заряда при наличии сильного латерального однородного электростатического поля.

В настоящей работе теоретически рассчитан энергетический спектр носителей заряда в квантованном узкозонном полупроводниковом цилиндрическом слое InSb, помещенном в сильное поперечное однородное электростатическое поле, а также рассмотрена специфика электрооптического поглощения при межзонных и внутризонных-межподзонных дипольных переходах в указанной системе.

2. Электронные и дырочные состояния в слое в отсутствие внешнего поля

Рассматриваемую систему представим как композицию кор/слой/среда (или вакуум/слой/вакуум) и предполагаем бесконечной вдоль оси симметрии (*z*). При описании поперечного движения носителей – в плоскости (r,φ), которое в дальнейшем нас, в основном, и будет интересовать (т.к. внешнее поле выбрано действующим именно в этой плоскости), соотношения между параметрами кора, собственно слоя и среды предполагаем такими, что в радиальном направлении (*r*) в отсутствие внешнего поля слой с достаточной точностью можно аппроксимировать бесконечно глубокой потенциальной ямой, “свернутой в трубку”:

$$U(r) = \begin{cases} 0; & R_1 < r < R_2, \\ \infty; & r \le R_1,\ r \ge R_2, \end{cases} \tag{3}$$

где R_1, R_2 – соответственно, внутренний и внешний радиусы слоя. Кроме того, предполагается, что толщина слоя такова, что кинетическая энергия, обусловленная размерным квантованием, много больше энергии кулоновского взаимодействия, и связывания электрона и дырки в экситон в пределах слоя не происходит, т.е. имеет место условие

$$L \ll a_L\,, \tag{4}$$

где $L = R_2 - R_1$ – толщина слоя, a_L – боровский радиус объемного экситона в материале слоя. Одновременно предполагаем, что толщина слоя много меньше его радиуса:

$$L \ll R_1\,. \tag{5}$$

Это условие с технической точки зрения будет наиболее приближено к физической ситуации, когда система проявляет одновременно свойства как квантовой нити, так и квантовой пленки. С энергетической точки зрения условие (5) равнозначно условию малости энергии вращения частицы в слое по сравнению с ее энергией размерного квантования в радиальном направлении. Из соотношения неопределенностей нетрудно получить, что между эффективными периодами движения единичного цикла радиального (T_{conf}) и вращательного (T_{rot}) движений при этом будет иметь место соотношение

$$T_{conf}/T_{rot} \sim L^2/R_1^2 \ll 1\,. \tag{6}$$

Следовательно, вращательное движение частицы в слое является медленным по сравнению с ее радиальным движением, что в дальнейшем даст нам возможность для решения соответствующего двумерного уравнения Шредингера воспользоваться адиабатическим приближением.

Рассмотрение проведем на примере указанного выше материала InSb ($E_g = 0.13$ эВ). При отсутствии внешнего поля для определения огибающих волновых функций и энергетического спектра тяжелых дырок можно воспользоваться результатами работы [31]:

$$\psi_{hh}^{(0)}(r,\varphi,z) = \phi_n(r) f_m(\varphi) w(p_z) = \sqrt{\frac{2}{L}}\,\frac{\sin\frac{\pi n}{L}(r - R_1)}{\sqrt{r}}\,\frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}\,\frac{\exp\left(\frac{i}{\hbar}p_z z\right)}{\sqrt{l}}\,, \tag{7}$$

$$E_{hh}^{(0)} \equiv E_v^{(0)} = \frac{\pi^2\hbar^2 n^2}{2\mu_v L^2} + \frac{\hbar^2 m^2}{2\mu_v R_n^2} + \frac{p_z^2}{2\mu_v} \equiv (E_v)_{rad} + \left(E_v^{(0)}\right)_{ang} + (E_v)_{tr}\,, \tag{8}$$

где $n = 1,2,3,\ldots$; $m = 0,\pm1,\pm2,\ldots$; l – нормировочный размер системы, а величина $R_n^{-2} \cong R_1^{-2}\left[1 - L/R_1 + \left(L^2/R_1^2\right)\left(1 - 3/2\pi^2 n^2\right)\right]$ является эффективным радиусом ротации, полученным путем адиабатического усреднения величины r^{-2} по состояниям $\phi_n(r)$ из (7).

Для электронов зоны проводимости и легких дырок валентной зоны из закона дисперсии (2) приходим к аналогу уравнения Клейна–Гордона:

$$\left(\hat{\mathbf{p}}^2 s^2 + \mu_c^2 s^4\right)\psi_c^{(0)}(r,\varphi,z) = \left(E_c^{(0)}\right)^2 \psi_c^{(0)}(r,\varphi,z)\quad \left(\psi_e = \psi_{lh} \equiv \psi_c; E_e = E_{lh} \equiv E_c\right). \tag{9}$$

Вводя обозначение $E^{(0)} = \left(\left(E_c^{(0)}\right)^2 - \mu_c^2 s^4\right) \Big/ 2\mu_c s^2$, получаем стандартное уравнение Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu_c}\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]\psi_c^{(0)}\left(r,\varphi,z\right) = E(0)\psi_c^{(0)}\left(r,\varphi,z\right). \qquad (10)$$

С учетом граничных условий $\psi\left(r = R_1\right) = \psi\left(r = R_2\right) = 0$ для волновых функций и энергетического спектра электрона и легкой дырки окончательно получим:

$$\psi_{lh}^{(0)} = \psi_e^{(0)} \equiv \psi_c^{(0)}\left(r,\varphi,z\right) = \phi_n\left(r\right) f_m\left(\varphi\right) w\left(p_z\right) = \\ = \sqrt{\frac{2}{L}}\frac{\sin\left[\left(\pi n/L\right)\left(r - R_1\right)\right]}{\sqrt{r}}\frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}\frac{\exp\left[\left(i/\hbar\right)p_z z\right]}{\sqrt{l}}, \qquad (11)$$

$$E_{lh}^{(0)} = E_e^{(0)} \equiv E_c^{(0)} = \left(\frac{\pi^2\hbar^2 n^2 s^2}{L^2} + \frac{\hbar^2 m^2 s^2}{R_n^2} + p_z^2 s^2 + \mu_c^2 s^4\right)^{\frac{1}{2}}. \qquad (12)$$

3. Электронные и дырочные состояния в слое в присутствии сильного электростатического поля

Предположим, теперь, что на систему наложено внешнее однородное электростатическое поле **E**, направленное вдоль оси x: $\mathbf{E} = \mathbf{E}\left(E,0,0\right)$. В рассматриваемом случае, когда диэлектрические постоянные кора, слоя и среды есть соответственно $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_1$, учет искажения приложенного внешнего поля вследствие поляризации остова, окружающего носитель с зарядом q, для потенциальной энергии частицы в пределах слоя [32] приводит к следующему результату:

$$V\left(r,\varphi\right) = q\left(Br + C/r\right)\cos\varphi \equiv V\left(r\right)F\cos\varphi, \qquad (13)$$

где постоянные B и C имеют вид

$$B = F\frac{2\left(\varepsilon_{2,1}+1\right)R_2^2}{\left(\varepsilon_{2,1}+1\right)^2 R_2^2 - \left(\varepsilon_{2,1}-1\right)^2 R_1^2} \equiv FB_0, \qquad (14)$$

$$C = F\frac{2\left(\varepsilon_{2,1}-1\right)R_1^2 R_2^2}{\left(\varepsilon_{2,1}+1\right)^2 R_2^2 - \left(\varepsilon_{2,1}-1\right)^2 R_1^2} \equiv FC_0, \qquad (15)$$

а $\varepsilon_{2,1} = \varepsilon_2/\varepsilon_1$, $F = qE$.

С учетом рассмотренных выше условий адиабатичности для радиального движения, функцию $V\left(r\right)$ из выражения (13) в дальнейшем можно заменить ее средним значением:

$$\left\langle V\left(r\right)\right\rangle = \left\langle B_0 r + \frac{C_0}{r}\right\rangle \cong B_0 R_1\left(1 + \frac{L}{2R_1}\right) + \frac{C_0}{L}\ln\frac{R_2}{R_1} \equiv V_0. \qquad (16)$$

При наличии сильного внешнего однородного поля, описание движения тяжелых дырок по переменным r и z остается таким же, как и в отсутствие поля (выражения (7),(8)), а по угловой переменной приходим к уравнению

$$\frac{d^2u(\eta)}{d\eta^2}+\frac{8\mu_v R_{n_v}^2}{\hbar^2}(E_v)_{\text{ang}}\,u(\eta)+\frac{8\mu_v R_{n_v}^2 V_0 F}{\hbar^2}u(\eta)\cos 2\eta=0;\quad \left(\eta=\frac{\varphi-\pi}{2}\right). \quad (17)$$

В предельном случае сильных полей, когда создаваемая внешним полем потенциальная яма очень глубока, соответственно, будет иметь место соотношение

$$V_0F\Big/\left(E_\nu^{(0)}\right)_{\text{ang}} \gg 1. \quad (18)$$

Амплитудный множитель перед функцией $\cos 2\eta$ становится много больше единицы. При этом для первых нескольких нижних уровней глубокую потенциальную яму $U(\eta)=\left(8\mu_v R_{n_v}^2 V_0 F/\hbar^2\right)\cos 2\eta$ в окрестности значений угла $\eta=0$ с достаточной точностью можно аппроксимировать параболической ямой (используя разложение $\cos 2\eta \approx 1-2\eta^2$). После этого для движения по угловой переменной приходим к уравнению Шредингера осцилляторного типа:

$$d^2u_v(\eta)\big/d\eta^2+\lambda_v^2 u_v(\eta)-\beta_{n_v}^2\eta^2 u_v(\eta)=0 \quad (u_v\equiv u_{hh}), \quad (19)$$

где $\lambda_v^2=\left(8\mu R_{n_v}^2/\hbar^2\right)\left(E_{v,\text{ang}}+V_0F\right)$, $\beta_{n_v}^2=16\mu_v R_{n_v}^2 V_0 F/\hbar^2$.

Отсюда для энергии и волновых функций движения частицы вдоль угловой переменной, соответственно, получаем [31]

$$(E_v)_{\text{ang}}=\sqrt{\hbar^2 V_0 F/\mu_v R_{n_v}^2}\,(k_v+1/2)-V_0F\equiv\hbar\Omega_{hh}(k_v+1/2)-V_0F, \quad (20)$$

$$u_k(\eta)=\left(\frac{1}{2^k}\frac{1}{k!}\sqrt{\frac{\beta_n}{\pi}}\right)^{1/2}H_k\left(\sqrt{\beta_n}\,\eta\right)\exp\left(-\frac{\beta_n\eta^2}{2}\right), \quad (21)$$

где $H_k(x)$ – полиномы Эрмита, $k=0,1,2,\ldots$.

Для полной энергии (E_{hh}) тяжелых дырок в слое при наличии внешнего поля теперь можем записать

$$E_{hh}\equiv E_v=(E_v)_{\text{rad}}+(E_v)_{\text{ang}}+(E_v)_{tr}=\frac{\pi^2\hbar^2 n^2}{2\mu_v L^2}+\hbar\Omega_{hh}\left(k+\frac{1}{2}\right)-V_0F+\frac{p_z^2}{2\mu_v}. \quad (22)$$

Перейдем к вычислению энергий электронов и легких дырок при наличии внешнего поля (13). В этом случае имеем следующее уравнение Шредингера:

$$\begin{aligned}&-\frac{\hbar^2}{2\mu_c}\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]\psi_c(r,\varphi,z)+\\&+V(r)\cos\varphi\,\psi_c(r,\varphi,z)=E\psi_c(r,\varphi,z),\end{aligned} \quad (23)$$

где $E=E_{\text{rad}}^{(0)}+E_{\text{ang}}+E(p_z)=\left[\left(E_c^2-\mu_c^2 s^4\right)\big/2\mu_c s^2\right]$, $E_e=E_{lh}\equiv E_c$ – полная энергия электрона (легкой дырки) при наличии внешнего поля. Условие экстремальности поля в этом случае принимает вид

$$V_0^2 F^2 / 2\mu_c s^2 \ll E_{\text{ang}}. \tag{24}$$

С учетом этого вновь приходим к уравнению вида (19):

$$d^2 u_c(\eta)/d\eta^2 + \lambda_c^2 u_c(\eta) - \beta_{n_c}^2 \eta^2 u_c(\eta) = 0; \quad (u_e = u_{lh} \equiv u_c), \tag{25}$$

где $\lambda_c^2 = \left(8\mu_c R_{n_c}^2 / \hbar^2\right)\left(V_0^2 F^2 / 2\mu_c s^2\right) + \left(8\mu R_{n_c}^2 / \hbar^2\right) E_{\text{ang}}$, откуда получаем:

$$E_{\text{ang}} = \sqrt{\frac{\hbar^2 V_0^2 F^2}{\mu_c R_{n_c}^2} \frac{1}{\mu_c s^2}} \left(k_v + \frac{1}{2}\right) - \frac{V_0^2 F^2}{2\mu_c s^2} \equiv \hbar\Omega_c \left(k_c + \frac{1}{2}\right) - \frac{V_0^2 F^2}{2\mu_c s^2}, \tag{26}$$

$$\begin{aligned} \psi_{lh} = \psi_e \equiv \psi_c(r, \varphi, z) = \phi_{n_c}(r) u_{k_c}(\varphi) w(p_z) = \\ = \sqrt{\frac{2}{L}} \frac{\sin\left[(\pi n_c / L)(r - R_1)\right]}{\sqrt{r}} u_c(\varphi) \frac{\exp\left[(i/\hbar) p_z z\right]}{\sqrt{l}}. \end{aligned} \tag{27}$$

Здесь $u_{k_c}(\varphi)$ задается выражением вида (21).

Таким образом, для энергетического спектра электрона и легкой дырки можем записать

$$\begin{aligned} E_{lh} = E_e \equiv E_c = \left\{\left[E_{\text{rad}}^{(0)} + E_{\text{ang}} + E(p_z)\right] 2\mu_c s^2 + \mu_c^2 s^4\right\}^{1/2} = \\ = \left\{\left[\frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2\mu_c L^2} + \hbar\Omega_c \left(k + \frac{1}{2}\right) - \frac{V_0^2 F^2}{2\mu_c s^2} + \frac{p_z^2}{2\mu_c}\right] 2\mu_c s^2 + \mu_c^2 s^4\right\}^{1/2}. \end{aligned} \tag{28}$$

4. Обсуждение результатов

В качестве одного из прикладных примеров влияния сильного электрического поля на поведение носителей заряда рассмотрим межзонные и внутризонные-межподзонные оптические переходы в слое при наличии подобного поля.

Предположим, что падающая световая волна

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e} A_0 \exp i(\omega t - \mathbf{qr}) + \text{c.c.}$$

с амплитудой A_0, частотой ω, волновым вектором $\mathbf{q}$ и единичным вектором поляризации $\mathbf{e}$ направлена вдоль оси y и поляризована линейно вдоль оси x:

$$\mathbf{q} = \mathbf{q}(0, q, 0), \quad \mathbf{e} = \mathbf{e}(1, 0, 0).$$

Соответствующее возмущение, связанное со слабой волной, представим, как обычно [33], в виде

$$A = \frac{i\hbar|e|}{m_0 c}(\mathbf{AP}), \tag{29}$$

где $\mathbf{P}$ – трехмерный оператор импульса, m_0 – масса свободного электрона, e – его заряд, c – скорость света в вакууме.

Так как в слое имеет место размерное квантование по двум направлениям (r и φ), то вследствие этого подзоны легких и тяжелых дырок в точке $p_z = 0$ будут разделены энергетическим зазором. Ширина зазора определяется разностью энергий размерного квантования тяжелых и легких дырок, обусловленной различием их эффективных масс.

В общем случае матричный элемент межзонного перехода M_{cv} запишется в виде

$$M_{cv} = A_{cv} \int \psi_c^* \left(r, \varphi, z \right) \, \psi_v \left(r, \varphi, z \right) d\mathbf{r} \, , \tag{30}$$

где A_{cv} – матричный элемент оператора (29), построенный на блоховских амплитудах v- и c-зон. С учетом явного вида огибающих функций для межзонных переходов получаются следующие правила отбора:

a) по радиальному квантовому числу возможны только диагональные переходы:

$$n_c = n_v \equiv n \, , \tag{31}$$

b) по осцилляторному квантовому числу возможны переходы только между состояниями с одинаковой четностью:

$$\left| k_c - k_v \right| = 0, 2, 4, \ldots \, . \tag{32}$$

Отличие законов дисперсии тяжелых и легких дырок приводит также к существенной разнице вида частотной зависимости при соответствующих межзонных переходах. В рассматриваемом нами случае для “парциального” коэффициента $K_{cv}\left(\omega\right)$ межзонного поглощения в общем виде можем записать [33]

$$K_{cv}\left(\omega\right) \sim \int \left| M_{cv} \right|^2 \delta\left(E_c + E_v + E_g - \hbar\omega \right) dp_z \, , \tag{33}$$

где $\delta\left(x\right)$ – дельта-функция Дирака. Очевидно, что результат интегрирования будет зависеть от вида закона дисперсии. Рассмотрим соответствующие случаи.

4.1. Межзонные переходы из подзоны тяжелых дырок: $\left| \boldsymbol{v}, \boldsymbol{hh} \right\rangle \to \left| \boldsymbol{c}, \boldsymbol{e} \right\rangle$

Для соответствующей “парциальной” пороговой частоты ω_{cv}^{hh} получим

$$\hbar\omega_{cv}^{hh} = E_g + E_{hh}\left(0\right) + E_e\left(0\right), \tag{34}$$

где E_g – ширина запрещенной зоны массивного образца из материала слоя, а $E_{hh}\left(0\right)$ и $E_e\left(0\right)$ задаются, соответственно, выражениями (22) и (28) при $p_z = 0$.

Принимая во внимание, что ввиду малости импульса фотона при межзонных переходах квазиимпульс p_z не меняется, для соответствующего “парциального” коэффициента поглощения $K_{cv}^{hh}\left(\omega\right)$ с учетом законов дисперсии (1) и (2), получаем следующую частотную зависимость для коэффициента поглощения при переходах $\left(hh\right) \to \left(e\right)$:

$$K_{cv}^{hh}\left(\omega\right) \sim \frac{\mu_v}{p_0^{hh}} \frac{\left[E_c^2\left(0\right) + (p_0^{hh}\left(\omega\right))^2 s^2 \right]^{1/2}}{\mu_v s^2 + \left[E_c^2\left(0\right) + (p_0^{hh}\left(\omega\right))^2 s^2 \right]^{1/2}} \, . \tag{35}$$

4.2. Межзонные переходы из подзоны легких дырок: $|v,lh\rangle \to |c,e\rangle$

Ограничимся представляющим реальный физический интерес случаем диагональных по осцилляторному числу межзонных переходов ($k_c = k_v; \Delta k = 0$). Вместо (34), (35) теперь, соответственно, будем иметь

$$\hbar\omega_{cv}^{lh} = E_g + 2E_c(0), \tag{36}$$

$$K_{cv}^{lh}(\omega) \sim (1/s)\left(\hbar\omega - E_g\right) \Big/ \sqrt{\left(\hbar\omega - E_g\right)^2 - 4E_c^2(0)}. \tag{37}$$

Отметим, что в выражениях (34)–(37) $E_v(0) = \pi^2\hbar^2 n_v^2 / 2\mu_v L^2 + \hbar\Omega_{hh}(k_v + 1/2)$ и $E_c(0) = \left\{\left[\pi^2\hbar^2 n_c^2 / 2\mu_c L^2 + \hbar\Omega_c(k_c + 1/2)\right] 2\mu_c s^2 + \mu_c^2 s^4\right\}^{1/2}$ – это значения энергий из выражений (22) и (28), а величины $p_0^{hh}(\omega) = \left\{2\mu_v\left[\hbar\omega - E_g - E_v(0) + \mu_v s^2 + \sqrt{E_c^2(0) + \mu_v^2 s^4 + 2\mu_v s^2\left(\hbar\omega - E_v(0) - E_g\right)}\right]\right\}^{1/2}$ и $p_0^{lh}(\omega) = (1/s)\left\{\left[\left(\hbar\omega - E_g\right)^2 / 2\left(\hbar\omega - E_g\right)\right] - E_c^2(0)\right\}^{1/2}$ – это физические корни аргумента $\delta(x)$-функции из (33) для случаев **4.1** и **4.2**, соответственно.

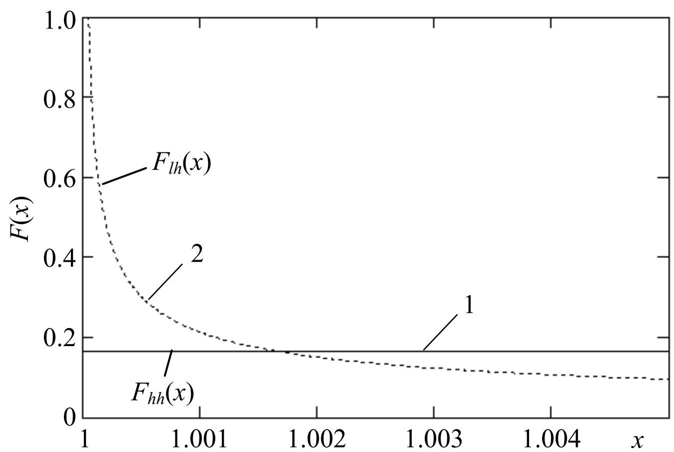

Рис.1. Графики функций $F_{hh}(x) = K_{c,v}^{hh}(x)$ (кривая 1) и $F_{lh}(x) = K_{c,v}^{lh}(x)$ (кривая 2); $x = \omega/\omega_{c,v}$.

На рис.1 приведены графики частотных зависимостей в первой подзоне для межзонных "парциальных" переходов (35) и (37) при следующих значениях параметров системы: $\mu_v \equiv \mu_{hh} = 0.5m_0$; $\varepsilon_{2,1} = 18$; $\mu_c \equiv \mu_{hh} = 0.018m_0$; $E_g = 0.15$ эВ; $s = 10^6$ м/с; $R_1 = 20$ нм; $L = 7$ нм; а для напряженности внешнего поля, при которой выполняются условия (18) и (24), соответственно, получаем значения порядка 10^5 В/см.

Рассмотрим теперь внутризонные $|i\rangle \to |f\rangle$ переходы. Интенсивность этих переходов будет определяться матричным элементом

$$M_{fi} = \int \psi_f^*(\mathbf{r}) \mathrm{A} \psi_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \tag{38}$$

что достаточно подробно рассмотрено в работе [30]. Для пороговых частот в рассматриваемом случае, соответственно, будем иметь:

внутризонные переходы $\left|i,hh\right\rangle \to \left|f,hh\right\rangle$

$$\hbar\omega_{fi}^{hh,hh} = E_{vf}\left(0\right) - E_{vi}\left(0\right). \quad (39)$$

внутризонные переходы $\left|i,lh\right\rangle \to \left|f,hh\right\rangle$

$$\hbar\omega_{fi}^{lh,hh} = E_{vf}\left(0\right) - E_{ci}\left(0\right), \quad (40)$$

внутризонные переходы $\left|i,lh\right\rangle \to \left|f,lh\right\rangle$

$$\hbar\omega_{fi}^{lh,lh} = E_{cf}\left(0\right) - E_{ci}\left(0\right). \quad (41)$$

Для внутризонных переходов в зоне проводимости результат будет тот же, что и в формуле (41).

5. Заключение

На основе результатов, полученных в работе, можно заключить следующее:

1. Сильное внешнее поле создает новую глубокую потенциальную яму, вследствие чего, наряду с размерным квантованием в радиальном направлении, в слое происходит дополнительная локализация носителей заряда также и по их угловому движению. В итоге под действием внешнего поля в слое происходит пространственное разделение электронно-дырочной пары.
2. Внешнее поле приводит к явной зависимости интенсивности оптических переходов от значений эффективных масс носителей заряда.
3. Межзонные переходы из подзон тяжелых и легких дырок отличаются как значениями пороговых частот, так и поведением кривых частотной зависимости. Если частотная зависимость переходов в слое из подзон легких дырок (кривая 1 на рис. 1) качественно схожа с кривой для случая строго квадратичной дисперсии [34], то при переходах из подзоны тяжелых дырок (кривая 2 на рис.1) кривая поглощения в каждой подзоне представляет собой практически прямую, что имеет определенную схожесть со случаем пленочного поглощения [34].
4. Путем варьирования геометрических параметров системы и величины внешнего поля можно осуществить контролируемое изменение ряда характеристик образца в нужном диапазоне и направлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Zh.Alferov.** Semiconductors, **32,** 1 (1998).
2. **D.Bimberg, M.Grundman, N.Ledentsov.** Quantum Dot Heterostructures. Wiley, New York, 1999.
3. **A.Lorke, J.Luyken, A.Govorov, J.Kotthaus, J.Garcia, P.Petroff.** Phys. Rev. Lett., **84**, 2223 (2000).
4. **P.Földi, M.Benedict, O.Kálmán, F.Peeters.** Phys. Rev. B, **80**, id. 165303 (2009).
5. **W.-F.Xie.** Comm. Theor. Phys., **50**, 529 (2008).

6. **G.Wang, P.Zhang.** J. Appl. Phys., **103**, 063713 (2008).
7. **P.Földi, O.Kálmán, M.Benedict, F.Peeters.** Phys. Rev. B, **73**, id. 155325 (2006).
8. **V.A.Harutyunyan, K.S.Aramyan, H.Sh.Petrosyan.** Physica E, **21**, 111 (2004).
9. **V.A.Harutyunyan, E.M.Kazaryan, A.A.Kostanyan, H.A.Sarkisyan.** Physica E, **36**, 114 (2007).
10. **V.A.Harutyunyan.** Appl. Surf. Sci., **256**, 455 (2009).
11. **S.Kim et al.** Small, **7**, 70 (2011).
12. **C.Hsieh, D.Chuu, C.Hsieh.** J. Phys.: Cond. Matt., **12**, 8641 (2000).
13. **F.Comas, N.Studart.** Phys. Rev. B, **69**, id. 235321 (2004).
14. **M.Hanke et al.** Appl. Phys. Lett., **91**, id. 043103 (2007).
15. **B.Baxevanis, D.Pfannkuche.** J. Phys.: Conf. Ser., **245**, 012023 (2010).
16. **K.G.Dvoyan, D.B.Hayrapetyan, E.M.Kazaryan, A.A.Tshantshapanyan.** Nanoscale Res. Lett., **4**, 130 (2009).
17. **Э.М.Казарян, А.А.Саркисян.** Энциклопедия ЮНЕСКО “Нанонаука и нанотехнологии”, с. 120-134, М., изд. Магистр-Пресс, 2011.
18. **P.Pietilainen, T.Chakraborty.** Solid State Commun., **87**, 809 (1993).
19. **T.Chakraborty, P.Pietilainen.** Phys. Rev. B, **50**, 8460 (1994).
20. **V.Halonen, P.Pietilainen, T.Chakraborty.** Europhys. Lett., **33**, 377 (1996).
21. **A.Chaplik.** JETP Lett., **62**, 900 (1995).
22. **L.Wendler, V.Fomin, A.Chaplik, A.Govorov.** Zeitschrift für Physik B, **100**, 211 (1996).
23. **N.G.Aghekyan, E.M.Kazaryan, L.S.Petrosyan, H.A.Sarkisyan.** J. Phys.: Conf. Ser., **248**, 012048 (2010).
24. **L.Wendler, V.Fomin, A.Chaplik, A.Govorov.** Phys. Rev. B, **54**, 4794 (1996).
25. **S.Dias, G.Luis, S.Ulloa, T.Shahbazyan.** Physica E, **32**, 37 (2006).
26. **K.Moiseev et al.** Tech. Phys. Lett., **33**, 295 (2007).
27. **K.Moiseev et al.** Semiconductors, **43,** 1102 (2009).
28. **Б.Аскеров**, Электронные и транспортные явления в полупроводниках, М., Наука, 1985.
29. **M.Zuhair, A.Manaselyan, H.Sarkisyan.** Physica E, **41**, 1583 (2009).
30. **В.А.Арутюнян.** ФТТ, **52**, 1744 (2010).
31. **V.A.Harutyunyan.** J. Appl. Phys., **109**, 014325 (2011).
32. **В.Смайт.** Электростатика и электродинамика, М., ИЛ, 1954.
33. **А.И.Ансельм.** Введение в теорию полупроводников, М., Наука, 1978.
34. **P.Harrison.** Quantum Wells, Quantum Wires, and Quantum Dots. New York, Wiley, 2000.

OPTICAL ABSORPTION IN A NARROW-GAP InSb CYLINDRICAL LAYERED NANOWIRE IN THE PRESENCE OF STRONG ELECTROSTATIC FIELD

V.A. HARUTYUNYAN, E.M. KAZARYAN, H.A. SARKISYAN

On the example of InSb the influence of a strong homogeneous electric field on carrier states in a narrow-band quantum cylindrical layer is investigated for the case of Kaine’s dispersion law. The explicit form of the energy spectrum and the envelope wave functions in the nanolayer are obtained. It is shown that under the influence of a strong external field the rotational motion of charge carriers by the angular variable transforms into the oscillations in a narrow cone of the azimuthal angle. The selection rules are obtained and the threshold energies are calculated for interband and intraband electro-optical transitions in the layer. The values of the corresponding threshold frequencies are defined by the geometrical sizes of the sample and by the value of external field.