06

Межзонные переходы в узкозонной цилиндрической квантовой точке InSb

© *Э.М. Казарян, А.В. Меликсетян, А.А. Саркисян*

Российско-Армянский (Славянский) государственный университет, Ереван, Армения
Ереванский государственный университет, Ереван, Армения
E-mail: shayk@ysu.am

В окончательной редакции 10 мая 2007 г.

В режиме сильного размерного квантования теоретически рассмотрены межзонные переходы в узкозонных цилиндрических квантовых точках из InSb с учетом непараболичности закона дисперсии электронов и легких дырок. В рамках двухзонной модели Кейна для электронов и легких дырок и параболической дисперсии для тяжелых вычислены соответствующие коэффициенты поглощения ансамбля квантовых точек, а также определены пороговые частоты поглощения. Показано, что эти частоты лежат в инфракрасной области. Количественные вычисления сделаны на основе данных по выращиванию квантовых точек из InSb, приведенных в работе К.Д. Моисеева и др. [1].

PACS: 71.20.Nr, 61.72.Lk

В недавно опубликованной работе [1] сообщалось о первых результатах по выращиванию квантовых точек (КТ) из InSb на подложках из InAs. При этом были реализованы КТ со средней высотой $L = (3.4 \pm 1) \cdot 10^{-7}$ cm и радиусом $R = (27.2 \pm 7.5) \cdot 10^{-7}$ cm. Хорошо известно, что соединение InSb является узкозонным и по этой причине может составить элементную базу для создания лазеров на КТ в инфракрасной области. В связи с этим возникает необходимость детального изучения физических и, в частности, оптических характеристик КТ из InSb.

Изучению особенностей межзонного поглощения в КТ различных геометрических форм и размеров посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ (см., например, [2–6]). При этом была выявлена существенная зависимость характера оптических переходов от симметрии КТ и профиля ее ограничивающего потенциала [4–6].

Следует отметить, что в вышеуказанных работах [3–6] закон дисперсии носителей заряда рассматривался параболическим. Однако в узкозонных полупроводниковых соединениях, и в частности в InSb, из-за наличия „межзонного взаимодействия“ закон дисперсии электронов и легких дырок (ЛД) становится непараболическим [7]. Поэтому вполне естественным становится вопрос об изучении влияния непараболичности закона дисперсии носителей заряда на характер дипольных переходов в КТ.

В предлагаемом сообщении теоретически исследованы межзонные дипольные переходы в узкозонной цилиндрической КТ из InSb с радиусом ρ_0 и высотой L. При этом нами рассматриваются как переходы между зонами ЛД и проводимости, так и между зоной тяжелых дырок (ТД) и зоной проводимости. Закон дисперсии электрона и ЛД аппроксимируется в рамках двухзонной модели Кейна, а закон дисперсии ТД описывается параболическим приближением [7]. Ограничивающий потенциал КТ имеет вид

$$U(r) = \begin{cases} 0, & \{\rho < \rho_0, \quad |z| < L/2\} \\ \infty, & \{\rho \geqslant \rho_0, \quad |z| \geqslant L/2\}. \end{cases} \tag{1}$$

Закон дисперсии электрона и ЛД в двухзонном кейновском приближении для соединения InSb [7] дается выражением, по виду совпадающим с релятивистским:

$$E^{e(lh)} = \sqrt{\mathbf{p}^2 s^2 + (\mu^{e(ln)} s^2)^2} - \mu^{e(lh)} s^2, \tag{2}$$

а для „невзаимодействующей“ зоны ТД [7] он является стандартным:

$$E^{hh} = \frac{\mathbf{p}^2}{2\mu^{hh}}, \tag{3}$$

где s — параметр „взаимодействия“ зон ($s \sim 10^8$ cm/s), $\mu^{e(lh)}$ — эффективная масса электрона (ЛД), μ^{hh} — эффективная масса ТД ($\mu^e = \mu^{lh} = 0.015 m_0$, $\mu^{hh} = 0.5 m_0$).

Уравнение для огибающей волновой функции электрона (ЛД) в пределах КТ будет аналогичным клейн-гордоновскому, а для ТД имеет место обычное уравнение Шредингера с соответствующей эффективной массой. Эти уравнения после преобразований можно объединить в одно общее:

$$\frac{1}{2\mu}\,\hat{\mathbf{p}}^2\psi = \varepsilon\psi, \tag{4}$$

где $\mu = \mu^e$, $\varepsilon = \left((E^{e(lh)} + \mu^e s^2)^2 - (\mu^e s^2)^2\right)/(2\mu^e s^2)$, $\psi = \psi^{e(lh)}$ для электрона и ЛД; $\mu = \mu^{hh}$, $\varepsilon = E^{hh}$, $\psi = \psi^{hh}$ для ТД.

При этом соответствующие волновые функции должны удовлетворять граничным условиям:

$$\psi(\rho_0, \varphi, z) = 0, \quad \psi\left(\rho, \varphi \pm \frac{L}{2}\right) = 0. \tag{5}$$

Окончательно для волновых функций получаем следующие выражения:

$$\psi^{e(lh)}_{n,m,n_\rho}(\rho, \varphi, z) = \frac{1}{\rho_0 |J_{|m|+1}(\alpha_{n_{\rho+1,|m|}})|} \times \sqrt{\frac{2}{\pi L}}\, J_{|m|}(\kappa^{e(lh)}_{n_\rho,|m|}\rho) e^{im\varphi} \sin\frac{\pi n}{2}\left(\frac{z}{L/2} - 1\right), \tag{6}$$

$$\psi^{hh}_{n,m,n_\rho}(\rho, \varphi, z) = \frac{1}{\rho_0 |J_{|m|+1}(\alpha_{n_\rho+1,|m|})|} \times \sqrt{\frac{2}{\pi L}}\, J_{|m|}(\kappa^{hh}_{n_\rho,|m|}\rho) e^{im\varphi} \sin\frac{\pi n}{2}\left(\frac{z}{L/2} - 1\right), \tag{7}$$

где $n = 1; 2; \ldots,$ $m = 0; \pm 1; \ldots,$ $\kappa^{e(lh)}_{n_\rho,|m|} = \sqrt{2\mu^e \varepsilon^{e(lh)}_{n_\rho,|m|}/\hbar^2}$, $\kappa^{hh}_{n_\rho,|m|} = \sqrt{2\mu^{hh}\varepsilon^{hh}_{n_\rho,|m|}/\hbar^2}$ определяются из граничных условий (5) $\left(\varepsilon^{e(lh)}_{n_\rho,|m|} = \frac{\hbar^2\alpha^2_{n_\rho+1,|m|}}{2\mu^e\rho_0^2},\ \varepsilon^{hh}_{n_p,|m|} = \frac{\hbar^2\alpha^2_{n_{\rho+1,|m|}}}{2\mu^{hh}\rho_0^2}\right)$, n_ρ $(n_\rho = 0; 1; \ldots)$ нумерует положительные нули $\alpha_{n_{\rho+1,|m|}}$ функции Бесселя $J_{|m|}$ (при фиксированном m). Для энергетических спектров соответственно можем записать:

$$E^{e(lh)}_{n,m,n_\rho} = \sqrt{\frac{s^2\hbar^2\pi^2 n^2}{L^2} + \frac{s^2\hbar^2\alpha^2_{n_{\rho+1,|m|}}}{\rho_0^2} + (\mu^e s^2)^2} - \mu^e s^2, \tag{8}$$

$$E^{hh}_{n,m,n_\rho} = \frac{\hbar^2\pi^2 n^2}{2\mu^{hh}L^2} + \frac{\hbar^2\alpha^2_{n_{\rho+1,|m|}}}{2\mu^{hh}\rho_0^2}. \tag{9}$$

На основе полученных результатов можем вычислить коэффициент поглощения (КП) в рассматриваемой системе при падении света вдоль оси КТ, в рамках дипольного приближения. Для режима сильного размерного квантования, когда можно пренебречь экситонными эффектами [3], КП для переходов между зонами ЛД и проводимости, а также между зоной ТД и зоной проводимости, будут иметь вид:

$$K^{lh-e}(\omega,\rho_0) = \frac{A}{V}\sum_{\substack{n^e,m^e,n^e_\rho\\ n^{lh},m^{lh},n^{lh}_\rho}} \left|\int \psi^e_{n^e,m^e,n^e_\rho}\psi^{lh}_{n^{lh},m^{lh},n^{lh}_\rho} dV\right|^2$$

$$\times\,\delta\big(\hbar\omega - \varepsilon_g - E^e_{n^e,m^e,n^e_\rho} - E^{lh}_{n^{lh},m^{lh},n^{lh}_\rho}\big)$$

$$= \frac{A}{\pi\rho_0^2 L}\sum_{n,m,n_\rho}\delta\left(\hbar\omega - 2\sqrt{\frac{s^2\hbar^2\pi^2n^2}{L^2} + \frac{s^2\hbar^2\alpha^2_{n_{\rho+1,|m|}}}{\rho_0^2} + (\mu^e s^2)^2}\right), \tag{10}$$

$$K^{hh-e}(\omega,\rho_0) = \frac{A}{\pi\rho_0^2 L}$$

$$\times\sum_{n,m,n_\rho}\delta\left(\hbar\omega - \sqrt{\frac{s^2\hbar^2\pi^2n^2}{L^2} + \frac{s^2\hbar^2\alpha^2_{n_{\rho+1,|m|}}}{\rho_0^2} + (\mu^e s^2)^2}\right.$$

$$\left. - \mu^e s^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu^{hh}}\left(\frac{\pi^2 n^2}{L^2} + \frac{\alpha^2_{n_\rho+1,|m|}}{\rho_0^2}\right)\right), \tag{11}$$

где ω — частота падающего света, ε_g — ширина запрещенной зоны, A — величина, пропорциональная квадрату модуля матричного элемента дипольного момента, взятая на амплитудах Блоха. Отметим, что в двухзонном приближении Кейна $\varepsilon_g = 2\mu^e s^2$. Как видно из (10) и (11), в обоих случаях имеют место следующие правила отбора: $n^h = n^e$, $m^h = -m^e$ и $n^h_\rho = n^e_\rho$. При этом граничные частоты поглощения определяются выражениями

$$\hbar\omega_{00}^{lh-e} = 2\sqrt{\frac{s^2\hbar^2\pi^2}{L^2} + \frac{s^2\hbar^2\alpha_{1,0}^2}{\rho_0^2} + (\mu^e s^2)^2}, \tag{12}$$

$$\hbar\omega_{00}^{hh-e} = \sqrt{\frac{s^2\hbar^2\pi^2}{L^2} + \frac{s^2\hbar^2\alpha_{1,0}^2}{\rho_0^2} + (\mu^e s^2)^2}$$

$$+ \mu^e s^2 + \frac{\hbar^2\pi^2}{2\mu^{hh}L^2} + \frac{\hbar^2\alpha_{1,0}^2}{2\mu^{hh}\rho_0^2}. \tag{13}$$

Из формул (12) и (13) следует, что учет непараболичности закона дисперсии приводит к корневой зависимости граничных частот поглощения от L^{-2} и ρ_0^{-2}, в то время как для случая параболической дисперсии носителей заряда эта зависимость является линейной.

Для вычисления КП ансамбля невзаимодействующих КТ необходимо величину $K(\omega, \rho_0)$ умножить на концентрацию цилиндров и проинтегрировать по радиусу цилиндра ρ. Здесь мы учтем дисперсию радиусов цилиндрических КТ, используя распределение Гаусса со средним радиусом $\bar{\rho}$ и среднеквадратическим отклонением σ_ρ:

$$P(\rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\rho}} \exp\left[-\frac{(\rho - \rho)^2}{2\sigma_\rho^2}\right], \tag{14}$$

$$K(\omega) = \int_0^\infty P(\rho) K(\omega, \rho) d\rho. \tag{15}$$

На рис. 1 и 2 приведены зависимости КП $K(\omega)$ от частоты падающего света (в единицах $K(\omega)/(\mu^e s/\hbar)$ и $\hbar\omega/(\mu^e s^2)$). При этом нами обсуждается случай сильного вертикального квантования в направлении Z. Использованы следующие значения параметров [1]: $L = 3.4 \cdot 10^{-7}$ cm (рис. 1), $L = 7 \cdot 10^{-7}$ cm (рис. 2), $\bar{\rho} = 2.72 \cdot 10^{-6}$ cm, $\sigma_\rho = 2.72 \cdot 10^{-7}$ cm. Фрагменты a обоих рисунков соответствуют $lh - e$ переходам, а фрагменты b — $hh - e$ переходам. Как видно из рисунков, высоты пиков поглощения $hh - e$ переходов больше, чем высоты соответствующих пиков в случае $lh - e$ переходов. Благодаря сильному вертикальному квантованию образуются серии пиков поглощения. При этом каждой серии соответствует свое вертикальное

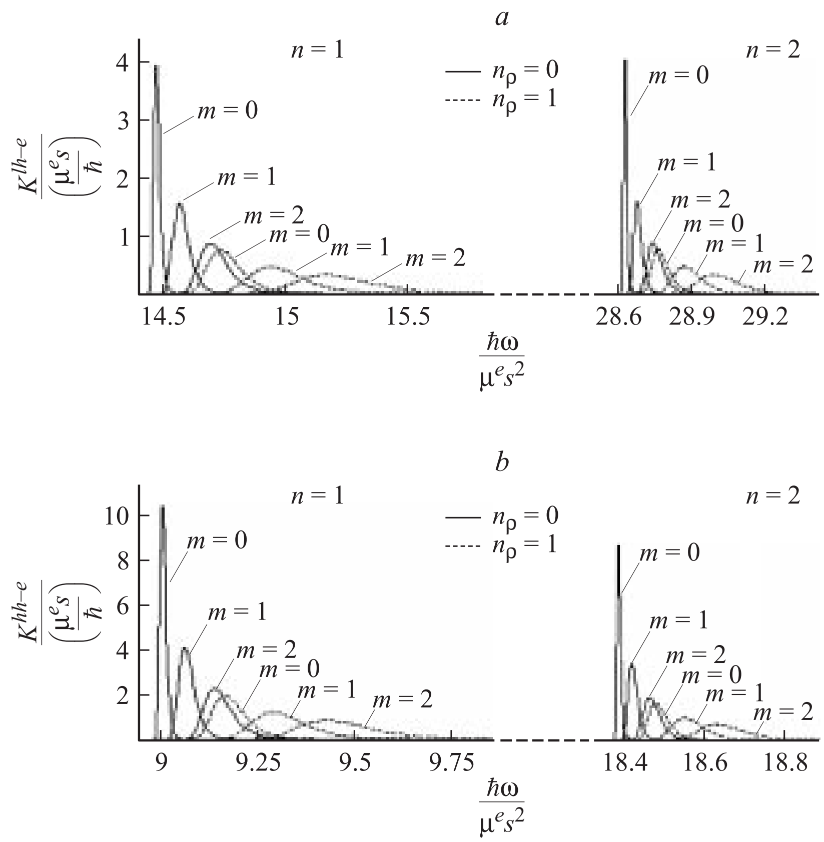

Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего излучения для $L = 3.4 \cdot 10^{-7}$ cm.

квантовое число. Ситуация схожа с той, которая имеет место в случае диамагнитного экситона, когда под каждым уровнем магнитного квантования образовывалась серия кулоновских состояний [8]. При увеличении вертикального квантования числа *n* соответствующие частоты поглощения увеличиваются. Это является следствием того, что при увеличении *n* увеличивается граничная частота поглощения, при которой начинаются переходы между новыми более высокими

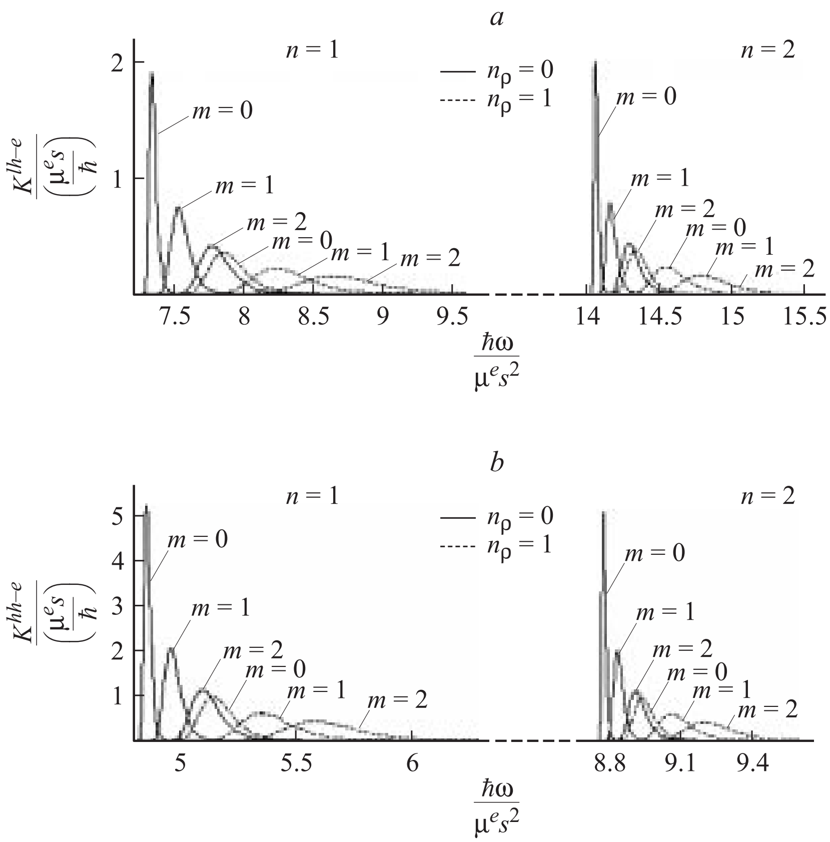

Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего излучения для $L = 7 \cdot 10^{-7}$ cm.

энергетическими уровнями. При этом для соответствующих пороговых частот поглощения, в рамках модели непроницаемой КТ, имеем $\nu_{00}^{lh-e} = 2.98 \cdot 10^{14}$ Hz, $\nu_{00}^{hh-e} = 1.86 \cdot 10^{14}$ Hz при $L = 3.4 \cdot 10^{-7}$ cm; $\nu_{00}^{lh-e} = 1.51 \cdot 10^{14}$ Hz, $\nu_{00}^{hh-e} = 10^{14}$ Hz при $L = 7 \cdot 10^{-7}$ cm. Для фиксированного значения n самому высокому пику КП соответствуют нулевые значения квантовых чисел m и n_ρ. При увеличении m и n_ρ пики снижаются.

Данная работа выполнена в рамках Национальной целевой программы Армении „Полупроводниковая наноэлектроника“.

Список литературы

[1] *Моисеев К.Д., Пархоменко Я.А., Анкудинов А.В., Гущина Е.В., Михайлова М.П., Титков А.Н., Яковлев Ю.П.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. С. 50–57.
[2] *Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алфёров Ж.И., Бимберг Д.* // ФТП. 1998. Т. 32. С. 385–410.
[3] *Эфрос Ал.Л., Эфрос А.Л.* // ФТП. 1982. Т. 16. С. 1209–1214.
[4] *Chakraborty T., Pietilainen P.* // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 8460–8470.
[5] *Андреев А.Д., Липовский А.А.* // ФТП. 1999. Т. 33. С. 1450–1455.
[6] *Atoyan M.S., Kazaryan E.M., Sarkisyan H.A.* // Physica E. 2004. V. 22. P. 860–866.
[7] *Аскеров Б.М.* Электронные явления переноса в полупроводниках. М.: Наука, 1985. 320 с.
[8] *Сейсян Р.* Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984. 272 с.