

07:08

Влияние поляризованных колебаний на спектр излучения многокаскадной, плоской слоистой структуры на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$

© А.Н. Грищук

Житомирский государственный университет им. Ивана Франка,
Житомир, Украина
E-mail: teor-caf@meta.ua

Поступило в Редакцию 8 ноября 2013 г.

Проведено исследование влияния колебаний кристаллической решетки на спектр электрона, который находится в одном каскаде плоских слоев толщиной несколько нанометров. Показано, какие фононы, при какой толщине слоя влияют на излучение нанолазера.

При переходе от инфракрасного к терагерцевому спектральному диапазону эффективность квантово-каскадного лазера сильно уменьшается. Причиной этого является то, что энергия в лазерном излучении сравнима с энергией продольных оптических фононов. Взаимодействие носителей заряда с интерфейсными оптическими фононами здесь играет преобладающую роль в процессах электронной релаксации [1,2]. На атомном уровне электрон-фононное взаимодействие появляется в результате смещения атомов относительно равновесных положений в идеальной решетке кристалла. Это в свою очередь приводит к нарушению периодичности потенциального поля, которое сопровождается локальными изменениями электронных и дырочных состояний в нанолазере. И наоборот — локальные изменения состояний заряженных квазичастиц производят локальные деформации решетки, а также к изменению возбужденной фононной подсистемы. Поэтому важно полное понимание динамики электрон-фононного взаимодействия в активной области квантово-каскадного лазера.

В физике твердого тела есть детально разработанная теория электрон-фононного взаимодействия для массивных ионных и ковалентных кристаллов, квантовых проволок и точек [3]. Что касается тонких

слоев, из которых состоит квантово-каскадный лазер, то для них созданы теория спектра электронов и дырок [4] и теория поляризационных колебаний [5,6], но отсутствует теория их взаимодействия, поскольку эти колебания влияют как на спектр квазичастиц, так и на излучения лазера. Само электрон-фононное взаимодействие будет проявляться даже при нулевой абсолютной температуре вследствие существования виртуальных фононов, поэтому, чтобы иметь возможность управлять излучением такого лазера, необходимо знать влияние всех типов колебаний, которые присутствуют в наносистеме.

Поскольку квантово-каскадный нанолазер состоит из повторяющихся блоков (рис. 1), то для расчета можно выбрать один блок активной зоны лазера (рис. 1, *b, c*), который состоит из 7 тонких слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, толщины и потенциалы каждого слоя известны:

$$\begin{aligned}
 b_1^- &= z_0 - z_{-1}, \\
 \Delta^- &= z_1 - z_0, \\
 b_0 &= z_2 - z_1, \\
 \Delta^+ &= z_3 - z_2, \\
 b_1^+ &= z_4 - z_3,
 \end{aligned}
 \quad
 U_j(z) = \begin{cases} U_0, & -\infty < z \leq z_{-1}, \\ 0, & z_{-1} \leq z \leq z_0, \\ U_0, & z_0 \leq z \leq z_1, \\ 0, & z_1 \leq z \leq z_2, \\ U_0, & z_2 \leq z \leq z_3, \\ 0, & z_3 \leq z \leq z_4, \\ U_0, & z_4 \leq z \leq \infty. \end{cases} \quad (1)$$

Для нахождения перенормированного спектра при наличии электрон-фононного взаимодействия необходимо решить стационарное уравнение Шредингера

$$\hat{H}\Psi(z) = E\Psi(z), \quad \hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_{ph} + \hat{H}_{int}, \quad (2)$$

где \hat{H}_e — гамильтониан электрона, \hat{H}_{ph} — гамильтониан фононов, \hat{H}_{int} — гамильтониан взаимодействия электронов с фононами. Волновые функции, гамильтонианы и энергия электрона, дырки и фононов для такой системы известны [4,6]. Неизвестным остается только гамильтониан взаимодействия. Его можно представить в виде [6]

$$\hat{H}_{int} = \hat{H}_{e-L} + \hat{H}_{e-l}, \quad (3)$$

где \hat{H}_{e-L} — гамильтониан взаимодействия электрона с ограниченными фононами (колебания, которые возникают внутри каждого шара наноси-

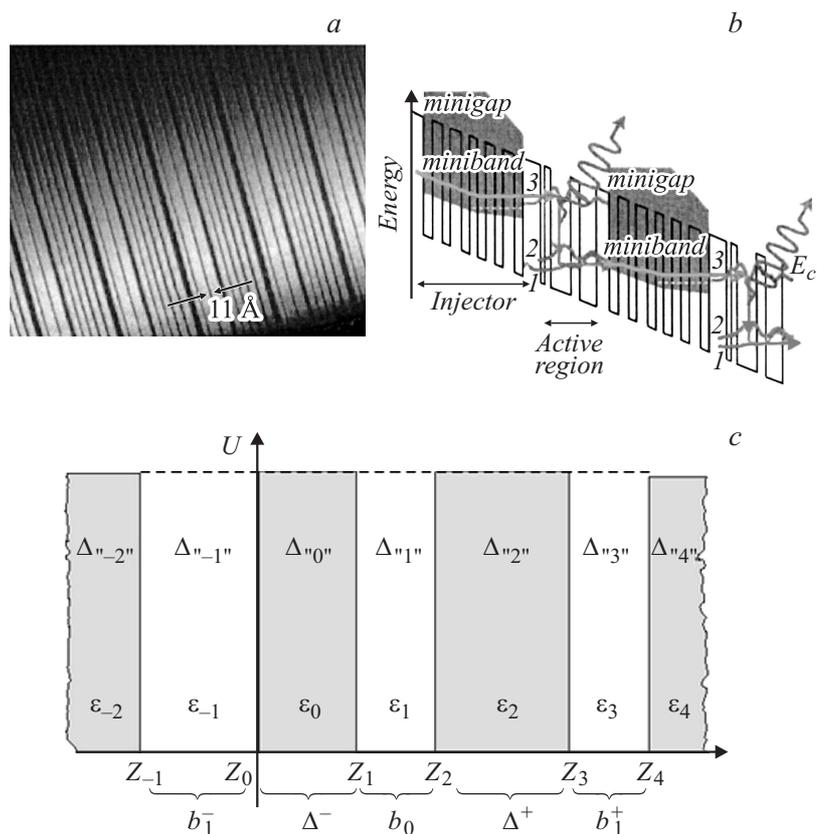


Рис. 1. Однокаскадный нанолазер: *a* — под электронным микроскопом, *b* — его строение, *c* — потенциальная схема активной зоны нанолазера.

стемы), \hat{H}_{e-l} — гамильтониан взаимодействия электронов с интерфейсными фононами (колебания, которые возникают от присутствия границ раздела).

Согласно общей теории, спектр собственных частот ограниченных оптических колебаний Ω_{L_j} совпадает с частотами продольных колебаний в массивном кристалле [3]. Сам гамильтониан такого взаимодействия можно изобразить в представлении вторичного квантования

следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{e-L} &= \sum_{\substack{n,n' \\ q,s_m}} F_{L_n}^{n'}(q, s_m) \hat{a}_n^+ \hat{a}_{n'} (\hat{b}_{q,s_m}^+ + \hat{b}_{-q,s_m}); \\ \hat{H}_{e-I} &= \sum_{\substack{n,n' \\ q,s}} F_{I_n}^{n'}(q, s) \hat{a}_n^+ \hat{a}_{n'} (\hat{b}_{s,q}^+ + \hat{b}_{s,-q}), \end{aligned} \quad (4)$$

где $F_{L_n}^{n'}(q, s)$, $F_{I_n}^{n'}(q, s)$ — функции связи ограниченных и интерфейсных фононов, \hat{a}_n^+ , \hat{a}_n — операторы рождения и уничтожения электронов, \hat{b}^+ , \hat{b} — операторы рождения и уничтожения фононов, n, n', s, s_m — квантовые числа электронов и фононов, q — квазиволновое число, которое нумерует ветвь колебания.

Перенормированный спектр такой системы ищут из уравнения Дайсона [3]

$$G_{\mu\mu}(k, \omega) = \{\omega - E_{\mu}(k) - M_{\mu\mu}(k, \omega)\}^{-1}, \quad (5)$$

оно задает связь между фурье-образом функции Грина $G_{\mu\mu}(k, \omega)$ и массовым оператором $M_{\mu\mu}(k, \omega)$ (который зависит от функций связи) с энергиями фононов ω и электрона $E_{\mu}(k)$.

Ограничиваясь системами со слабой связью в однофононном приближении, массовый оператор можно представить в виде

$$M_{\mu\mu}(k, \omega) = M_L(k, \omega) + M_I(k, \omega), \quad (6)$$

где слагаемое $M_L(k, \omega)$ описывает вклад в перенормировку энергии электронного уровня соответствующего взаимодействия основного состояния электрона со всеми ограниченными фононами, а слагаемое $M_I(k, \omega)$ соответствует взаимодействию основного состояния электрона со всеми интерфейсными фононами.

Перенормированную энергию основного состояния электрона следует искать в виде

$$\tilde{E}_{10} = E_{10} + \Delta_L + \Delta_I, \quad (7)$$

где E_{10} — энергия основного состояния без учета взаимодействия, Δ_L и Δ_I — парциальные вклады, вызванные взаимодействием электрона с ограниченными и интерфейсными фононами, которые равны

$$\Delta_L = \text{Re}(M_L(k, \omega)), \quad \Delta_I = \text{Re}(M_I(k, \omega)). \quad (8)$$

Параметры слоев исследуемой наносистемы

Полупроводник	m, m_e	U, meV	ϵ_∞	ω_{LO}, meV	ω_{TO}, meV
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	0.075	516	12.7	40	35
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	0.042	0	14.1	34	28

Расчеты проводились для материала $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, параметры которого приведены в таблице.

На рис. 2, *a* представлена зависимость парциального вклада ограниченных фононов в энергию основного уровня электрона $\Delta_L(10)$ при изменении толщины 2 внешних слоев наносистемы (на рисунке обозначено как x). Как видно из рисунка, наибольший вклад в спектр дают фононы, которые находятся в объеме внешних слоев. При постепенном увеличении толщины слоев парциальный вклад от областей „1“ и „3“ будет расти, так как будет увеличиваться площадь перекрытия волновых функций электрона и потенциалов поля поляризации ограниченных фононов, входящих в массовый оператор (6). При дальнейшем изменении толщины внешних слоев парциальный вклад ограниченных фононов начнет уменьшаться, поскольку волновая функция электрона будет расплываться по объему внешних слоев, вызывая уменьшение значения интеграла перекрытия фононных и электронных функций.

На рис. 2, *b* представлены зависимости парциальных вкладов каждой ветви интерфейсных фононов, возникающих на границах сред, и суммарный парциальный вклад интерфейсных фононов в спектр электрона, от толщины внешних слоев. Как видно из рисунка, при малой толщине слоев вклад интерфейсных фононов максимальный и потом медленно уменьшается при увеличении их размеров, что вызвано уменьшением интеграла перекрытия в массовых операторах (6).

На рис. 3 приведена зависимость суммарного парциального вклада всех типов фононов системы в спектр электрона основного уровня от толщины внешних слоев. При малых размерах основной вклад в перенормировку спектра основного уровня электрона дают интерфейсные фононы. При увеличении толщины внешних слоев заметным становится влияние ограниченных фононов, поскольку толщина слоя уже является достаточной для возникновения таких колебаний. При дальнейшем увеличении толщины влияние всех типов фононов уменьшается так,

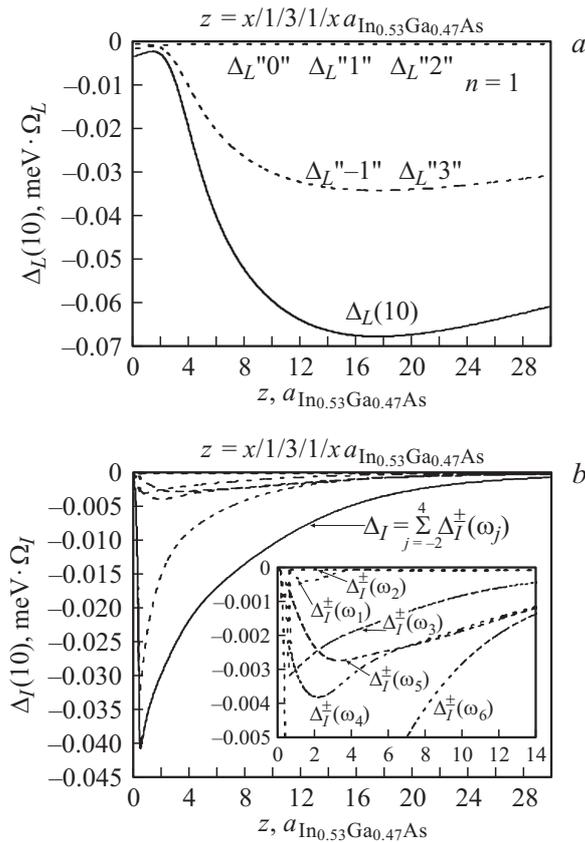


Рис. 2. Зависимость частичного вклада в энергию электрона: *a* — ограниченных фононов каждого слоя системы от толщины x внешнего слоя и суммарный вклад ограниченных фононов $\Delta_L(10)$; *b* — интерфейсных фононов разной энергии ω и суммарный вклад Δ_I от размеров внешних слоев.

что суммарный парциальный вклад находится между парциальными вкладами фононов соответствующих массивных монокристаллов.

Как показывают полученные результаты, при построении квантово-каскадного лазера есть необходимость учитывать влияние поляризационных колебаний. В зависимости от толщины слоя вклад различных

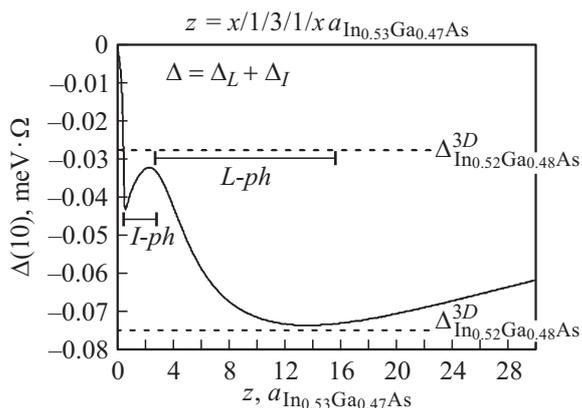


Рис. 3. Суммарный парциальный вклад в энергию основного уровня электрона, интерфейсных Δ_L и ограниченных Δ_I фоновых мод при изменении толщины внешних слоев наносистемы.

типов фононов будет разный, а это в свою очередь будет влиять на излучение лазера. При толщинах порядка 1–2 постоянной решетки нужно учитывать интерфейсные фононы, которые понизят основной электронный уровень на 0.045 meV, а при толщинах порядка 4–28 постоянных решетки влиять на спектр будут ограниченные фононы, которые снизят уровень на 0.074 meV. Кроме того, развитая теория позволяет более точно учесть влияние колебаний кристаллической решетки на спектр системы.

Список литературы

- [1] Cao J.C. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91 (23). P. 237 401.
- [2] Bing Y.U. // Chin. Phys. Lett. 2005. V. 22 (9). P. 2403.
- [3] Gryshchuk A.M., Makhanets O.M., Voitsekhivska O.M. // Advanced Optical Materials. 2006. V. 9. N 5. P. 1564.
- [4] Екимов А.И., Онущенко А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 8. С. 337–340.
- [5] Zang L. // Condensed Matter Physics. 2011. V. 14. P. 13 602.
- [6] Грищук А.Н., Грищук В.В., Бойко И.В. // Физика и химия твердого тела. 2011. Т. 12. № 4. С. 855–858.