

Влияние электрического и магнитного полей на межзонную люминесценцию в полупроводниковых квантовых проволоках

© Э.П. Синявский¹, Н.С. Костюкевич²

¹ Институт прикладной физики Академии наук Молдовы,
MD-2028 Кишинев, Молдова

² Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко,
MD-3300 Тирасполь, Молдова

e-mail: gravitonchik@gmail.com

Поступила в редакцию 18.03.2019 г.

В окончательной редакции 06.06.2019 г.

Принята к публикации 11.06.2019 г.

Теоретически исследуются межзонные оптические переходы в квантовых проволоках в модели параболического потенциала в электрическом и магнитном полях, направленных перпендикулярно оси нанопроволоки. Рассчитаны частотные зависимости интенсивности люминесценции света при учете взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью и с длинноволновыми акустическими колебаниями. Получены графики частотной зависимости интенсивности люминесценции при различных значениях электрического и магнитного полей, зависимости полуширины люминесценции от радиуса проволоки, а также проведено сравнение с экспериментом.

Ключевые слова: межзонные оптические переходы, нанопроволока, люминесценция, поглощение, шероховатая поверхность.

DOI: 10.21883/OS.2019.11.48523.119-19

Введение

В настоящее время большой интерес представляют исследования оптических свойств размерно-ограниченных квантовых систем (квантовые проволоки, нанотрубки). Именно при исследовании, например, процессов люминесценции в таких одномерных системах могут быть очень важными процессы рассеяния носителей на шероховатой поверхности, которые могут полностью определять оптические свойства [1,2], явления переноса в таких квантовых системах. Межзонная люминесценция экспериментально наблюдалась в квантовых ямах (КЯ) InGaAs/AlGaAs [3], GaAs/AlGaAs [4,5], в квантовых проволоках (КП) InN [6], а исследования зависимости интенсивной фотолюминесценции от размеров нанопроволоки CdZnS проводились в [7]. Частотная зависимость коэффициента поглощения света и интенсивности люминесценции экспериментально изучались в [4,5,8]. В последние годы интенсивно исследовались оптические свойства полупроводников КП типа ZnO, GaN, CdS, InP, GaAs [6], в которых, как показывают эксперименты, очень активны процессы рассеяния носителей на шероховатой поверхности. Оптические свойства КП Ge исследовались в [7] в широкой области изменения радиуса нанопроволоки ($R = 100, 250, 1100 \text{ \AA}$). Привлекательность и актуальность исследований оптических свойств КП связана с тем, что в одномерных квантовых системах на дне каждой размерно-квантованной зоны проводимости (валентной зоны) возникают особенности в плотности электронных состояний. Именно это обстоятельство приводит к специфическим по сравнению с

двумерными системами особенностям частотных зависимостей люминесценции и коэффициента поглощения электромагнитной волны. Важно отметить, что заметное влияние размерного квантования на оптические свойства КП возможно при больших радиусах нанопроволоки ($R \leq 10^3 \text{ \AA}$) [8].

Постановка задачи. Общие соотношения

В настоящей работе подробно исследуется интенсивность зона-зонной люминесценции в КП (в модели параболического потенциала) в поперечных электрическом и однородном магнитном полях. Заметим, что описание кинетических свойств КП в модели параболического потенциала является вполне обоснованным [9,10] и в настоящее время часто применяемым [11]. При исследовании оптических характеристик в конденсированных средах используется метод балансного уравнения. Изменение энергии U электромагнитного поля в единицу времени в нижайшем приближении по электрон-фотонному взаимодействию определяется соотношением [12]

$$\frac{dU}{dt} = \hbar\Omega\{(1+N)W_l - W_p\}. \quad (1)$$

Здесь $\hbar\Omega$ — энергия фотона, N — число фотонов в единице объема, т.е. $N\hbar\Omega$ определяет энергию электромагнитного поля в единице объема.

Согласно (1), увеличение энергии электромагнитного поля (первое слагаемое) естественно связано с про-

цессами люминесценции, а уменьшение (второе слагаемое) определяется процессами поглощения света. Интенсивность люминесценции связана с фурье-образом корреляционной функции произведения операторов импульса [12]:

$$W_I = \frac{2\pi e^2}{m_0^2 \hbar \Omega V} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\Omega t} \langle (\hat{P}(t)\xi)(\hat{P}\xi) \rangle, \quad (2)$$

$$\hat{P}(t) = e^{\frac{i\hat{H}}{\hbar}} \hat{P} e^{-\frac{i\hat{H}}{\hbar}}.$$

Здесь \hat{H} — гамильтониан исследуемой квантовой системы в отсутствие электромагнитного поля частоты Ω и поляризации ξ , m_0 — масса свободного электрона, V — объем исследуемой квантовой системы. Так как в дальнейшем рассматриваем взаимодействие носителей с длинноволновыми акустическими колебаниями и учитываем рассеяния носителей на шероховатой поверхности наноструктуры, то $\langle \dots \rangle$ в (2) описывает усреднение с равновесной матрицей плотности электрон-фононной системы [13] и усреднение по реализации случайного процесса [14].

В дальнейшем исследуем процессы спонтанного излучения слабой электромагнитной волны, связанные с квантовыми переходами электрона из зоны проводимости (c) в валентную зону (v). В этом случае выражение для интенсивности люминесценции (2) в представлении вторичного квантования определяется соотношением

$$W_I = \frac{2\pi e^2}{\hbar \Omega V} \left| \frac{\hat{P}_{cv}\xi}{m_0} \right|^2 \sum_{\alpha\beta\alpha_1\beta_1} \langle \alpha|\beta \rangle \langle \beta_1|\alpha_1 \rangle \times \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\Omega t} \langle a_{\alpha}^{c+}(t) a_{\beta}^v(t) a_{\beta_1}^{v+} a_{\alpha_1}^c \rangle. \quad (3)$$

Здесь введены следующие обозначения: a_{α}^{i+} (a_{α}^i) — операторы рождения (уничтожения) электронов в состоянии α в i -й зоне, \hat{P}_{cv} — матричный элемент оператора импульса на блоховских волновых функциях электрона в зоне проводимости и в валентной зоне, $\langle \alpha|\beta \rangle$ — матричный элемент на сглаженных волновых функциях зоны проводимости ($\langle \alpha|$) и валентной зоны ($|\beta \rangle$),

$$\hat{a}_{\alpha}^i(t) = e^{\frac{i\hat{H}}{\hbar}} \hat{a}_{\alpha}^i e^{-\frac{i\hat{H}}{\hbar}}. \quad (4)$$

Если \hat{V} — оператор взаимодействия электрона с акустическими фононами и (или) с шероховатой поверхностью ($\hat{H}_i = \hat{H}_i^0 + \hat{V}$, $\hat{H}_i^0|\alpha^i \rangle = E_i|\alpha^i \rangle$), то, согласно [13],

$$a_{\alpha}^{c+}(t) = \sum_{\alpha_2} a_{\alpha_2}^{c+} \langle \alpha_2 | e^{i\frac{\hat{H}t}{\hbar}} | \alpha \rangle, \quad (5)$$

$$a_{\beta}^v = \sum_{\beta_2} \langle \beta | e^{-i\frac{\hat{H}t}{\hbar}} | \beta_2 \rangle a_{\beta_2}^v.$$

С учетом (5) соотношение (3) можно записать в следующем виде:

$$W_I = \frac{2\pi e^2}{\hbar \Omega V} \left| \frac{\hat{P}_{cv}\xi}{m_0} \right|^2 \sum_{\alpha\beta\alpha_1\beta_1} \langle \alpha|\beta \rangle \langle \beta_1|\alpha_1 \rangle \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\Omega t} n_{\alpha_1}^{(c)} \times (1 - n_{\beta_1}^{(v)}) \left\{ \langle \alpha_1 | e^{\frac{i\hat{H}t}{\hbar}} | \alpha \rangle \langle \beta | e^{-\frac{i\hat{H}t}{\hbar}} | \beta_1 \rangle \right\}. \quad (6)$$

n_{α}^c (n_{β}^v) — равновесные функции распределения электронов (дырок) в размерно-квантованной зоне проводимости (в валентной зоне) исследуемой наносистемы, $\{ \dots \}$ описывает усреднение по системе свободного фононного поля и усреднение по реализации случайного процесса.

Усреднение по системе свободного фононного поля и по реализации случайного процесса проведем с использованием метода кумулянт и в приближении времени релаксации [13,14]:

$$\left\{ \langle \alpha_1 | e^{\frac{i\hat{H}t}{\hbar}} | \alpha \rangle \right\} = \delta_{\alpha_1\alpha} e^{\frac{i\epsilon_{\alpha}^c}{\hbar} t} e^{-\Gamma_{\alpha}^c |t|},$$

$$\left\{ \langle \beta | e^{\frac{i\hat{H}t}{\hbar}} | \beta_1 \rangle \right\} = \delta_{\beta\beta_1} e^{-\frac{i\epsilon_{\beta}^v}{\hbar} t} e^{-\Gamma_{\beta}^v |t|}, \quad (7)$$

ϵ_{α}^c (ϵ_{β}^v) — энергия электрона в зоне проводимости (в валентной зоне) в состоянии α ; $2\Gamma_{\alpha}^c$ ($2\Gamma_{\beta}^v$) определяет квантово-механическую вероятность рассеяния носителей в единицу времени в c -зоне (в v -зоне) на длинноволновых акустических колебаниях [13] и на шероховатой поверхности [14]. В рассматриваемых выше приближениях интенсивность межзонной спонтанной люминесценции (6) принимает окончательное выражение:

$$W_I = \frac{2\pi e^2}{\hbar \Omega V} \left| \frac{\hat{P}_{cv}\xi}{m_0} \right|^2 \sum_{\alpha\beta} |\langle \alpha|\beta \rangle|^2 n_{\alpha}^c (1 - n_{\beta}^v) \times \frac{2(\Gamma_{\alpha}^c + \Gamma_{\beta}^v)}{(\Gamma_{\alpha}^c + \Gamma_{\beta}^v)^2 + \frac{1}{\hbar^2} (\epsilon_{\alpha}^c - \epsilon_{\beta}^v - \hbar\Omega)^2}. \quad (8)$$

Обсуждение результатов

В качестве примера исследуем процессы спонтанной зона-зонной люминесценции в полупроводниковых КП (в модели параболического потенциала) в присутствии поперечных электрическом \mathbf{E} и однородном магнитном \mathbf{H} полях. В рассматриваемом случае гамильтониан для электрона в зоне проводимости с эффективной массой m_e в калибровке Ландау $\mathbf{A}(-Hy, 0, 0)$ записывается в виде ($\mathbf{H} \parallel Oz$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$)

$$\hat{H}_e^0 = \frac{1}{2m_e} \left\{ \left[\hat{p}_x - \frac{eHy}{c} \right]^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2 \right\} + \frac{m_e \omega_e^2 (y^2 + z^2)}{2} + eEz. \quad (9)$$

Здесь $\hbar\omega_e$ — энергия размерного квантования, которая простым образом связана с потенциальной энергией ΔE_c на границе КП радиуса R , $\omega_e = \frac{1}{R} \left[\frac{2\Delta E_c}{m_e} \right]^{1/2}$.

Волновые функции и собственные значения энергии вычисляются аналогично [10] и определяются соотношениями

$$\Psi_\alpha(x, y, z) = \frac{e^{ik_x x}}{\sqrt{L_x}} \left(\frac{\lambda_1 \lambda_2^{1/4}}{\pi^2} \frac{1}{\sqrt{2^n n! 2^m m!}} H_m \right. \\ \left. \times [(z + z_0) \sqrt{\lambda_1}] e^{-\frac{\lambda_1}{2}(z+z_0)^2} H_n [(y - y_0) \sqrt{\lambda_2}] e^{-\frac{\lambda_2}{2}(y-y_0)^2}, \right. \quad (10)$$

$$E_\alpha^c = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e^*} + \hbar \Omega_e \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar \omega_e \left(m + \frac{1}{2} \right) - \Delta_c,$$

$$\lambda_1 = \frac{m_e \omega_e}{\hbar}, \quad \lambda_2 = \frac{m_e \Omega_e}{\hbar},$$

$$\Omega_e = (\omega_e^2 + \omega_c^2)^{1/2}, \quad m_e^* = m_e \left(\frac{\Omega_e}{\omega_e} \right)^2,$$

$$\Delta_c = \frac{e^2 E^2}{2m_e \omega_e^2}, \quad z_0 = \frac{eE}{m_e \omega_e^2}, \quad y_0 = \frac{k_x \hbar \omega_c}{m_e \Omega_e^2}, \quad \omega_c = \frac{eH}{m_e c},$$

$H_n(z)$ — полиномы Эрмита-Чебышева, L_x — длина КП, k_x — волновой вектор частицы вдоль оси нанопроволоки.

Аналогично можно вычислить собственные значения для носителей с эффективной массой m_v в валентной зоне:

$$E_\beta^v = -\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_v^*} - \hbar \Omega_v \left(n + \frac{1}{2} \right) - \hbar \omega_v \left(m + \frac{1}{2} \right) + \Delta_v - E_g,$$

$$\Omega_v = (\omega_v^2 + \omega_c v^2)^{1/2}, \quad \Delta_v = \frac{e^2 E^2}{2m_v \omega_v^2},$$

$$m_v^* = m_v \left(\frac{\Omega_v}{\omega_v} \right)^2, \quad \omega_c v = \frac{eH}{m_v c}. \quad (11)$$

$\hbar \omega_v$ — энергия размерного квантования в валентной зоне, E_g — ширина запрещенной зоны объемного материала. Волновые функции для носителей в валентной зоне записываются аналогично (10), но m_e заменяется на m_v , ω_e — на ω_v , Ω_e — на Ω_v , E — на $-E$.

В дальнейшем рассмотрим взаимодействие носителей с шероховатой поверхностью и учитываем взаимодействие электронов с длинноволновыми акустическими колебаниями. Квантово-механическая вероятность рассеяния носителей в единицу времени в приближении времени релаксации [13,14] определяется следующим образом:

$$\Gamma_\alpha^c = \frac{1}{|k_x|} \gamma, \quad (12)$$

$$\gamma = \frac{E_1^2 k_0 T m_e^* \omega_e}{2\pi \hbar^4 \rho v^2} (1 + \delta^2)^{5/4} + \frac{2m_e \gamma_0 \omega_e^2}{\hbar R^2} (1 + \delta^2) \\ \times \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \delta^2}} \right) + \frac{2\Delta_c}{\hbar \omega_e} \right]^2, \quad (13)$$

$$\delta = \frac{\hbar \omega_c}{\hbar \omega_e}.$$

Здесь введены следующие обозначения: E_1 — константа деформационного потенциала для электрона, v — скорость звука в наноструктуре с плотностью ρ , $\gamma_0^{1/3}$ определяет высоту флуктуаций.

Как непосредственно следует из (13), время релаксации, определяемое взаимодействием электрона с шероховатой поверхностью (второе слагаемое в (13)), существенно зависит от радиуса КП ($\propto 1/R^4$), и, следовательно, его необходимо учитывать при исследовании кинетических явлений в нанопроволоках с малыми R . Для типичных полупроводниковых КП типа GaAs ($m_e = 0.06m_0$, $m_v = 0.4m_0$, $E_1 = 10$ eV, $\Delta E_c = 0.255$ eV, $\rho = 5.4$ g/cm³), $v = 3 \cdot 10^5$ cm/s) при $\gamma_0^{1/3} = 20$ Å (при таких значениях γ_0 подвижность достигает больших экспериментально наблюдаемых значений: $\mu \sim 3 \cdot 10^4$ cm²/(V·s)) рассеянием электронов на шероховатой поверхности можно пренебречь, если $R > 5 \cdot 10^2$ Å. В этом случае время релаксации определяется рассеянием носителей на длинноволновых акустических колебаниях (первое слагаемое в (13) $\gamma \sim 1/R$, т.е. значительно слабее зависит от размеров наноструктуры. Из явного вида γ следует, что с ростом напряженности магнитного поля γ увеличивается, что связано с увеличением локализации носителей. В поперечном электрическом поле электроны „прижимаются“ к поверхности КП, что и приводит к заметному усилению процессов рассеяния частиц на шероховатой поверхности (рост второго слагаемого в (13) при увеличении E).

Если подставить (12) в (8), то в случае невырожденного электронного (дырочного) газа интенсивность люминесценции, связанная с переходом электрона из нижайшего размерно-квантованного состояния зоны проводимости в нулевое размерно-квантованное состояние валентной зоны, принимает следующий вид:

$$W_l = W_0 I(\Delta), \quad (14)$$

$$W_0 = \frac{2\pi e^2}{\Omega S} \left| \frac{\hat{P}_{cv} \xi}{m_0} \right|^2 |\Sigma_{\alpha\beta} \langle 0_c | 0_v \rangle|^2$$

$$\times \frac{n_e n_v}{k_0 T} \left(\frac{2\hbar}{\omega_f (m_e^* + m_v^*)} \right)^{1/2},$$

$$I(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-\beta \hbar \omega_f x} \frac{1}{1 + x \left[\frac{\Delta}{\hbar \omega_f} + x \right]^2},$$

$$\omega_f = \left[\frac{\hbar \gamma^2}{2\mu^*} \right]^{1/3}, \quad \frac{1}{\mu^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_v^*},$$

$$\Delta = -\hbar \Omega + E_g^*, \quad \beta = \frac{1}{k_0 T},$$

$$\Delta_{cv} = \frac{(eER)^2}{4} \left(\frac{1}{\Delta E_c} + \frac{1}{\Delta E_v} \right),$$

$$|\langle 0_c | 0_v \rangle|^2 = 4 \left[\frac{R_e R_v R_e^0 R_v^0}{(R_e^2 + R_v^2)(R_e^{02} + R_v^{02})} \right] \\ \times \exp \left\{ -\frac{e^2 E^2 R^4}{(R_e^{02} + R_v^{02})} \left(\frac{1}{\Delta E_c} + \frac{1}{\Delta E_v} \right)^2 \right\}, \quad (15)$$

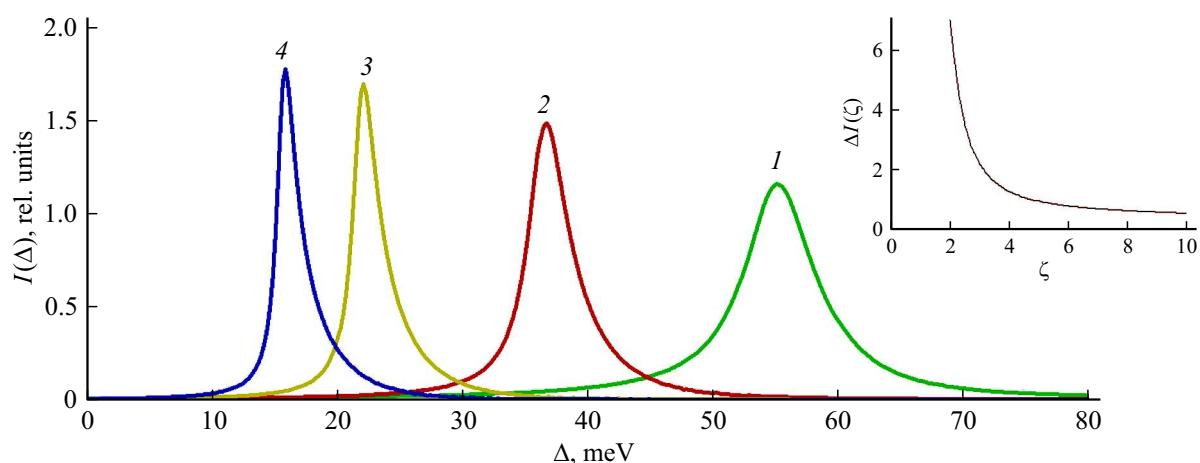


Рис. 1. Частотная зависимость интенсивности люминесценции (в относительных единицах) при $E = 0$, $H = 0$. Кривые 1–4 получены соответственно при $\xi = 2, 3, 5, 7$. Во вставке представлена зависимость полуширины линии излучения от радиуса КП.

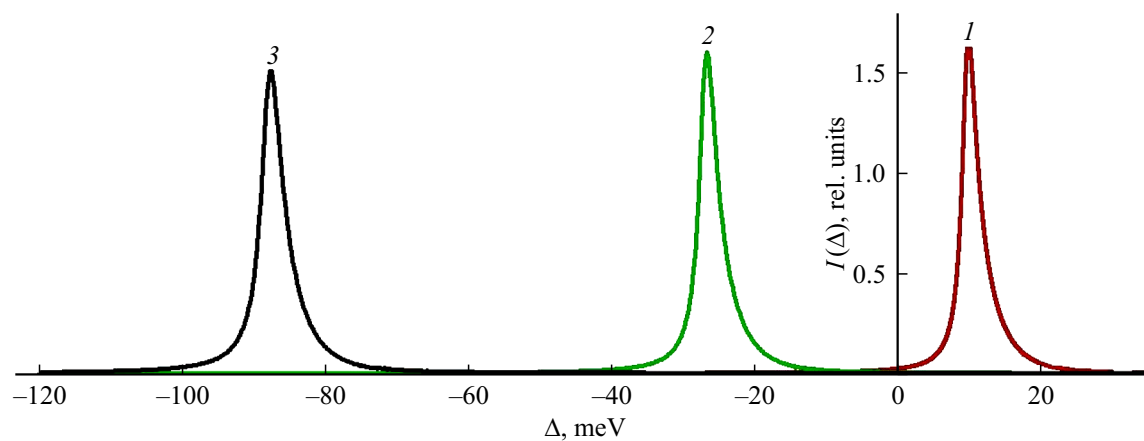


Рис. 2. Частотная зависимость интенсивности люминесценции (в относительных единицах) при $H = 0$, $\xi = 5$. Кривые 1–3 вычислены соответственно при $E = 2 \cdot 10^4, 4 \cdot 10^4, 6 \cdot 10^4$ V/cm.

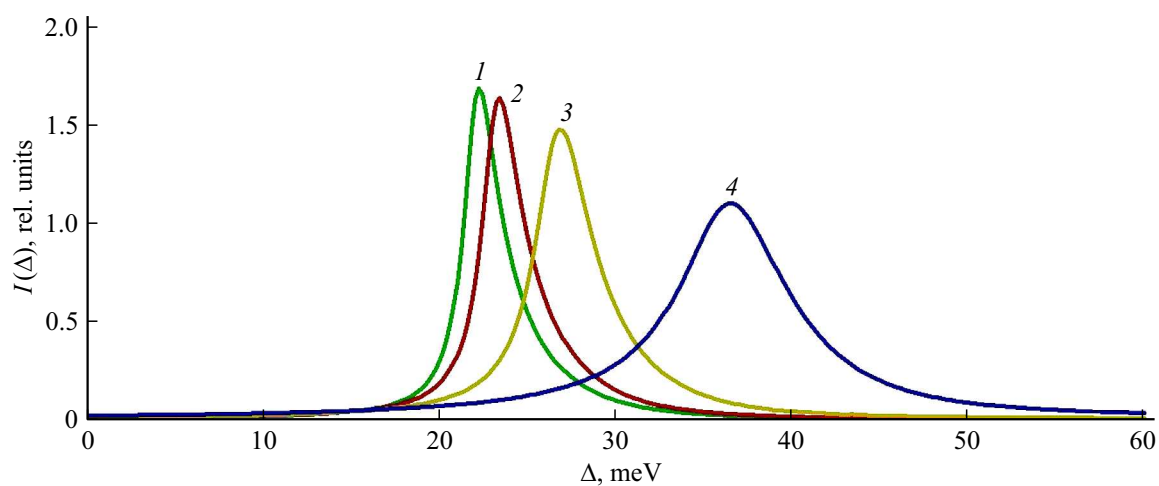


Рис. 3. Частотная зависимость интенсивности люминесценции (в относительных единицах) в присутствии магнитного поля (при $E = 0$, $\xi = 5$). Кривые 1–4 получены при $\delta = 0.2, 0.5, 1, 2$ соответственно.

$$R_e^2 = \frac{\hbar}{(m_e \Omega_e)}, \quad R_e^{02} = \frac{\hbar}{m_e \omega_e},$$

$$R_v^2 = \frac{\hbar}{m_v \Omega_v}, \quad R_v^{02} = \frac{\hbar}{m_v \omega_v},$$

$n_e(n_v) = \frac{N_x}{L_x} \left(\frac{N_x}{L_x} \right)$ — линейная концентрация электронов (дырок) в КП, $E_g^* = E_g + \frac{1}{2}(\hbar\omega_e + \hbar\Omega_e + \hbar\omega_v + \hbar\Omega_v) - \Delta_c v$ — ширина запрещенной зоны исследуемой наноструктуры во внешних полях, S — сечение КП.

На рис. 1 представлена частотная зависимость интенсивности люминесценции (в относительных единицах) ($H = 0$, $E = 0$, $T = 40$ К). Кривые 1–4 получены при $\xi = 2, 3, 5, 7$ соответственно ($R = 10^2 \xi \text{ \AA}$). Как непосредственно следует из рис. 1, полуширина линии спонтанной люминесценции с ростом радиуса нанопроволоки уменьшается. На вставке рис. 1 приведена зависимость полуширины линии интенсивности люминесценции $\Delta I(\Delta)$ от радиуса КП. Следовательно, при малых радиусах КП ($\xi < 4$) полуширина резко уменьшается с ростом R . Именно в таких наносистемах рассеяние носителей на шероховатой поверхности является доминирующим механизмом рассеяния и $\omega_f \sim R^{-\frac{8}{3}}$. При $R = 200, 500$ и 700 \AA полуширина линии излучения ΔI соответственно равна $\Delta I = 10.17, 2.4$ и 1.9 meV . С ростом R влияние рассеяния носителей на шероховатой поверхности на интенсивность люминесценции уменьшается, и полуширина линии излучения определяется взаимодействием заряженных частиц с длинноволновыми акустическими колебаниями ($\Delta I \propto R^{-2/3}$) и, следовательно, слабее зависит от размеров исследуемой наноструктуры. Именно такую динамику изменения полуширины линии зона-зонной люминесценции от R экспериментально наблюдали при исследовании магнитооптики КП [15]. С уменьшением радиуса КП ширина запрещенной зоны наноструктуры увеличивается на величину $(\hbar\omega_e + \hbar\omega_v)$, что, естественно, приводит к тому, что максимум зона-зонной люминесценции с уменьшением R сдвигается в высокочастотную область спектра.

При уменьшении радиуса нанопроволоки увеличивается энергия размерного квантования в зонах ($\hbar\omega_e, \hbar\omega_v \propto \frac{1}{R}$), что приводит к уменьшению числа размерно-квантованных уровней в параболической потенциальной яме высоты $\Delta E_c(\Delta E_v)$. Последнее обстоятельство может оказаться причиной уменьшения числа пиков межзонного поглощения слабой электромагнитной волны. Именно такая динамика изменения спектра межзонного поглощения света наблюдалась в нанопроволоках Ge при изменении радиуса квантовой системы от 10^2 до $1.1 \cdot 10^3 \text{ \AA}$ [7]. На рис. 2 приведена частотная зависимость интенсивности люминесценции (в относительных единицах, $H = 0$, $T = 40$ К) при различных значениях напряженности поперечного электрического поля E . Кривые 1–3 вычислены при $E = 2 \cdot 10^3, 4 \cdot 10^3$ и $6 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$ соответственно. Как непосредственно следует из рис. 2, с ростом E интенсивность спонтанной

люминесценции уменьшается. Это связано с тем, что при увеличении E перекрывание сглаженных волновых функций зоны проводимости и валентной зоны уменьшается. Именно такое поведение интенсивности люминесценции при изменении напряженности поперечного поля наблюдалось в КП CdS, GaN [16]. Если E увеличивается, то ширина запрещенной зоны уменьшается на величину Δ_{cv} . Это обстоятельство приводит к тому, что с ростом E максимум зона-зонной люминесценции сдвигается в длинноволновую область спектра (рис. 2).

На рис. 3 представлена частотная зависимость интенсивности зона-зонной спонтанной люминесценции (в относительных единицах) при различных значениях напряженности однородного магнитного поля. Кривые 1–4 получены при $\delta = 0.2, 0.5, 1, 2$ соответственно. При увеличении напряженности однородного магнитного поля ширина запрещенной зоны исследуемой наноструктуры увеличивается на $\frac{1}{2}(\hbar\Omega_e + \hbar\Omega_v)$, что естественно приводит к смещению максимума люминесценции в коротковолновую область спектра (рис. 3). С ростом H взаимодействие электронов с шероховатой поверхностью и с длинноволновыми акустическими колебаниями увеличивается, как следует из (13), что и приводит к росту полуширины линии зона-зонной люминесценции.

Заключение

Проведены исследования по влиянию внешних полей (поперечных однородного магнитного и постоянного электрических полей) на интенсивность межзонной люминесценции в КП. Показано, что учет взаимодействия электрона с акустическими колебаниями и с шероховатой поверхностью наносистем позволяет описать зависимость полуширины линии люминесценции от радиуса КП, экспериментально наблюдаемую в одномерных квантовых системах.

Благодарность

Авторы приносят благодарность STCU (грант 6219) за частичную финансовую поддержку работы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Синявский Э.П., Костюкевич Н.С. // Опт. и спектр. 2013. Т. 114. № 2. С. 205.
- [2] Unuma T., Takahashi T., Noda T., Yoshita M., Sakaki H., Baba M., Akiyama H. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. N 22. P. 3448.
- [3] Brunner K., Bockelmann U., Abstreiter G., Walther M., Böhm G., Tränkle G., Weimann G. // J. Phys. IV. 1993. V. 03. N C5. P. 107.

- [4] *Aiswarya Raj A.S., Biju V.* // Mater. Sci. Semicond. Process. 2017. V. 68. С. 38.
- [5] *Pathak T.K., Swart H.C., Kroon R.E.* // Spectrochim. Acta. A. Mol. Biomol. Spectrosc. 2018. V. 190. N 5. P. 164.
- [6] *Warburton R.J., Weilhammer K., Kotthaus J.P., Thomas M., Kroemer H.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. N 10. P. 2185.
- [7] *Cao L., White J.S., Park J., Schuller J.A., Clemens B.M., Brongersma M.L.* // Nat. Mater. 2009. V. 8. N 8. P. 643.
- [8] *Agarwal R., Lieber C.M.* // Appl. Phys. A. 2006. V. 85. N 3. P. 209.
- [9] *Beenakker C.W.J., Houten H., Ehrenreich H., Turnbull D.* Solid State Physics: Semiconductor Heterostructures and Nanostructures. Academic Press, 1991. V. 44. 228 p.
- [10] *Гейлер В.А., Маргулис В.А., Филина Л.И.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 86. № 4. С. 751.
- [11] *Гейлер В.А., Маргулис В.А.* // ФТП. 1999. Т. 9. С. 1141.
- [12] *Белоусов А.В., Коварский В.А., Сиявский Э.П.* Оптические свойства молекулярных систем в поле низкочастотного лазерного излучения. Кишинев: Штиинца, 1989. 128 с.
- [13] *Сиявский Э.П., Хамидуллин Р.А.* // ФТП. 2002. Т. 36. № 8. С. 989.
- [14] *Сиявский Э.П., Карапетян С.А.* // ФТП. 2012. Т. 46. № 8. С. 1032.
- [15] *Кулаковский В.Д., Бутов Л.В.* // УФН. 1995. Т. 165. № 2. С. 229.
- [16] *Greytak A.B., Barrelet C.J., Li Y., Lieber C.M.* // Appl. Phys. Lett. 2005. Т. 87. N 15. P. 151103.