

9-30-2018

## DIMENSIONAL QUANTIZATION IN GAP

V R. Rasulov

R Ya Rasulov

Follow this and additional works at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi>

---

### Recommended Citation

Rasulov, V R. and Rasulov, R Ya (2018) "DIMENSIONAL QUANTIZATION IN GAP," *Scientific-technical journal*: Vol. 22 : Iss. 3 , Article 10.

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi/vol22/iss3/10>

This Article is brought to you for free and open access by 2030 Uzbekistan Research Online. It has been accepted for inclusion in Scientific-technical journal by an authorized editor of 2030 Uzbekistan Research Online. For more information, please contact [brownman91@mail.ru](mailto:brownman91@mail.ru).

## 2. DIMENSIONAL QUANTIZATION IN GAP

V.R. Rasulov<sup>1</sup>, R.Ya. Rasulov<sup>1</sup>, I. Eshboltayev<sup>1</sup>, B. Ahmedov<sup>1</sup>, N. Mamadaliyeva<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ferghana State University. Ferghana, Uzbekistan,

### РАЗМЕРНОЕ КВАНТОВАНИЕ В *n-GaP*

**Abstract.** The task about energetical spectrum and wave functions of electrons in subbands of  $X_3$  and  $X_1$  conduction band of *n-GaP* are theoretically considered taking into account with dimensional quantization.

**Key words:** energetical spectrum, quantum well, wave function, dimensional quantization.

**Аннотация.** Теоретически рассмотрена задача об энергетическом спектре и волновой функции электронов в подзонах  $X_3$  и  $X_1$  зоны проводимости *n-GaP* с учетом размерного квантования.

**Ключевые слова:** энергетический спектр, квантовая яма, волновая функция, размерное квантование.

**Аннотация.** *n-GaP* ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонасининг  $X_3$  ва  $X_1$  тармоқларидаги электронларнинг тўлқин функцияси ва энергетик спектри ўлчамли квантлашишни эътиборга олган ҳолда назарий тадқиқ қилинган.

**Таянч сўзлар:** энергетик спектр, квантлашган ўра, тўлқин функция, ўлчамли квантлашиш.

В последнее время привлекают значительное внимание оптические переходы между уровнями в размерно-квантованной яме (РКЯ), которые находят применение в фотопреобразователях инфракрасного диапазона [1]. Для полупроводников с простой зоной расчет межуровневых переходов для РКЯ произвольного потенциала был проведен ранее в работах [2,3]. В то же время межуровневые оптические переходы в РКЯ дырочной проводимости представляют интерес из-за ненулевого поглощения для света произвольной поляризации, которые имеют практическое применение [4]. Теоретическое исследование такого рода задачи затруднено сложностью зонной структуры полупроводника. В частности в [5-7] такая задача в случае прямоугольной РКЯ фиксированной толщиной решена численно. Однако даже малая вариация толщины или глубины РКЯ может сильно изменить конечный результат, что затрудняет анализ промежуточных расчетов. В работе [8] на основе теории возмущения получены аналитические выражения [9] исследовано энергетический спектр, волновая функция дырок межподзонное поглощение поляризованного излучения в бесконечно глубокой квантовой яме полупроводника. Расчеты проведены в приближении Латтинжера-Кона [10, 11] для полупроводников с решеткой цинковой обманки.

Однако теоретическое исследование размерного квантования в потенциальной яме (РКЯ), выращенной на основе полупроводника со сложной зоной, одна подзона из которых, имеет “горбообразную структуру” (например, *n-GaP* или *p-Te*), остается открытым, к чему посвящена настоящая работа.

Отметим, что исследование ряда явлений в частности оптических или фотогальванических эффектов в размерно-квантованной яме (РКЯ) требует знания энергетического спектра и волновых функций электронов.

Для квантовой ямы с потенциалом  $U(z)$  эффективный гамильтониан электронов в *n-GaP* представляем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{R}_2 k_{\perp}^2, \quad (1)$$

<sup>1</sup> Как и в работе [8] будем считать, что зонные параметры не зависят от координаты.

где

$$\hat{H}_0 = \frac{\Delta}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} A_3 & 0 \\ 0 & A_1 \end{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + U(z), \quad \hat{R}_2 = \begin{bmatrix} B_3 & D \sin \varphi \cos \varphi \\ D \sin \varphi \cos \varphi & B_1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$A_{3,1}, B_{3,1}, D, P$  – зонные параметры n-GaP,  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,  $\vec{k}_{\perp} = (k_x, k_y)$  (или  $k_x = k_{\perp} \cos \varphi$ ,  $k_y = k_{\perp} \sin \varphi$ ) – двумерный волновой вектор, направленный по интерфейсу<sup>1</sup>,  $\vec{r}_{\perp} = (x, y)$ . В дальнейшем считаем, что волновая функция электронов в плоскости РКЯ имеет вид  $\Psi \propto \exp(i\vec{k}_{\perp} \vec{r}_{\perp})$ .

Невозмущенные уровни энергии  $E_{\xi}(0)$  и волновая функция электронов  $\psi_{\xi}^{(0)} = \begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ \psi_1^{(0)} \end{bmatrix}$  в подзонах зоны проводимости  $X_{\xi}$  ( $\xi = 3, 1$ ) в n-GaP определяются из следующего матричного дифференциального уравнения  $\hat{H}_0 \hat{\psi}_{\xi}^{(0)} = \hat{E}_{\xi} \hat{\psi}_{\xi}^{(0)}$ , где  $\hat{E}_{\xi} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_3 & 0 \\ 0 & \tilde{E}_1 \end{bmatrix}$ . Тогда имеем

$$\left\{ \frac{\Delta}{2} \begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ -\psi_1^{(0)} \end{bmatrix} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \begin{bmatrix} A_3 \psi_3^{(0)} \\ A_1 \psi_1^{(0)} \end{bmatrix} + P \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} -\psi_1^{(0)} \\ \psi_3^{(0)} \end{bmatrix} + U(z) \begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ \psi_1^{(0)} \end{bmatrix} \right\} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_3 \psi_3^{(0)} \\ \tilde{E}_1 \psi_1^{(0)} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где третье слагаемое описывает превращение электрона с массой  $m_{1(3)}$  на электрон массой  $m_{3(1)}$ .

Из последнего уравнения видно, что имеются три случая, анализ которых приведен ниже.

**1-случай.** В этом случае будем считать, что эффективные массы электронов в обоих подзонах одинаковы, т.е.  $A_3 = A_1 = A$ . Тогда последнее уравнение будет иметь вид

$$\left\{ \frac{\Delta}{2} \begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ -\psi_1^{(0)} \end{bmatrix} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \begin{bmatrix} A \psi_3^{(0)} \\ A \psi_1^{(0)} \end{bmatrix} + P \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} -\psi_1^{(0)} \\ \psi_3^{(0)} \end{bmatrix} + U(z) \begin{bmatrix} \psi_3^{(0)} \\ \psi_1^{(0)} \end{bmatrix} \right\} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_3 \psi_3^{(0)} \\ \tilde{E}_1 \psi_1^{(0)} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

Тогда имеем систему уравнений

$$\begin{cases} -\frac{\partial^2 \psi_3^{(0)}}{\partial z^2} - \frac{P}{A} \frac{\partial \psi_1^{(0)}}{\partial z} + \frac{1}{A} [U(z) - \tilde{E}_3] \psi_3^{(0)} + \frac{1}{A} \frac{\Delta}{2} \psi_3^{(0)} = 0, \\ -\frac{\partial^2 \psi_1^{(0)}}{\partial z^2} + \frac{P}{A} \frac{\partial \psi_3^{(0)}}{\partial z} + \frac{1}{A} [U(z) - \tilde{E}_1] \psi_1^{(0)} - \frac{1}{A} \frac{\Delta}{2} \psi_1^{(0)} = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Далее производим обозначение типа  $\psi_3^{(0)} + i\psi_1^{(0)} = \zeta^{(0)}$  и считаем, что  $\tilde{E}_3 = \tilde{E}_1 = \tilde{E} = E(\vec{k}_{\perp}) - \mathbf{V} k_{\perp}^2$ . Тогда получим уравнение для  $\zeta^{(0)}$

$$\frac{\partial^2 \zeta_{-}}{\partial z^2} - i \frac{P}{A} \frac{\partial \zeta_{-}}{\partial z} - \frac{1}{A} [U(z) - \tilde{E}] \zeta_{-} + \frac{1}{A} \frac{\Delta}{2} \zeta_{+} = 0, \quad (6)$$

Если считаем, что  $U(z) = U_0 = const$  и производим следующие обозначения  $\kappa_A^2 = \frac{1}{A} (U_0 - \tilde{E})$ ,

$\kappa_A^2 = \frac{1}{A} \frac{\Delta}{2}$ ,  $2\chi = \frac{P}{A}$ , тогда

$$\frac{\partial^2 \zeta_{-}}{\partial z^2} - 2i\chi \frac{\partial \zeta_{-}}{\partial z} - \kappa_A^2 \zeta_{-} + \kappa_A^2 \zeta_{-}^* = 0. \quad (7)$$

Решение (7)  $\zeta_{-} = C \cdot \exp(\alpha z)$  упрощается, если считаем, что  $\zeta_{-}(z)$  функция реальная величина, характеристическое уравнение для которого имеют корни

$$\alpha_{\pm} = i\chi \pm \sqrt{-\chi^2 + 4\left(\kappa_A^2 - \kappa_{\Delta}^2 \frac{C^*}{C}\right)} \quad (8)$$

Для упрощения решения задачи считаем, что  $C = C^*$ ,  $C$  – реальная величина. Тогда

$$\alpha_{\pm} = i\chi \pm \sqrt{-\chi^2 + 4(\kappa_A^2 - \kappa_{\Delta}^2)} \quad (9)$$

и имеем, что

$$\zeta_{-}(z) = \exp(i\chi z) \left\{ C_{+} \cdot \exp\left(z\sqrt{-\chi^2 + 4(\kappa_A^2 - \kappa_{\Delta}^2)}\right) + C_{-} \cdot \exp\left(-z\sqrt{-\chi^2 + 4(\kappa_A^2 - \kappa_{\Delta}^2)}\right) \right\} \quad (10)$$

Если  $\kappa_A^2 < \kappa_{\Delta}^2$ . Тогда

$$\zeta_{-} = \exp(i\chi z) \left[ C_1 \cdot \cos\left(z\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_E^2)}\right) + iC_2 \sin\left(z\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_E^2)}\right) \right]. \quad (11)$$

Учет граничных условий типа  $\zeta_{\pm}(z = -a/2) = 0$ ,  $\zeta_{\pm}(z = +a/2) = 0$ , если выполняется условие  $\cos(a/2\chi) \pm i\sin(a/2\chi) \neq 0$ , тогда связь между  $C_1$  и  $C_2$  определяется как

$C_1 = \pm iC_2 \operatorname{tg}\left(a/2\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right)$ . В этом случае из условия нормировки

$$|C_1| = \left| \sin\left(\frac{a}{2}\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) \right|, \quad |C_2| = \left| \cos\left(\frac{a}{2}\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) \right|, \quad (12)$$

а выражение для  $\zeta_{-}(z)$  имеет вид

$$\zeta_{-}(z) = \exp(i\chi z) \times \left[ \frac{1}{2} \left[ \sin\left(\left(z + \frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) - \sin\left(\left(z - \frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) \right] + \right. \\ \left. \times \left[ \frac{1}{2} i \left[ \sin\left(\left(z - \frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) + \sin\left(\left(z + \frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) \right] \right] \right]. \quad (13)$$

откуда волновые функции электронов определяются соотношениями

$$\Psi_1 = \frac{1}{2} \left\{ [\cos(\chi z) - \sin(\chi z)] \cdot \sin\left(\left(z + \frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) - \right. \\ \left. - [\cos(\chi z) + \sin(\chi z)] \cdot \sin\left(\left(z - \frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) \right\}, \quad (14a)$$

$$\Psi_3 = -\frac{1}{2} \left\{ [\cos(\chi z) + \sin(\chi z)] \cdot \sin\left(\left(z + \frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) + \right. \\ \left. + [\cos(\chi z) - \sin(\chi z)] \cdot \sin\left(\left(z - \frac{a}{2}\right)\sqrt{\chi^2 + 4(\kappa_{\Delta}^2 - \kappa_A^2)}\right) \right\}. \quad (14b)$$

При  $\psi_3^{(0)}(z = \pm a/2) = 0, \psi_1^{(0)}(z = \pm a/2) = 0$  получим выражения для энергий размерно-квантованных состояний электронов в точке  $X$  зоны Бриллюэна, т.е. при  $k_{\perp} = 0$

$$E = U_0 - \frac{\Delta}{2} - \frac{P^2}{16A} - A\pi^2 \frac{(2n+1)^2}{4} a^2, \quad E = U_0 - \frac{\Delta}{2} - \frac{P^2}{16A} - A\pi^2 n^2 a^2, \quad (15)$$

где первое соотношение соответствует к четным к инверсии координат состояниям, а второе – к нечетным состояниям,  $n$  – целое число.

Отметим, что в случае, когда  $4(\kappa_A^2 - \kappa_{\Delta}^2) - \chi^2 > 0$ , тогда волновую функцию можно предсатвить как

$$\psi_3^{(0)}(z) = \exp(-z\chi) \cdot \left[ \tilde{C}_1 \cos\left(z\sqrt{4(\kappa_A^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2}\right) + \tilde{C}_3 \sin\left(z\sqrt{4(\kappa_A^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2}\right) \right] \quad (16)$$

Тогда из условия нормировки волновой функции нетрудно получить выражения для  $\tilde{C}_1, \tilde{C}_3$  в виде

$$C_1^{-2} = \frac{sh(a\chi)}{2\chi \left[ \chi^2 + 4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2 \right]} \times \left\{ 4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) + \chi^2 \cdot \cos\left(a\sqrt{4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2}\right) + \chi \cdot \sqrt{4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2} \cdot \sin\left(a\sqrt{4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2}\right) \right\}. \quad (17a)$$

$$C_3^{-2} = \frac{sh(a\chi)}{2\chi \left[ \chi^2 + 4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2 \right]} \times \left\{ -4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) + \chi^2 \cdot \cos\left(a\sqrt{4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2}\right) + \chi \cdot \sqrt{4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2} \cdot \sin\left(a\sqrt{4(\kappa_E^2 - \kappa_\Delta^2) - \chi^2}\right) \right\}. \quad (17b)$$

**2-случай.** Пусть  $\sqrt{\chi^2 - 4(\kappa_A^2 + \kappa_\Delta^2)}$  реальная величина. Тогда уравнение Шредингера имеет вид

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \zeta_1^{(0)}}{\partial z^2} + 2\chi \frac{\partial \zeta_1^{(0)}}{\partial z} + (\kappa_A^2 - \kappa_\Delta^2) \zeta_1^{(0)} = 0, \\ \frac{\partial^2 \zeta_2^{(0)}}{\partial z^2} + 2\chi \frac{\partial \zeta_2^{(0)}}{\partial z} + (\kappa_A^2 + \kappa_\Delta^2) \zeta_2^{(0)} = 0, \end{cases} \quad (18)$$

решение которого представим в виде

$$\zeta_1^{(0)} = \exp(-z\chi) \left[ F_1 \exp\left(z\sqrt{\chi^2 - 4(\kappa_A^2 + \kappa_\Delta^2)}\right) + F_2 \exp\left(-z\sqrt{\chi^2 - 4(\kappa_A^2 + \kappa_\Delta^2)}\right) \right]. \quad (19)$$

Из последнего видно, если  $\chi^2 - 4\kappa_\xi^2 > 0$ , т.е.  $\kappa_{A_\xi} > \kappa_\Delta$ , тогда (19) имеет вид

$$\zeta_\xi^{(0)} = \exp(-z\chi) \left[ F_1 \exp\left(z\sqrt{\chi^2 - 4\kappa_\xi^2}\right) + F_2 \exp\left(-z\sqrt{\chi^2 - 4\kappa_\xi^2}\right) \right], \quad (20)$$

где  $\kappa_\xi^2 = \kappa_{A_\xi}^2 - (-1)^{(1+\xi)/2} \kappa_\Delta^2$ . В этом случае плотность вероятности нахождения электронов экспоненциально падает.

Из граничного условия  $\left. \frac{\partial}{\partial z} \zeta_\xi^{(0)} \right|_{z=0} = 0$  имеем

$$\zeta_\xi^{(0)} = F_1 \exp(-z\chi) \left[ \exp\left(z\sqrt{\chi^2 - 4\kappa_\xi^2}\right) - \exp\left(-z\sqrt{\chi^2 - 4\kappa_\xi^2}\right) \right], \quad (21)$$

а условие  $\left. \frac{\partial}{\partial z} \zeta_l^{(0)} \right|_{z=a} = 0$  дает соотношение, с помощью которого можно определить энергетической дисперсии с учетом размерного квантования

$$\exp\left(2a\sqrt{\chi^2 - 4\kappa_l^2}\right) = \frac{2 - \left(\frac{2\kappa_l}{\chi}\right)^2 + 2\sqrt{1 - \left(\frac{2\kappa_l}{\chi}\right)^2}}{\left(\frac{2\kappa_l}{\chi}\right)^2}, \quad (22)$$

где  $\kappa_{\tilde{A}_\xi}^2 = \frac{1}{A_\xi}(U_0 - \tilde{E}_\xi)$ ,  $\kappa_{\tilde{\Lambda}}^2 = \frac{1}{A} \frac{\Delta}{2}$ ,  $\tilde{E} = E - Bk_\perp^2$ . Из-за отсутствия эксперимента по размерному квантованию в  $n$ -GaP не проводим численный расчет (22).

**3-случай.** В этом случае не будем обращать внимания на случай, где происходит превращение электрона одной зоны в другую, т.е. считаем, что  $P = 0$ . Тогда при  $U(z) = U_0 = const$  имеем следующую систему уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi_1^{(0)}}{\partial z^2} - k_{01}^2 \psi_1^{(0)} = 0, \\ \frac{\partial^2 \psi_3^{(0)}}{\partial z^2} - k_{03}^2 \psi_3^{(0)} = 0 \end{cases} \quad (23)$$

Здесь  $k_{0\xi}^2 = \frac{1}{A_\xi} \left[ \tilde{E}_\xi - (-1)^{(1+\xi)/2} \frac{\Delta}{2} - U_0 \right]$ . Решение (23) ищем в виде

$$\psi_\xi^{(0)} = B_\xi e^{ik_{0\xi}z} + D_\xi e^{-ik_{0\xi}z}, \quad (24)$$

где  $D_\xi, B_\xi$  – постоянные, определяемые граничными условиями рассматриваемой задачи. Из условия обращения в ноль производной волновых функций на границах интерфейса ямы нетрудно получить  $E_\xi(k_\perp, n_\xi, a)$

$$E_\xi = Bk_\perp^2 + \left( \frac{\pi \cdot n_\xi}{a} \right)^2 A_\xi + (-1)^{(1+\xi)/2} \frac{\Delta}{2} + U_0 \quad (n_\xi = 1, 2, 3, \dots). \quad (25)$$

Таким образом, показали, что размерно-квантованный спектр электронов в полупроводнике, зона проводимости которого состоит из двух подзон, между которыми имеется энергетическая щель состоит, из набора размерно-квантованных уровней, не пересекающиеся между собою из-за наличия энергетической щели. Получены выражения волновых функций и энергетических спектров электронов для различных случаев, различающиеся друг от друга соотношениями для характеристических волновых векторов, которые, в свою очередь, зависят от зонных параметров полупроводника и от энергетической щели между подзонами зоны проводимости.

В заключении заметим, что эту задачу можно решить методом теории возмущений, где можно рассмотреть в качестве возмущения члены в эффективном гамильтониане, содержащие  $k_\perp$ , где надо разложить в ряд энергетического спектра и волновой функции электронов по двумерному волновому вектору. Этот случай требует отдельного рассмотрения, к чему будет посвящено следующее сообщение.

Данная работа частично финансирована грантом ОТ-Ф2-66.

#### References:

- [1]. E.L.Ivchenko. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures // E.L. Ivchenko.-Harrow (UK) : Alpha Science, 2005.-350 p. ISBN: 1-84265-150-1.
- [2]. L.E.Vorobev, Ye.L.Ivchenko, D.A.Firsov, V.A.SHaligin. Opticheskie svoystva nanostruktur. S.-Pb. Nuaka. 2001. -192 s.
- [3]. A.G.Petrov, A.Shik. Phys.Rev. V.48. P.11883 (1993); A.G.Petrov, A.SHik. FTP. T.27. S. 1047 (1993).
- [4]. B.V.Levine, S.D.Gunapala, J.M.Kuo, S.S.Pey, S.Hui, Appl.Phys.Lett. V.59. P.1964 (1991).
- [5]. Y.-C. Chang. Phys.Tev. V.B39. P.12672 (1989).
- [6]. V.Ya.Aleshkin, Yu.A.Romanov. FTP. T. 27. S. 329 (1993).
- [7]. A.G.Petrov, A.SHik. FTP. T.28. S. 2185 (1994).
- [8]. L.E.Golub, Ye.L.Ivchenko, R.Ya.Rasulov. FTP. T. 29. S. 1093 (1995).
- [9]. G.L.Bir, Pikus G.E. Simmetriya i deformatsionnie effekti v poluprovodnikax. - M.: Nauka, -1972. – 584 s.
- [10]. E.L.Ivchenko, Rasulov R.Ya. Simmetriya i realnaya zonnaya struktura poluprovodnikov. Tashkent. "Fan". - 1989. –126 s.

#### Список литературы

- [1]. E.L.Ivchenko. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures // E.L. Ivchenko.-Harrow (UK) : Alpha Science, 2005.-350 p. ISBN: 1-84265-150-1.
- [2]. Л.Е.Воробьев, Е.Л.Ивченко, Д.А.Фирсов, В.А.Шалыгин. Оптические свойства наноструктур. С.-Пб. Нуака. 2001. -192 с.
- [3]. A.G.Petrov, A.Shik. Phys.Rev. V.48. P.11883 (1993); А.Г.Петров, А.Шик. ФТП. Т.27. С. 1047 (1993).
- [4]. B.V.Levine, S.D.Gunapala, J.M.Kuo, S.S.Pey, S.Hui, Appl.Phys.Lett. V.59. P.1964 (1991).
- [5]. Y.-C. Chang. Phys.Tev. V.B39. P.12672 (1989).
- [6]. В.Я.Алешкин, Ю.А.Романов. ФТП. Т. 27. С. 329 (1993).
- [7]. А.Г.Петров, А.Шик. ФТП. Т.28. С. 2185 (1994).
- [8]. Л.Е.Голуб, Е.Л.Ивченко, Р.Я.Расулов. ФТП. Т. 29. С. 1093 (1995).
- [9]. Г.Л.Бир, Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. - М.: Наука, -1972. – 584 с.
- [10]. Е.Л.Ивченко, Расулов Р.Я. Симметрия и реальная зонная структура полупроводников. Ташкент. “Фан”. - 1989. –126 с.