

УДК 621.315.5

PACS: 85.60.Dw, 87.64.K-,  
87.64.km, 61.50.Ah

## Модель для расчета коэффициента пропускания эпитаксиальных слоев соединений $A_3B_5$

*Р. В. Давлетшин, А. В. Никонов, В. С. Ковшов, Н. Б. Залетаев*

*Разработана математическая модель расчета зависимости коэффициента пропускания эпитаксиальных слоев AlGaAs различного состава, входящих в состав многослойных гетероэпитаксиальных структур с квантоворазмерной активной областью, от длины волны излучения. Модель адаптирована под экспериментальные структуры с одним слоем AlGaAs, выращенным методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке арсенида галлия. Под слою заданного состава подобрана и оптимизирована модель диэлектрической проницаемости, основанная на анализе энергетических переходов в зоне Бриллюэна соединений со структурой цинковой обманки с учетом непрямых переходов в зону проводимости. Проведенное исследование используется для оптимизации параметров эпитаксиального выращивания структур с целью уточнения характеристик матрицы фоточувствительных элементов ИК-диапазона.*

*Ключевые слова:* коэффициент пропускания, показатель преломления, коэффициент поглощения, ИК-диапазон, эпитаксиальный слой, AlGaAs, зонная структура, непрямые переходы.

**Ссылка:** Давлетшин Р. В., Никонов А. В., Ковшов В. С., Залетаев Н. Б. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 6. С. 571.

**Reference:** R. V. Davletshin, A. V. Nikonov, V. S. Kovshov, and N. B. Zaletaev, Usp. Prikl. Fiz. 7 (6), 571 (2019).

### Введение

Одним из перспективных трендов разработки полупроводниковых материалов, чувствительных в спектральном диапазоне 8–

12 мкм, является применение многослойных гетероэпитаксиальных структур с квантоворазмерной активной областью на основе гетеропары AlGaAs/GaAs [1, 2]. Данные соединения представляют конкуренцию классическим соединениям ИК-диапазона (тройные твердые растворы кадмий-ртуть-теллур) в части меньшей дефектности и однородности характеристик материала по поверхности пластины [3].

Разработка и технология изготовления матриц фоточувствительных элементов (ФЧЭ) на основе таких сложных структур занимают довольно длительное время, поэтому для разработчиков изделий фотоэлектроники актуальным является ранний контроль характеристик чувствительного материала и прогнозирование выходных параметров фотоприемных устройств (ФПУ) [4]. Наиболее важной характеристикой фотоприемного устройства явля-

---

Давлетшин Ренат Валиевич<sup>1,2</sup>, инженер, аспирант кафедры.

Никонов Антон Викторович<sup>1,2</sup>, нач. НИЦ, зам. зав. кафедрой, к.ф.-м.н.

Ковшов Владимир Сергеевич<sup>1,2</sup>, инженер, аспирант кафедры.

Залетаев Николай Борисович<sup>1,2</sup>, в.н.с., доцент, д.ф.-м.н. <sup>1</sup>АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

Тел. 8(499) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт.

Россия, 117303, Москва, ул. Керченская, 1А.

Статья поступила в редакцию 13 декабря 2019 г.

© Давлетшин Р. В., Никонов А. В., Ковшов В. С., Залетаев Н. Б., 2019

ется спектральная характеристика, которая описывает положение максимума и границ чувствительности. Как правило, измерение спектральной характеристики ФЧЭ возможно проводить только на финальных стадиях изготовления, что вызывает определенные сложности при выращивании полупроводниковых структур. Но имея возможность прогнозирования спектральной характеристики, можно уже на ранних этапах производства проводить отбраковку и оптимизацию полупроводниковых структур с целью подбора оптимальных характеристик слоев (составы, толщины, степень легирования), что позволит ускорить технологический цикл производства.

В данной работе представлена расчетная модель коэффициента пропускания эпитаксиальных слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  на всём диапазоне составов материала ( $0 \leq x \leq 1$ ), в том числе бинарных соединений, причем с учетом зонной структуры соединений  $\text{A}_3\text{B}_5$ . Для получения уточненных значений оптических характеристик (показатель преломления, коэффициент поглощения) эпитаксиальных слоев интегрирована расширенная модель диэлектрической проницаемости, учитывающая разные типы переходов в зоне Бриллюэна. Расчетная модель позволяет получать данные об оптических характеристиках слоев, выращиваемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии на оптически прозрачных подложках арсенида галлия. Проведенный комплекс разработок предназначен для оптимизации технологии изготовления матричных фотоприемных устройств на основе сложных многослойных структур  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ .

### Модель прохождения излучения через многослойную структуру

Методика, описывающая прохождение излучения через полупроводниковую структуру, имеющую несколько слоев, описывалась ранее в работах [5–7]. В общем случае многослойная структура рассматривается как набор слоев, последовательно выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке (см. рис. 1).

Из условия непрерывности электрического и магнитного полей на границах раздела между слоями различного состава можно связать

между собой интенсивности падающего, отраженного и прошедшего излучений в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_m^+ + E_m^- &= E_{m+1}^+ \exp(i\delta_{m+1}) - E_{m+1}^- \exp(-i\delta_{m+1}), \\ N_m (E_m^+ - E_m^-) &= \\ &= N_{m+1} (E_{m+1}^+ \exp(i\delta_{m+1}) - E_{m+1}^- \exp(-i\delta_{m+1})), \end{aligned}$$

где  $E_m^+$ ,  $E_{m+1}^+$  – интенсивность излучения, падающего на  $m$  и  $m+1$  границы раздела соответственно;  $E_m^-$ ,  $E_{m+1}^-$  – интенсивность отраженного от соответствующих границ раздела излучения;  $N_m$ ,  $N_{m+1}$  – комплексный показатель преломления слоев с индексами  $m$  и  $m+1$ ,  $\delta_{m+1} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) N_{m+1} d_{m+1}$  – характерный параметр  $m+1$ -го слоя, связанный с оптической разностью хода, толщиной слоя  $d_{m+1}$  и длиной волны излучения  $\lambda$ .

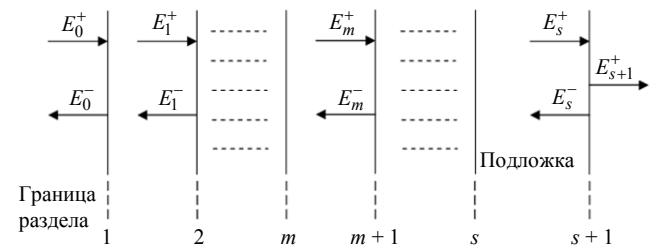


Рис. 1. Схема прохождения излучения через многослойную структуру.

Данные соотношения выполняются на всех поверхностях раздела, за исключением последней, для которой справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} E_s^+ + E_s^- &= E_{s+1}^+, \\ N_s (E_s^+ - E_s^-) &= N_{s+1} E_{s+1}^+. \end{aligned}$$

Здесь  $E_{s+1}^+$  – интенсивность излучения, вышедшего из структуры в среду.

При прохождении излучения через границу раздела доля отраженного и прошедшего излучения определяется соотношениями Френеля [8], устанавливающими амплитудную зависимость коэффициентов пропускания и отражения от комплексных показателей преломления двух последовательных слоев:

$$t_m = \frac{2N_{m-1}}{N_{m-1} + N_m}, \quad r_m = \frac{N_m - N_{m-1}}{N_m + N_{m-1}}.$$

Коэффициенты отражения и пропускания, характеризующие мощность излучений, связаны с амплитудными коэффициентами как:

$$R_m = |r_m|^2, \quad T_m = \left| \frac{N_m}{N_{m-1}} \right| \times |t_m|^2.$$

Учитывая соотношения Френеля при решении системы уравнений, описывающей условия непрерывности на поверхности раздела, получим формулу для излучения, проходящего через  $m$ -й слой:

$$\begin{vmatrix} E_{m-1}^+ \\ E_{m-1}^- \end{vmatrix} = \frac{1}{t_m} M_m \begin{vmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{vmatrix}.$$

Здесь  $M_m$  – матрица, характеризующая поглощение излучения в  $m$ -м слое:

$$M_m = \begin{vmatrix} \exp(i\delta_m) & r_m \exp(-i\delta_m) \\ r_m \exp(i\delta_m) & \exp(-i\delta_m) \end{vmatrix}.$$

На последней границе раздела получаем зависимость:

$$\begin{vmatrix} E_s^+ \\ E_s^- \end{vmatrix} = \frac{1}{t_{s+1}} \begin{vmatrix} 1 & r_{s+1} \\ r_{s+1} & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} E_{s+1}^+ \\ 0 \end{vmatrix}.$$

Для рассматриваемой многослойной структуры обобщенное соотношение, связывающее электрические векторы падающего, отраженного и прошедшего излучений, имеет вид:

$$\begin{vmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{vmatrix} = \left[ \prod_{j=1}^{s+1} t_j \right]^{-1} \times \left[ \prod_{j=1}^s M_j \right] \times \begin{vmatrix} 1 & r_{s+1} \\ r_{s+1} & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} E_{s+1}^+ \\ 0 \end{vmatrix}.$$

Из данного соотношения рассчитываются оптические параметры структуры. В данной работе объектом интереса является коэффициент пропускания структуры:

$$T_{s+1} = \frac{N_{s+1}}{N_0} \left| \frac{E_{s+1}^+}{E_0^+} \right|^2.$$

### Расчёт коэффициента пропускания для эпитаксиального слоя на подложке

Для обработки технологических процессов эпитаксиального роста на установках молекулярно-лучевой эпитаксии важной операцией является выращивание тестовой струк-

туры. Как правило, такая структура имеет один эпитаксиальный слой с заданными характеристиками (состав материала, степень легирования примесей, толщина слоя). В проведенном исследовании модель прохождения излучения оптимизирована под такую частную задачу.

В нашем случае мы имеем два слоя: подложка с большим значением толщины и эпитаксиальный слой толщиной порядка от 5 нм до нескольких микрометров. Для такой структуры коэффициент пропускания характеризуется как:

$$T_{s+1} = \frac{N_3}{N_0} \left| \frac{E_3^+}{E_0^+} \right|^2,$$

где отношение  $E_3^+ / E_0^+$  определяется из соотношения

$$\begin{vmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{vmatrix} = \frac{1}{t_1 t_2 t_3} \times M_1 M_2 \times \begin{vmatrix} 1 & r_3 \\ r_3 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} E_3^+ \\ 0 \end{vmatrix};$$

$$E_0^+ = \frac{1}{t_1 t_2 t_3} \times a_{1,1} \times E_3^+.$$

Здесь  $a_{1,1}$  – матричный элемент, рассчитываемый из перемножения матриц:

$$a_{1,1} = \exp(i\delta^+) + r_1 r_2 \exp(-i\delta^-) + r_3 r_2 \exp(i\delta^-) + r_3 r_1 \exp(-i\delta^+),$$

$$\delta^+ = \delta_1 + \delta_2, \quad \delta^- = \delta_1 - \delta_2,$$

при этом  $\delta_1, \delta_2$  – характерные параметры эпитаксиального слоя и подложки соответственно.

Как результат, коэффициент пропускания исследуемой структуры определяется формулой:

$$T = \frac{N_3}{N_0} \left( \frac{t_1 t_2 t_3}{a_{1,1}} \right)^2.$$

### Диэлектрическая проницаемость эпитаксиальных слоев соединений $A_3B_5$

В модели прохождения излучения через многослойную гетероэпитаксиальную структуру учитывается комплексный показатель преломления полупроводникового материала  $N(\lambda) = n(\lambda) + i \times k(\lambda)$ . Мнимая часть показателя преломления, называемая также коэффи-

циентом экстинкции [9], зависит от длины волны излучения и коэффициента поглощения:

$$k(\lambda) = \lambda \times \alpha(\lambda) / 4\pi.$$

В свою очередь, показатель преломления связан с диэлектрической проницаемостью материала [10]:

$$N(\lambda) = \sqrt{\varepsilon(\lambda)} = \sqrt{\varepsilon_1(\lambda) + i \times \varepsilon_2(\lambda)}.$$

Связь действительной и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости определяется интегральными соотношениями Крамерса-Кронига [11] по полному диапазону частот излучения:

$$\varepsilon_1(\lambda) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \varepsilon_2(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega',$$

$$\varepsilon_2(\lambda) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_1(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega'.$$

Из-за особенностей кристаллической структуры материалов группы  $A_3B_5$ , к которым относятся соединения GaAs и AlGaAs, диэлектрическая проницаемость имеет сложную функциональную зависимость от длины волны, которая учтена в данной работе. Принимая во внимание различные типы переходов между подуровнями валентной зоны и зоной проводимости в зоне Бриллюэна, описанные ранее в работе [12], модель диэлектрической проницаемости содержит вклады прямых переходов  $\Gamma$ -,  $L$ - и  $X$ -типов при нулевом волновом векторе и по направлениям  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  соответственно, а также не прямых  $\Gamma$ - $L$  и  $\Gamma$ - $X$  переходов:

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_{\Gamma}(\lambda) + \varepsilon_L(\lambda) + \varepsilon_X(\lambda) + \varepsilon_{\Gamma-L}(\lambda) + \varepsilon_{\Gamma-X}(\lambda).$$

При этом действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости формируются из составляющих:

$$\varepsilon_1(\lambda) = \varepsilon_1^{\Gamma}(\lambda) + \varepsilon_1^L(\lambda) + \varepsilon_1^X(\lambda) + \varepsilon_{\infty},$$

$$\varepsilon_2(\lambda) = \varepsilon_2^{\Gamma}(\lambda) + \varepsilon_2^L(\lambda) + \varepsilon_2^X(\lambda) + \varepsilon_2^{ID},$$

где  $\varepsilon_1^{\Gamma}$ ,  $\varepsilon_2^{\Gamma}$  обозначают вклад  $\Gamma$ -переходов в диэлектрическую проницаемость,  $\varepsilon_1^L$ ,  $\varepsilon_2^L$  –

вклад  $L$ -переходов,  $\varepsilon_1^X$ ,  $\varepsilon_2^X$  – вклад  $X$ -переходов,  $\varepsilon_{\infty}$  – вклад переходов третьего и выше порядков в действительную часть диэлектрической проницаемости,  $\varepsilon_2^{ID}$  – вклад не прямых  $\Gamma$ - $L$  и  $\Gamma$ - $X$  переходов в мнимую составляющую.

Учитывая энергии связанных состояний и сплошной среды материала, формула вклада  $\Gamma$ -переходов представима как:

$$\varepsilon_2^{\Gamma}(\lambda) = \varepsilon_2^{\text{exc}}(\lambda) + \varepsilon_2^{\text{bound}}(\lambda) + \varepsilon_2^{\Gamma\text{cont}}(\lambda),$$

при этом

$$\varepsilon_2^{\text{bound}}(\lambda) = \frac{e^2 M_b^2 \rho \lambda^2}{\pi \varepsilon_0 m_0^2 L_z} \times \sum_{l,l'} \int dk |\langle \psi_{Cl} | \psi_{Vl'} \rangle|^2 \Lambda \times \left[ E_{Cl}(k_{\parallel}) - E_{Vl'}(k_{\parallel}) - \frac{\hbar c}{\lambda} \right],$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость свободного пространства,  $e$  и  $m$  – заряд электрона и масса покоя,  $M_b^2 = \frac{m_0^2 P^2}{3\hbar}$  – определяется мо-

делью Кейна,  $\rho$  – фактор поляризации,  $\Lambda$  – расширяющий фактор на полуширине уровня половинной амплитуды  $\Gamma_b$  по Лоренсу.

$$\varepsilon_2^{\text{exc}}(\lambda) = \frac{e^2 M_b^2 \rho \lambda^2}{\varepsilon_0 m_0^2 L_z} |\langle \psi_{Cl} | \psi_{Vl} \rangle|^2 \times |\psi_{1s}(k=0)|^2 \Lambda \left( E_{\text{exc}} - \frac{\hbar c}{\lambda} \right),$$

где  $\langle \psi_{Cl} | \psi_{Vl} \rangle = \int_{-Z_b}^{Z_b} \psi_{Cl}(z) \psi_{Vl}(z) dz$ ,  $E_{\text{exc}}$  – энергия экситонного перехода,  $\psi_C$ ,  $\psi_V$ ,  $\psi_{1s}$  – огибающие функции для электронов, дырок и экситонов соответственно,  $\rho$  – поляризационный фактор на границе зоны, где  $\rho^{TE} = \frac{3}{2}$  (для тяжелых дырок),  $\frac{1}{2}$  (для легких) и  $\rho^{TM} = 0$  (для тяжелых), 2 (для легких).

$$\varepsilon_2^{\Gamma\text{cont}}(\lambda) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [\varepsilon_2^{\Gamma\text{cont}}(\lambda)]_i,$$

$$\varepsilon_1^{\Gamma}(\lambda) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_2^{\Gamma}(\omega')}{\omega' + \omega} d\omega' + \frac{1}{\pi} \sum_{m=1}^M \int_{\omega_m}^{\omega_{m+1}} \frac{\varepsilon_2^{\Gamma}(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'.$$

Используя приближение  $\Omega(E) = A_p E^{-1/2} + B_p$ , где константы  $A_p$  и  $B_p$  определяются подстановкой значений  $\varepsilon_2^r$  на граничных значениях энергий 25 и 30 эВ. Заменой дополнительного слагаемого в формуле  $\varepsilon_2^r(E)$  на  $\Omega(E)$ , получаем:

$$\varepsilon_1^*(E)_{tail} - 1 = \frac{2}{p} PV \int_{30 \text{ эВ}}^{\infty} \frac{E' \Omega(E')}{(E')^2 - E^2} dE',$$

где  $PV$  подразумевает главную часть интеграла. Расчетная формула вклада  $\Gamma$ -переходов принимает вид:

$$\varepsilon_1^r(E) = \varepsilon_2^r(E \leq 30 \text{ эВ})_{edge} + \varepsilon_1^*(E)_{tail}.$$

$\Gamma$ -переходы формируют основное значение диэлектрической проницаемости. Для получения уточненных значений диэлектрической проницаемости изучены и интегрированы в расчетную модель дополнительные компоненты. Вклады переходов по  $L$ -направлению рассчитываются как:

$$\varepsilon_1^L(\lambda) = -B_1 \chi_1^{-2} \ln(1 - \chi_1^2),$$

$$\varepsilon_2^L(\lambda) = \pi B_1 \chi_1^{-2} H(\chi_1 - 1),$$

где  $\chi_1 = \hbar c / (\lambda E_1)$ ,  $B_1$  – силовой параметр,  $H(x)$  – функция Хевисайда.  $X$ -переходы при волновом векторе, соответствующем ориентации  $\langle 111 \rangle$ , вносят дополнительный вклад:

$$\varepsilon_1^X(\lambda) = \frac{C(1 - \chi_2^2)^2}{((1 - \chi_2^2)^2 + \chi_2^2 \gamma^2)},$$

$$\varepsilon_2^X(\lambda) = \frac{C \chi_2 \gamma}{((1 - \chi_2^2)^2 + \chi_2^2 \gamma^2)},$$

где  $\chi_2 = \hbar c / (\lambda E_2)$ ,  $\gamma$  – фактор затухания,  $C$  – эмпирически рассчитываемый силовой параметр. Также влияние на диэлектрическую проницаемость оказывают не прямые переходы по направлениям  $\Gamma-L$  и  $\Gamma-X$ , сопровождающиеся поглощением или испусканием фонона. Вклад таких не прямых переходов рассчитывается как:

$$\varepsilon_2^{ID}(\lambda) = \frac{D \lambda^2}{\hbar^2 c^2} \left( \frac{\hbar c}{\lambda} - E_g^{ID} + \frac{\hbar c}{\lambda_q} \right)^2 \times H(1 - \chi_g) H(1 - \chi_c),$$

где  $\chi_g = \frac{\lambda E_g^{ID}}{\hbar c} - \frac{\lambda}{\lambda_q}$ ,  $\chi_c = \frac{\hbar c}{\lambda E_c}$ ,  $D$  – силовой параметр,  $\lambda_q$  – длина волны фонона.

Реализованная модель позволила получить уточненную зависимость диэлектрической проницаемости от длины волны излучения при заданном составе тройного соединения AlGaAs, в том числе для бинарных соединений AlAs и GaAs. По результатам проведенных расчетов вычислены значения коэффициента поглощения и показателя преломления исследуемых материалов с повышенной точностью. Апробация расчетной модели проведена сравнением расчетных зависимостей оптических коэффициентов бинарных соединений от длины волны излучения с результатами сторонних исследователей [13, 14].

На рис. 2 и 3 представлены результаты моделирования показателя преломления соединений GaAs и Al<sub>0,25</sub>Ga<sub>0,75</sub>As соответственно для различных температур.

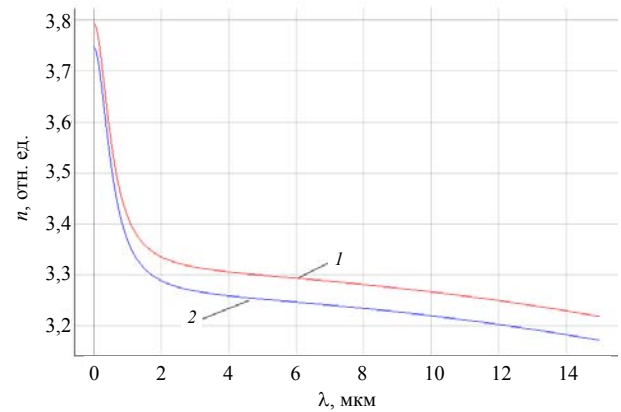


Рис. 2. Теоретический расчет зависимости показателя преломления GaAs от длины волны: 1 – при 300 К, 2 – при 70 К.

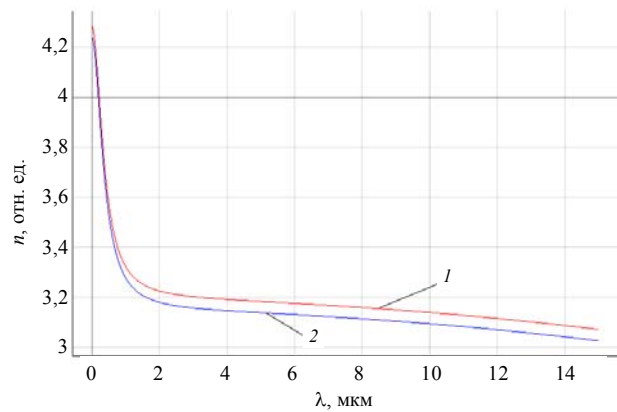


Рис. 3. Теоретический расчет зависимости показателя преломления Al<sub>0,25</sub>Ga<sub>0,75</sub>As от длины волны: 1 – при 300 К, 2 – при 70 К.

Разработанная модель позволяет получать значения показателя преломления, коэффициента поглощения, коэффициента экстинкции исследуемых эпитаксиальных слоев и гетероэпитаксиальных структур с повышенной точностью. Как результат, разработчики полупроводниковых структур имеют возможность более точно калибровать процесс эпитаксиального выращивания подбором уточненных значений технологических параметров. Кроме того, проведенные расчеты и построенные зависимости интегрированы в модель прохождения излучения через многослойную структуру. Моделирование спектров пропускания исследуемых структур позволяет решить как прямую задачу по предварительной оценке выходных характеристик структуры, так и обратную задачу – из экспериментально полученного спектра методом пакетного градиентного спуска восстановить данные о топологии многослойной структуры.

### Заключение

Разработана и представлена расчетная модель коэффициента пропускания эпитаксиальных слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  на всём диапазоне составов материала ( $0 \leq x \leq 1$ ), в том числе бинарных соединений. Для получения значений показателя преломления и коэффициента поглощения с повышенной точностью реализована модель диэлектрической проницаемости, учитывающая вклады как прямых  $\Gamma$ -,  $L$ -,  $X$ -переходов, так и не прямых переходов в зоне Бриллюэна материалов группы  $\text{A}_3\text{B}_5$ .

Полученные результаты позволяют оперативно получать данные об оптических харак-

теристиках слоев материалов  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ , выращиваемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии на оптически прозрачных подложках арсенида галлия. Проведенный комплекс разработок предназначен для оптимизации технологии изготовления матричных фотоприемных устройств на основе сложных многослойных структур  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Пономаренко В. П. Квантовая фотосенсорика. – М.: АО «НПО «Орион», 2018.
2. Дирочка А. И., Егоров А. В., Чепурнов Е. Л. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 4. С. 275.
3. Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Власов П. В., Лопухин А. А., Чалый В. П., Кацавец Н. И. // Прикладная физика. 2016. № 6. С. 37.
4. Ильинов Д. В., Шабрин А. Д., Гончаров А. Е., Пашкеев Д. А. // Прикладная физика. 2019. № 1. С. 51.
5. Болтарь К. О., Яковлева Н. И., Никонов А. В. // Прикладная физика. 2011. № 5. С. 100.
6. Никонов А. В., Болтарь К. О., Яковлева Н. И. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 4. С. 500.
7. Никонов А. В., Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2018. № 1. С. 42.
8. Колоколов А. А. // УФН. 1999. Т. 169. С. 1025.
9. Поль Р. В. Оптика и атомная физика. – М.: Наука, 1966.
10. Мальшикина И. А. Основы метода диэлектрической спектроскопии. – Изд-во физического ф-та МГУ. – М., 2012.
11. Киржниц Д. А. // УФН. 1976. Т. 119. С. 357.
12. Никонов А. В., Куляхтина Н. М., Болтарь К. О., Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2015. № 1. С. 83.
13. Adachi S. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. No. 3. P. 1500R1-R31.
14. Kim J. P., Sarangan A. M. // Optics Letters. 2007. Vol. 32. No. 5. P. 536.

## Transmission model of the $A_3B_5$ epitaxial layers

R. V. Davletshin<sup>1,2</sup>, A. V. Nikonov<sup>1,2</sup>, V. S. Kovshov<sup>1,2</sup>, and N. B. Zaletaev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Orion R&P Association, JSC  
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

<sup>2</sup> Moscow Institute of Physics and Technology  
1A Kerchenskaya st., Moscow, 117303, Russia

Received December 13, 2019

***In this paper we developed the calculation model of AlGaAs epitaxial layers transmittance spectra. This model is used for parameters prediction of multilayer epitaxial structures with quantum-layer active frame grown by molecular-beam epitaxy. Results were applied for different structures with one AlGaAs layer grown on GaAs substrate. Different compositions of AsGaAs were considered and analyzed. Dielectric function model which take into consideration different transitions in Brillouin zone of the  $A_3B_5$  compounds was developed. This research is used for technology of IR FPA improvement.***

**Keywords:** transmission coefficient, refraction index, absorption coefficient, IR range, epitaxial layer, AlGaAs, zone structure, indirect transitions.

### REFERENCES

1. P. V. Ponomarenko, *Quantum photosensorics* (Moscow, AO NPO Orion, 2018) [in Russian].
2. A. I. Dirochka, A. V. Egorov, and E. L. Chepur-nov, Usp. Prikl. Fiz. **6** (4), 275 (2018).
3. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, P. V. Vlasov, A. A. Lopukhin, V. P. Chalyi, and N. I. Kasavets, Prikl. Fiz., No. 6, 37 (2016).
4. D. V. Ilinov, A. D. Shabrin, A. E. Goncharov, and D. A. Pashkeev, Prikl. Fiz., No. 1, 51 (2019).
5. K. O. Boltar, N. I. Iakovleva, and A. V. Nikonov, Prikl. Fiz., No. 5, 100 (2011).
6. A. V. Nikonov, K. O. Boltar, and N. I. Iakovleva, Usp. Prikl. Fiz. **1** (4), 500 (2013).
7. A. V. Nikonov and N. I. Iakovleva, Prikl. Fiz., No. 1, 42 (2018).
8. A. A. Kolokolov, Phys. Usp. **169**, 1025 (1999).
9. R. V. Pol, *Optics and nuclear physics* (Moscow, Nauka, 1966) [in Russian].
10. I. A. Malyshkina, *Basics of dielectric spectroscopy* (MSU Phys. Dep., Moscow, 2012) [in Russian].
11. D. A. Kirzhnits, Sov. Phys. Usp. **119**, 357 (1976).
12. A. V. Nikonov, N. M. Kulyahtina, K. O. Boltar, and N. I. Iakovleva, Prikl. Fiz. No 1, 83 (2015).
13. S. Adachi, J. Appl. Phys. **58** (3), 1500R1 (1985).
14. J. P. Kim and A. M. Sarangan, Optics Letters. **32** (5), 536 (2007).