

УДК 681.3

Г.Л. ЛИСЕНКО, І.В. МЯЛКІВСЬКА

## МОДЕЛЬ ПОГЛИНАННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ ДЛЯ ОПТОЕЛЕКТРОННОГО НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ТРАНСПАРАНТА З ДВОХВИЛЬОВИМ КЕРУВАННЯМ

*Вінницький національний технічний університет,  
21021, вул. Хмельницьке шосе, 95, м. Вінниця, Україна*

**Анотація.** В статті проведено аналіз моделі поглинання випромінювання для оптоелектронного напівпровідникового транспаранта з двохвильовим керуванням, а також виконано оцінку адекватності запропонованої моделі.

**Аннотация.** В статье осуществлен анализ модели поглощения излучения для оптоелектронного полупроводникового транспаранта с двухволновым управлением, а также выполнена оценка адекватности предложенной модели.

**Abstract.** This paper analyzes the model for the absorption of radiation of semiconductor optoelectronic modulator two-wave operation. Also, the estimation of the adequacy of the proposed model.

**Ключові слова:** напівпровідниковий транспарант, електроабсорбційний модулятор, поглинання, квантові ями.

### ВСТУП

В сучасному світі постійно збільшується кількість інформації, що передається та обробляється в обчислювальних системах. Тому гостро стоїть задача збільшення швидкості обробки цієї інформації. Одним із найбільш вдалих на сьогодні методів, що дозволяє це здійснювати – паралельна обробка, тобто обробка інформації, поданої у вигляді масивів даних.

Для реалізації цього методу обробки використовують різні обчислювальні засоби. Серед них багатопроекторні комп'ютери, масивно-паралельні структури, конвеєрні пристрої та інші спеціалізовані обчислювачі. Проте вони мають недостатню швидкість, що пов'язано з обмеженими можливостями електронних обчислювальних засобів. Більш перспективними на сьогодні є спеціалізовані обчислювачі, які працюють на оптоелектронних елементах, зокрема на керованих транспарантах. І хоча транспаранти мають достатньо якісні характеристики, в них є один великий недолік – відсутність можливості інтеграції таких пристроїв у обчислювальні системи. Цей недолік відсутній в оптоелектронних транспарантах на напівпровідникових матеріалах. Крім того, оптоелектронний напівпровідниковий транспарант має високу чутливість, що дозволяє здійснювати як електричне (електричною напругою), так і оптичне (оптичним випромінюванням) керування даним пристроєм. Оптичне керування здійснюється в результаті взаємодії керувального випромінювання з матеріалом транспаранта, в результаті чого відбувається модуляція вхідного випромінювання, яким представлені вхідні дані. Ці властивості напівпровідників можуть бути використані для створення спеціалізованих обчислювачів на основі транспарантів. Тому розробка керованих пристроїв паралельного введення – виведення та обробки інформації в спеціалізованих обчислювачах є актуальною темою досліджень.

Відомо [1, 2], що поглинання випромінювання напівпровідниковим транспарантом може змінюватися в залежності від різних факторів, основними з яких є довжина хвилі керувального випромінювання та величина прикладеної напруги. Ці залежності є основою для здійснення керування транспарантом на напівпровідникових структурах з квантовими ямами (КЯ). Тому важливо вивести аналітичний вигляд математичної моделі залежності поглинання випромінювання транспарантом від керувальної довжини хвилі та прикладеної напруги.

Оскільки в попередніх дослідженнях [3-5] елементною базою для транспаранта було обрано електроабсорбційні модулятори ОСЕАМ [4], то, виходячи з топології їх побудови, необхідно розробляти математичну модель поглинання ними випромінювання. Особливість побудови ОСЕАМ полягає у тому, що він складається з двох вертикально вирощених один на одному р-і-п-діодів (рис. 1). Верхній р-і-п-

діод є фотоприймачем (ФП) для керувального випромінювання, а нижній – модулятором для інформаційного променя. Тому розглянемо окремо математичні моделі для фотодіода та модулятора (ЕАМ).

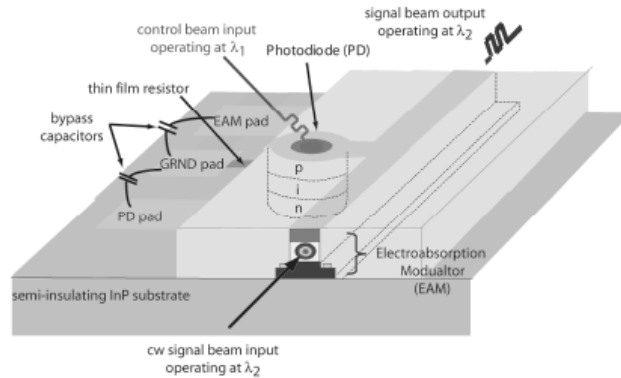


Рис. 1. Структура модулятора ОСЕАМ [61]

З експериментальних даних [6, 7] відомо, що для електроабсорбційних модуляторів на напівпровідникових структурах з КЯ, які використовуються для розробки транспарантів, існують графічні характеристики, що описують залежності коефіцієнта поглинання випромінювання від довжини хвилі та прикладеної напруги. Дані експериментальні результати отримані шляхом вимірювання поглинання випромінювання [8] напівпровідниковою структурою GaAs з квантовими ямами AlGaAs. Результати цих експериментів наведені на рис. 2.

Проте не існує аналітичного вигляду для відтворення даних залежностей. Тому проведемо аналіз відомих законів та виведемо аналітичний вигляд математичної моделі поглинання випромінювання оптичним напівпровідниковим транспарантом.

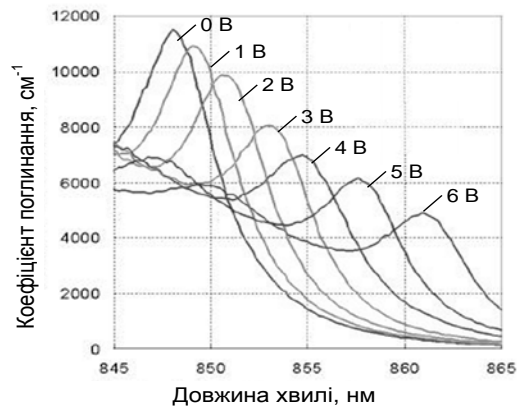


Рис. 2. Залежності коефіцієнта поглинання GaAs/AlGaAs при різних прикладених напругах [6]

Для ФП керувального випромінювання, який є р-і-п-діодом, справедливі залежності для струмів, що породжуються електронами і дірками. При освітленні транспаранта на основі ОСЕАМ зі сторони р-області струм, що породжується дірками, визначатиметься для  $0 \leq t \leq \tau_1$  як

$$I_p(t) = \frac{qv_{h,satur}}{S} \left[ 1 - e^{-\alpha(v_{h,satur}(\tau_p - \tau_1))} \right], \quad (1)$$

та для  $\tau_1 < t \leq \tau_p$  як

$$I_p(t) = \frac{q v_{h,satur}}{S} \left[ e^{-\alpha(v_{h,satur}(t-\tau_1))} - e^{-\alpha(v_{h,satur}(\tau_p-\tau_1))} \right], \quad (2)$$

де  $\tau_p = (x_1 + x_2)/v_{h,satur}$ ;  $\tau_1 = x_1/v_{h,satur}$   $S$  – товщина верхнього р-і-п-діода, яка складається з  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$ ;  $v_{h,satur}$  – швидкість сатурації дірок;  $x_1$  – товщина шару, що межує з р-областю;  $x_2$  – товщина поглинаючого шару, що лежить після шару  $x_1$ .

Аналогічно (1) і (2), при освітленні транспаранта зі сторони п-області струм для фотопримача, що породжується електронами, визначатиметься для  $0 \leq t \leq \tau_2$  як

$$I_n(t) = \frac{q v_{e,satur}}{S} \left[ 1 - e^{-\alpha x_2} \right] \quad (3)$$

та для  $\tau_2 < t \leq \tau_n$  як

$$I_n(t) = \frac{q v_{e,satur}}{S} \left[ 1 - e^{-\alpha(L - v_{e,satur}t - x_1)} \right], \quad (4)$$

де  $\tau_2 = x_3/v_{e,satur}$ ;  $\tau_n = (x_2 + x_3)/v_{e,satur}$   $v_{e,satur}$  – швидкість сатурації електронів;  $x_3$  – товщина непоглинального шару, що лежить після шару  $x_2$ .

Цей час відгуку імпульсу може бути керований будь-яким потоком даних для генерації струму фотодіодного модулятора.

Чутливість ФП описується формулою (5) та залежить від струму як функції від довжини хвилі випромінювання, який протікає через нього [9]

$$S(\lambda^{ctrl}) = \frac{I_{ph}(\lambda^{ctrl})}{P_{in}^{\lambda^{ctrl}}}, \quad (5)$$

де  $I_{ph}(\lambda^{ctrl})$  – струм, що протікає через верхній р-і-п-діод;  $P_{in}^{\lambda^{ctrl}}$  – потужність керувального випромінювання.

Для виведення математичної моделі поглинання інформаційного випромінювання модулятором (нижнім р-і-п-діодом) необхідно застосувати залежність чутливості ЕАМ від поглинання цього випромінювання:

$$S(\lambda, V) = \frac{e \cdot \eta \cdot \lambda}{h \cdot c} \left[ 1 - e^{-\alpha(\lambda, V)L} \right] \quad (6)$$

Крім того, можна переписати (5) для ЕАМ, щоб оцінити залежність чутливості від струму, що протікає через ЕАМ:

$$S(\lambda, V) = \frac{I_{EAM}(\lambda, V)}{P_{in}^{\lambda}} \quad (7)$$

Зіставивши формули (6) і (7) можна виявити залежність поглинання інформаційного випромінювання від прикладеної напруги:

$$\frac{I_{EAM}(\lambda, V)}{P_{in}^{\lambda}} = \frac{e \cdot \eta \cdot \lambda}{h \cdot c} \left[ 1 - e^{-\alpha(\lambda, V)L} \right] \quad (8)$$

З (2.17) не важко знайти, що

$$e^{-\alpha(\lambda,V)L} = 1 - \frac{I_{EAM}(\lambda,V) \cdot h \cdot c}{P_{in}^\lambda \cdot e \cdot \eta \cdot \lambda} \quad (9)$$

Застосувавши операцію логарифмування до (9), отримаємо модель залежності поглинання від прикладеної напруги та довжини хвилі випромінювання  $\alpha(\lambda,V)$

$$\alpha(\lambda, V) = -\frac{1}{L} \ln \left( 1 - \frac{I_{EAM}(\lambda,V)hc}{e\eta\lambda P_{in}^\lambda} \right) \quad (10)$$

де  $\eta$  – квантова ефективність;  $L$  – довжина модулятора;  $P_{in}^\lambda$  – потужність інформаційного випромінювання;  $h$  – стала Планка;  $c$  – швидкість світла;  $e$  – заряд електрона;  $I_{EAM}(\lambda,V)$  – залежність струму, що протікає через електроабсорбційний модулятор, від прикладеної до нього напруги та довжини хвилі інформаційного випромінювання.

Із (10) випливає, що поглинання, яке є функцією довжини хвилі і прикладеної напруги, залежить також і від струму, що проходить через модулятор.

Для перевірки відповідності знайденого аналітичного вигляду математичної моделі (10) експериментальним даним [6,7] необхідно знати залежність фотоструму, що протікає через електроабсорбційний модулятор, від довжини хвилі та прикладеної напруги.

Залежності фотоструму від довжини хвилі керування та напруги було експериментально досліджено Д.Міллером в роботі [10]. Використовуючи комп'ютерні методи інтерполяції таблично заданих значень та математичні формули полінома Лагранжа, було виведено аналітичні залежності фотоструму від довжини хвилі та прикладеної напруги.

Результат залежності  $I_{EAM}(\lambda_i, V)$  має вигляд

$$I_{EAM}(\lambda, V) = 2 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda^6 - 7 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda^5 + 10^{-6} \cdot \lambda^4 - 2 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^3 + 9 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^2 - 0,3 \cdot \lambda - 8 \cdot 10^{-4} V + 0,4036 \quad (11)$$

При застосуванні співвідношень (11) слід мати на увазі, що довжина хвилі вимірюється у мікрометрах [мкм], а фотострум – у амперах [А]. Інтерполювання даних функцій було здійснено з досить високою достовірністю, яка становить близько 0,92.

Підставляючи аналітичну залежність фотоструму від довжини хвилі та напруги (11) у (10), отримаємо остаточний вигляд математичної моделі поглинання випромінювання від довжини хвилі і прикладеної напруги:

$$\alpha(\lambda, V) = -\frac{1}{L} \ln \left( 1 - \frac{hc}{e\eta\lambda P_{inc}} \cdot \left[ 2 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda \cdot 10^6 - 7 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda \cdot 10^5 + 10^{-6} \cdot \lambda \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda \cdot 10^3 + 9 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda \cdot 10^2 - 0,3 \cdot \lambda - 8 \cdot 10^{-4} V + 0,4036 \right] \right) \quad (12)$$

Дослідимо математичну модель (12) на зміну довжини хвилі і прикладеної напруги. Зокрема, проаналізуємо, як зміниться поглинання ЕАМ при  $\lambda \rightarrow 0$  та  $\lambda \rightarrow \infty$ . Проте такі записи для  $\lambda$  необхідно уточнити. Оскільки робочою областю довжин хвиль на напівпровідниках є ближній ІЧ діапазон, то обмежимося його межами, тому що поглинання на інших довжинах хвиль для напівпровідників не відбуватиметься. Крім того, з експериментальних даних відомо, що існує нелінійність залежності поглинання від довжини хвилі в діапазоні до 0,86 мкм. Тому оберемо це значення як верхню межу.

Вважатимемо, що при  $\lambda \rightarrow 0$  маємо  $\lambda \rightarrow 0,73$  мкм, а при  $\lambda \rightarrow \infty$  маємо  $\lambda \rightarrow 0,86$  мкм. Дослідимо чому будуть рівні границі  $\lim_{\lambda \rightarrow 0} \alpha(\lambda, V)$  та  $\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \alpha(\lambda, V)$  при потужності інформаційного сигналу  $N \cdot 10^{-3}$  Вт.

Отже,

$$\lim_{\substack{\lambda \rightarrow 0 \\ V \rightarrow const}} \alpha(\lambda, V) = \lim_{\substack{\lambda \rightarrow 0.73 \\ V \rightarrow 1B}} \alpha(\lambda, V) = -\frac{1}{3 \cdot 10^{-4}} \ln \left( 1 - \frac{0.8489hc}{0.73 \cdot 10^{-3} e \eta P_{in}^\lambda} \right) = N \cdot 10^2.$$

З отриманих результатів видно, що для довжини хвилі 730 нм величина поглинутого випромінювання буде недостатньою для здійснення модуляції інформаційного пучка.

Аналогічно, для  $\lambda \rightarrow \infty$  справедливо

$$\lim_{\substack{\lambda \rightarrow \infty \\ V \rightarrow const}} \alpha(\lambda, V) = \lim_{\substack{\lambda \rightarrow 0.86 \\ V \rightarrow 1B}} \alpha(\lambda, V) = -\frac{1}{3 \cdot 10^{-4}} \ln \left( 1 - \frac{0.8912hc}{0.86 \cdot 10^{-3} e \eta P_{in}^\lambda} \right) = N \cdot 10^2.$$

Тобто, і для довжини хвилі 0,86 мкм також величина поглинутого випромінювання буде недостатньою для здійснення модуляції інформаційного пучка.

Дослідимо тепер частинний випадок всередині обраного діапазону 0,73...0,86 мкм. Обчислимо  $\lim_{\lambda \rightarrow 848nm} \alpha(\lambda, V)$  при аналогічній вхідній потужності:

$$\lim_{\substack{\lambda \rightarrow 0.848 \\ V \rightarrow 1B}} \alpha(\lambda, V) = -\frac{1}{3 \cdot 10^{-4}} \ln \left( 1 - \frac{1.662hc}{0.848 \cdot 10^{-2} e \eta P_{in}^\lambda} \right) = N \cdot 10^4$$

Отже видно, що для довжини хвилі 848 нм величина поглинутого випромінювання перевищує попередні результати на 2 порядки і буде достатньою для здійснення модуляції інформаційного пучка. Тому доцільно досліджувати значення поглинутого випромінювання саме в цьому діапазоні.

Аналогічно дослідимо математичну модель (12) при  $V \rightarrow 0$  та  $V \rightarrow \infty$ . Випадок  $V \rightarrow \infty$  обмежимо до  $V \rightarrow 10$  В. Оскільки напруженість поля напівпровідникових лазерів, що застосовуються як джерела випромінювання для ЕАМ, становить  $10^4 \dots 10^5$  В/см. Перерахувавши значення напруженості на товщину ЕАМ (яка досягає сотень мікрон), отримаємо  $V \rightarrow 10$  В.

Отже, при  $V \rightarrow 0$  для аналогічних значень потужності випромінювання маємо

$$\lim_{\substack{\lambda \rightarrow 0.848 \\ V \rightarrow 0}} \alpha(\lambda, V) = -\frac{1}{3 \cdot 10^{-4}} \ln \left( 1 - \frac{1.582hc}{0.848 \cdot 10^{-2} e \eta P_{in}^\lambda} \right) = N \cdot 10^4$$

При  $V \rightarrow 10$  отримуємо

$$\lim_{\substack{\lambda \rightarrow 0.848 \\ V \rightarrow 10}} \alpha(\lambda, V) = -\frac{1}{3 \cdot 10^{-4}} \ln \left( 1 - \frac{0.0862hc}{0.848 \cdot 10^{-2} e \eta P_{in}^\lambda} \right) = N \cdot 10^2$$

З останнього виразу видно, що зі збільшенням прикладеної до модулятора напруги зменшується величина поглинутого випромінювання.

Дослідження математичної моделі (12) показало, що вона неоднаково справедлива для різних значень  $\lambda$  і  $V$ . Тому необхідно ввести обмеження для її застосування, які впливають з проведеного аналізу:

- 1) застосування математичної моделі можливе при низьких напругах (від 0 до 10 В);
- 2) адекватність результатів цієї моделі можлива в діапазоні довжин хвиль 0,73 – 0,86 мкм, що впливає з аналізу експериментальних даних [10].

Для оцінювання адекватності моделі зазвичай використовують коефіцієнт детермінованості  $R^2$ . Його ще називають величиною достовірності апроксимації, або рівнем надійності. Достовірність апроксимації  $R^2$  – це відношення дисперсії, яка пояснюється регресійним аналізом, до загальної дисперсії.

Нехай вибірка має значення  $y_i$ , та їй відповідають модельні дані  $f_i$ . При цьому  $\bar{y}$  і  $\bar{f}$  – середні значення експериментальних і модельних даних. Тоді введемо такі величини, як загальна сума квадратів відхилень  $S_{заг}$ , регресійна сума квадратів відхилень  $S_{рег}$ , та сума квадратів помилок  $S_{ном}$ :

$$S_{заг} = \sum_i (y_i - \bar{y})^2 \quad (13)$$

$$S_{рег} = \sum_i (f_i - \bar{f})^2 \quad (14)$$

$$S_{ном} = \sum_i (y_i - f_i)^2 \quad (15)$$

З урахуванням (2.22) – (2.24) достовірність апроксимації обчислюється за формулою:

$$R^2 = 1 - \frac{S_{ном}}{S_{заг}} \quad (16)$$

Коефіцієнт апроксимації дає кількісну оцінку міри аналізованого зв'язку. Він показує частину варіації результативної ознаки, що знаходиться під впливом факторів, які вивчаються, тобто визначає, яка частинка варіації ознаки у враховується в моделі та обумовлена впливом на неї незалежних факторів.

Чим ближче  $R^2$  до одиниці, тим в більшій мірі рівняння регресії пояснює фактор, який вивчається (при функціональному зв'язку  $R^2 = 1$ , а при відсутності зв'язку  $R^2 = 0$ ).

Величина  $R$  має назву індекс кореляції. Цей коефіцієнт, як і  $R^2$ , універсальний, оскільки відображає щільність зв'язку і точність моделі та може використовуватися при будь-якій формі зв'язку.

Дослідження коефіцієнта достовірності апроксимації  $R^2$  для встановлення відповідності між залежностями, отриманими за допомогою запропонованого аналітичного вигляду математичної моделі поглинання (див. формулу (12)), та експериментальними залежностями [11, 12] можна провести комп'ютерними засобами MathCAD.

Для визначення адекватності запропонованої математичної моделі (12) необхідно оцінити достовірність отриманих за її допомогою результатів. Розроблена математична модель (10) з урахуванням (11) та обмежувальних факторів, що наведені вище, дозволяє отримувати графічні залежності поглинання випромінювання напівпровідниковим матеріалом від довжини хвилі при різних значеннях прикладеної напруги.

Використовуючи значення поглинання випромінювання, отримані експериментально [10], і значення, отримані в результаті комп'ютерного моделювання, можна розрахувати величину достовірності апроксимації  $R^2$  за формулою (16).

На рис. 3 наведено дві залежності поглинання від довжини хвилі. Одна з них побудована на основі експериментальних даних [10], а інша – на основі розробленої математичної моделі (10) з урахуванням (11). На рис. 3 залежність поглинання для кращого сприйняття результатів наведена для одного значення прикладеної напруги. Графіки для інших значень напруги будуються аналогічно.

Отже, результатом розрахунку величини  $R^2$  за формулою (16) є такі показники для трьох різних залежностей (при різних значеннях прикладеної напруги):

$$R^2 = 0,800 \text{ (при 5,8 В);}$$

$$R^2 = 0,885 \text{ (при 6,5 В);}$$

$$R^2 = 0,803 \text{ (при 6,9 В).}$$

Відомо, що  $R^2 \leq 1$  і чим ближче його значення до 1, тим більш достовірні результати моделювання. Оцінюючи отримані результати, можна сказати, що адекватність математичної моделі (12) експериментальним результатам є досить високою і коливається в межах 80,0 – 88,5%. Тому можна сказати, що коефіцієнт поглинання та довжина хвиль випромінювання для двохвильового керування будуть обрані з достатньо високою достовірністю.

Проте, окрім розробленої математичної моделі, існують й інші методи відтворення експериментальних даних. Цими методами є методи інтерполяції (поліноміальна, раціональна, сплайнова та ін.) та апроксимації (метод найменших квадратів, паде-апроксимація та ін.) функцій. Деякі з цих методів були застосовані до експериментальних графіків поглинання випромінювання напівпровідником GaAs/AlGaAs (див. рис. 2). Результати, що були отримані при цьому мали невисоку достовірність, яка визначалась за формулою (16). Так, була оцінена достовірність апроксимації для методу найменших квадратів з використанням квадратичних функцій та кубічних функцій. Значення достовірності апроксимації для всіх застосованих методів та для розробленої математичної моделі наведені в табл. 1.

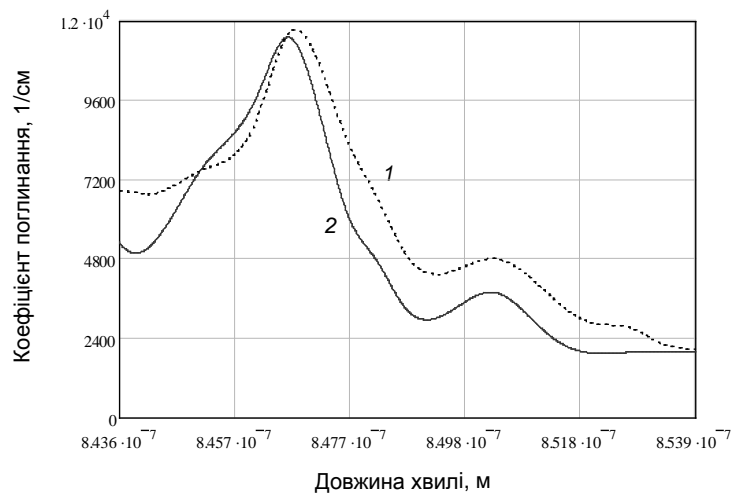


Рис. 3. Залежності поглинання від довжини хвилі випромінювання на основі експериментальних даних (1) та на основі математичної моделі (2)

Таблиця 1.

**Оцінка достовірності апроксимації**

| №  | Методи відтворення експериментальних даних              | Достовірність апроксимації                             |  |  |
|----|---|--|--|--|
|    |   | для залежності $\alpha(\lambda)$ при $V=5,8 \text{ В}$ | для залежності $\alpha(\lambda)$ при $V=6,5 \text{ В}$ | для залежності $\alpha(\lambda)$ при $V=6,9 \text{ В}$ |
| 1. | Метод апроксимації з використанням квадратичних функцій | 0,42   | 0,467  | 0,438  |
| 2. | Метод апроксимації з використанням кубічних функцій     | 0,551  | 0,49   | 0,486  |
| 3. | За розробленою математичною моделлю                     | 0,8  | 0,885  | 0,803  |

З табл. 1 можна зробити висновки, що найбільші значення достовірності отриманих результатів, яка становить 80 – 88,5%, мають графіки, отримані за допомогою розробленої математичної моделі і перевищують достовірність при застосуванні відомих методів апроксимації у 1,5-2 рази. Тому можна стверджувати, що розробка математичної моделі для коефіцієнта поглинання випромінювання була доцільною.

**СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ**

1. Смит Р. Полупроводники: Пер. с англ. / Смит Р. - М. : Мир, 1982. – 560 с.
2. Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения типа  $A^{III}B^V$ ) / Под ред. Р. Уиллардсона и А Бира. Пер. с англ. М.: Мир, 1970. – 488 с.
3. Мялківська І. В. Оптикоелектронний пристрій на основі транспарантів з повним набором логічних операцій для роботи з матрицями / Г. Л. Лисенко, І. В. Мялківська, О. В. Дюдюк // Оптико-електронні інформаційно-енергетичні технології. – 2009р. – № 1(17). – С. 71 – 76.
4. Пат. України, МПК<sup>8</sup> G 09 G 3/14. Оптикоелектронний повний суматор/ Лисенко Г. Л., Мялківська І. В., Дюдюк О. В.; заявник і патентовласник ВНТУ. - № 200901300; заявл.16.02.09.
5. Мялківська І.В. Оптичні транспаранти з багатохвильовим керуванням для паралельної обробки

- даних у матричних спецобчислювачах / Г.Л. Лисенко, І. В. Мьяківська // PHOTONICS-ODS 2008: міжнар. конф. з оптоелектронних інформаційних технологій: тези допов. – Вінниця: ВНТУ, 2008. – С. 48 – 49
6. Vijit Sabnis. Optically-controlled electroabsorption modulators for future generation optical networks// A dissertation submitted to the department of applied physics and the committee on graduate studies of Stratford University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy, 2003. – 166p.
  7. Noah Charles Helman. Optoelectronic modulators for optical interconnects// A dissertation submitted to the department of applied physics and the committee on graduate studies of Stratford University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy, 2005. – 178 p.
  8. Bianca Elizabeth Nelson Keller. Wavelength division multiplexed optical interconnects using short pulses// A dissertation submitted to the department of applied physics and the committee on graduate studies of Stanford University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy, 2002. - P.48.
  9. Gordon Arthur Keller. Optical interconnects to silicon CMOS: integrated optoelectronic modulators and short pulse systems// A dissertation submitted to the department of applied physics and the committee on graduate studies of Stanford University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy, 2002. – 182 p.
  10. Excitons in resonant coupling of quantum wells/ A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu [and other]// Physical Review B. – 1990. - Vol. 42, № 3. – P. 1841-1844
  11. Грибковский В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках / Грибковский В. П. - Минск: Наука и техн., 1975. – 322с.
  12. Мьяківська І. Дослідження оптичних властивостей напівпровідникових матеріалів типу  $A^{III}B^V$  для виготовлення транспарантів / Геннадій Лисенко, Ірина Мьяківська // Оптико-електронні інформаційно-енергетичні технології. – 2006р. – № 2(12). – С. 171 – 177.

Надійшла до редакції 21.06.2014р.

**ЛИСЕНКО ГЕННАДІЙ ЛЕОНІДОВИЧ** – к.т.н., доцент, професор кафедри лазерної та оптоелектронної техніки, Вінницький національний технічний університет, м. Вінниця, Україна.

**МЯЛКІВСЬКА ІРИНА ВОЛОДИМИРІВНА** – к.т.н., асистент кафедри лазерної та оптоелектронної техніки, Вінницький національний технічний університет, м. Вінниця, Україна.