

## СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ БАГАТОШАРОВИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ ТРИКОМПОНЕНТНИХ БЛОКІВ

© Яремчук І.Я., Фітьо В.М., Бобицький Я.В., 2006

I.Ya. Yaremchuk, V.M. Fitio, Ya.V. Bobitski

## SPECTRAL CHARACTERISTICS PROPERTIES OF MULTILAYER STRUCTURES ON BASIS OF TREE-COMPONENT STACKS

© Yaremchuk I.Ya., Fitio V.M., Bobitski Ya.V., 2006

Розраховано спектральні характеристики багатошарових діелектричних інтерференційних структур, створених багатократним повторенням симетричного трикомпонентного періоду і структури типу діелектрик – тонка плівка металу – діелектрик. Частотні залежності коефіцієнтів пропускання і відбивання цих структур розраховано за допомогою матричного методу. Показано, що кількість періодів у структурі визначає спектральне розміщення смуг пропускання і відбивання, а зміна товщини окремих шарів дає змогу керувати піками цих смуг для певних довжин хвиль.

The calculation of spectral characteristics of multilayer dielectrics interference structures produced by multiple repeating of symmetric tree-component period and the types of dielectric – thin film metal – dielectric systems, was conducted. The frequency responses of transmission and reflection of these systems using matrix method were calculated. It is showed that number of periods of structure determines spectral position of transmission and reflection bands and modification of thickness of individual layers allows us to lead peaks of such bands at certain wavelength.

### Вступ

Інтерференційні тонко-плівкові фільтри останніми роками поширеніше використовують для монохроматизації інфрачервоного випромінювання як вузькосмугові фільтри в лазерних резонаторах, модуляторів світла і оптичних телекомунікаційних елементах.

До недавнього часу найпоширеніша конструкція смугових фільтрів ґрунтувалась на структурі, подібній до еталона Фабрі-Перо [1]. Проте для виготовлення багатошарових смугових фільтрів використовуються і інші системи, наприклад, з трьох різних плівкоутворюючих матеріалів з однаковими оптичними товщинами [2, 3]. Здебільшого необхідно мати багатошарові покриття з заданими характеристиками: з широкими смугами відбивання або пропускання. Інколи ці задачі можуть бути розв'язані з використанням періодичних багатошарових структур, в яких окремі шари мають різні оптичні товщини [4]. За останні роки квантова електроніка та інші напрями науки і техніки визначили необхідність розв'язувати в області інтерференційних покриттів деяких нових задач (створення тонкоплівкових структур зі строго стабілізованими і керованими оптичними характеристиками). Це стимулювало вивчення впливу різних факторів (температури [5, 6], похибок напilenня шарів [7] тощо) на оптичні параметри інтерференційних покриттів.

На теперішній час інтенсивно вивчають різного типу металодіелектричні багатошарові системи, які володіють селективною кривою пропускання (відбивання). До цього класу належать, наприклад, металодіелектричні дзеркала [8], структуровані металодіелектричні покриття [9 – 11], металодіелектричні наноплівки [12 – 14]. Перевага металодіелектричних інтерференційних покриттів особливо ефективно проявляється під час роботи структури в широкій області спектра, оскільки в цьому випадку задачу розв'язують при значно меншій кількості шарів, ніж в

діелектричному виконанні. Тому мета роботи полягає в дослідженні спектральних характеристик двох класів інтерференційних систем: структура, яка складається лише з діелектричних плівок з низьким і максимально високим показниками заломлення і структура „діелектрик – тонка плівка металу – діелектрик”. В обидвох випадках товщини окремих шарів відрізняються в межах одного повторюваного періоду (три шари). Важливо те, що на основі таких структур можливо створити вузькосмугові фільтри нового типу.

Залежності пропускання і відбивання цих структур проаналізовано при нормальному падінні плоскої хвилі.

**Матрична теорія для аналізу багатошарових структур.** Якщо електромагнітна хвиля падає на структуру, що складається з тонких плівок декількох різних матеріалів, в межах структури спостерігатиметься багаторазове відбивання і відповідно інтерференція між різними відбитими променями. Цю інтерференцію можна використовувати для проектування оптичних багатошарових фільтрів з бажаними спектральними характеристиками.

Основний метод для обчислення пропускання і відбивання багатошарових структур ґрунтується на матричному формулюванні крайових умов на поверхні плівки, визначених з рівнянь Максвелла [15].

Система тонких плівок, яку ми розглядаємо, складається з  $m$  шарів і показана на рис 1. Параметри конструкції охоплюють не лише показники заломлення  $n_j$  і товщини шарів  $d_j$   $j = 1, 2, \dots, m$ , але також показники заломлення підкладки  $n_s$  і середовища падіння  $n_0$ .

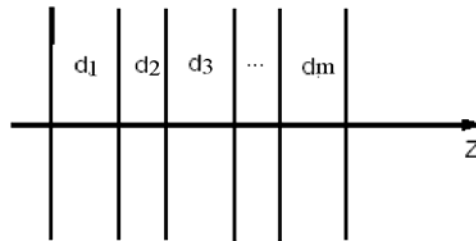


Рис. 1. Схема багатошарової інтерференційної структури

Відомо, що коефіцієнти відбивання і пропускання багатошарової структури, обмеженої нескінченними середовищами, визначають виразами [15]:

$$R = \frac{|E_0 - H_0/n_0|^2}{|E_0 + H_0/n_0|^2} \quad (1)$$

і

$$T = \frac{4n_s}{n_0 |E_0 + H_0/n_0|^2}, \quad (2)$$

де

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ n_s \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$E_0$  і  $H_0$  – електрична і магнітна індукції, відповідно; і  $M$  – добуток матриць, кожна з яких відповідає окремому шару

$$M = M_1 M_2 \dots M_m, \quad (4)$$

матриця  $M_j$ , яка зображає  $j$ -й шар системи, визначається так:

$$M_j = \begin{pmatrix} m_{11} & im_{12} \\ im_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi_j & (i/n_j) \sin \varphi_j \\ in_j \sin \varphi_j & \cos \varphi_j \end{pmatrix}, \quad (5)$$

де

$$\varphi_j = \frac{2\pi n_j d_j}{\lambda}. \quad (6)$$

**Діелектрична структура.** Для розрахунку і аналізу пропускання і відбивання багатошарової діелектричної системи використовуємо трикомпонентну блокову структуру діелектриків з відповідно вищим і нижчим показниками заломлення, проте з різними товщинами окремих шарів. Матеріалом з вищим показником заломлення використовуємо германій (Ge); з нижчим показником заломлення – барій фтор два (BaF<sub>2</sub>). Ці матеріали поширені в технологіях вакуумного нанесення покриттів і дозволяють отримувати шари хорошої оптичної якості, забезпечують потрібну адгезію плівки. Вони придатні для виготовлення фільтрів всіх типів і особливо тих, які призначені для роботи в жорстких експлуатаційних умовах [1].

Розрахунок спектральних характеристик цієї системи проводимо для діапазону довжин хвиль 2 мкм–15 мкм, де матеріали Ge і BaF<sub>2</sub> прозорі для цієї області довжин хвиль і відповідно їх показники заломлення дорівнюють 4.1 і 1.45. Підкладкою для досліджуваної системи слугує КСІ з показником заломлення 1.47. Товщини шарів BaF<sub>2</sub> вибирали такими, що дорівнюють  $\lambda_0/2$  і  $\lambda_0/4$  ( $\lambda_0 = 8$  мкм, де  $\lambda_0$  довжина хвилі максимального пропускання), а товщини шарів Ge розраховували за формулою [14]:

$$d_1 = d_3 = \lambda_0 \frac{\varphi_3 + 2\pi m}{4\pi n}, \quad (7)$$

де  $m = 0; 1; 2; 3; \dots$ ;  $\varphi_3$  – зміна фази при відбиванні хвилі від границі між шаром BaF<sub>2</sub> та Ge;  $n$  – показник заломлення Ge.

З метою пошуку оптимального варіанта конструкції багатошарового покриття проводили дослідження впливу товщини індивідуальних шарів на спектральні властивості всієї структури. На рис. 2 показано результати досліджень спектральних характеристик структури, сформованої з одного трикомпонентного блока. Зауважимо, що модифікація товщини шарів діелектриків з вищим показником заломлення і кількість трикомпонентних блоків у системі регулюють кількість смуг пропускання (відбивання) в визначеному діапазоні довжин хвиль (див. рис. 3).

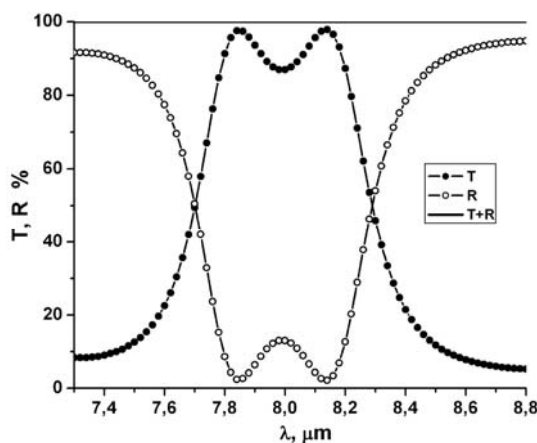


Рис. 2. Залежності коефіцієнтів пропускання  $T$  і відбивання  $R$  як функція довжини хвилі для системи з одним періодом:

$$d_2 = \lambda_0 / 2, \quad d_1 = d_3 = 4.89369 \text{ мкм}$$

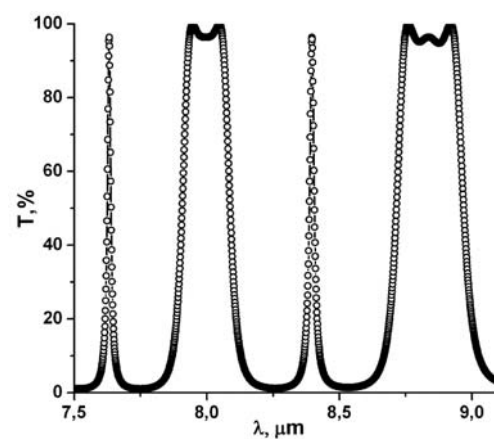


Рис. 3. Залежність коефіцієнта пропускання  $T$  як функція довжини хвилі для системи з двома періодами:  $d_2 = \lambda_0 / 2, d_1 = d_3 = 9.77174$  мкм

Як видно з рис. 4 зміна товщини шару з нижчим показником заломлення ( $\lambda_0/2$  і  $\lambda_0/4$ ) визначає ширину і форму смуг пропускання. Варто зазначити, що товщини шарів діелектриків з вищим показником заломлення в межах одного періоду можуть суттєво відрізнятися і це своєю чергою суттєво впливає на оптичні характеристики всієї досліджуваної системи, як це показано на рис. 5.

Із розрахованих спектральних характеристик цієї системи (рис. 2–рис. 5) видно перевагу структури, змодельованої вказаним методом, порівняно з елементарною системою типу Фабрі-Перо: форма кривих пропускання отриманої системи ближча до прямокутної. Таку систему тонких

плівки можна використати як інфрачервоні інтерференційні фільтри, а також як еталон для калібрування спектральних приладів. Фільтри основані на явищі оптичної інтерференції високо універсальні і можуть бути спроектованими у всьому оптичному діапазоні.

**Металодіелектрична структура.** Аналіз спектральних залежностей коефіцієнтів пропускання і відбивання симетричної структури діелектрик – тонка плівка металу – діелектрик проводили для різних показників заломлення діелектриків за допомогою матричного методу [15]. Обчислення проводили для довжини хвилі 1,5мкм. Як металеву плівку використовували тонку плівку срібла. Товщини срібла брали такими, що дорівнюють 0,02мкм, 0,03мкм і 0,05мкм, при більшій товщині металевої плівки значно зростає коефіцієнт поглинання. Розрахунок проводили для діелектричних шарів з показниками заломлення 9; 6,7 і 4,1.

Показник заломлення металу обчислювали за формулою  $n = \sqrt{\varepsilon_1 + i\varepsilon_2}$ . Уявна та дійсна частини діелектричної проникливості срібла були визначені відповідно до рівнянь [16]:

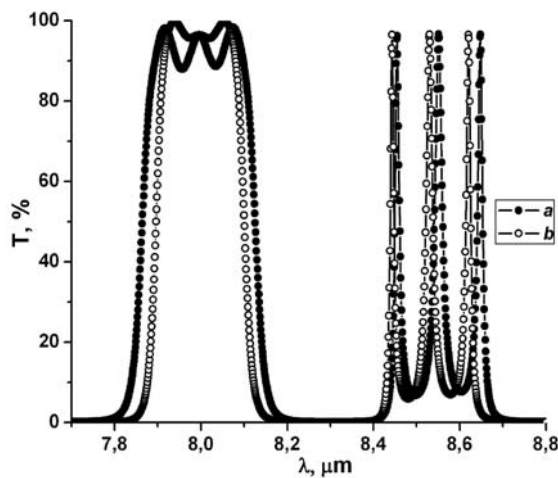


Рис. 4. Залежність коефіцієнта пропускання як функція довжини хвилі для системи з чотирма періодами:

- a)  $d_2 = \lambda_0 / 4$   
 $d_1 = 4.80164 \text{ мкм}, d_3 = 9.67969 \text{ мкм};$   
 b)  $d_2 = \lambda_0 / 2$   
 $d_1 = 4.89036 \text{ мкм}, d_3 = 9.77174 \text{ мкм}$

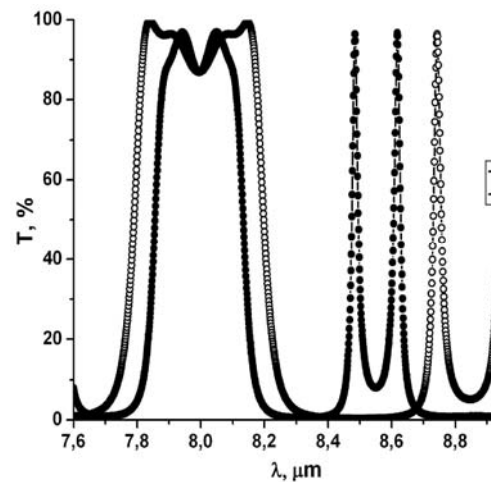


Рис. 5. Залежність коефіцієнта пропускання як функція довжини хвилі для системи з трьома періодами:

- a)  $d_2 = \lambda_0 / 4$   
 $d_1 = 4.80164 \text{ мкм}, d_3 = 9.67969 \text{ мкм};$   
 b)  $d_2 = \lambda_0 / 4, d_1 = d_3 = 4.80164 \text{ мкм}$

$$\varepsilon_1 = a_0 + a_1\lambda^2 + a_2\lambda^4 \quad (8)$$

$$\varepsilon_2 = b_0\lambda + b_1\lambda^3 + b_2\lambda^5 \quad (9)$$

де  $a_0 = 4,5$ ;  $a_1 = -55$ ;  $a_2 = -0,005$ ;  $b_0 = -0,007$ ;  $b_1 = 1,1$ ;  $b_2 = -0,08$ .

Товщини шарів діелектриків були розраховані за формулою (7), яка зв'язує параметри структури і діелектричний шар в області максимального пропускання.

Основною задачею дослідження, як і в попередньому випадку з діелектричною структурою, залишається аналіз залежності спектральних характеристик металодіелектричної структури від товщини окремих шарів. З цією метою ми дослідили вплив зміни товщини діелектриків, з показником заломлення 9, на оптичні властивості структури діелектрик – тонка плівка металу – діелектрик при сталій товщині металевої плівки, що дорівнює 0,03мкм (рис. 6). Варто зазначити, що вплив на оптичні властивості цієї системи має модифікація товщини металевої плівки. На рис. 7 – 8 зображені залежності пропускання системи для трьох різних товщин металевої плівки – 0,02мкм, 0,03мкм і 0,05мкм, в цій системі використовуємо діелектрики з показником заломлення

6,7. У всіх випадках, зображених на рис. 6 – 8, досліджується структура, в якій товщини шарів діелектриків рівні ( $d_1 = d_3$ ), однак вони можуть відрізнятися між собою, що суттєво впливає на смуги пропускання. Аналіз такої модифікації показано на рис. 9, дослідження проводили для діелектриків з показником заломлення, який дорівнює 4,1.

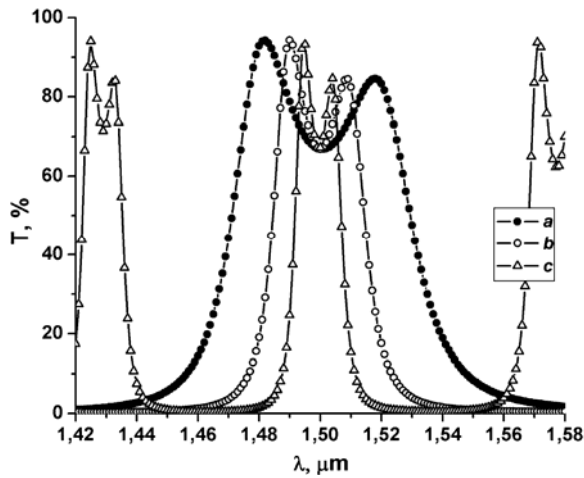


Рис. 6. Залежність коефіцієнта пропускання від довжини хвилі в структурі діелектрик – метал – діелектрик:  $n_{\text{діел}} = 9$

- a)  $d_2 = 0,03 \text{ мкм}, d_1 = d_3 = 0,43982 \text{ мкм}$
- b)  $d_2 = 0,03 \text{ мкм}, d_1 = d_3 = 0,85649 \text{ мкм}$
- c)  $d_2 = 0,03 \text{ мкм}, d_1 = d_3 = 1,68982 \text{ мкм}$

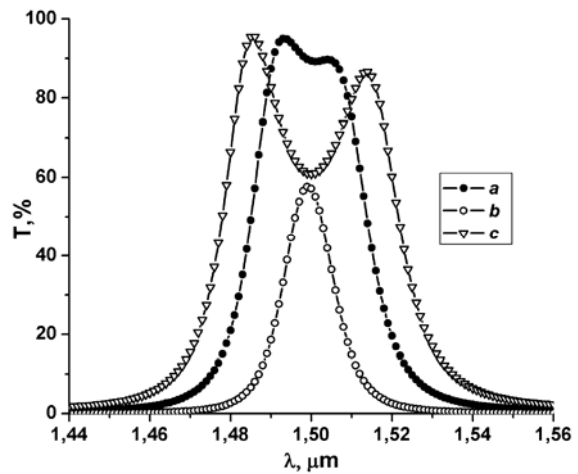


Рис. 7. Залежність коефіцієнта пропускання від довжини хвилі в структурі діелектрик – метал – діелектрик:  $n_{\text{діел}} = 6,7$

- a)  $d_2 = 0,03 \text{ мкм}, d_1 = d_3 = 1,15498 \text{ мкм}$
- b)  $d_2 = 0,05 \text{ мкм}, d_1 = d_3 = 1,15566 \text{ мкм}$
- c)  $d_2 = 0,02 \text{ мкм}, d_1 = d_3 = 0,9838 \text{ мкм}$

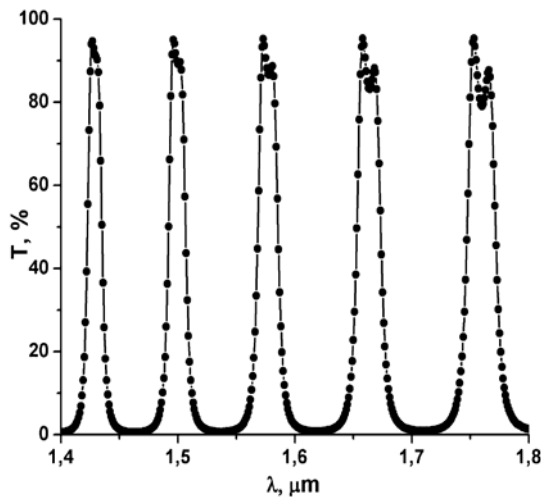


Рис. 8. Залежність коефіцієнта пропускання від довжини хвилі в структурі діелектрик – метал – діелектрик:  $n_{\text{діел}} = 6,7$

- $d_2 = 0,03 \text{ мкм}, d_1 = d_3 = 2,27438 \text{ мкм}$

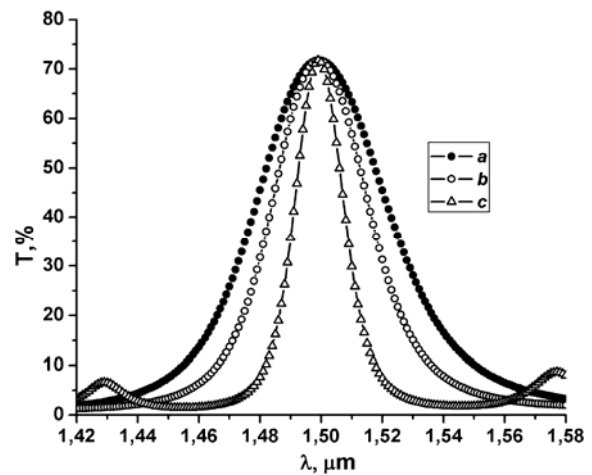


Рис. 9. Залежність коефіцієнта пропускання від довжини хвилі в структурі діелектрик – метал – діелектрик:  $n_{\text{діел}} = 4,1, d_2 = 0,03 \text{ мкм}$

- a)  $d_1 = d_3 = 0,98345 \text{ мкм}$
- b)  $d_1 = 0,98345 \text{ мкм}, d_3 = 1,89808 \text{ мкм}$
- c)  $d_1 = 1,89808 \text{ мкм}, d_3 = 3,72735 \text{ мкм}$

Зазначимо те, що досліджувана структура складається лише з одного періоду, що є основною перевагою цього методу конструювання тонких плівок, при тому, що ширина смуг і частота піків керується за допомогою регулювання товщини окремих шарів.

### Висновки

Результати досліджень показали, що за допомогою модифікації товщин окремих шарів в трикомпонентних періодичних структурах можна керувати піками пропускання і відбивання для певних довжин хвиль. Періодичні багат шарові покриття сконструйовані на основі запропонованої моделі можуть бути корисними для розв'язання різноманітних практичних задач, мати важливе значення в технологіях лазерної оптики, оскільки дають змогу отримати покриття з практично будь-якими заданими характеристиками пропускання і відбивання на даній довжині хвилі. Симетрична структура з по суті вибраними параметрами може мати досить високий коефіцієнт пропускання – практично 100 % у випадку діелектричних покриттів і більше ніж 90 % при показниках заломлення діелектриків 9 і 6,7 та більше ніж 70 % при показнику заломлення – 4,1 у випадку метало-діелектричних покриттів. При цьому варто врахувати, що значення параметрів синтезованих систем можуть дещо відрізнятись від розрахованих внаслідок дисперсії показників заломлення, поглинання і неминучих похибок товщини при нанесенні покриттів.

1. Н. Борисевич. *Инфракрасные фильтры*. – Минск: Наука и техника, 1971. 2. М. Лисица, С. Орлов, Ю. Первак, И. Фекешигази // *Жур. пр. спектр.* – 1987. – 47. – С. 283–285. 3. В. Первак // *Опт. Жур.* – 2003. – 70. – С. 91–96. 4. I. Fekeshgazi, V. Pervak, Yu. Pervak // *Sem. Phys. Quant. Elect. Optoel.* – 2000. – 3. – P. 371–378. 5. B. Li, S.Y. Zhang, J.C. Jiang et al. // *Optics Express.* – 2005. – 13. – P. 6376–6380. 6. S.-H. Kim, C. Hwango // *Optics Express.* – 2004. – 12. – P. 5634–5639. 7. С. Фетисенков, К. Кривецкий // *Опт. Журн.* – 2004. – 71. – С. 88–92. 8. Н. Крылова. *Интерференционные покрытия*. – Л.: Машиностроение, 1973. 9. M.V. Fitio, Ya.V. Bobitski // *LFNM* – 2005. – Yalta, Crimea, Ukraine. 10. A. Benabbas, V. Halte, J.-Y. Bigot // *Optics Express.* – 2005. – 13. – P. 8730–8745. 11. P. Berini // *Optics Express.* – 2000. – 7. – P. 329–335. 12. S. Feng, J. Elson // *Optics Express.* – 2006. – 14. – P. 216–221. 13. S. Feng, J. Elson, P. Overfelt // *Optics Express.* – 2005. – 13. – P. 4113–4124. 14. V. Fitio, Ya. Bobitski // *Proc. SPIE.* – 2005. – 5950. – P. 405–413. 15. B. Maitland, M. Dunn. *Laser Physics.* – North-Holland Publishing Company, Amsterdam-London, 1969. 16. P. Johnson, R. Christy // *Phys. Rev. B.* – 1972. – 6. – P. 4370–4379.