

НАНОРОЗМІРНІ ХВИЛЕВОДИ ПОВЕРХНЕВИХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНІВ, ОТРИМАНІ МЕТОДОМ ОПТИЧНОЇ ЛІТОГРАФІЇ

© Невінський Д. В., Павлиш В. А., Закалик Л. І., Лебідь С. Ю., 2015

Запропоновано метод поетапної оптичної літографії з використанням як джерела світловипромінювальних діодів (СВД) з довжинами хвиль 410 нм та 365 нм для отримання діелектрично-неоднорідних хвилеводів. Досліджено поширення поверхневих плазмон-поляритонів у разі збудження початку хвилевода за допомогою лазера на довжині хвилі 632,8 нм. Отримано зображення Фур'є, яке підтверджує виникнення поверхневого плазмон-поляритона.

Ключові слова: діелектрично-неоднорідна структура, нанорозмірний хвилевід, плазмон-поляритоніва хвиля, оптична літографія, світловипромінювальний діод.

D. V. Nevinskyi¹, V. A. Pavlysh¹, L. I. Zakalyk¹, S. Y. Lebid²

¹Lviv Polytechnic National University,

²European University, Lviv.

SURFACE PLASMON-POLARITONS NANOSCALE WAVEGUIDES OBTAINED BY OPTICAL PHOTOLITHOGRAPHY

© Nevinskyi D. V., Pavlysh V. A., Zakalyk L. I., Lebid S. Y., 2015

The paper presents a method of phased optical lithography using as source, light-emitting diodes (LED) with wavelengths of 410 nm and 365 nm to form inhomogeneous dielectric waveguides. Distribution of surface plasmon polaritons, at the beginning of the excitation of the waveguide with 632.8 nm laser was studied. Fourier image confirming occurrence of surface plasmon polaritons was obtained.

Key words: dielectric inhomogeneous structure, nanoscale waveguides, plasmon-polaritons wave, optical photolithography, light-emitting diode, light polarization.

Вступ

Вже кілька років ведуться дуже активні дослідження, скеровані на вивчення поверхневих плазмон-поляритонів (ППП), що відкриває перспективу створення оптичних пристроїв нового покоління [1]. Запропоновано різні підходи для досягнення ефективного збудження ППП [2] і створення геометрично обмежених каналів для їх поширення [3]. Що стосується питань виготовлення діелектрично-неоднорідних хвилеводів, котрі забезпечать простий і економічно ефективний спосіб для досягнення сильного бокового утримання ППП і реалізації комплексних компонентів, то це поки що в стані досліджень. ППП, що мають частоти, нижчі від поверхневого

плазмонного резонансу метал-діелектрик, сильно обмежені й можуть поширюватися уздовж хвилевода. В результаті збудження ППП на поверхні металу відкриваються нові можливості для використання їхніх нелінійних властивостей [4, 5]: для зондування та виявлення одиничних молекул у хімії, біології та медицині, в електроніці та інформаційно-комунікаційних технологіях. Для реалізації компактних плазмонних пристроїв і схем необхідне бокове обмеження в площині поверхні металу, перпендикулярно до напрямку поширення ППП.

Особливий інтерес сьогодні викликають роботи з формування хвилеводів, які створюють можливість керувати світлом і здійснювати його передавання. Для реалізації таких пристроїв необхідно вибрати метод створення нанорозмірних хвилеводів, які можуть бути “відкритого” чи “закритого” типу. Аналіз методів створення хвилеводів “закритого” типу показав, що їх формування є недоцільним у зв’язку зі складністю технології і великими втратами. Зокрема, якщо створити багат шарову структуру на основі одновимірних фотонних кристалів з неповними зовнішніми періодами, сформованих на основі структури діелектрик-метал-діелектрик з різними показниками заломлення і товщиною шарів не більше ніж 75 нм [6], то можна отримати електромагнітні хвилі внаслідок виникнення поверхневого плазмона. Але в цьому дослідженні внаслідок виникнення поверхневих акустичних хвиль і великих втрат плазмонів хвилі швидко загасають. Для того, щоб зафіксувати виникнення цих хвиль, додатково створено спеціальний зразок з використанням двох скляних напівсфер [7].

Цікавою є також робота зі створення хвилевода “закритого” типу на багат шаровій структурі, яка складається з шарів оксиду кремнію й оксиду титану нанометрових розмірів із внутрішнім шаром, сформованим на квантових точках із золота, завтовшки 19 нм [8]. В такій структурі можливе виникнення також поверхневої плазмонної хвилі, хоча дослідники такої мети не ставили.

У ще одному дослідженні діелектрично-неоднорідні нанорозмірні хвилеводи “відкритого” типу набагато простіші у формуванні й створюють зручний доступ для їх вивчення [9]. Для отримання хвилеводів “відкритого” типу спочатку використали метод двофотонної полімеризації. Для формування хвилеводів використовувався негативний органічно-неорганічний гібридний фоторезист, а для засвітки його – фемтосекундний лазер з довжиною хвилі 515 нм та тривалістю імпульсу 250 фс.

Враховуючи те, що фемтосекундний лазер доволі дорогий і чутливий до навколишнього середовища, у цій статті запропоновано формування нанорозмірних хвилеводів “відкритого” типу методом поетапної оптичної літографії. Підсумки результатів дослідження можливості виникнення ППП також викладені в статті.

Теоретична частина

Для пояснення процесів, що виникають під час утворення ППП на поверхні нанорозмірної металевої плівки, використана модель фізичної системи, основаної на точкодипольному наближенні [10]. Цей метод має деякі обмеження, але вони дають змогу обійти проблеми, пов’язані з розсіюванням енергії на межі розділу плівка-діелектрична основа і врахувати тільки передавання енергії між частинками.

Поверхню наноструктурованої металевої плівки із золота представили у вигляді ланцюга атомів, що сильно взаємодіють. Світло спрямовується на перший атом ланцюжка, решта опромінюється розсіювальною енергією попереднього. Поляризація зовнішнього поля може бути як S, так і P. Тому для опису такої фізичної системи можна використати рівняння Максвелла і розрахунок виконати за допомогою функції Гріна. Електричне поле в такій структурі можна визначити з рівняння Ліпмана-Швінгера:

$$E(r) = E^0(r) + k_0^2 \sum_{i=1}^N \int_{V_i} \sigma(r, r') (\epsilon_3 - 1) E(r') dr' , \quad (1)$$

де E_0 – зовнішнє електричне поле в початковій точці; k_0 – балістичний хвильовий вектор; N – повна кількість частинок у ланцюгу; V_i – об’єм, що займає частинка з числом i ; ϵ_3 – діелектрична стала Au.

Поширення світла без участі частинок описується тензором Гріна $G(r, r')$. За дипольного наближення кожна наночастинка розглядається як дипольний відбивач з дипольним моментом, який можна отримати, розв’язавши рівняння:

$$p_1 = \hat{a}_1 E^0(r_1) + \frac{k_0^2}{\epsilon_0} \hat{a}_1 \hat{G}^s(r_1, r_1) p_1 + \frac{k_0^2}{\epsilon_0} \sum_{j \neq 1}^N [\hat{G}^0(r_1, r_j) + \hat{G}^s(r_1, r_j)] p_j \quad (2)$$

$$p_i = \frac{k_0^2}{\epsilon_0} \hat{a}_i \hat{G}^s(r_i, r_i) p_i + \frac{k_0^2}{\epsilon_0} \sum_{j \neq i}^N \hat{a}_i [\hat{G}^0(r_i, r_j) + \hat{G}^s(r_i, r_j)] p_j, j=2 \dots N \quad (3)$$

де $r_i=(x_i, y_i, z_i)$ – радіус-вектор i -ї частинки; ϵ_0 – діелектрична стала; \hat{a}_i – безрозмірний тензор i -ї частинки.

Враховуючи ідентичність сфероподібних частинок з півосями h_x, h_y, h_z і те, що вони паралельні до осей координат (рис. 1), тензор поляризованості в довгохвильовому наближенні має вигляд:

$$\hat{a} = (a_x \hat{x} \hat{x} + a_y \hat{y} \hat{y} + a_z \hat{z} \hat{z}) \quad (4)$$

$$a_t = \frac{\epsilon_0 V (\epsilon_3 - 1)}{1 + (\epsilon_3 - 1) m_t}, \tau = x, y, z. \quad (5)$$

де $V=4\pi h_x h_y h_z/3$ – об’єм частинки, m_x, m_y, m_z – коефіцієнт деполаризації.

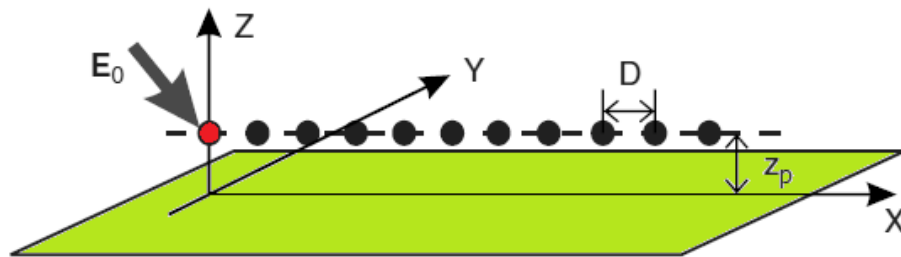


Рис. 1. Схематичне зображення системи: довгий лінійний ланцюжок з однаковими сферіодальними частинками золота [11]

Оскільки наночастинки містяться на діелектричній основі, тензор Гріна $G_0(r, r')$ і $G_s(r, r')$. Складова $G_0(r, r')$ визначає величину постійного електричного поля, а $G_s(r, r')$ представляє поле, що розсіюється на межі метал–діелектрик.

З урахуванням цього електричне поле на поверхні металу можна описати рівнянням:

$$E(r) = k_0^2 \sum_{i=1}^N [\hat{G}^0(r, r_i) + \hat{G}^s(r, r_i)] p_i \quad (6)$$

Тензор $G_0(r, r')$ можна розв’язати аналітичним способом [12]. Загалом, якщо врахувати, що частинки в ланцюжку розміщені близько до поверхні розділу і мають розмір значно менший, ніж довжина хвилі, то це істотно спрощує числовий метод. Зокрема, якщо відстань між джерелом і точкою спостереження менша, ніж 20λ , – тензор Гріна має точне значення, включаючи всі способи розсіювання, і апроксимується тільки частина поверхневого плазмона. Числові розрахунки цим методом дають точність розрахунку близько (5–7) %.

Альтернативним методом для опису процесів у хвилеводах, через які поширюється ППП, є метод Монте-Карло з використанням функції Гріна [13].

Постановка експерименту

Спочатку необхідно очистити скляну підкладку, на якій буде формуватися хвилевід, оскільки від цього залежить якість отриманих результатів. Очищали поверхню скла за допомогою ультразвукових хвиль, які від генератора спрямовували у ванну, заповнену ацетоном. Скло занурювали в ацетон на 30 с. Після цього промивали у дистильованій воді.

Для отримання зразка на скляній підкладці проводили процес напилення золота у вакуумі завтовшки 50 нм. Для виготовлення маски використали напилене срібло завтовшки 1 мкм. Залежно від часу напилення можна контролювати потрібну товщину металевої плівки.

Для отримання провідних каналів відповідної конфігурації створили шаблон за допомогою пакета прикладних програм САD. Задаючи параметри товщини ліній, сформували потрібний рисунок у колі радіусом 20 см (рис. 2).

Друк шаблону проводився струменевим принтером на плівці. Після отримання шаблону потрібно було провести наочний якісний аналіз на відсутність неочікуваних перетинів чи зайвих білих ліній.

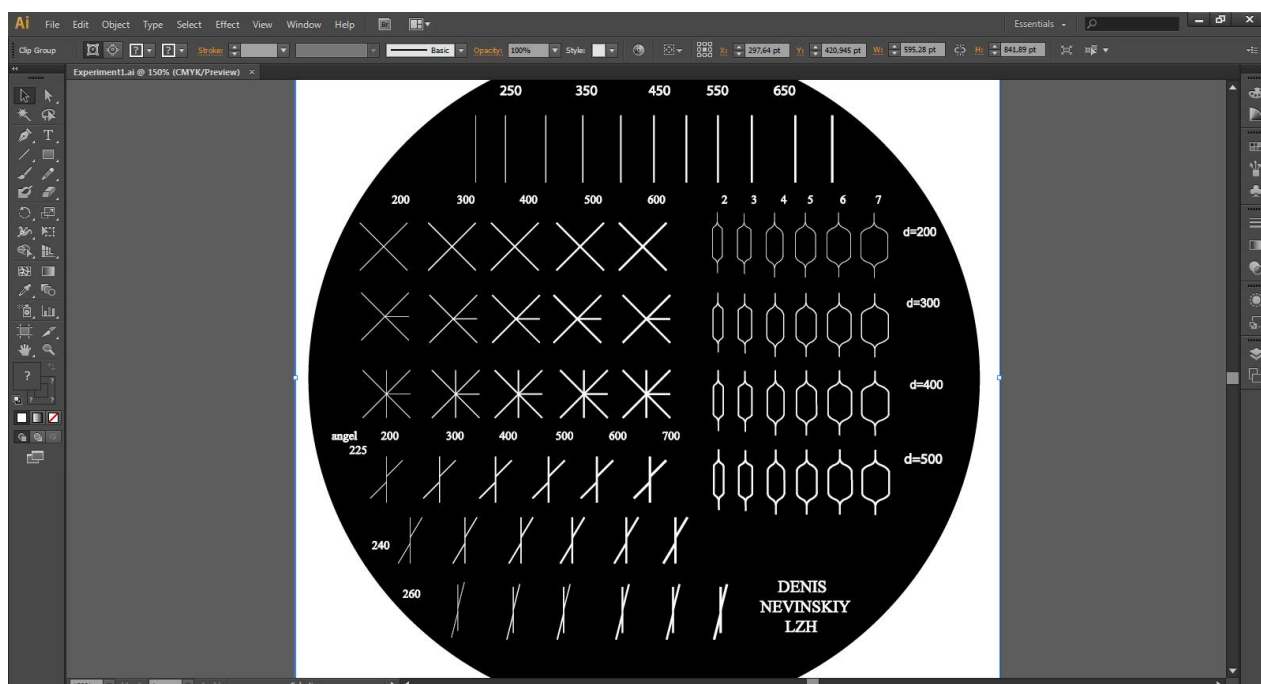


Рис. 2. Робоче вікно з дизайном хвилеводів різних конфігурацій

Наступним кроком було нанесення позитивного фоторезисту марки S1813 методом спіно-покриття. Для якісного нанесення фоторезисту та отримання потрібної висоти полімеру (1550 нм) потрібно було дотримуватися певних параметрів, а саме: швидкість обертання скла в установці спіно-покриття – 3000 об/хв і час обертання скла 30 с. Графік залежності висоти формування полімеру від швидкості обертання скла наведено на рис. 3.

Завершивши процес нанесення позитивного фоторезисту, потрібно було протягом 50 с витримати дослідний зразок за температури 115 °С, після чого можна було вже перейти до процесу полімеризації, котрий проводиться за допомогою джерела освітлення з довжиною хвилі 410 нм і лінзи у масштабі 1:10 (рис. 4).

Для отримання готової маски після опромінення світлом слід зняти полімеризований полімер органічним розчинником (15 с), а після травлення срібла – у соляній кислоті (20–30 с).

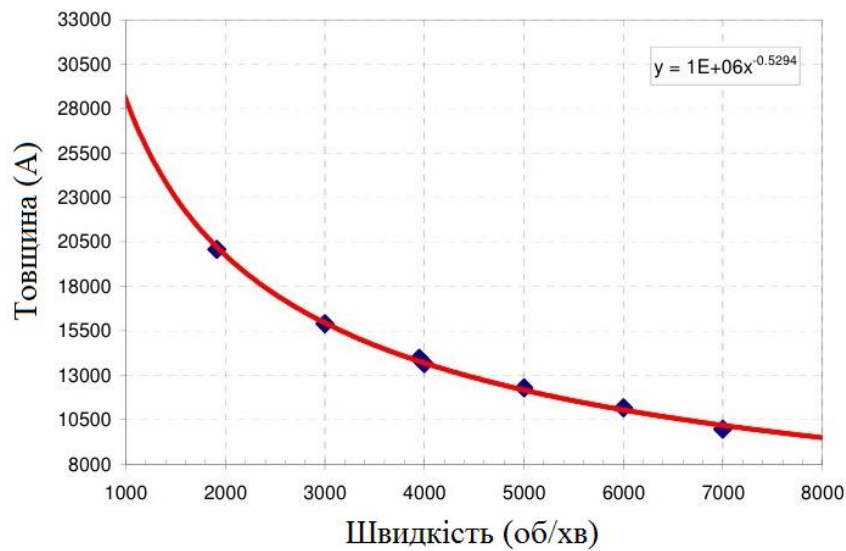


Рис. 3. Залежність товщини полімеру (SI813) від швидкості обертання скла [14]

Наступним кроком був процес зменшення розмірів хвилеводів до масштабу 1:100 та створення дослідного зразка. Процес отримання дослідного зразка на золоті подібний до процесу отримання маски на сріблі, але в цьому випадку використовувався негативний полімер марки mg-NIL 6000.1E, а як джерело освітлення – світловипромінювальний діод з довжиною хвилі 365 нм та система лінз. Методом спінового покриття наносилася плівка полімеру завтовшки 100 нм, за швидкості обертання 3000 об/хв протягом 30 с [15]. Завершивши процес полімеризації, потрібно було зняти неполімеризований полімер у розчині трихлорметилу і промити експериментальний зразок у дистильованій воді.

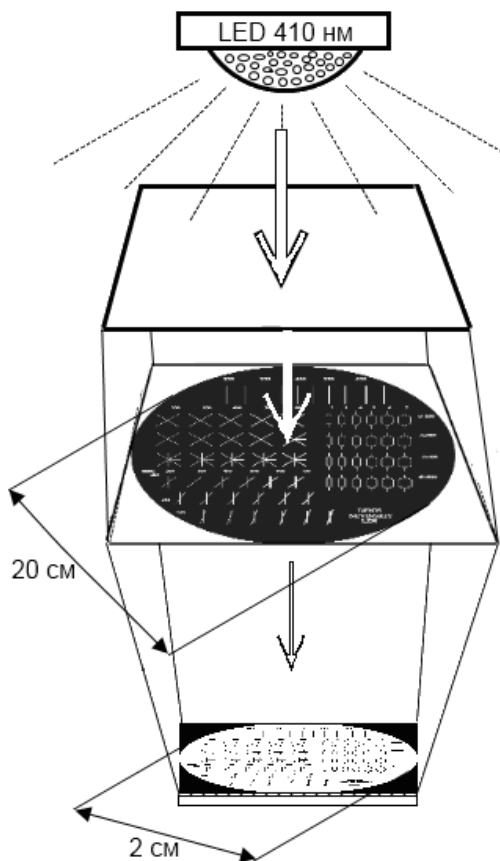


Рис. 4. Схема процесу експозиції зображення хвилеводів у масштабі 1:10: а – світловипромінювальний діод з довжиною хвилі 410 нм; б – лінза; в – шаблон діаметром 20 см; г – отримана маска діаметром 2 см

Отримані хвилеводи мають довжину 50 мкм і ширину від 150 нм до 450 нм (рис. 5).

На рис. 6 схематично зображено процес збудження ППП. Для збудження ППП використали лазер з довжиною хвилі 632,5 нм і частотою імпульсу 250 фс. Пучок променя було скеровано перпендикулярно до початку хвилевода.

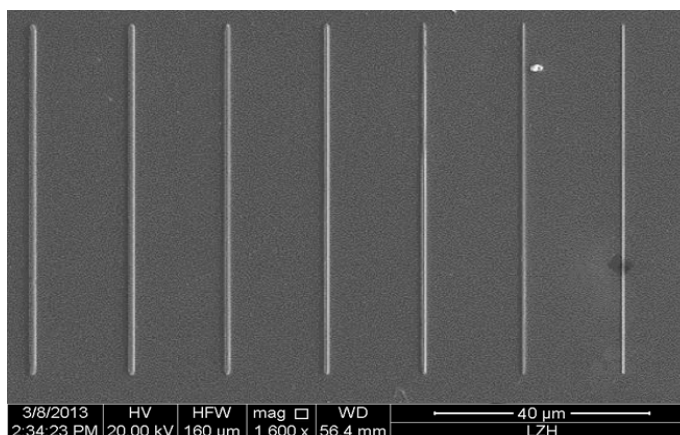


Рис. 5. Зображення отриманих хвилеводів, зроблені за допомогою електронного мікроскопа: лінійні хвилеводи

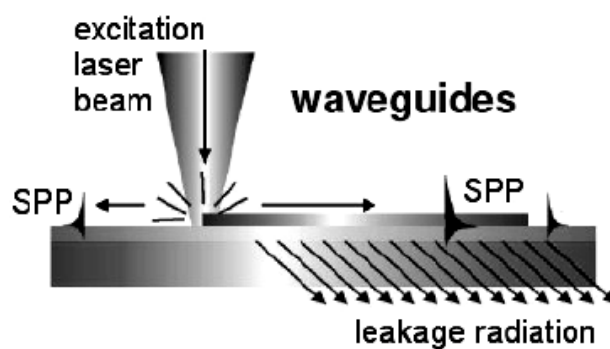
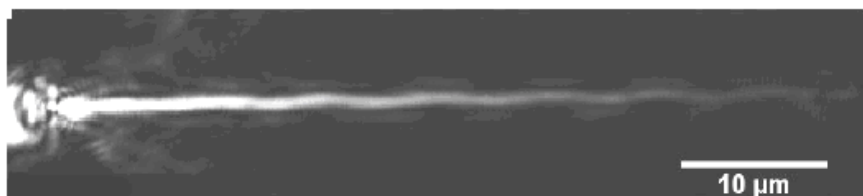
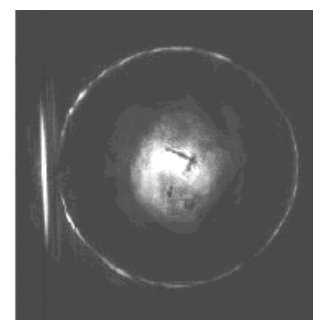


Рис. 6. Схематичне зображення процесу збудження ППП хвилі [16]

На рис. 7, а показано поширення ППП у створеному хвилеводі за допомогою LR мікроскопа [16]. Наявність цієї хвилі підтверджує зображення Фур'є (рис. 7, б).



а



б

Рис. 7. Зображення, створені за допомогою LR мікроскопа: а – поширення ППП у хвилеводі; б – зображення Фур'є

Для хвильовода завширшки 150 нм найбільша інтенсивність ППП спостерігається на віддалі до 10 мкм від початку збудження, відповідно з віддаллю інтенсивність ППП зменшуватиметься. Найкращий варіант поширення ППП спостерігався за ширини хвильовода 250 нм, висока інтенсивність буде майже до 20 мкм (рис. 8).

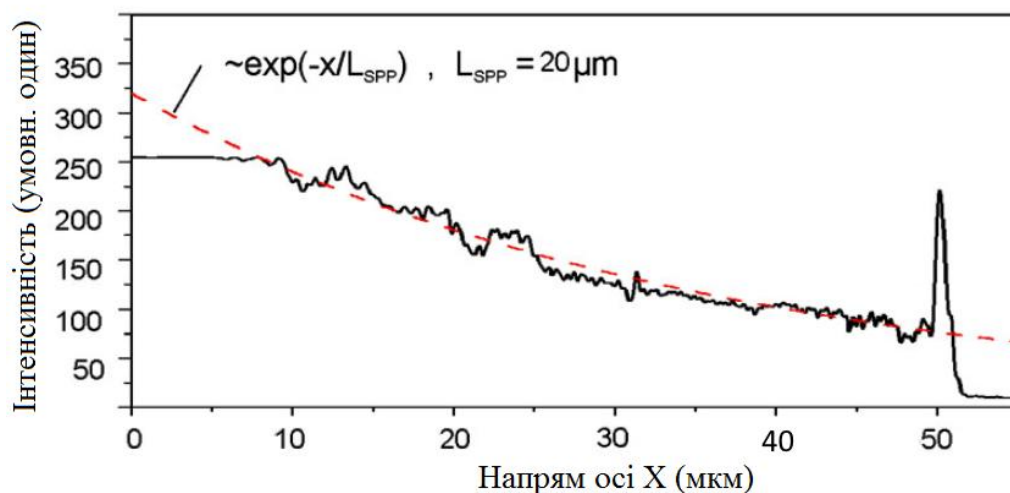


Рис. 8. Інтенсивність поширення ППП по хвильоводі. Суцільна лінія – експеримент, пунктирна лінія – теоретичний розрахунок загасання ППП

На рис. 8 зображено виміряну, для хвильовода завтовшки 150 нм, інтенсивність ППП (суцільна лінія) і теоретично розраховані загасання ППП (пунктирна крива) від довжини поширення ППП. На графіку видно, що отримані експериментальні результати добре збігаються з теоретичними розрахунками [16].

Висновки

Застосування запропонованої технології дає змогу спростити і здешевити процес отримання діелектрично-неоднорідних нанорозмірних структур для формування хвильоводів з використанням ППП. Зразки, отримані методом оптичної літографії, відзначаються чіткістю ліній, крутими стінками полімеризованого чи засвіченого фоторезисту, що підтверджує можливість сформувати провідні канали різної конфігурації.

Експериментально підтверджено, що для хвильовода завширшки 150 нм найбільша інтенсивність ППП спостерігається на віддалі до 10 мкм від початку збудження і відповідно з віддаллю інтенсивність ППП зменшується. Найкращий варіант поширення ППП спостерігався за ширини хвильовода 250 нм, висока інтенсивність поширення – до 20 мкм.

Метод, апробований у цій роботі, може повністю замінити двофотонну полімеризацію і використовуватись для формування хвильоводів поверхневих плазмон-поляритонів.

Особлива подяка колективу працівників відділу нанотехнологій лазерного центра Ганновера (LZH, Німеччина) за можливість проведення експериментів.

1. Dellis S. *Electrochemical synthesis of large diameter monocrystalline nickel nanowires in porous alumina membranes* / Dellis S., Christoulaki A., Spiliopoulos N., Anastassopoulos D.L., Vradis A.A. // *Journal of Applied Physics*, 114 (16), 2013 art. no. 164308. 2. Evlyukhin A. B., Reinhardt C., Evlyukhina E. and Chichkov B. N. *Asymmetric and symmetric local surface plasmon polariton excitation on chains of nanoparticles* // *Opt. Lett.* 34, 2237–2239 (2009). 3. Bozhevolnyi S. I. and Jung J. *Scaling for gap plasmon based waveguides* // *Opt. Express* 16, 2676–2684 (2008). 4. Maier S. A. *Plasmonics–Fundamentals and Applications* (Springer, 2007). 5. Zayats A. V., Smolyaninov I. I. and Maradudin A. A.

Nano-optics of surface plasmon polaritons // Phys. Rep. 408, 131314 (2005). 6. Gaspar-Armentaa J. A. *Surface waves in finite one-dimensional photonic crystals: mode coupling / J. A. Gaspar-Armentaa, Francisco Villaa, T. Lopez-Rios // Optics Communications 216 (2003) 379–384.* 7. Villa F., Gaspar-Armentaa I. / *Electromagnetic surface waves: photonic crystal interface, // Optics Communications, 223, (2003), 109-115.* 8. Inoué H., Kanemitsu Y., Hirao K. / *Nonlinear optical response in a total – reflection – type one – dimensional photonic crystal with gold nanoparticles // Physica E17, 2003, 414-417.* 9. Nevinskyi D. *Two-Photon Polymerization: Formation of Nanoscale Elements/ Nevinskyi D., Zakalyk L., Pavlysh V., Lebid S. // TCSET'2014, February 25 – March 1, 2014, Lviv-Slavske, Ukraine. p. 283–285.* 10. Evlyukhin A. B. *Point-dipole approximation for surface plasmon polariton scattering: Implications and limitations / A. B. Evlyukhin, S. I. Bozhevolnyi // Physical Review B 71, 134303 (2005).* 11. Evlyukhin A. B. *Surface plasmon polariton guiding by chains of nanoparticles / A. B. Evlyukhin and S.I. Bozhevolnyi // Phys. Lett. 3, No. 8, 396–400 (2006).* 12. Paulus M., Gay-Balmaz P. and Martin O. J. F. *Phys. Rev. E 62, 5797 (2000).* 13. Longtry T., Botten L., Asatryan A., McPhedran R. / *Mathematics and computers in simulation // Physica 62, 2003, 385-393.* 14. McGill Nanotools – Microfab. [Electronic resource]. – Mode of access <http://mnm.physics.mcgill.ca/content/s1813-spin-coating>. 15. MicroChem. [Electronic resource]. - Mode of access http://www.microchem.com/PDFs_MRT/mr-nil6000E_overview_.pdf. 16. Hohenau A., Krenn J. R., Drezet A., Mollet O., Huan S., Genet C., Stein B. and Ebbesen T. W. / *Surface plasmon leakage radiation microscopy at the diffraction limit // E-MRS May-2007 Spring Conference Symposium A: Sub-wavelength photonics throughout the spectrum: Materials and Techniques B 149,220 (2008).*