

ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ НАГНІТАННЯ АКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА ХВИЛЕВОДНОГО ЛАЗЕРА З РОЗПОДІЛЕНИМ ЗВОРОТНИМ ЗВ'ЯЗКОМ

© Бендзяк А. В., Фітьо В. М., 2017

Розраховано модель хвилеводного лазера із розподіленим зворотним зв'язком за допомогою методу зв'язаних хвиль. Завдяки наявності у хвилеводі активного середовища та ґратки Брегга, за певних параметрів ґратки, можлива лазерна генерація. Це відбувається завдяки тому, що електромагнітна хвиля, яка падає на хвилеводний шар, дифрагує на ґратці Брегга, стаючи хвилеводною модою. Оскільки проявляється ефект резонансу хвилеводної моди, відбувається лазерна генерація по нормалі до поверхні ґратки. Необхідною умовою лазерної генерації є оптимізація параметрів ґратки та кута падіння пучка нагнітання, що і здійснено у цій роботі.

Ключові слова: хвилеводні мікролазери, метод зв'язаних хвиль, резонанс хвилеводних мод, ґратки Брегга.

A. V. Bendzyak, V. M. Fitio

Lviv Polytechnic National University

ENHANCEMENT OF ACTIVE MEDIUM PUMP EFFICIENCY FOR A DISTRIBUTED FEEDBACK WAVEGUIDE LASER

© Bendzyak A. V., Fitio V. M., 2017

On the basis of dielectric gratings, in which dielectric permittivity can be complex, and the imaginary part can be both positive and negative, waveguide microlasers are developed. The advantage of waveguide microlasers, comparing to conventional lasers are a low pump threshold, compactness and easy design for optical integration. The structure of distributed feedback (DFB) is considered as the most important configuration of waveguide lasers.

In the article a model of waveguide laser with distributed feedback is calculated using the method of coupled waves. Due to the presence in the waveguide of the active medium and the Bragg grating, with certain grating parameters, laser generation is possible. This is due to the fact that the incident electromagnetic wave on the waveguide layer diffracts on the Bragg grating, while it becomes a waveguide mode. Due to the effect of the resonance of the waveguide mode, there is a laser generation along the normal to the surface of the grating. The necessary condition for laser generation is the optimization of the parameters of the grating and the angle of incidence of the pump beam, which was carried out in this paper.

In this paper we used configuration of the DFB waveguide laser in which Bragg grating was written in active medium. With such theoretical model, we calculated grating parameters, required for laser generation to occur.

Key words: waveguide microlasers, RCWA, waveguide mode resonance, Bragg gratings.

Вступ

На основі діелектричних ґраток, в яких діелектрична проникність може бути комплексною, а уявна частина може бути як додатною, так і від'ємною, розробляють хвилеводні мікролазери [1, 2]. Перевагами хвилеводних мікролазерів, порівняно зі звичайними лазерами, є низький поріг нагнітання, компактність та простота інтегрування у оптичні елементи. Найважливішою конфігурацією

хвилеводних лазерів вважається структура, у якій реалізовано додатний зворотний зв'язок (DFB – distributed feedback) [3, 4]. Найпоширенішими структурами, у яких реалізується цей зв'язок, вважають такі: 1 – ґратки Брегга, записані в активний шар, що одночасно працюють як резонатор з додатним зворотним зв'язком та як підсилювальне середовище; 2 – активне середовище, нанесене на поверхню структури ґратки [5–7]. Деяку перевагу мають лазери першого типу, тому доцільно змодельовати взаємодію пучка нагнітання з такою структурою. Найраціональніше, як показали дослідження [8], у разі взаємодії ЕМ хвилі з ґраткою, розробляти хвилеводні лазери з виконанням умов Брегга другого порядку. В цьому випадку вихідний пучок лазера поширюється практично по нормалі до ґратки. Для ефективної роботи таких лазерів необхідно оптимізувати умови поглинання оптичного випромінювання для нагнітання активного середовища, чого можна досягти вибором параметрів ґратки та куту падіння пучка на ґратку. Тому наші дослідження спрямовані на підвищення ефективності поглинання, що приведе до зменшення порога генерації. Хвилеводні лазери з розподіленим зворотним зв'язком мають скінченну довжину. Але аналіз таких хвилеводних лазерів неможливо виконати, оскільки не існує відповідної теорії, яка забезпечувала б необхідну точність. Тому довжину хвилеводного лазера ми продовжили до нескінченності й з'явилась можливість виконати аналіз методом зв'язаних хвиль [9], який достатньо розвинений, і є відповідне програмне забезпечення.

Моделювання взаємодії оптичного випромінювання з активним хвилеводом з ґраткою

Відомо, що діелектрична ґратка на діелектричній підкладці може слугувати просвітлювальним покриттям. Така ж структура може мати протилежні властивості, тобто на певній фіксованій довжині хвилі коефіцієнт відбивання дорівнюватиме одиниці [8, 10]. Для іншої довжини хвилі, на тій самій структурі коефіцієнт відбивання практично дорівнює нулю. Високе відбивання пояснюється виникненням резонансу хвилеводної моди, тобто зв'язана хвиля, що дифрагує у перший порядок, одночасно стає хвилеводною (дозволеною) модою, яка поширюється у планарній ґратці як по хвилеводу. Необхідною умовою, є те, що середній показник заломлення ґратки повинен бути більшим, ніж показник заломлення підкладки. Це явище можна реалізувати для хвиль ТЕ і ТМ поляризацій на одній структурі, але на різних довжинах хвиль завдяки особливостям хвилеводних ефектів для різних поляризацій [8].

Це явище достатньо добре описане у літературі [10, 11–13], і на цій основі роблять експериментальні спроби виготовити дзеркало для резонаторів лазера, а також різноманітні сенсори. На основі цього явища, розробляють і складніші конструкції, такі як оптичні фільтри з надзвичайно вузькою смугою пропускання. Одне з найцікавіших застосувань такої ґратки полягає в тому, що на її основі можна виготовляти хвилеводні мікролазери з розподіленим зворотним зв'язком, причому частина періоду сформована на основі активного середовища.

Періодичну структуру з такою ґраткою наведено на рис. 1, її параметри такі: $\epsilon_1 = 1$, $e_{21} = e_3 = 2.1904$, $\epsilon_{22} = 2.56$, $F = 0.7$, $\Lambda = 0.39929$ мкм, $d = 0.5$ мкм. Така ґратка сформована на кварцевій підкладці з діелектричною проникністю 2.1904. Щілини ґратки заповнюють активним середовищем, наприклад органічним напівпровідником, який має високий квантовий вихід флуоресценції. На довжині хвилі нагнітання (532 нм) реальна частина проникності становить 2.56. Аналіз взаємодії оптичної хвилі з такою ґраткою виконано точним методом зв'язаних хвиль (RCWA в англійській літературі) [8].

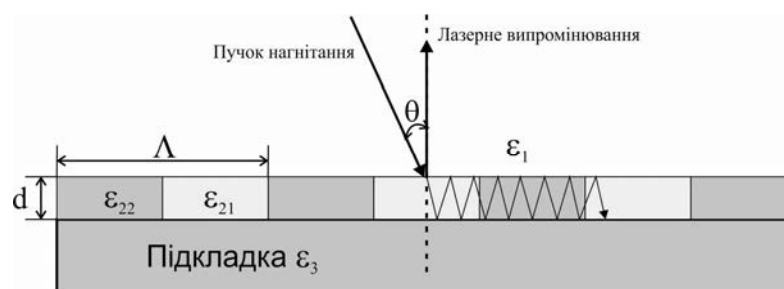


Рис. 1. Схема досліджуваної ґратки та поширення оптичного випромінювання

На рис. 2 зображено залежність коефіцієнта відбивання дифрагованого пучка в нульовий порядок від періоду ґратки, який для $\Lambda = 0.39929$ мкм дорівнює 0.99905 на довжині хвилі 0.6 мкм. В цьому випадку всі діелектричні проникності ґратки є дійсними величинами. Як бачимо, коефіцієнт відбивання дорівнює одиниці на цій довжині хвилі. Можна очікувати, що якщо щілини ґратки будуть заповнені активним середовищем за умови його нагнітання оптичним випромінюванням з меншою довжиною хвилі, наприклад 532 нм, то в такій структурі отримаємо значне підсилення і за рахунок позитивного зворотного зв'язку – лазерну генерацію.

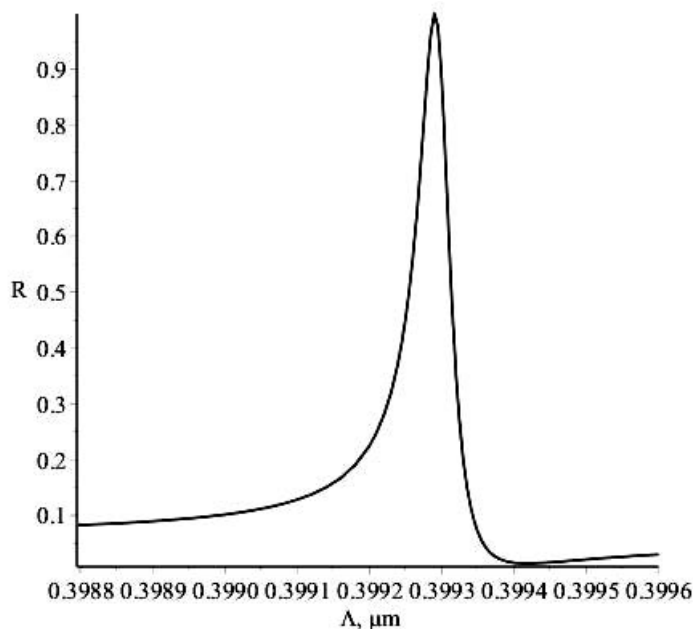


Рис. 2. Залежність амплітуди відбитої хвилі від періоду ґратки

У випадку, коли $\epsilon_{22} = 2.56 + ia$, де a – уявна частина діелектричної проникності активного середовища, залежність коефіцієнта відбивання від уявної частини діелектричної сталої a зображено на рис. 3, а. Максимальне відбивання (14) досягається, якщо $a = 0.000771$ на довжині хвилі 532 нм, що свідчить про наявність певного підсилення. Зауважимо, що на довжині хвилі генерації уявна частина діелектричної проникності ϵ_{22} встановлюється автоматично і дорівнює пороговій величині [14], яка в цьому випадку становить $a = 0.000771$. Для того щоб відбулася лазерна генерація, коефіцієнт відбивання (підсилення) повинен прямувати до нескінченності [14].

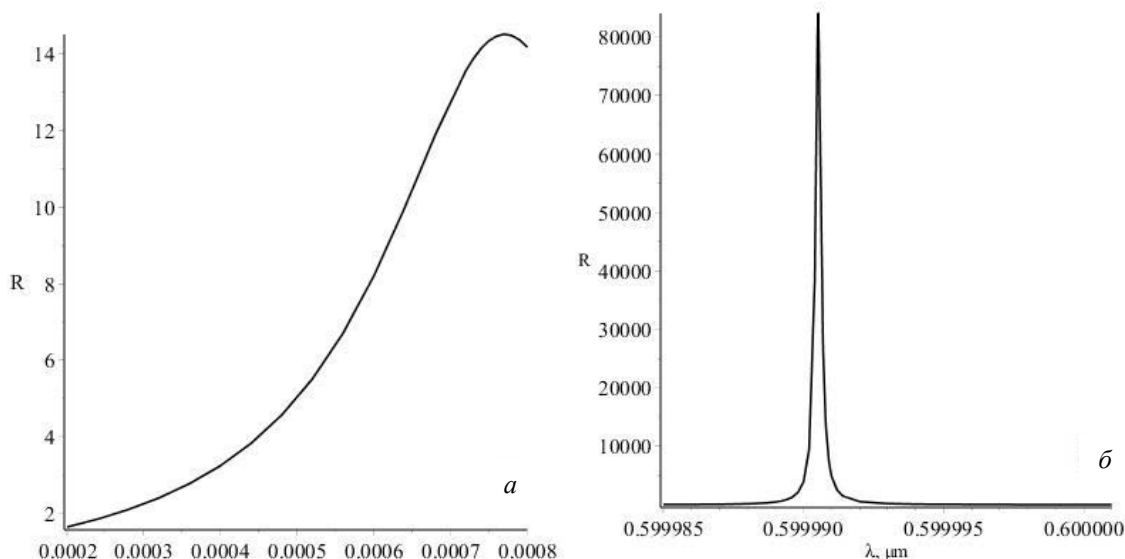


Рис. 3. Залежність амплітуди відбитої хвилі від (а) уявної частини діелектричної проникності та від (б) довжини хвилі для хвилі одиничної амплітуди, що падає

Для таких параметрів цієї ґратки нескінченне підсилення можливе на іншій довжині хвилі, що демонструє рис. 3, б. Спектральна залежність коефіцієнта підсилення є дуже вузькою і на довжині хвилі 0.59999 мкм коефіцієнт підсилення приблизно дорівнює 10^5 , що підтверджує можливість генерації на цій довжині хвилі. Під час генерації коефіцієнт підсилення повинен прямувати до нескінченності, але нашими розрахунками ми не можемо цього (нескінченності) досягти, оскільки вхідні параметри задаємо скінченною кількістю розрядів. Якщо довжину хвилі та інші параметри задаємо точніше, тобто з більшою кількістю десяткових розрядів, то отримаємо коефіцієнт більший, ніж 10^5 .

Якщо лазерна генерація відбувається приблизно на довжині хвилі 0.6 мкм, то для таких активних середовищ використовується імпульсне нагнітання на подвоєній гармонії (532 нм) випромінювання лазера на основі YAG: Nd³⁺. Тому бажано досягти максимального поглинання у такій ґратці для довжині хвилі 532 нм. Завдяки цьому можемо добитися максимального перетворення енергії нагнітання на енергію лазерного випромінювання. Максимальне поглинання у ґратці досягається також за хвилеводного резонансу, причому, як показано на рис. 4, а, за певної величини уявної частини діелектричної проникності, яка повинна бути від'ємною. Кут падіння пучка нагнітання дорівнює 0.1920 рад ($\approx 11^\circ$). На рис. 4, б зображено залежність поглинання A активного середовища ґратки від довжини хвилі.

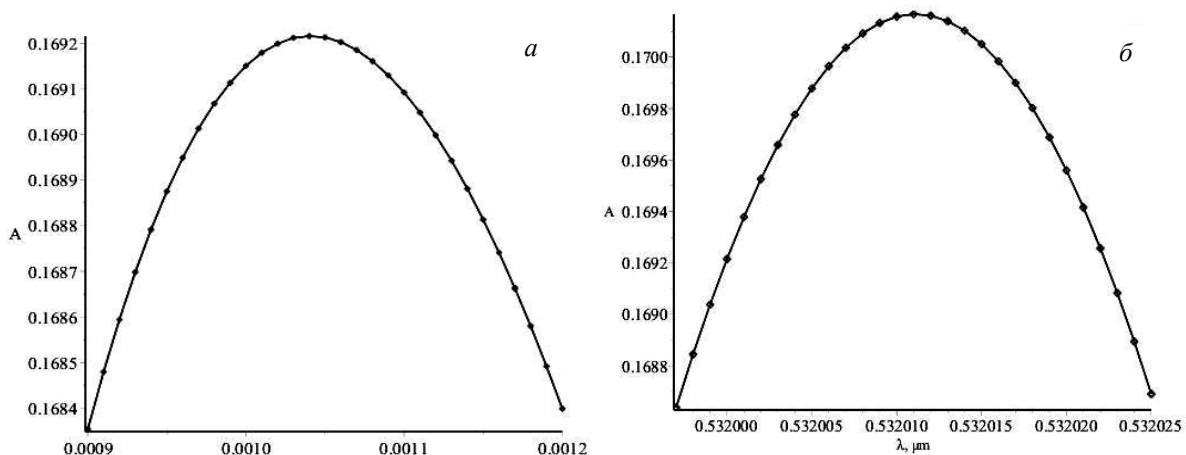


Рис. 4. Залежність поглинання активного середовища ґратки від (а) уявної частини діелектричної проникності та від (б) довжини хвилі

Як бачимо, можна отримати високе поглинання випромінювання нагнітання, що сприяє ефективному перетворенню енергії нагнітання на лазерне випромінювання. За цих параметрів ґратки максимальним поглинанням завдяки хвилеводному резонансу буде за певної величини уявної частини діелектричної проникності на довжині хвилі 532 нм. Уявну частину діелектричної проникності ϵ_{22} можна регулювати концентрацією активних центрів лазерного середовища. На довжині хвилі генерації та на довжині хвилі нагнітання в нас спостерігається хвилеводний резонанс, але кути поширення лазерного випромінювання і випромінювання нагнітання будуть різними.

Висновки

Метод зв'язаних хвиль достатньо ефективний для дослідження хвилеводних лазерів з розподіленим зворотним зв'язком. Цим методом можна визначити оптимальні умови нагнітання та параметри ґратки й активного середовища. Можна також стверджувати, що за резонансу хвилеводних мод у ґратці можна досягти максимального поглинання випромінювання нагнітання. Генерація випромінювання автоматично відбувається на тій довжині хвилі, на якій реалізується хвилеводний резонанс за виконання умов Бреґга другого порядку.

1. Tianrui Z., Xinping Z., and Zhaoguang P. Polymer laser based on active waveguide grating // *Optical Society of America*. 2011. Vol. 12 no. 7. 2. Cheng K., Xun L., and Yanping X. A Horn Ridge

Waveguide DFB Laser for High Single Longitudinal Mode Yield // *Journal of Lightwave Technology*. 2015. Vol. 33 no. 24. P. 5032–5037. 3. Kogelnik H., and Shank C. Coupled-wave theory of distributed feedback lasers // *Journal of Applied. Physics*. 1972. Vol. 43 no. 5. P. 2327. 4. Kranzelbinder G., and Leising G. Organic solid-state lasers // *Reports on Progress in Physics*. 2000. Vol. 63 no. 5. P. 729–762. 5. Ge C., Lu M., Jian X., Tan Y., and Cunningham B. Large-area organic distributed feedback laser fabricated by nanoreplica molding and horizontal dipping // *Optical Express*. 2010. Vol. 18 no. 12. P. 12980–12991. 6. Wenger B., Tétreault N., Welland M., and Friend R. Mechanically tunable conjugated polymer distributed feedback lasers // *Applied Physics Letters*. 2010. Vol. 97 no. 19. P. 193303. 7. Namdas E., Tong M., Ledochowitsch P., Mednick S., Yuen J., Moses D., and Heeger A. Low thresholds in polymer lasers on conductive substrates by distributed feedback nanoimprinting: progress toward electrically pumped plastic lasers // *Advanced Materials*. 2009. Vol. 21 no. 7. P. 799–802. 8. Фітьо В., Бобицький Я. Оптична дифракція на періодичних структурах. Львів: Видавництво Львівської політехніки. 2013. 300 с. 9. Moharam M., Gaylord T. Rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction // *Journal of the Optical Society of America A*. 1983. Vol. 73 no. 4. P. 451–455. 10. Шестопалов В., Сиренко Ю. Динамическая теория решеток. – К.: Наукова думка, 1989. – 214 с. 11. Fitio V., Bobitski Y. Diffraction analysis by periodic structures using a method of coupled waves // *Optoelectronics Review*. 2005. Vol. 13 no. 4. P. 331–339. 12. Haidner H., Kipter P., Sheridan J. at all. Polarizing reflection grating beamsplitter for the 10.6- m wavelength // *Optical Engineering*. 1993. Vol. 32 no. 8. P. 1860–1865. 13. Destouches N., Poimier J.-C., Parriaux O., Clausnitzer T., Lyndin N., Tonchev S. Narrow band resonant grating of 100 % reflection under normal incidence // *Optics Express*. 2006. Vol. 14 no. 26. P. 12613–12622. 14. Ярув А. Оптические волны в кристаллах // А Ярув, П. Юх: пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 616 с.

References

1. Tianrui, Z., Xinping, Z., and Zhaoguang, P. (2011), “Polymer laser based on active waveguide grating”, *Optical Society of America*, vol. 12 no. 7. 2. Cheng, K., Xun, L., and Yanping X. (2015), “A Horn Ridge Waveguide DFB Laser for High Single Longitudinal Mode Yield”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33 no. 24, pp. 5032–5037. 3. Kogelnik, H., and Shank, C. (1972), “Coupled-wave theory of distributed feedback lasers”, *Journal of Applied. Physics*, vol. 43 no. 5, pp. 2327. 4. Kranzelbinder G., and Leising G. (2000) Organic solid-state lasers. *Reports on Progress in Physics*, vol. 63 no. 5, pp. 729–762. 5. Ge, C., Lu, M., Jian, X., Tan, Y., and Cunningham, B. (2010), “Large-area organic distributed feedback laser fabricated by nanoreplica molding and horizontal dipping”, *Optical Express*, vol. 18 no. 12, pp. 12980–12991. 6. Wenger, B., Tétreault, N., Welland, M., and Friend, R. (2010), “Mechanically tunable conjugated polymer distributed feedback lasers”, *Applied Physics Letters*, vol. 97 no. 19, pp. 193303. 7. Namdas, E., Tong, M., Ledochowitsch, P., Mednick, S., Yuen, J., Moses, D., and Heeger, A. (2009), “Low thresholds in polymer lasers on conductive substrates by distributed feedback nanoimprinting: progress toward electrically pumped plastic lasers”, *Advanced Materials*, vol. 21 no. 7, pp. 799–802. 8. Фітьо В., Бобицький Я. (2013) Оптична дифракція на періодичних структурах. – Львів: Видавництво Львівської політехніки. – 300 с. 9. Moharam M., Gaylord T. (1983) Rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction. *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 73 no. 4, pp. 451–455. 10. Шестопалов В., Сиренко Ю. (1989) Динамическая теория решеток. – К.: Наукова думка, 214 с. 11. Fitio V., Bobitski Y. (2005) Diffraction analysis by periodic structures using a method of coupled waves. *Optoelectronics Review*, vol. 13 no. 4, pp. 331–339. 12. Haidner H., Kipter P., Sheridan J. at all. (1993) Polarizing reflection grating beamsplitter for the 10.6- m wavelength. *Optical Engineering*, vol. 32 no. 8, pp. 1860–1865. 13. Destouches N., Poimier J.-C., Parriaux O., Clausnitzer T., Lyndin N., Tonchev S. (2006) Narrow band resonant grating of 100 % reflection under normal incidence. *Optics Express*, vol. 14 no. 26, pp. 12613–12622. 14. Ярув А. (1987) Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир. – 616 с.