

THIẾT KẾ BUỒNG CỘNG HƯỞNG CHO LASER RẮN Nd:GLASS ĐƯỢC BƠM BẰNG LASER DIODE

Nguyễn Văn Hào^{1*}, Phạm Thế Tân², Trịnh Thị Linh¹, Nguyễn Việt Hoàng³

¹Trường Đại học Khoa học - ĐH Thái Nguyên,

²Trường Đại học Sư phạm Kỹ thuật Hưng Yên,

³Trường Cao đẳng Sư phạm Thái Nguyên

TÓM TẮT

Chúng tôi trình bày các kết quả trong việc nghiên cứu, thiết kế tối ưu buồng cộng hưởng laser rắn Nd:glass được bơm bằng laser diode. Các nghiên cứu được tính toán nhờ sử dụng mô hình ma trận truyền chùm Gauss ABCD trong buồng cộng hưởng. Kết quả nghiên cứu đã chỉ ra ảnh hưởng của vị trí gương cầu, góc gấp gương cầu và độ dài các cánh lên kích thước chùm Gauss (kích thước thước mode laser) cũng như sự hoạt động ổn định của laser. Các thiết kế buồng cộng hưởng cho laser Nd:glass được bơm bằng laser diode được thảo luận cho cấu hình buồng cộng hưởng hình chữ Z.

Từ khóa: Buồng cộng hưởng quang học, laser rắn bơm bằng diode, laser rắn Nd:glass, thiết kế buồng cộng hưởng laser

Ngày nhận bài: 27/02/2019; Ngày hoàn thiện: 16/4/2019; Ngày duyệt đăng: 07/5/2019

DESIGN OF THE DIODE-PUMPED SOLID-STATE Nd:GLASS LASER CAVITY

Nguyen Van Hao^{1*}, Pham The Tan², Trinh Thi Linh¹, Nguyen Viet Hoang³

¹University of Science – TNU,

²Hung Yen University of Technology and Education,

³Thai Nguyen College of Education

ABSTRACT

We present our study of optimal design for resonators of diode end-pumped solid state Nd:glass laser. Using ABCD matrices, we can calculate the fundamental Gaussian of the cavity for CW operation inside the stability ranges of the resonator. We found that the arms length and mirrors position affect the laser mode size and its stability condition. The cavity designs for a solid-state Nd:glass laser pumped by laser diode is discussed for the Z-folded cavity configuration.

Keywords: Optical resonator, diode end-pumped lasers, solid-state lasers, Nd:glass laser, cavity design

Received: 27/02/2019; Revised: 16/4/2019; Approved: 07/5/2019

* Corresponding author: Tel: 0989 348258; Email: haonv@tnus.edu.vn

1. Mở đầu

Các laser rắn femto-giây trong vùng hồng ngoại gần $\sim 1 \mu\text{m}$ được bơm bằng laser diode là những nguồn sáng nhỏ gọn và rất hấp dẫn cho nhiều ứng dụng như nguồn khuếch đại công suất đỉnh cực cao, bơm cho các bộ phát thông số, đo lường cực nhanh, kỹ thuật y-sinh và quang phổ học và quá trình vật liệu [1-6]. Nd:glass là một vật liệu laser băng rộng cho phép phát được các xung femto-giây ở bước sóng quanh $1 \mu\text{m}$ với tâm vùng hấp thụ mạnh gần bước sóng 808 nm, nên nó cho phép bơm trực tiếp bằng các laser diode bán dẫn [7-10]. Nhờ bơm bằng laser diode nên laser Nd:glass hoạt động hiệu quả và cho hiệu suất quang khá cao, tuy nhiên hiệu suất laser lại phụ thuộc rất nhiều vào sự tối ưu của buồng cộng hưởng và bơm quang học. Cấu trúc của các laser rắn bơm bằng laser diode yêu cầu sự thiết kế chính xác buồng cộng hưởng laser. Để đạt được hiệu suất laser cao chúng ta cần một buồng cộng hưởng ổn định và sự chong chấp tốt giữa mode laser và mode bơm [11-19].

Trong bài báo này, chúng tôi trình bày các kết quả tính toán trong việc thiết kế tối ưu cho buồng cộng hưởng laser rắn Nd:glass được bơm bằng laser diode ở bước sóng 808 nm nhờ sử dụng mô hình ma trận lan truyền chùm Gauss ABCD trong buồng cộng hưởng. Buồng cộng hưởng được thiết kế trong trường hợp này là buồng cộng hưởng dạng chữ Z. Laser diode dùng làm nguồn bơm cho laser Nd:glass có bán kính eo chùm cỡ từ 20 - 50 μm . Do đó, các tính toán đều mong muốn đạt được kích thước mode laser cỡ từ 20 - 50 μm để có thể tối ưu công suất laser ra.

2. Thiết kế buồng cộng hưởng laser Nd:GLASS

Buồng cộng hưởng laser Nd:glass được bơm bằng laser diode ở bước sóng 808 nm mà chúng tôi thiết kế bao gồm 4 gương theo cấu hình quang học có dạng hình chữ Z (như được chỉ ra trong Hình 1). Hình thể laser Nd:glass

dài 4 mm, hai đầu được cắt theo góc Brewster để giảm tối thiểu mất mát do phản xạ.

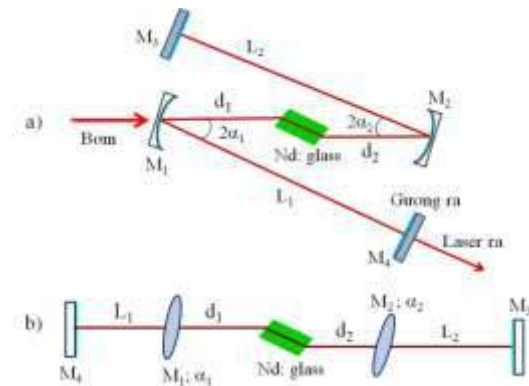
Theo lý thuyết về chùm sáng có phân bố cường độ dạng Gauss được biểu diễn dưới dạng:

$$I(r) = I_0 \exp\left(-2 \frac{r^2}{w_0^2}\right) \quad (1)$$

và thông số phức q của chùm Gauss được xác định [13, 15, 17]:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (2)$$

trong đó, $w(z)$ là bán kính của tiết diện chùm; $R(z)$ là bán kính cong mặt đẳng pha của chùm Gauss và λ là bước sóng của ánh sáng laser.



Hình 1. (a) Cấu hình buồng cộng hưởng laser rắn Nd:glass được bơm bằng laser diode (dạng hình chữ Z) và (b) là buồng cộng hưởng tương đương (dạng tuyến tính)

Tham số chùm phức q ở một mặt phẳng với vị trí z trong buồng cộng hưởng được xác định nhờ định luật ma trận truyền chùm tia ABCD [13, 15]:

$$\frac{1}{q_{out}} = \frac{C + (D/q_{in})}{A + (B/q_{in})} \quad (3)$$

ở đây, A , B , C và D là các thành phần của ma trận truyền mô tả sự truyền của chùm tia hoàn thành một vòng trong buồng cộng hưởng laser. Ở một điểm bất kỳ trong hệ quang, bán kính chùm phức này có thể thu được với ma trận truyền ABCD, các yếu tố của ma trận A , B , C và D có chứa thông tin về tất cả các yếu tố quang học giữa điểm đầu vào và đầu ra bất kỳ.

Hiệu ứng của các linh kiện quang học không đối xứng như tinh thể cắt theo góc Brewster cũng tạo ra các chùm Gauss bị quang sai. Các chùm này có kích thước, mặt sóng và vị trí eo chùm khác nhau trong cả hai mặt phẳng trực giao gồm mặt phẳng chứa tia tới gọi là mặt phẳng *T* (Tangential) và mặt phẳng vuông góc với mặt phẳng tới được gọi là mặt phẳng *S* (Sagittal) (như được chỉ ra trong Hình 2). Nói cách khác, do thiếu tính đối xứng trục của buồng cộng hưởng nên eo chùm dọc theo hai mặt phẳng *T* và *S* có thể không chồng chập được với nhau do sự quang sai. Do đó, các hiệu ứng do quang sai phải được tính đến khi tính toán thiết kế buồng cộng hưởng laser ổn định. Có hai độ dài tiêu cự của gương cầu được thay thế bằng các thấu kính (Hình 1b) với tiêu cự $f_S = R/(2\cos\alpha)$ và $f_T = (R \cos\alpha)/2$ [13, 15]. Độ dài hiệu dụng của tinh thể laser cắt theo góc Brewster cũng được thay thế bằng các độ dài là $l_S = l/n$ và $l_T = l/n^3$ [13, 15]. Tham số chùm phức trong cho một lần đi trong buồng cộng hưởng laser từ vị trí gương M_4 có thể xác định từ ma trận $ABCD_1$:

$$ABCD_1 = M_{L_2} M_{M_2} M_{d_2} M_{Nd} M_{d_1} M_{M_1} M_{L_1} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

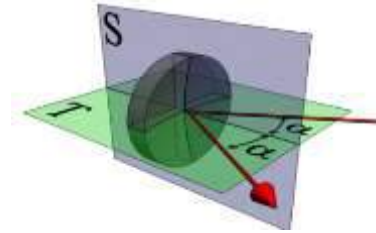
Khi chùm sáng đi theo chiều ngược lại, ta có ma trận $ABCD_2$ như sau:

$$ABCD_2 = \begin{bmatrix} D_1 & B_1 \\ C_1 & A_1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

Khi chùm sáng đi được một vòng trong buồng cộng hưởng thì ta có ma trận $ABCD$, với

$$ABCD = ABCD_2 \cdot ABCD_1 \quad (6)$$

Điều kiện để buồng cộng hưởng laser ổn định là: $|(A + D)/2| \leq 1$ (nghĩa là tham số ổn định $(A+D)/2$ cần nằm trong đoạn giá trị từ -1 tới +1) [13, 15, 19].

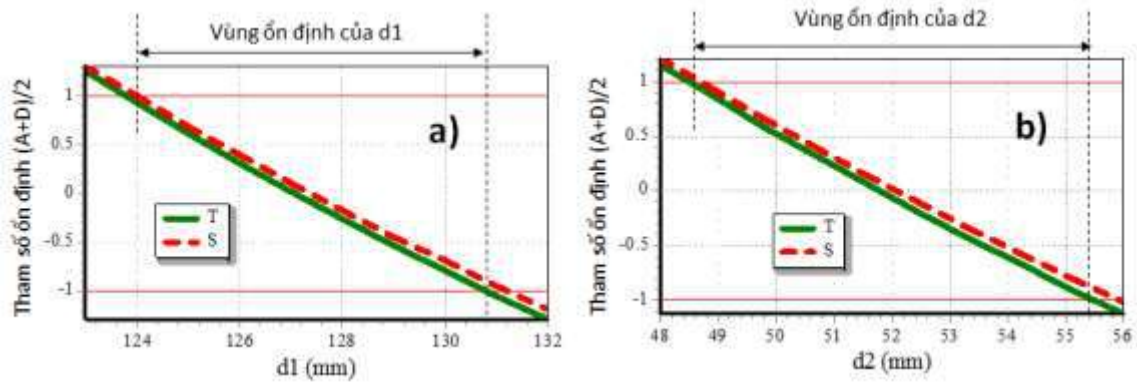


Hình 2. Các mặt phẳng tangential (mặt phẳng chứa tia tới) và sagittal (mặt phẳng vuông góc với mặt phẳng tới) từ gương cầu

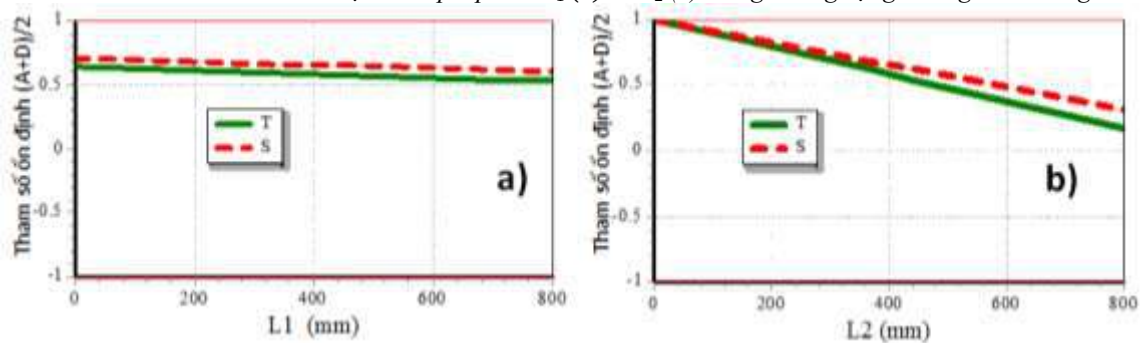
3. Kết quả và thảo luận

Hình 3 chỉ ra đồ thị mô tả dải ổn định của d_1 (Hình 3a) và d_2 (Hình 3b). Kết quả cho thấy, các khoảng cách d_1 và d_2 chỉ được nằm trong một dải khá hẹp mà ở đó buồng cộng hưởng của laser Nd:glass còn có thể hoạt động ổn định (nghĩa là tham số ổn định phải nằm trong khoảng từ -1 đến +1). Như vậy, d_1 chỉ có thể thay đổi từ ~ 124 mm đến ~131 mm và d_2 chỉ có thể thay đổi trong khoảng từ 48,5 – 55,5 mm thì buồng cộng hưởng laser là ổn định. Điều này cho thấy vị trí của các gương cầu M_1 và M_2 cũng chỉ có thể dịch chuyển trong các khoảng tương ứng ở trên.

Hình 4 chỉ ra đồ thị mô tả dải ổn định của hai cánh gấp của buồng cộng hưởng L_1 (Hình 4a) và L_2 (Hình 4b) của laser Nd:glass trong cả hai mặt phẳng *T* và *S*. Kết quả cho thấy, khoảng gấp từ gương M_1 tới gương ra M_4 ứng với L_1 có độ ổn định tương đối cao. Đồng thời kích thước mode của hai mặt phẳng *T* và *S* khá gần nhau khi tăng khoảng cách L_1 . Trong khi đó, khoảng gấp từ gương M_2 tới gương phản xạ cao M_3 tương ứng với khoảng L_2 lại có độ ổn định thấp hơn và càng dịch gương M_3 ra xa tinh thể laser thì buồng cộng hưởng có xu hướng không còn ổn định nữa và kích thước chùm theo hai mặt phẳng *T* và *S* càng tăng lên. Điều này chỉ ra, khi thiết kế buồng cộng hưởng laser trong thực tế thì khoảng cách đối với cánh L_1 chúng ta có thể kéo dài trong khoảng 1 m mà chùm laser trong buồng cộng hưởng ít bị thay đổi và vẫn nằm trong khoảng ổn định. Trong khi đó, đối với cánh L_2 , khi chúng ta càng kéo dài thì bán kính chùm đối với hai mặt phẳng *T* và *S* của chùm càng có xu hướng lệch nhau, do đó, nó làm méo chùm laser.

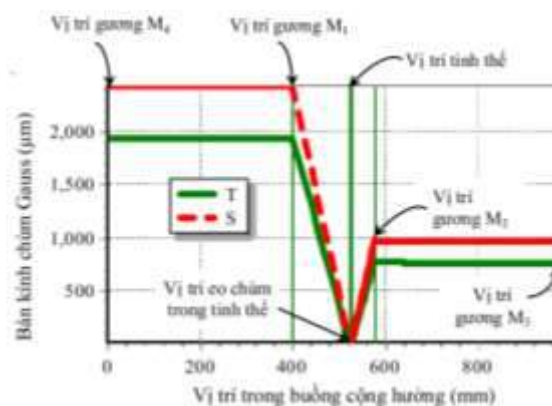


Hình 3. Giảm đồ mô tả dải ổn định cho phép của d_1 (a) và d_2 (b) trong buồng cộng hưởng laser Nd:glass

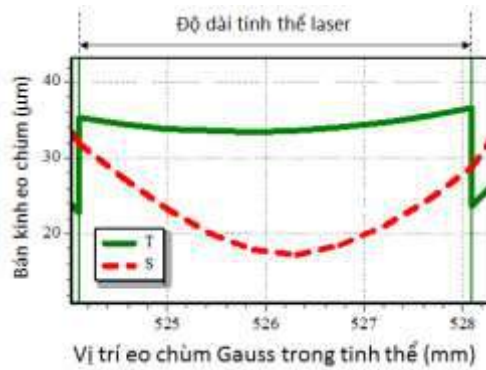


Hình 4. Giảm đồ mô tả dải ổn định cho phép của hai cánh gấp của buồng cộng hưởng laser Nd:glass

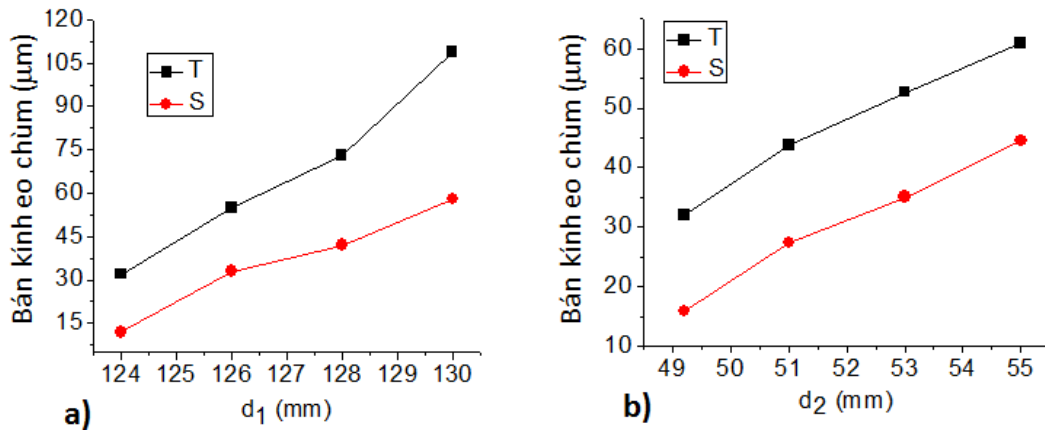
Hình 5 chỉ ra chùm Gauss đi trong buồng cộng hưởng laser trong cả hai mặt phẳng T và S bắt đầu từ gương M_4 của laser Nd:glass. Kết quả cho thấy, dựa vào đồ thị này ta có thể xác định được vị trí của các gương M_1 , M_2 , M_3 , M_4 và tính thể trong buồng cộng hưởng laser một cách chính xác khi ta chế tạo hệ laser trong thực nghiệm. Đồng thời đồ thị cũng chỉ ra độ rộng eo chùm Gauss trong tinh thể trong cả hai mặt phẳng T và S . Bán kính eo chùm Gauss trong tinh thể $\sim 18 \mu\text{m}$ trong mặt phẳng S và $\sim 34 \mu\text{m}$ trong mặt phẳng T và hai chùm này khá đồng dạng với nhau (Hình 6). Điều này chứng tỏ mode laser trong hai mặt phẳng T và S chồng chập khá tốt với nhau, do đó chúng ta có thể tối ưu công suất laser ra tại các tham số buồng cộng hưởng này.



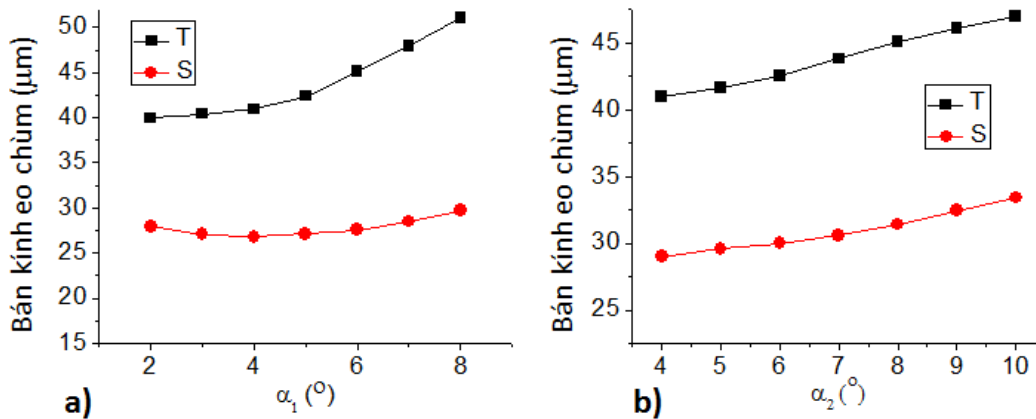
Hình 5. Chùm Gauss đi trong buồng cộng hưởng laser Nd:glass bắt đầu từ vị trí tại gương M_4 ứng với các tham số buồng cộng hưởng: $d_1 = 124,1 \text{ mm}$; $d_2 = 49,3 \text{ mm}$; tinh thể Nd:glass (dài $l = 4 \text{ mm}$; chiết suất $n = 1,55$); các khoảng gấp $L_1 = L_2 = 400 \text{ mm}$; hai gương cầu M_1 và M_2 có bán kính cong lần lượt 250 mm và 100 mm ; các góc gấp của hai gương cầu M_1 và M_2 tương ứng với $\alpha_1 = 5^\circ$ và $\alpha_2 = 7^\circ$ tại bước sóng laser 1054 nm



Hình 6. Phóng đại eo chùm Gauss trong tinh thể laser từ Hình 5



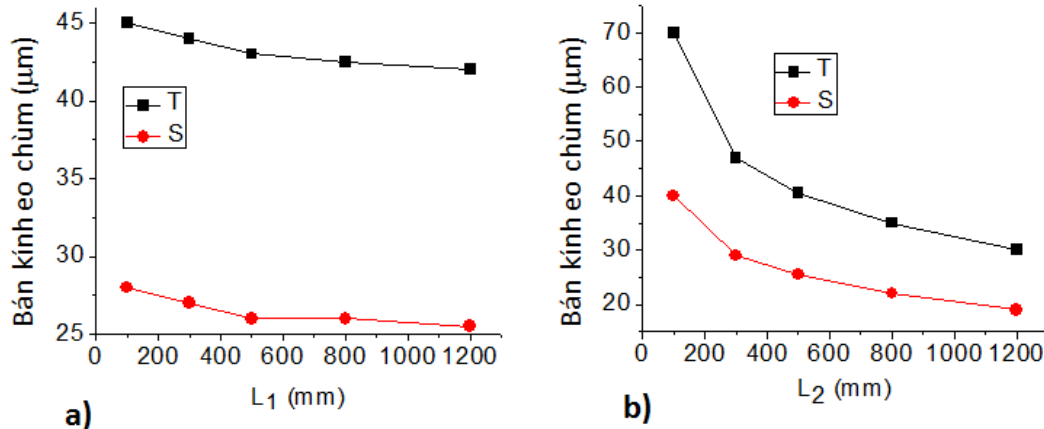
Hình 7. Độ rộng eo chùm Gauss trong tinh thể laser phụ thuộc vào các khoảng cách d_1 (a) với $d_2 = 49,3$ mm và d_2 (b) với $d_1 = 124,8$ mm trong cả hai mặt phẳng T và S khi $\alpha_1 = 5^\circ$; $\alpha_2 = 7^\circ$; $L_1 = L_2 = 400$ mm



Hình 8. Độ rộng eo chùm Gauss trong tinh thể laser phụ thuộc vào các góc gập α_1 (a) với $\alpha_2 = 7^\circ$ và α_2 (b) với $\alpha_1 = 5^\circ$ trong cả hai mặt phẳng T và S khi $d_1 = 124,8$ mm; $d_2 = 49,3$ mm; $L_1 = L_2 = 400$ mm

Hình 7, 8 và 9 là các đồ thị mô tả độ rộng eo chùm Gauss trong tinh thể ở cả hai mặt phẳng T và S (trong điều kiện bù cộng hưởng còn hoạt động ổn định) phụ thuộc vào các khoảng cách d_1 và d_2 (Hình 7); các góc gập của gương cầu α_1 và α_2 (Hình 8) và các cánh gập L_1 và L_2 (Hình 9). Nhìn chung, khi thay đổi các giá trị này thì eo chùm Gauss trong tinh thể laser ở cả hai mặt phẳng T và S có xu hướng thay đổi theo. Tùy theo mục đích khi thiết kế bù cộng hưởng cho laser rắn Nd:glass mà ta có thể điều chỉnh các khoảng cách, các góc gập và các cánh gập cho phù hợp để ta có sự chồng chập tốt nhất giữa mode bù cộng hưởng (mode laser) và mode bơm trong điều

kiện buồng cộng hưởng còn hoạt động ổn định. Như vậy, trong thực nghiệm chế tạo các laser rắn nói chung và laser rắn Nd:glass bơm bằng laser diode nói riêng, chúng ta đặc biệt cần quan tâm tới việc thiết kế tối ưu buồng cộng hưởng trước khi bắt tay vào lắp đặt, bởi vì khi đó chúng ta mới có thể biết được vị trí các gương, tinh thể ở đâu để cho laser hoạt động ổn định nhất và có hiệu suất cao nhất.



Hình 9. Độ rộng eo chùm Gauss trong tinh thể laser phụ thuộc vào các cánh gấp L_1 (a) với $L_2 = 400$ mm và L_2 (b) với $L_1 = 400$ mm trong cả hai mặt phẳng T và S khi $d_1 = 124,8$ mm; $d_2 = 49,3$ mm; $\alpha_1 = 5^\circ$; $\alpha_2 = 7^\circ$

4. Kết luận

Chúng tôi đã tính toán kích thước mode laser rắn Nd:glass cho cấu hình buồng cộng hưởng hình chữ Z với sự biến đổi vị trí không gian của các gương. Kết quả cho thấy, vị trí của các gương, góc gấp gương và độ dài các cánh đều ảnh hưởng tới kích thước eo chùm Gauss cũng như độ ổn định của buồng cộng hưởng. Nhờ đó, người ta có thể tìm được chỉ một vài vị trí mà ở đó buồng cộng hưởng laser có thể hoạt động ổn định và hiệu quả khi kích thước mode laser chồng chập tốt với mode bơm. Trong thực nghiệm, laser sẽ cho hiệu suất cao nhất nếu tất cả các điều kiện này được thỏa mãn.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

[1]. J. T. Hunt, "High peak power Nd: glass laser facilities for end users", *Proc. SPIE*, vol. 1410, *Solids State Lasers II*, pp. 2-14, 1991.
 [2]. M. Mielke, X. Peng et al., "Industrial femtosecond laser systems and applications in precision machining of glass and metal", *ICALEO*, pp. 712 - 719, 2013.
 [3]. Bo Zhang, Xiaofeng Liu, Jianrong Qiu, "Single femtosecond laser beam induced nanogratings in transparent media - Mechanisms

and applications", *Journal of Materiomics*, 5, pp. 1- 14, 2019.

[4]. W. Sibbett, A. A. Lagatsky, and C. T. A. Brown, "The development and application of femtosecond laser systems", *Optics Express*, Vol. 20, No. 7, pp. 6989-7001, 2013.
 [5]. Sungil Kim, Jeongtae Kim, Yeun-Ho Joung, Jiyeon Choi, and Chiwan Koo, "Bonding Strength of a Glass Microfluidic Device Fabricated by Femtosecond Laser Micromachining and Direct Welding", *Micromachines* 9, 639, pp. 2-11, 2018.
 [6]. Koji Sugioka, "Progress in ultrafast laser processing and future prospects", *Nanophotonics* 2017, 6(2), pp. 393-413, 2017.
 [7]. J. Furthner and A. Penzkofer, "Emission spectra and cross-section spectra of neodymium laser glasses", *Optical and Quantum Electronics*, 24, pp. 591-601, 1992.
 [8]. A. Agnesi, F. Pirzio, and G. Reali, "Low-threshold femtosecond Nd:glass laser," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 9171-9176, 2009.
 [9]. Antonio Agnesi et al, "Femtosecond Nd:Glass Lasers Pumped by Single-Mode Laser Diodes and Mode Locked With Carbon Nanotube or Semiconductor Saturable Absorber Mirrors", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 18, No. 1, 2012.
 [10]. J. Aus der Au, F. H. Loesel, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, "Femtosecond diode-pumped Nd:glass laser with more than 1 W

- of average output power", *Opt. Lett.*, Vol. 23, No. 4, pp. 271-273, 1998.
- [11]. D. M. Kane and M. H. Dunn, Stability calculations for a commercial ring dye laser resonator with two foci, *Opt. Commun.* 48, pp. 295-300, 1984.
- [12]. K. K. Li, "Stability and astigmatic analysis of a six-mirror ring cavity for mode-locked dye lasers", *Appl. Opt.* 21, pp. 967-970, 1982.
- [13]. D. M. Kane, "Ti:sapphire laser cavity mode and pump-laser mode calculations", *Appl. Opt.*, Vol. 33, No. 18, pp. 3849-385, 1994.
- [14]. H. Castillo-Matadamas and R. Quintero-Torres, "Improvement of the Operation Parameters for a Cr:LiSAF Ultrashort-Pulsed Laser", *Laser Physics*, Vol. 18, No. 3, pp. 246–252, 2008.
- [15]. Nguyen Van Hao, Pham Van Duong, Pham Hong Minh, Do Quoc Khanh, and Antonio Agnesi, "Design and development of the folded 4-mirror resonators for diode end-pumped solid-state Cr:LiSAF lasers", *Communication in Physics*, Vol. 24, No. 3S2, pp. 109-120, 2014.
- [16]. Shai Yefet and Avi Pe'er, "A Review of Cavity Design for Kerr Lens Mode-Locked Solid-State Lasers", *Appl. Sci.* 2013, 3, pp. 694-724, 2013.
- [17]. Xing LiuXing LiuKevin, CassouKevin Cassou et al., "Laser frequency stabilization using folded cavity and mirror reflectivity tuning", *Optics Communications*, 369, pp. 84-88, 2016.
- [18]. O. V. Martynova, S. V. Kurashkin, A. P. Zinoviev, and A. P. Savikin, "Optimization of a Cr:ZnSe laser with a z-fold cavity", *Journal of Optical Technology*, Vol. 84, Issue 10, pp. 664-668, 2017.
- [19]. Sree Nirmillo Biswash Tushar et al., "Modeling and Analysis of Z Folded Solid State Laser Cavity with Two Curved Mirrors", *International Journal of Microwave and Optical Technology*, Vol. 13, No. 3, pp. 244-253, 2018.

