

*Hội nghị Khoa học kỷ niệm 40 năm ngày thành lập Viện Hàn lâm KH&CN Việt Nam
Tiểu ban Công nghệ thông tin, Điện tử, Tự động hóa và Công nghệ vũ trụ
Hà Nội, 7/10/2015*

Nghiên cứu laser Cr:LiSAF toàn rắn được bơm bằng laser diode

Nguyễn Văn Hảo^{1,2}, Phạm Văn Dương¹, Phạm Hồng Minh¹ và Nguyễn Đại Hưng¹

¹ Trung tâm Điện tử học Lượng tử, Viện Vật lý, Số 10 – Đào Tấn, Ba Đình, Hà Nội

² Trường Đại học Khoa học, Đại học Thái Nguyên, Phường Tân Thịnh, TP. Thái Nguyên

Email: haonv@tnus.edu.vn

Tóm tắt

Chúng tôi trình bày các nghiên cứu về việc thiết kế và phát triển hệ laser toàn rắn Cr:LiSAF được bơm bằng laser diode. Nhờ sử dụng mô hình lan truyền chùm Gauss ABCD, các buồng cộng hưởng gấp bằng 4 gương cho laser Cr:LiSAF được bơm bằng laser diode đã được thiết kế. Ngưỡng bơm thấp và khả năng hoạt động hiệu quả của laser Cr:LiSAF trong cấu hình buồng cộng hưởng gấp 4 gương chứng tỏ các kết quả tính toán lý thuyết phù hợp tốt với các kết quả thực nghiệm.

Abstract

We present the design and development of diode end-pumped solid-state Cr:LiSAF lasers. Using the ABCD formalism for intra-cavity Gaussian beam, folded four-mirror resonators were designed for all solid-state Cr:LiSAF diode end-pumped lasers. Low pumping threshold and effective and feasible all solid state Cr:LiSAF laser operations with the folded four-mirror resonators demonstrate that the calculated results are in good agreement with the experimental ones.

1. Mở đầu

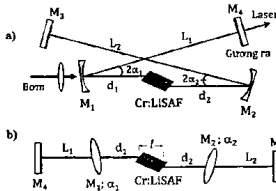
Các nguồn laser rắn phát xung ngắn, có khả năng điều chỉnh bước sóng trong một dải phổ rộng, được bơm bằng laser diode ngày càng được quan tâm nghiên cứu và phát triển, vì nó có rất nhiều ứng dụng trong khoa học và công nghệ (Ursula Keller, 2003, Richard Scheps, 2002 và S. A. Payne, 1989). Giữa các môi trường laser rắn được bơm bằng laser diode, Cr:LiSAF là một môi trường khuếch đại quang băng rộng tương đương với Ti:sapphire (P. F. Moulton, 1986 và S. A. Payne, 1989). Dính phổ hấp thụ rộng của Cr:LiSAF dịch về gần 670 nm cho phép bơm trực tiếp bằng laser diode giá thấp, điều này làm giảm đáng kể giá thành của laser rắn Cr:LiSAF (S. A. Payne, 1989). Tích số giữa tiết diện phát xạ và thời gian sống huỳnh quang ($4,8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \times 67 \mu\text{s}$) lớn hơn Ti:sapphire ($4,06 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \times 3,2 \mu\text{s}$) giúp laser Cr:LiSAF có ngưỡng bơm là khá thấp (S. A. Payne, 1989 và (P. F. Moulton, 1986). Việc phát triển các hệ laser rắn được bơm bằng laser diode yêu cầu cần thiết để một cách chính xác buồng cộng hưởng laser. Các yêu cầu của buồng cộng hưởng cho laser làm việc hiệu quả cao lại phụ thuộc mạnh vào chế độ hoạt động của laser, chẳng hạn như chế độ liên tục hoặc xung ngắn. Trong trường hợp laser hoạt động liên tục, tính ổn định trong hoạt động laser như là hàm của bán kính eo chùm trong môi trường laser, nhưng trong hoạt động laser khóa mode thụ động, tính ổn định trong hoạt động laser như là hàm của bán kính eo chùm trong cả môi trường laser và bộ hấp thụ bão hòa (Ivaylo Nikolov, 2003 và N. V. Hao, 2014).

Trong bài báo này, chúng tôi trình bày các kết quả về hoạt động của laser Cr:LiSAF trong chế độ liên tục được bơm bằng các diode đơn mode trên cơ sở thiết kế buồng cộng hưởng dựa trên sự lan truyền chùm Gauss ABCD trong buồng cộng hưởng. Buồng cộng hưởng được thiết kế cho hoạt động của laser rắn Cr:LiSAF được bơm bằng laser diode dựa trên cấu hình chữ X. Eo chùm Gauss trong buồng cộng hưởng có thể thu được với kích thước khá nhỏ ($< 20 \mu\text{m}$) và có thể thay được khi các tham số buồng cộng hưởng như bán kính cong của các gương hay chiều dài buồng cộng hưởng thay đổi. Kết quả thu được cho thấy, laser Cr:LiSAF có thể hoạt động ổn định ở TEM mode cơ bản với ngưỡng laser thấp tới 11,3 mW và hiệu suất laser đạt tới 35,6 %.

2. Thiết kế buồng cộng hưởng

Mục đích của chúng tôi trong bài báo này là để thiết kế buồng cộng hưởng cho laser rắn Cr:LiSAF được bơm bằng laser diode trong hoạt động liên tục. Các buồng cộng hưởng này cần đáp ứng yêu cầu của vết hội tụ đủ nhỏ và độ dài đủ lớn (để hướng tới phát triển các hệ laser khóa mode sau này) hay buồng cộng hưởng với các cánh gấp hoặc tương đương, do đó, cấu hình buồng cộng hưởng 4 gương gấp dạng chữ X đã được xem xét trong các khảo sát của chúng tôi.

Buồng cộng hưởng laser rắn Cr:LiSAF được bơm dọc bằng laser diode mà chúng tôi thiết kế gồm 4 gương theo cấu hình như được chỉ ra trong Hình 1, gồm hai gương phẳng và hai gương cầu để hội tụ chùm laser vào trong tinh thể. Một gương phẳng có độ phản xạ cao (M_3) và một gương phẳng còn lại có độ phản xạ thấp hơn là gương ra (M_4).



Hình 1: (a) Cấu hình BCH laser rắn Cr:LiSAF 4 gương gấp theo hình chữ X và (b) BCH trong đường (dạng tuyến tính).

Tinh thể laser Cr:LiSAF dài 4 mm và hai đầu được cắt theo góc Brewster. Vì tinh thể Cr:LiSAF có tiết diện phát xạ khá thấp nên để có thể tối ưu công suất laser lối ra, chúng tôi cần phải tính toán thiết kế BCH laser sao cho có sự chồng chập tốt nhất giữa mode laser trong tinh thể và mode bơm. Chúng tôi đã sử dụng mô hình ma trận truyền chùm Gauss ABCD để tính toán vùng ổn định của BCH, eo chùm laser trong tinh thể và chất hấp thụ bão hòa cho việc tối ưu vị trí của các gương laser.

Hiệu ứng của các linh kiện quang học không đối xứng như tinh thể cắt theo góc Brewster cũng gây ra các chùm Gauss bị quang sai. Các chùm này có kích thước vết, mật sóng và vị trí eo chùm là khác nhau trong hai mặt phẳng trực giao gọi là mặt phẳng Tangential (T) - mặt phẳng tới và mặt phẳng Sagittal (S) - mặt phẳng vuông góc với mặt phẳng tới. Nói cách khác, do thiếu tính đối xứng trục của BCH nên bán kính eo chùm Gauss dọc theo hai mặt phẳng T và S có thể không chồng chập được với nhau do quang sai. Do đó, các hiệu ứng do quang sai phải được tính đến khi tính toán thiết kế BCH laser ổn định. Tuy nhiên, sự quang sai này có thể được bù trừ nếu có sự kết hợp của gương cầu đặt nghiêng ở một góc α thích hợp và một yếu tố không đối xứng trục như tinh thể cắt theo góc Brewster. Góc tới gương cầu để nén quang sai được xác định qua biểu thức sau (H. Kogelnik, 1972):

$$\cos \alpha = \frac{l_g}{2n_g r} \left(\frac{1}{n_g^2} - 1 \right) + \frac{1}{r} \sqrt{\left(\frac{l_g}{2n_g} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{n_g^2} \right)^2 + r^2} \quad (1)$$

trong đó, l_g và n_g lần lượt là độ dài và chiết suất của tinh thể laser; r là bán kính cong của gương cầu.

Vì các gương cầu trong BCH cũng được đặt ở các góc nghiêng α , chúng sẽ hội tụ các chùm tia song song trong hai mặt phẳng T và S ở các vị trí khác nhau nên các độ dài hiệu dụng của tinh thể laser Brewster cũng được thay thế bằng các độ dài là $l_s = l_g/n$ và $l_t = l_g/n^3$ (Hình 2) (D. M. Kane, 1994). Độ dài tiêu cự của gương cầu được thay thế bằng các tiêu cự hiệu dụng f_s và f_t như sau (D. M. Kane, 1994 và H. Castillo-Matadamas, 2008).

$$f_s = \frac{r}{2 \cos \alpha}; \quad f_t = \frac{r \cos \alpha}{2} \quad (2)$$

Các tính toán được thực hiện với việc sử dụng tham số chùm Gauss phức $q(z)$ và ma trận truyền $ABCD$ của mỗi yếu tố quang học trong BCH. Các tinh thể laser và bất kỳ các nguồn bù trừ quang sai nào khác đều phải được xem xét trong tính toán. Điều này dẫn đến (H. Kogelnik, 1996):

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{D-A}{2B} - i \frac{\left[1 - \left(\frac{D+A}{2} \right)^2 \right]^{1/2}}{B} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)} \quad (3)$$

Do đó, bán kính cong của mặt sóng $R(z)$ và bán kính eo chùm Gauss $\omega(z)$ có thể được cho bởi:

$$R(z) = \frac{2B}{D-A}; \quad \omega^2(z) = \frac{\lambda |B|}{\pi} \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{A+D}{2} \right)^2}} \quad (4)$$

ở đây, λ là bước sóng ánh sáng trong chân không.

Toàn bộ các ma trận truyền chùm Gauss qua một lần đi lại trong BCH có thể được xác định nhờ sử dụng tham số chùm phức $q(z)$ và ma trận lan truyền chùm tia $ABCD$:

$$M_i = \begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} \quad (5)$$

Điều kiện ổn định của buồng cộng hưởng laser:

$$\left| \frac{A_i + D_i}{2} \right| \leq 1 \quad (6)$$

trong đó, $i = T, S$ - là ký hiệu cho các mặt phẳng tangential và sagittal tương ứng.

Do các hiệu ứng quang sai, tham số chùm Gauss phức $q(z)$, ma trận truyền $ABCD$, tham số ổn định $(A+D)/2$ và các tham số chùm $\omega(z)$ và $R(z)$ là khác nhau trong hai mặt phẳng T và S . Khi quang sai của BCH được bù trừ trên gương ra thì

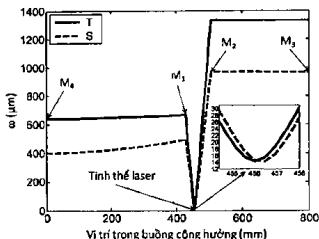
$$\omega_T(z) = \omega_S(z); \quad R_T(z) = R_S(z) \quad (7)$$

Phương trình (7) là tiêu chuẩn của sự bù trừ quang sai trong BCH laser.

Buồng cộng hưởng laser Cr:LiSAF (Hình 1), bao gồm tinh thể laser có chiều dài hình học $l = 4$ mm, nằm ở khoảng giữa hai gương cầu M_1 (có bán kính cong $r_1 = -50$ mm) và M_2 (có bán kính cong $r_2 = -100$ mm), với các khoảng cách d_1 (thường cố định) và d_2 , với d_2 là tham số biến đổi khi phân tích

tính ổn định của BCH. Gương phẳng M_1 là gương có độ phản xạ cao (được đặt tại vị trí cách gương cầu M_2 một khoảng L_2) và gương phẳng M_4 là gương ra (được đặt tại vị trí cách M_1 một khoảng L_1). Các cánh gấp L_1 và L_2 của BCH laser được gấp dưới các góc $2\alpha_1$ và $2\alpha_2$ tương ứng so với trục của chùm bơm (Hình 1 a).

Ma trận $ABCD$ của BCH tuyến tính này (Hình 1 b) được tính toán bằng cách bao gồm quang sai được đưa vào từ các gương cầu cũng như từ tinh thể laser được cắt theo góc Brewster với chiết suất $n_x \sim 1,41$. Hai quang sai này được sử dụng theo một cách để loại bỏ hiệu ứng của cả hai để nhận được một profile chùm không quang sai bên trong tinh thể. Ma trận đại lượng $ABCD$ của BCH tuyến tính 4 gương được tính toán bằng cách chọn mặt phẳng tham chiếu tại vị trí của gương phẳng M_4 . Các tính toán này được thực hiện trong cả hai mặt phẳng T và S . Chi tiết về các tính toán về tính ổn định và vị trí của các yếu tố quang học trong buồng cộng hưởng này được trình bày trong tài liệu (N. V. Hao, 2014).

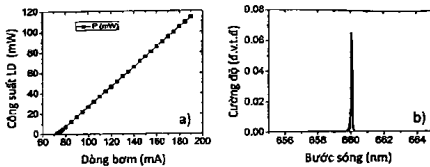


Hình 2: Chùm Gauss đi trong BCH laser Cr:LiSAF 4 gương gấp dạng chữ X trong cả hai mặt phẳng T và S bắt đầu từ vị trí tại gương M_4 ứng với các tham số BCH: $d_1 = 24,25$ mm; $d_2 = 48,95$ mm; tinh thể Cr:LiSAF (dài $l_g = 4$ mm; chiết suất $n_g = 1,41$); các khoảng gấp $L_1 = 430$ mm; $L_2 = 300$ mm; hai gương cầu M_1 và M_2 có bán kính cong lần lượt 50 mm và 100 mm; các góc tới của hai gương cầu M_1 và M_2 tương ứng với $\alpha_1 = 7,5^\circ$ và $\alpha_2 = 6^\circ$ tại bước sóng laser ~ 870 nm.

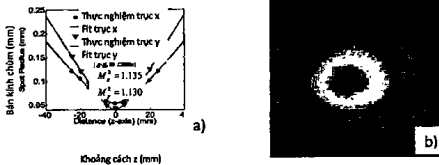
Hình 2 chỉ ra bán kính chùm Gauss trong BCH laser Cr:LiSAF 4 gương gấp dạng chữ X trong cả hai mặt phẳng T và S bắt đầu từ gương M_4 trong vùng ổn định thứ nhất. Kết quả cho thấy, dựa vào đồ thị này ta có thể xác định được vị trí của các gương M_1 , M_2 , M_3 , M_4 và tinh thể laser trong BCH một cách chính xác khi ta chế tạo hệ laser trong thực nghiệm. Đồng thời đồ thị cũng chỉ ra bán kính eo chùm Gauss trong tinh thể laser hoặc ở các vị trí bất kỳ trong BCH laser trong cả hai mặt phẳng T và S . Bán kính eo chùm Gauss trong tinh thể ~ 14 μm trong cả hai mặt phẳng T và S và hai chùm này khá đồng dạng với nhau. 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 ứng với các tham số buồng cộng hưởng này.

3. Thực nghiệm và thảo luận

Buồng cộng hưởng laser Cr:LiSAF trong chế độ liên tục được bơm bởi laser diode đơn mode ở bước sóng 660 nm bao gồm 4 gương, có dạng chữ X như được chỉ ra trong Hình 3. Chùm bơm từ laser diode với phần cực ngang, đầu tiên được chuẩn trực bởi một thấu kính phù cầu có tiêu cự rất ngắn F_1 ($f = 6$ mm). Một thấu kính có tiêu cự ngắn F_2 ($f = 50$ mm) được sử dụng để hội tụ chùm bơm vào tinh thể laser. Gương cuối M_1 được đặt sau thấu kính bơm và ở góc gấp phù hợp theo tính toán điều kiện ổn định buồng cộng hưởng ($\alpha_1 = 7,5^\circ$).



Hình 4: (a) Đặc trưng công suất của laser diode theo dòng bơm và (b) là phổ phát xạ của laser diode tại bước sóng quanh 660 nm.

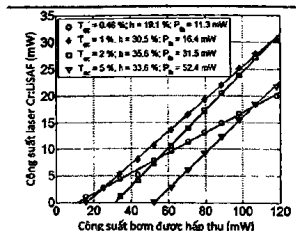


Hình 5: (a) Bán kính eo chùm bơm trong môi trường hoạt chất (đo trong không khí) nhờ sử dụng phương pháp Knife-Edge với một thấu kính có tiêu cự 200 mm. Bán kính eo chùm theo trục x là $\sim 13 \mu\text{m}$ và trục y là $10,1 \mu\text{m}$ khi sử dụng thấu kính bơm có tiêu cự 50 mm; (b) Profile chùm laser diode có dạng gần hình tròn sau khi được chuẩn trực. Chùm bơm có chất lượng chùm tốt (gần đạt tới giới hạn nhiễu xạ), với $M^2 \sim 1,1$.

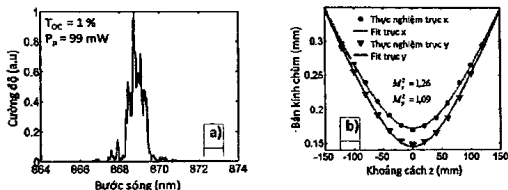
Hình 6 chỉ ra các đặc trưng công suất của hệ laser Cr:LiSAF được bơm bằng laser diode với 4 gương ra có độ truyền qua khác nhau gồm 0,46 %; 1 %; 2 % và 5 %. Công suất laser cao nhất ($\sim 31,8 \text{ mW}$) đạt được với gương ra có độ truyền qua là $T_{\text{tr}} = 2 \%$ và ngưỡng laser đạt được thấp nhất ($\sim 11,3 \text{ mW}$) ứng với gương ra có độ truyền qua $T_{\text{tr}} = 0,46 \%$. Các đặc trưng về công suất, hiệu suất và ngưỡng laser này có thể so sánh tốt với các công bố của các tác giả khác (U. Demirbas, 2008. 2012 và A. Agnesi, 2012).

Nhờ fit các số liệu thực nghiệm về công suất ngưỡng laser P_{th} theo công thức Findlay-Clay (Findlay-Clay, 1966), chúng tôi đã xác định được mất mát do chùm laser đi trong buồng cộng hưởng là $\sim 0,94 \%$. Giá trị này phù hợp tốt với các mất mát do truyền qua các gương và tán xạ thấp trong tinh thể laser và nó phù hợp với các báo cáo khác (U. Demirbas, 2008, 2012 và A. Agnesi, 2012).

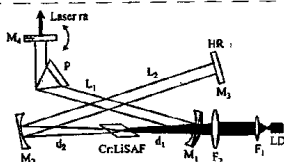
Phổ phát xạ của laser Cr:LiSAF có đỉnh gần 869 nm với gương ra có độ truyền qua $T_{\text{tr}} = 1 \%$ và được bơm ở công suất $P_p = 99 \text{ mW}$ cũng được chỉ ra trong hình 7-b. Eo chùm laser Cr:LiSAF theo hai mặt phẳng x và y cũng được chỉ ra trong hình 7-b, qua đây chúng tôi tính được chất lượng chùm laser Cr:LiSAF trong chế độ liên tục là $M^2 \sim 1,1$.



Hình 6: Công suất laser Cr:LiSAF trong chế độ liên tục theo công suất bơm được hấp thụ, được bơm bởi một laser diode ở các gương ra có độ truyền qua khác nhau (0,46 %; 1 %; 2 % và 5 %). Hiệu suất cũng được tính đến khi fit các số liệu thực nghiệm theo hàm tuyến tính.



Hình 7: (a) Phổ phát xạ của laser Cr:LiSAF có đỉnh gần 869 nm trong chế độ liên tục với gương ra có độ truyền qua $T_{oc} = 1\%$ và được bơm ở công suất $P_p = 99$ mW. (b) Bán kính eo chùm laser Cr:LiSAF trong cả hai mặt phẳng x và y. Laser hoạt động ở mode cơ bản TEM₀₀ với chất lượng chùm tốt ($M^2 \sim 1$).

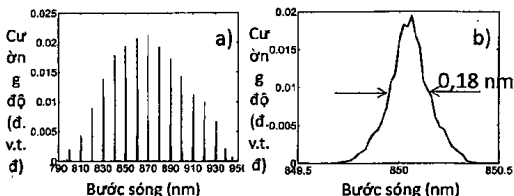


Hình 8: Giàn đồ laser Cr: LiSAF điều chỉnh liên tục bước sóng nhờ sử dụng một lăng kính P (Fused silica) đặt trong buồng cộng hưởng dưới một góc Brewster.

Hoạt động điều chỉnh bước sóng của laser Cr:LiSAF được thực hiện nhờ đưa vào buồng cộng hưởng một lăng kính được cắt theo góc Brewster (làm từ vật liệu Fused silica với $\theta_B = 60,6^\circ$ - Thorlabs, USA). Hình 8 chỉ ra cấu hình BCH laser Cr:LiSAF trong chế độ liên tục được điều chỉnh liên tục bước sóng.

Lăng kính được đặt cố định dưới một góc Brewster nhằm làm giảm tối đa các mất mát do phản xạ trên mặt lăng kính. Laser Cr:LiSAF được điều chỉnh bước sóng nhờ quay gương ra M_4 ở các góc thích hợp.

Hình 9 (a) biểu diễn dải phổ điều chỉnh liên tục bước sóng và (b) độ rộng phổ tại bước sóng 850 nm của laser Cr:LiSAF được bơm liên tục bởi laser diode ở công suất bơm $P_p = 99$ mW với độ truyền qua của gương ra $T_{se} = 1\%$. Kết quả cho thấy, laser Cr:LiSAF có độ rộng vạch phổ $\sim 0,18$ nm và có khả năng điều chỉnh liên tục bước sóng trong một khoảng phổ rộng từ 800 – 945 nm.



Hình 9: (a) Dải phổ điều chỉnh bước sóng của laser Cr:LiSAF và (b) Phổ laser Cr:LiSAF tại bước sóng 850 nm với gương ra có độ truyền qua $T_{se} = 1\%$ được bơm ở công suất $P_p = 99$ mW bởi một laser diode đơn mode.

4. Kết luận

Nhờ sử dụng mô hình lan truyền chùm Gauss ABCD, các buồng cộng hưởng gấp 4 gương cho laser Cr:LiSAF được bơm bằng laser diode đã được thiết kế và phát triển. Kết quả cho thấy, laser Cr:LiSAF có thể hoạt động ổn định với ngưỡng bơm thấp, hiệu suất laser cao, laser hoạt động ở mode cơ bản và có thể điều chỉnh liên tục bước sóng trong một dải phổ rộng hàng trăm nm.

Tài liệu tham khảo

- [1] Ursula Keller (2003), *Nature*, 424, pp. 831-837.
- [2] Richard Scheps (2002), *SPIE – The International Society of Optical Engineering*.
- [3] S. A. Payne, L. L. Chase et al. (1989), *J. Appl. Phys.* 66, pp. 1051-1056.
- [4] P. F. Moulton (1986), *J. Opt. Soc. Am. B* 3, pp. 125-133.
- [5] Ivaylo Nikolov, Tenio Popmitchnev, Ivan Buchvarov (2003), *Proc. of SPIE*, vol. 5226, pp. 64-69.
- [6] Nguyen Van Hao et al. (2014), *Communication in Physics*, Vol. 24, No. 3S2, pp. 109-120.
- [7] H. W. Kogelnik et al. (1972), *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-8 (3), pp. 373-379.
- [8] D. M. Kane (1994), *Applied Optics*, 33 (18), pp. 3849-3854.
- [9] H. Castillo-Matadamas and R. Quintero-Torres (2008), *Laser Physics*, 18 (3), pp. 246-252.
- [10] Kogelnik H and Li T. (1996), *Appl. Opt.* 5, pp.1550-1567.
- [11] U. Demirbas et al. (2008), *Opt. Lett.*, 33, pp. 59-592.
- [12] A. Agnesi et al. (2012), *Optics Communications*, 285 (5), 742-745.
- [13] U. Demirbas et al. (2012), *J. Opt. Soc. Am. B* 29, pp. 1894-1903.
- [14] D. Findlay and R. A. Clay (1966), *Phys. Lett.* 20, 277-27