

NGHIÊN CỨU HIỆU ỨNG PHÁT XẠ LASER MODE WGM CỦA VI CẦU THỦY TINH SILICA PHA TẠP ERBIUM

Nguyễn Văn Ân*, Hoàng Đại Long

Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế

*Email: ngvanan2009@husc.edu.vn

Ngày nhận bài: 11/6/2024; ngày hoàn thành phản biện: 20/6/2024; ngày duyệt đăng: 24/6/2024

TÓM TẮT

Các vi cầu thủy tinh silica pha tạp Erbium ($\text{Er-}\mu\text{S}$) đường kính $\sim 30\text{-}40\text{ }\mu\text{m}$ đã được chế tạo thành công bằng phương pháp phóng điện hồ quang. Các sợi quang vuốt nhọn hình chóp nón một đầu được sử dụng để bơm tia laser vào bề mặt $\text{Er-}\mu\text{S}$ và thu phổ laser phát xạ. Các mode WGM (Whispering Gallery Mode) ở vùng thông tin quang $\sim 1550\text{ nm}$ đã được phân tích một cách định lượng. Với cấu hình đã thực hiện, phổ phát xạ đơn mode hoặc đa mode của laser $\text{Er-}\mu\text{S}$ có thể thu được bằng cách điều chỉnh khoảng cách kết cặp giữa đầu sợi quang thu với bề mặt $\text{Er-}\mu\text{S}$. Phương pháp sai phân hữu hạn miền thời gian (FDTD) và phương pháp số đã được sử dụng để mô phỏng phổ phản xạ, phân bố trường cũng như tính toán các bộ số mode lượng tử đặc trưng cho các mode WGM của các μS . Các kết quả cho thấy có sự tương đồng giữa thực nghiệm đo đạc, mô phỏng và giải số.

Từ khóa: Điều kiện biên PML, Mode WGM, Phương pháp FDTD, Vi cầu điện môi.

1. MỞ ĐẦU

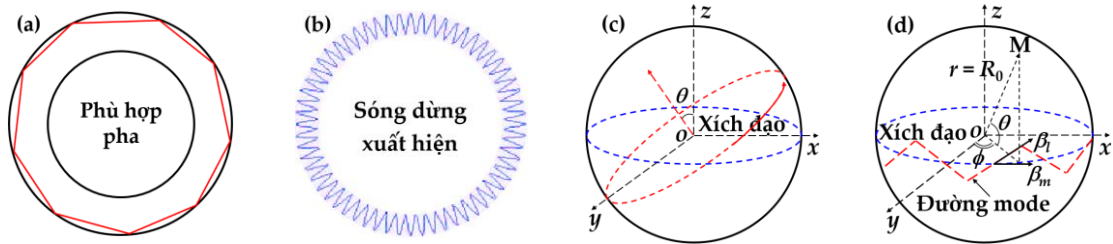
Vi hốc cộng hưởng quang học là đối tượng được chú ý nhiều do các tính chất đặc biệt của chúng, vi hốc cộng hưởng quang học có nhiều hứa hẹn ứng dụng trong lĩnh vực điện động lực học lượng tử, quang phi tuyến, cảm biến, laser và bộ lọc [1-7]. Trong vi cầu điện môi (μS), ánh sáng có thể được giam giữ rất chặt để hình thành các mode WGM với thể tích mode nhỏ và hệ số phẩm chất Q cực cao. Nhiều vật liệu khác nhau đã được sử dụng để chế tạo μS nhằm tạo ra các hốc cộng hưởng tích cực cho các tia laser phát xạ. Trong thiết lập đo lường, các sợi quang vuốt nhọn đơn mode được sử dụng để dẫn chùm tia laser bơm đến bề mặt μS và thu phổ phát xạ laser từ μS . Các kết quả thực nghiệm cho thấy khả năng ứng dụng rộng rãi của hệ trong nhiều lĩnh vực như chuyển mạch quang, ghép kênh quang và cảm biến [8].

Trong bài báo này, trên cơ sở $\text{Er-}\mu\text{S}$ với đường kính $38,5\text{ }\mu\text{m}$ và $29,7\text{ }\mu\text{m}$ đã được

chế tạo, hai sợi quang vuốt nhọn được sử dụng để dẫn tia laser bơm ($\lambda = 1470$ nm, phân cực TE) tới bề mặt Er- μS và thu các tín hiệu phát xạ tương ứng. Tùy thuộc vào khoảng cách kết cặp giữa đầu sợi thu với bề mặt Er- μS mà có thể thu được phổ phát xạ laser đơn hoặc đa mode với bước sóng nằm trong vùng thông tin quang $\lambda \sim 1550$ nm. Ngoài ra, để kiểm chứng sự hình thành các mode WGM cho bởi laser Er- μS , việc mô phỏng bằng phương pháp FDTD và giải số đã được thực hiện trên các Er- μS gần giống với các mẫu thực được chế tạo. Với phương pháp FDTD, nguồn phát là các lưỡng cực điện được đặt bên trong và gần bề mặt Er- μS , điểm thu phổ phản xạ được chọn nằm ngay trên mặt phẳng xích đạo và ở bên trong gần với bề mặt Er- μS , kết quả mô phỏng cho thấy có nhiều mode phát xạ tương đồng với các kết quả thực nghiệm. Kết quả phương pháp giải số nhận được các bộ số mode lượng tử đặc trưng cho các mode WGM gần trùng với kết quả mô phỏng. Qua đó cho thấy có sự phù hợp tốt giữa lý thuyết mode WGM, mô phỏng bằng phương pháp FDTD và thực nghiệm đo đạc.

2. PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

2.1. Lý thuyết mode WGM của vi cầu



Hình 1. Buồng cộng hưởng hình thành khi thỏa mãn điều kiện phù hợp pha (a), sóng dừng xuất hiện trên đường chu vi của μS khi thỏa mãn điều kiện phù hợp pha (b), quỹ đạo của photon dọc theo đường chu vi của μS (c) và mode WGM lan truyền dọc theo mặt phẳng xích đạo của μS (d).

Nhiều nghiên cứu đã thu được mode WGM của μS bằng cách sử dụng các mô hình phân tích khác nhau [9]. Trong bài báo này, mô hình 2D đơn giản nhằm tìm hiểu các đặc tính vật lý và quang học của μS đã được xem xét. Như đã biết, mode WGM của μS được hình thành do hiện tượng phản xạ toàn phần lặp đi lặp lại của ánh sáng trên bề mặt bên trong μS [3]. Khi thỏa mãn điều kiện phù hợp pha (Hình 1.a), sóng dừng sẽ xuất hiện dọc theo chu vi tương ứng của μS (Hình 1.b). Ba số lượng tử đặc trưng cho mode WGM là: số lượng tử xuyên tâm (n), số lượng tử phương vị (l) và số lượng tử góc (m) [10]; ngoài ra, các mode WGM của μS còn phụ thuộc sự phân cực của trường. Khi chùm sáng truyền theo đường tròn lớn nghiêng một góc θ so với mặt phẳng xích đạo (Hình 1.c), thành phần moment góc theo phương trục z sẽ là $m = l \cdot \cos \theta$. Trong thực tế, nếu xem mặt phẳng xích đạo là mặt phẳng chính của sự lan truyền, một mode WGM có thể được biểu diễn bằng một tia quang học bị giam giữ gần bề mặt μS và vạch ra một đường zig-zag quanh mặt phẳng xích đạo (Hình 1.d), một mode WGM bị giới hạn

trong một đối xứng quanh mặt phẳng xích đạo bởi độ cong của vi cầu theo hướng cực [9, 11]. Thực tế, chúng ta chỉ quan tâm đến các mode WGM bậc thấp với n nhỏ và $m \approx l$ để cực đại hóa ưu điểm cộng hưởng của μS . Các mode này có sự phân bố trường gần bề mặt μS và gần trùng với đường xích đạo, lúc này điện trường E được nén thành thể tích mode nhỏ nhất. Khi $m = l$, phương trình trạng thái của μS đối với mode TE và TM được cho bởi [12]:

$$\frac{Y_{l-\frac{1}{2}}(k_0 R_0)}{Y_{l+\frac{1}{2}}(k_0 R_0)} - p \frac{J_{l-\frac{1}{2}}(k R_0)}{J_{l+\frac{1}{2}}(k R_0)} = l \left(\frac{1}{k_0 R_0} - \frac{p}{k R_0} \right) \quad (1)$$

Trong đó J_l, Y_l : các hàm Bessel thường loại một và loại hai bậc l ; R_0 : bán kính của μS ; k, k_0 : lần lượt là số sóng trong môi trường μS và trong chân không; p là hằng số liên quan đến sự phân cực của trường và được xác định bởi:

$$p = \begin{cases} k / k_0 = n_s & \text{Mode TE} \\ k_0 / k = 1 / n_s & \text{Mode TM} \end{cases} \quad (2)$$

n_s : chiết suất tương đối của môi trường μS so với môi trường xung quanh.

Với bước sóng cộng hưởng λ cho trước, các số mode l có giá trị sao cho:

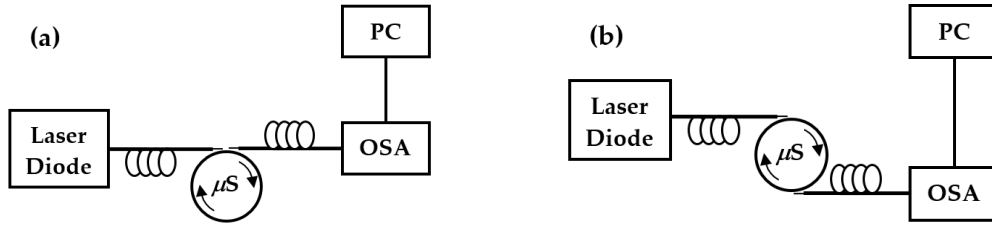
$$\frac{2\pi(R_0 + \delta p)}{\lambda} < l + \frac{1}{2} < n_s \frac{2\pi(R_0 + \delta p)}{\lambda} \quad (3)$$

Trong đó:
$$\delta p \approx \frac{\lambda}{2\pi n_s} \frac{p}{\sqrt{n_s^2 - 1}} \quad (4)$$

2.2. Cấu hình thực nghiệm khảo sát phổ phát xạ laser của vi cầu

Để kích thích Er- μS phát xạ laser mode WGM, chúng ta có thể sử dụng nhiều phương pháp kết cặp khác nhau giữa kênh dẫn sóng với Er- μS , chẳng hạn như sử dụng ống dẫn sóng tích hợp, lăng kính, sợi mài nhẵn góc, sợi quang vuốt thon ở giữa hoặc vuốt nhọn một đầu hình chóp nón [13, 14]. Hiện nay, việc kết cặp Er- μS với sợi quang vuốt nhọn một đầu hình chóp nón là phương pháp sử dụng hiệu quả và phù hợp với điều kiện cơ sở vật chất của phòng thí nghiệm chúng tôi nghiên cứu. Vì vậy, kết quả của bài báo chỉ đề cập đến phương pháp kết cặp này bằng thực nghiệm.

Cấu hình kết cặp Er- μS với sợi quang để bơm và thu phổ phát xạ laser mode WGM của Er- μS theo đường tiếp tuyến mà chúng tôi thực hiện nghiên cứu được minh họa như trên Hình 2. Hình 2.a là trường hợp đầu thu quang được đặt theo hướng kết cặp giữa đầu bơm và Er- μS để lấy tín hiệu theo chiều kim đồng hồ (CW), Hình 2.b là trường hợp đầu thu đặt theo hướng tán xạ phía sau để lấy tín hiệu theo chiều ngược chiều kim đồng hồ (CCW).



Hình 2. Cấu hình kết cặp CW (a) và cấu hình kết cặp CCW (b).

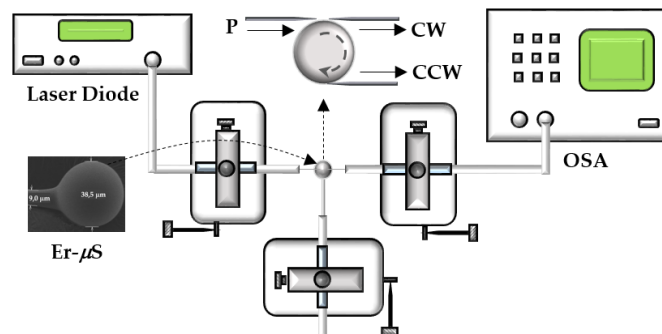
2.3. Phương pháp tính toán mô phỏng

Để tính toán mô phỏng quá trình lan truyền sóng điện từ trong cấu trúc, chúng tôi đã sử dụng phương pháp FDTD, phương pháp này được đề xuất bởi nhà khoa học Nhật Bản K. Yee vào năm 1966 [15]. Phương pháp FDTD cho phép giải trực tiếp hệ phương trình Maxwell trong miền thời gian [15, 16], phương pháp này sử dụng phép gần đúng sai phân trung tâm bậc hai thay cho đạo hàm riêng theo không gian và thời gian của điện trường và từ trường rồi thực hiện tính toán bằng máy tính số. FDTD là phương pháp giải trực tiếp trên miền thời gian nên có thể trải trên một dải tần số rộng đối với một tiến trình mô phỏng. Hiện nay, phương pháp FDTD đã trở thành một trong những phương pháp phổ biến dùng để mô phỏng các bài toán về trường điện từ.

Trong bài báo này, để thu được phổ phản xạ, phân bố trường của các mode WGM của μS , các lưỡng cực điện được đặt bên trong ở gần bề mặt μS và vuông góc với mặt phẳng xích đạo của μS (mode TM) hoặc nằm trên mặt phẳng xích đạo của μS (mode TE) để kích thích các mode WGM, các điều kiện biên hấp thụ hoàn hảo (PML) được sử dụng xung quanh μS , điểm thu phổ phản xạ được chọn tại điểm bất kỳ nằm trên mặt phẳng xích đạo và ở bên trong gần với bề mặt μS .

3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

3.1. Thực nghiệm đo phổ phát xạ của laser Er- μS

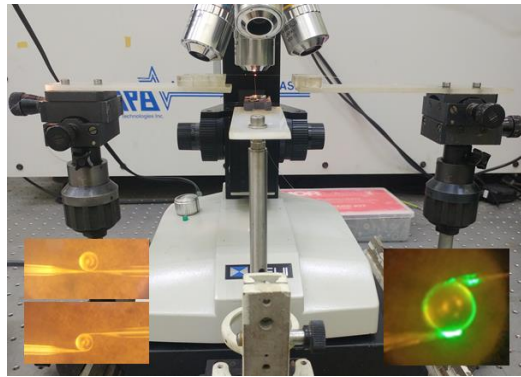


Hình 3. Mô hình hệ thực nghiệm đo phổ phát xạ của laser Er- μS .

Việc khảo sát phổ phát xạ laser mode WGM cho một số Er- μS kích thước khác

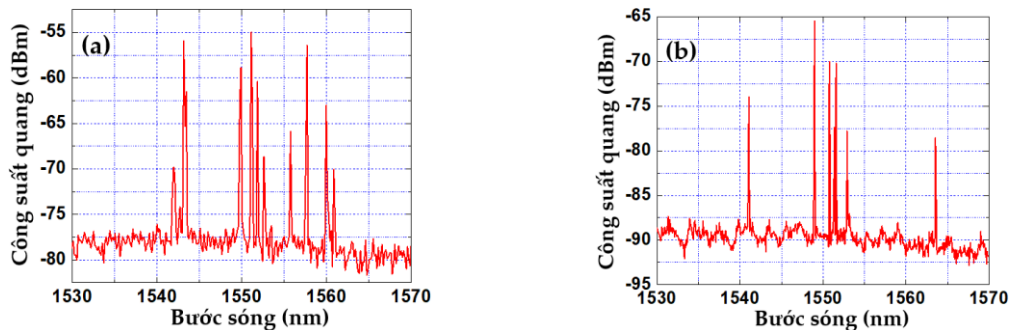
nhau theo hai cấu hình kết cặp CW, CCW và khoảng cách kết cặp được chúng tôi thực hiện bằng hệ thực nghiệm có mô hình được trình bày như trên Hình 3. Trong đó, laser diode có bước sóng $\lambda = 1470$ nm, công suất phát ~ 180 mW và phân cực mode TE được sử dụng để kích thích các ion Er^{3+} trong μS . Chùm tia laser bơm và laser phát xạ thu được từ μS được dẫn truyền bởi hai sợi quang vuốt nhọn hình chóp nón khác nhau. Các mẫu μS được sử dụng trong phép đo là các Er- μS chúng tôi đã chế tạo được bằng phương pháp phóng điện hồ quang.

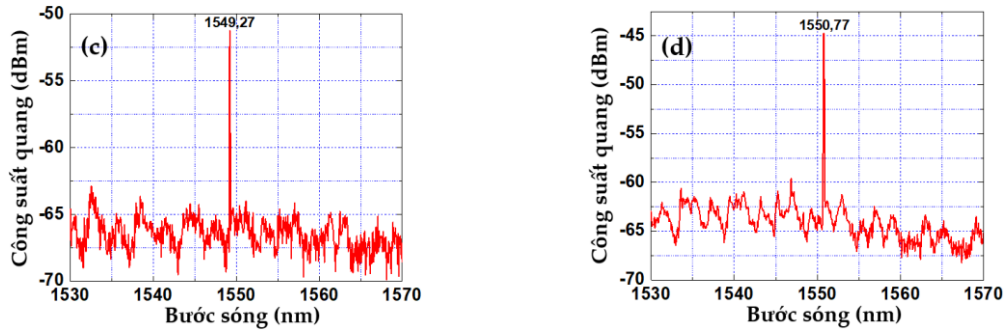
Để ghép ánh sáng vào μS một cách hiệu quả, mode sóng trường gần phát ra từ sợi bơm phải phù hợp với mode WGM của μS . Khi Er- μS được kết cặp tương thích với sợi thu, ta có thể thu được phổ phát xạ laser đơn mode hoặc đa mode [17, 18]. Kỹ thuật này linh hoạt trong việc điều khiển khoảng cách kết cặp giữa đầu sợi thu với bề mặt μS , khoảng cách kết cặp được điều chỉnh bằng hệ vi chỉnh 3D với độ chính xác $\sim 0,1$ μm , phổ phát xạ laser được phân tích bằng thiết bị OSA-Advantest Q8384 với độ phân giải 0,01 nm. Hai kiểu mode tương ứng với cấu hình CW và CCW đã thu được từ thực nghiệm. Quá trình đo phổ phát xạ laser mode WGM của Er- μS theo cấu hình CW và CCW sử dụng phương pháp kết cặp đầu sợi bơm và sợi thu quang dạng hình chóp nón với Er- μS được thực hiện trên hệ đo do chúng tôi tự xây dựng như trên Hình 4.



Hình 4. Thực nghiệm đo phổ phát xạ của laser Er- μS theo cấu hình CW và CCW.

3.1.1. Phổ laser mode WGM của Er- μS đường kính 38,5 μm

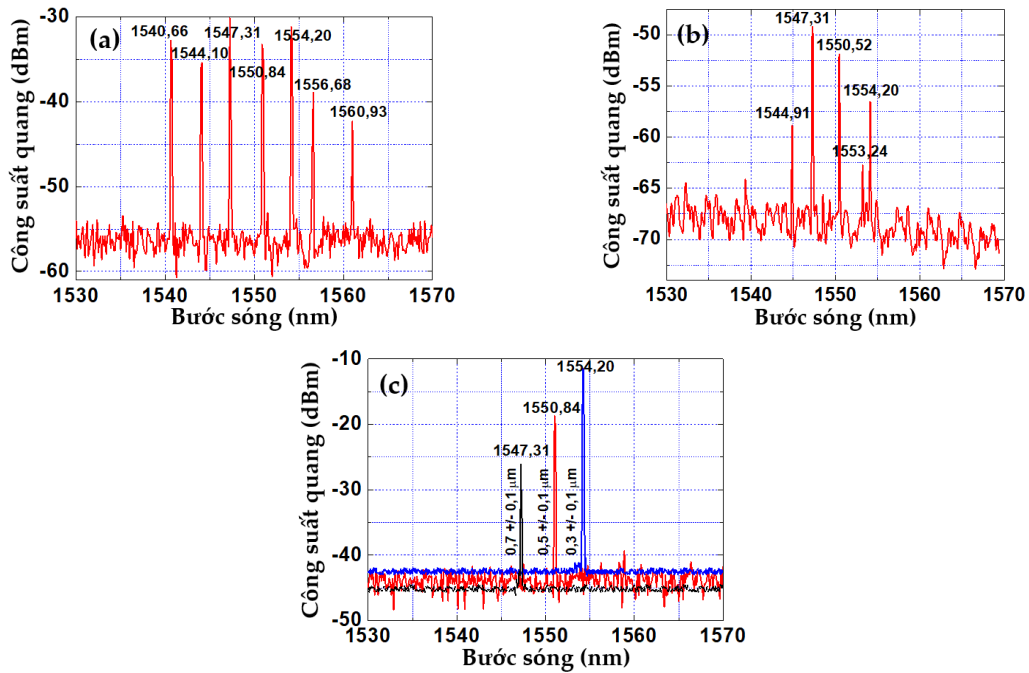




Hình 5. Phổ phát xạ laser mode WGM của Er- μ S đường kính 38,5 μ m ứng với khoảng cách kết cặp $\sim 1,5 \pm 0,1$ μ m: cấu hình CW (a), cấu hình CCW (b) và cấu hình CW khi khoảng cách kết cặp $\sim 0,7$ μ m $\pm 0,1$ μ m (c) và $\sim 0,5$ μ m $\pm 0,1$ μ m (d).

Phổ phát xạ của laser Er- μ S đường kính 38,5 μ m thu được từ thực nghiệm ứng với một số khoảng cách kết cặp khác nhau theo hai cấu hình CW và CCW được trình bày trên Hình 5. Hình 5.a-b hiển thị phổ phát xạ laser đa mode của Er- μ S với khoảng cách kết cặp $\sim 1,5 \pm 0,1$ μ m, kết quả này cho thấy số lượng mode WGM cũng như công suất phát xạ laser của các mode nhận được theo cấu hình CW lớn hơn so với cấu hình CCW, nghĩa là đã có sự kết cặp mạnh trong cấu hình CW và thường được gọi là kết cặp đồng pha [19]. Khi khoảng cách kết cặp nhỏ hơn $\sim 0,7$ μ m, chúng tôi đã thu được các phổ phát xạ laser đơn mode với công suất lỗi ra khác nhau ứng với các khoảng cách kết cặp khác nhau. Hình 5.c-d hiển thị các phổ đơn mode ứng với hai khoảng cách kết cặp khác nhau được trích xuất từ Er- μ S theo cấu hình CW.

3.1.2. Phổ laser mode WGM của Er- μ S đường kính 29,7 μ m



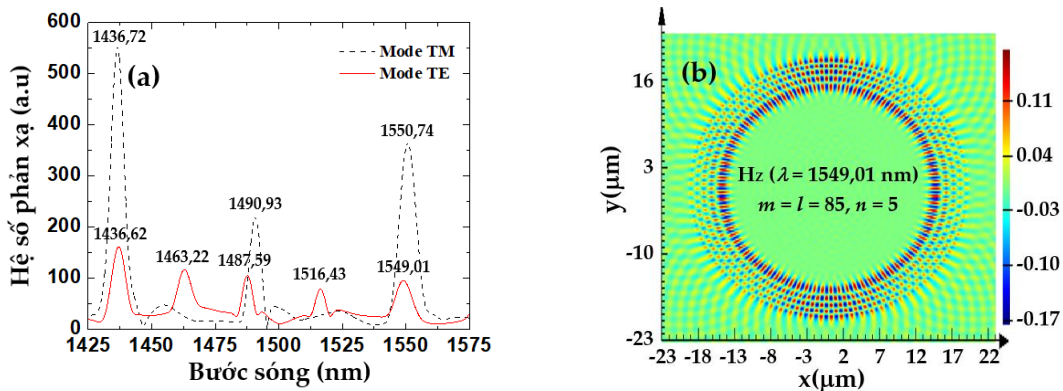
Hình 6. Phổ phát xạ laser mode WGM của Er- μ S đường kính 29,7 μ m ứng với khoảng cách kết cặp $\sim 1,5 \pm 0,1 \mu$ m: cấu hình CW (a), cấu hình CCW (b) và cấu hình CW khi khoảng cách kết cặp $\sim 0,7 \mu$ m $\pm 0,1 \mu$ m, $\sim 0,5 \mu$ m $\pm 0,1 \mu$ m và $\sim 0,3 \mu$ m $\pm 0,1 \mu$ m (c).

Phổ phát xạ của laser Er- μ S đường kính 29,7 μ m thu được từ thực nghiệm ứng với một số khoảng cách kết cặp khác nhau theo hai cấu hình CW và CCW được trình bày trên Hình 6. Kết quả ở Hình 6.a-b cho thấy: với khoảng cách kết cặp $\sim 1,5 \pm 0,1 \mu$ m, chúng tôi thu được phổ phát xạ laser đa mode với số lượng mode cũng như công suất phát xạ rất khác nhau giữa hai cấu hình kết cặp CW và CCW. Sự khác biệt này gây ra bởi các điều kiện kết cặp đồng pha và lệch pha trong hai cấu hình như đã được thảo luận ở [19]. Khi khoảng cách kết cặp nhỏ hơn $\sim 0,7 \mu$ m, chúng tôi cũng đã thu được các phổ phát xạ laser đơn mode với công suất lỗi ra khác nhau ứng với các khoảng cách kết cặp khác nhau. Hình 6.c hiển thị phổ laser đơn mode được trích xuất từ Er- μ S đường kính 29,7 μ m tương ứng với ba khoảng cách kết cặp $\sim 0,7 \pm 0,1 \mu$ m, $\sim 0,5 \pm 0,1 \mu$ m và $\sim 0,3 \pm 0,1 \mu$ m theo cấu hình CW.

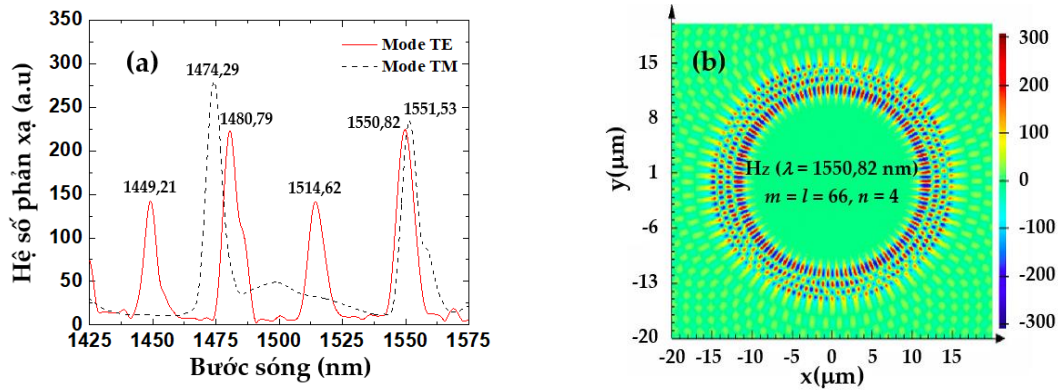
Các kết quả thực nghiệm cho thấy phổ phát xạ laser đa mode thu được có số lượng mode và công suất phát xạ khác nhau tương ứng với hai cấu hình kết cặp CW và CCW. Ngoài ra, laser đơn mode theo cấu hình CW có bước sóng thay đổi cũng đã được ghi nhận. Các kết quả thực nghiệm này có quy luật phù hợp với các kết quả đã được công bố [17, 20].

3.2. Mô phỏng mode WGM của μ S

Để quan sát các mode WGM và phân bố trường trong μ S đường kính 38,5 μ m và 29,7 μ m, phương pháp FDTD đã được sử dụng để thực hiện mô phỏng. Trong đó, kích thước ô lưới được chọn là 10 nm, nguồn kích thích phát xạ mode WGM là các lưỡng cực điện phát bước sóng trong dải $\lambda = (1400 - 1600)$ nm phân cực TM hoặc TE, được đặt bên trong gần bề mặt μ S.



Hình 7. Phổ phản xạ trên bề mặt μ S thủy tinh silica đường kính 38,5 μ m (a) và phân bố thành phần Hz trên mặt phẳng xích đạo của μ S đối với mode WGM có $\lambda = 1549,01$ nm (b).



Hình 8. Phổ phản xạ trên bề mặt μS thủy tinh silica đường kính 29,7 μm (a) và phân bố thành phần Hz trên mặt phẳng xích đạo của μS đối với mode WGM có $\lambda = 1550,82$ nm (b).

Hình 7 và Hình 8 hiển thị phổ phản xạ thu được tại điểm thu và sự phân bố thành phần trường Hz (mode TE) trên mặt phẳng xích đạo của μS đối với mode WGM có $\lambda = 1549,01$ nm và $\lambda = 1550,82$ nm tương ứng với hai μS đường kính 38,5 μm và 29,7 μm . Kết quả cho thấy có sự xuất hiện các mode WGM với $\lambda \sim 1550$ nm; ngoài ra, sự phân bố trường của các mode WGM khá đồng đều trên đường chu vi thuộc mặt phẳng xích đạo của μS .

3.3. Tính toán các bộ số mode lượng tử (l, n) bằng phương pháp số

Sử dụng các biểu thức gần đúng từ (1) đến (4), các bộ giá trị (l, n) của các mode WGM phân bố trên mặt phẳng xích đạo của hai μS đường kính 38,5 μm và 29,7 μm có chiết suất tương đối $n_s = 1,44$ đã được chúng tôi tính toán một cách cụ thể tại một số bước sóng xác định ($\lambda \sim 1550$ nm) ứng với trường hợp phân cực TM và TE (Bảng 1). Ngoài ra, Bảng 1 cũng đã liệt kê các bộ giá trị (l, n) đếm được từ các hình ảnh mô phỏng mode WGM theo phương pháp FDTD, trong đó l và n được xác định một cách trực quan thông qua việc đếm số cực đại của trường theo hướng phương vị và hướng xuyên tâm tương ứng.

Bảng 1. Các bộ tham số mode WGM (l, n) được xác định theo hai phương pháp khác nhau

TT	Đường kính μS (μm)	Phân cực	Bước sóng cộng hưởng (nm)	Phương pháp số	Mô phỏng FDTD
1	38,5	TM	1550,74	(104, 1), (98, 2), (92, 3) (88, 4), (84, 5), (80, 6)	(80, 6)
2	38,5	TE	1549,01	(105, 1), (99, 2), (93, 3) (88, 4), (84, 5), (80, 6)	(85, 5)
3	29,7	TM	1551,53	(79, 1), (73, 2), (68, 3) (64, 4), (61, 5)	(64, 4)
4	29,7	TE	1550,82	(80, 1), (74, 2), (69, 3) (65, 4), (61, 5)	(66, 4)

Bảng 1 cho chúng ta thấy có sự phù hợp giữa một trong các bộ giá trị lượng tử (l, n) khi tính toán theo phương pháp số với bộ giá trị (l, n) xác định được bằng phương pháp mô phỏng FDTD. Tuy nhiên, do độ phân giải chưa đủ lớn của chương trình mô phỏng, việc đọc giá trị bước sóng cộng hưởng mode WGM chưa chính xác cũng như điều kiện gần đúng của phương pháp số mà kết quả thể hiện trên Bảng 1 có sự sai khác. Đặc biệt, khi tính toán lý thuyết theo phương pháp số chúng tôi nhận được nhiều bộ giá trị (l, n) , trong khi kết quả mô phỏng theo phương pháp FDTD chỉ cho một bộ giá trị (l, n) duy nhất.

5. KẾT LUẬN

Trên cơ sở các Er- μ S đường kính 38,5 μ m và 29,7 μ m đã chế tạo, phát xạ laser mode WGM của các Er- μ S ở vùng thông tin quang ~ 1550 nm đã được phân tích định lượng bằng thực nghiệm đo đạc. Trong hệ thực nghiệm, việc điều chỉnh khoảng cách giữa đầu sợi thu và bề mặt Er- μ S cho phép laser phát xạ phổ đơn mode hoặc đa mode. Việc kiểm chứng sự phát xạ mode WGM của các Er- μ S này ở vùng thông tin quang ~ 1550 nm cũng đã được thực hiện bằng phương pháp mô phỏng FDTD và phương pháp giải số. Các kết quả nhận được cho thấy có sự phù hợp tốt giữa tính toán lý thuyết, mô phỏng và thực nghiệm đo đạc, đồng thời laser vi cầu đã chế tạo có khả năng ứng dụng cho nhiều lĩnh vực như cảm biến, truyền thông lượng tử.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. K. J. Vahala (2003). Optical microcavities, *Nature*, Vol. 424, pp. 839-846.
- [2]. B. Xu, Y. Huang, Y. Fang, Z. Wang, S. Yu and R. Xu (2022). Recent Progress of Neuromorphic Computing Based on Silicon Photonics: Electronic-Photonic Co-Design, Device, and Architecture, *Photonics 2022*, Vol. 9, No. 10, 9100698.
- [3]. Yaser Mike Banad, Syed Mohammad Abid Hasan, Sarah S. Sharif, Georgios Veronis, Manas Ranjan Gartia (2024). Optical properties and behavior of whispering gallery mode resonators in complex microsphere configurations: Insights for sensing and information processing applications, *Nano Select*, Vol. 5, No. 4, 2300184.
- [4]. Jie Liao and Lan Yang (2021). Optical whispering-gallery mode barcodes for high-precision and wide-range temperature measurements, *Light: Science & Applications*, Vol. 10, No. 1, p. 32.
- [5]. Liang Fu, Qijing Lu, Xianlin Liu, Xiaogang Chen, Xiang Wu, Shusen Xie (2020). Combining whispering gallery mode optofluidic microbubble resonator sensor with GR-5 DNAzyme for ultra-sensitive lead ion detection, *Talanta*, Vol. 213, 120815.
- [6]. Inga Brice, Karlis Grundsteins, Aigars Atvars, Janis Alnis, Roman Viter, Arunas Ramanavicius (2020). Whispering gallery mode resonator and glucose oxidase based glucose biosensor, *Sensors and Actuators B: Chemical*, Vol. 318, 128004.

- [7]. K. Ashida, M. Okano, M. Ohtsuka, M. Seki, N. Yokoyama, K. Koshino, M. Mori, T. Asano, S. Noda, and Y. Takahashi (2017). Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities fabricated by CMOS process technologies, *Opt. Exp.*, Vol. 25, No. 15, pp. 18165-18174.
- [8]. G. C. Righini, and S. Soria (2016). Biosensing by WGM Microspherical Resonators, *Sensors*, Vol. 16, No. 6, pp. 905.
- [9]. B. E. Little, J.-P. Laine, and H. A. Haus (1999). Analytic Theory of Coupling from Tapered Fibers and Half-Blocks into Microsphere Resonators, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 17, No. 4, pp. 704-715.
- [10]. S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, and K. J. Vahala (2003). Ideality in a Fiber-Taper-Coupled Microresonator System for Application to Cavity Quantum Electrodynamics, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 91, pp. 043902.
- [11]. S. Soria, S. Berneschi, M. Brenci, F. Cosi, G. N. Conti, S. Pelli and G. C. Righini (2011). Optical Microspherical Resonators for Biomedical Sensing, *Sensors*, Vol. 11, No. 1, pp. 785-805.
- [12]. S. Balac and P. Féron (2015). Whispering gallery modes volume computation in optical micro-spheres, *Technical Report - CNRS UMR 6082 FOTON* - <http://foton.cnrs.fr>, pp. 18-19.
- [13]. A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Féron, M. Ferrari, Y. Jestin, G. Nunzi Conti, S. Pelli, S. Soria, and G. C. Righini (2010). Spherical whispering-gallery-mode microresonators, *Laser & Photon. Rev.*, Vol. 4, No. 3, pp. 457-482.
- [14]. G. C. Righini, Y. Dumeige, P. Féron, M. Ferrari, G. Nunzi Conti, D. Ristic and S. Soria (2011). Whispering gallery mode microresonators: Fundamentals and applications, *Rivista del nuovo cimento*, Vol. 34, No. 7, pp. 435-488.
- [15]. K. Yee (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 14, No. 3, pp. 302-307.
- [16]. A. Taflov, and S. C. Hagness (2005). *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Inc., Norwood, MA.
- [17]. Van Hoi Pham, Huy Bui, Thanh Son Pham, The Anh Nguyen, Thuy Van Nguyen, Huu Thang Le, Trung Ninh Bui, Van Phu Nguyen, and Roberto Coisson (2013). Control of whispering-gallery-mode spectrum from erbium-doped silica microsphere lasers, *J. Opt. Soc. Am. B.*, Vol. 30, No. 6, pp. 1586-1589.
- [18]. Van An Nguyen, Van Dai Pham, Thi Hong Cam Hoang, Huu Thang Le, Thu Trang Hoang, Quang Minh Ngo, Van Hoi Pham (2019). A quantitative analysis of the whispering-gallery-mode lasers in Er³⁺-doped silica glass microspheres towards integration in SOI slotted photonic crystal waveguides, *Opt. Comm.*, Vol. 440, pp. 14-20.
- [19]. C. Dong, Y. Xiao, Y. Yang, Z. Han, G. Guo, and L. Yang (2008). Directly mapping whispering gallery modes in a microsphere through modal coupling and directional emission, *Chinese Opt. Lett.*, Vol. 6, No. 4, pp. 300-302.
- [20]. F. Lissillour, D. Messenger, G. Stéphan, and P. Féron (2001). Whispering-gallery-mode laser at 1.56 μm excited by a fiber taper, *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 14, pp. 1051-1053.

INVESTIGATING THE WHISPERING-GALLERY-MODE LASER EMISSION EFFECT OF ERBIUM-DOPED SILICA GLASS MICROSPHERES

Nguyen Van An*, Hoang Dai Long

Faculty of Electricity, Electronics and Material Technology, University of Sciences,
Hue University

*Email: ngvanan2009@husc.edu.vn

ABSTRACT

Erbium-doped silica glass microspheres (Er- μ S) with $\sim 30\text{-}40\ \mu\text{m}$ diameters were successfully fabricated by using an arc discharge method. The single-mode optical tapered fibers guided the pumped laser into the Er- μ S surface and collected the laser emission spectrum. The whispering-gallery-modes (WGMs) at the telecom regime of $\sim 1550\ \text{nm}$ wavelength are quantitatively analyzed. With the presented scheme, the selective single or multi-emitted modes of the Er- μ S laser can be obtained by adjusting the coupling gap between the collection tapered fiber and the Er- μ S surface. The finite-difference time-domain method (FDTD) and numerical method have been used to simulate the reflection spectrum, field distribution as well as calculate the sets of quantum mode numbers that characterize the WGM modes of Er- μ S. The results show that the experimental measurements, simulations and numerical solutions are similar.

Keywords: Perfectly Matched Layers Boundary Conditions, Whispering-Gallery-Mode, Finite-Difference Time-Domain Method, Dielectric Microspheres.



Nguyễn Văn Ân sinh ngày 08/12/1973 tại Quảng Nam. Ông tốt nghiệp cử nhân ngành Vật lý học và thạc sĩ ngành Vật lý chất rắn tại Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế lần lượt vào các năm 1996 và 2000. Năm 2021, ông nhận học vị tiến sĩ chuyên ngành Vật liệu quang học, Quang điện tử và Quang tử tại Học viện Khoa học và Công nghệ, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam. Hiện nay, ông công tác tại Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: Điện tử, Quang tử, Cảm biến quang tử.



Hoàng Đại Long sinh năm 1981 tại Thừa Thiên Huế. Ông tốt nghiệp cử nhân và thạc sĩ ngành thiết bị và hệ thống điện tử tại Đại học Bách Khoa Kiev, Ucraina năm 2005 và 2007. Ông nhận bằng tiến sĩ ngành Khoa học thông tin năm 2020 tại Viện Khoa học và công nghệ Nara, Nhật Bản. Hiện nay, ông đang công tác tại Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: Bảo mật cho IoT, Hệ thống vô tuyến cho IoT, Thiết kế tối ưu phần cứng.