بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و هفتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۲۳ تا ۲۵ دی ماه ۱۳۹۳، دانشگاه شهید بهشتی

مقایسه راندمان کوانتومی دیفرانسیلی در لیزر بلور فوتونی تک کاواک با آرایه‌ای از نانوکاواک‌های جفت‌شده

طیبه مظفری[۱]، فریده شجاعی[۲]، عبدالرسول قرائتی[۳]
۱-دانشجوی کارشناسی ارشد گروه فیزیک دانشگاه پیام نور، تهران
۲- دانشکده فیزیک دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان، ایران
۳-دانشیار گروه فیزیک دانشگاه پیام نور، تهران

چکیده – یک نوع لیزر متشکل از آرایه‌ای از نانوکاواک‌های جفت شده بلور فوتونی در نظر گرفته که این لیزر توان آستانه پایین و راندمان کوانتومی دیفرانسیلی بالاتری نسبت به یک لیزر تک کاواک بلور فوتونی دارد. برای بررسی راندمان کوانتومی دیفرانسیلی، معادلات آهنگ لیزر را به دست آورده، سپس در حالت پایا آنها را بررسی نموده و با استفاده از این معادلات، راندمان کوانتومی دیفرانسیلی لیزر تک کاواک با آرایه‌ای از لیزرهای بلور فوتونی مقایسه شده است.

کلید واژه- بهره لیزر، راندمان کوانتومی دیفرانسیلی، فاکتور جفت‌شدگی خودبخودی، لیزر بلور فوتونی، معادلات آهنگ لیزر

Compare differential quantum efficiency in single cavity with coupled photonic crystal nanocavity array laser.

Mozafari[1], Tayebeh, Shojaei[2], Farideh and Gharaati[3], Abdolrasool
1-MS Student of Physics Department, Payame Noor University, Tehran
2-Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran.
3- Associate Prof. of Physics Department, Payame Noor University, Tehran

Abstract- In this paper, a type of laser which consists of an array of Coupled-Photonic-Crystal-Nanocavities is considered. This laser has a lower threshold power and higher differential quantum efficiency in comparison with a Single-Cavity Photonic Crystal laser. In order to investigate the differential quantum efficiency, first the laser rate equations are calculated. After that, they are evaluated in the steady state. Then, the differential quantum efficiency of Single-Cavity laser is compared with that of Photonic-Crystal laser array.

Keywords: Gain Laser, Differential Quantum Efficiency, Spontaneous Emission-Coupling Factor, Photonic Crystal Laser, Laser Rate Equations

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

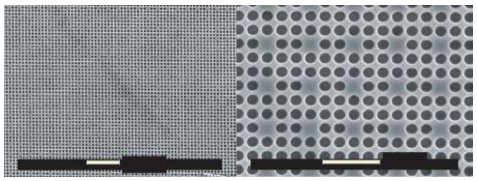
[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]

۱- مقدمه

نانوکاواک‌های بلور فوتونی به دلیل نسبت Q/V_{mode} (Q ضریب کیفیت بالا و V_{mode} حجم مد کوچک کاواک) خیلی بزرگ مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. برای اولین بار توسط پورسل پیش بینی شد که آهنگ انتشار خودبخودی با قرار گرفتن در محیط الکترومغناطیس تغییر خواهد کرد. نانوکاواک‌های بلور فوتونی آهنگ انتشار خودبخودی را افزایش می‌دهند که در نتیجه چگالی حالت الکترومغناطیسی (DOS) نسبت به فضای آزاد افزایش می‌یابد، که به این، اثر پورسل گفته می‌شود[۱]. افزایش در چگالی حالت‌های نوری مد لیزینگ باعث افزایش آهنگ انتشار خودبخودی می‌شود در نتیجه کسر بیشتری از فوتون‌ها در مد لیزینگ منتشر شده و این اشاره به ضریب جفت‌شدگی انتشار خودبخودی β دارد و باعث کاهش آستانه لیزینگ می‌گردد. همچنین اثر پورسل سرعت مدولاسیون مستقیم را افزایش می‌دهد. توان خروجی لیزرهای نانوکاواک بلور فوتونی بی‌نهایت پایین است (چند نانووات) که این حد زیر توان مورد نیاز برای بسیاری از کاربردها می‌باشد. برای افزایش توان لیزرهای بلور فوتونی، لیزرهای باند لبه پیشنهاد داده شدند که این لیزرها نیز لیزینگ چند مدی دارند. برای غلبه بر این مشکلات آرایه‌ای از لیزرهای نانوکاواک جفت‌شده بلور فوتونی دو بعدی پیشنهاد داده شدند. سرعت گروه آرایه-های جفت شده بلور فوتونی زیر۰/۰۰۸c به‌دست آمد، در نتیجه می‌توان از این ساختارها در برنامه‌های کاربردی به عنوان لیزر و سنسور استفاده کرد[۲]. در این مقاله دلیل اهمیت کمیت راندمان کوانتومی دیفرانسیلی (DQE) مورد بحث قرار گرفته و این پارامتر برای لیزر تک کاواک و آرایه های جفت شده محاسبه شده است.

۲- آنالیز تئوری نانوکاواک‌های بلور فوتونی

آرایه‌ها در نانوکاواک‌ها مطابق شکل۱ به‌صورت پشت سرهم قرار می‌گیرند. مدهای نقص یک کاواک منفرد هنگامی‌که در شبکه دوبعدی ترکیب شوند، باندهای نقص تشکیل می‌دهند که در نوار گاف فوتونی قرار می‌گیرند.



شکل۱ : تصویر ساختار آرایه نانوکاواک جفت شده بلور فوتونی ساخته شده در سیلیکون[۲].

با ساخت چنین ساختارهایی در یک ماده فعال، می‌توان لیزرهایی با توان‌های خروجی بهبود یافته در مقایسه با لیزرهای بلورفوتونی تک کاواک و با آستانه قابل مقایسه با لیزرهای تک کاواک بلور فوتونی ساخت. لیزینگ تک مد از لیزرهای آرایه نانوکاواک جفت‌شده بلور فوتونی مشاهده شده است.

۲-۱- لیزینگ در کاواک‌های بلور فوتونی

لیزرهای بلور فوتونی از لحاظ تئوری همانند لیزرهای دیودی هستند و تئوری لیزینگ در لیزرهای بلور فوتونی اغلب از تئوری لیزر دیود مشتق می‌شود. تغییرات چگالی حامل‌ها در لیزرهای بلور فوتونی مشابه با لیزرهای دیودی می‌باشد :

$$\frac{dN}{dt} = G_{gen} - R_{rec} \qquad (۱)$$

که G_{gen} آهنگ پمپ را نشان می‌دهد و R_{rec} آهنگ بازترکیب حامل‌ها در واحد حجم در منطقه فعال است. چگالی حامل‌ها با آهنگ پمپ افزایش پیدا می‌کند، با بازترکیب تابشی و بازترکیب غیر تابشی و انتشار برانگیخته کاهش می‌یابد. چگالی فوتون‌ها با انتشار برانگیخته و انتشار خودبخودی افزایش می‌یابد و با آهنگ نشت کاهش می‌یابد[۳]. معادلات آهنگ چگالی حامل‌ها و چگالی فوتون‌ها با معادلات:

$$\frac{dN}{dt} = \eta \frac{L_{in}}{\hbar \omega_p V_a} - (\frac{N}{\tau_r} + \frac{N}{\tau_{nr}}) - \Gamma G(N) P \qquad (۲)$$

$$\frac{dp}{dt} = \Gamma G(N) \mathrm{P} + \beta \frac{N}{\tau_r} - \frac{p}{\tau_p} \qquad (۳)$$

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]

داده می‌شوند. که در این معادلات τ_r نیمه عمر تابش، به صورت($1/\tau_r = BN$)، τ_{nr} نیمه عمر غیر تابشی به‌صورت مجموع($1/\tau_s = V_s/d_a$) و ($1/\tau_A = CN^2$) بیان می‌شود. همچنین در این آنالیز، بهره به‌صورت ($G(N) = G_0 c/n_{eq} \log(N/N_{tr})$ در نظر گرفته می‌شود[٤]. لازم به ذکر است که تمامی ضرایب در معادلات در جدول ۱ مشخص شده‌اند.

۲-۲- بررسی معادلات آهنگ در حالت پایا

در لیزرهای نانوکاواک بلور فوتونی، آستانه نقطه‌ای است که انتشار برانگیخته آغاز می‌شود و بر انتشار خودبخودی غلبه می‌کند. آستانه به‌طور دقیق نقطه‌ای است که یک فوتون درکاواک وجود دارد. تنها زمانی‌که $PV_{\mathrm{mode}} = 1$ باشد، یک فوتون برای تحریک کردن سایر رویدادهای انتشار برانگیخته باقی می‌ماند.

با شروع از معادلات آهنگ در حالت تعادل و فرض این‌که چگالی حامل‌ها و بهره بالای آستانه با مقدارشان در آستانه یکی بوده و آهنگ واپاشی غیرتابش آهسته‌تر از آهنگ تابش باشد می‌توان توان پمپ ورودی در آستانه را جایی که تعداد فوتون‌ها داخل حجم مد نوری معادل یک است، همچنین بهره و راندمان کوانتومی دیفرانسیلی را به‌دست آورد. با این توضیحات توان پمپ ورودی در آستانه، بهره و راندمان کوانتومی دیفرانسیلی با معادلات:

$$L_{in,th} = \frac{\hbar\omega_p V_a}{\eta}\left[\frac{1}{\tau_p V_{\mathrm{mode}}} - \beta\frac{N_{th}}{\tau_r} + \frac{N_{th}}{\tau_r}\right] \qquad (۴)$$

$$\Gamma G(N_{th}) = \frac{1}{\tau_p} - \beta\frac{N_{th}V_{\mathrm{mode}}}{\tau_r} \qquad (۵)$$

$$DQE = \eta\frac{\omega_l}{\omega_p}\frac{V_{\mathrm{mode}}}{V_a}\frac{1}{\tau_p}\frac{1}{\Gamma G(N_{th})} \qquad (۶)$$

داده می‌شوند.

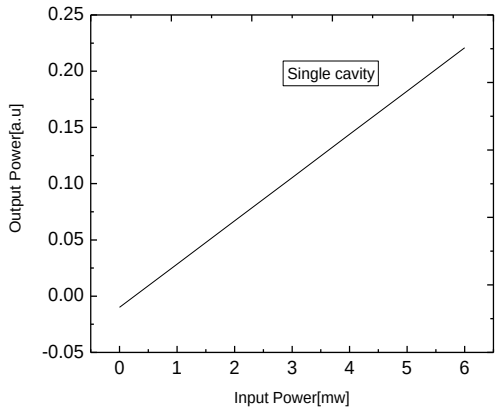
راندمان کوانتومی دیفرانسیلی(DQE) شیب منحنی توان خروجی – ورودی لیزر بالای آستانه است. توان خروجی لیزر با

$$L_{out} = \frac{\hbar\omega_l p V_{\mathrm{mode}}}{\tau_p} \qquad (۷)$$

داده می‌شود.

۲-۳- محاسبات

با توجه به تعریف DQE که شیب توان خروجی برحسب توان ورودی بالای آستانه است، توان خروجی را به‌صورت تابعی از توان ورودی برای یک لیزر و آرایه‌ای از لیزرهای بلور فوتونی می‌توان رسم نمود. با توجه به شکل ۲ می‌توان به این نتیجه رسید که برای یک لیزر تا قبل از توان ورودی آستانه که تقریبا" (۰/۲mw) است خروجی لیزر منفی است یعنی تلفات دارد در نقطه حداکثر توان ورودی آستانه، توان خروجی صفر می‌باشد و از این نقطه به بعد توان خروجی بر حسب توان ورودی به‌صورت خطی افزایش می‌یابد. شیب این منحنی DQE را نشان می‌دهد که این مقدار تقریبا" ۰/۰۳ می‌باشد و پارامترهای عددی برای لیزر InGaAsP-InP در جدول شماره ۱ خلاصه شده اند.



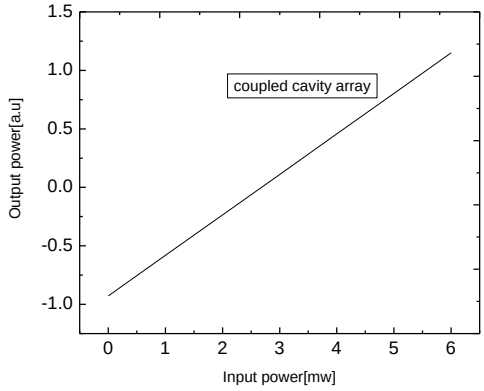
شکل ۲: توان خروجی بر حسب توان ورودی برای لیزر تک کاواک بلور فوتونی

برای آرایه‌ای از لیزرهای بلور فوتونی آرایه ۹*۹ در نظر گرفته شده است، بنابراین

$$V_{\mathrm{mode},array} = 81 \times V_{\mathrm{mode},\mathrm{single}}$$

$$V_{a,array} = (9-10) \times V_{a,\mathrm{single}}$$

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]



شکل ۳: توان خروجی بر حسب توان ورودی برای آرایه‌ای از لیزرهای بلور فوتونی

با توجه به شکل ۳ برای آرایه‌ای از لیزرهای بلور فوتونی مشاهده می‌شود که حداکثر توان پمپ ورودی تقریبا" (۲/۶mw) می‌باشد تا قبل از این نقطه توان خروجی منفی و بعد از این نقطه توان خروجی بر حسب توان ورودی به‌صورت خطی با شیب بیشتری نسبت به یک لیزر

جدول۱: پارامترهای استفاده شده در محاسبات[۴]

سرعت گروه	$V_s = 10^4\, cm/s$
ضریب بازترکیب بیومولکولی	$B = 1.6\times10^{-10}\, cm^3/s$
آهنگ بازترکیب غیرتابشی	$C = 5\times10^{-29}\, cm^6/s$
دانسیته حامل های عبوری	$N_{tr} = 1.5\times10^{18} cm^{-3}$
ضریب بهره	$G_0 = 1500 cm^{-1}$
سهم جذب پمپ در ناحیه QW	$\eta = 0.26$
فاکتور تحدید	$\Gamma = 0.159$
مسافت انتشار برای بازترکیب سطحی	$d_a = 2\times10^{-5} cm$
حجم فعال پمپ شده	$V_a = 2.2\times10^{-13} cm^3$
حجم مد نوری برای تک کاواک	$V_{mode} = 6\times10^{-14} cm^3$
طول موج لیزینگ	$\lambda_l = 1.53\times10^{-4} cm$
طول موج پمپ لیزر	$\lambda_p = 0.83\times10^{-4} cm$

تک‌کاواک افزایش پیدا می‌کند، همچنین شیب این منحنی تقریبا" ۰/۳ می‌باشد که نسبت به لیزر تک‌کاواک ده برابر بیشتر می‌باشد.

۳- نتیجه‌گیری

شیب منحنی توان خروجی بر حسب توان ورودی بیانگر کمیت راندمان کوانتومی دیفرانسیلی بوده که برای آرایه-ای از لیزرهای بلور فوتونی بیشتر از لیزر تک آرایه می باشد.

دو دلیل برای علت بهبود راندمان کوانتومی دیفرانسیلی DQE لیزرهای آرایه نانوکاواک جفت‌شده بلور فوتونی می توان بیان نمود. اولا" به‌دلیل اثرات کاواک با مقادیر β غیر قابل اغماض، با افزایش در V_{mode} تلفات کاهش می-یابد و بنابراین DQE افزایش می‌یابد. دوما" به‌دلیل پمپاژ موثرتر، در لیزرهای آرایه نانوکاواک بلور فوتونی با افزایش در تعداد کاواک‌ها حجم فعال پمپ شده V_a آهسته‌تر از حجم V_{mode} افزایش می‌یابد. از این رو نسبت V_{mode}/V_a برای لیزرهای آرایه نانوکاواک نسبت به لیزر تک کاواک بلور فوتونی بزرگ‌تر است که منجر به افزایش در DQE می‌شود و باعث می‌شود هم‌پوشانی بهتری بین منطقه پمپ شده و مد کاواک اتفاق افتد.

مراجع

[1] E. M. Purcell, “Spontaneous emission probalities at Radio Frequencies”, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).

[2] H. Altug, J. Vuckovic, “Experimental demonstration of the slow group velocity Light in two-dimensional coupled photonic crystal microcavity arrays,”Appl.phys. Lett. **86**, 111102 (2005).

[3] L. A. Coldren, S. W. Corzine, Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, Wiley, New York, (1995).

[4] H. Altug, J. Vuckovic, “Photonic crystal nanocavity array laser”, Opt. Express .**13**, 8820-8828 (2005).

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]