

لیزر حالت جامد خود-دو برابر کننده NYAB: یک مدل نظری برای جفت کردن معادلات غیر خطی و نرخ در کاواک دو عبوری

لاله موسوی^{۱*}، محمد صبائیان^۲، هادی عسکری^۳

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه آزاد اسلامی واحد دزفول، دزفول، ایران

^۲گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

^۳سازمان آموزش و پرورش استان خوزستان

چکیده

در این مقاله، کارایی لیزر خود-دو برابر کننده NYAB، که هم‌زمان یک بلور فعال لیزری و غیرخطی است، در یک کاواک دو عبوری بررسی می‌شود. برای این کار، ابتدا مدلی بر پایه جفت‌دگی پنج معادله دیفرانسیل که توصیف‌کننده برهم‌کنش پرتو دمش ۸۰۷ نانومتری، پرتو لیزر ۱۰۶۰ نانومتری و پرتو هماهنگ دوم ۵۳۰ نانومتری است، ارائه می‌شود. در این مدل، تبدیل پرتو دمش به پرتو لیزر از طریق فرآیند فلورسانس و بر اساس معادلات آهنگ لیزر توصیف می‌شود. هم‌زمان تولید هماهنگ دوم از طریق پدیده غیرخطی انجام می‌شود. این مدل، شامل برهم‌کنش‌های خطی و غیرخطی و نیز جذب نوری است. نتایج، راندمان تولید پرتو لیزر و پرتو هماهنگ دوم را برحسب توان‌های پرتو دمش می‌دهند.

کلیدواژگان: لیزر، خود-دو برابر کننده، تولید هماهنگ دوم، کاواک دو عبوری

مقدمه

(در مقایسه با Nd:YAG) امکان ساخت لیزر دمیده شده با دیود را در منطقه سبز از طریق خود-دو برابر کننده‌گی^۲ (SFD) فراهم می‌کند. بلور NYAB تا کنون به‌عنوان پربازده‌ترین لیزر خود-دو برابر کننده گزارش شده است [۱]. با توجه به این مزیت‌ها، با این بلور، لیزرهای جمع و جور و کوچکی می‌توان ساخت که توسط لیزرهای دیودی از انتها و از کنار دمیده می‌شوند. در اواخر دهه شصت، بلورهای چند کاره غیرخطی لیزری^۳ مورد توجه قرار گرفتند. در سال ۱۹۷۹ بلور چند کاره Nd:LiNbO₃ توسط محققین روسی معرفی

لیزرهای حالت جامد خود-دو برابر کننده، شامل بلورهای غیرخطی‌ای هستند که با عناصر فعالی نظیر Nd یا Y آلاینده شده‌اند. ایتريوم آلومینیوم بورات [Nd:YAl₃BO₃] آلاینده شده با نئودیمیوم که آنرا Nd:YAB یا NYAB نیز می‌نامند، یک بلور غیرخطی فعال است که در سال‌های اخیر به خاطر توانایی‌اش در تولید لیزر نور سبز مورد توجه قرار گرفته است. ضریب غیرخطی مؤثر^۱ بالا، آستانه صدمه دیدگی بالا و امکان آلاینده شدن با مقدار زیادی یون نئودیمیوم

* نویسنده مسئول: l_mousave@yahoo.com

¹ Effective nonlinear coefficient

² Self-doubler

³ Laser nonlinear multifunctional crystals

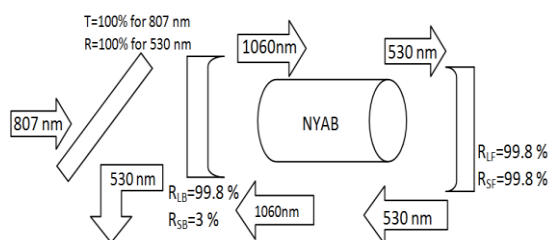
دمیده شده با لیزر دیودی را در طول موج ۱٫۰۶ میکرومتر بررسی کردند و بازده نسبتاً بالایی به دست آوردند. اوماتسو^{۱۳} و همکارانش [۱۱] برای اولین بار، اثرات گرمایی را در لیزر NYAB دمیده شده با لیزر دیودی، بررسی کردند. آنها با قطع و وصل کردن منبع دمش به صورت تناوبی، رفتار زمانی شدت هماهنگ دوم را بررسی کردند. در حیطه بررسی اثرات گرمایی، ژاک^{۱۴} و همکارانش [۱۲] اثر خودگرمایشی ناشی از منبع دمش دیودی را بر خصوصیات نوری و فیزیکی بلور به صورت تجربی بررسی کردند. آنها تغییرات دمایی ضریب شکست، ضریب جذب و شکل باند گسیل را در بازه دمایی ۲۰ تا ۲۰۰ درجه سانتیگراد بررسی کردند. در این کار، آنها کاهش توان خروجی لیزر و هماهنگ دوم آن را در ثانیه‌های اولیه کار لیزر مشاهده کردند و آن را با جذب توان پرتو دمش و تولید گرما و خروج سیستم از انطباق فاز توجیه کردند. ژاک [۱۳] سپس در سال ۱۹۹۸ پدیده لومینسانس بالاسو را در این بلور برای محدوده برانگیختگی ۷۰۰ تا ۸۵۰ نانومتر تحت دمش دیودی موج پیوسته و پالسی بررسی کرد. او در سال ۲۰۰۱ توانست با استفاده از برخی پدیده‌ها غیرخطی، نظیر ترکیب خود-جمع‌کنندگی فرکانس^{۱۵}، سه رنگ اصلی قرمز، سبز و آبی را در بلور NYAB تولید کند [۱۴]. این نوآوری می‌توانست هزینه تولید سیستم‌های نمایش را تا حد زیادی کاهش دهد. ژاک و همکارانش [۱۵] سپس در سال ۲۰۰۴ اثر آرایش Nd^{3+} و Yb^{3+} را روی بازده تبدیل انرژی در

شد [۳و۲] و اثرات چندکارگی آن در آزمایشگاه مشاهده شد. کارپنکو^۴ و استریژویوسکی^۵ [۴] در سال ۱۹۷۹ فرمول‌بندی تولید هماهنگ دوم پالسی در بلور غیرخطی فعال (لیتیوم نیوبایت فعال شده با یون‌های نئودیمیوم) را ارائه دادند. در سال ۱۹۸۱، دوروژکین^۶، کوراتف^۷، و شستاکف^۸ [۵] رفتار چندکاره غیرخطی لیزری در بازه ۰٫۶۶ تا ۱٫۳۲ میکرومتر را در بلور بورات آلاییده به عناصر کمیاب خاکی $Nd_{0.2}Y_{0.8}Al_3BO_3$ را گزارش کردند. لو^۹ و همکارانش [۶] نشان دادند که بلور $Nd_xY_{1-x}Al_3(BO_3)_4$ که با $x=0.1$ رشد داده می‌شود، برای کار در بازه ۱٫۰۶ تا ۰٫۵۳۲ میکرومتر بسیار مناسب است.

لو و همکارانش [۷] در سال ۱۹۹۱، معادلات آهنگ را برای تولید هماهنگ دوم در بلور NYAB تحت دمش با لامپ درخش، به صورت نظری بررسی کردند. آنها رابطه بین خروجی لیزر و ورودی لامپ درخش و همچنین بهینه‌سازی بازتابندگی آینه خروجی در طول موج ۵۳۰ نانومتر را به روش عددی بررسی کردند. همتی^{۱۰} [۸] خروجی ۵۰ میلی‌وات را در مود اصلی با طول موج ۵۳۱ نانومتر در این بلور تحت دمش با لیزر دیودی یک وات به دست آورد. او بازده اپتیک-به-اپتیک ۴٪ را برای این فرآیند گزارش کرد. هووانگ^{۱۱} [۹] وابستگی دمایی تولید هماهنگ دوم را در NYAB بررسی کرد. او وابستگی دمایی زاویه انطباق فاز θ_m را برای تبدیل نوع I در بازه دمایی ۲۳ تا ۱۳۳ درجه سانتیگراد اندازه‌گیری کرد. ژاو^{۱۲} و همکارانش [۱۰و۹] به‌طور تجربی، لیزر NYAB موج پیوسته

¹⁰Hemmati¹¹Hwang¹²Zhao¹³Omutsu¹⁴Jaque¹⁵ Self-frequency-sum mixing⁴Karpenko⁵Strizhevskii⁶Dorozhkin⁷Kuratev⁸Shestakov⁹Luo

دو برابر شده و پرتو هماهنگ دوم $(\lambda_s = 530 \text{ nm})$ تولید می‌شود. آینه‌های کاواک به گونه‌ای انتخاب می‌شوند که پرتو لیزر نتواند از کاواک خارج شود. برای این کار توان بازتاب آینه‌های سمت چپ (یا عقبی) و سمت راست (یا جلویی) در طول موج لیزر تمام بازتاب انتخاب می‌شوند.



شکل ۱. شمای یک کاواک دو عبوری با پرتوی دمش (۸۰۷ نانومتر)، پرتوی لیزر (۱۰۶۰ نانومتر) و پرتوی هماهنگ دوم (۵۳۰ نانومتر). خروجی هماهنگ دوم از آینه سمت چپ خارج می‌شود. فیلتر ۴۵ درجه در سمت چپ کاواک، پرتو دمش را کاملاً عبور می‌دهد ولی پرتو هماهنگ دوم را کاملاً بازتاب می‌کند.

از آنجایی که پرتو لیزر، در دو جهت حرکت می‌کند، پرتو هماهنگ دوم تولیدی نیز در دو جهت در کاواک حرکت می‌کند. ولی به خاطر اینکه معمولاً در لیزرها، خروجی از یک طرف کاواک خارج می‌شود، آینه سمت راست کاملاً بازتاب انتخاب می‌شود ولی آینه سمت چپ برای هماهنگ دوم عبور بالایی دارد. در ادامه، فرمول‌بندی پدیده خوددوبرابر کنندگی را ارائه می‌دهیم.

مطابق نمادگذاری رابرت بوید [۱۶]، میدان الکتریکی را می‌توان به صورت زیر نمایش داد:

$$E_n(t, r, z) = A_n(t, r, z)e^{i(k_n z - \omega_n t)} + c.c., n = p, l, s \quad 1$$

بلور YAB بررسی کردند و مقدار بهینه را برای کاربردهای لیزری تعیین کردند.

در این مقاله، ما کارایی بلور NYAB را در یک کاواک دو عبوری شامل بلور و دو آینه در طرفین آن بررسی می‌کنیم. تا جایی که به اطلاعات ما بر می‌گردد، تا کنون چنین بررسی گزارش نشده است. هنگامی که آینه‌ها در طرفین بلور در نظر گرفته می‌شود، معادلات موج دو برابر حالت کاواک تک عبوری می‌شوند. علاوه بر این در این گونه مسایل، شرط مرزی برای امواج روی آینه‌ها، از نوع دریکله یا نیومن نیست، چرا که مقدار میدان و یا مشتق آن روی آینه معلوم نیست و فقط ضریبی از موج پیشرو (برای موج پسرو) و یا موج پسرو (برای موج پیشرو) است. در این مقاله، پنج معادله جفت‌شده برای بررسی کامل کارایی لیزر در نظر گرفته می‌شود: دو موج رفت برگشتی برای پرتو لیزر (۱۰۶۰ نانومتر)، دو موج رفت و برگشتی برای پرتو هماهنگ دوم (۵۳۰ نانومتر) و یک معادله آهنگ برای جمعیت معکوس. روش حل معادلات بر اساس یکی از روش‌های تفاضل محدود است و کد محاسباتی توسط مؤلفین در محیط MATLAB نوشته شده است.

مبانی نظری

شکل ۱، یک کاواک دو عبوری که شامل بلور خوددوبرابر کننده، آینه‌ها، و فیلتر ۴۵ درجه است، را نشان می‌دهد. پرتو دمش $(\lambda_p = 1060 \text{ nm})$ که معمولاً خروجی یک لیزر دیودی در منطقه مادون قرمز نزدیک است، از سمت چپ وارد کاواک می‌شود. فیلتر ۴۵ درجه و آینه سمت چپ کاواک برای این طول موج شفاف هستند. در اثر برهم‌کنش این پرتو با یون‌های Nd^{3+} ، پرتو لیزری $(\lambda_l = 1060 \text{ nm})$ تولید می‌شود. از آنجایی که بلور غیرخطی نیز هست، فرکانس این پرتو

¹⁷Second harmonic wave

¹⁶Pump beam

که در آن $P_l^{NL}(r, z)$ به صورت زیر داده می شود [۱۷]:

$$P_l^{NL}(t, r, z) = 4\varepsilon_0 d_{eff} A_s A_l^* e^{i(k_s - k_l)z} \quad ۷$$

با جایگذاری $P_l^{NL}(r, z)$ در معادله موج مستقل از زمان داریم:

$$\frac{\partial A_l(r, z)}{\partial z} - \frac{ic}{2\omega_l n_l^o} \nabla_T^2 A_l(r, z) = \frac{i\omega_l}{cn_l^o} 2d_{eff} A_s A_l^* e^{-i\Delta kz} \quad ۸$$

توجه کنید که بردار موجها به صورت $k_s = n_s^e \omega_s / c$ و $k_l = n_l^o \omega_l / c$ تعریف می شوند و همچنین داریم: $\omega_s = 2\omega_l$.

معادلات جفت شده هماهنگ دوم و لیزر

چون کاواک شامل دو آینه است، پرتوها در دو جهت حرکت می کنند. پس لازم است برای هر پرتو دو معادله پیشرونده و پسرونده بنویسیم. با در نظر گرفتن برهم کنش هماهنگ دوم با لیزر و نیز جذب پرتوها در بلور، داریم [۳]:

$$\frac{\partial A_s^+}{\partial z} - \frac{ic}{2\omega_s n_s^e} \nabla_T^2 A_s^+ + \frac{\alpha_s}{2} A_s^+ = \frac{i\omega_l}{cn_s^e} 2d_{eff} A_l^{+2} e^{+i\Delta\Phi} \quad ۹$$

$$-\frac{\partial A_s^-}{\partial z} - \frac{ic}{2\omega_s n_s^e} \nabla_T^2 A_s^- + \frac{\alpha_s}{2} A_s^- = \frac{i\omega_l}{cn_s^e} 2d_{eff} A_l^{-2} e^{-i\Delta\Phi} \quad ۱۰$$

$$\frac{\partial A_l^+}{\partial z} - \frac{ic}{2\omega_l n_l^o} \nabla_T^2 A_l^+ + \frac{1}{2} \alpha_l - \sigma \Delta N A_l^+ = \frac{i\omega_l}{cn_l^o} 2d_{eff} A_s^+ A_l^{+*} e^{-i\Delta\Phi} \quad ۱۱$$

$$-\frac{\partial A_l^-}{\partial z} - \frac{ic}{2\omega_l n_l^o} \nabla_T^2 A_l^- + \frac{1}{2} \alpha_l - \sigma \Delta N A_l^- = \frac{i\omega_l}{cn_l^o} 2d_{eff} A_s^- A_l^{-*} e^{+i\Delta\Phi} \quad ۱۲$$

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = -\frac{4\sigma c \varepsilon_0}{\hbar \omega_l} \Delta N (A_l^+)^2 + (A_l^-)^2 - \frac{\Delta N - \Delta N^0}{\tau} + (W_p + W_s) N_0 \quad ۱۳$$

که در آن n به پرتو دمش (p)، پرتو لیزر (l) و پرتو هماهنگ دوم (s) اشاره می کند. k_n عدد موج، ω_n فرکانس زاویه ای و A_n دامنه گاوسی میدان الکتریکی است که به صورت زیر تعریف می شود:

$$A_n(t, r, z) = e_n(t, r, z) e^{-r^2/r_n^2} \quad ۲$$

که r_n اندازه لکه است و $e_n(t, r, z)$ دامنه کند تغییر میدان گاوسی است. این دامنه در اثر برهم کنش پرتوها در راستای طول بلور، متغیر است.

در تقریب موج پیرامحوری، معادله موج غیرخطی مستقل از زمان برای تولید هماهنگ دوم ۵۳۰ نانومتری به صورت زیر داده می شود [۱۷]:

$$2ik_s \frac{\partial A_s(t, r, z)}{\partial z} + \nabla_T^2 A_s(t, r, z) = -\frac{\omega_s^2}{\varepsilon_0 c^2} p_s^{NL}(t, r, z) e^{-ik_s z} \quad ۳$$

که در آن c سرعت نور و ε_0 ضریب گذردهی خلأ است. در معادله موج بالا، $\nabla_T^2 A_s$ لاپلاسیان عرضی است. همچنین $P_s^{NL}(t, r, z)$ قطبش غیرخطی است که به صورت زیر داده می شود [۱۷]:

$$P_s^{NL}(r, z) = 2\varepsilon_0 d_{eff} A_l^2(r, z) e^{2ik_l z} \quad ۴$$

که در آن d_{eff} ضریب غیرخطی مؤثر است. با جایگذاری $P_s^{NL}(t, r, z)$ در معادله موج مستقل از زمان ۳ به معادله زیر می رسیم:

$$\frac{\partial A_s(r, z)}{\partial z} - \frac{ic}{2\omega_s n_s^e} \nabla_T^2 A_s(r, z) = \frac{i\omega_l}{cn_s^e} 2d_{eff} A_l^2 e^{i\Delta kz} \quad ۵$$

که در آن n_s ضریب شکست بلور در ۵۳۰ نانومتری و $\Delta k = 2k_l - k_s$ عدم تطبیق بردار موج است.

معادله موج برای پرتو لیزر ۱۰۶۰ نانومتری نیز به صورت زیر است:

$$2ik_l \frac{\partial A_l(r, z)}{\partial z} + \nabla_T^2 A_l(r, z) = -\frac{\omega_l^2}{\varepsilon_0 c^2} p_l^{NL}(r, z) e^{-ik_l z} \quad ۶$$

$$A_l^+(r, z=0) = \sqrt{R_{Lb}} A_l^-(r, z=0) \quad 18$$

$$A_l^+(r=a, z) = A_s^+(r=a, z) = 0 \quad 19$$

$$A_l^-(r=a, z) = A_s^-(r=a, z) = 0 \quad 20$$

که در آن l طول بلور و a شعاع آن است. بهترین طول بلور $l = (\pm 1) \text{ mm}$ است [۱۱].

برای حل معادلات جفت‌شده ۹ تا ۱۳ از روش تفاضل محدود استفاده می‌کنیم. کد مورد نیاز توسط مؤلفین مقاله در محیط MATLAB نوشته شده است. ولی قبل از آن برای کاهش خطا در محاسبات عددی، از تغییر متغیر مناسب استفاده کردیم. با انتخاب تغییر متغیرهای معرفی شده در زیر، جواب معادلات برحسب پارامترهای بدون بعد ψ ، که در بازه صفر تا یک تغییر می‌کند، داده می‌شوند:

$$A_s^+ = \sqrt{\frac{P_p}{2n_s^e c \epsilon_0 \pi r_p^2}} \psi_s^+ \quad 21$$

$$A_s^- = \sqrt{\frac{P_p}{2n_s^e c \epsilon_0 \pi r_p^2}} \psi_s^- \quad 22$$

$$A_l^+ = \sqrt{\frac{P_p}{2n_l^e c \epsilon_0 \pi r_p^2}} \psi_l^+ \quad 23$$

$$A_l^- = \sqrt{\frac{P_p}{2n_l^e c \epsilon_0 \pi r_p^2}} \psi_l^- \quad 24$$

مطابق تعاریف بالا، $|\psi_i^\pm|^2$ بازده تولید پرتوها (شدت پرتو مورد نظر به شدت پرتو دمش در سر بلور) را می‌دهد. با جایگذاری تغییرمتغیرهای تعریف‌شده در معادلات جفت‌شده ۹ تا ۱۳، و صرف نظر از لاپلاسیان عرضی، معادلات زیر به دست می‌آیند:

$$\frac{\partial \psi_s^+}{\partial z} + \frac{\alpha_s}{2} \psi_s^+ = \frac{i}{L} \psi_l^{+2} \quad 25$$

$$-\frac{\partial \psi_s^-}{\partial z} + \frac{\alpha_s}{2} \psi_s^- = \frac{i}{L} \psi_l^{-2} \quad 26$$

$$\frac{\partial \psi_l^+}{\partial z} + \frac{1}{2} \alpha_l - \sigma \Delta N \psi_l^+ = \frac{i}{L} \psi_l^{+*} \psi_s^+ \quad 27$$

که معادله آخر، معادله آهنگ برای اختلاف جمعیت ترازهای لیزری است که در آن انرژی دادن به پرتو لیزر از طریق پرتو دمش و نیز پرتو هماهنگ دوم است [۳]. در این مقاله حالت پایا بررسی می‌شود و بنابراین مشتق زمانی برابر صفر است. در معادلات بالا، 193 m^{-1} $\alpha_p = 34 \cdot \text{m}^{-1}$ و $\alpha_l = 4 \text{ m}^{-1}$ ، $\alpha_s =$ ضرایب جذب پرتوهای هماهنگ دوم، لیزر و دمش هستند [۱۸]. $\sigma = 4.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ [۱۹] سطح مقطع گسیل لیزری یون‌های Nd^{3+} و $\tau = 56 \mu\text{s}$ طول عمر فلورسانس است [۱۲]. $\Delta N = N - N_0$. جمعیت معکوس است که در آن N جمعیت تراز برانگیخته در هنگام دمش و N_0 جمعیت تراز پایین لیزری است. جمعیت معکوس بدون دمش برابر است با:

$$\Delta N^0 = N^0 - N_0^0 \simeq -N_0^0 = -N_d$$

که $N_d = (7 \pm 2) \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [۸] چگالی (تعداد بر واحد حجم) عناصر آلاینده است. ضریب مؤثر غیرخطی بلور NYAB، $d_{eff} = 1.4 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ است [۸]. در معادله ۱۳، $W_p N_0$ آهنگ دمش (تعداد بر واحد حجم بر واحد زمان) تراز لیزری توسط منبع خارجی دمش است که صورت زیر داده می‌شود [۱۲]:

$$W_p N_0 = \frac{2\eta_q T_p P_p \alpha_p}{h\nu_p \pi r_p^2} e^{-2r^2/r_p^2} e^{-\alpha_p z} \quad 14$$

در آن $T_p = 1 - R_{pb}$ توان عبور آینه سمت چپ برای پرتو دمش، P_p توان پرتو دمش، $\eta_q = 0.26$ بازده کوانتومی و ν_p فرکانس پرتو دمش است. بنابر اطلاعات مرجع [۱۱]، $R_{Lb} = R_{Lf} \simeq 0.998$ ، $R_{Ll} = R_{Lr} = 0.998$ ، $R_{Lp} = 1 - T = 0.26$ ، $T_p = 0.74$ ، $R_{Sb} = 0.03$ و $R_{Sf} \simeq 0.998$. شرایط مرزی برای امواج روی آینه‌ها به صورت زیر هستند:

$$A_s^-(r, z=l) = \sqrt{R_{Sf}} A_s^+(r, z=l) \quad 15$$

$$A_l^-(r, z=l) = \sqrt{R_{Lf}} A_l^+(r, z=l) \quad 16$$

$$A_s^+(r, z=0) = \sqrt{R_{Sb}} A_s^-(r, z=0) \quad 17$$

هنگام انجام رویه عددی، ابتدا به تمام نقاط میدان‌ها روی محور z مقادیر ثابت و اولیه داده می‌شود. سپس معادلات پیشرو، معادلات ۳۰ و ۳۱، به پیش برده می‌شوند. در انتهای سمت راست کاواک، شرط مرزی آینه‌ها، معادلات ۱۵ و ۱۶، روی میدان‌ها اعمال می‌شوند و سپس میدان‌های پسرو، معادلات ۳۲ و ۳۳، به سمت چپ حل می‌شوند. در انتهای سمت چپ کاواک، شرط مرزی روی آینه‌ها، معادلات ۱۷ و ۱۸، روی میدان‌ها اعمال می‌شوند. کار رفت و برگشت میدان‌ها آنقدر ادامه می‌یابد تا مقادیر میدان‌ها، دیگر به‌طور محسوس تغییر نکنند و به مقدار تعادلی خود برسند. در این حالت رویه عددی به اتمام می‌رسد. این روش حل، مخصوص مسائلی است که مقادیر میدان‌ها روی مرزها مشخص نباشد.

نتایج

شکل ۲ بازده پرتو هماهنگ دوم پسرو که از آینه سمت چپ کاواک خارج می‌شود را با اندازه لکه ۵ میکرومتر و برای چند مقدار توان دمش، نشان می‌دهد. نکته قابل اشاره این است که شدت دمش (توان بر مساحت لکه) باید به اندازه‌ای باشد تا لیزر شروع به کار کند. در این حالت، از شرط آستانه بحث می‌شود. برای اندازه لکه مورد نظر و توان ۲۰ وات، شدت دمش از آستانه عبور می‌کند. در این شرایط، جمعیت معکوس برای راه اندازی لیزر مثبت است. برای توان دمش $P=20\text{ W}$ ، بازده پرتو هماهنگ دوم ۰٫۰۷٪ برای توان دمش $P=70\text{ W}$ ، بازده ۰٫۲٪ است. شکل ۲ نشان می‌دهد که با افزایش توان دمش، بازده پرتو هماهنگ دوم افزایش می‌یابد. مطابق این شکل، بازده پرتو هماهنگ دوم ۴۳۰ نانومتر، در انتهای سمت راست کاواک ($z=L$) زیاد است. این تمرکز توان نور سبز به دلیل وجود آینه‌ای است که مانع خروج آن از سمت

$$-\frac{\partial \psi_l^-}{\partial z} + \frac{1}{2} \alpha_l - \sigma \Delta N \psi_l^- = \frac{i}{L} \psi_l^- * \psi_s^- \quad 28$$

۲۹

$$\Delta N = \frac{\Delta N^0}{\tau} + \frac{4\eta_q T_p P_p \alpha_p}{h\omega_p r_p^2} e^{-2x^2+y^2/r_p^2} e^{-\alpha_p z} + \frac{2\alpha_s P_p}{h\omega_s r_p^2} |\psi_s^+|^2 + |\psi_s^-|^2 / \left[\frac{1}{\tau} + \frac{2\sigma P_p}{h\omega_l \pi r_p^2} |\psi_l^+|^2 + |\psi_l^-|^2 \right]$$

برای گسسته‌سازی معادلات مربوط به میدان‌های پیشرونده، از روش تفاضل پیشرو

$$\psi_s^+(k+1) = \psi_s^+(k) + \Delta z \times \left[-\frac{\alpha_s}{2} \psi_s^+(k) + \frac{i}{L} \psi_l^{+2}(k) \right] \quad 30$$

و

$$\psi_l^+(k+1) = \psi_l^+(k) + \Delta z \times \left[\frac{1}{2} -\alpha_l + \sigma \Delta N + \frac{i}{L} \psi_l^{+*}(k) \psi_s^+(k) \right] \quad 31$$

و برای میدان‌های پسرونده، از روش تفاضل پسرو

$$\psi_s^-(k-1) = \psi_s^-(k) + \Delta z \times \left[\frac{\alpha_s}{2} \psi_s^-(k) - \frac{i}{L} \psi_l^{-2}(k) \right] \quad 32$$

و

$$\psi_l^-(k-1) = \psi_l^-(k) + \Delta z \times \left[\frac{1}{2} \alpha_l - \sigma \Delta N(k) \psi_l^-(k) - \frac{i}{L} \psi_l^{-*}(k) \psi_s^-(k) \right] \quad 33$$

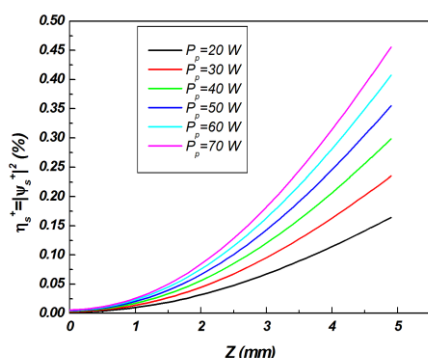
استفاده می‌کنیم. گسسته‌سازی معادله آهنگ ترازهای لیزری نیز در حالت پایا به صورت زیر است:

$$\Delta N(k) = \frac{\Delta N^0}{\tau} + gg1 e^{-\alpha_p z} + gg2 |\psi_s^+(k)|^2 + |\psi_s^-(k)|^2 / \left[\frac{1}{\tau} + gg3 |\psi_l^+(k)|^2 + |\psi_l^-(k)|^2 \right] \quad 34$$

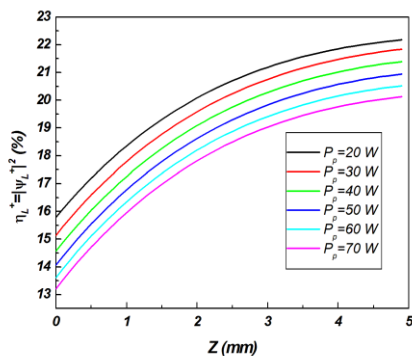
$$\text{که در آن } gg2 = \frac{2\alpha_s P_p}{h\omega_s r_p^2}, \quad gg1 = \frac{4\eta_q T_p P_p \alpha_p}{h\omega_p r_p^2}$$

$$gg3 = \frac{2\sigma P_p}{h\omega_l \pi r_p^2} \text{ ثابت هستند.}$$

دمش، بازده لیزر کاهش می‌یابد که علت آن تبدیل بیشتر انرژی لیزر به هماهنگ دوم است. در شکل ۲ و ۳ دیدیم که با افزایش توان دمش، بازده هماهنگ دوم افزایش می‌یابد. بنابراین نتیجه شکل ۴ با شکل‌های ۲ و ۳ سازگار است.

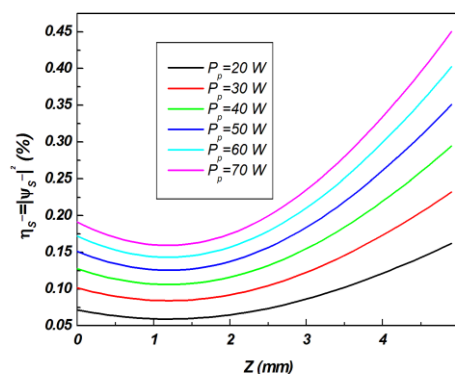


شکل ۳. بازده پرتو هماهنگ دوم پیشرو $(\eta_s^+ = |\psi_s^+|^2)$ در راستای z برای چند مقدار توان دمش (P_p) . آینه چپ توان بازتاب کوچک (۳٪) دارد. $(R_{sb} = 3\%)$



شکل ۴. بازده پرتو لیزر پیشرو $(\eta_L^+ = |\psi_L^+|^2)$ در راستای z برای چند مقدار توان دمش (P_p) . در این طول موج آینه‌های راست و چپ توان بازتابی حدود واحد (۹۸٫۸٪) دارند. $(R_{lb} = R_{lf} = 98.8\%)$

راست کاواک می‌شود. در صورتی که آینه سمت راست کاواک، برای نور سبز توان بازتاب اندکی داشته باشد، این انبارش انرژی وجود ندارد و نور سبز مؤثری نیز برگشت داده نمی‌شود. مطابق شکل ۲، نور سبز در بازگشت (به سمت چپ)، مقداری از انرژی خود را از طریق جذب نوری در بلور از دست می‌دهد (معادله ۲۹ این موضوع را نشان می‌دهد). جذب نور سبز به ایجاد جمعیت معکوس در محیط لیزری کمک می‌کند. افزایش جمعیت معکوس، منجر به افزایش نور مادون قرمز ۱۰۶۰ نانومتری می‌شود و این به نوبه خود به معنی افزایش بازده نور سبز در ادامه کاواک است.



شکل ۲. بازده پرتو هماهنگ دوم پسرو $(\eta_s^- = |\psi_s^-|^2)$ در راستای z برای چند مقدار توان دمش (P_p) . آینه خروجی (سمت چپ) توان بازتاب کوچکی (۳٪) دارد و عبور دهنده خوبی است. $(R_{sb} = 3\%)$

شکل ۳ بازده پرتو هماهنگ دوم پیشرو را برحسب فاصله در راستای طول کریستال، برای توان‌های دمش مختلف نشان می‌دهد. آینه خروجی (سمت چپ)، توان بازتاب کوچکی دارد و عبور دهنده خوبی است. شکل ۴ بازده پرتو لیزر پیشرونده را نشان می‌دهد. مطابق شکل، حدود ۲۰٪ توان پرتو دمش به لیزر تبدیل می‌شود که برای لیزرهای حالت جامد، مورد انتظار است. همانطور که مشاهده می‌شود، با افزایش توان

می‌شود که این امر باعث افزایش بازدهی در تولید پرتو هماهنگ دوم می‌شود.

بازده تجربی تبدیل پرتو ۵۳۰ نانومتر به ۱۰۶۰ نانومتر در بلور NYAB توسط ژاک و همکارانش [۲۲] به صورت

$$\eta_{1,060 \rightarrow 530} = P_{530} / P_{1,060} \quad 35$$

$$= 4.6 \text{ mW} / 725 \text{ mW} \approx 0.6\%$$

اندازه‌گیری شده است. چون در کار ما، بازده‌ها بر اساس تبدیل اپتیک به اپتیک پرتو ۵۳۰ نانومتری و ۱۰۶۰ نانومتری به پرتو ۸۰۷ نانومتری محاسبه شده‌اند، پس بازده تبدیل پرتو به ۵۳۰ نانومتر پرتو ۱۰۶۰ نانومتر، با انجام تبدیلات زیر، ممکن است:

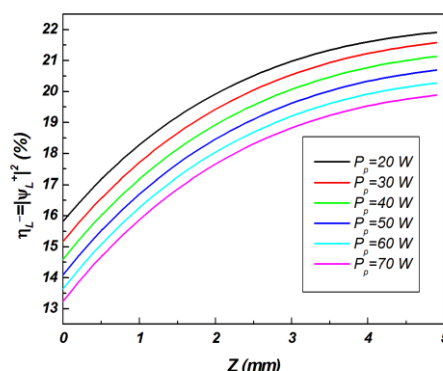
$$\eta_{1,060 \rightarrow 530} = P_{530} / P_{1,060} = P_{530} / P_{807} \times P_{807} / P_{1,060} \quad 36$$

$$= \eta_{807 \rightarrow 530} \times 1 / \eta_{807 \rightarrow 1,060} = 0.002 \times 1 / 0.2 = 1\%$$

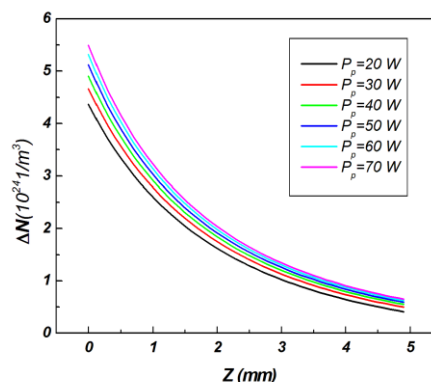
که از مقدار ۰/۶٪ تجربی زیاد دور نیست. با توجه به اینکه بازده نظری کار ما ایده‌آل است و از افت‌های کاواک و پراش در مدل صرف‌نظر کرده‌ایم، نزدیکی نتایج جالب توجه است. احتمالاً با در نظر گرفتن افت‌های کاواک، پراش و اثرات گرمایی، که به بازده کمتری منجر می‌شوند، نزدیکی نتایج کار نظری ما با کار تجربی بیشتر می‌شود. وارد کردن اثرات گرمایی در این مدل، کار آینده مؤلفان مقاله است.

نتیجه‌گیری

در این کار، ابتدا مدلی برای توصیف فرآیندهای تبدیل پرتو ۸۰۷ نانومتر به ۱۰۶۰ نانومتر و سپس به ۵۳۰ نانومتر در بلور NYAB، که یک بلور خود-دو برابر کننده است، ارائه شد. مدل شامل پنج معادله دیفرانسیل جفت شده برای توصیف تولید و انتشار پرتوهای لیزر و هماهنگ دوم در دو جهت در یک کاواک دو عبوری است. این مدل اساساً تولید پرتو لیزر از طریق پدیده فلورسانس را با تبدیل فرکانس از طریق فرآیندهای غیرخطی ترکیب می‌کند. با توجه به پیچیدگی مدل، یک



شکل ۵. بازده لیزر پسرو ($\eta_L^- = |\psi_L^-|^2$) در راستای z برای چند مقدار توان دمش (P_p). آینه‌های راست و چپ توان بازتاب حدود واحد ($R_{1b} = R_{1f} = 0.98$) دارند. با افزایش توان دمش، بازده لیزر کاهش می‌یابد.



شکل ۶. اختلاف جمعیت در راستای Z برای چند مقدار توان دمش. با افزایش توان دمش جمعیت معکوس افزایش می‌یابد.

شکل ۵ بازده پرتو لیزر پسرو را برحسب z برای توان‌های مختلف دمش نشان می‌دهد. در این شکل نیز با افزایش توان دمش، بازده کاهش می‌یابد که نشان می‌دهد مقدار بیشتری از توان پرتو دمش به پرتو لیزر تبدیل می‌شود. شکل ۶ تغییرات جمعیت معکوس را برحسب Z نشان می‌دهد. این کمیت همیشه باید مقدار مثبتی داشته باشد تا لیزر بهره‌دار باشد؛ در غیر این صورت لیزر اصطلاحاً بهره ندارد و به جای تقویت، پرتو لیزر را جذب می‌کند. شکل ۶ همچنین نشان می‌دهد که با افزایش توان دمش، مقدار جمعیت معکوس بزرگتر

IEEE Journal of Quantum Electronics 33 (1997) 2295-2230.

[2] A. Brenier, The self-doubling and summing lasers: overview and modeling, *Journal of Luminescence* 91 (2000) 121-132.

[3] V.G. Dmitriev, V.A. Zenkin, N.E. Kornieko, and V.L. Strizhevskii, Laser with nonlinear active media, *Soviet Journal of Quantum Electronics* 8 (1978) 1356-1361.

[4] S.G. Karpenko, and V.L. Strizhevskii, Transient intracavity second harmonic generation in lasers with nonlinear active media, *Soviet Journal of Quantum Electronics* 9 (1979) 265.

[5] A.A. Kaminskii, H. Nishioka, K. Ueda, W. Odajima, M. Tateno, K. Sasaki, and A.V. Butashin, Second-harmonic generation with Cherenkov-type phase matching in a bulk nonlinear LaBGeO5 crystal, *Quantum Electronics* 26 (1996) 381-382.

[6] Z.D. Luo, J.T. Lin, A.D. Jiang, Y.C. Huang, and M. W. Qui, Growth, characterization, and applications of laser host and nonlinear crystal, *SPIE journals* 1104 (1989) 132.

[7] Z. Luo, X. F. Y. H, Rate equation study of flash lamp pumped NYAB self-frequency-doubling laser, *Optics Communications* 81 (1991) 59-62.

[8] H. Hemmati, Diode-pumped self-frequency-doubled neodymium yttrium aluminum borate (NYAB) laser, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28 (1992) 1169-1171.

[9] M.Y. Hwang, Temperature dependence of second harmonic generation in NYAB crystal, *Optics Communications* 95 (1993) 103-108.

[10] T. Zhao, Z. Luo, Y. Huang, M. W. Qio, G. Chen, Experimental study of laser-diode end-pumped Nd:YAl₃(BO₃)₄ laser at 1.06 μm, *Optics Communications* 109 (1994) 115-118.

روش عددی برای حل همزمان معادلات انتخاب شد. نتایج نشان می‌دهند با افزایش توان دمش از ۲۰ تا ۷۰ وات، بازده تولید پرتو لیزر ۱۰۶۰ نانومتری کاهش می‌یابد. همزمان، بازده تولید پرتو هماهنگ دوم ۵۳۰ نانومتری افزایش می‌یابد. این موضوع نشان می‌دهد که با افزایش توان دمش، تبدیل پرتو ۱۰۶۰ نانومتری به ۵۳۰ نانومتری، بهتر انجام می‌شود و بنابراین بازده تولید هماهنگ دوم افزایش می‌یابد. بازده تولید پرتو هماهنگ دوم که نسبت توان پرتو هماهنگ دوم به توان پرتو دمش است، در بازه توان دمش مورد نظر، از ۰/۵٪ به ۰/۲٪ افزایش می‌یابد. لازم به ذکر است که در عمل، اثرات گرمایی مانع افزایش توان دمش به مقادیر بسیار بالا می‌شود [۲۰ و ۲۱]. بنابراین مقادیر توان دمش در این کار محدود شده‌اند.

بدون استفاده از بلورهای خوددوبرابر کننده، برای تولید هماهنگ دوم، دو بلور مجزا لازم است؛ یکی برای تولید لیزر مادون قرمز و دیگری برای تولید هماهنگ دوم آن. در برخی از چیدمان‌ها، دو بلور در یک کاواک قرار می‌گیرند که سامانه درون کاواکی^{۱۸} نامیده می‌شود. گاهی اوقات بلورها در دو کاواک مستقل هستند که سامانه خارج^{۱۹} از کاواک نامیده می‌شود. در هر دو مورد، افت کاواک‌ها ناشی از پراش و سایر عوامل کاهنده بازده، ناشی از عدم تنظیم و تطبیق کاواک‌ها، مقدار کل راندمان لیزر را کاهش می‌دهد. بنابراین بلورهای خوددوبرابر کننده از نظر اقتصادی و فنی به صرفه هستند.

مراجع

[1] J. Bartschke, R. Knappe, K.J. Boller, and R. Wallenstrin, Investigation of efficient self-frequency-doubling Nd: YAB lasers,

¹⁹Extracavity system

¹⁸Interacavity system

- induced phase mismatching in continuous-wave second harmonic generation: A theoretical model, *Optics Express* 18 (2010) 18732-18743.
- [18] Y. Huang and Z. Luo, Relaxation oscillation theory for the Nd³⁺: YAB self-frequency-doubling laser, *Optics Communications* 112 (1994) 101-108.
- [19] P. Dekker, Y. Huo, J.M. Dawes, J.A. Piper, P. Wang, B.Sh. Lu, Continuous wave and Q-switched diode-pumped neodymium, lutetium: yttrium aluminum borate lasers, *Optics Communications* 151 (1998) 406-412.
- [20] M. Sabaieian, H. Nadgaran, M. De Sario, L. Mescia and F. Prudeniano, Investigation of thermal effects in octagonal double-clad fiber lasers, *Optical Materials* 31 (2009) 1300-1305.
- [21] A. Sayahian Jahromi, M. Sabaieian, and H. Nadgaran, Heat coupled laser rate equations: a model for Er-doped fiber lasers, *Optics Communications* 311 (2013) 134-139.
- [22] D. Jaque, et al. Continuous-wave laser properties of the self-frequency-doubling YAl₃(BO₃)₄: Nd crystal, *Journal of the Optical Society of America B* 15 (1998) 1656-1661.
- [11] T. Omutsu, Y. Kato, M. Shimosegawa, A. Hasegawa, I. Ogura, "Thermal effects in laser diode pumped self-frequency-doubled Nd_xY_{1-x}Al₃(BO₃)₄ (NYAB) microchip laser" *Optics Communications* 118 (1995) 302-308.
- [12] D. Jaque, J. Capmany, J. Rams, and J. Garcia Sole, Effects of pump heating on laser and spectroscopy properties of the Nd:[YAl₃(BO₃)₄] self-frequency-doubling laser, *Journal of Applied Physics* 87 (2000) 1042-1048.
- [13] D. Jaque, J. Capmany, F. Molero, Z. D. Luo, and J. Garcia Sole, Up-conversion luminescence in the Nd³⁺: YAB self frequency doubling laser crystal, *Optical Materials* 10 (1998) 211-217.
- [14] D. Jaque, Self-frequency-sum mixing in Nd doped nonlinear crystals for laser generation in the three fundamental colours: The NYAB case, *Journal of Alloys and Compounds* 323-324 (2001) 204-209.
- [15] D. Jaque, M. de la O Ramirez, L. Bausa, A. Speghlini, M. Bettinelli, and E. Cavalli, *Journal of the Optical Society of America B* 21 (2004) 1203-1209.
- [16] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press (1992).
- [17] M. Sabaieian, L. Mousave and H. Nadgaran, Investigation of thermally-