تقویت پارامتری نوری غیرهم‌خط پالس های لیزری چیرپ

زهرا رجب لو، سمیه نجفی، فاضل جهانگیری و رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده- در این مقاله به بررسی سیستم تقویت پالس‌های لیزری چیرپ شده، به روش پارامتری نوری غیرهم‌خط در دو رژیم بهره سیگنال کوچک و اشباع می‌پردازیم. نتایج حاصل از حل معادلات جفت شده برهم‌کنش غیرخطی در این دو رژیم رشد نمایی پالس سیگنال در طول برهمکنش و افت پمپ در رژیم اشباع را نشان می‌دهد. محاسبات انجام شده نشان می‌دهد با یک سیستم دو مرحله‌ای NOPCPA می‌توان پالس‌هایی با انرژی ورودی 5nj را با فاکتور بهره $۱۰^{۶}$ به 38μj تبدیل کرد.

کلید واژه- برهم‌کنش غیرخطی، تطابق فازی، تقویت پارامتری، چیرپ، هندسه غیرهم‌خط

Non-collinear Optical Parametric Chirped pulse Amplification

Z.Rjabloo, S.Najafi, F.jahangiri, R.masudi

Laser and plasma research institute, University of Shahid beheshti, Evin, Tehran

Abstract- Amplification of ultrashort chirped laser pulses, through a non-collinear optical parametric scheme, is investigated in small-signal gain and saturation regimes. By solving the non-linear interaction coupled equations in both regimes it is shown that the signal beam intensity increases exponentially with respect to the interaction length, whereas saturation is observed in the second pass which is followed by depletion of pump beam energy. Based on the parameters obtained from analytical calculations, a two-stage NOPCPA system is proposed, which is expected to increase the signal energy from 5 nJ to 38μJ, with a gain of about 10^6.

Keywords: nonlinear interaction, phase-matching, optical parametric, Chirp, Non-collinear geometry

[Downloaded from opsi.ir on 2024-10-12]

۱- مقدمه

در دهه‌های اخیر استفاده از لیزرهای جامد فوق کوتاه با انرژی بالا روند رو به‌رشدی داشته است. برای دستیابی به انرژی‌های بالا تلاش‌های فراوانی صورت گرفته، که عمده‌ترین آنها تقویت پالس‌های کوتاه با روشی مبتنی بر تقویت پالس چیرپ (CPA)[1] می‌باشد. در این روش با پهن‌کردن زمانی پالس قبل از ورود به محیط بهره و متراکم سازی آن پس از تقویت، از تخریب محیط بهره جلوگیری می‌شود. با استفاده از این روش می‌توان به پالس‌هایی در حد چند میلی ژول و با پهنای کمتر ۵۰ فمتوثانیه دست یافت. در عین حال استفاده از روش تقویت پارامتری نور (OPA)[2] از بدو توسعه تکنولوژی لیزر مورد توجه بوده است. این روش به‌دلیل تولید پهنای باند گسترده، می‌تواند روشی مناسب برای تقویت پالس‌های لیزری فوق‌کوتاه باشد. علاوه بر این بهره سیگنالی که OPA ارائه می‌دهد چندین مرتبه بزرگتر از محیط‌های لیزری حالت جامد معمول می‌باشد. مهمترین شرط رسیدن به طیف بهره پهن در سیستم های OPA، ایجاد تطابق کامل بین سرعت‌های گروه سیگنال و ایدلر می‌باشد. این شرط با تطابق فازی نوع یک در اطراف نقطه تبهگنی ($\omega_s = \omega_i$)، یا با ایجاد هندسه مناسب در OPAی غیرهم‌خط (NOPA)[3] قابل دستیابی است [1-2]. در سال ۱۹۹۱ ادغام OPA و CPA به تقویت پارامتری نوری پالس چیرپ شده (OPCPA) منجر شد که ویژگی‌ها و مزایای هردو روش را شامل می‌شود. این روش ابزاری قدرتمند برای تولید پالس‌های فوق کوتاه با شدت بسیار بالا و توان در حد تراوات می‌باشد[3].

از جمله مزایای OPCPA نسبت به تقویت کننده‌های دیگر از جمله CPA می‌توان به امکان تقویت با پهنای باند بالا، ظرفیت حرارتی بسیار ناچیز (به دلیل فرآیند آنی تقویت)، بالاتر بودن بازده تبدیل پمپ به سیگنال، ناچیز بودن اثرات غیرخطی مرتبه بالا، بالاتر بودن کیفیت باریکه خروجی (به‌دلیل فاکتورB انتگرال کوچک) و تولید پالس‌های بسیار کوتاه اشاره‌کرد.

[1] Chirped pulse amplification
[2] Optical parametric amplification
[3] Non-collinear OPA

در این مقاله به بررسی فرآیند تقویت پارامتری نوری غیرهم‌خط پالس‌های چیرپ شده (NOPCPA) در دو رژیم بهره کوچک و اشباع بهره با استفاده از حل معادلات جفت شده برهم‌کنش پارامتری می‌پردازیم[3-5].

۲- تئوری

در فرآیند OPCPA، پس از ایجاد چیرپ زمانی خطی مثبت که توسط پهن کننده بدست می آید، پالس وارد کریستال غیر خطی شده و تقویت می شود. در محاسبات تاثیر این چیرپ در پهنای پالس سیگنال ورودی به تقویت کننده ظاهر خواهد شد. تقویت پارامتری نوری، فرایند برهم‌کنش غیرخطی سه موج می‌باشد که در آن یک موج پمپ با شدت بالا با یک موج ضعیف سیگنال برهم‌کنش می‌کند و در طی آن موج پمپ به امواج ایدلر و سیگنال، مطابق با رابطه $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ تبدیل می‌شود که ω_p، ω_s و ω_i به‌ترتیب فرکانس‌های پمپ، سیگنال و ایدلر می‌باشند. بنابراین معادلات موج جفت شده را می‌توان با استفاده از حل معادلات موج ماکسول و با صرف‌نظر کردن از اثرات اختلاف سرعت گروه به‌دلیل اثر پاشندگی پهن کننده، مدولاسیون خودفاز، پاشندگی تاخیر گروه و جذب محیط برای هر باریکه به‌صورت:

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} = -i\left(\frac{\omega_s}{n_s c}\right) d_{eff} E_p E_i^* \exp(-i\Delta kz) \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} = -i\left(\frac{\omega_i}{n_i c}\right) d_{eff} E_p E_s^* \exp(-i\Delta kz)$$

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = -i\left(\frac{\omega_p}{n_p c}\right) d_{eff} E_s E_i \exp(i\Delta kz)$$

به‌دست آورد. d_{eff} ضریب غیرخطی موثر و n_p، n_s و n_i به‌ترتیب ضرایب شکست پمپ، سیگنال و ایدلر و Δk اختلاف بردار موج $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ می‌باشد. با فرض نادیده گرفتن افت پمپ، بهره پارامتری که نسبت شدت سیگنال خروجی به ورودی تعریف می‌شود، از حل دو معادله جفت شده اول به‌دست می‌آید:

$$G = 1 + (\gamma L)^2 \left(\frac{\sinh gL}{gL}\right)^2 \qquad (۲)$$

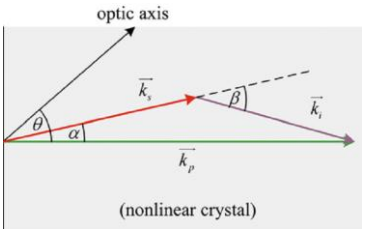
$$g = \sqrt{\gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2},$$

$$\gamma = 4\pi d_{eff}\left(\frac{I_p}{2\varepsilon_0 n_p n_s n_i\, c\, \lambda_s \lambda_i}\right)^{1/2}$$

که G بهره پارامتری، L طول برهم‌کنش و I_p شدت پمپ می‌باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2024-10-12]

شکل ۱ هندسه تطابق فازی غیرهم‌خط برای کریستال غیرخطی تک محور را نشان می‌دهد. در این شکل θ زاویه تطابق فازی بین جهت موج پمپ و محور اپتیکی کریستال، α زاویه غیرهم‌خطی بین جهت موج پمپ و سیگنال و β زاویه بین دو موج سیگنال و ایدلر می‌باشد.



شکل ۱: هندسه برهم‌کنش غیرهم‌خط در کریستال غیرخطی

برای رسیدن به تطابق فازی پهن، شرط تطابق سرعت گروه بین امواج سیگنال و ایدلر باید همانند شرط تطابق فازی بین ایدلر و سیگنال برقرار باشد. ایجاد زاویه غیرهم‌خطی α می‌تواند به برقراری هر دو شرط تطابق فازی و تطابق سرعت گروه در کریستال غیرخطی منجر شود. معادلات زیر به‌ترتیب برای برقراری شرایط تطابق فازی و تطابق سرعت گروه به کار گرفته می‌شوند:

$$k_p \sin\alpha = k_i \sin\beta \ , k_p \cos\alpha = k_s + k_i \cos\beta \quad (۳)$$
$$\upsilon_{gs} = \upsilon_{gi} \cos\beta$$

که υ_{gs} و υ_{gi} سرعت‌های گروه سیگنال و ایدلر می‌باشند. با استفاده از معادلات بالا می‌توان عبارتی برای زاویه غیرخطی بهینه به‌دست آورد:

$$\sin\alpha = \left[\frac{1-(\upsilon_{gs}/\upsilon_{gi})^2}{1+\frac{2\upsilon_{gs}k_s}{\upsilon_{gi}k_i}+(k_s/k_i)^2}\right]^{1/2} \quad (۴)$$

برای کریستال‌های منفی تک محوری فرمول معمول برای تطابق فازی نوع یک (oo-e) که در آنها امواج سیگنال و ایدلر به‌صورت عادی و موج پمپ به‌صورت غیرعادی پلاریزه شده اند در یک هندسه غیرهم‌خط به‌صورت:

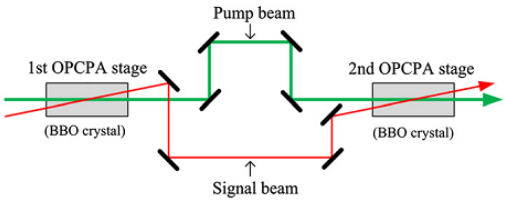
$$n_{pe}(\theta)\omega_p = n_{so}\omega_s + n_{io}\omega_i$$
$$\sin\theta = \frac{n_{pe}}{n_{pe}(\theta)}\left[\frac{n_{po}^2 - n_{pe}^2(\theta)}{n_{po}^2 - n_{pe}^2}\right]^{1/2} \quad (۵)$$

به‌دست می‌آید که n_{po} و n_{pe} مقادیر اصلی عادی و غیرعادی ضریب شکست در طول موج پمپ می‌باشد.

یکی دیگر از فاکتورهای مهم در تقویت پارامتری، اندازه طول پالس سیگنال و پمپ و همچنین هم‌زمانی آنها در محیط غیر خطی به‌دلیل طبیعت آنی برهم‌کنش می‌باشد. برای دستیابی همزمان به تقویت کارآمد و پهنای طیفی گسترده لازم است که نسبت طول پالس سیگنال به پمپ ازمرتبه ۰.۲ و هم‌زمانی آنها از مرتبه ۰.۱ طول پالس پمپ باشد که در محاسبات مد نظر قرار گرفته شده است[3].

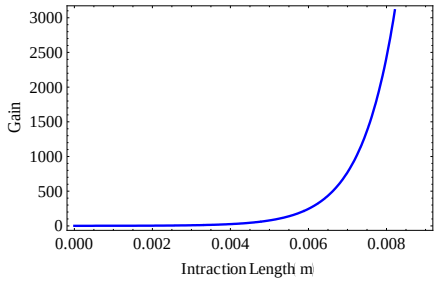
۳- بررسی عددی سیستم NOPCPA دو مرحله‌ای:

شکل زیر نمای یک NOPCPA دو مرحله ای را نشان می‌دهد که مرحله اول آن در رژیم سیگنال کوچک و مرحله دوم در رژیم اشباع بهره کار می‌کند:



شکل ۲: ساختار تقویت پارامتری پالس‌های چیرپ ۲ مرحله ای

در این بررسی از دو کریستال BBO نوع I به طول 9mm با d_{eff} =2pm/v، پمپ با طول موج 532nm، انرژی 500mj و طول پالس 10ns و سیگنال 800nm، با انرژی5nj و طول 1ns استفاده شده است، بنابراین زاویه تطابق فازی θ=23.84 و زاویه غیر خطی α=2.39 به‌دست می‌آید. نمودار زیر نشان دهنده تغییرات بهره پارامتری در رژیم بهره سیگنال کوچک برحسب طول برهم‌کنش و با نادیده گرفتن افت پمپ می‌باشد.

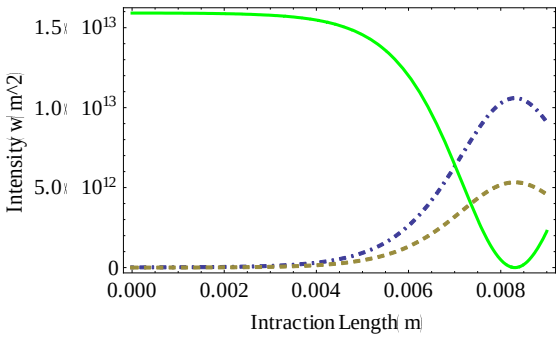


شکل ۳: تغییرات بهره پارامتری برحسب طول برهم‌کنش

مشاهده می‌کنیم فاکتور بهره در طول کریستال به‌صورت نمایی افزایش یافته و در طول ۸mm به ۳۰۰۰ می‌رسد. به‌دلیل رشد نمایی انرژی سیگنال، تقویت در این رژیم ناپایدار بوده چرا که طبق معادله ۲ بهره رابطه مستقیمی با نوسانات پمپ دارد، بنابراین برای حذف این وابستگی مرحله دوم تقویت را در رژیم اشباع به‌کار می‌گیرند. در این مرحله که شدت باریکه سیگنال افزایش یافته‌است، دیگر نمی‌توان افت پمپ را نادیده‌گرفت. معادلات جفت شده ۱ را برای شرایط تطابق فازی کامل می‌توان با حل تحلیلی که به‌صورت توابع ژاکوبی می‌باشند، به‌دست آورد

[Downloaded from opsi.ir on 2024-10-12]

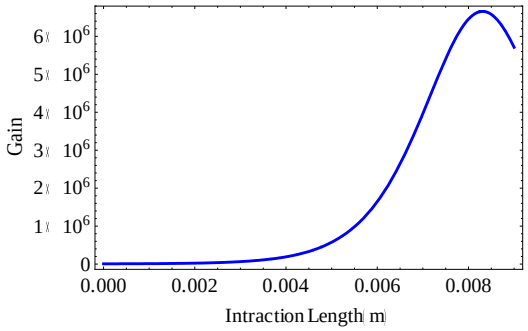
[4]. اما عموما برای درنظر گرفتن تمام شرایط ممکن از حل عددی رانگ کوتای مرتبه ۴ استفاده می‌کنند. شکل ۴ شدت باریکه‌های پمپ، سیگنال و ایدلر را بعد از تقویت مرحله دوم نشان می‌دهد.



شکل ۴: شدت سیگنال (خط نقطه)، پمپ (خط) و ایدلر (خط چین) برحسب طول کریستال

همان‌طور که انتظار می‌رود با حرکت در طول کریستال در رژیم اشباع، انرژی پمپ به سیگنال و ایدلر تبدیل می‌شود و تقریباً در فاصله ۸.۳ میلی متری تمام انرژی پمپ به سیگنال و ایدلر منتقل می‌شود. اما در ادامه می‌بینیم که این روند تغییر کرده و با تبدیل سیگنال و ایدلر به پمپ مواجه می‌شویم. بنابراین می‌توان طول بهینه کریستال را که وابسته به طول همدوسی و جدایی (واکاف) عرضی و فضایی باریکه‌ها می‌باشد، به‌دست آورد. این طول می‌تواند برای مراحل مختلف تقویت یکسان یا متفاوت باشد و باید بگونه‌ای آن را انتخاب کرد که هم بازده بهینه و هم طول پالس کوتاهتر و پهنای طیفی وسیع‌تری را به‌دست‌آوریم. از طرفی می‌توان با انتخاب یک طول مناسب برای کاهش هزینه‌ها از یک کریستال به‌صورت رفت و برگشت برای مرحله دوم تقویت استفاده‌کرد.

بنابراین می‌توان بهره پارامتری کل سیستم را به‌صورت خروجی سیگنال مرحله دوم به ورودی مرحله اول به‌دست آورد. شکل ۵ نشان می‌دهد فاکتور بهره خروجی می‌تواند به بزرگی $۱۰^{۶}$ باشد.



شکل ۵: بهره پارامتری کل سیستم برحسب طول برهم‌کنش

۴- نتیجه گیری

با بررسی یک سیستم دو مرحله‌ای تقویت کننده پارامتری غیرهم‌خط پالس‌های چیرپ شده و حل تحلیلی معادلات حاکم بر آن، خروجی و بهره حاصل از این سیستم محاسبه و زاویه تطابق فازی بهینه θ=23.84 و α=2.39 به‌دست آمد. با توجه به نمودارهای ارائه شده، شدت باریکه سیگنال در طول برهم‌کنش پارامتری افزایش نمایی داشته و باریکه پمپ در مرحله دوم افت خواهد کرد. همچنین این بررسی نشان می‌دهد پالس‌های لیزری با طول موج 800nm، پهنای زمانی 1ns و انرژی ورودی 5nj را می‌توان طی دوبار عبور از یک کریستال به ضخامت 9mm با d_{eff}=2pv/m که با پالس‌های به‌طول10ns،طول موج 532nm و انرژی 500mj پمپ شده اند را تا حدود 38μj تقویت کرد.

مراجع

[1] J.Piel, M.Beutter, E.Riedle, *20–50-fs pulses tunable across the near infrared from a blue-pumped noncollinear parametric amplifier*, Opt. Lett., Vol. 25, Pp. 180–182, 2000.

[2] G.Cerullo and S.De Silvestri, Ultrafast optical parametric amplifiers, American Institute of Physics,2003.

[3] S.Witte and Kjeld S. E. Eikema, Ultrafast Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification,2012.

[4] Zheng J. Zacharias, H., *Non-collinear optical parametric chirped-pulse amplifier for few-cycle pulses*, Appl Phys B. 97: 765–779, 2009.

[5] J. Yoon, S.Lee, T.Yu, *Broadband, high gain two-stage optical parametric chirped pulse amplifier using BBO crystals for a femtosecond high-power Ti:sapphire laser system*, Current Applied Physics 12: 648e653, 2012.

[6] R. Baumgartner And Robert K. Byer, *Optical Parametric Amplification*, Ieee Journal Of Quantum Electronics, Vol. Qe-15, No. 6, 1979.

[Downloaded from opsi.ir on 2024-10-12]