



بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران  
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران  
۸ تا ۱۰ بهمن ماه ۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز



## تقویت پارامتری نوری غیرهم خط 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 پالس های لیزری چیرپ شده، به روش پارامتری نوری غیرهم خط در دو رژیم بهره سیگنال کوچک و اشباع می پردازیم. نتایج حاصل از حل معادلات جفت شده برهم کنش غیرخطی در این دو رژیم رشد نمایی پالس سیگنال در طول برهم کنش و افت پمپ در رژیم اشباع را نشان می دهد. محاسبات انجام شده نشان می دهد با یک سیستم دو مرحله ای NOPCPA می توان پالس هایی با انرژی ورودی 5nJ را با فاکتور بهره  $10^6$  به 38μJ تبدیل کرد.

کلید واژه- برهم کنش غیرخطی، تطابق فازی، تقویت پارامتری، چیرپ، هندسه غیرهم خط

## 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

۱- مقدمه

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 می‌آید، پالس وارد کریستال غیر خطی شده و تقویت می‌شود. در محاسبات تاثیر این چیرپ در پهنای پالس سیگنال ورودی به تقویت کننده ظاهر خواهد شد. تقویت پارامتری نوری، فرآیند 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  $\omega_p$ ،  $\omega_s$  و  $\omega_i$  به ترتیب فرکانس‌های پمپ، سیگنال و ایدلر می‌باشند. بنابراین معادلات موج جفت شده را می‌توان با استفاده از حل معادلات موج ماکسول و با صرف نظر کردن از اثرات اختلاف سرعت گروه به دلیل اثر پاشندگی پهن کننده، مدولاسیون خودفاز، پاشندگی تاخیر گروه و جذب محیط برای هر باریکه به صورت:

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} = -i \left( \frac{\omega_s}{n_s c} \right) d_{eff} E_p E_i^* \exp(-i\Delta k z) \quad (1)$$

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

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

به دست آورد.  $d_{eff}$  ضریب غیرخطی موثر و  $n_s$ ،  $n_p$  و  $n_i$  به ترتیب ضرایب شکست پمپ، سیگنال و ایدلر و  $\Delta k$  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 به دست می‌آید:

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

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

$$\gamma = 4\pi d_{eff} \left( \frac{I_p}{2\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i} \right)^{1/2}$$

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

در دهه‌های اخیر استفاده از لیزرهای جامد فوق کوتاه با انرژی بالا روند رو به رشدی داشته است. برای دستیابی به انرژی‌های بالا تلاش‌های فراوانی صورت گرفته، که عمده‌ترین آنها تقویت پالس‌های کوتاه با روشی مبتنی بر تقویت پالس چیرپ<sup>۱</sup> (CPA) می‌باشد. در این روش با پهن کردن زمانی پالس قبل از ورود به محیط بهره و مترکم 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<sup>۲</sup> (OPA) از بدو توسعه تکنولوژی لیزر مورد توجه بوده است. این روش به دلیل تولید پهنای باند گسترده، می‌تواند روشی مناسب برای تقویت پالس‌های لیزری فوق کوتاه 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 سیستم‌های OPA، ایجاد تطابق کامل بین سرعت‌های گروه سیگنال و ایدلر می‌باشد. این شرط با تطابق فازی نوع یک در اطراف نقطه تیهگنی ( $\omega_s = \omega_i$ )، یا با ایجاد هندسه مناسب در OPA غیرهم‌خط (NOPA)<sup>۳</sup> 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 هر دو 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 (به دلیل فاکتور B انتگرال کوچک) و تولید پالس‌های بسیار کوتاه اشاره کرد.

<sup>1</sup> Chirped pulse amplification

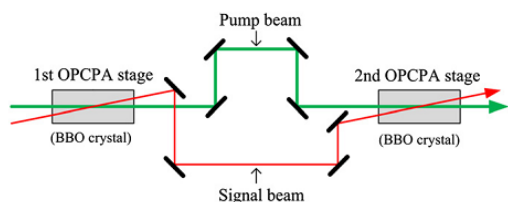
<sup>2</sup> Optical parametric amplification

<sup>3</sup> Non-collinear OPA

از مرتبه ۰.۲ و هم‌زمانی آنها از مرتبه ۰.۱ طول پالس پمپ باشد که در محاسبات مد نظر قرار گرفته شده است [3].

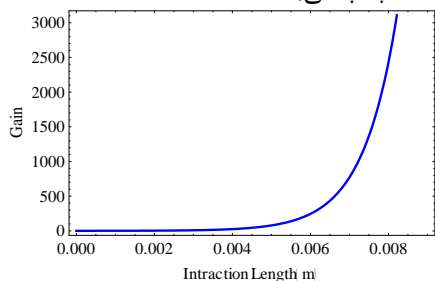
### ۳- بررسی عددی سیستم NOPCPA دو مرحله‌ای:

شکل زیر نمای یک NOPCPA دو مرحله‌ای 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 مرحله‌ای

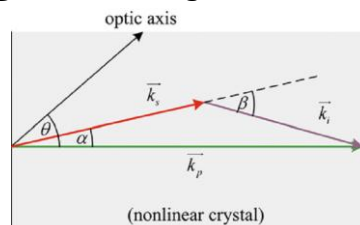
در این بررسی از دو کریستال BBO نوع I به طول 9mm با  $d_{eff} = 2 \text{ pm/v}$ ، پمپ با طول موج 532nm، انرژی 500mj و طول پالس 10ns و سیگنال 800nm، با انرژی 5nj و طول 1ns استفاده شده است، بنابراین زاویه تطابق فازی  $\theta = 23.84^\circ$  و زاویه غیر خطی  $\alpha = 2.39$  به دست می‌آید. نمودار زیر نشان 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 به صورت نمایی افزایش یافته و در طول 8mm به ۳۰۰۰ می‌رسد. به دلیل 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 بهره کار می‌گیرند. در این مرحله که شدت باریکه سیگنال افزایش یافته است، دیگر نمی‌توان افت پمپ را نادیده گرفت. معادلات جفت شده ۱ را برای شرایط تطابق فازی کامل می‌توان با حل تحلیلی که به صورت توابع ژاکوبی می‌باشند، به دست آورد

شکل ۱ هندسه تطابق فازی غیرهم‌خط برای کریستال غیرخطی تک محور را نشان می‌دهد. در این شکل  $\theta$  زاویه تطابق فازی بین جهت موج پمپ و محور اپتیکی کریستال،  $\alpha$  زاویه غیرهم‌خطی بین جهت موج پمپ و سیگنال و  $\beta$  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  $\alpha$  می‌تواند به برقراری هر دو شرط تطابق فازی و تطابق سرعت گروه در کریستال غیرخطی منجر شود. معادلات زیر به ترتیب برای برقراری شرایط تطابق فازی و تطابق سرعت گروه به کار گرفته می‌شوند:

$$k_p \sin \alpha = k_i \sin \beta, \quad k_p \cos \alpha = k_s + k_i \cos \beta \quad (۳)$$

$$v_{gs} = v_{gi} \cos \beta$$

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

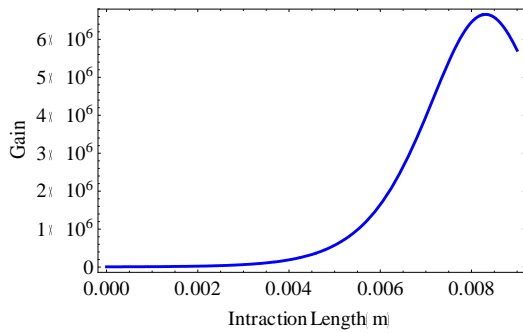
$$\sin \alpha = \left[ \frac{1 - (v_{gs}/v_{gi})^2}{1 + \frac{2v_{gs}k_s}{v_{gi}k_i} + (k_s/k_i)^2} \right]^{1/2} \quad (۴)$$

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

$$n_{pe}(\theta)\omega_p = n_{so}\omega_s + n_{io}\omega_i$$

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

به دست می‌آید که  $n_{pe}$  و  $n_{po}$  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 به دلیل طبیعت آنی برهم‌کنش می‌باشد. برای دستیابی هم‌زمان به تقویت کارآمد و پهنای طیفی گسترده لازم است که نسبت طول پالس سیگنال به پمپ



شکل ۵: بهره پارامتری کل سیستم برحسب طول برهم کنش

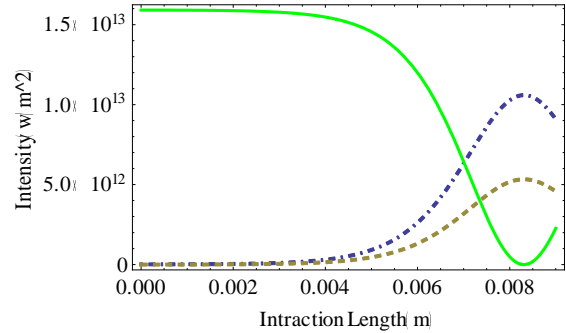
#### ۴- نتیجه گیری

با بررسی یک سیستم دو مرحله‌ای تقویت کننده پارامتری غیرهم خط پالس‌های چیرپ شده و حل تحلیلی معادلات حاکم بر آن، خروجی و بهره حاصل از این سیستم محاسبه و زاویه تطابق فازی بهینه  $\theta=23.84$  و  $\alpha=2.39$  به دست آمد. با توجه به نمودارهای ارائه شده، شدت باریکه سیگنال در طول برهم کنش 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  $d_{\text{eff}}=2\text{pV/m}$  که با پالس‌های به طول 10ns، طول موج 532nm و انرژی 500mJ پمپ شده اند را تا حدود  $38\mu\text{J}$  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.

[4]. اما عموماً برای در نظر 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، به دست 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 به دست آوریم. از طرفی می‌توان با انتخاب یک طول مناسب برای کاهش هزینه‌ها از یک کریستال به صورت رفت و برگشت برای مرحله دوم تقویت استفاده کرد.

بنابراین می‌توان بهره پارامتری کل سیستم را به صورت خروجی سیگنال مرحله دوم به ورودی مرحله اول به دست آورد. شکل ۵ نشان می‌دهد فاکتور بهره خروجی می‌تواند به بزرگی  $10^6$  باشد.