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

شبیه‌سازی انتشار پالس‌های فوق کوتاه در تقویت کننده‌های پارامتری تار نوری تک پمپ

مصطفی تقی‌زاده[۱]، محسن حاتمی[۲] و حسن پاکارزاده[۲]

[۱]گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد، ایران

[۲]بخش فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده – در این مقاله، انتشار پالس‌های فوق کوتاه را در تقویت کننده‌های پارامتری تار نوری تک پمپ شبیه‌سازی می‌کنیم. از طریق حل معادلات غیرخطی شرودینگر (*NLSEs*) جفت شده به روش رانگ- کوتا و کرانک- نیکلسون، اثر توان پمپ، افت تار، پاشندگی مرتبه دوم و سوم در تحول پالس‌های فمتو ثانیه در طول تار بررسی می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که این اثرات، باعث تغییرات شکل پمپ، سیگنال و آیدلر در طول انتشار می‌گردد.

کلید واژه‌ها- پاشندگی، اثرات غیرخطی، پالس فوق کوتاه، تقویت کننده‌های پارامتری تار نوری تک پمپ.

Simulation of propagation of ultra-short pulses in one-pump fiber optical parametric amplifiers

Mostafa Taghizadeh[۱], Mohsen Hatami[۲], Hassan Pakarzadeh[۲]

[۱]Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University ,Yazd, Iran

[۲]Physics Department, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, we simulate the propagation of femtosecond pulses in one-pump fiber optical parametric amplifiers (*1*-P FOPAs). The coupled nonlinear Schrödinger equations (NLSEs) are solved using Runge-Kutta and Crank-Nicolson method and the impact of pump power, fiber loss, second- and third-order dispersion coefficients on pulse evolution along the fiber is investigated. The results show that including the dispersion and nonlinear effects changes the shape of the pump, signal and idler as they propagate along the fiber.

Keywords: dispersion, nonlinear effects, one-pump fiber optical parametric amplifiers, ultra-short pulse.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-03]

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

۱- مقدمه

تقویت کننده‌های پارامتری تار نوری (FOPAs[۱]) می‌توانند کاربردهای وسیعی در بسیاری زمینه‌ها، از ارتباطات تا محاسبات و رمزنگاری کوانتومی پیدا کنند [۱و۲]. FOPA ها همچنین به خاطر تبدیل طول موجی و کلیدزنی نوری، تقویت غیرحساس به افت و خیزهای پاشندگی و حذف نویز در سامانه‌های مخابرات نوری، توجه شایانی را به خود جلب کرده‌اند [۳-۶]. اساس کار FOPA ها، فرآیند ترکیب چهار موجی (FWM[۲]) تبهگن است که در آن در ورودی تار، دو فوتون از پمپ با یک فوتون از سیگنال ترکیب و در خروجی، فوتون‌های پمپ، سیگنال تقویت شده و آیدلر تولید می‌شوند [۷]. تاکنون بیشتر کارهای انجام شده برای امواج پیوسته بوده و کارهای معدودی برای پالس‌های کوتاه انجام شده که معمولاً همراه با ساده سازی و تقریب بوده است [۸]. در این مقاله، با در نظر گرفتن افت تار، پاشندگی مرتبه دوم و سوم به حل دقیق معادلات غیرخطی وابسته به زمان شرودینگر می‌پردازیم و برای اولین بار تحول توان قله‌ی پمپ، سیگنال و آیدلر را در طول تار بررسی می کنیم. همچنین نقش توان ورودی پالس پمپ را در انتشار پالس سیگنال و آیدلر مورد مطالعه قرار می دهیم.

۲- معادلات انتشار پالس

در اینجا ترکیب چهار موج تبهگن که شامل یک تک پمپ در یک تار نوری است را در نظر می‌گیریم. دو موج پمپ و سیگنال به ترتیب با فرکانس‌های ω_p و ω_s به کمک تزویج کننده نوری ترکیب، و به داخل تار نوری فرستاده و موج جدید آیدلر با فرکانس $\omega_i = 2\omega_p - \omega_s$ تولید می‌شود. معادلات غیرخطی شرودینگر (NLSEs[۳]) حاکم بر دامنه‌ی میدان های الکتریکی کند تغییر پمپ A_p، سیگنال A_s و آیدلر A_i [۹] را با تبدیلات زیر

$$A_j = \sqrt{P_0}U_j, z = L_{Ds}\xi, T = T_0\tau, j \in \{p,s,i\} \quad (۱)$$

بر حسب سه متغیر بدون بعد U_j، ξ و τ بازنویسی می‌کنیم و معادلات (۲) تا (۴) [۸] که بیانگر انتشار پالس در راستای z در تار نوری تک مد هستند را به دست می‌آوریم. P_0 توان قله، T_0 پهنای زمانی پالس ورودی و T زمان اندازه‌گیری شده در یک چارجوب مرجع در حال حرکت با پالس پمپ است.

$$\frac{\partial U_p}{\partial \xi} + \frac{i}{2}\mathrm{sgn}(\beta_{2p})\frac{L_{Ds}}{L_{Dp}}\frac{\partial^2 U_p}{\partial \tau^2} - \frac{1}{6}\mathrm{sgn}(\beta_{3p})\frac{L_{Ds}}{L_{Tp}} \times \frac{\partial^3 U_p}{\partial \tau^3} + \frac{1}{2}L_{Ds}\alpha_p U_p = i\frac{L_{Ds}}{L_{NL}}\left\{\left[|U_p|^2 + 2\left(|U_s|^2 + |U_i|^2\right)\right]U_p + 2U_sU_iU_p^* e^{i\Delta\beta L_{Ds}\xi}\right\} \quad (۲)$$

$$\frac{\partial U_s}{\partial \xi} + \mathrm{sgn}(d_{sp})\frac{L_{Ds}}{L_{Wsp}}\frac{\partial U_s}{\partial \tau} + \frac{i}{2}\mathrm{sgn}(\beta_{2s})\frac{\partial^2 U_s}{\partial \tau^2} - \frac{1}{6}\mathrm{sgn}(\beta_{3p})\frac{L_{Ds}}{L_{Tp}}\frac{\partial^3 U_p}{\partial \tau^3} + \frac{1}{2}L_{Ds}\alpha_s U_s = i\frac{L_{Ds}}{L_{NL}} \times \left\{\left[|U_s|^2 + 2\left(|U_p|^2 + |U_i|^2\right)\right]U_s + U_p^2 U_i^* e^{-i\Delta\beta L_{Ds}\xi}\right\} \quad (۳)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial \xi} + \mathrm{sgn}(d_{ip})\frac{L_{Ds}}{L_{Wip}}\frac{\partial U_i}{\partial \tau} + \frac{i}{2}\mathrm{sgn}(\beta_{2i})\frac{\partial^2 U_i}{\partial \tau^2} - \frac{1}{6}\mathrm{sgn}(\beta_{3i})\frac{L_{Ds}}{L_{Tp}}\frac{\partial^3 U_i}{\partial \tau^3} + \frac{1}{2}L_{Ds}\alpha_i U_i = i\frac{L_{Ds}}{L_{NL}} \times \left\{\left[|U_i|^2 + 2\left(|U_p|^2 + |U_s|^2\right)\right]U_i + U_p^2 U_s^* e^{-i\Delta\beta L_{Ds}\xi}\right\} \quad (۴)$$

که

$$d_{jk} = v_{gj}^{-1} - v_{gk}^{-1}, d_{jk} = \frac{n_2'\varpi_j}{cA_{\mathrm{eff}}}, T = t - \frac{z}{v_{gp}},$$
$$\beta_{1j} = \frac{1}{c}\left(n + \frac{dn}{d\omega}\right), \beta_{2j} = \frac{1}{c}\left(2\frac{dn}{d\omega} + \omega\frac{d^2n}{d\omega^2}\right), \quad (۵)$$
$$\beta_{3j} = \frac{1}{c}\left(3\frac{d^2n}{d\omega^2} + \omega\frac{d^3n}{d\omega^3}\right),$$
$$\Delta\beta = \beta(\omega_s) + \beta(\omega_i) - 2\beta(\omega_p)$$

α ضریب اتلاف و v_g سرعت گروه است؛ d_{jk}، پارامتر برون رفت (walk-off) زمانی، معیاری برای نامیزانی سرعت گروه بین پمپ و سیگنال یا آیدلر محسوب می‌شود. β_{mj} ضریب پاشندگی مرتبه m و n ضریب شکست است[۹].

همچنین γ_jها ضرایب غیرخطی تار برای هر یک از امواج و $\Delta\beta$ عدم جورشدگی بردار موج است. L_W طول برون رفت، L_{NL} طول غیرخطی، L_D طول پاشندگی گروه و

---

[۱] Fibre Optical Parametric Amplifiers

[۲] Four-Wave Mixing

[۳] Nonlinear Schrodinger Equations

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-03]

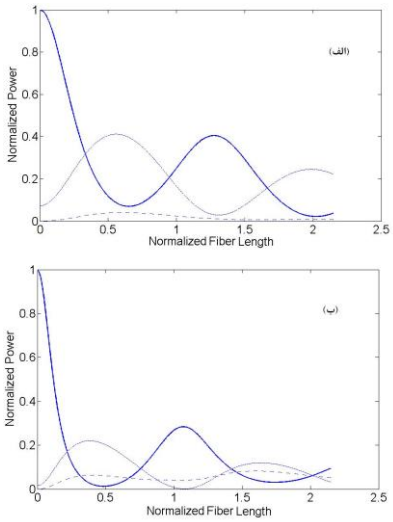
L_T طول غیرخطی مرتبه سوم است که به صورت زیر تعریف می‌شوند[۹]:

$$L_{NL} = \left(\gamma_p P_0\right)^{-1}, \qquad L_{Wjk} = T_0 \big/ \left|d_{jk}\right|, \qquad L_{Dj} = T_0^2 \big/ \left|\beta_{2j}\right|, \qquad L_{Tj} = T_0^3 \big/ \left|\beta_{3j}\right| \tag{۶}$$

در معادلات (۲)-(۴) اثرات مدولاسیون خودفازی، مدولاسیون فازی متقابل، برون‌رفت، پاشندگی سرعت گروه و پاشندگی مرتبه سوم طی فرآیند FWM لحاظ شده اند. جملات شامل مشتق مرتبه سوم در این معادلات برای پالس‌های فوق کوتاه (حدود ۱۰۰ fs یا کوتاه‌تر) مهم واقع می‌شوند. با حل دقیق این معادلات به روش رانگ- کوتا و کرانک- نیکلسون می‌توان چگونگی تغییر شکل امواج و تحول آنها را در تقویت کننده‌های پارامتری تار نوری تک پمپ بررسی کرد که در سامانه‌های مخابرات نوری بسیار حائز اهمیت است.

۳- نتایج شبیه‌سازی

در این قسمت، نتایج حاصل از حل عددی معادلات جفت شده (۲) -(۴) به روش رانگ- کوتا و کرانک- نیکلسون در نرم افزار متلب ارائه می شود. شکل ۱، تحول توان قله بهنجار شده پمپ، سیگنال و آیدلر را در طول تقویت کننده برای توان قله ورودی پمپ (الف) ۵۵ W و (ب) ۲۵۵W نشان می‌دهد. برای تارهای با طول خیلی کوچک، جورشدگی فازی ناچیز است به طوری که انتقال انرژی از پمپ به سیگنال جزئی می‌باشد و سیگنال به کندی رشد می‌کند. اگر طول FOPA به قدر کافی بزرگ باشد، انتقال توان بین پمپ، سیگنال و آیدلر در چندین دوره تناوب رخ خواهد داد. در واقع با افزایش توان قله سیگنال، توان قله پمپ کاهش می‌یابد و پمپ شروع به تخلیه می‌کند. با پیشروی در طول تار، در نقاطی که جور شدگی فاز بین پمپ و سیگنال به طور کامل صورت می‌گیرد، توان سیگنال بیشینه می‌شود. همچنین برای توان پمپ ورودی بزرگتر (۳(ب))، شرط جورشدگی فاز در طول کمتری اتفاق می افتد و توان سیگنال سریعتر رشد می کند.

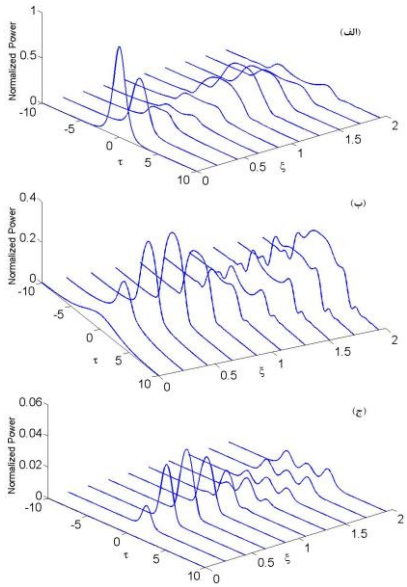


شکل ۱: تحول توان قله بهنجار شده پمپ، سیگنال و آیدلر در FOPA تک پمپ بر حسب تابعی از طول بهنجار شده انتشار z/L_{Ds} برای پالس گوسی به ازای توان پمپ برابر (الف) ۵۵ و (ب) ۲۵۵ وات. نمودار پیوسته، نقطه چین و خط‌چین به ترتیب مربوط به پمپ، پالس و آیدلر است.

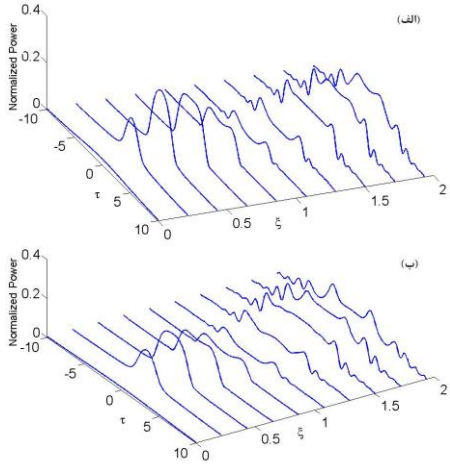
مقادیر عددی استفاده شده در شبیه‌سازی، مربوط به یک - FOPAی تک پمپ [۸] به طول $L = 2\,m$ و افت $\alpha_j = 0.5\,dB\,km^{-1}$ می باشد. طول موج پمپ و سیگنال به ترتیب $\lambda_p = 1.33\,\mu m$ و $\lambda_s = 1.31\,\mu m$ است و توان سیگنال $P_s = 4W$ فرض می شود. دیگر پارامترها عبارتنداز: $L_{NLp} = 0.4\,m$، $L_{Ws} = 0.64\,m$، $L_{Wi} = 0.9\,m$، $\gamma_j = 0.039\,W^{-1}m^{-1}$، $L_{Dp} = 1.26\,m$، $L_{Ds} = 0.93\,m$، $L_{Di} = 1.93\,m$، $\beta_{2p} = -5.06\,ps^2km^{-1}$، $\beta_{2s} = -6.9\,ps^2km^{-1}$، $\beta_{2i} = -3.31\,ps^2km^{-1}$، $L_{Tp} = 1.3\,m$، $L_{Ts} = 1.2\,m$، $L_{Ti} = 1.38\,m$، $\beta_{3p} = -0.395\,ps^3km^{-1}$، $\beta_{3s} = -0.42\,ps^3km^{-1}$، $\beta_{2s} = -0.37\,ps^3km^{-1}$.

شکل ۲، تحولات مربوط به شکل پالس پمپ (با توان ورودی ۵۵ W)، سیگنال و آیدلر را نشان می‌دهد. پالس- های پمپ و سیگنال را گاوسی و انتشار سه پالس را در رژیم پاشندگی غیرعادی ($\beta_2 < 0$) فرض کرده‌ایم.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-03]



شکل ۲: تحولات شکل پالس (الف) پمپ (با توان ورودی ۵۵ W)، (ب) سیگنال و (ج) آیدلر در رژیم پاشندگی غیرعادی.



شکل ۳: تحول شکل سیگنال برحسب توان‌های مختلف پمپ ورودی (الف) ۱۵۵ W و (ب) ۲۵۵ W پمپ در رژیم پاشندگی غیرعادی.

همانطور که از شکل پیداست به دلیل شرط جورشدگی فاز، با افزایش طول انتشار بطور تناوبی از توان پمپ کاسته و به توان سیگنال و آیدلر افزوده می شود. در عین حال تمام امواج به دلیل پاشندگی دچار پهن شدگی در زمان می شوند. همچنین برای طول بهنجار حدود $\xi = 0.5$ حداکثر تقویت سیگنال با کمترین اعوجاج در شکل پالس دیده می شود.

در شکل ۳، تحول پالس سیگنال برحسب توان‌های مختلف پمپ ورودی (الف) ۱۵۵ W و (ب)۲۵۵ W پمپ را در رژیم پاشندگی غیرعادی نشان می‌دهد. با افزایش توان پمپ، طول غیرخطی کاهش، و قدرت اثرات غیرخطی نظیر مدولاسیون خود فاز و مدولاسیون عرضی فاز افزایش می یابد و شکل سیگنال بیشتر دچار اعوجاج می شود. این امر در شکل ۳ (ب) مشهود است که برای طولهای انتشار بزرگتر میزان نوسانات سگنال بیشتر می شود.

۴- نتیجه‌گیری

از طریق حل معادلات غیرخطی شرودینگر جفت شده انتشار پالس‌های فوق کوتاه پمپ، سیگنال و آیدلر را در FOPA های تک پمپ شبیه‌سازی کردیم. با پیشروی در طول تار بطور تناوبی از توان پمپ کاسته و به توان سیگنال و آیدلر افزوده می شود. بدلیل اثرات پاشندگی تمام پالسها دچار پهن شدگی و اعوجاج می شوند که این پهن شدگی و اعوجاج برای آیدلر بیشتر است. با افزایش توان پمپ ورودی، شرط جورشدگی فاز در طول کمتری اتفاق می افتد در نقطه خاصی از تار حدود $\xi = 0.5$، سیگنال ضمن کمترین پهن شدگی، بیشترین تقویت را داراست.

مراجع

[۱] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P.O. Hedekvist, Fiber-based parametric amplifiers and their applications, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* ۸ (۲۰۰۲) ۵۰۶.

[۲] M. E. Marhic, Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices (Cambridge University Press, ۲۰۰۷).

[۳] J. M. Chavez Boggio, J. R. Windmiller, M. Knutzen, R. Jiang, C. Bres, N. Alic, B. Stossel, K. Rottwitt, and S. Radic, ۷۳۰-nm optical parametric conversion from near- to short-wave infrared band, *Opt. Exp.* ۱۶ (۲۰۰۸) ۵۴۳۵.

[٤] S. Watanabe, F. Futami, R. Okabe, and H. G. Weber, An optical parametric amplified fiber switch for optical signal processing and regeneration, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* ۱٤ (۲۰۰۸) ٦۷٤.

[٥] H. Pakarzadeh, M. Bagheri, and A. Keshavarz, Designing one-pump fiber optical parametric amplifiers for an insensitive amplification to dispersion fluctuation, *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials* ۲۳ (۲) (۲۰۱٤) ۱٤٥۰۰۲۳.

[٦] H. Pakarzadeh and A. Zakery, Modelling of noise suppression in gain-saturated fiber optical parametric amplifiers, *Optics Commun.* ۳۰۹ (۲۰۱۳) ۳۰.

[۷] H. Pakarzadeh and A. Zakery, One-pump fiber optical parametric amplifiers: experiments and simulations, *Proceeding of ٤th Iranian Conference on Photonics Engineering ICPE ۲۰۱۲, University of Tabriz* (۲۰۱۲) ۱۳.

[۸] Y. Li, L. Qian, D. Lu and D. Fan, Ultrafast four-wave mixing in single-pumped fibre optical parametric amplifiers, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* ۸ (۲۰۰٦) ٦۸۹.

[۹] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, ٥th edn. (Academic Press, ۲۰۱۳).

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-03]