

## شبیه‌سازی انتشار پالس نوری پیکو ثانیه‌ای در موجبرهای فوتونیک مبتنی بر سیلیکون

محمد رزاقی<sup>۱</sup>، آزاد محمدی<sup>۲</sup>

### چکیده

در این مقاله به بررسی انتشار پالس نوری بسیار باریک و اثر تغییرات در طول افزاره و انرژی ورودی در موجبرهای فوتونیک مبتنی بر سیلیکون پرداخته شده است. اثرات غیرخطی حاکم بر انتشار پالس نوری در افزاره‌های سیلیکونی در حوزه‌های زمان و فرکانس بسیار مهم و در نظر گرفتن آنها الزامی است. از جمله این اثرات غیرخطی می‌توان به جذب دو فوتون، جذب حامل‌های آزاد، اثر کر اشاره کرد. در اغلب تحقیقات انجام شده از اثر پهن‌شدگی سرعت گروه صرف نظر شده است. در این تحقیق کلیه اثرات ذکر شده از جمله پهن‌شدگی سرعت گروه در نظر گرفته شده است. نشان داده شده است پهن‌شدگی سرعت گروه در هر دو حوزه زمان و فرکانس اعوجاج قابل توجهی را در پالس عبوری ایجاد می‌کند. در این مقاله برای حل معادلات از روش‌های عددی حوزه زمان مبتنی بر روش انتشار پرتو استفاده شده است. نتایج مشاهده شده در این تحقیق در تطابق مناسبی با نتایج تحلیلی گزارش شده است.

### کلیدواژه‌ها

افزاره‌های سیلیکونی،  $FCD$ ،  $TPA$ ،  $FDBPM$ ،  $FCA$  و  $GVD$ .

### مقدمه

حاضر، این گونه قطعات بر پایه موادی با ساختار نوار انرژی مستقیم همچون گالیم آرسناید است. اما در سال‌های اخیر افزاره‌هایی مبتنی بر سیلیکون مطرح شده و روش‌های جدیدی برای تولید نور از سیلیکون ابداع شده است که می‌توان به مشاهده نشر رامان در این گونه افزاره‌ها اشاره کرد [۱]. از دلایل استفاده از سیلیکون می‌توان به فراوانی و ارزانی آن اشاره کرد [۲ و ۳].

انتشار نور در افزاره‌های مبتنی بر سیلیکون در سال‌های اخیر به صورت تجربی و تئوری به دلیل کاربردهای وسیع و ممتاز آن، به طور گسترده‌ای مورد مطالعه قرار گرفته است. علت مطرح شدن سیلیکون به عنوان عنصری فوتونیک، اثرات غیرخطی قوی در حضور میدان الکترومغناطیس خارجی، در طول موج‌های بزرگتر از  $1100\text{ nm}$  است [۴]. از آنجایی که این منطقه نزدیک پنجره مخابراتی  $1550\text{ nm}$  می‌باشد، اثرات غیرخطی نوری بالای سیلیکون، می‌تواند مفید واقع شود. این اثرات غیرخطی می‌تواند در موجبر  $SOI^3$  تحدید نوری مناسبی در توان‌های ورودی متوسط فراهم کند. سازگاری طبیعی روند

مخابرات نوری به هر شکل از ارتباط که از نور به عنوان رسانه انتقال استفاده شود، گفته می‌شود. افزاره‌های مورد استفاده در سیستم‌های مخابرات نوری مزایای بسیاری نسبت به قطعات الکترونیکی مشابه دارند از جمله قابلیت اعتماد بیشتر، پهنای‌بند بزرگتر و ابعاد کوچکتر. این مزایا قطعات مورد استفاده در سیستم‌های مخابراتی را از افزاره‌های الکترونیکی به الکترونیک نوری و همچنین جایگزینی سیستم‌های مخابرات نوری با سیستم‌های رایج مخابرات الکترونیکی سوق می‌دهد. برای تولید افزاره‌های سیستم‌های مخابرات نوری مجبور به استفاده از مواد نیمه‌هادی هستیم که نور تولید کنند. در حال

<sup>۱</sup> استادیار گروه مهندسی برق، دانشکده مهندسی، دانشگاه کردستان،  
m.razaghi@uok.ac.ir

<sup>۲</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد برق، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات

کردستان

تاریخ دریافت: ۳ آذر ۱۳۹۲ تاریخ پذیرش: ۲۹ بهمن ۱۳۹۲

<sup>۳</sup> Silicon-On Insulator

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1)$$

که  $E$  میدان الکترومغناطیسی،  $P$  قطبش،  $\epsilon_0$  ضریب گذردهی خلاء، و  $c$  سرعت نور است. با حل معادله (۱) نتایج زیر حاصل می شود [۹-۱۲]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - \frac{\alpha}{2} A - k|A|^2 A - qNA \quad (2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} = -\frac{N}{\tau_c} + pA^4 e^{-2\alpha z} \quad (3)$$

در اینجا  $A$  پوش پالس،  $\beta_2$  پهن‌شدگی سرعت گروه،  $\alpha$  ضریب تلفات خطی،  $k = \beta/2 - i\gamma$ ،  $\beta = \beta/2 - i\gamma$  ضریب جذب دو فوتون آزاد،  $\gamma = \omega_0 n_2 / c$  پارامتر Kerr غیرخطی،  $\omega_0$  سرعت زاویه‌ای مرکزی و  $N$  بهره پالس است.  $q = q_r + iq_i$  نیز اثر حامل‌های آزاد است که بخش حقیقی آن برابر  $q_r = (\sigma_a/2)(\lambda_0/\lambda_r)^2$  ضریب FCA،  $\lambda_0$  طول موج مرکزی سیگنال ورودی،  $\lambda_r$  طول موج مرجع و بخش موهومی برابر  $q_i = (\omega_0/c)\sigma_n(\lambda_0/\lambda_r)^2$  ضریب FCD و  $p = \beta/(2\hbar\omega_0)$  است [۹].

رابطه پوش بهنجار شده  $A(z, \tau)$  با توجه به معادله (۲) به صورت زیر تعریف می‌شود [۴]:

$$A(z, \tau) = \sqrt{a(z, \tau)} \exp \left[ i\phi(z, \tau) - \left( \frac{\alpha}{2} \right) z \right] \quad (4)$$

که  $I_0$  انرژی ورودی،  $\phi$  فاز پالس و  $\alpha$  تلفات است.

جهت بررسی اثر GVD می‌توان از تاثیر پارامترهای غیرخطی در رابطه (۲) صرف نظر کرد در این صورت  $A(z, \tau)$  به صورت معادله دیفرانسیل خطی با مشتقات جزئی به صورت زیر تعریف می‌شود [۳]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} \quad (5)$$

معادله (۵) به سادگی با استفاده از روش تبدیل فوریه حل شده است.  $\tilde{A}(z, \omega)$  تبدیل فوریه  $A(z, \tau)$  است چنانکه

$$A(z, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, \omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega \quad (6)$$

و بنابراین خواهیم داشت:

تولید سیلیکون با تکنولوژی SOI باعث می‌شود تا امکانات گسترده‌ایی برای استفاده از ویژگی‌های آن در ساخت مدارهای مجتمع فوتونیک وجود داشته باشد [۳ و ۷-۸].

اثرات غیرخطی معمول در افزاره‌های سیلیکونی فوتونیک جذب دو فوتونی<sup>۴</sup> (TPA)، کر (Kerr)، پراکندگی حامل آزاد<sup>۵</sup> (FCD) و جذب حامل آزاد<sup>۶</sup> (FCA) هستند که باعث اعوجاج در پالس عبوری می‌شوند که در [۴-۶] به آن اشاره شده است و ما نیز آنها را در شبیه‌سازی در نظر گرفته‌ایم.

پدیده پهن‌شدگی ناشی از سرعت گروه<sup>۷</sup> (GVD) اثری جداناپذیر از افزاره‌های فوتونیک مبتنی بر سیلیکون است. این اثر، موجب اعوجاج قابل توجه در پالس خروجی، تداخل پالس‌ها و همچنین تغییر فاز در خروجی افزاره‌های نوری (به عنوان مثال فیبر) می‌شود. از اثر GVD عموماً برای پالس‌هایی که پهنای زمانی<sup>۸</sup> آنها از رابطه  $T_0 > (L \times \beta_2)^{0.5}$  که  $\beta_2$  پهن‌شدگی سرعت گروه،  $L$  طول قطعه و  $T_0$  پهنای زمانی، تبعیت کند صرف نظر می‌شود. البته باید اشاره کرد که در نظر گرفتن این پارامتر سبب پیچیده‌تر شدن معادلات خواهد شد. در این صورت این معادلات به روش‌های معمول تحلیلی قابل حل نبوده [۴] و تنها توسط روش‌های حل عددی پیچیده می‌توان به جواب رسید. به این دلیل اثر GVD در افزاره‌های فوتونیک کوتاه مبتنی بر سیلیکون کمتر مورد توجه قرار گرفته‌است.

در این تحقیق از آنجا که هدف بررسی نحوه انتشار پالس‌های بسیار باریک (کوچکتر از ۱۰ پیکوثانیه) است بنابراین در افزاره‌های معمول نیز GVD در کنار سایر عوامل غیرخطی قطعاً تاثیر گذار خواهد بود. نشان داده خواهد شد که اثرات غیرخطی مذکور چگونه سبب ایجاد اعوجاج بیشتر در شکل موج پالس عبوری و تغییر فاز خواهد شد همچنین اثر تغییرات در انرژی ورودی و طول افزاره بر پالس عبوری در حوزه‌های زمان و فرکانس برای موجبرهای سیلیکونی بررسی خواهد شد. در این مقاله ابتدا معادلات حاکم بر افزاره‌های سیلیکونی بیان می‌شود، سپس نحوه مدل‌سازی و روش حل معادلات ارائه می‌شود و در انتها به نتایج مقاله و نتیجه‌گیری آن پرداخته شده است.

## معادلات حاکم

انتشار پالس نوری در یک موجبر سیلیکونی از معادله موج ماکسول تبعیت می‌کند. این معادله یک رابطه کلی برای افزاره‌های سیلیکونی محسوب می‌شود. معادله ماکسول به صورت زیر تعریف می‌شود [۳ و ۸]:

Two-Photon Absorption(TPA) <sup>۴</sup>  
Free-Carrier Dispersion(FCD) <sup>۵</sup>  
Free-Carrier Absorption(FCA) <sup>۶</sup>  
Group-Velocity Dispersion(GVD) <sup>۷</sup>  
Full Width at Half Maximum (FWHM) <sup>۸</sup>

تفاضل محدود مرکزی در حوزه زمان گسسته می‌شود. معادله گسسته شده در (۲) جایگذاری می‌شود. معادله حاصل شده به روش انتگرال گیری دوزنقه‌ای در حوزه مکان گسسته شده و برای هر  $M$  قسمت حل می‌شود.

$$i \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{A} \quad (7)$$

با حل آن به نتیجه زیر خواهیم رسید [۳]

$$\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right) \quad (8)$$

## نتایج

در کلیه تحلیل‌های انجام شده از پالس‌های با توزیع استاندارد

جدول ۱. پارامترهای استفاده شده [۴]

نشانه	پارامتر	مقدار
$I_0$	انرژی ورودی	0.5-5 $GW/cm^2$
$\alpha$	تلفات	1 $dB/cm$
$n_{si}$	ضریب شکست سیلیکون	3.42
$\beta_2$	ضریب پهن‌شدگی سرعت گروه	20 $ps^2/m$
$\beta$	ضریب TPA	5 $pm$
$\lambda_r$	طول موج مرجع	1550 $nm$
$\lambda_0$	طول موج مرکزی سیگنال ورودی	1550 $nm$
$f_0$	فرکانس مرکزی	$1.9355 \times 10^{14} Hz$
$n_2$	ضریب Kerr	$18 \times 10^{-18} m^2/W$
$\sigma_n$	ضریب FCD	$5.3 \times 10^{-27} m^2$
$\sigma_a$	ضریب FCA	$1.45 \times 10^{-21} m^2$
$\tau_c$	طول عمر حامل	1 $ns$

گوسین به عنوان ورودی و از پارامترهای نشان داده شده در جدول ۱ در فرایند شبیه‌سازی استفاده شده است. جهت اطمینان از صحت نتایج بدست آمده در این تحقیق ابتدا نتایج مدل عددی حل معادلات با صرف نظر کردن از اثر GVD ( $\beta=0$ ) مورد بررسی قرار گرفته است. شکل ۱ تغییرات فاز و شکل ۲ طیف فرکانسی در طول  $70 \mu m$  و انرژی ورودی  $10 GW/cm^2$  را نشان می‌دهد. همانطور که از نتایج پیداست اثرات ذکر شده مستثنی از GVD، باعث ایجاد اعوجاج، پهن‌شدگی و حتی چرپ در پالس عبوری می‌شوند. این نتایج نشان می‌دهند که در نظر گرفتن اثرات غیرخطی در افزاره‌های فوتونیک مبتنی بر سیلیکون الزامی است. با مقایسه نتایج حاصل از این شبیه‌سازی و روش حل تحلیلی ارائه شده در شکل ۱ مرجع [۴] دقت مناسب مدل‌سازی توسط FDBPM مشاهده می‌شود.

معادله (۸) صرفاً اثر GVD را بیان می‌کند. در این رابطه اثر GVD فاز طیف فرکانسی را با یک مقدار که بستگی به فرکانس و فاصله انتشار دارد تغییر می‌دهد. این حل تحلیلی نشان می‌دهد GVD بر فاز پالس خروجی موثر است. لذا در این تحقیق در حل عددی معادله انتشار پالس نوری در موجبر سیلیکونی اثر GVD در کنار سایر اثرات غیرخطی در نظر گرفته شده است [۳].

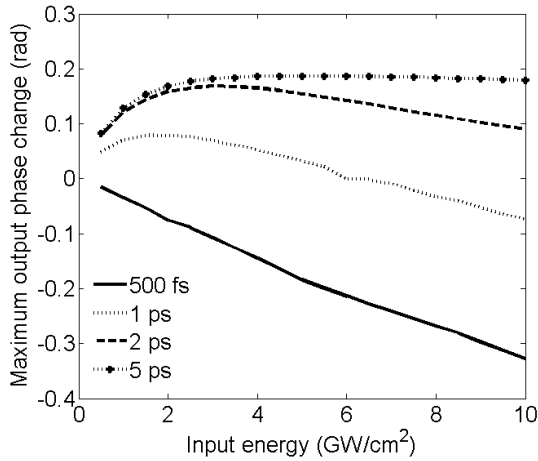
تا به امروز، انتشار پالس‌های نوری از طریق موجبر سیلیکونی عمدتاً با استفاده از روش‌های تحلیلی [۴] و عددی شناخته شده نظیر تبدیل فوریه گام گسسته<sup>۹</sup> (SSFM) [۳] و روش تفاضل محدود حوزه زمان<sup>۱۰</sup> (FDTD) [۱۳-۱۴] مورد مطالعه قرار گرفته است. روش تحلیلی تنها در حل معادلات ساده شده انتشار سیگنال به کار برده می‌شود. اما با پیچیده شدن معادلات و در نظر گرفتن کلیه عبارات‌های خطی و غیر خطی در معادله انتشار، روش تحلیلی قادر به حل معادلات نبوده و تنها توسط روش‌های عددی، می‌تواند اطلاعات جامع و مدلی از پدیده‌های غیرخطی در داخل موجبر فوتونیک مبتنی بر سیلیکون یافت [۳]. اما هرکدام از روش‌های عددی ذکر داده شده دارای نقاط ضعفی هستند. روش SSFM روشی سریع و مبتنی بر تفکیک عبارات‌های خطی و غیر خطی در معادلات است که متأسفانه این قاعده قابل پیاده‌سازی در هر معادله انتشاری نیست [۱۵]. همچنین روش FDTD روشی نسبتاً پیچیده و زمان‌بر است [۱۶]. از این رو در این تحقیق برای حل معادلات از روش عددی حوزه زمان مبتنی بر روش انتشار پرتو تفاضل محدود<sup>۱۱</sup> (FDBPM) استفاده شده است. این روش عددی مبتنی بر استفاده از تکنیک‌های گسسته سازی زمانی و مکانی است. توسط این روش می‌توان پیچیده‌ترین معادلات انتشار را به سادگی و مدت زمان کوتاهی و دقت قابل قبولی حل کرد [۱۷]. روش انتشار پرتو به طور گسترده‌ای برای تجزیه و تحلیل توزیع میدان در موجبرهای نوری استفاده می‌شود [۱۵ و ۱۷].

جهت حل معادلات انتشار توسط این روش افزاره را به  $M$  قسمت مساوی تقسیم می‌کنیم. سپس ابتدا (۳) به روش

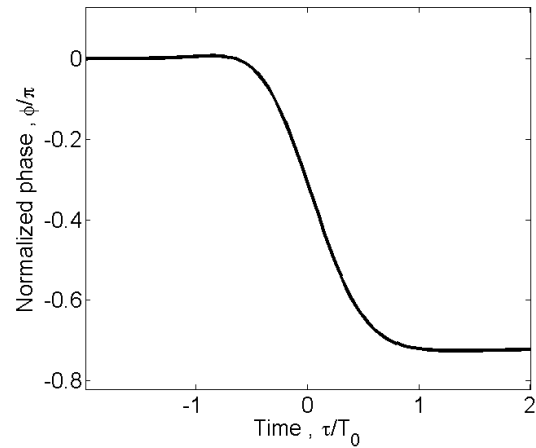
<sup>۹</sup> Split-step Fourier Transform (SSFM)

<sup>۱۰</sup> Finite-Difference Time-Domain (FDTD)

<sup>۱۱</sup> Finite-Difference Beam Propagation Method (FDBPM)



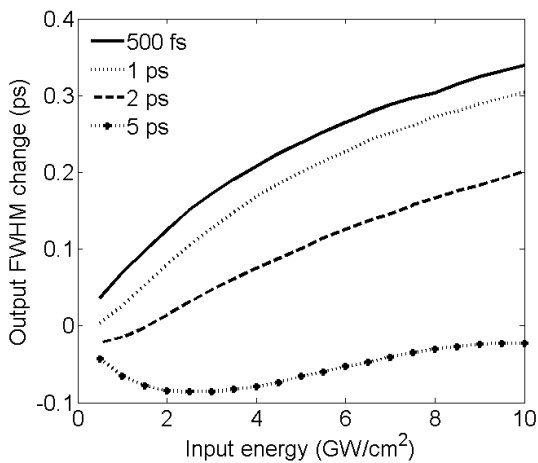
شکل ۳. بیشینه تغییرات فاز پالس خروجی ناشی از GVD بازای تغییرات انرژی ورودی در بازه  $0.5-10 \text{ GW/cm}^2$



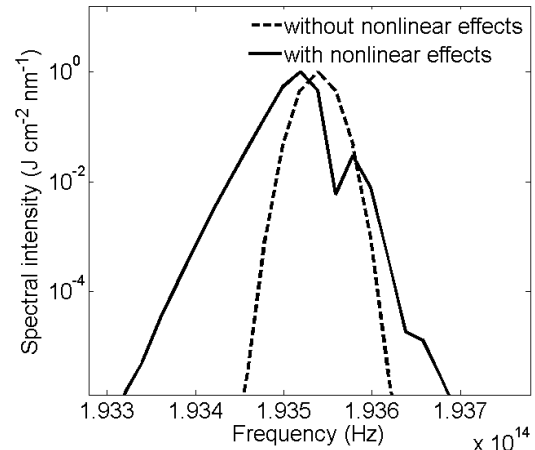
شکل ۱. تغییرات فاز پالس عبوری در موجبر سیلیکونی به طول  $70 \mu\text{m}$  و انرژی ورودی  $10 \text{ GW/cm}^2$

در پالس‌های بزرگتر کمتر است. شکل ۴ تغییرات پهن‌شدگی پالس خروجی در اثر GVD در انرژی‌های ورودی مختلف و در عرض‌های زمانی متفاوت را نشان می‌دهد. در اینجا نیز با توجه به زمان گذار و پهنای زمانی پالس عبوری مشاهده می‌شود که در عرض‌های زمانی کوچکتر اثر GVD بیشتر مشاهده می‌شود. رخداد این پدیده به همان دلایل ذکر شده قبل است. همانطور که گفته شد عموماً برای پالس‌های که پهنای زمانی آن‌ها از رابطه  $T_0 > (L \times \beta_2)^{0.5}$  تبعیت کند می‌توان از اثر GVD صرف‌نظر کرد؛ در صورتیکه در این تحقیق مشاهده می‌شود که این رابطه در پهنای زمانی پالس کمتر از  $10 \text{ ps}$  اعتبار لازم را ندارد.

شکل ۵ پالس عبوری از افزاره با طول  $700 \text{ mm}$  و پهنای زمانی  $5 \text{ ps}$  را نشان می‌دهد. در این شکل اثر غیرخطی GVD

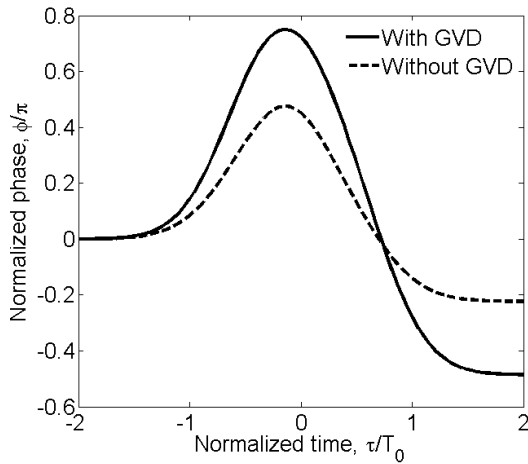


شکل ۴. تغییرات پهنای زمانی پالس خروجی بازای تغییرات انرژی ورودی در بازه  $0.5-10 \text{ GW/cm}^2$

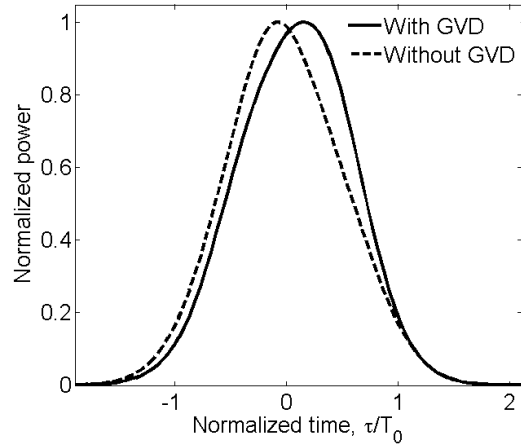


شکل ۲. طیف فرکانسی پالس عبوری از موجبر سیلیکونی به طول  $70 \mu\text{m}$  و انرژی ورودی  $10 \text{ GW/cm}^2$

همانطور که اشاره شد اثرات معمول از جمله GVD، TPA، FCD و FCA باعث اعوجاج در پالس خروجی می‌شوند. علاوه بر اعوجاج، این اثر تغییرات قابل توجهی را نیز در فاز ایجاد می‌کنند. شکل ۳ بیشینه تغییرات اختلاف فاز ناشی از GVD در انرژی‌های ورودی مختلف و در حضور سایر اثرات غیرخطی را نشان می‌دهد. در طول  $70 \text{ mm}$  زمان گذار  $t_s$  پالس عبوری  $67 \text{ ps}$  است؛ با توجه به زمان گذار با کاهش عرض زمانی پالس ورودی اثر GVD در فاز پالس عبوری بیشتر مشاهده می‌شود. زمانی که پهنای زمانی پالس عبوری کوچک باشد کل پالس بیشتر در معرض موجبر قرار می‌گیرد. اما اگر پهنای زمانی پالس عبوری بزرگ باشد کل پالس کمتر در معرض اثرات غیر خطی موجبر است؛ به عنوان مثال در یک پالس بزرگ زمانی که لبه بالارونده در حال خروج از موجبر است لبه پایین رونده هنوز وارد موجبر نشده، بنابراین تاثیر آن



شکل ۷. تغییر فاز مربوط به شکل ۵



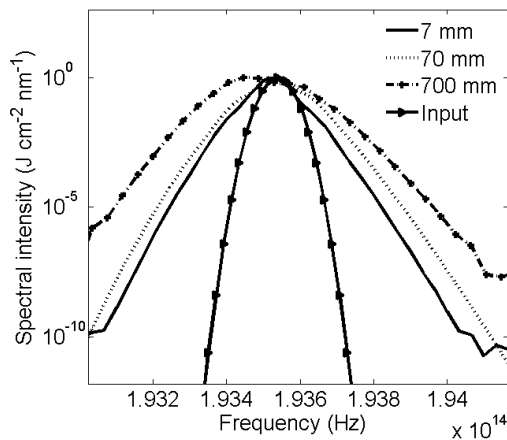
شکل ۵. پالس خروجی در طول 700 mm و انرژی ورودی  $1 \text{ GW/cm}^2$

فرکانسی پالس خروجی در سه طول 700 mm و 70 mm، 7 mm ، انرژی ورودی  $1 \text{ GW/cm}^2$  و پهنای زمانی 5 ps نشان داده شده است. این پدیده در حوزه زمان نیز صادق است و با افزایش طول افزاره، پهن شدن بیشتر اتفاق می‌افتد. شکل ۹ تغییرات فاز را نشان می‌دهد. در این شکل مشاهده می‌شود که با افزایش طول افزاره تغییر فاز بیشتری رخ می‌دهد، همچنان که در طول 7 mm تغییر فاز کمتری نسبت به 70 mm و 700 mm ایجاد شده است.

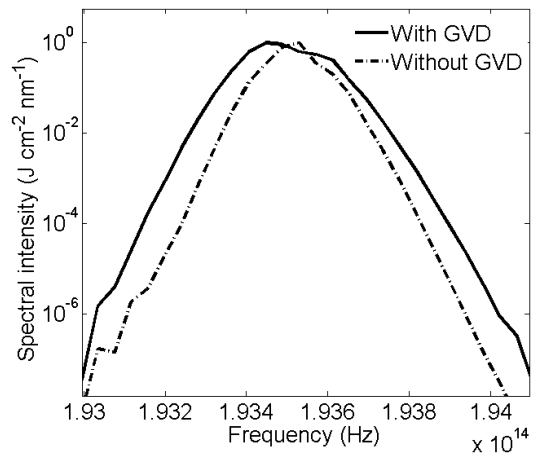
### نتیجه گیری

در این مقاله به شبیه‌سازی انتشار پالس نوری بسیار باریک و بررسی اثر تغییرات انرژی ورودی و طول افزاره بر پالس عبوری در حضور GVD و در کنار دیگر اثرات غیرخطی معمول بر

حوزه زمان بر پهن شدن و اعوجاج پالس عبوری مشهود است. در شکل ۶ طیف فرکانسی پالس عبوری نشان داده شده است. طبق رابطه م ذکور عملاً بازای پارامترهای این تحقیق باید بتوان برای پالس‌هایی با عرض پالس 3.7 ps در موجبرهای 700 mm از اثر GVD صرف نظر کرد. در صورتی که نتیجه نشان داده شده نشان می‌دهد که اثر GVD در تحلیل انتشار پالس‌های فوق باریک همواره باید در نظر گرفته شود. شکل ۷ نیز تاثیر GVD بر فاز را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که اثر مذکور تغییر قابل توجهی را در فاز پالس عبوری ایجاد می‌کند. واضح است که هرچه طول افزاره افزایش پیدا کند، پالس عبوری مسیر بیشتری را در آن طی می‌کند. در نتیجه اثرات غیرخطی بر آن بیشتر نمود پیدا می‌کند. شکل ۸ اثر افزایش طول بر طیف فرکانسی پالس عبوری از موجبرهای سیلیکونی در سه طول مختلف را نشان می‌دهد. در این شکل طیف

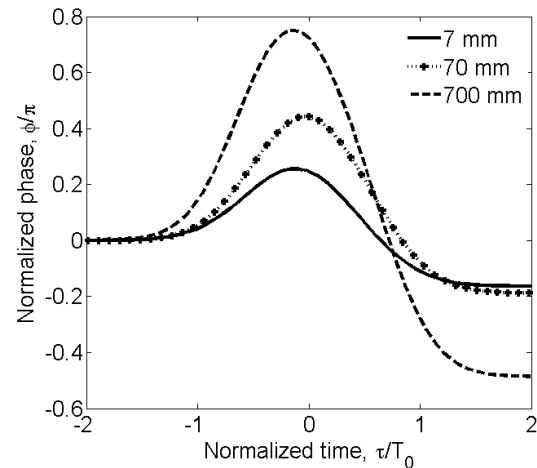


شکل ۸. طیف فرکانسی در انرژی ورودی  $1 \text{ GW/cm}^2$  و طول‌های 700 mm و 70 mm



شکل ۶. طیف فرکانسی مربوط به شکل ۵

- [7] M. J. Deen, and P. K. Basu, "Silicon Photonics: Fundamentals and Devices," Vol. 43, Wiley, 2012.
- [8] R. W. Boyd, "Nonlinear Optics," Academic press, 2003.
- [9] I. D. Rukhlenko, M. Premaratne, C. Dissanayake and G. P. Agrawal, "Nonlinear pulse evolution in silicon waveguides: An approximate analytic approach," J. of Lightwave Technology, Vol. 27, No. 15, pp. 3241-3248, 2009.
- [10] L. Yin and G. P. Agrawal, "Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides," Opt. Lett., Vol. 32, No. 14, pp. 2031-2033, 2007.
- [11] L. Yin, Q. Lin, and G. P. Agrawal, "Soliton fission and supercontinuum generation in silicon waveguides," Opt. Lett., Vol. 32, No. 4, pp. 391-393, 2007.
- [12] R. Dekker., A. Driessen, T. Wahlbrink, C. Moormann, Niehusmann J., and Först M., "Ultrafast Kerr-induced all-optical wavelength conversion in silicon waveguides using 1.55 m femtosecond pulses," Opt. Express, Vol. 14, No. 18, pp. 8336-8346, 2006.
- [13] N. Suzuki, "FDTD analysis of two-photon absorption and free-carrier absorption in Si high-index-contrast waveguides," J. of Lightwave Technology, Vol. 25, No. 9, pp. 2495-2501, 2007.
- [14] R. M. Joseph and A. Taflove, "FDTD Maxwell's equations models for nonlinear electrodynamics and optics," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 45, No. 3, pp. 364-374, 1997.
- [15] N. K. Das, Y. Yamayoshi, and H. Kawaguchi, "Analysis of basic four-wave mixing characteristics in a semiconductor optical amplifier by the finite-difference beam propagation method," IEEE J. of Quantum Electronics, Vol. 36, pp. 1184-1192, 2000.
- [16] C. M. Dissanayake, M. Premaratne, I. D. Rukhlenko and G. P. Agrawal, "FDTD modeling of anisotropic nonlinear optical phenomena in silicon waveguides," Opt. Express, Vol. 18, No. 20, pp. 21427-21448, 2010.
- [17] M. Razaghi, V. Ahmadi, and M. J. Connelly, "Comprehensive Finite-Difference Time Dependent Beam Propagation Model of Counter-Propagating Picosecond Pulses in a Semiconductor Optical Amplifier," Journal of Lightwave Technology, Vol. 27, No. 15, pp. 3162-3174, 2009.



شکل ۹. شیفیت فاز مربوط به شکل ۸

پالس عبوری از موجبر فوتونیک مبتنی بر سیلیکون پرداخته شد و مشاهده شد که اثرات غیرخطی تقارن پالس عبوری را بر هم زده و فاز آن را نیز تغییر می‌دهند. نشان داده شد که با افزایش مقدار انرژی ورودی پالس عبوری دچار اعوجاج قابل توجه و فاز آن نیز تغییر می‌کند. همچنین نشان داده شده با افزایش طول افزاره پالس عبوری در حوزه زمان و فرکانس دچار پهن‌شدگی بیشتر و تغییرات فاز آن نیز افزایش می‌یابد. مشاهده شد پهن‌شدگی سرعت گروه اثرات غیرخطی را تشدید می‌کند. بطور کلی می‌توان نتیجه گرفت که در نظر گرفتن پدیده GVD در کنار سایر اثرات غیرخطی در افزاره‌های فوتونیک مبتنی بر سیلیکون الزامی است.

## مراجع

- [1] R. Claps, D. Dimitropoulos, Y. Han, B. Jalali, "Observation of Raman emission in silicon waveguides at 1.54  $\mu\text{m}$ ," J. of Opt. Express, Vol. 10, pp. 1305-1313, 2002.
- [2] R. Soref, "The past, present, and future of silicon photonics," IEEE J. of Sel. Top. Quant. Electron., Vol. 12, No. 6, pp. 1678-1687, 2006.
- [3] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," Springer, 2000.
- [4] I. D. Rukhlenko, P. Malin and G. P. Agrawal, "Nonlinear silicon photonics: Analytical tools," IEEE J. of Sel. Top. Quant. Electron., Vol. 16, No. 1, pp. 200-215, 2010.
- [5] Q. Lin, J. P. Oskar, and G. P. Agrawal. "Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications," Optics Express, Vol. 15, No. 25, pp. 16604-16644, 2007.
- [6] H. K. Tsang, and Y. Liu. "Nonlinear optical properties of silicon waveguides," Semiconductor Science and Technology, Vol. 23, No. 6, pp. 064007, 2008.