

بیشینه‌سازی ضریب فشردگی و پهنای باند پالس‌های نوری با استفاده از چرپ فرکانسی در فیبرهای فوتونیک کریستال

اشکان قنبری^۱، کارشناسی ارشد، علی صدر^۲، دکتری، مهران نیکو^۳، کارشناسی ارشد

۱- باشگاه پژوهشگران جوان و نخبگان - دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران شمال - تهران - ایران - ghanbari.ashkan@yahoo.com

۲- دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر- دانشگاه علم و صنعت ایران- تهران- ایران - sadr@iust.ac.ir

۳- باشگاه پژوهشگران جوان و نخبگان - دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران شمال - تهران - ایران - mehranniko@yahoo.com

چکیده: در این مقاله، ساختار جدیدی از فیبرهای فوتونیک کریستال سیلیکا را پیشنهاد می‌شود. که به طور برجسته یک پاشندگی سرعت گروهی (GVD) غیرعادی وسیع، عملکرد تک مد، پاشندگی‌های مراتب بالاتر کوچک و خاصیت غیرخطی افزایش یافته ای را به جهت تولید ایده‌آل طیف‌های فوق پهن و پالس‌های نوری فوق باریک فمتوثانیه با صرف انرژی کم‌تر از نانوزول در طول موج کم تلف ۸۵۰ نانومتر به نمایش می‌گذارد. هم چنین شبیه‌سازی‌های عددی ارائه می‌شوند که نشان می‌دهند پهنای باند و شدت پالس‌های نوری تولیدی بر اثر اعمال چرپ مثبت افزایش چشم‌گیری می‌یابد. در نهایت مقادیر بهینه‌ای از متغیر چرپ مثبت در فیبر فوتونیک کریستال با ساختار جدید تعریف می‌گردند که به ازای آن‌ها به ترتیب شدت پالس‌های نوری و پهنای باند طیف بیشینه خواهند گشت.

واژه‌های کلیدی: چرپ، پاشندگی، طیف، فیبر فوتونیک کریستال، پهنای باند، سیلیکا.

Maximization of Compression factor and Bandwidth of Femtosecond Optical Pulses by use of Frequency Chirping in Photonic Crystal Fibers

A. Ghanbari¹, A. Sadr², M. Nikoo¹

1, 3- Young researchers and Elits Club, Islamic Azad University (Tehran North Branch), Tehran, Iran,

2- Faculty of Electrical Engineering, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran,

Abstract: In this paper, primarily, a new photonic crystal fiber (PCF) structure is proposed in which a large anomalous group velocity dispersion (GVD), single mode operation, small higher order dispersions (HODs) and enhanced nonlinear characteristics for ideal generation of ultra-wide band spectra and femtosecond ultra-short optical pulses applying subnanjoule input pulse energy in the low loss wavelength of 850nm is presented. Furthermore, numerical simulations are presented to show that the bandwidth and the intensity of generated optical pulses increase dramatically with positive chirp. Finally, optimal values of positive chirp parameters are identified in the novel PCF structure that maximize the bandwidth and intensity of optical pulses respectively.

Keywords: Chirp, Dispersion, Spectra, PCF, Bandwidth, Silica.

تاریخ ارسال مقاله: ۱۳۹۲/۴/۳

تاریخ اصلاح مقاله: ۱۳۹۲/۹/۱۳

تاریخ پذیرش مقاله: ۱۳۹۲/۹/۱۷

نام نویسنده مسئول: اشکان قنبری

نشانی نویسنده مسئول: تهران - باشگاه پژوهشگران جوان - واحد تهران شمال

۱- مقدمه

و با یک انرژی مصرفی ناچیز در طول موج کم تلف ۸۵۰ نانومتر تا به حال بررسی نشده است. دلیل این امر را می‌توان به دشواری تنظیم اثر چرپ و جداسازی این اثر از متغیرهای دیگر تاثیرگذار در پالس ورودی مرتبط دانست. با این حال، به عنوان یک متغیر مهم و تاثیرگذار بر پالس‌های نوری ورودی، اثر چرپ پالس ابتدایی باید به منظور درک فرآیند و تولید ایده‌آل پالس‌های نوری فوق باریک و طیف‌های فوق پهن دخالت داده شود. در این مقاله، ابتدا بر روی طراحی یک فیبر فوتونیک کریستال از جنس سیلیکا با خاصیت غیرخطی گسترده و پاشندگی مهندسی شده در طول موج ۸۵۰ نانومتر به عنوان یک واسطه غیرخطی، و به منظور تولید پالس‌های لیزری فوق باریک و طیف‌های فوق پهن تمرکز کرده و سپس محاسبات عددی ارائه خواهد شد که بیانگر چگونگی اثر چرپ ابتدایی پالس ورودی بر فرآیند تولید طیف‌های فوق پهن و پالس‌های لیزری فوق باریک خواهد بود. نشان داده خواهد شد که در ناحیه پاشندگی غیرعادی فیبر اثر چرپ مثبت باعث افزایش شدت پالس لیزری تولیدی و وسیع شدن پهنای باند طیف خواهد شد در حالی که اثر چرپ منفی این اثرات را محو خواهد کرد. به علاوه، به طور ویژه و به صورت تقریبی در می‌یابیم که مقادیر بهینه‌ای از متغیر چرپ مثبت وجود دارند که به ازای آن‌ها بیش‌ترین مقدار پهن‌شدگی طیف (افزایش پهنای باند) و شدت پالس‌های لیزری را خواهیم داشت.

۲- مهندسی پاشندگی در فیبرهای فوتونیک کریستال

پاشندگی در فیبرهای نوری یک پدیده شناخته شده است که باعث پهن شدن پالس‌های نوری منتشر شده در موجبرهای نوری در حوزه زمان می‌شود. این پهن‌شدگی پالس نتیجه وابستگی فرکانسی سرعت نور در موجبر است. این نکته لازم به ذکر است که پالس‌های نوری فمتوثانیه (فوق باریک) بیشتر در معرض پاشندگی قرار دارند چرا که دارای پهنای باند وسیع‌تری نسبت به پالس‌های نوری پیکوثانیه (باریک) می‌باشند.

پاشندگی فیبرهای فوتونیک کریستال به متغیرهای طول موج (λ)، پیچ (Λ) و اندازه حفره هوای نرمالیزه ($\frac{d}{\Lambda}$) وابستگی دارد. این وابستگی، امکان انتقال نقطه پاشندگی صفر به طول موج‌های قابل رویت و هم‌چنین نزدیک فروسرخ را فراهم می‌آورد [۲،۴،۹]. شکل (۱)، یک فیبر فوتونیک کریستال^۱ متداول با یک شبکه مثلثی از سوراخ‌های هوا را نشان می‌دهد که در آن، d ، قطر حفره‌های هوا، Λ ، گام حفره، و ضریب شکست سیلیکا ۱/۴۵ است [۱۰،۱۱]. در مرکز فیبر، یک حفره هوا حذف شده و تشکیل یک قسمت مرکزی با ضریب نقص بالا که به عنوان هسته فیبر به کار می‌رود را داده است.

دستیابی به پالس‌های نوری فوق باریک فمتوثانیه با شدت بالا و طیف‌های فرکانسی با پهنای باند وسیع (طیف‌های ابر پیوستار) به دلیل اهمیت و کاربردهای فراوان آن‌ها در علوم و تکنولوژی همانند، التراسونیک، پردازش فیزیک ماده، فیزیک آتوتانیه، نمونه‌برداری‌های فرکانسی، تصاویر پزشکی با کیفیت بالا، کاربردهای نظامی و ... [۱،۲] همواره مورد توجه بسیاری از محققین بوده است. اگرچه امکان تولید پالس‌های نوری زیر پیکوثانیه مستقیماً توسط لیزرهای نیمه‌هادی وجود دارد اما اغلب پالس‌های نوری تولیدی در آن‌ها در محدوده پیکوثانیه می‌باشند بنابراین تولید پالس‌های نوری فوق باریک فمتوثانیه به انجام فعالیت‌هایی خاص بر روی این پالس‌ها نیاز دارد. یک روش شناخته شده جهت نائل شدن به این هدف، فشردگی پالس‌های نوری با استفاده از اثر سالیتون می‌باشد که تکیه بر به کارگیری سالیتون‌های مراتب بالاتر که در یک موجبر شکل می‌گیرند دارد [۱،۳]. فیبرهای فوتونیک کریستال اخیراً به دلیل کاربردهای غیرخطی فراوان آن‌ها مورد توجه قرار گرفته‌اند که در میان این کاربردها فشردگی پالس‌های نوری و تولید طیف‌های فوق پهن بیشتر جلب توجه کرده است [۴،۵].

کسب پاشندگی‌های فوق مسطح (مهندسی پاشندگی در طول موج دلخواه)، طول موج‌های صفر پاشندگی تنظیم‌پذیر و قابل انتقال به نزدیک طول موج‌های ۸۰۰ و ۸۵۰ نانومتر، بروز خاصیت غیرخطی وسیع به واسطه طراحی هسته این موجبرها با یک مقدار کوچک، عملکرد تک مد فیبر و... همواره با تنظیم ابعاد اصلی فیبر یعنی (قطر حفره هوای نرمالیزه ($\frac{d}{\Lambda}$) و گام حفره (Λ)) قابل دستیابی است. به طوری که موارد یاد شده، این موجبرها را به عنوان واسطه (ابزار) ایده‌آل جهت تولید طیف فوق پهن و پالس‌های نوری فوق باریک معرفی کرده است [۲،۴،۵]. تحقیقات تئوری و تجربی بسیاری با هدف درک بهتر اصول دخیل در فرآیندهای تولید پالس‌های نوری فوق باریک و طیف‌های فوق پهن در فیبرهای فوتونیک کریستال سیلیکا انجام گشته است. برای نمونه، طیف فوق پهن با وسعت باند بیشتر از ۲ گام نوری در این موجبرها با استفاده از یک پالس نوری ورودی ۱۰۰ فمتوثانیه‌ای از لیزر Ti:Sapphire تولید شده است [۶]. کار مشابهی دیگر در فیبرهای ریز ساختار مخروطی به نمایش در آمده است [۷] و با پالس نوری فوق باریک ۳ فمتوثانیه‌ای در این موجبرها با صرف توانی [۸]. اثرات مهم و تاثیرگذاری مانند انرژی پالس، توان پیک مورد نیاز، اثرات پهنای پالس و اثرات تغییرات طول موج بر این دو فرآیند به طور گسترده بررسی گشته است اما با این حال، اثر چرپ پالس ورودی بر فشردگی پالس‌های نوری فمتوثانیه و هم‌چنین بیشینه‌سازی پهنای باند طیف‌های تولیدی در یک فیبر فوتونیک کریستال سیلیکا با پاشندگی مهندسی شده و خاصیت وسیع غیرخطی

دلخواه (λ) و مقادیر مختلفی از پیچ (Λ) با دقت بسیار مناسبی نسبت به مقادیر به دست آمده از روش عنصر محدود تمام برداری به دست خواهند آمد:

$$V\left(\frac{d}{\Lambda}, \frac{\lambda}{\Lambda}\right) = \frac{X_2}{1 + X_3 e^{(X_4 \frac{\lambda}{\Lambda})}} + X_1 \quad (3)$$

$$W\left(\frac{d}{\Lambda}, \frac{\lambda}{\Lambda}\right) = \frac{Y_2}{1 + Y_3 e^{(Y_4 \frac{\lambda}{\Lambda})}} + Y_1 \quad (4)$$

که در آن $X_i (i = 1, 2, 3, 4)$ و $Y_i (i = 1, 2, 3, 4)$ به عنوان ضرایب تناسب تجربی شناخته می‌شوند [۱۱]. بر اساس روش سعی و خطا، به ازای $\frac{d}{\Lambda} = 0.8$ و $\frac{d}{\Lambda} = 0.675$ ، مقادیر ضرایب تناسب^۴ تجربی به ترتیب در جداول (۱) و (۲) خلاصه شده‌اند. لازم به ذکر است که مقادیر متغیرهای V و W به ازای دیگر مقادیر قطر حفره هوای نرمالیزه ($\frac{d}{\Lambda}$) متعاقباً می‌توانند با جایگزینی ضرایب تناسب تجربی مرتبط در روابط (۳) و (۴) با دقت مناسبی نسبت به روش عنصر محدود تمام برداری قابل محاسبه هستند.

جدول (۱): مجموعه اطلاعات تجربی به منظور محاسبه متغیرهای V و W به

ازای $\frac{d}{\Lambda} = 0.8$ در ساختار فیبر پیشنهاد شده

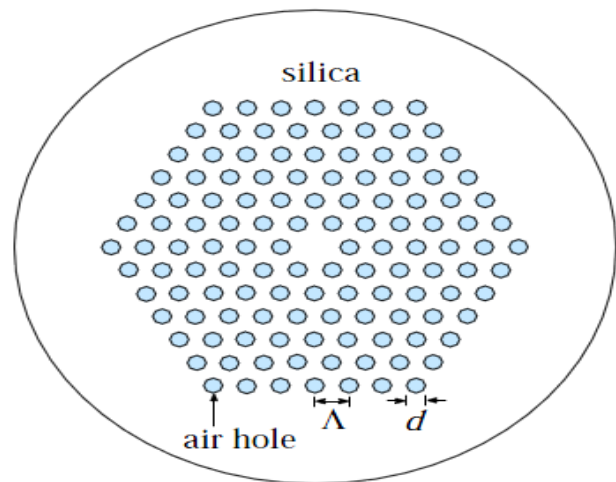
مقادیر	ضرایب تناسب	مقادیر	ضرایب تناسب
۰/۰۱۴۳	Y_1	۱/۱۰۴۵	X_1
۱۵/۱۹۴۹	Y_2	۱۳/۷۸۳	X_2
۱/۵۳۴۳	Y_3	۱/۶۱۰۸	X_3
۱/۳۷۳۱	Y_4	۱/۴۹۴۷	X_4

جدول (۲): مجموعه اطلاعات تجربی به منظور محاسبه متغیرهای V و W به

ازای $\frac{d}{\Lambda} = 0.675$ در ساختار فیبر پیشنهاد شده

مقادیر	ضرایب تناسب	مقادیر	ضرایب تناسب
-۰/۱۹۷۶	Y_1	۰/۸۲۲۶	X_1
۸/۱۵۴۸	Y_2	۸/۱۲۱۹	X_2
۱/۰۰۸۳	Y_3	۱/۳۲۰۸	X_3
۱/۲۶۰۷	Y_4	۱/۲۷۱۸	X_4

سپس با به کارگیری رابطه (۱) می‌توان مقادیر مربوط به متغیر فاز عرضی (U) را برای طول موج‌های متفاوت محاسبه کرد. حال هنگامی که مقادیر متغیرهای U, V و قابل محاسبه باشند، متغیرهای $n_{FSM}(\lambda)$ و $n_{eff}(\lambda)$ از روابط (۱) و (۲) برای محدوده طول موج‌های دلخواه محاسبه خواهند شد. پاشندگی موجبری، D_W ، یک



شکل (۱): شماتیک یک فیبر فوتونیک کریستال سیلیکا [۹].

اخیراً مشخص گردیده است که فیبرهای فوتونیک کریستال با شبکه مثلثی از حفره‌های هوا به خوبی می‌توانند در عبارت عدد V که از رابطه (۱) به دست خواهد آمد پارامتریزه شوند [۱۰].

$$V\left(\frac{d}{\Lambda}, \frac{\lambda}{\Lambda}\right) = \sqrt{U^2\left(\frac{d}{\Lambda}, \frac{\lambda}{\Lambda}\right) + W^2\left(\frac{d}{\Lambda}, \frac{\lambda}{\Lambda}\right)} \quad (1)$$

که در آن U, V و W به ترتیب به عنوان فرکانس نرمالیزه (عدد)، فاز عرضی نرمالیزه و ثابت تضعیف شناخته می‌شوند و از مجموعه روابط زیر قابل محاسبه هستند:

$$V\left(\frac{d}{\Lambda}, \frac{\lambda}{\Lambda}\right) = \frac{2\pi a_{eff}}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{FSM}^2(\lambda)}$$

و

$$U\left(\frac{d}{\Lambda}, \frac{\lambda}{\Lambda}\right) = \frac{2\pi a_{eff}}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2(\lambda)} \quad (2)$$

و

$$W\left(\frac{d}{\Lambda}, \frac{\lambda}{\Lambda}\right) = \frac{2\pi a_{eff}}{\lambda} \sqrt{n_{eff}^2(\lambda) - n_{FSM}^2(\lambda)}$$

که در آن‌ها، a_{eff} شعاع موثر هسته فیبر است و به صورت $a_{eff} = \frac{\Lambda}{\sqrt{3}}$ محاسبه می‌گردد، n_{co} ضریب شکست هسته فیبر است (برای شیشه سیلیکا ۱/۴۵ ثابت فرض می‌گردد [۱۰])، $n_{FSM}(\lambda)$ ضریب شکست پوسته می‌باشد. $n_{eff}(\lambda)$ به عنوان ضریب موثر مد پایه شناخته می‌شود و λ محدوده طول موج عملکردی است. روش عنصر محدود تمام برداری^۲ می‌تواند جهت تجزیه و تحلیل پاشندگی در فیبرهای فوتونیک کریستال به کار گرفته شود. هم‌چنین در مقابل آن می‌توانیم از روش روابط تجربی^۳ برای تحلیل پاشندگی استفاده کنیم [۹، ۱۰]. بدین صورت که در مرحله اول با استفاده از روابط زیر مقادیر متغیرهای V و W به ازای مقادیر دلخواهی از قطر حفره هوای نرمالیزه، محدوده طول موج

در شکل (۲) مشاهده می‌شود که با انتخاب $\frac{d}{\Lambda} = 0.8$ و $\Lambda = 0.9 \mu m$ ، ناحیه مینیمم منفی و تقریباً تخت را در طول موج ۸۵۰ نانومتر متمرکز می‌گردد.

استقرار ناحیه تقریباً تخت در تولید پالس‌های نوری فموتوانیه با استفاده از اثر سالیتون و هم چنین تولید طیف‌های فرکانسی با پهنای باند وسیع بسیار مهم است زیرا نهایتاً منجر به کسب پاشندگی‌های مراتب بالاتر کوچک‌تری خواهد شد. اما از تئوری فیبرهای فوتونیک کریستال مشخص است که بعد از انتخاب یک کسر پرشدگی هوای بزرگ و گام حفره (پیچ) کوچک در طراحی فیبرهای فوتونیک کریستال، عملکرد فیبر دیگر به طور محض تک مد نخواهد بود [۲]. این حقیقت به طور واضح در شکل (۳) با رسم متغیر V فیبر فوتونیک کریستال بر حسب طول موج نرمالیزه قابل مشاهده است. در این

شکل مشاهده می‌شود که با انتخاب ابعاد فیبر به ازای $(\frac{d}{\Lambda} = 0.8)$ و $\Lambda = 0.9 \mu m$ ، عملکرد فیبر به طور محض در طول موج ۸۵۰ نانومتر دیگر تک مد نخواهد بود (چرا که $V=3 > 2.405$). از این رو برای حفظ عملکرد تک مد فیبر و هم چنین کسب یک پاشندگی سرعت گروهی غیرعادی منفی‌تر در طول موج ۸۵۰ نانومتر می‌بایست متغیرهای هندسی فیبر فوتونیک کریستال به ازای حداکثر سائز حفره هوای نرمالیزه $(\frac{d}{\Lambda})$ و حداقل پیچ ممکن انتخاب گردند. متغیرهایی نظیر عملکرد تک مد فیبر، پاشندگی‌های بهینه و مهندسی شده، انتخاب طول موج عملکردی کم تلف، انرژی مصرفی پایین و ... از مهم‌ترین شاخص‌ها در طراحی فیبر به منظور استفاده ایده‌آل در کاربردهای غیرخطی هستند.

بر این اساس در شکل‌های (۴) و (۵) مشاهده می‌شود که می‌توان با تغییر سائز حفره هوای نرمالیزه $(\frac{d}{\Lambda})$ از ۰/۸ به ۰/۶۷۵ و پیچ (Λ) از ۰/۹ به ۰/۹۵ میکرومتر، علاوه بر حفظ عملکرد تک مدی فیبر $(V=2.405)$ ، یک پاشندگی سرعت گروهی (GVD) منفی‌تر و تقریباً تخت که در طول موج ۸۵۰ نانومتر $(\lambda = 850nm)$ متمرکز شده است را نیز در مقایسه با ابعاد دیگر داشت. وجود دو طول موج صفر پاشندگی^۲ در نمودار پاشندگی فیبر فوتونیک کریستال طراحی شده، به ترتیب در نواحی طول موج‌های نزدیک فروسرخ $(ZDW(1)=690nm)$ و قابل رویت $(ZDW(2)=1000nm)$ این فیبر را جهت کاربردهای غیرخطی در این محدوده بیش از پیش مناسب می‌سازد. این موضوع قابل مقایسه با طراحی‌هایی از فیبرهای فوتونیک کریستال می‌باشد که فقط دارای یک طول موج صفر پاشندگی، در محدوده طول موجی فروسرخ هستند [۱۱، ۵].

فیبر فوتونیک کریستال برای طول موج‌های متفاوت از مقادیر $n_{eff}(\lambda)$ با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود

$$D_w(\lambda) = \frac{-\lambda \partial^2 \text{Re}[n_{eff}(\lambda)]}{c \partial \lambda^2} \quad (5)$$

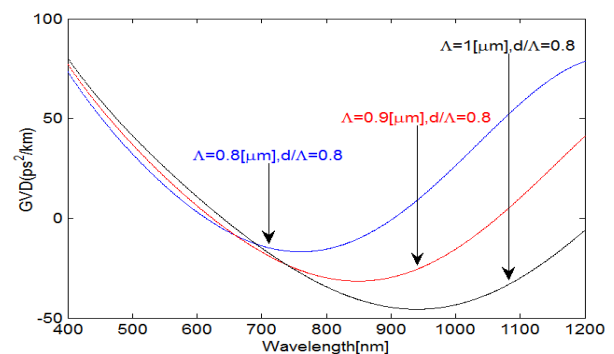
که در آن c سرعت نور در خلاء است. با فرض مستقل بودن سهم پاشندگی ماده‌ای نسبت به پاشندگی موجبری در موجبر [۱۰]، نهایتاً پاشندگی ماده‌ای (D_m) باید به پاشندگی موجبری اضافه گردد تا پاشندگی کل فیبر (D_f) همان طوری که در رابطه (۶) دیده می‌شود محاسبه گردد [۱۰، ۱۱].

$$D_f(\lambda) = \underbrace{\frac{-\lambda \partial^2 \text{Re}[n_{eff}(\lambda)]}{c \partial \lambda^2}}_{D_w} + \underbrace{\frac{-\lambda \partial^2 n_s(\lambda)}{c \partial \lambda^2}}_{D_m} \quad (6)$$

که در آن $n_s(\lambda)$ ، ضریب شکست هسته موجبر مربوطه با جنس سیلیکا است و از فرمول sellmier محاسبه می‌گردد [۱۲]. سپس پاشندگی سرعت گروهی^۵ (یا اصطلاحاً متغیر β_2) فیبر فوتونیک کریستال می‌تواند مستقیماً از رابطه زیر محاسبه گردد [۱۳]:

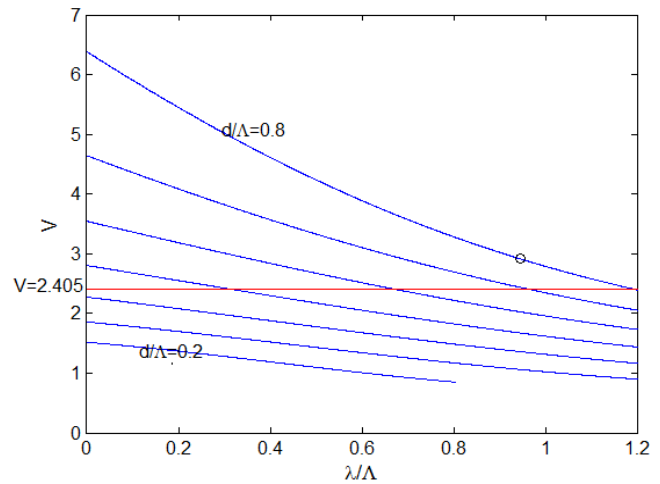
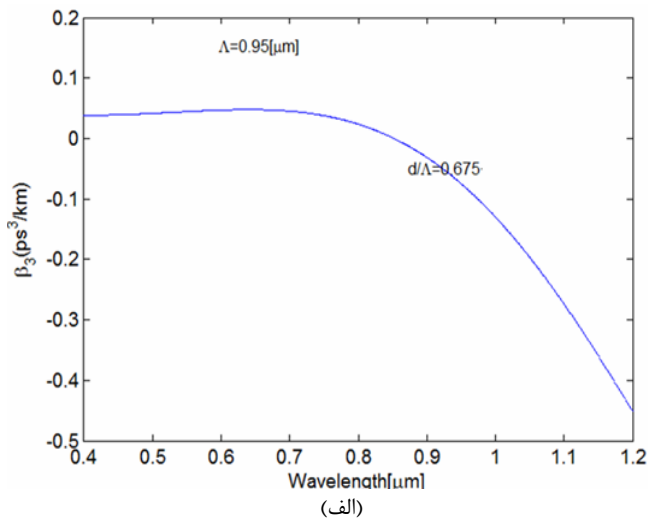
$$GVD(\beta_2) = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D_f(\lambda) \quad (7)$$

از آن جا که هدف، طراحی فیبر فوتونیک کریستال برای رسیدن به کمینه پاشندگی سرعت گروهی غیرعادی و بیشینه اثر غیرخطی در طول موج ۸۵۰ نانومتر جهت تولید پالس‌های نوری فموتوانیه و افزایش پهنای باند طیف‌های تولیدی با صرف انرژی کم می‌باشد، از این رو پاشندگی سرعت گروهی به عنوان تابعی از طول موج در حوزه طیف قابل رویت و نزدیک فروسرخ به ازای یک کسر پرشدگی هوای نرمالیزه وسیع $(\frac{d}{\Lambda} = 0.8)$ و چند پیچ دلخواه در شکل (۲) رسم گردید. از این شکل کاملاً مشخص است که یک مقدار کمینه منفی تقریباً تخت که با تغییر پیچ به سمت طول موج‌های بالاتر حرکت می‌کند وجود دارد به طوری که با انتخاب مناسب مقدار پیچ (Λ) ، این ناحیه مینیمم منفی می‌تواند در طول موج ۸۵۰ نانومتر متمرکز گردد.

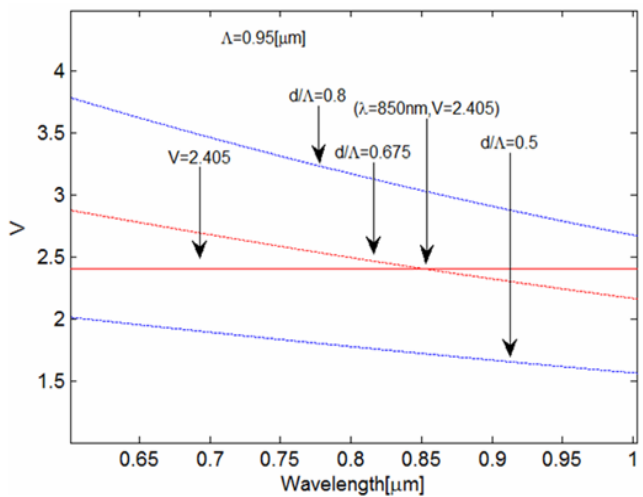
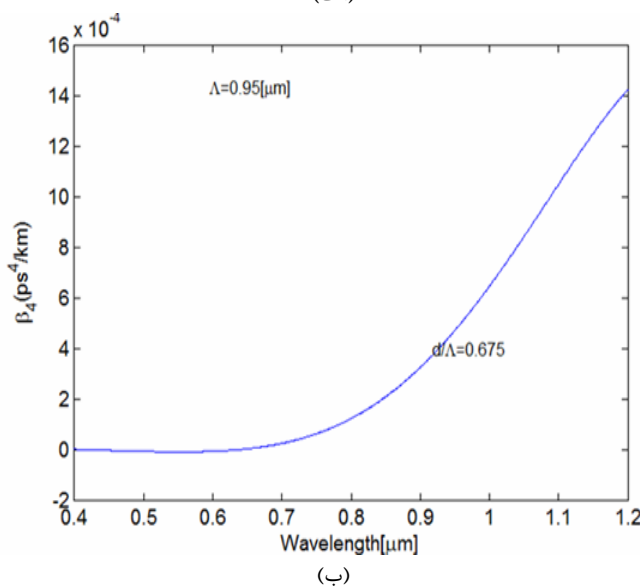


شکل (۲): GDV فیبر فوتونیک کریستال با ساختار جدید بر حسب

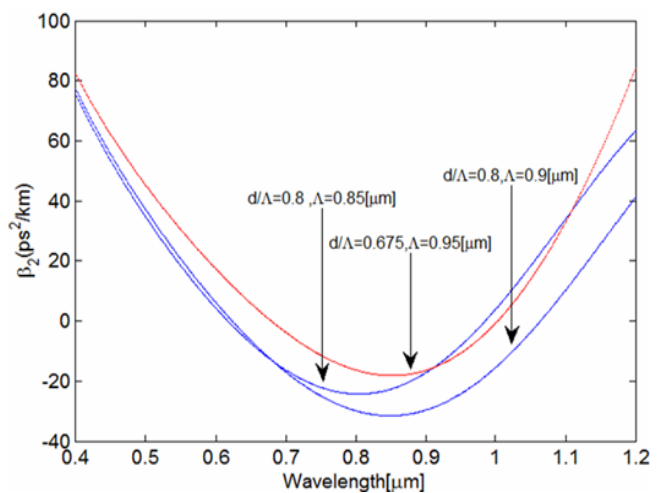
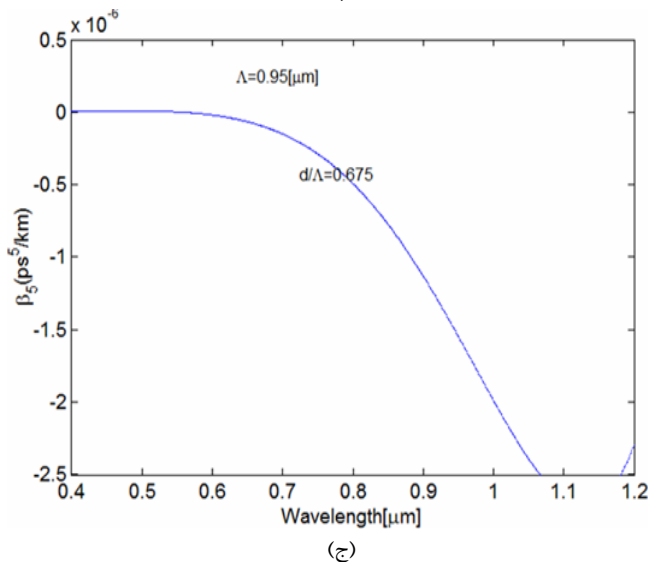
طول موج به ازای $\frac{d}{\Lambda} = 0.8$ و چند پیچ.



شکل (۲): متغیر V فیبر فوتونیک کریستال با ساختار جدید بر حسب طول موج نرمالیزه.



شکل (۴): متغیر V بر حسب طول موج به ازای $\Lambda = 0.95 \mu m$



شکل (۵): GVD فیبر فوتونیک کریستال با ساختار جدید بر حسب طول

موج به ازای $\frac{d}{\Lambda} = 0.675$ و $\Lambda = 0.95 \mu m$

شکل (۶): پاشندگی‌های مراتب بالاتر در فیبر فوتونیک کریستال با ساختار اصلاح شده بر حسب طول موج. (الف) پاشندگی مرتبه ۳. (ب) پاشندگی

مرتبه ۴. (ج) پاشندگی مرتبه ۵. همگی به ازای $\frac{d}{\Lambda} = 0.675$ و

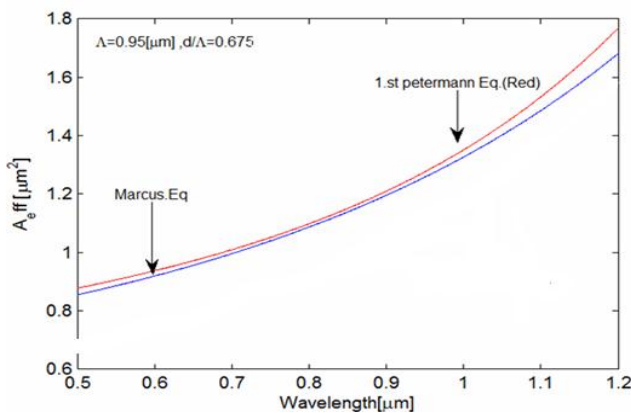
$\Lambda = 0.95 \mu m$

$$W_{PCF,I} = \frac{2\Lambda}{3} \left[\frac{J_0(U)}{J_1(U)U} + \frac{1}{W^2} - \frac{1}{U^2} + 0.5 \right]^{0.5} \quad (10)$$

که در آن $J_n(x)$ ($n=0,1$) تابع بسل، W ثابت تضعیف، U فاز عرضی نرمالیزه و پیچ (Λ) گام حفره می‌باشند. مساحت موثر مد پایه برای فیبر فوتونیک کریستال در شکل (۷) بر اساس دقت دو رابطه مارکوس و پترمن^۸ به نمایش در آمده است. در این شکل دیده می‌شود که اولاً دقت دو رابطه در محاسبه مساحت فیبرهای فوتونیک کریستال در طول موج ۸۵۰ نانومتر تقریباً برابر است و ثانیاً فیبر فوتونیک کریستال طراحی شده به ازای $\frac{d}{\Lambda} = 0.675$ و $\Lambda = 0.95 \mu\text{m}$ ، در طول موج ۸۵۰ نانومتر دارای مساحت موثر بسیار کوچکی برابر $A_{eff} = 1.14 \mu\text{m}^2$ می‌باشد. مساحت موثر طراحی شده کوچک‌تر منجر به افزایش شدت پالس‌های لیزری تولیدی، کاهش طول غیرخطی و افزایش ضریب غیرخطی فیبر (γ) با توجه به رابطه زیر می‌گردد.

$$\gamma = \frac{3.2 \times 10^{-20} \times 2\pi}{A_{eff} \lambda} \quad (11)$$

نهایتاً این موارد کاهش انرژی لازم برای فشرده‌سازی بیشینه پالس‌های نوری ورودی و هم چنین تولید طیف‌های فوق پهن با استفاده از اثر سالیتون را در بر خواهد داشت [۱،۲].



شکل (۷): مساحت فیبر فوتونیک کریستال با ساختار جدید بر اساس رابط مارکوس و پترمن.

در ادامه به طور ویژه مقایسه‌ای از نتایج به دست آمده در طراحی‌های مختلفی از مساحت موثر فیبرهای فوتونیک کریستال سیلیکا در محدوده طول موج ۸۰۰-۸۵۰ نانومتر در جدول (۳) به همراه ضرایب غیرخطی آن‌ها به نمایش در آمده است. بررسی متغیرها به طور واضح نشان می‌دهد هر چه مساحت موثر فیبرها کوچک‌تر باشد میزان ضرایب غیرخطی آن‌ها بالاتر و در نتیجه به منظور استفاده در کاربردهای غیرخطی مهم و پرکاربرد همانند تولید پالس‌های لیزری و طیف‌های ابر پیوستار مناسب‌تر خواهند بود. نتایج نشان می‌دهند فیبر طراحی شده در این تحقیق دارای مساحت موثر به مراتب کوچک‌تر و در نتیجه دارای ضریب غیرخطی به مراتب بالاتری نسبت به

وقتی انتشار پالس‌های نوری فمتوثانیه مورد توجه قرار می‌گیرد، پاشندگی‌های مرتبه سه، چهار و پنج، مهم می‌شوند و باید در معادله عمومی غیرخطی شرودینگر اعمال گردند [۳،۴]. دلیل این موضوع آن است که در دوره‌های فمتوثانیه پاشندگی‌های مراتب بالاتر اثرات خود را به صورت تخریب پالس‌های نوری نمایش می‌دهند بنابراین کاهش این اثرات به منظور تولید مناسب پالس‌های لیزری فمتوثانیه ضروری است. در شکل‌های (۶-الف)، (۶-ب) و (۶-ج) به ترتیب، پاشندگی‌های مراتب سه، چهار و پنج را بر حسب طول موج برای فیبر فوتونیک کریستال به ازای $\frac{d}{\Lambda} = 0.675$ و $\Lambda = 0.95 \mu\text{m}$ رسم گردیده است. در این اشکال کاملاً مشخص است که، در همان ناحیه از طول موج‌ها که یک پاشندگی سرعت گروهی غیرعادی تقریباً تخت در طول موج ۸۵۰ نانومتر وجود دارد فیبر فوتونیک کریستال طراحی شده دارای مقادیر کوچکی از پاشندگی‌های مراتب سوم، چهارم و پنجم می‌باشد. همان طوری که بیان گردید این امر به منظور فشرده‌سازی ایده‌آل پالس‌های نوری فمتوثانیه و تولید طیف‌های فرکانسی با پهنای باند وسیع (طیف‌های فوق پهن) با استفاده از اثر سالیتون بسیار ضروری می‌باشد.

۳- طراحی مساحت موثر فیبر فوتونیک کریستال پیشنهاد شده

یکی از شاخص‌های کلیدی در طراحی فیبرهای فوتونیک کریستال، مساحت موثر آن است که می‌تواند در حالت عملکرد تک مد فیبر مستقیماً از رابطه زیر محاسبه گردد:

$$A_{eff} = \pi(W_{PCF})^2 \quad (8)$$

که در آن W_{PCF} ، اندازه لکه مربوط به فیبر فوتونیک کریستال است. به منظور محاسبه A_{eff} ، از تقریب فیبر ضریب پله‌ای (رابطه مارکوس) در رابطه (۸) استفاده می‌گردد. به طوری که اندازه لکه از رابطه زیر قابل دستیابی است [۱۴].

$$W_{PCF} = \frac{\Lambda}{\sqrt{3}} \left[0.65 + \frac{1.619}{V_{PCF}^{1.5}} + \frac{2.879}{V_{PCF}^6} \right] \quad (9)$$

حال با جایگزینی عدد V تخمین زده شده در بخش ۲، در رابطه (۹) می‌توان W_{PCF} و سپس A_{eff} را برای یک فیبر فوتونیک کریستال تک مد محاسبه خواهد شد.

روش دیگر جهت تخمین W_{PCF} وجود دارد که به عنوان رابطه اول پترمن شناخته می‌شود. بر این اساس می‌توانیم W_{PCF} را بر اساس رابطه تعریف شده در زیر به دست آورده و سپس با استفاده از رابطه (۸)، A_{eff} را برای فیبر کریستال نوری مورد نظر محاسبه کرد [۱۶]:

۴- تولید پالس‌های نوری فوق باریک فمتوثانیه با استفاده از اثر سالیتون

سالیتون‌های نوری به سبب ترکیب اثرات مدولاسیون خود فازی^۱ و پاشندگی سرعت گروهی غیرعادی در فیبر شکل می‌گیرند. اولین مرتبه سالیتون هنگامی اتفاق می‌افتد که GVD و SPM به طور کامل اثر یکدیگر را خنثی سازند. در این حال پالس نوری بدون هیچ تغییری در مسافت انتشاری در حوزه زمان و فرکانس باقی می‌ماند [۱،۳]. فشرده‌سازی اثر سالیتون بر اصل انتشار سالیتون‌های مراتب بالاتر در یک فیبر نوری تکیه دارد. سالیتون‌های مراتب بالاتر زمانی در یک فیبر تحریک می‌شوند که پیک توان سالیتون^۲ N^2 برابر سالیتون پایه گردد که N^2 به عنوان نرخ طول پاشندگی بر طول غیرخطی به صورت

$$\text{رابطه } (N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}}) \text{ تعریف می‌گردد [۱]. هنگامی که سالیتون‌های}$$

مراتب بالاتر در یک فیبر منتشر می‌شوند شکل موقتی سالیتون تحت یک باریک‌شدگی و پهن‌شدگی دوره‌ای قرار می‌گیرد. در این حال می‌توان با انتخاب مناسب طول فیبر در حالتی که سالیتون تحت فشردگی دوره‌ای است، فشرده‌ترین حالت پالس خروجی را به دست آورد [۱،۳،۴]. به منظور انتشار پالس‌های نوری فمتوثانیه در فیبرهای فوتونیک کریستال، از معادله نرمالیزه غیرخطی شرودینگر با اعمال اثرات پاشندگی سرعت گروهی، پاشندگی مرتبه ۳، پاشندگی مرتبه ۴، پاشندگی مرتبه ۵، مدولاسیون خود فازی، اثر خودتیزی و اثر رامان در این تحقیق استفاده می‌گردد. معادله نرمالیزه عمومی غیرخطی شرودینگر دارای فرم کلی زیر است [۳،۴،۱۵]:

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{-i \operatorname{sgn}(\beta_2)}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} + i \frac{\beta_4}{24|\beta_2|T_0^2} \frac{\partial^4 U}{\partial \tau^4} - \frac{\beta_5}{120|\beta_2|T_0^3} \frac{\partial^5 U}{\partial \tau^5} \quad (12)$$

$$+ iN^2 \underbrace{(|U|^2 U)}_{\text{SPM}} + \underbrace{\frac{i}{\omega_0 T_0} \frac{\partial(|U|^2 U)}{\partial \tau}}_{\text{Raman-effect}} - \frac{T_R}{T_0} U \frac{\partial |U|^2}{\partial \tau}$$

که در آن τ زمان نرمالیزه، T_0 پهنای پالس اولیه، $\beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5$ به ترتیب پاشندگی‌های مراتب ۲ (یا همان GVD)، ۳، ۴، ۵ و می‌باشند، ω_0 فرکانس زاویه‌ای، T_R شیب بهره رامان در فرکانس حامل (برای سیلیکا $T_R = 3fs$ است [۳])، S مسئول پدیده خودتیزی است، N مرتبه سالیتون و ξ مسافت انتشاری نرمالیزه می‌باشند [۳،۱۵]. U شکل پوش نرمالیزه پالس است که به صورت زیر تعریف می‌گردد: [قرض گرفته شده از صفحه اصلی دانشگاه روچستر راهنمای کاربران نرم افزار^۱].

$$U = N[\operatorname{sech}(\tau)]^{(1+iC_p)} \quad (13)$$

که در آن C_p متغیر چرپ پالس ورودی است. روش اسپلیت استپ فوریر (SSFM) - متقارن جهت شبیه‌سازی معادله (۱۱) استفاده

طراحی‌های دیگر است لذا این موضوع این فیبر را برای استفاده در کاربردهای غیرخطی بسیار مناسب می‌سازد.

جدول (۳): مقایسه مساحت موثر فیبر طراحی شده در این مقاله به انضمام ضریب غیرخطی آن با دیگر طراحی‌ها

مراجع	فیبر طراحی شده	[۲]	[۱۷]	[۱۹]	[۴]	[۵]	
	$A_{eff} (\mu m^2)$	۱/۱۴	۱/۵۵	۲/۵۵	۳	۴/۳	۱۱/۸
	$\gamma(w.km)^{-1}$	۲۱۰	۱۵۲	۸۰	۶۵	۴۵	۲۲
	$\lambda(nm)$	۸۵۰	۸۵۰	۸۰۰	۸۵۰	۸۵۰	۸۲۰

در مقایسه‌ای گسترده‌تر، بر اساس متغیرهای بنیادی و بسیار مهم پاشندگی‌های مراتب بالاتر فیبرهای فوتونیک کریستال، پاشندگی‌های طراحی شده در این مقاله شرایط ایده‌آلی را در مقایسه با دیگر مقالات، به منظور استفاده در کاربردهای غیرخطی نظیر انتشار مناسب سالیتون و تولید طیف‌های فرکانسی فوق پهن نشان می‌دهند به طوری که نتایج کسب شده در این مقاله، قابل مقایسه با طراحی‌های اخیر در این زمینه خواهند بود. مقایسه‌ای از نتایج به دست آمده در طراحی‌های مختلفی از فیبرهای فوتونیک کریستال سیلیکا در جدول (۴) به نمایش در آمده است. مقایسه متغیرها بیانگر آن است که مقادیر پاشندگی‌های مراتب بالاتر فیبر فوتونیک کریستال طراحی شده با ساختار جدید شرایط ایده‌آلی را نسبت به مقادیر پاشندگی دیگر فیبرهای فوتونیک کریستال دارا می‌باشد. دلیل این امر آن است که فیبر فوتونیک کریستال طراحی شده در این مقاله دارای سرعت گروهی منفی بزرگ‌تر و هم چنین پاشندگی‌های مراتب سه، چهار و پنج بسیار ناچیز در طول موج ۸۵۰ نانومتر در مقایسه با دیگر طراحی‌ها است.

جدول (۴): مقایسه متغیرهای پاشندگی فیبر فوتونیک کریستال با ساختار جدید با دیگر طراحی‌ها

مراجع پاشندگی	طراحی مقاله	[۲]	[۴]
$\beta_2 (ps^2/km)$	-18.15	-10.48	-12.7
$\beta_3 (ps^3/km)$	0.0011	0.037	8.12×10^{-2}
$\beta_4 (ps^4/km)$	2×10^{-4}	1.02×10^{-3}	-1.3×10^{-4}
$\beta_5 (ps^5/km)$	-7×10^{-7}	محاسبه نشده	3.03×10^{-7}
$\lambda(nm)$	850	850	850

جدول (۵): مقایسه متغیرهای پالس لیزر تولیدی با نتایج دیگر مقالات

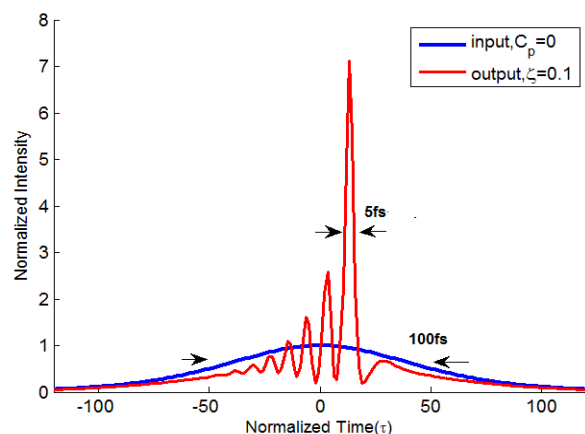
سال	پهنای پالس خروجی	انرژی مصرفی	پهنای پالس ورودی	ضریب فشردگی پالس $F_c (T_0/T_{out})$
2013[24]	10fs	320PJ	100fs	10
2010[2]	12fs	225nJ	100fs	8.33
2006[8]	4fs	500PJ	30fs	7.5
طراحی مقاله	5fs	151PJ	100fs	20

۴-۱- بیشینه‌سازی ضریب فشردگی پالس‌های نوری در فیبر فوتونیک کریستال پیشنهاد شده

برای پالس‌های ورودی دارای چرپ، هنگامی که متغیر چرپ، C_p ، چنین باشد که شرط $C_p \beta_2 < 0$ برقرار گردد یک باریک‌شدگی ابتدایی در فرآیند انتشار پالس‌های نوری در موجبر اتفاق می‌افتد بنابراین اگر پالس نوری ورودی دارای چرپ مثبت باشد، بر پایه فشردگی‌سازی پالس‌های نوری با استفاده از اثر سالیتون، یک نرخ تولید و فشردگی بالایی از پالس‌های لیزری (تولید پالس‌های لیزری فوق باریک) اتفاق خواهد افتاد [۱۷].

نتایج شبیه‌سازی‌های عددی در جدول (۶) نشان می‌دهند که تعریف متغیر چرپ مثبت در پالس‌های سالیتونی می‌تواند نرخ فشردگی پالس‌های نوری ورودی را به مراتب بالاتر ببرد. اما نکته حائز اهمیت در این جدول، وجود یک مقدار بهینه از متغیر چرپ است که به ازای آن بیشینه فشردگی پالس نوری اتفاق می‌افتد ($C_p = 20$) و بعد از آن پالس لیزری تولیدی در خروجی شروع به پهن شدن می‌کند. این فرآیند بیانگر آن است که چرپ‌دار شدن بیش از اندازه پالس‌های نوری ورودی نهایتاً باعث تخریب پالس لیزری تولید شده در خروجی موجبر می‌گردد لذا تعیین مقدار بهینه‌ای از این متغیر جهت تولید پالس‌های لیزری فوق باریک و ایده‌آل ضروری است. نتایج و اطلاعات موجود در جدول (۶) به طور کامل در شکل (۹) قابل مشاهده است. این شکل فرآیند و تحول فشردگی یک پالس نوری ورودی ۱۰۰ فمتوثانیه‌ای را به ۱ فمتوثانیه، به ازای استفاده از مقادیر مختلف چرپ در فواصل مختلفی از موجبر نشان می‌دهد. این شکل هم‌چنین بیانگر آن است که تاخیر زمانی ایجاد شده پالس نوری در حالت بدون چرپ با اعمال اثر چرپ مثبت کاهش می‌یابد. این امر نشانگر اثر مثبت و تاثیرگذار چرپ‌دار کردن مناسب پالس نوری ورودی است به طوری که این اثر علاوه بر مزیت فشردگی پالس، تاخیر زمانی سریع نتیجه شده از تاثیر هم‌زمان اثرات خطی و غیرخطی بر روی پالس‌های نوری را نیز کاهش می‌دهد. شکل (۱۰) میزان انرژی تلف شده پالس لیزری تولیدی را به ازای مقادیر مختلف چرپ نشان می‌دهد. با توجه به

می‌شود. برای این منظور، ما فیبر فوتونیک کریستال طراحی شده با ابعاد $\frac{d}{\Lambda} = 0.675$ و $\Lambda = 0.95 \mu m$ را با متغیرهای پاشندگی مراتب بالاتر ذکر شده در جدول (۱) و اثرات غیرخطی ($S = 0.008, T_R = 3fs$) مورد توجه قرار می‌گیرد، و در مرحله اول از یک پالس سکانت هیبربولیک ورودی بدون چرپ با پهنای ۱۰۰ فمتوثانیه که در طول موج ۸۵۰ نانومتر پمپ شده است استفاده خواهد شد. شبیه‌سازی معادله غیرخطی شرودینگر، با حضور تمامی اثرات خطی و غیرخطی منجر به نمایش یک پالس خروجی ۵ فمتوثانیه‌ای در شکل (۸) می‌گردد. این حالت مرتبط با تحریک سالیتون مرتبه (۷) $N = 7$ ، معادل با توان ۱۳۲۲ وات و انرژی ۱۵۱ پیکوژول و خاصیت غیرخطی وسیع $\gamma = 0.210(w.m)^{-1}$ در طول انتشاری $\xi = 0.1$ می‌باشد. از مشخصه‌های پالس لیزری تولیدی، وجود نوسانات شدید در لبه جلویی پالس (لبه پیشرو پالس)، به دلیل تجمع اثرات پاشندگی‌های مراتب بالاتر، اثر رامان و انرژی نهفته حاصل از پدستال در روش اثر سالیتون می‌باشد. در کنار آن، یک تاخیر زمانی با سرعت بالا نیز در پالس نوری فوق باریک تولیدی به طور واضحی نمایان است که این موضوع به دلیل تاثیر هم‌زمان اثرات خطی و غیرخطی بر روی پالس نوری ورودی است. مشخص است که با طراحی انجام شده و افزایش خاصیت غیرخطی فیبر توان لازم جهت انتشار سالیتون مراتب بالاتر به شدت کاهش پیدا کرده به طوری که در حال حاضر، نتایج به دست آمده قابل مقایسه با نتایج دیگر مقالات خواهند بود. بر این اساس، به طور مختصر مقایسه‌ای در جدول (۵) نشان داده شده است که بیانگر شرایط ایده‌آل فیبر فوتونیک کریستال طراحی شده با ساختار جدید جهت تولید پالس‌های لیزری به دلیل بالا بودن ضریب فشردگی پالس‌های نوری تولیدی و هم‌چنین انرژی کم مورد نیاز جهت کاربردهای غیرخطی در آن است.



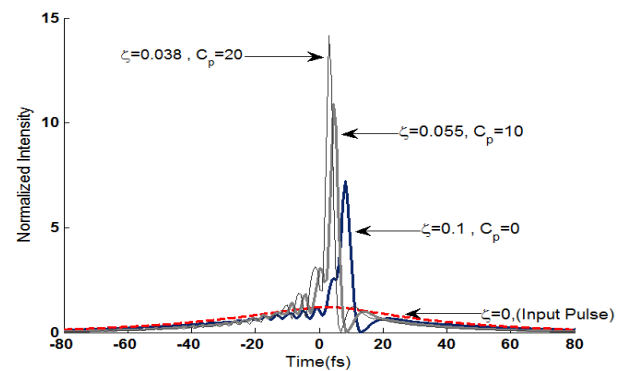
شکل (۸): پالس لیزر تولیدی در فیبر فوتونیک کریستال با ساختار جدید.

طیف‌های ابر پیوستار (فوق پهن پیوسته) مشابه نور سفید هستند اما پهنای باند آن وسیع‌تر است با این تفاوت که خاصیت همدوسی مشابه یک لیزر را دارا و از شدت بالاتری برخوردار است. با توجه به این مهم که لیزر برای طول موج‌های مختلف وجود ندارد، بنابراین رهیافت طیف فوق پهن می‌تواند منجر به تولید محدوده وسیعی از طول موج‌ها شود. از کاربردهای این طیف‌ها می‌توان به اندازه‌گیری دقیق فرکانس‌های نوری، کاربردهای نظامی، تصویر برداری‌های پزشکی با کیفیت بالا و .. اشاره کرد [۲۵، ۲۳، ۱۸]. برای دستیابی به طیف‌های فوق پهن پیوسته، فیبر فوتونیک کریستال با طراحی بهینه در این مقاله پیشنهاد می‌گردد که دلیل پیشنهاد این ساختار، ظاهر شدن اثرات غیرخطی در توان آستانه کوچک سیگنال ورودی ناشی از کاهش شدید سطح مقطع موثر در این فیبر و همچنین پاشندگی‌های مراتب بالاتر مهندسی شده در آن در کنار کاهش انرژی مورد نیاز جهت تولید پالس لیزری فوق باریک و طیف پهن باند است که فیبر فوتونیک کریستال طراحی شده را جهت این کاربردها در این مقاله بسیار ایده‌آل کرده است. نحوه تولید تئوری این طیف، استفاده از معادله نرمالیزه غیرخطی شرودینگر جهت انتشار پالس در فیبر با حضور اثرات خطی و غیرخطی است که به طور کامل در معادله (۱۱) بیان گشته است. نتایج حاصل از شبیه‌سازی معادله غیرخطی شرودینگر در شکل (۱۱) بدون در نظر گرفتن اثر چرپ به نمایش در آمده است. در این شکل مشاهده می‌شود که با افزایش طول نرمالیزه به $\xi = 0.1$ طیف شروع به پهن‌شدگی می‌کند که این پهن‌شدگی نشان از اثر پدیده ابر پیوستار (فوق پیوستگی) دارد. همچنین در این شکل یک پیک بزرگ در ناحیه مولفه‌های فرکانس پایین (طول موج‌های بالاتر) طیف مشاهده می‌شود. این موضوع نشان از انرژی بالای مولفه‌های تشکیل دهنده این قسمت دارد که دلیل آن پدیده رامان است به طوری که در این فرآیند، مولفه‌های فرکانس پایین توسط مولفه‌های فرکانس بالا پامپ (ارسال با شدت بالا) می‌شوند (انرژی از سمت مولفه‌های فرکانس بالای تشکیل دهنده پالس به سمت مولفه‌های فرکانس پایین پالس انتقال می‌یابد) که این موضوع آغاز یک شیفت فرکانسی به سمت فرکانس‌های پایین (طول موج‌های بالاتر) را نشان می‌دهد. با افزایش طول انتشاری از $\xi = 0.1$ به $\xi = 0.12$ و افزایش تاثیرگذاری اثرات خطی و غیرخطی بر روی طیف، پهن‌شدگی کامل‌تر طیف را به صورت اثرات فوق پیوستگی شاهد هستیم که این پهن‌شدگی بیش‌تر از حالت پهن‌شدگی طیف در $\xi = 0.1$ است. همچنین شیفت کامل فرکانسی به سمت فرکانس‌های پایین‌تر (طول موج‌های بالاتر) در این شکل مشاهده می‌شود که نشان از اثرگذاری بیش‌تر پدیده رامان بر روی طیف با افزایش مسیر را دارد.

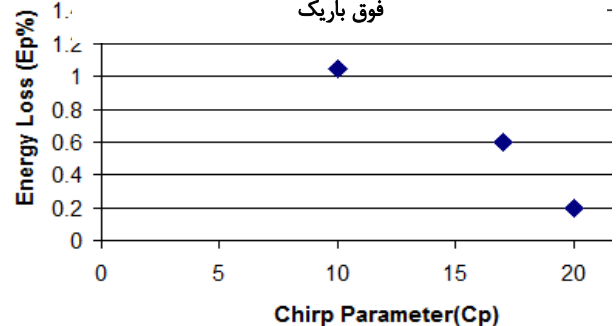
شکل در می‌یابیم که نوسانات شدید موجود در لبه پیشرو پالس (در حالت بدون چرپ) با افزایش مقدار متغیر چرپ کاهش می‌یابد که این امر بیانگر کاهش تلف توان در پالس‌های لیزری فوق باریک تولیدی و در نتیجه افزایش کیفیت و شدت آن‌ها بر اثر اعمال متغیر مناسبی از چرپ مثبت است.

جدول (۶): اطلاعات مربوط به فشرده‌شدگی پالس‌های نوری با اعمال مقادیر مختلف چرپ در فیبر فوتونیک کریستال با ساختار جدید

$T_0 (fs)$	N	$T_{out} (fs)$	C_p	ξ	$F_c (T_0/T_{out})$
100	7	5	0	0.1	20
100	7	3.5	10	0.055	28.5
100	7	1	20	0.038	100(max)
100	7	1.3	22	0.028	77



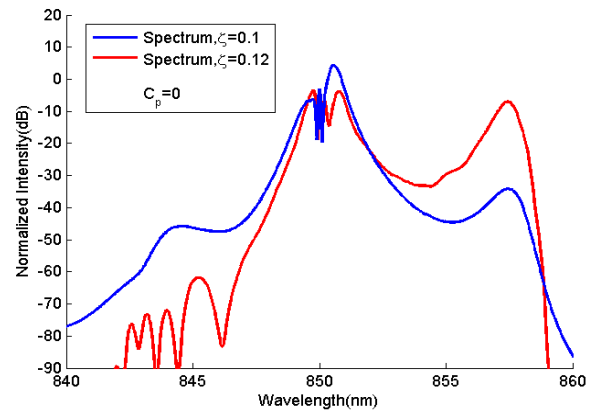
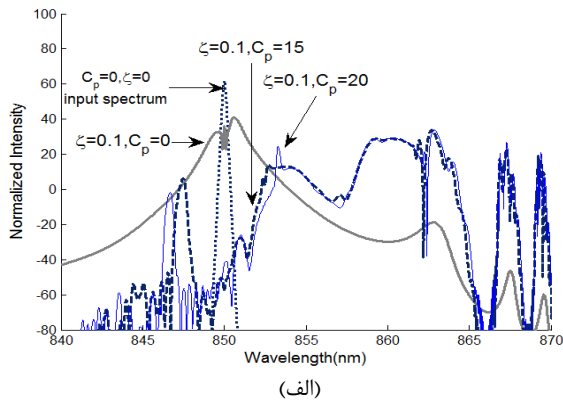
شکل (۹): اثر مقادیر مختلف چرپ بر شدت پالس‌های لیزری فوق باریک



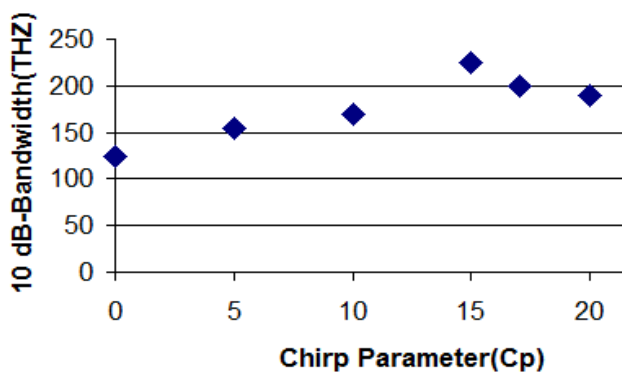
شکل (۱۰): درصد انرژی تلف شده در پالس‌های لیزری فوق باریک تولیدی به ازای مقادیر مختلف چرپ

۵- تولید طیف‌های فرکانسی پهن باند در فیبر فوتونیک کریستال پیشنهاد شده

تولید یک پالس کوتاه با توان نسبتاً بالا توسط یک لیزر و عبور آن از یک محیط انتشار با ظاهر شدن اثرات غیرخطی، طیف ابرپیوستار (طیف فوق پهن پیوسته) تولید خواهد کرد [۲۲، ۱۹، ۱۸].



شکل (۱۱): تولید طیف فوق پهن پیوسته در فواصل مختلفی از فیبر فوتونیک کریستال



(ب)

شکل (۱۲): اثر چرپ پالس ورودی بر (الف) تحول تولید طیف ابر پیوستار. (ب) پهنای باند طیف در فیبر فوتونیک کریستال با ساختار جدید در ۸۵۰ نانومتر

۶- نتیجه

در این تحقیق مشخص گردید با تغییر ابعاد هندسی فیبر فوتونیک کریستال می‌توان پاشندگی را در آن‌ها مثبت و یا منفی کرد و همچنین می‌توان مقادیر آن‌ها را برای فشردگی پالس‌های لیزری و تولید طیف‌های فوق پهن با اثر سالیتون بهینه نمود. بیشترین مقدار فشردگی پالس نوری، و ایده‌آل‌ترین تولید طیف‌های فوق پهن برای حالتی از طراحی فیبر به دست خواهد آمد که کمترین نسبت پاشندگی‌های مرتبه ۳، ۴ و ۵ به پاشندگی مرتبه ۲ در آن حاصل گردد. برای طول موج ۸۵۰ نانومتر مشخص گردید که با طراحی

ابعاد فیبر به ازای ابعاد فیبر، $\Lambda = 0.95 \mu m$ و $\frac{d}{\Lambda} = 0.675$ علاوه بر یک پاشندگی سرعت گروهی غیرعادی کمینه، پاشندگی‌های مراتب بالاتر کوچک‌تر و عملکرد تک مد فیبر را می‌توان به دست آورد. فیبر فوتونیک کریستال سیلیکایی طراحی شده با ساختار جدید در این مقاله دارای خاصیت غیرخطی بسیار وسیع‌تری در مقایسه با فیبرهای معمولی و یا فیبرهای فوتونیک کریستال طراحی شده در ابعاد میکرو می‌باشد، بنابراین انرژی کم‌تری جهت کاربردهای غیرخطی از جمله تولید ابر پیوستار (طیف‌های فوق پهن و پیوسته) و فشردگی پالس‌های نوری با استفاده از اثر سالیتون در آن به کار می‌رود. مشخص گردید با استفاده از یک پالس ورودی ۱۰۰

۱-۵- بیشینه‌سازی پهنای باند پالس‌های نوری در فیبر فوتونیک کریستال پیشنهاد شده

نتایج تکرار شبیه‌سازی معادله غیرخطی شرودینگر، این بار با حضور متغیر چرپ به ازای مقادیر متداول $C_p = 0, 10, 15, 17, 20$ [۲۱] در شکل (۱۲) به نمایش در آمده است. در این حالت پهنای باند پالس به متغیر چرپ وابسته می‌شود به طوری که پهنای باند پالس با اعمال متغیرهای معمول بالاتر چرپ مثبت، عموماً پهن‌تر خواهند شد. با محاسبه پهنای باند فرکانسی نیم بیشینه طیف‌های نوری در شکل (۱۲-الف) در طول موج ۸۵۰ نانومتر (یا معادل فرکانسی آن) به ازای مقادیر مختلف چرپ مثبت ذکر شده، وجود یک مقدار بهینه‌ای از پارامتر چرپ ($C_p = 15$) که به ازای آن بیشینه افزایش پهنای باند نسبت به طیف‌های دیگر (خصوصاً طیف ورودی) وجود دارد مشخص می‌گردد. از این شکل مشخص می‌شود که به ازای اعمال مقادیر بالاتر از $C_p = 15$ ، پهنای باند با شیب ملایمی رو به کاهش می‌گذارد. دلیل افزایش پهنای باند طیف در حضور چرپ مثبت می‌تواند به این صورت توضیح داده شود که چرپ مثبت ذاتی حاصل از مدولاسیون خود فازی (SPM) با اثر ابتدایی چرپ مثبت پالس ورودی در حول مرکز پالس مورد نظر با هم جمع می‌شوند و پیرو آن طیف پالس نوری در حوزه فرکانس پهن می‌گردد. پس از آن با افزایش مقادیر پارامتر چرپ، خاصیت اثر دهی این پارامتر بر روی پالس کاهش می‌یابد و همین امر باعث می‌گردد که از یک مقدار به بعد کاهش پهنای باند و کاهش شدت پالس لیزری را داشته باشیم. این امر نشان دهنده غلبه اثر مدولاسیون خودفازی بر اثر چرپ ورودی است.

[13] C. Hao, Z. X. Min and L. S. Fang, "Design of photonic crystal fibers with anomalous dispersion," *Optoelectronics Letters*, Vol. 2, No.1, 2006.

[14] Z. K. Varallyay, *Nonlinear Wave Propagation and Ultrashort Pulse Compression in Step Index and Microstructured Fibers*, PHD Thesis, Budapest University of Technology and Economics Atomic Physics Department, March, 2007.

[15] H. Demir and S. Ozsoy, "Comparative Study of Large-Solid-Core Photonic Crystal Fibers: Dispersion and effective mode area," *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, Vol. 123, No. 8, pp.1-5, 2011.

[16] V. C. Long, H. N. Viet, M. Trippenbach and K. D. Xuan, "Propagation technique for ultrashort pulses III: Pulse splitting of ultrashort pulses in a kerr medium," *Computational Methods in Science and Technology*, Vol. 14, No. 1, 21-26, 2008.

[17] S. K. Varshney, M. P. Singh and R. K. Sinha, "Propagation characteristics of photonic crystal fibers," *Journal of Optical Communications*, Vol. 24, No. 5, pp. 192-198, 2003.

[18] Z. Zhu and T. G. Brown, "Effect of frequency chirping on supercontinuum generation in photonic crystal fibers," *Optics Express*, Vol. 12, No. 4, pp. 689-693, 2004.

[19] M. Foster, A. Geata, Q. Cao and R. Tribino, "Soliton-effects compression of supercontinuum to few cycle durations in photonic nano wires," *Optics Express*, Vol. 13, No. 18, pp. 6848-68, 2005.

[20] R. Cerif and M. Zghal, "Nonlinear phenomena ultra-wide band radiation in a photonic crystal fiber," *Journal of Optics*, 2011.

[21] J. M. Dudley and S. Coen, "Coherence properties of super-continuum spectra generation in photonic crystal and tapered optical fibers," *Optics Letters*, Vol. 27, No. 13, pp. 1180-1182, 2002.

[22] A. Ghanbari, "Supercontinuum generation at 1310nm in a highly nonlinear photonic crystal fiber with a minimum anomalous group velocity dispersion," *Majlesi Journal of Electrical Engineering*, Vol. 7, No. 4, 2013.

[23] A. Ghanbari, "Modeling photonic crystal fiber for efficient soliton effect compression of femtosecond optical pulses at 850nm," *Arabian Journal for Science and Engineering*, Accepted for publishing, 2013.

[۲۴] هادی حصارى، شبیه‌سازی انتشار سالیتون‌های مکانی و زمانی در فیبرهای نوری، کارشناسی ارشد، دانشگاه آزاد اسلامی قزوین، قزوین، ۱۳۹۲، ۱۲۰-۱.

[۲۵] اشکان قنبری، فشرده‌سازی پالس‌های نوری فمتوتانیبه با استفاده از فیبرهای فوتونیک کریستال، کارشناسی ارشد؛ دانشگاه آزاد اسلامی قزوین، قزوین، ۱۳۹۱، ۱۴۱-۱.

زیرنویس‌ها

¹ Photonic Crystal Fiber (PCF)
² Finite Element Method(FEM)
³ Empirical Relations Method(ERM)
⁴ Fitting Coefficients
⁵ Group Velocity Dispersion(GVD)
⁶ Zero Dispersion Wavelength(ZDW)
⁷ Generalized Nonlinear Schrodinger Equation (GNLSE)
⁸ Marcus & Petermann Relations
⁹ Self Phase Modulation(SPM)
¹⁰ Online available at: www.optics.rochester.edu

فمتوتانیهای و تحریک مرتبه سالیتون (N=7) یک پالس فشرده شده فوق باریک ۵ فمتوتانیهای می‌تواند در طول ۱۸ میلی‌متر از فیبر فوتونیک کریستال با انرژی ناچیز ۱۵۱ پیکوژول در کنار یک تولید طیف فوق پیوسته در این موجرها حاصل گردد. هم‌چنین نشان داده شد که در کنار یک طراحی مناسب از فیبر و انتخاب مناسب مقادیر مختلفی از متغیر چرپ مثبت پالس ورودی در GNLSE می‌توان پالس‌های لیزری به مراتب باریک‌تر و طیف‌های فرکانسی به مراتب پهن‌تری را در مقایسه با حالت بدون چرپ داشته باشیم. مشخص گردید با استفاده از یک پالس ورودی ۱۰۰ فمتوتانیهای و تحریک سالیتون مرتبه ۷ (N=7) یک پالس فشرده شده فوق باریک ۱ فمتوتانیهای می‌تواند در طول ۱۰ میلی‌متر از فیبر با انتخاب متغیر چرپ به مقدار، $C_p = 20$ و با صرف همان انرژی ناچیز ۱۵۱ پیکوژول در کنار بیشینه پهن‌شدگی طیف با انتخاب متغیر چرپ به مقدار، $C_p = 15$ ، در طول ۱۸ میلی‌متر از فیبر حاصل گردد.

مراجع

[1] M. Mohebbi, "Silicon photonic nanowire soliton-effect compressor at 1.5um," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 20, No.11, pp. 921-924, 2008.

[2] R. Vasantha Jayakantha Raja, K. Porsezian, S. K. Varshney and S. Sivabalan, "Modeling photonic crystal fiber for efficient soliton pulse propagation at 850nm," *Optic Communications*, Vol. 283, No. 24, pp.5000-5006, 2010.

[3] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 4th edition, Academic press, pp.40-158, 2007.

[4] M. F. S. Ferreira, *Nonlinear effects in optical fibers*, Wiley, 2011.

[5] H. Saghaei, F. Dehghan and M. K. Farshi, "Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fiber Using Selective Optofluidic Infiltration," *ICOP, Tabriz*, 106-110, 2012.

[6] J. K. Ranka, R. S. Windeler and A. j. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm," *Optics Letters*, Vol. 25, pp. 25-27, 2000.

[7] T. A. Birks, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russel, "Supercontinuum generation in tapered fibers," *Optics Letters* Vol. 25, No. 19, pp. 1415-1417. 2000.

[8] M. V. Tognetti and H. M. Crespo, "Sub two-cycle soliton-effect pulse compression at 800nm in photonic crystal fibers," *Optics Infobase*, Vol. 24, No. 6, 2007.

[9] M. Saitoha and M. Kushiba, "Numerical modeling of photonic crystal fibers," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 23, No. 11, 2005.

[10] K. Saitoha and M. Kushiba, "Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers," *Optics Express*, Vol. 13, No.1, pp. 267-274, 2005.

[11] K. Saitoh, M. Kushiba and T. Fujisawa, "Approximate empirical relations for nonlinear photonic crystal fibers," *Optics Express*. Vol. 14, No. 14, 2006.

[12] S. K. Singh, D. K. Singh and P. Mahto, "Numerical analysis of dispersion and endlessly single mode property of a modified photonic crystal fiber structure," *International Journal of Advanced Networking and Applications*, Vol. 3, No. 2, pp. 116-1120, 2011.