Archive of SID

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ٤، شمارهٔ ٣، زمستان ١٣٨٣

سالیتونهای اپتیکی پوششی یک بعدی در مواد نورشکستی و برهمکنش ناهمدوس میان آنها

علیرضا کشاورز و عبدالناصر ذاکری[1]
بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز
١. e-mail: zakeri@physics.susc.ac.ir

(دریافت مقاله:٨٢/٨/١٨ ؛ دریافت نسخه نهایی:٨٣/٤/٣)

چکیده

مبانی نظری سالیتونهای اپتیکی پوششی یک بعدی در بلورهای نورشکستی بر اساس نظریه پراش یک بعدی و مدل کوختاروف مطالعه می‌شود. به منظور یافتن جواب سالیتونی معادلات غیرخطی حاکم و بررسی انتشار سالیتون در طول بلور، روش مناسب و جدیدی بر اساس روش عددی کرانک-نیکلسون به همراه روش عددی تفاضل مرکزی معرفی و تابع توزیع شدت سالیتونی و نیز چگونگی تغییرات ضریب شکست در اثر واکنش غیرخطی محیط به دست آورده می‌شود. همچنین پایداری سالیتون در طول انتشار بررسی می‌شود. بر اساس مدل ارائه شده برهمکنش ناهمدوس میان سالیتونها در یک بعد شبیه سازی و تأثیر فاصله نسبی میان سالیتونها در اثر متقابل با یکدیگر و نیز تأثیر شدت میان پرتوها در برهمکنش مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج حاصل علاوه بر اینکه راهنمای خوبی به منظور استفاده در کارهای تجربی است، زمینه مناسبی برای مطالعه خواص فیزیکی سالیتونهای نورشکستی دو بعدی را فراهم می‌آورد.

واژه‌های کلیدی: اثر نورشکستی، اثر پاکلز، مدل کوختاروف، سالیتونهای اپتیکی، سالیتونهای نورشکستی، پایداری سالیتونها، برهمکنش سالیتونها، روش عددی کرانک-نیکلسون

١. مقدمه

اولین گزارش از بسته موجهای جایگزیده در سال ١٨٣۴ میلادی توسط دانشمند اسکاتلندی جان. اس. راسل (*John.S.Russell*) ارائه شد. وی مشاهده کرد که یک موج منفرد خوش ترکیب می‌تواند مسافت زیادی را در یک کانال باریک و کم عمق بدون تغییر شکل یا کاهش سرعت طی کند. حدود پانزده سال بعد کورتوگ (*Korteweg*) و دوریس (*deVries*) متوجه شدند که امواج منفرد دامنه‌ای بزرگتر از حد معمول دارند که ناشی از رفتار غیرخطی محیط است. در سال ١٩۶۵ میلادی زاباسکی (*Zabusky*) و کراسکل (*Kruskal*) در بررسی برخورد میان چنین بسته موجهایی به نتایج جالبی دست یافتند. آنها متوجه شدند که انرژی و سرعت اولیه این امواج در برخوردها پایسته می‌ماند. در واقع این بسته موجهای جایگزیده در برهمکنش با یکدیگر مانند ذرات رفتار می‌کنند و به‌این دلیل آنها را سالیتون نامیدند [١و٢].

از نظر ریاضی سالیتونها جوابهایی ازمعادلات دیفرانسیل غیرخطی با مشتقات جزئی انتگرال پذیر هستند. سیستمی که با چنین معادلاتی قابل توصیف باشد یک سیستم انتگرال پذیر نامیده می‌شود. معادله غیرخطی شرودینگر (*NLSE*)، معادله حاکم بر تحول و انتشار پرتو اپتیکی در محیطهای غیرخطی کر[1]، مثال آشنایی از این گونه معادلات است. جوابهای سالیتونی چنین سیستم انتگرال‌پذیری، یعنی سالیتونهای کر نشان می‌دهد که علاوه بر پایستار بودن انرژی و سرعت هنگام برخورد، تعداد سالیتونها هم پایسته می‌ماند. این جوابها به خوبی توصیف‌کننده اثر خود-کانونی[2] نور لیزر در محیطهای غیرخطی است[٣ و ۴]

١. Kerr nonlinear medium
٢. Self-focusing effect

www.SID.ir

PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID

که امروزه کاندید مناسبی برای سیستمهای ارتباطات اپتیکی طولانی به شمار می‌روند [۵ و ۶]. با این وجود بسیاری از سیستمهای فیزیکی انتگرال‌ناپذیرند، اما هنوز هم می‌توان برای برخی از این سیستمها جوابهای منفردی یافت به طوری که خواصی نظیر سالیتونها داشته باشند. بسته موجهای خود به دام افتاده در چنین سیستمهایی را امواج منفرد می‌نامند. در برخورد میان این امواج بر خلاف سالیتونها تعداد ممکن است پایسته نماند، اما هنوز هم خواص ذره گونهٔ این بسته موجها مشهود است [۷]. با این وجود هر چند که لفظ سالیتون از نظر ریاضی به امواج جایگزیده در سیستمهای انتگرال‌پذیر برمی‌گردد، اما امروزه در اپتیک غیرخطی مدرن به امواج منفرد در سیستمهای انتگرال‌ناپذیر هم سالیتون گفته می‌شود [۸].

امکان انتشار سالیتونها در بسیاری از سیستمهای فیزیکی به اثبات رسیده است و آزمایشها و مبانی نظری بسیاری برای آشکار کردن صورت واقعی سالیتونها و برهمکنش میان آنها در چند بعد گزارش شده است. نمایش چنین سالیتونهایی به صورت $(m+1)D$ است که m معرف بعد تولید سالیتون و یک بعد انتشار است. در این میان سالیتونهای اپتیکی فضایی، تحقیقات وسیع و دامنه‌داری را به خود اختصاص داده‌اند. وجود سالیتونهای روشن و تاریک از نوع سالیتونهای نور شکستی[۱] (PR)، سالیتونهای کر، سالیتونهای درجه دو[۲] و سالیتونها در مواد اشباع‌پذیر در یک بعد و دو بعد به صورت تجربی به اثبات رسیده است. در سالهای اخیر سالیتونهای نور شکستی به دلیل عرضه انواع جالبی از سالیتونها به همراه خواص و فرآیندهای مختلف اشباع غیرخطی و برهمکنش میان آنها با استفاده از توانهای کم میدان اپتیکی، بیش از دیگر سالیتونها مورد توجه قرار گرفته‌اند.

امکان تولید سالیتونها بر پایه اثر نور شکستی برای اولین بار در سال ۱۹۹۲ میلادی پیش‌بینی شد[۹] و یک سال بعد در بلور استرانتیم باریم نیوبیت (SBN)[۳] به‌صورت تجربی در دانشگاه آرکانزاس (*Arkansas*) هر چند ناپایدار مشاهده گردید [۱۰]، تا اینکه در سال ۱۹۹۴ میلادی برای اولین بار وجود پرتو خود به دام افتاده پایدار یا سالیتون فضایی نور شکستی توسط سگیف (*Segev*) و همکارانش[۱۱] و به طور مستقل توسط کریستو دولیدس (*Christodoulides*) و کاروالهو (*Carvalho*) در سال ۱۹۹۵ میلادی پیش بینی شد [۱۲] و به‌صورت تجربی هم مورد تأیید قرار گرفت [۱۳تا ۱۵]. تاکنون نمونه‌های متنوعی از سالیتونها در مواد نور شکستی شناخته شده است، که هر کدام مباحث نظری و عملی بسیاری را به خود اختصاص داده‌اند. در این راستا می‌توان به سالیتونهای شبه پایا[۴] [۹و۱۰]، سالیتونهای پوششی[۵] [۱۱و۱۵]، سالیتونهای نورولتاژی[۶][۱۶و۱۷] و سالیتونها در مواد غیرخطی نور شکستی با تقارن مرکزی اشاره کرد [۱۸].

مهمترین مشخصه مواد نورشکستی پاسخ غیرخطی محیط به توانهای کم میدان اپتیکی از مرتبه میکرو وات است. این به‌دلیل وابستگی تغییرات ضریب شکست (Δn) به نسبت I/I_d است که در آن I شدت میدان اپتیکی است و I_d که به شدت تاریک معروف است، پارامتر مشخصه ماده است که متناسب با هدایت ویژه بلور خاموش است. از آنجا که شدت تاریک نوعاً درمواد نورشکستی کوچک است، حساسیت غیرخطی این مواد درتوانهای کم قابل ملاحظه است. علاوه بر این پاسخ غیرخطی ماده به طول موج پرتو اپتیکی نیز بستگی دارد. لیزرهای کم توان هلیم- نئون $(He-Ne)$، نیمرسانا و یون- آرگون از جمله لیزرهایی هستند که اثر نورشکستی را آشکار کرده‌اند. مزیت دیگر این مواد حذف اثر غیرخطی با اعمال یک میدان الکتریکی قوی یا تأثیرات حرارتی است [۱۹تا۲۴].

۲. مبانی نظری سالیتونها در مواد نور شکستی

سالیتونهای اپتیکی فضایی پرتوهای خود به دام افتاده‌ای هستند که بدون واگرایی ناشی از پراش، که واضحترین مشخصه انتشار

۱. Photorefractive solitons
۲. Quadratic solitons
۳. Strontium barium Niobate
٤. Quasi-steady state solitons
٥. Screening solitons
٦. Photovoltaic solitons

www.SID.ir
PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID

یک موج است، منتشر می‌شوند. انتشار پرتو در محیطهای نورشکستی خاموش که در آنها اثر غیرخطی فعال نیست، با پراش قابل ملاحظه‌ای همراه است. با این وجود در صورت ایجاد واکنش غیرخطی محیط امکان مناسبی برای شکل‌گیری سالیتونها به وجود می‌آید. لفظ سالیتون در این مورد به موج منفردی اتلاق می‌شود که بدون تغییر شکل و تغییر در مقطع عرضی شدت درون بلور انتشار می‌یابد. چنین سالیتونهایی را سالیتونهای فضایی نورشکستی می‌نامند.

سالیتونهای فضایی جوابهایی از معادلات ماکسول هستند. یک پرتو اپتیکی در حال انتشار در ماده نورشکستی در راستای محور zها را در نظر بگیرید به طوری که امکان پراش آن در راستای محور xها فراهم باشد، میدان الکتریکی پرتو نورانی $\vec{E}$ در معادله موج هلمهولتز در محیطهای غیرخطی یعنی $\nabla^2\vec{E}+(k\hat{n})^2\vec{E}=0$ صدق می‌کند. که در آن ∇^2 عملگر لاپلاسین، $k=\frac{2\pi}{\lambda}$ ثابت انتشار در خلاء و $\hat{n}^2=\hat{n}^2(|\vec{E}|^2)$ تانسور ضریب شکست محیط غیرخطی است. در تقریب پیرا محوری انتشار پرتو در بلور نورشکستی را می توان با معادله موج پیرا محوری توصیف کرد[۲۵]:

$$2ikn_0\partial_z\vec{E}+\partial_{xx}\vec{E}+k^2(\hat{n}^2-n_0^2)\vec{E}=0\ , \qquad (۱)$$

که در آن $\vec{E}=\vec{E}(x,z)$ میدان کند تغییر در حال انتشار در راستای محور zهاست به گونه‌ای که بتوان از جمله $\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2}$ در معادله موج هلمهولتز صرف‌نظر کرد. $\partial_{xx}=\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ عملگر لاپلاسین عرضی یک بعدی و $\partial_z=\frac{\partial}{\partial z}$ عملگر مشتق نسبت به z است. همچنین n_0 ضریب شکست بلور خاموش می‌باشد.

بر طبق اثر پاکلز[۱] وجود میدان الکتریکی داخل بلور ضریب شکست بلور را به صورت $\hat{n}^2=n_0^2-n_0^4r_{eff}E_{sc}$ تغییر می‌دهد، به طوری‌که r_{eff} جمله مؤثر تانسور الکترواپتیکی است و E_{sc} مؤلفه میدان بار فضایی در راستای محور xها می‌باشد. در بلور غیرخطی نورشکستی SBN که تحت اعمال میدان خارجی dc در امتداد محور c بلور (که منطبق بر محور xها فرض می‌شود) قرار گرفته است، چنانچه قطبش پرتو فرودی بر محور اصلی بلور منطبق باشد، جمله مؤثر تانسور الکترواپتیکی r_{33} خواهد بود. تحت این شرایط با در نظر گرفتن $\vec{E}=B(x,z)\hat{e}_x$ و تعریف x_0 و طول پراش $l_D=kn_0x_0^2$، معرف مقیاسهای بهنجارش به ترتیب در جهت عرضی و جهت انتشار، معادله انتشار پیرا محوری اسکالری در مختصات بدون بعد از معادله (۱) به صورت زیر معرفی می‌شود:

$$i\partial_z B+\frac{1}{2}\partial_{xx}B=\frac{1}{2}\gamma E_{sc}B\ , \qquad (۲)$$

به طوری که $\gamma=k^2n_0^4x_0^2r_{33}$ ثابت جفت‌شدگی در ماده نورشکستی است.

میدان بار فضایی E_{sc} ناشی از اثر غیرخطی محیط نورشکستی را می‌توان با استفاده از مدل کوختاروف[۲] و همکارانش به‌دست آورد [۲۶]. بر اساس این مدل مجموعه معادلات حاکم بر تولید و ترکیب مجدد الکترونها و حفره‌ها معروف به معادلات ترابرد-بار[۳] در حالت پایا به صورت زیر است:

$$S_rn_eN_D^+=S_i(I+I_d)(N_D-N_D^+)\ , \qquad (۳)$$

$$\rho=e(N_D^+-N_A-n_e)=\varepsilon_0\hat{\varepsilon}_r\frac{\partial E_{sc}}{\partial x}\ , \qquad (۴)$$

$$J=e\mu(n_eE_{sc}+\frac{K_BT}{e}\frac{\partial n_e}{\partial x})\ , \qquad (۵)$$

$$\frac{\partial J}{\partial x}=0\Rightarrow J=const.\ , \qquad (۶)$$

که در آن N_D چگالی دهنده‌ها، N_D^+ چگالی دهنده‌های یونیزه شده، N_A چگالی پذیرنده‌ها، n_e چگالی الکترونهای آزاد، e و μ به ترتیب بار الکتریکی و جنبش ویژه الکترون، S_i سطح مقطع نور تحریکی و S_r آهنگ ترکیب مجدد الکترونها و حفره‌ها می‌باشند. ρ و J نیز به‌ترتیب معرف چگالی بار و چگالی جریان است. همچنین $\hat{\varepsilon}_r$ تانسور دی الکتریک، ε_0 ثابت گذردهی خلاء و T دمای مطلق است.

۱. Pokels effect

۲. Kukhtarev model

۳. Charge-transport equations

www.SID.ir

PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID

شدت پرتو اپتیکی است به طوری‌که بر طبق قضیهٔ $I = I(x,z)$ پوئین-تینگ[۱] به صورت $I = \frac{1}{2} n_0 c \varepsilon_0 |B|^2$ به میدان اپتیکی B مربوط می‌شود.

میدان بار فضایی E_{sc} را می توان از معادلات ترابرد- بار به دست آورد. چنانچه شدت میدان اپتیکی به ازای $x \to \pm\infty$ مقدار ثابت I_∞ را داشته باشد، معادلات کوختارف لازم می‌دارد که میدان بار فضایی هم در بینهایت برابر مقدار ثابتی چون E_0 شود، یعنی: $E_{sc}(x \to \pm\infty, z) = E_0$. در این صورت پس از محاسبات جبری می‌توان نشان داد که [۱۲]:

$$E_{sc} = \frac{1+I_\infty}{1+I} E_0 - \frac{K_B T}{e} \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial x}, \qquad (۷)$$

که در آن I نسبت شدت بهنجار شده به شدت تاریک است. جمله اول در عبارت فوق مربوط به سوق حاملهای بار در میدان خارجی است. این جمله در شرایط مناسب موجب شکل‌گیری سالیتونهای فضایی پوششی می‌شود. جمله دوم موجب انتشار حاملهای بار درون بلور می‌شود که با دمای مطلق T قابل کنترل است. این موضوع در نهایت موجب خمیدگی پرتو اپتیکی در حال انتشار درون بلور می‌شود. چنانچه میدان خارجی E_0 بزرگ (از مرتبه کیلو وات بر سانتی متر) باشد در دماهای کوچک جمله انتشار قابل چشمپوشی است و میدان بار فضایی با تقریب خوبی به شکل زیر بیان می‌شود:

$$E_{sc} = \frac{1+I_\infty}{1+I} E_0 . \qquad (۸)$$

با جایگذاری رابطه (۸) در معادله انتشار (۲) و تعریف $U = (\frac{1}{2} n_0 c \varepsilon_0)^{1/2} B$، معادله موج حاکم بر تولید و انتشار سالیتونهای فضایی پوششی روشن به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$i\partial_z U + \frac{1}{2}\partial_{xx} U = \frac{1}{2}\gamma E_0 \frac{U}{1+|U|^2}, \qquad (۹)$$

که در آن فرض شده است شدت میدان اپتیکی در بینهایت صفر است ($I_\infty = 0$).

به منظور بررسی چگونگی تغییرات ضریب شکست به نسبت شدت میدان اپتیکی با توجه به اثر غیرخطی پاکلز از رابطهٔ (۸) داریم:

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 r_{eff} E_{sc} = -\left(\frac{V_0}{L}\right)\left(\frac{1}{2} n^3 r_{33}\right)(1+I)^{-1}. \qquad (۱۰)$$

در اینجا فرض شده است پهنای بلور L (از مرتبه میلی متر) خیلی بزرگتر از پهنای میدان اپتیکی (از مرتبه میکرو متر) است و در نتیجه میدان خارجی E_0 را می‌توان بر حسب پتانسیل به‌صورت $E_0 = \frac{V_0}{L}$ بیان کرد. همان‌گونه که مشاهده می‌شود چنانچه یک پرتو اپتیکی با شدت عرضی غیر یکنواخت مانند یک پرتو گوسی به محیط نورشکستی بتابد، تغییرات ضریب شکست در نقاطی که شدت کمتر است افزایش می‌یابد، به طوری که ضریب شکست در مرکز پرتو بیشترین مقدار خود را دارد. این تغییرات محیط را به یک عدسی اپتیکی مثبت تبدیل می‌کند که تمایل به همگرایی پرتو دارد و در شرایط مناسب می‌تواند به طور کامل اثر واگرایی ناشی از پراش را خنثی کند. در این حالت یک بسته موج خود-کانونی شده در عدسی که خود القا کرده است به دام می‌افتد. این بسته موج خود به دام افتاده همان سالیتون اپتیکی فضایی است.

به بیان دیگر در حالی‌که Δn منفی است، تغییرات ضریب شکست محیط را به یک موجبر با ضریب شکست تدریجی[۲] تبدیل می‌کند. این موجبر محیط مناسبی برای انتشار پرتویی است که موجبر را القاء کرده است. مد اصلی موجبر القاء شده همان سالیتون فضایی پوششی روشن است. در اثر سازگاری این مد با موجبر سالیتون حاصل به صورت پایدار و بدون پراش در موجبر هدایت می‌شود. این بیانی از اصل خود سازگاری[۳] است [۲۷].

۳. حل سالیتونی

سالیتونهای اپتیکی روشن جوابهایی از معادله موج (۹) هستند که بدون تغییر شکل در راستای محور zها در بلور نورشکستی که تحت اعمال میدان خارجی E_0 در راستای محور c بلور منطبق بر محور xها قرار گرفته است، انتشار می‌یابند. در این‌صورت حل معادله موج را می‌توان به صورت $U(x,z) = U(x)\exp(i\beta z/2)$ ارائه کرد که در آن β معرف

۱. Poynting's theorem

۲. Graded index waveguide

۳. Self consistency principle

www.SID.ir

PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID

جابه‌جایی غیرخطی در ثابت انتشار است. از این‌رو معادله انتشار (۱۲) به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\partial_{xx}U(x)-\beta U(x)-\gamma E_{\cdot}\frac{U(x)}{1+|U(x)|^{2}}=0 . \qquad (11)$$

با انتگرال‌گیری از معادله فوق و اعمال شرایط مرزی مقدار ویژه β به صورت $\beta=-\gamma E_{\cdot}\frac{\ln(1+I_m)}{I_m}$ به دست می‌آید، که در آن $I_m=I(0)$ بیشینه شدت بهنجار شده سالیتونی است.

با جایگذاری این مقدار ویژه در معادله (۱۱) و تبدیل آن به معادله انتگرالی، حل عددی آن با استفاده از روشهای انتگرال‌گیری عددی میسر می‌شود. این روش متداولی است که برای حل معادله غیرخطی شرودینگر همچنین سالیتونهای فضایی یک بعدی به کار می‌رود [۱۲]، اما برای تعمیم سالیتونهای نورشکستی یک بعدی به دو بعد مناسب است که معادله دیفرانسیل (۱۱) را با روشهای عددی برای حل معادله دیفرانسیل با مشتقات جزئی حل نماییم. این روش جدیدی است که در این مقاله به کار گرفته می‌شود. روش حل عددی استفاده شده در این حالت روش عددی تفاضل مرکزی است. در این روش لاپلاسین عرضی یک بعدی با خطای برشی[۱] از مرتبه h^{2} به صورت زیر معرفی می‌شود [۲۸]:

$$\partial_{xx}U=\frac{1}{h^{2}}\{U_{k-1}-2U_k-U_{k+1}\} , \qquad (12)$$

که در آن U_k تقریبی از تابع $U(x)$ است و اندیس k شبکه یک بعدی را با $x_k=x_{\cdot}+kh$ مشخص می‌کند، به طوری‌که $0\le k\le r$ می‌باشد و $x_{\cdot}$ ، r و h که گام عددی نامیده می‌شود، اختیاری هستند.

حل معادله (۱۱) به روش فوق و استفاده از روش تکراری[۲] و بهره گرفتن از نمایشهای ماتریسی انجام شده است. در این‌صورت با انتخاب یک تابع توزیع اولیه میدان و حل مسئله مقدار ویژه با تقریب می توان تابع توزیع جدیدی برای میدان به عنوان حل معادله به‌دست آورد. سپس به منظور پیدا کردن تقریب بهتر تابع جدید را به عنوان تابع اولیه در حلقه تکرار وارد کرده، تکرار را ادامه داده تا به جواب مورد نظر دست یافت. معیار توقف با برآورد خطا در هر مرحله، با معرفی $\frac{\|B_{new}-B_{old}\|_{\infty}}{\|B_{new}\|_{\infty}}<\varepsilon$ به عنوان نرم بینهایت نسبی تعیین می‌شود. در اینجا معیار تخمین ε برابر 10^{-4} و گام عددی h برابر ۰/۱ انتخاب شده است. به منظور یافتن جواب سالیتونی فرض می‌شود میدان الکتریکی $E_{\cdot}=1kV/cm$ در راستای محور xها در بلور نورشکستی اعمال شده و طول موج میدان اپتیکی فرودی برابر $\lambda=0/5\mu m$ می‌باشد. با در نظر گرفتن بلور نورشکستی SBN با ضریب شکست $n_{\cdot}=2/33$ و تانسور الکترواپتیکی $r_{33}=237pm/V$، همچنین مقیاس بهنجارش عرضی $x_{\cdot}$ برابر ۲۵μm و شدت بیشینه بهنجار برابر با ۲۵، مقدار ویژه β برابر ۳۴/۴۷۰۰- به دست می‌آید.

نتیجه حل عددی سالیتون منفرد معادله موج به روش فوق در شکل ۱. (الف) آورده شده است. قطر محاسبه شده در نصف مقدار بیشینه (FWHM) برابر ۱۶/۰۵۰۰ میکرومتر است. قطر پرتو ارتباط مستقیم به مقدار $E_{\cdot}$ دارد و این در حالی است که شکل سالیتون علاوه بر $E_{\cdot}$ به شدت تاریک (I_d) نیز وابسته است. سالیتون روشن پوششی ضریب شکست محیط را تغییر می‌دهد و در آن یک موجبر با ضریب شکست تدریجی مطابق شکل ۱. (ب) القاء می‌کند. همان‌گونه که اشاره شد تولید این موجبر به دلیل القای میدان بار فضایی در محیط و فوتویونش ماده و به دنبال آن آرایش جدید بارها در مناطق تاریک و روش میدان اپتیکی در اثر اعمال میدان خارجی است، که تغییرات منفی در ضریب شکست را به دنبال دارد. این موجبر انتشار پرتویی که خود عامل به وجود آورنده آن بوده است را بدون تغییر در مقطع عرضی شدت تضمین می‌کند.

۴. پایداری سالیتون

به منظور بررسی پایداری جواب سالیتونی به دست آمده می‌توان انتشار سالیتون را در محیط به صورت عددی شبیه‌سازی کرد. کارهای انجام شده تا کنون برای بررسی پایداری منحصر به انتشار پرتو گوسی با قطر و شدت مناسب

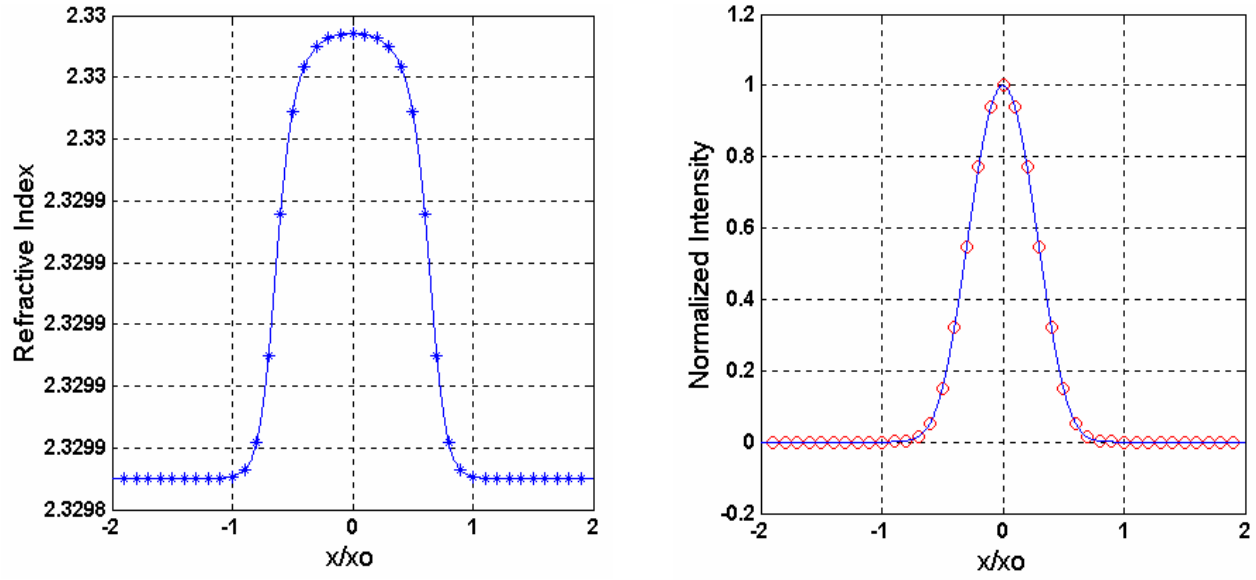
۱. Truncation error

۲. Iterative method

www.SID.ir

PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID



(الف) (ب)

شکل ۱. تابع توزیع شدت سالیتونی بهنجار شده (الف)، و ضریب شکست القایی در محیط نورشکستی (ب)، بر حسب مختصات بهنجار شده x/x_0. هر واحد بهنجار شده در راستای محور x ها معادل ۲۵μm است. دایره‌های تو خالی و ستاره‌ها معرف نتایج عددی هستند و منحنیهای پیوسته به طور دقیق با درونیابی مکعبی رسم شده‌اند.

است. این در حالی است که با در نظر گرفتن جواب دقیق سالیتونی در این مقاله می‌توان به نتایج دقیقتری دست یافت. برای این منظور معادله انتشار (۹) را به روش عددی کرنک-نیکلسون [۲۸] به عنوان تابع ورودی حل می‌کنیم. مزیت این روش ضمنی، پایداری عددی نامشروط و دقت عددی بالا است. در این روش مشتق در جهت انتشار و لاپلاسین عرضی یک بعدی با خطای برشی از مرتبه t^2+h^2 به‌صورت زیر معرفی می‌شود:

$$\partial_z U = \frac{1}{t}\{U_{m+1}-U_m\}_k \quad , \tag{۱۳}$$

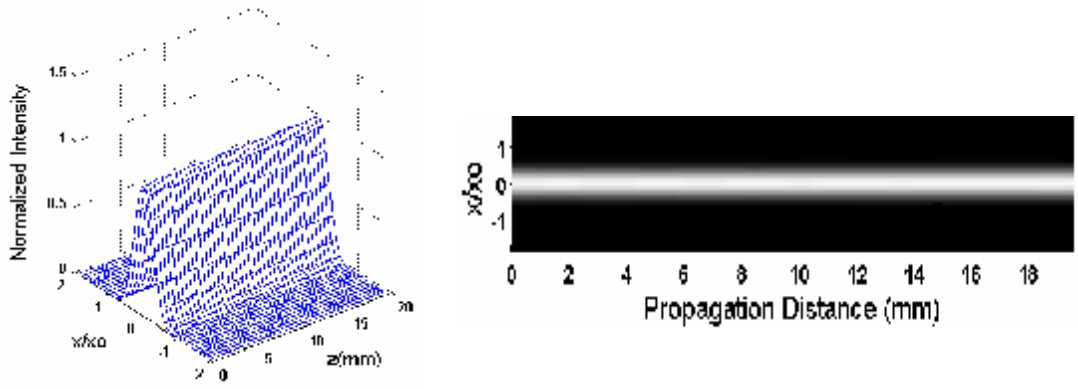
$$\partial_{xx} = \frac{1}{2h^2}\{U_{k-1}-2U_k+U_{k+1}\}m+1 + \frac{1}{2h^2}\{U_{k-1}-2U_k+U_{k+1}\}m \ . \tag{۱۴}$$

در اینجا نیز اندیسهای k و m شبکه‌های مربعی را به صورت $x_k = x_0 + kh$ و $z_m = z_0 + mt$ مشخص می‌کنند به طوری‌که $0 \le k \le r$ و $m \ge 0$ است و x_0، z_0 و r اختیاری هستند. شبیه سازی انتشار سالیتون با روش فوق در طول بلور معادل یک طول پراش برای مقاصد عملی کافی است، اما برای تاکید صحت حل سالیتونی انتشار سالیتون به ازای سه طول پراش ($3l_D = 19/5mm$) بررسی و نتیجه در شکل ۲. (الف) و ۲ (ب) آورده شده است. همان‌گونه که انتظار می‌رود در طول انتشار شکل سالیتون دست نخورده باقی می‌ماند. این نتیجه حذف اثر پراش توسط پاسخ غیرخطی محیط است. در بررسی انجام شده مشخص گردید که علاوه بر مشخصات بلور و طول موج پرتو فرودی پارامترهای مؤثر در شکل تابع توزیع سالیتون همچنین پایداری آن میدان الکتریکی خارجی به همراه شدت تاریک است، که سالیتون منحصر به فردی را با قطر و دامنه مشخص به عنوان جواب معادله موج (۱۲) معرفی می‌کند.

چنانچه به‌جای پرتو سالیتونی با تقریب از پرتو گوسی با همان قطر و بیشینه شدت به عنوان پرتو فرودی استفاده کنیم، مطابق شکل۳. مشاهده می‌شود که با وجودی که هنوز هم اثر خود-کانونی مشاهده می‌شود، اما با توجه به اینکه توزیع شدت پرتو گوسی بر توزیع شدت پرتو سالیتونی منطبق نیست، شدت پرتو در حین انتشار دستخوش نوسانات دوره‌ای

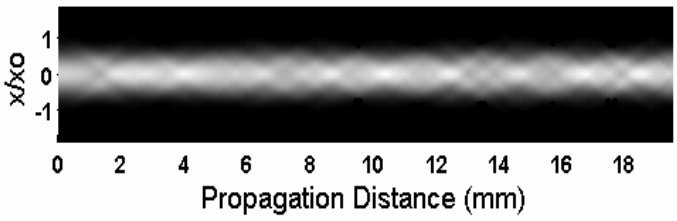
www.SID.ir
PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID



(ب) (الف)

شکل ۲. تصویر انتشار پایای سالیتون با حذف کامل اثر پراش (الف)، و نمایش تابع توزیع شدت سالیتونی در طول انتشار به ازای سه طول پراش معادل $19/5mm$، (ب). صفر محور مختصات در راستای انتشار بر ابتدای بلور منطبق است.



شکل۳. تصویر انتشار پرتو گوسی خود به دام افتاده در بلور نورشکستی SBN با قطر و شدت سالیتونی. محور xها بر وجه ورودی بلور منطبق است. مشاهده می شود که شدت پرتو گوسی جایگزین شده به‌جای سالیتون، در طول انتشار دستخوش نوسانات دوره‌ای می‌شود.

می‌شود. این شبیه‌سازی به وضوح دلیل نوسانات دوره‌ای شدت پرتو در طول انتشار که در مرجع [۲۹] به آن اشاره شده است را روشن می‌کند. این نوسانات به ازای قطرهای کم پرتو گوسی قابل چشمپوشی است و از این‌رو می‌توان از پرتو لیزر با قطر کم و شدت مناسب که به صورت نظری از شبیه سازی عددی به دست می‌آید، با تقریب به عنوان ورودی در کارهای تجربی استفاده کرد.

۵. برهمکنش ناهمدوس میان سالیتونها

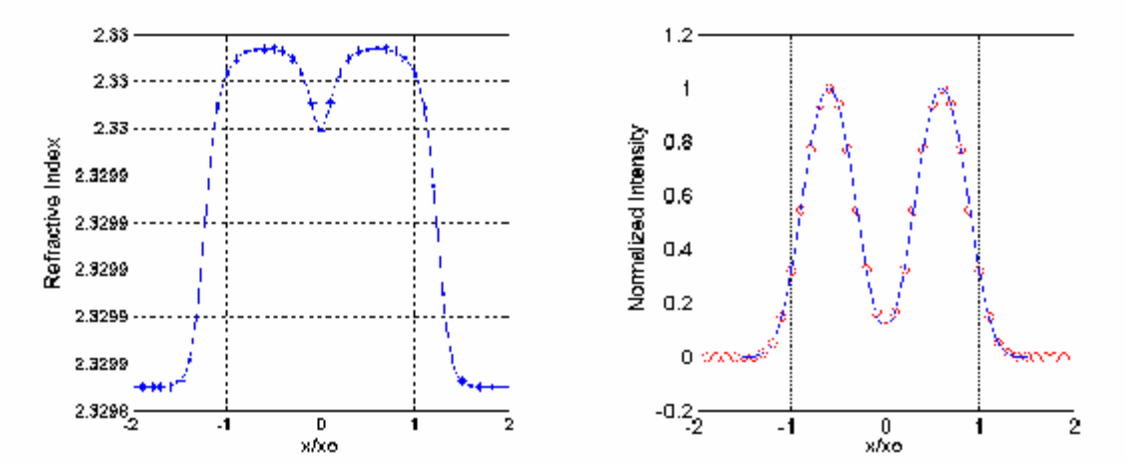
برهمکنش سالیتونها از جذابترین پدیده‌هایی است که به دلیل روشن کردن سیمای واقعی سالیتونها بسیار مورد توجه قرار گرفته است. علاوه بر این با توجه به اینکه در حالت کلی بیش از یک پرتو در سیستمهای اپتیکی مورد استفاده قرار می‌گیرد، لزوم بررسی برهمکنش و تاثیر متقابل میان پرتوهای سالیتونی بیشتر مشهود است. همچنین بررسی برهمکنش میان سالیتونها در روشن کردن پایداری و حفظ ساختار سالیتونی در طول انتشارمی‌تواند بسیار مفید واقع شود. به این جهت در این تحقیق برهمکنش ناهمدوس میان سالیتونها در بلور نورشکستی در یک بعد به طور کامل بررسی و نتایج ارائه می‌گردد.

همچنان که اشاره شد پدیده خود-کانونی در محیط نورشکستی موجب شکل‌گیری و انتشار پایای سالیتون می‌شود. این پدیده در محیطهای همسانگرد یک بعدی سبب می‌شود که سالیتونهای ناهمدوس در اثر متقابل با یکدیگر به ازای فاصله‌های کوچکتر از حدود قطر پرتوها همیشه یکدیگر را جذب کنند. این موضوع به این دلیل است که در ناحیه‌ای که دو پرتو همپوشانی دارند، شدت افزایش یافته و به دنبال آن ضریب

www.SID.ir

PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID



(ب) (الف)

شکل۴. تابع توزیع شدت سالیتونی بهنجار دو پرتو (الف) و ضریب شکست القایی بر حسب مختصات بهنجار شده x/x_0 (ب). فاصله جدایی بهنجار میان دو پرتو ۱/۲ و پارامترهای ورودی و مشخصات بلور مطابق تک سالیتون شکل۱. (الف) در نظر گرفته شده است.

شکست نیز در این ناحیه در مقایسه با تأثیر مستقل هر پرتو به تنهایی افزایش می‌یابد و این جذب متقابل سالیتونها را در بر دارد. این برهمکنش همانند تأثیر متقابل سالیتونهای ناهمدوس در محیطهای اشباع پذیر کر است. به ازای فاصله‌های بزرگتر همچنان که در ادامه در شبیه‌سازی عددی مشاهده می‌شود، سالیتونها به طور مستقل در بلور انتشار می‌یابند. در ادامه به چگونگی برهمکنش ناهمدوس بین سالیتونهای پوششی یک بعدی در مواد نورشکستی می‌پردازیم.

چنانچه دو پرتو ناهمدوس با میدانهای اپتیکی U_1 و U_2 بر بلور نورشکستی فرود آیند میدان اپتیکی کل را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$U(x,z;t)=(U_1(x;t)+U_2(x;t)e^{-i\Omega t})e^{i(kz-\omega t)}\ , \qquad (۱۵)$$

که درآن جا به جایی فرکانس Ω به همراه پاسخ زمانی غیرخطی τ در ابطه $\Omega\tau >> 1$ صدق می‌کند. شبیه معادله (۹) می‌توان انتشار پایای میدانهای اپتیکی U_1 و U_2 را در راستای محور zها در مختصات بدون بعد با معادلات زیر توصیف کرد:

$$i\partial_z U_{1,2}+\frac{1}{2}\partial_{xx}U_{1,2}=\frac{1}{2}\gamma E.\frac{U_{1,2}}{1+|U_1|^2+|U_2|^2} \qquad (۱۶)$$

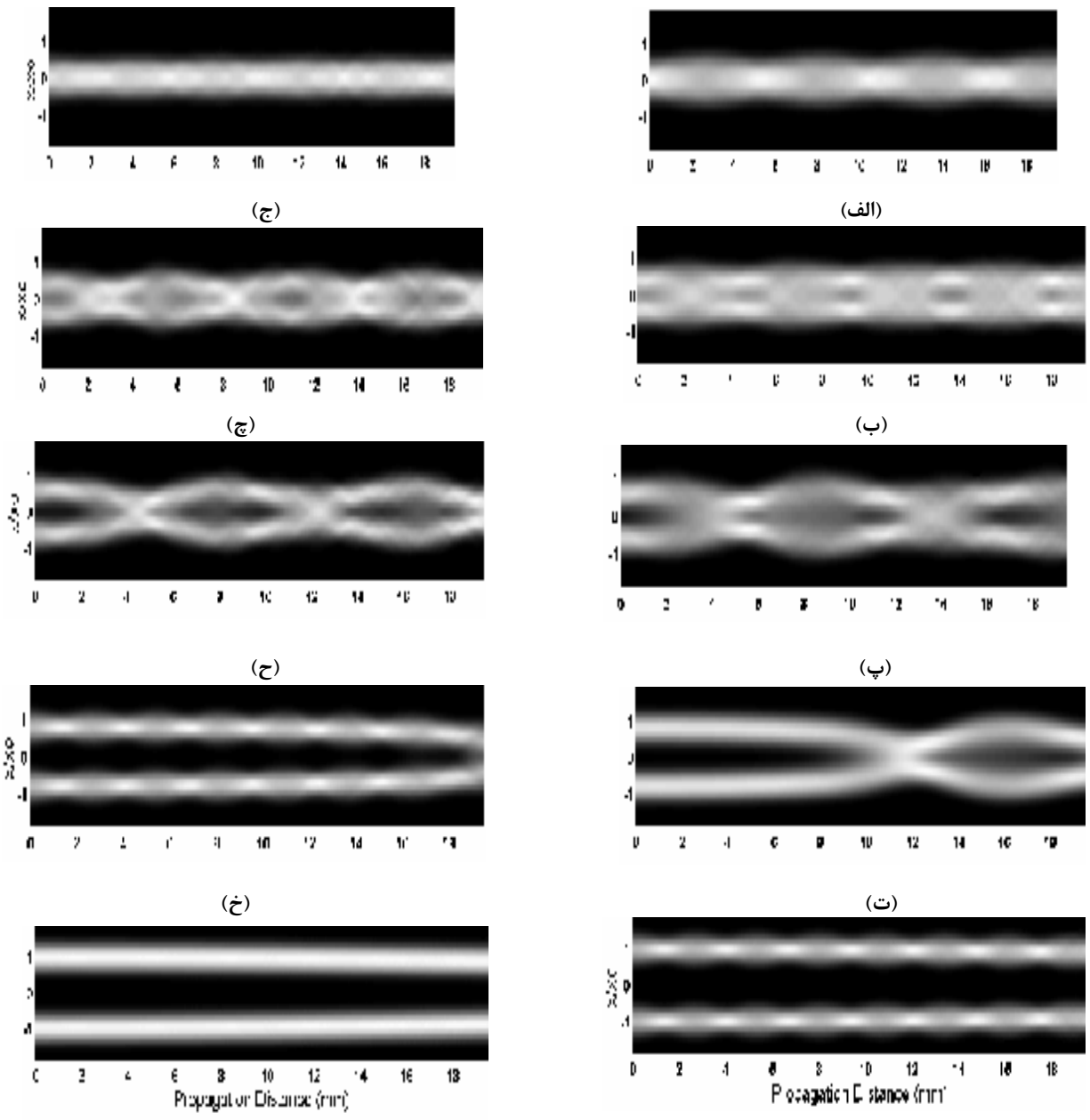
حل عددی معادله فوق به منظور یافتن جوابهای سالیتونی و بررسی برهمکنش میان آنها به ازای فاصله جدایی بهنجار شده d به نسبت $x.$ میان سالیتونها در راستای محور xها، منطبق بر جهت اعمال میدان خارجی، مطابق رابطه (۱۲) انجام شده و نتیجه آن در زیر ارائه شده است. تمام پارامترهای ورودی به همراه مشخصات بلور *SBN* مطابق آنچه که برای تک سالیتون بخش سوم انجام شد در نظر گرفته شده است.

تابع توزیع شدت سالیتونی بهنجار دو پرتو بسته به فاصله جدایی آنها نظیر شکل۴. (الف) به‌دست می‌آید. در این شکل نوعی فاصله جدایی بهنجار d برابر ۱/۲ در نظر گرفته شده است. در این حالت خاص شدت سالیتونی ضریب شکست محیط را مطابق شکل۴. (ب) تغییر می‌دهد. تغییرات ضریب شکست القایی در ناحیه همپوشانی دو پرتو بنا بر دلایل ذکر شده سبب می‌شود که در برهمکنش یک بعدی میان سالیتونها همواره شاهد پدیده جذب سالیتونهای ناهمدوس باشیم.

شبیه‌سازی عددی برهمکنش میان دو سالیتون ناهمدوس به نسبت فاصله‌های جدایی مختلف بهنجار ۰/۴، ۰/۸، ۱/۲، ۱/۶ و ۲/۰ به‌ترتیب در شکلهای ۵. (الف) تا ۵. (ث) آورده شده است. طول انتشار در تمام حالتها برابر سه طول پراش گرفته شده است. همان‌گونه که در شکل ۵. (الف) با فاصله جدایی بهنجار $d=0/4$ مشاهده می‌شود در حالی که دو پرتو همپوشانی کامل دارند، پرتوها شکل اولیه خود را از دست داده و به‌صورت یک پرتو با تغییرات دوره‌ای در دامنه و شدت برآیند منتشر

www.SID.ir
PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID



شکل۵. تصویر برهمکنش بین سالیتونهای ناهمدوس با شدت یکسان و فاصلهٔ جدایی بهنجار شده مختلف به x_0 برابر ۰/۴ ، ۰/۸، ۱/۲، ۱/۶ و ۲/۰ به ترتیب در شکلهای (الف) تا (ث)، همچنین شکلهای (ج) تا (د) به ازای سه طول پراش نشان داده شده است. شدت پرتوها در ستون سمت چپ نصف شدت پرتوهای سالیتونی متناظر در ستون سمت راست می‌باشد.

می‌شوند، و این درحالی است که به ازای فاصله‌های بیشتر که به ترتیب در شکلهای ۵. (ب) تا ۵. (ت) آورده شده است، جذب دوره‌ای میان دو پرتو صورت می‌گیرد. در این حالت مشاهده می‌شود که با افزایش فاصله جدایی، پرتوها دیرتر یکدیگر را جذب می‌کنند و به نظر می‌رسد که پرتوها تمایل بیشتری به حفظ شکل خود دارند، تا اینکه به ازای فاصله جدایی بزرگتر از قطر پرتوها نظیر آنچه که در شکل ۵. (ث) نمایش داده شده است، سالیتونها بدون برهمکنش و به طور

www.SID.ir

PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID

مستقل در بلور منتشر می‌شوند. مقایسه شکلهای ۵. (الف) تا ۵. (ث) به خوبی تأثیر فاصله جدایی در برهمکنش را روشن می‌کند. پدیدهٔ جذب سبب می‌شود که پرتو برآیند شدت بالایی در قطر کم ناحیه کانونی پیدا کند. این در حالت عادی سبب واگرایی پرتو می‌شود اما به‌دلیل پایداری سالیتونها، سالیتونها این وضعیت ناپایدار را پشت سر گذاشته و از یکدیگر جدا می‌شوند و در ادامه، افزایش تغییرات ضریب شکست در ناحیه همپوشانی دو پرتو سبب جذب مجدد آنها می‌شود.

به منظور تعیین اثر شدت سالیتونی پرتوها دراثر متقابل با یکدیگر فرض کنید سالیتون منفردی را به دو پرتو ناهمدوس با شدت یکسان تقسیم کرده و با فاصله جدایی مشخص بر بلور نور شکستی فعال بتابانیم. برهمکنش میان چنین پرتوهای ناهمدوسی با فاصله جدایی مشخص متناظر با برهمکنش سالیتونهای ناهمدوس که در شکلهای ۵. (الف) تا ۵. (ث) آورده شده است، به ترتیب در شکلهای ۵. (ج) تا ۵. (د) شبیه‌سازی شده است. به وضوح دیده می‌شود که چنانچه شدت پرتوها کاهش یابد تأثیر متقابل آنها روی یکدیگر نیز کاهش می‌یابد، اما به‌دلیل کاهش شدت وتغییر از وضعیت سالیتونی، هر پرتو به تنهایی پایداری خود را ازدست داده و تغییرات دوره‌ای دامنه و شدت را به دلیل نابرابری اثر خود-کانونی و پراش، تجربه می‌کند. در واقع به‌دلیل غالب بودن اثر خود-کانونی قطر پرتو در نواحی خاصی از طول انتشار کاهش می‌یابد اما به دلیل افزایش اثر پراش در ناحیه کانونی واگرایی پرتو و در ادامه خود-کانونی مجدد آن را مشاهده می‌کنیم. بررسی برهمکنش پرتوهای ناهمدوس با شکل تابع توزیع سالیتونی اما شدت کمتر در مقایسه با برهمکنش میان سالیتونهای ناهمدوس به وضوح پایداری منحصر به فرد سالیتونها را در طول انتشار و نیز در برهمکنش میان آنها نشان می‌دهد.

۶. نتیجه‌گیری

امروزه سالیتونها یکی از مباحث جذاب در فیزیک و مهندسی به شمار می‌روند. توجه به سالیتونهای اپتیکی در سالهای اخیر منجر به پیشرفتهای زیادی دراین زمینه شده است. همان‌گونه که اشاره شد سالیتونهای فضایی اپتیکی پرتوهای خود به دام افتاده‌ای هستند که در محیطهای غیرخطی بدون واگرایی ناشی از پراش انتشار می‌یابند. انتشار این امواج در مواد نور شکستی به روشنی نمایانگر قابلیت کنترل پراش با اثرات غیرخطی است. شناخت سالیتونها در مواد نور شکستی به‌دلیل تنوع آنها به منظور تولید موجبرهای القایی با میدانهای اپتیکی کم توان که قابلیت هدایت پرتوهای پرتوان را نیز داشته باشند از اهمیت خاصی برخوردار است. توصیف فیزیکی سالیتونها در مواد نور شکستی و در حالت خاص سالیتونهای پوششی با حل معادله انتشار موج پیرا محوری که در آن اثر الکترواپتیکی پاکلز منظور شده است و معادلات کوختاروف امکان‌پذیر است. هر چند که حل این معادلات به صورت تحلیلی امکان‌پذیر نیست اما تاکنون چندین روش تقریبی برای آن گزارش شده است، که هر کدام به جنبه‌های مختلفی از رفتار سالیتونی اشاره دارند. با این وجود برای حل معادلات باید به روشهای عددی متوسل شد. مطالعات اخیر نشان می‌دهند که نتایج حاصل از حل عددی می‌تواند در کارهای تجربی بسیار راه‌گشا باشد. روشهای عددی گزارش شده در مقالات به منظور یافتن جواب سالیتونی و بررسی رفتار آن در حین انتشار در یک بعد براساس تبدیل معادله دیفرانسیل انتشار به معادله انتگرالی و حل عددی آن است.

در این مقاله پس از مطالعه مبانی نظری و توصیف فیزیکی چگونگی شکل‌گیری سالیتونهای اپتیکی فضایی یک بعدی در مواد غیرخطی نور شکستی، بر پایه روش عددی کرنک-نیکلسون به همراه روش عددی تفاضل مرکزی به طور مستقیم به حل معادلات حاکم بر سالیتونهای پوششی در بلورهای نور شکستی پرداخته و به روشنی تأثیر متقابل میان پاسخ غیرخطی محیط در برابر پرتو اپتیکی با ارائه نحوه تغییرات ضریب شکست محیط و بررسی انتشار پرتو در طول بلور، مشخص گردید. حل تک سالیتونی معادلات به خوبی نشان می‌دهد که چگونه پرتو اپتیکی فرودی تغییرات منفی در ضریب شکست بلور نور شکستی را ایجاد و منجر به القای یک موجبر با ضریب شکست تدریجی در آن می‌شود، به طوری که مد اصلی موجبر حاصل همان پرتواپتیکی القاء کننده با طول موج و شدت مناسب است

www.SID.ir
PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID

که بدون تغییر در مقطع عرضی شدت در محیط منتشر می‌شود. علاوه بر این وابستگی پاسخ غیرخطی محیط به طول موج در عمل این اجازه را می‌دهد تا موجبر، حاصل انتشار پرتوهای پرتوان در طول موجهای دیگر را نیز به صورت پایا تضمین کند.

بررسی برهمکنش میان سالیتونهای ناهمدوس به منظور دستیابی به کلیدهای حساس اپتیکی که امروزه بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند نیز در این مقاله عنوان شد. شبیه‌سازی عددی برهمکنش میان سالیتونهای ناهمدوس با تأثیر فاصله جدایی و شدت آنها که به طور کامل مورد بررسی قرار گرفت، نشان می‌دهد که در برهمکنش یک بعدی میان سالیتونهای ناهمدوس همواره شاهد پدیده جذب هستیم. در این میان ما دریافتیم که با افزایش فاصله جدایی میان سالیتونها، جذب دیرتر صورت می‌گیرد. این موضوع به ساختار پرتوهای سالیتونی وابسته است، به گونه‌ای که پرتوهای سالیتونی مقاومت بیشتری را در برابر فرآیند جذب نسبت به پرتوهای خود به دام افتاده با شدت کمتر از خود نشان می‌دهند. این موضوع با بررسی برهمکنش میان پرتوهای خود به دام افتاده با نصف شدت سالیتونی بوضوح روشن شد. علاوه بر این مشاهده می‌شود که با وجود درهم رفتگی سالیتونها در فرآیند برهمکنش، سالیتونها به‌خوبی ساختار خود را حفظ می‌کنند و از درون یکدیگر می‌گذرند. نتایج حاصل به طور کامل از نظر فیزیکی مورد تأیید و قابل استفاده در کارهای تجربی است.

روش عددی یک بعدی معرفی شده در این مقاله در عین سادگی زمینه مناسبی به منظور بررسی چگونگی تولید و انتشار سالیتونهای اپتیکی پوششی دو بعدی را فراهم می‌آورد. همچنین به‌دلیل پیچیدگیهای موجود در حالت دو بعدی استفاده از تقریب یک بعدی مشهور به تقریب همسانگرد[۱] که در آن از مبانی نظری سالیتونهای یک بعدی برای بررسی و شناخت سالیتونهای دوبعدی استفاده می‌شود نیز می‌تواند بسیار مفید واقع شود. در ادامه باید خاطرنشان کرد که روش به کار رفته راهنمای مناسبی در روشن کردن سیمای دیگر سالیتونها نظیر سالیتونهای برداری و زوج سالیتونها و نیز توصیف فیزیکی معادلات حاکم بر دیگر سیستمهای غیرخطی می‌باشد.

۱. Isotropic approximation

مراجع

1. J S Russell, *British Association Report* (John urray, London,1984).
2. N J Zabusky and M D Kruskal, *Phys. Rev. Lett.* **15** (1965) 240.
3. M Hercher, *J Opt. Soc. Am.* **54** (1964) 563.
4. R Y Chiao, E Garmire and C H Townes, *Phys .Rev. Lett.* **13** (1964) 479.
5. A Hasegawa, *Optical Solitons in Fibers* (Springer-Verlag ,Berlin,1989).
6. G P Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, Boston, 1989).
7. V E Zakharov and A B Shabat, Sov. Phys. JETP, **34** (1972) 62.
8. V. E. Zakharov and B. A. Malomed, *Physical Encyclopedia*, (Great Russian Encyclopedia, Moscow, 1994).
9. M Segev, B Crosignani, A Yariv and B Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 923.
10. G Duree et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 533.
11. M Segev, et al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3211.
12. D N Christodoulides and M I Carvolho, *J Opt. soc. Am.* B**12** (1995) 1628.
13. M Shih, et al., Electron, Lett. **31** (1995) 826.
14. M Shih, et al., *Opt, Lett*. **21** (1996) 324.
15. M D Iturbe-Castillo, et al., *Appl Phys. lett*. **64** (1994) 408.
16. G C Valley et al., *Phys. Rev. A***50** (1994) R4457.
17. M Segev et al., *J. Opt. Soc. Am. B***14**, (1997) 1772.
18. M Segev and A Agranat, *Opt. Lett*. **22** (1997) 1299.
19. P Yeh, *Intruction to Photorefractive Nonlinear Optics* (Wiley, New York,1993).
20. L Solymar, D J Webb and A Grunnet-Jepsen, *The Physics and Applications of Photorefractive Materials*, (Oxford, New York, 1996).
21. K Kurodo, *Progress in Photorefractive Nonlinear Optics* (Taylor and Francis, 2002).
22. R W Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, INC. London,1992).
23. S He Guang, H Liu Song, *Physics of Nonlinear Optics* (Word Scientific Publishing, 1999).

www.SID.ir

PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com

Archive of SID

24. I V Shadrivov, A A Sukhorukov and Y S Kivshar, *Phys. Rev. E***67**, (2003) 057602-1.
25. A W Snyder and Y S Kivshar, *J. Opt. Soc. Am. B***14** (1997) 3025.
26. N V Kukhtarev, et al., *Ferroelectrics*, **22** (1979) 949.
27. M Segev and G I Stegeman, *Phys.Today*, **51** (1998) 42.
28. G Evans, J Blackledge, and P Yardley, *Numerical Methods for Partial Diffrential Equations* (Springer Series, 2000).
29. A A Zozulya and D Z Anderson, *Phys. Rev. A***51** (1995) 1520.

www.SID.ir

PDF created with pdfFactory trial version www.pdffactory.com