

مد اپتیکی جایگزیده در زیست-حسگرهای فوتونیک

خلاصه

جاوید ضیائی^۱
حمید مولایی نسب^۲
مهدی خداوردی زاده^۳
سهراب بهنیا^۴

مقدمه: در سال‌های اخیر توجه زیادی به فناوری بلورهای فوتونیک معطوف شده است. امکان ساخت حسگرهای با حساسیت بالا از مهم-ترین کاربردهای بلورهای فوتونیک در شاخه پزشکی است. افزون بر این، تولید کم‌هزینه زیست-حسگرهای بلور فوتونیک از دیگر مزایای آن‌ها به‌شمار می‌رود. از دیگر سو، گذار بین حالت‌های جایگزیده و ناجایگزیده از موضوع‌های مورد علاقه در سال‌های اخیر بوده است. مطالعه حاضر گذار بین این حالت‌ها را برای یک بلور فوتونیک غیر متناوب مورد مطالعه قرار می‌دهد. هدف از انجام مطالعه، بررسی امکان جایگزیدگی نور در چنین بلورهایی است. بدین منظور مدل تنگ-بست یک‌بعدی با در نظر گرفتن جهش فوتون به دومین همسایگی نزدیک در نظر گرفته می‌شود. نتایج حاصل از نظریه جایگزیدگی بیانگر این است که برای ثابت جهش صفر، فوتون جایگزیده می‌باشد و با افزایش مقدار ثابت جهش به همسایه دوم، طول جایگزیدگی فوتون افزایش می‌یابد و تابع موج فوتون گسترده می‌شود. در مقابل، مشاهدات حاصل از نظریه آشوب کوانتومی نشان می‌دهد که برای ثابت جهش صفر، تابع توزیع نسبت فاصله تراز متوالی از تابع توزیع پواسون تبعیت می‌کند و با افزایش مقدار ثابت جهش به سمت تابع توزیع ویگنر-دایسون میل می‌نماید. در نتیجه در حالت گسترده، افت و خیز ترازهای انرژی با آمار آنسامبل جی آئی توصیف می‌شود.

روش بررسی: مطالعه رفتار الکتریکی ساختارهای بلوری دارای نقص در قالب نظریه جایگزیدگی اندرسون ممکن است. در مطالعه حاضر نیز با اساس قرار دادن این نظریه از روش ماتریس انتقال و طول جایگزیدگی به منظور بررسی رفتار جایگزیده فوتون در بلور فوتونیک غیر متناوب یک‌بعدی بهره می‌گیریم.

یافته‌ها: در پژوهش حاضر، طول جایگزیدگی توابع موج فوتونی به‌ازای مقادیر متفاوت انرژی و در حضور احتمال جهش به همسایه دوم با شدت‌های متفاوت محاسبه شد. مطالعه حاضر که بر مبنای تعمیم مدل تنگ-بست انجام گرفته است، نشان می‌دهد در گستره خاصی از انرژی می‌توانیم شاهد گذار بین حالت‌های جایگزیده و ناجایگزیده باشیم و در نتیجه بلور فوتونیک مورد مطالعه قابلیت انتقال فوتون را خواهد داشت.

نتیجه‌گیری: در پژوهش حاضر امکان جایگزیدگی فوتون در یک بلور فوتونیک غیر متناوب یک‌بعدی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج به‌دست آمده نشان می‌دهد در شرایط خاصی می‌توان شاهد گذار بین حالت‌های گسترده و جایگزیده بود که همین موضوع اتفاق امیدوارکننده‌ای در حوزه ساخت نانوایزاهای فوتونیک به منظور کاربرد در حوزه پزشکی می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: بلور فوتونیک، نظریه آشوب کوانتومی، توزیع نسبت فاصله تراز متوالی، گذار جایگزیده-ناجایگزیده، طول جایگزیدگی

۱. دکتر، باشگاه پژوهشگران جوان و نخبگان، واحد ارومیه، دانشگاه آزاد اسلامی، ارومیه، ایران
۲. کارشناسی ارشد، گروه فیزیک دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه، ایران
۳. مربی، مهندسی اپتیک و لیزر، گروه مهندسی برق، دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه، ایران
۴. استاد، گروه فیزیک دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه، ایران

مقدمه

در طول دهه گذشته، پیشرفت در مدارهای مجتمع^۱ تحول شگرفی را در حوزه نوآوری‌های فنی شکل داده است. در قرن پیش رو، زیست فناوری^۲ در توسعه و بهبود استانداردهای زندگی نقش به‌سزایی ایفا خواهد کرد. در این میان، زیست-حسگر^۳هایی که با پیشرفت‌های اخیر در حوزه اپتیک، فوتونیک و علوم مواد توسعه یافته‌اند، نقش بی‌بدیلی ایفا خواهند کرد. زیست-حسگرها می‌توانند در کاربردهای وسیعی از جمله برهمکنش‌های زیست-مولکول‌ها و تشخیص بیماری‌ها مورد استفاده قرار گیرند. روش‌های تشخیص بدون برچسب برهمکنش‌های پروتئین-پروتئین و پروتئین-دی‌ان‌آ و همچنین پیوندهای پروتئین لیگاند در تشخیص بیماری‌ها اهمیت فراوانی دارند. بلورهای فوتونیک می‌توانند این امکان را فراهم آورند. آن‌ها قادر هستند مولکول‌ها و پیوندهای بیماری‌زا با حجم نمونه کم را که غلظت کمی دارند، تشخیص دهند [۱].

بلورهای فوتونیک که می‌توانند مدهای اپتیکی موضعی را ایجاد کنند، گزینه مناسبی برای بهبود برهمکنش نور-ماده هستند. بلورهای فوتونیک ترکیب متناوبی از مواد دی‌الکتریک هستند که در ابعاد متناسب با طول موج فوتون تکرار می‌شوند. این محیط دی‌الکتریک متناوب کم اتلاف می‌تواند به منظور تولید گاف نوری فوتونیک مورد استفاده قرار گیرد. این گاف نوری می‌تواند مانع انتشار نور در بسامدهای مشخصی گردد. از طرف دیگر بلورهای فوتونیک قادر به تولید مدهای اپتیکی هستند که می‌تواند نور را در داخل ساختار جایگزیده نماید. کشف ساختارهای دی‌الکتریک که می‌توانند نور را جایگزیده کنند، یکی از دستاوردهای مهم در حوزه علم اپتیک به‌شمار می‌رود. ساختار باند سیستم‌های متناوب به‌طور وسیعی در مطالعات گذشته مورد مطالعه قرار گرفته است. در این مطالعه سعی داریم مطالعه خود را روی بلورهای فوتونیک غیرمتناوب دارای نقص متمرکز کنیم [۲ و ۳].

در سال‌های اخیر، بررسی خواص رسانایی و انتقال الکتریکی در مقیاس نانو توجه بسیاری از محققان را به‌خود جلب کرده است [۴ و ۵]. مواد جامد واقعی از جمله فلزات و آلیاژها همیشه شامل یک درجه خاص از اختلال‌های ناشی از ناخالصی‌ها و دررفتگی‌ها هستند، بدین ترتیب ترکیبات اتمی همیشه به‌دور از حالت ایدئال خود می‌باشند و در نتیجه خواص فیزیکی آن‌ها تا حد قابل توجهی با داده‌های تصادفی تعیین می‌شود [۶]. نظریه جایگزینی، خواص رسانایی مواد را در حضور ناخالصی تحلیل می‌کند. از این دیدگاه، سه رژیم انتقال وجود دارد: حالت فلزی، جایگزیده و بحرانی. در سال ۱۹۵۱ اندرسون پیشگویی کرد ناخالصی‌هایی که در یک شبکه کریستالی به‌صورت تصادفی توزیع شده‌اند، می‌توانند فوتون را در

ناحیه مشخصی از فضا جایگزیده کنند [۷]. از طرفی وی نشان داد زمانی که بی‌نظمی تا آستانه یک مقدار بحرانی افزایش یابد، تمام حالت‌های فوتونی تبدیل به عایق می‌شوند. بنابراین این سیستم‌ها می‌توانند با تغییر شدت بی‌نظمی تحت گذار عایق-رسانا قرار بگیرند. همچنین در سال ۱۹۷۹ آبراهام و همکاران [۸] نشان دادند که گذار عایق-رسانا فقط در سیستم‌های سه‌بعدی اتفاق می‌افتد و برای سیستم‌های یک‌بعدی و دوبعدی تابع موج‌های فوتونی در سیستم جایگزیده هستند. تا اینکه در سال ۱۹۸۱ پیشارد و سارما [۹] نشانهایی از گذار عایق-رسانا را در سیستم‌های دوبعدی مشاهده کردند و در سال ۱۹۹۰ دیوید و فلیپ [۱۰] با بررسی یک سیستم یک‌بعدی تنگ‌بست با دو سایت انرژی غیرهمبسته نشان دادند که اگر یک یا هر دو سایت انرژی به‌صورت تصادفی بین دو مقدار مشخص اختیار شوند، تابع موج فوتون از حالت جایگزیده به گسترده تبدیل می‌شود. در بررسی سیستم‌های یک‌بعدی مورا و مارسلو [۱۱] با اعمال هم‌بستگی بلند برد بین اختلال‌های وارد شده نشان دادند که تابع موج این سیستم‌ها گذاری از حالت عایق به حالت رسانا خواهد داشت. همچنین گذار عایق-رسانا را شیما و نمورا [۱۲] با بررسی طول جایگزینی فوتون با اختلال‌های قطری بلند برد در سیستم‌های یک‌بعدی تنگ‌بست مشاهده کردند. یکی دیگر از کارهایی که در این زمینه انجام شد بررسی سیستم‌های یک‌بعدی در شبکه‌های فوتونی است که با اعمال میدان‌های موهومی سیستم یک گذار عایق-رسانا غیر هرمیتی را تجربه خواهد کرد [۱۳]. در دهه‌های اخیر به‌دلیل اهمیت بسیار سیستم‌های کوانتومی محققان سعی در پیدا کردن مقادیر بحرانی برای گذار عایق-رسانا در سیستم‌های یک‌بعدی کرده‌اند که مرز بین منظم (جایگزیده) و نامنظم (گسترده) بودن سیستم دینامیکی را نشان می‌دهند. تئوری آشوب کوانتومی یکی از ابزارهای مهم برای به‌دست‌آوردن و تفسیر این نقاط است [۱۴-۱۶].

مطالعه نظری خواص سیستم‌های کوانتومی با معادل آشوبناک آن در مکانیک کلاسیک معروف به آشوب کوانتومی است. با اینکه یک ابزار قطعی برای نشان دادن وقوع آشوب در سیستم‌های کوانتومی وجود ندارد، ولی در دهه‌های گذشته روش‌های متفاوتی برای بررسی آن به وجود آمده است [۱۷-۱۹]. نمای لیپانوف کوانتومی یکی از مهم‌ترین روش‌ها برای بررسی آشوب کوانتومی است که بر پایه کاهش و یا افزایش دامنه موج در سیستم‌های کوانتومی تعریف می‌شود [۲۰ و ۲۱]. مطابق این تعریف هرچه مقدار نمای لیپانوف کمتر باشد، سیستم به حالت بی‌نظم (آشوبناک) نزدیک‌تر می‌شود. از آنجایی که بررسی حالت‌های جایگزیده و خواص گذارها با یک اثر کوانتومی خالص توضیح داده می‌شود، در این مطالعه سعی می‌کنیم با استفاده از نظریه آشوب کوانتومی، تناظر بین پیشگویی‌های این نظریه را با نتایج حاصل از گذار اندرسون برای فوتونی که در داخل یک شبکه کریستالی ناخالص دو پتانسیلی در حال حرکت است، مورد بررسی قرار دهیم. سیستم‌های تنگ‌بست مرسوم برهمکنش

1. Integrated circuits
2. Bio-technology
3. Bio-sensor

(۳)

$$\begin{pmatrix} \psi_{n+2} \\ \psi_{n+1} \\ \psi_n \\ \psi_{n-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -V'/V & E - \varepsilon_n/V & -V'/V & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{n+1} \\ \psi_n \\ \psi_{n-1} \\ \psi_{n-2} \end{pmatrix} = T_n \begin{pmatrix} \psi_{n+1} \\ \psi_n \\ \psi_{n-1} \\ \psi_{n-2} \end{pmatrix}$$

با تعمیم این روند بازگشتی، به رابطه کلی زیر می‌رسیم:

(۴)

$$\begin{pmatrix} \psi_{N+2} \\ \psi_{N+1} \\ \psi_N \\ \psi_{N-1} \end{pmatrix} = T_N T_{N-1} \dots T_1 \begin{pmatrix} \psi_3 \\ \psi_2 \\ \psi_1 \\ \psi_0 \end{pmatrix} = \tau_N \begin{pmatrix} \psi_3 \\ \psi_2 \\ \psi_1 \\ \psi_0 \end{pmatrix}$$

که ماتریس انتقال T_N دامنه تابع موج رابین نقاط شبکه $(N+2, N-1)$ انتقال می‌دهد.

طبق قضیه اسلیدک، ماتریس انتقال $\Gamma = \lim_{N \rightarrow \infty} (\tau_N \tau_N^T)^{\frac{1}{2N}}$ (با تعریف $\tau_N = \prod_{n=1}^N T_n$) دارای تقارنی در ویژه مقادیر خود خواهد بود. براین اساس زمانی که طول سیستم به سمت مقادیر بزرگ میل می‌کند ($L \rightarrow \infty$) ویژه مقادیر ماتریس Γ به سمت ویژه مقادیر مقارن به صورت $\exp(\pm \gamma)$ میل می‌کند که γ ها نشان‌دهنده نماهای لیاپانوف هستند. معکوس کوچک‌ترین نمای لیاپانوف، بزرگ‌ترین طول جایگزیدگی γ تابع موج را در سیستم مشخص می‌کند [۲۳ و ۲۴].

زمانی که طول شبکه بزرگ انتخاب می‌شود در محاسبه ویژه مقادیر ماتریس انتقال یک ناپایداری به وجود می‌آید که برای رفع این مشکل از متعامدسازی گرام اشمیت استفاده می‌شود [۱۴].

آمار ترازهای انرژی

گذار از حالت گسترده به جایگزیده را می‌توان از طریق مطالعه آمار ترازهای انرژی که در شاخه ابزارهای نظریه ماتریس‌های تصادفی به‌عنوان سنگ بنای نظریه آشوب کلاسیک دسته‌بندی می‌شوند مورد مطالعه قرار داد. نظریه آشوب کلاسیک ابزار پرکاربردی در زمینه تحلیل دینامیک سیستم‌های کلاسیک است. از آنجاکه آشوب کلاسیک بر مبنای تعریف مسیر در فضای فاز بنا نهاده شده است، تعمیم مستقیم این تعریف به دنیای کوانتومی امکان‌پذیر نیست. سیستم‌های کوانتومی دارای دو مشخصه اصلی ترازهای انرژی و توابع موج هستند که دینامیک آن‌ها را توصیف می‌کنند. از این‌رو برای تعریف آشوب در سیستم‌های کوانتومی باید توجه خود را به دینامیک این دو کمیت معطوف کنیم. افت‌وخیز ترازهای انرژی سیستم‌های کوانتومی (که معادل کلاسیکی آن‌ها رفتار آشوبناک دارد) را می‌توان بسته به تقارن‌های هامیلتونی در یکی از آنسامبل‌های متعامد (GOE)، یکانی (GUE) و هم تافته (GSE) گاوسی دسته‌بندی کرد [۲۵ و ۲۶]. از سوی دیگر طبق نتایج به‌دست‌آمده اگر یک سیستم

نزدیک‌ترین همسایه‌ها را در نظر می‌گیرند در این مقاله قصد داریم با در نظر گرفتن برهمکنش دومین همسایه‌ها و با استفاده از دو ابزار نمای لیاپانوف و توزیع نسبت فاصله ترازهای متوالی که هر دو ابزارهای آشوب کوانتومی هستند به تحلیل و بررسی گذار عایق-رسانا در سیستم‌های یک‌بعدی مختل‌شده تنگ‌بست بپردازیم. در بخش بعد مدل هامیلتونی سیستم‌های تنگ‌بست را با در نظر گرفتن همسایه‌های دوم می‌نویسیم در بخش سوم به معرفی روش ماتریس انتقال و آمار ترازهای انرژی می‌پردازیم. بخش چهارم معطوف به محاسبه طول جایگزیدگی و محاسبات مربوط به آمار ترازهای انرژی است و در بخش آخر نیز بحث و نتیجه‌گیری کلی را خواهیم داشت.

مدل تنگ-بست دوپتانسیلی

تحول تابع موج یک تک-فوتون در داخل بلور فوتونیکی غیرمتناوب با هامیلتونی زیر توصیف می‌شود:

(۱)

$$H = \sum_n \omega_n c_n^+ c_n + \sum_n t_1 (c_n^+ c_{n+1} + c_{n+1}^+ c_n) + t_2 (c_n^+ c_{n+2} + c_{n+2}^+ c_n)$$

که در آن ω_n بسامد مشدد واقع در موقعیت n ام شبکه است که به علت وجود نقص در بلور به صورت تصادفی انتخاب می‌شود. t_1 ثابت جهش فوتون به سایت مجاور و t_2 ثابت جهش فوتون به دومین همسایگی نزدیک در نظر گرفته شده است. بدون کاستن از عمومیت مسئله با فرض همسانگرد بودن شبکه ضرایب جهش مستقل از موقعیت خواهند بود. عملگرهای c_n و c_n^+ نیز مسئول خلق و نابودی فوتون در موقعیت n ام بلور هستند.

روش بررسی

در این قسمت روش بررسی که بر مبنای طول جایگزیدگی و آمار ترازهای انرژی بنیان شده است، توضیح داده می‌شود.

طول جایگزیدگی

روش ماتریس انتقال روشی عددی برای تحلیل و مطالعه محیط‌های بی‌نظم، نقاط بحرانی و نماهای بحرانی است [۲۲]. در این روش نمای لیاپانوف و طول جایگزیدگی با استفاده از حل‌های عددی محاسبه می‌شوند. با استفاده از رابطه (۱) می‌توان رابطه بازگشتی زیر را برای دامنه تابع موج در موقعیت‌های مختلف نوشت:

(۲)

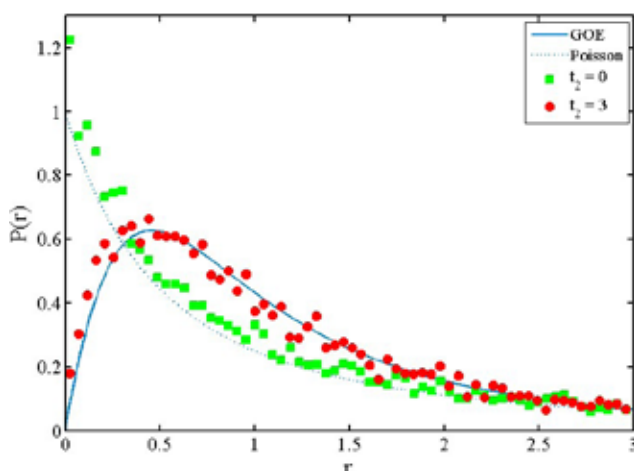
$$\psi_{n+2} = \frac{E - \varepsilon_n}{V} \psi_n - \frac{V'}{V} \psi_{n-1} - \psi_{n-2} - \frac{V'}{V} \psi_{n+1}$$

شکل ماتریسی رابطه (۲) به صورت زیر است:

هامیلتونی (شکل ۱) با استفاده از نظریه آشوب کوانتومی در شکل ۲ نمایش داده شده است که توزیع نسبت فاصله ترازای متوالی $P(r)$ نسبت به دو مقدار متفاوت t_2 نشان می‌دهد. همان گونه که از شکل پیداست، برای مقدار $t_2 = 0$ نتایج با تقریب خوبی روی نمودار پواسونی توزیع شده‌اند. در توزیع پواسونی فاز (جایگزیده) را می‌توان در حد ترمودینامیکی با جایگزیده بودن ویژه حالت‌ها توصیف کرد. در چنین وضعیتی، حالت‌هایی که انرژی نزدیک هم دارند از لحاظ فضایی دور از هم می‌باشند و با همدیگر اندرکنشی ندارند و در نتیجه دافعه ترازای نیز نشان نمی‌دهند. از این رو همبستگی بین ترازای وجود نخواهد داشت و این ترازها می‌توانند به صورت تصادفی توزیع شوند، همدیگر را قطع کنند و هیچ محدودیتی در نحوه توزیع آن‌ها نسبت به یکدیگر وجود نخواهد داشت. در نتیجه در نبود جهش به دومینهمسایگی، فاز سیستم به صورت جایگزیده است و توانایی انتقال فوتون را ندارد اما، برای $t_2 = 3$ نمودار بیانگر تطابق مابین نتیجه عددی به دست آمده با آمار ویگنری است.

به طور کلی اگر سیستم در فاز گسترده قرار داشته باشد، جمله جهش بین سایت‌ها موجب دافعه بین ترازها می‌شود که در این حالت طبق نظریه ماتریس‌های تصادفی بسته به نوع تقارن، سیستم در یکی از آنسامبل‌های ذکر شده قرار می‌گیرد. برخلاف دستگاه‌های انتگرال پذیر، در دستگاه‌های غیرانتگرال پذیر، ترازهای انرژی همبستگی قوی با یکدیگر دارند و این همبستگی مانع نزدیک شدن بیش از حد ترازهای انرژی می‌شود. این تفاسیر متناظر با اندرکنش قوی مابین حالت‌ها و وجود دافعه ترازای مابین آن‌ها است که فاز گسترده را برای رفتار فضایی فوتون تعریف می‌کند. وجود این دافعه باعث می‌شود که ترازهای انرژی در فواصل نسبتاً ثابتی از یکدیگر توزیع شوند و سیستم از آمار ویگنری تبعیت کند.

در کنار $P(r)$ می‌توان از کمیت متوسط $\langle \mathcal{V} \rangle$ نیز برای مقایسه استفاده



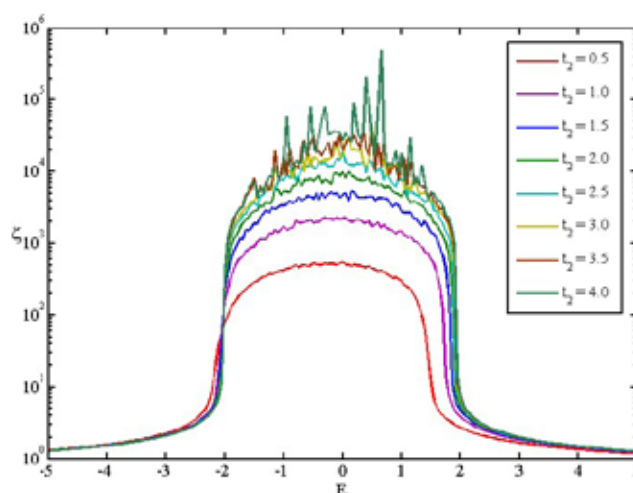
شکل ۲: نمودار توزیع $P(r)$ به ازای $t_2 = 0, 3$ به همراه توزیع‌های مربوط به آنسامبل‌های پواسونی و GOE

کوانتومی در ناحیه انتگرال پذیر (که رفتار کلاسیکی آن غیر آشوبناک است) قرار داشته باشد، در آنسامبل پواسونی قرار می‌گیرد. از این رو تمایز بین رفتار سیستم‌های کوانتومی با معادل کلاسیکی آشوبناک یا غیر آشوبناک با استفاده از افتوخیز ترازهای انرژی میسر است. در سال‌های اخیر، معیاری تحت عنوان توزیع نسبت فاصله ترازای متوالی $P(r)$ برای تشخیص بین نظم و آشوب در ترازهای انرژی معرفی شده است [۲۷]. به طور کلی اگر توزیع ترازای انرژی یک توزیع منظم داشته باشد آمار ترازها در یک چنین وضعیتی از آمار ویگنر $P_W(r) = \frac{2}{8} \frac{r+r^2}{(1+r+r^2)^{\frac{5}{2}}}$ پیروی می‌کند [۲۸] در غیر این صورت عدم همبستگی بین ترازها منجر به توزیع تصادفی آن‌ها می‌شود و در نتیجه آمار ترازها از توزیع پواسونی $p_p(r) = \frac{1}{(1+r)^2}$ تبعیت خواهد کرد [۲۸].

یافته‌ها

نتایج حاصله از محاسبات طول جایگزیدگی در شکل ۱ نشان داده شده است که طول جایگزیدگی برای بلور فوتونیک یک بعدی (شکل ۱) با در نظر گرفتن امکان جهش به همسایه‌های اول و دوم و طول شبکه ۱۰۰۰ با فرض توزیع تصادفی مشددها رسم شده است. این نمودار طول جایگزیدگی فوتون را در بازه انرژی $[-5, 5]$ به ازای مقادیر مختلفی از ثابت جهش به همسایه دوم نشان می‌دهد. همان طور که از شکل ۱ پیداست، هرچه مقدار ثابت جهش t_2 بیشتر می‌شود طول جایگزیدگی تابع موج فوتون نیز افزایش می‌یابد و در نتیجه تابع موج فوتون در مقادیر انرژی خاصی، حوالی انرژی $E = 0$ از حالت جایگزیده خارج و به حالت گسترده تبدیل می‌گردد. بنابراین بازه انرژی $[-2, 2]$ بازه مناسبی برای جایگزیدگی نور نمی‌باشد.

نتایج حاصل از مطالعه گذار بین فازهای گسترده و جایگزیده برای



شکل ۳: نمودار تغییرات طول جایگزیدگی برای مقادیر مختلف ثابت جهش دوم t_2 بر حسب انرژی E

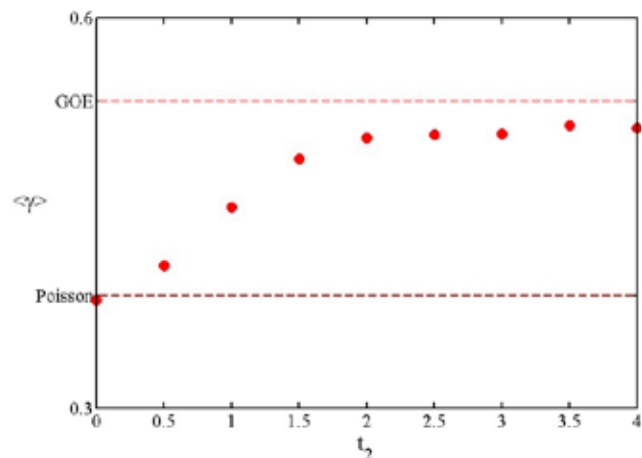
References:

1. Fraser D. Biosensors: Making sense of them, Medical Device Technology 1994; 5: 38–41.
2. Joannopoulos JD, Villeneuve PR, Fan S. Photonic crystals: putting a new twist on light, Nature 1997; 386: 143–9.
3. Jannopoulos JD, Johnson SG, Winn JN, Meade RD. Photonic Crystals – Molding the Flow of Light, second Edition (Princeton University Press, New Jersey, 2008).
4. Li C, Ye F, Kartashov YV, Konotop VV, Chen X. Localization-delocalization transition in spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensate, Scientific Reports 2016; 6: 31700.
5. Lherbier A, Botello-Méndez AR, Charlier JC. Electronic and transport properties of unbalanced sublattice N-doping in grapheme, Nano Letters 2013; 13: 1446-50.
6. Billy J, Josse V, Zuo Z, Bernard A, Hambrecht B, Lugan P, Aspect A. Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder, Nature 2008; 453: 891-4.
7. Anderson PW. Absence of diffusion in certain random lattices, Physical Review 1958; 109: 1492.
8. Abrahams E, Anderson PW, Licciardello DC, Ramakrishnan TV. Scaling theory of localization: Absence of quantum diffusion in two dimensions, Physical Review Letters 1979; 42: 673.
9. Pichard JL, Sarma G. Finite size scaling approach to Anderson localization, Journal of Physics C: Solid State Physics 1981; 14: L127.
10. Dunlap DH, Wu HL, Phillips PW. Delocalization in the 1D Anderson model with long-range correlated disorder, Physical Review Letters 1990; 65: 3735.
11. de Moura FA, Lyra ML. Correlation-induced metal-insulator transition in the one-dimensional Anderson model, Physica A: Statistical Mechanics and its Applications 1999; 266: 465-70.
12. Shima H, Nomura T, Nakayama T. Localization-delocalization transition in one-dimensional electron systems with long-range correlated disorder, Physical Review B 2004; 70: 075116.

کرد که به صورت متوسط متغیر $\gamma_n = \min\{r_n, \frac{1}{r_n}\}$ تعریف می شود. مقادیر آن برای توزیع های پواسونی و ویگنری به ترتیب برابر با $0/3863$ و $0/5359$ است [۲۸]. گذار مابین فازهای جایگزیده و گسترده را می توان به وضوح در شکل ۳ که تغییرات $\langle \gamma \rangle$ را نسبت به t_2 نشان می دهد، نیز مشاهده کرد. پرواضح است که افزایش مقدار جهش به دومین همسایگی منجر به گذار سیستم از فاز جایگزیده به فاز گسترده شده است.

بحث و نتیجه گیری

در این مطالعه نحوه گذار یک بلور فوتونیک غیرمتناوب یک بعدی با در نظر گرفتن جهش به دومین همسایگی مورد بررسی قرار گرفت. به دلیل اهمیت جایگزیده کردن نور در کاربردهای پزشکی، هدف مطالعه حاضر کشف نوع دیگری از ساختارهای فوتونیک با قابلیت جایگزیده سازی نور بود. برای این منظور از تناظر بین مفهوم جایگزیدگی و نظریه آشوب کوانتومی استفاده گردید. نتیجه حاصل از نظریه جایگزیدگی گویای این است که علی رغم جایگزیده بودن تابع موج فوتون در حضور بی نظمی، وارد کردن اثر جهش به همسایه دوم باعث به هم ریختن این جایگزیدگی می شود و با افزایش مقدار این جهش، تابع موج فوتون از حالت جایگزیده مجدداً به حالت گسترده تبدیل می شود. همچنین نتایج حاصل از مطالعه گذار بین فازهای عایق و رسانا با استفاده از توزیع نسبت فاصله تراز متوالی در نبود جهش به دومین همسایگی فاز سیستم به صورت جایگزیده است. نتایج عددی به دست آمده مطابق با آمار ویگنری است.



شکل ۳: نمودار تغییرات $\langle \gamma \rangle$ بر حسب ثابت جهش دوم t_2

13. Longhi S, Gatti D, Della Valle G. Robust light transport in non-Hermitian photonic lattices, *Scientific Reports* 2015; 5: 13376.
14. Zhao Y, Duan S, Zhang W. (De) localization and the mobility edges in a disordered double chain with long-range intrachain correlation and short-range interchain correlation, *Journal of Physics: Condensed Matter* 2012; 24: 245502.
15. Carpena P, Galván PB, Ivanov PC, Stanley HE. Metal-insulator transition in chains with correlated disorder, *Nature* 2002; 418: 955-9.
16. Deng CS, Xu H. Delocalization to localization transition in one-dimensional systems with long-range correlated off-diagonal disorder, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 2012; 44: 1473-7.
17. Man'ko VI, Mendes RV. Lyapunov exponent in quantum mechanics. A phase-space approach, *Physica D: Nonlinear Phenomena* 2000; 145: 330-48.
18. García-Mata I, Roncaglia AJ, Wisniacki DA. Lyapunov decay in quantum irreversibility, *Phil. Trans. R. Soc. A* 2016; 374: 20150157.
19. Habib S, Jacobs K, Shizume K. Emergence of chaos in quantum systems far from the classical limit, *Physical Review Letters* 2006; 96: 010403.
20. Wang YX, Wu YM. Disorder enhanced conductance in graphene, *Physica B: Condensed Matter* 2015; 478: 84-8.
21. Comtet A, Christophe T, Yves T. Lyapunov exponents, one-dimensional Anderson localization and products of random matrices, *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* 2013; 46: 254003.
22. Kramer B, MacKinnon A. Localization: theory and experiment. *Reports on Progress in Physics* 1993; 56: 1469.
23. Römer RA, Schreiber M. Numerical investigations of scaling at the Anderson transition. In *Anderson Localization and Its Ramifications* (pp. 3-19). Springer, Berlin Heidelberg.
24. Eilmes A. Transfer matrix method study of charge localization lengths in tetracene crystals with chemical impurities, *Synthetic Metals* 2013; 180: 16-24.
25. Bohigas O, Giannoni MJ, Schmit C. Characterization of chaotic quantum spectra and universality of level fluctuation laws, *Physical Review Letters* 1984; 52: 1.
26. Haake F. *Quantum Signatures of Chaos*, Springer, Berlin 2010.
27. Oganesyan V, Huse DA. Localization of interacting fermions at high temperature, *Physical Review B* 2007; 75: 155111.
28. Atas YY, Bogomolny E, Giraud O, Roux G. Distribution of the Ratio of Consecutive Level Spacings in Random Matrix Ensembles, *Physical Review Letters* 2013; 110: 084101.
29. Zhu JX, Rasmussen KØ, Balatsky AV, Bishop AR. Local electronic structure in the Peyrard-Bishop-Holstein model, *Journal of Physics: Condensed Matter* 2007; 19: 136203.