لیزر در پزشکی؛ ۱۳۹۶، دورهٔ ۱۴، شمارهٔ ۳، صفحات: ۲۲-۱۷ .

مقاله پژوهشی

# پایداری پدیدهٔ تولید هارمونیک سوم به‌عنوان منبع تولید نورفرابنفش برای استفاده در نانوجراحی

**سهراب بهنیا** [۱]
**مهدی خداویردی‌زاده** [۲]
**جاوید ضیائی** [۳]

۱. *دانشیار فیزیک، گروه فیزیک دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه، ایران*

۲. *مربی، مهندسی اپتیک و لیزر، گروه مهندسی برق، دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه، ایران*

۳. *دانشجوی دکتری فیزیک، باشگاه پژوهشگران جوان و نخبگان، واحد ارومیه، دانشگاه آزاد اسلامی، ارومیه، ایران*

نویسندهٔ مسئول: سهراب بهنیا، تلفن: ۰۹۱۴۱۴۶۸۵۱۵
پست الکترونیک: s.behnia@sci.uut.ac.ir

**خلاصه**

**مقدمه:** توسعهٔ پالس‌های فوق سریع لیزری ما را قادر به استفاده از اندرکنش‌های قوی و جایگزیدهٔ اپتیک غیرخطی و دستکاری اپتیکی در داخل سلول‌های زنده در مقیاس نانو نموده است. در نقطهٔ تمرکز، چگالی توان نور بالا بوده و هر پالس باعث ایجاد یک حباب میکروسکوپی می‌شود که بافت سلولی اطراف خود را از هم جدا می‌کند. از تجمع هزاران حباب در کنار یکدیگر می‌توان یک برش بسیار ظریف در بافت سلولی ایجاد نمود. به‌علت دارا بودن بازده تبدیل بالا، تولید و جذب نور فرابنفش می‌تواند به‌عنوان یک فرآیند احتمالی در نقطهٔ تمرکز اتفاق افتد. علاوه‌براین، نور فرابنفش می‌تواند نزدیک به نقطهٔ کانونی توسط پدیدهٔ تولید هارمونیک سوم ایجاد شود. از این رو، مطالعهٔ پایداری پدیدهٔ تولید هارمونیک سوم در کاربردهای پزشکی ازجمله نانوجراحی از اهمیت بالایی برخوردار است.

**روش بررسی:** مطالعهٔ پایداری پدیدهٔ تولید هارمونیک سوم را با بررسی رفتار نور در داخل یک بلور اپتیکی با پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم انجام می‌دهیم. برای این منظور، با توصیف کوانتومی پدیده به مطالعهٔ جایگزیدگی نور با استفاده از نسبت وارون اشغال و آمار افت و خیر ترازهای انرژی می‌پردازیم. با استفاده از تحلیل این دو پارامتر می‌توان ویژگی گستردگی توابع موج نور را مورد بررسی قرار داد. برای یک تابع موج کاملاً گسترده، مقدار نسبت وارون اشغال برابر با معکوس ابعاد فضای هیلبرت و برای یک تابع موج کاملاً جایگزیده این مقدار برابر ۱ است. در سمت مقابل نیز، آمار ترازهای انرژی حالت‌های گسترده از آمار ویگنر و حالت‌های جایگزیده از آمار پواسونی پیروی می‌کند.

**یافته‌ها:** نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهد درحالی‌که نور حاصل از پدیده تولید هارمونیک سوم در میدان‌های الکتریکی ضعیف و یا بلورهای اپتیکی با پذیرفتاری مرتبهٔ سوم کوچک جایگزیده است، اعمال میدان الکتریکی به حد کافی قوی می‌تواند سبب غیرجایگزیدگی نور و درنتیجه ناپایداری پدیدهٔ تولید هارمونیک سوم در بلورهای اپتیکی با پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم مناسب گردد.

**نتیجه‌گیری:** میدان الکتریکی و پذیرفتاری مرتبهٔ سوم بلور اپتیکی، عوامل مؤثر در پایداری/ناپایداری پدیدهٔ تولید هارمونیک سوم هستند.

**واژه‌های کلیدی:** نانوجراحی، تولید هارمونیک سوم، جایگزیدگی نور، آمار ترازهای انرژی



[ Downloaded from icml.ir on 2025-11-04 ]

## مقدمه

علم اپتیک و لیزر یک زمینهٔ تحقیقاتی زنده با پیشرفت‌های روزافزون از علم است که همچنان شاهد تحولات جدید و شگفت‌انگیز با پیشرفت‌های اساسی و کاربردهای متنوع در آن هستیم[۱]. در سال‌های اخیر نیز تولید نانوساختارهای اپتیکی اجازهٔ مطالعهٔ تعداد زیادی از پدیده‌های نوری که نادر، ضعیف و یا قبلاً در طبیعت دیده نشده‌اند را فراهم‌کرده‌است[۲]. همچنین، پالس‌های لیزری کاملاً متمرکزشده در کاربردهای بسیاری از جمله نانوپردازش سلول‌های بیولوژیکی و نانوجراحی[۱] مورد استفاده قرار گرفته است و یک ابزار ضروری برای کاربردهای فناوری نانو در آینده می‌باشد[۳و۴].

بسیاری از اثرات غیرخطی اپتیکی هنگامی به‌وجود می‌آیند که محیط اپتیکی مناسب درمعرض تابش شدید پرتوی لیزر قرار گرفته باشد[۵]. از میان پدیده‌های اپتیکی غیرخطی، تولید هارمونیک دوم (SHG)[۲] و تولید هارمونیک سوم (THG)[۳] به‌علت دارا بودن حساسیت بالا و خاصیت غیرتهاجمی آن شناخته‌شده‌تر هستند[۶]. THG یک پدیدهٔ اپتیکی همدوس غیرخطی مرتبهٔ سوم بوده که وابسته به پذیرفتاری مرتبهٔ سوم $\chi^{(3)}$ محیط اپتیکی می‌باشد. تحت این فرآیند سه فوتون با فرکانس ω با هم ترکیب می‌شوند و یک فوتون را با فرکانسی معادل سه برابر فرکانس فوتون‌های اولیه ۳ω تولید می‌کنند. به‌طور معمول، برای افزایش کارآیی پدیدهٔ THG، از پرتوهای متمرکز لیزر استفاده می‌شود[۷]. خواص پدیده‌های غیرخطی تحت شرایط تمرکز شدید، متفاوت از خواص مشاهده‌شدهٔ آن‌ها در اپتیک غیرخطی متعارف است. این تراکم بالای به دست‌آمده از فوتون‌ها اجازهٔ تولید انواع پدیده‌ها را در اطراف نقطهٔ تمرکز فراهم می‌نماید و فناوری‌هایی که از این پدیده‌ها استفاده می‌کنند تحت عنوان اپتیک غیرخطی فوق سریع نقطهٔ کانونی (NUFO)[۴] شناخته می شوند[۸]. یک روش ساده برای طبقه‌بندی پدیده‌ها در NUFO برمبنای برگشت‌پذیری صورت می‌گیرد. تولید هارمونیک‌های مرتبهٔ بالا نیز جزء پدیده‌های برگشت‌پذیر می‌باشند. در این پدیده‌ها تغییرات به‌وجودآمده می‌توانند پس از اندرکنش با ماده با ایجاد یک اثر حرارتی ناچیز به حالت اولیه بازگردد. علاوه بر این، پالس‌های فوق سریع متمرکز لیزری می‌توانند اثرات غیر قابل برگشت را از طریق اندرکنش با نمونه‌های بیولوژیکی به وجود آورد و اجازهٔ دستکاری اندام‌های داخل سلولی را فراهم نمایند. این دستکاری اندام‌های داخل سلولی می‌تواند با تحریک چند فوتونی انجام شود. بنابراین، نانوجراحی داخل سلولی اندام‌ها در سلول‌های زنده با استفاده از تیغ‌های جراحی نوری[۵] را می‌توان با استفاده از پدیدهٔ THG در NUFO انجام داد [۱۱-۹].

در تولید هارمونیک سوم به‌عنوان یک پدیدهٔ اپتیکی غیرخطی، میدان الکتریکی و پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم $\chi^{(3)}$ در تولید هارمونیک و جایگزیدگی فضایی نور دخیل است[۱۲و۱۳]. بخصوص چنگ و همکاران[۱۴] نشان داده‌اند که یک میدان الکتریکی DC می‌تواند تولید تفاضل فرکانس را ایجاد کند. تلاش های قبلی[۱۵] نشان می‌دهد که میدان الکتریکی اعمال‌شده با کاهش تقارن کریستال‌های جامد، تأثیر زیادی بر پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم در سیستم دارد و انواع جدیدی از آن‌ها را ایجاد می‌کند. علاوه‌براین، راندمان تبدیل بالا در دستگاه‌های نوری غیرخطی مرسوم نیازمند محیط‌هایی با پذیرفتاری غیرخطی بزرگ است. در پژوهش حاضر، تأثیر میدان الکتریکی و پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم را در پایداری و جایگزیدگی پرتوی نور غیرخطی حاصل از پدیدهٔ THG بررسی می‌کنیم. درادامه، با ارائهٔ مدل ریاضی توصیف‌کنندهٔ رفتار نور در پدیدهٔ THG، به مطالعهٔ پایداری نور از-طریق جایگزیدگی ویژهٔ حالت‌ها و نوسانات ترازهای انرژی می‌پردازیم.

### مدل ریاضی

در این مطالعه ما برای تولید پدیدهٔ THG، یک بلور اپتیکی با پذیرفتاری غیرخطی $\chi^{(3)}$ را داخل حمام گرمایی مطالعه می‌کنیم. در اینجا ω فرکانس حالت پایه و 3ω فرکانس هارمونیک سوم می‌باشد. با درنظرگرفتن میدان الکتریکی همدوس اختلالی ε، اندرکنش حالت پایه ω با هارمونیک سوم آن در تقریب موج چرخشی[۶] توسط هامیلتونی زیر توصیف می‌شود[۱۶].

$$H = i\frac{\kappa}{2}\left(a^3 b^\dagger - a^{\dagger 3} b\right) + i\left(\varepsilon a^\dagger - \varepsilon^* a\right) + \Gamma_a^\dagger a + \Gamma_a a^\dagger + \Gamma_b^\dagger b + \Gamma_b b^\dagger \quad (۱)$$

که در آن κ بیانگر ضریب جفت‌شدگی مؤثر بین دو مد ω و 3ω به عنوان پذیرفتاری مؤثر مرتبهٔ سوم $\chi^{(3)}$، $a(a^\dagger)$ اپراتور نردبانی نابودی (خلق) در فرکانس ω و $b(b^\dagger)$ اپراتور نردبانی نابودی (خلق) در فرکانس ۳ω می‌باشند. در تقریب نیمه‌کلاسیک می‌توان فرض نمود که میدان الکتریکی را می‌توان به‌صورت کلاسیک مورد بررسی قرار داد[۱۷]. به‌علت اتلاف نور در برخورد با آینه‌های عبوردهندهٔ جزئی حمام گرمایی، سیستم مورد مطالعه اتلافی[۷] خواهد بود. از این رو، در رابطهٔ (۱)، $\Gamma_a$ و $\Gamma_b$ اپراتورهای نابودگر حمام گرما درنظر گرفته‌می‌شوند.

## روش بررسی

### ۱- جایگزیدگی ویژهٔ حالت‌های نور

یکی از جنبه‌های جالب در انتشار پرتوی نور THG خاصیت جایگزیدگی

۱. Nano-surgery
۲. Second harmonic generation
۳. Third harmonic generation
۴. Nonlinear ultrafast focal-point optics
۵. Nonlinear ultrafast focal-point optics
۶. Rotating wave approximation
۷. Dissipative

[ Downloaded from icml.ir on 2025-11-04 ]

آن در میدان‌های الکتریکی و پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم متفاوت است. برای این منظور توجه خود را به گستردگی ویژهٔ حالت‌های هامیلتونی معطوف می‌کنیم. با فرض

$$\left|\Psi^{(n)}(\varepsilon,\kappa)\right\rangle = \sum_{\alpha,\beta,\zeta,\eta}^{N} C_{qp}^{(n)}(\varepsilon,\kappa)\left|\alpha\right\rangle\left|\beta\right\rangle\left|\zeta\right\rangle\left|\eta\right\rangle \quad (۲$$

به‌عنوان ویژه حالت nام هامیلتونی متناظر با انرژی nام، جایگزیدگی این ویژه حالت با استفاده از رابطهٔ (۳) تعیین می‌گردد.

$$P^{(n)}(\varepsilon,\kappa) = 1\Big/\sum_{\alpha,\beta,\xi,\eta}\left|C_{qp}^{(n)}(\varepsilon,\kappa)\right|^4 \quad (۳$$

که در این رابطه، کمیت P به‌نام نسبت وارون اشغال[۸] شناخته می‌گردد[۱۸]. برای یک حالت کاملاً جایگزیده P=1 و برای یک حالت کاملاً گسترده P=1/dim(H) می‌باشد[۱۹].

در سیستم‌هایی با ابعاد بالا مناسب است که وارون میانگین آنسامبلی نسبت وارون اشغال را درنظر بگیریم.

$$P(\varepsilon,\kappa) = \left(\left[1/\dim(\mathrm{H})\right]\sum_n P^{(n)}(\varepsilon,\kappa)\right)^{-1} \quad (۴$$

### ۲- نوسانات ترازهای انرژی

نظریهٔ آشوب کلاسیک ابزار پرکاربردی در زمینهٔ تحلیل دینامیک سیستم‌های کلاسیک است. ازآنجاکه آشوب کلاسیک برمبنای تعریف مسیر در فضای فاز بنا نهاده‌شده‌است، تعمیم مستقیم این تعریف به دنیای کوانتومی امکان‌پذیر نیست. سیستم‌های کوانتومی دارای دو مشخصهٔ 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. افت و خیز ترازهای انرژی سیستم‌های کوانتومی (که معادل کلاسیکی آن‌ها رفتار آشوبناک دارد) را می‌توان بسته به تقارن‌های کوانتومی در یکی از آنسامبل‌های متعامد (GOE)[۹]، یکانی (GUE)[۱۰] و هم‌تافته (GSE)[۱۱] گاوسی دسته‌بندی کرد. ازسوی‌دیگر طبق نتایج به‌دست‌آمده اگر یک سیستم کوانتومی در ناحیهٔ انتگرالپذیر (که رفتار کلاسیکی آن غیرآشوبناک است) قرار داشته باشد در آنسامبل پواسونی[۱۲] قرار می‌گیرد[۲۰و۲۱]. ازاین‌رو تمایز بین رفتار سیستم‌های کوانتومی با معادل کلاسیکی آشوبناک یا غیرآشوبناک با استفاده از افت و خیز ترازهای انرژی میسر است. اخیراً، معیار جدیدی تحت عنوان توزیع نسبت فاصلهٔ ترازی متوالی[۱۳][۲۲] برای تشخیص بین نظم و آشوب در ترازهای انرژی معرفی شده است. اگر سیستم مورد مطالعه در ناحیهٔ ناپایدار قرار داشته باشد، طبق نظریهٔ ماتریس‌های تصادفی[۱۴][۲۱] بسته به نوع تقارن، سیستم در یکی از آنسامبل‌های گاوسی ذکرشده قرار می‌گیرد. برخلاف دستگاه‌های انتگرال پذیر، در دستگاه های غیر انتگرال‌پذیر، 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 دافعهٔ ترازی مابین آن‌ها است که فاز ناپایدار و غیرجایگزیده را برای توابع موج سیستم تعریف می‌کند. وجود این دافعه باعث می‌شود که ترازهای انرژی در فواصل نسبتاً ثابتی از یکدیگر توزیع شوند. به بیان دیگر این توزیع ترازی یک توزیع منظم است و آمار ترازها در یک‌چنین وضعیتی از آمار ویگنر-دایسون[۱۵] پیروی می‌کند. ازطرفی، فاز پایدار (جایگزیده) را می‌توان در حد ترمودینامیکی با جایگزیده بودن ویژهٔ حالت‌ها توصیف کرد. در چنین وضعیتی، حالت‌هایی‌که انرژی نزدیک هم دارند از لحاظ فضایی دور از هم می‌باشند و با همدیگر اندرکنشی ندارند و درنتیجه دافعهٔ ترازی نیز نشان نمی‌دهند. ازاین‌رو همبستگی بین ترازی نخواهند داشت و این ترازها می‌توانند به‌صورت تصادفی توزیع شوند، همدیگر را قطع کنند و هیچ محدودیتی در نحوهٔ توزیع آن‌ها نسبت‌به یکدیگر وجود نخواهد داشت. این عدم همبستگی بین ترازها منجر به توزیع تصادفی آن‌ها می‌شود و درنتیجه آمار ترازها از توزیع پواسونی تبعیت می‌کند. برمبنای این تفاسیر، می‌توان از کمیت متوسط $\gamma$ برای مقایسه استفاده کرد که به صورت متوسط متغیر $\gamma_n = \min(r_n, 1/r_n)$ تعریف می‌شود که برای آنسامبل پواسونی برابر ۰/۳۸۶۳ و برای آنسامبل GOE برابر ۰/۵۳۵۹ است[۲۲]، که در آن $r_n = S_n/S_{n-1}$ و $S_n = E_n - E_{n-1}$ فاصلهٔ بین ترازهای مجاور می‌باشد.

## یافته‌ها

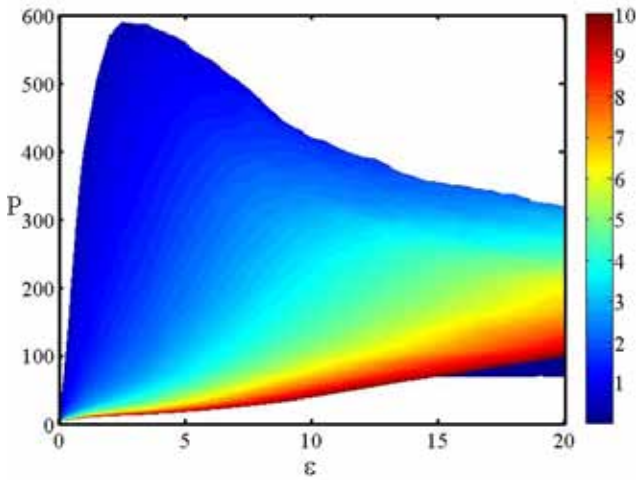
شکل ۱ تغییرات P را نسبت‌به شدت میدان الکتریکی به‌ازای پذیرفتاری‌های مختلف نشان می‌دهد. با تغییر رنگ نمودار از آبی به سمت قرمز، پذیرفتاری مرتبهٔ سوم از مقادیر کوچک به سمت مقادیر بزرگ تغییر می‌یابد. همان‌گونه‌که از شکل پیداست، در حالتی که میدان الکتریکی اعمال نمی‌شود، مقدار P مستقل از مقدار پذیرفتاری مرتبهٔ سوم با تقریب خوبی مقادیر نزدیک به ۱ را اختیار کرده است، به این معنی که اکثر ویژهٔ حالت‌های هامیلتونی در این شرایط در وضعیت جایگزیده قرار دارند. به محض اعمال میدان الکتریکی، نمودار تغییرات P جهشی را به سمت مقادیر بزرگ‌تر P ثبت می‌کند. این جهش برای پذیرفتاری‌های کوچک با شیب تند و برای پذیرفتاری‌های بزرگ با شیب کند اتفاق می‌افتد. رفتار مشاهده‌شده بیانگر این است که با اعمال میدان الکتریکی، کسر غالبی از ویژهٔ حالت‌ها تمایل به بروز رفتار غیرجایگزیده دارند. در حالت کلی،

۸. Inverse participation ratio
۹. Gaussian orthogonal ensemble
۱۰. Gaussian unitary ensemble
۱۱. Gaussian symplectic ensemble
۱۲. Poisson ensemble
۱۳. Consecutive level spacing ratio
۱۴. Random matrix theory
۱۵. Wigner-Dyson

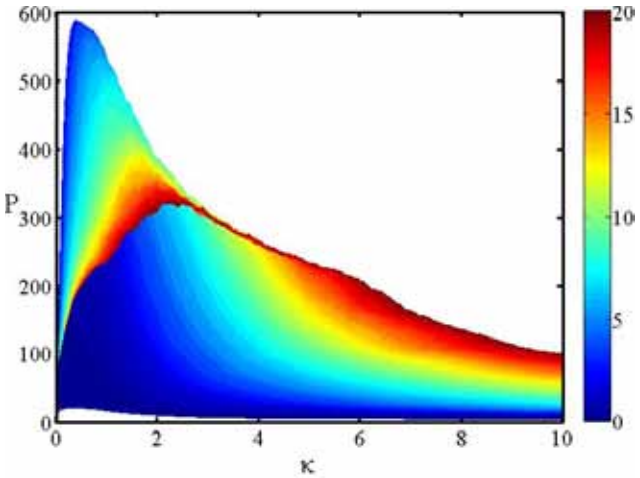
[ Downloaded from icml.ir on 2025-11-04 ]

رفتار نوعی P نسبت به میدان الکتریکی برای همهٔ مقادیر پذیرفتاری مرتبهٔ سوم قالب یکسانی دارد، به‌طوری‌که پس‌از شکل‌گیری یک جهش رو به مقادیر بزرگ‌تر P، با شیب ملایمی به سمت یک مقدار ثابت میل می‌کند. بزرگی این مقدار ثابت وابسته به مقدار پذیرفتاری مرتبهٔ سوم دارد. نتایج حاصل از محاسبات عددی نشان می‌دهد که بیشترین مقدار P به‌ازای $(\varepsilon_c, \kappa_c) = (3.1, 0.35)$ اتفاق می‌افتد. بنابراین در این شرایط، شاهد غیرجایگزیده‌ترین رفتار برای نور THG خواهیم بود. شکل ۲ رفتار P را به‌صورت تابعی از پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم به‌ازای مقادیر مختلفی از شدت میدان الکتریکی که به‌وسیلهٔ ستون رنگی مشخص گردیده است، به نمایش می‌گذارد. رفتار نوعی P برحسب تابعی از پذیرفتاری، شباهت زیادی به رفتار آن برحسب میدان الکتریکی دارد با این تفاوت که جهش و افول مقدار P با شیب سریع‌تری اتفاق می‌افتد. یکی از نتایج قابل توجه به‌دست‌آمده از اشکال ۱ و ۲ این است که رفتار غیرجایگزیدهٔ نور، زمانی شکل می‌گیرد که مقدار میدان الکتریکی و پذیرفتاری مرتبهٔ سوم غیرخطی باید همزمان بزرگ‌تر از آستانهٔ مشخصی باشند زیرا مطابق نتایج به‌دست‌آمده، رفتار نور به‌ازای مقادیر کوچک میدان یا مقادیر کوچک پذیرفتاری نزدیک به جایگزیده است. پس بزرگ بودن تنها یکی از این کمیت‌ها، تضمینی برای بروز رفتار غیرجایگزیده ایجاد نمی‌کند.

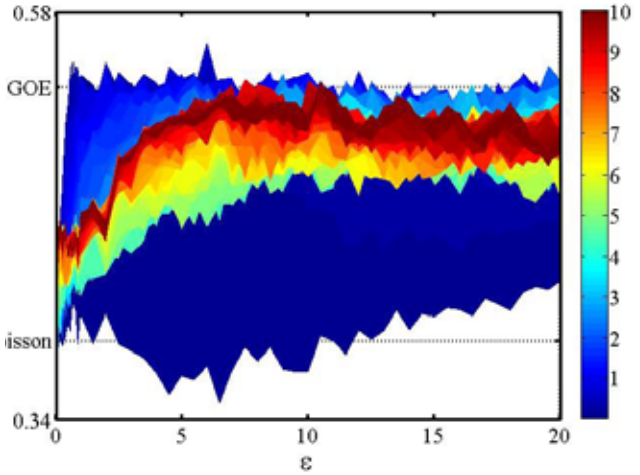
به‌منظور تأیید نتایج حاصل‌از شکل‌های۱ و۲، تغییرات $\gamma$ را برحسب میدان الکتریکی و پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم در شکل‌های۳ و۴ نشان داده‌ایم. همان‌گونه‌که پیداست، رفتار $\gamma$ برحسب کمیت‌های کنترلی بسیار شبیه به رفتار P است. مقدار $\gamma$ به‌ازای میدان و پذیرفتاری نزدیک به صفر با تقریب خوبی روی مقدار پیش‌بینی‌شده برای آنسامبل پواسونی قرار گرفته است که نشان-دهندهٔ عدم وجود رفتار آشوبناک برای



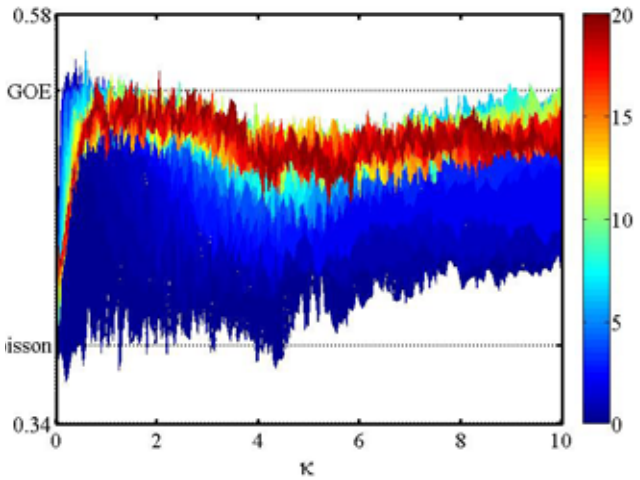

شکل۱: تغییرات P برحسب میدان الکتریکی. ستون رنگی نشان‌دهندهٔ مقادیر مختلف پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم است.




شکل۲: تغییرات P برحسب پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم. ستون رنگی نشان‌دهندهٔ مقادیر مختلف میدان الکتریکی است.




شکل۳: تغییرات برحسب میدان الکتریکی. ستون رنگی نشان‌دهندهٔ مقادیر مختلف پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم است.




شکل۴: تغییرات برحسب پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم. ستون رنگی نشان‌دهندهٔ مقادیر مختلف میدان الکتریکی است.

[ Downloaded from icml.ir on 2025-11-04 ]

این بازه از کمیت‌های کنترلی است. افزایش جزئی پارامترهای کنترلی، با جهش مقدار $\gamma$ به سمت مقدار پیش‌بینی‌شده برای آنسامبل GOE همراه است. و پس از آن شاهد کاهش مقدار $\gamma$ و میل‌کردن آن به سمت یک مقدار ثابت که بزرگی آن وابسته به پارامترهای کنترلی است، هستیم. این مشاهدات، نتایج حاصل‌از مطالعهٔ جایگزیدگی نور با استفاده از نسبت وارون اشغال را به این صورت تأیید می‌کند که به‌ازای مقادیر کوچک پارامترهای کنترلی، شاهد رفتار جایگزیده و منظم از نور هستیم و با افزایش پارامترهای کنترلی، رفتار غیرجایگزیده و آشوبناک مشاهده می‌شود.

## نتیجه‌گیری

توسعهٔ پالس‌های فوق سریع لیزری ما را قادر به استفاده از اندرکنش های قوی و جایگزیدهٔ اپتیک غیرخطی و دستکاری اپتیکی در داخل سلول‌های زنده در مقیاس نانو نموده است. در نقطهٔ تمرکز به‌عنوان یک فرآیند احتمالی، تولید و جذب نور فرابنفش (UV) به‌علت دارا بودن بازده تبدیل بالا می‌تواند صورت گیرد. نزدیک به نقطهٔ کانونی، نور UV می‌تواند توسط پدیدهٔ THG تولید شود. در این حالت در نقطهٔ کانونی، چگالی توان نور بالا می‌باشد و هر پالس باعث ایجاد یک حباب میکروسکوپی می‌شود که بافت سلولی اطراف خود را از هم جدا می‌کند. حال با کنار هم قرار دادن هزاران حباب می‌توان یک برش بسیار ظریف در بافت سلولی ایجاد نمود[۸]. بنابراین مطالعهٔ پایداری این فرآیند از اهمیت بالایی برخوردار می‌باشد. پدیدهٔ THG یک فرآیند اپتیکی غیرخطی است که فرکانس نور خروجی در آن سه برابر فرکانس نور ورودی می‌باشد. با توجه به نقش اساسی مواد اپتیکی غیرخطی با پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم بزرگ، همچنین تولید THG در میدان‌های الکتریکی متفاوت، در این پژوهش هدف بررسی سیستم‌های با $\kappa$ و $\varepsilon$ متفاوت بوده است. مشاهدات و نتایج حاصل از این پژوهش مؤید این مطلب است که پارامترهای میدان الکتزیکی و پذیرفتاری غیرخطی مرتبهٔ سوم نقش اساسی در بروز رفتارهای جایگزیده و یا آشوبناک برای نور ایفا می‌کنند.

در این پژوهش، جایگزیدگی نور در پدیدهٔ تولید هارمونیک سوم با درنظر گرفتن توصیف کوانتومی این پدیده در محیطی با پذیرفتاری غیرخطی $\chi^{(3)}$ در داخل حمام گرمایی و با استفاده از مطالعهٔ نوسانات نسبت فواصل ترازهای انرژی و گستردگی توابع موج مورد واکاوی قرار گرفت. نتایج به دست‌آمده نشان داد که برای بروز رفتار آشوبناک، بزرگی همزمان میدان الکتریکی و پذیرفتاری مرتبهٔ سوم غیرخطی یک شرط اساسی است. همچنین، نتایج نشان داد که چنانچه مقدار یکی از پارامترهای کنترلی نزدیک به صفر اختیار گردد، شاهد رفتار جایگزیده و منظم برای نور خواهیم بود.

[ Downloaded from icml.ir on 2025-11-04 ]

## References:

1. Koenderink AF, Alù A, Polman A. Nanophotonics: Shrinking light-based technology. Science 2015; 348: 516-21.

2. Fedotov VA, Mladyonov PL, Prosvirnin SL, Rogacheva AV, Chen Y, Zheludev NI. Asymmetric Propagation of Electromagnetic Waves through a Planar Chiral Structure. Phys. Rev. Lett. 2006; 97: 167401.

3. Yanik MF, Cinar H, Cinar HN, Chisholm AD, Jin Y, Ben-Yakar A. Neurosurgery: Functional regeneration after laser axotomy. Nature 2004; 432: 822.

4. Malinauskas M, Žukauskas A, Hasegawa S, Hayasaki Y, Mizeikis V, Buividas R, Juodkazis S. Ultrafast laser processing of materials: from science to industry. Light Sci. Appl. 2016; 5: e16133.

5. Besse V, Leblond H, Boudebs G. Fifth-order nonlinear susceptibility: Effect of third-order resonances in a classical theory. Phys. Rev. A 2015; 92: 013818.

6. Mamonov EA, Kolmychek IA, Vandendriessche S, Hojeij M, Ekinci Y, Valev VK, Verbiest T, Murzina TV. Anisotropy versus circular dichroism in second harmonic generation from fourfold symmetric arrays of G-shaped nanostructures. Phys. Rev. B 2014; 89: 121113(R).

7. Vaicˇaitis V, Jarutis V, Pentaris D. Conical Third-Harmonic Generation in Normally Dispersive Media. Phys. Rev. Lett. 2009; 103: 103901.

8. Itoh K, Watanabe W, Ozeki Y. Nonlinear Ultrafast Focal-Point Optics for Microscopic Imaging, Manipulation, and Machining. Proc. IEEE 2009; 97: 1011 - 30.

9. Ko¨nig K, Riemann I, Stracke F, Le Harzic R. Nanoprocessing with nanojoule near-infrared femtosecond laser pulses. Med. Laser Appl. 2005; 20: 169–84.

10. Wakida NM, Lee CS, Botvinick ET, Shi LZ, Dvornikov A, Berns MW. Laser nanosurgery of single microtubules reveals location-dependent depolymerization rates. J. Biomed. Opt. 2007; 12: 024022.

11. Sacconi L, Tolic´-Nørrelykke IM, Antolini R, Pavone FS. Combined intracellular three-dimensional imaging and selective nanosurgery by a nonlinear. J. Biomed. Opt. 2005; 10: 014 002.

12. Giraldo-TobonE , Ospina W, Miranda-Pedraza GL, Mora-Ramos ME .Influence of applied electric fields on the electron-related second and third-order nonlinear optical responses in two dimensional elliptic quantum dots. Superlattices Microst. 2015; 83: 157-67.

13. Brunne D, Lafrentz M, Pavlov VV, Pisarev RV, Rodina AV, Yakovlev DR, Bayer M. Electric field effect on optical harmonic generation at the exciton resonances in GaAs. Phys. Rev. B 2015; 92: 085202.

14. ChengJ L, Vermeulen N, Sipe JE. Third-order nonlinearity of graphene: Effects of phenomenological relaxation and finite temperature. Phys. Rev. B 2015; 91: 235320.

15. Wang G. Third-harmonic generation in cylindrical parabolic quantum wires with an applied electric field. Phys. Rev. B 2005; 72: 155329.

16. Gevorkyan ST, Gevorkyan MS. Fluctuations in the Number of Photons above the Bifurcation Point in the Process of Third Harmonic Generation. Opt. Spectrosc. 2009; 107: 122–8.

17. ChowWW, Jahnke F. On the physics of semiconductor quantum dots for applications in lasers and quantum optics. Prog. Quantum. Electron. 2013; 37: 109-84.

18. Evers F, Mirlin AD. Anderson transitions. Rev. Mod. Phys. 2008; 80: 1355.

19. Vasquez LJ, Rodriguez A, Römer RA. Multifractal analysis of the metal-insulator transition in the three-dimensional Anderson model. I. Symmetry relation under typical averaging. Phys. Rev. B 2008; 78: 195106.

20. Haake F. Quantum Signatures of Chaos. Berlin: Springer, Berlin; 2010.

21. Mehta ML. Random Matrices. Boston: Academic; 1991.

22. Atas YY, Bogomolny E, Giraud O, Roux G. Distribution of the Ratio of Consecutive Level Spacings in Random Matrix Ensembles. Phys. Rev. Lett. 2013; 110: 084101.

[ Downloaded from icml.ir on 2025-11-04 ]