

## فصلنامه علمی

# فیزیک کاربردی ایران

سال چهاردهم / پیاپی ۳۷ / فصلنامه / تابستان ۱۴۰۳

- ۷-۲۲ تک لایه‌های دوبعدی  $MnSX$  ( $X = Cl, Br, I$ ) با فرومغناطیس ذاتی و نیمه‌فلزی  
مارال آزمونفر، محمود رضایی رکن آبادی و سیدمحسن مدرسی سریزدی
- ۲۳-۳۹ اثر قطبش لیزر فوتونیک در تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا از مولکول فرمالدهید  
الناز ایرانی، زهرا حسینی و محمد منفرد
- ۴۰-۵۱ گرادیومتر اتمی برای ثبت سیگنال شبیه‌سازی مغز انسان در فضای بدون حفاظ مغناطیسی  
محمد مهدی طهرانچی، رضا اسدیان، ملیحه رنجبران، سید محمدحسین خلخالی و سیده مهری حمیدی سنگدهی
- ۵۲-۷۴ برسی عملکرد توان الکتریکی دستگاه موج شوک و انفجار سیم آلومینیومی در یک محیط آبی  
محمد صالح گودرزی، وحید غفوری، فرهاد اسدیان، حمید کریمی، محمدرضا رحیمی و نادر مزنیانی
- ۷۵-۹۸ طراحی و ساخت تشدیدگر V- شکل در دستگاه بیناب نمایی جذبی لیزری OFCEAS  
وحیده قفیه‌ی، محمدرضا رشیدیان وزیری و حسین رزاقی
- ۹۹-۱۱۴ تقویت کننده خطی بدون نوکه مبتنی بر قیچی کوانتوسی سه - فوتون با مانستگی بالا  
خاطره جعفری، مجتبی گلشنی و علیرضا بهرامپور
- ۱۱۵-۱۲۷ ساخت و مشخصه‌یابی نانوذرات نقره تثیت شده روی اکسید‌گرافین و بررسی اثر تابش فرابنفش بر رفتار غیرخطی آن‌ها  
خدیجه اسماعیلی، مسعود ترکمن، حمید نجاری و رضا رسولی
- ۱۲۸-۱۴۴ برسی تاثیرات دمایی بر روی نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه در یک میکروسیستم ساخته شده از عایق‌های توپولوژیک  
زهرا نصیری، مطهره عالی و فاطمه تاجیک
- ۱۴۵-۱۵۹ شوک‌ها و انتقال انرژی در جت‌های اتمسفر خورشید  
زهرا هاشمی‌پور، سهیل واشقانی فراهانی و امیر قلعه
- چکیده مقالات به انگلیسی

به نام خدا



فصلنامه علمی

# فناوری کاربردی ایران

سال چهاردهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳



فصلنامه علمی

## فیزیک کاربردی ایران

سال سیزدهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳  
صاحب امتیاز: معاونت پژوهشی دانشگاه الزهرا  
مدیر مسئول: سعیده شعاری نژاد، دانشیار دانشگاه الزهرا  
سردبیر: عزیزاله شفیع خانی، استاد دانشگاه الزهرا

اعضای هیأت تحریریه:

داود درانیان، فیزیک پلاسماء، استاد دانشگاه آزاد اسلامی  
 محمود رضا روحانی، فیزیک پلاسماء، دانشیار دانشگاه الزهرا  
 فاطمه شجاعی باعینی، فیزیک گرانش، استاد دانشگاه تهران  
 عزیزاله شفیع خانی، نانوفیزیک، استاد دانشگاه الزهرا  
 فاطمه شهشهانی، فیزیک لیزر، دانشیار دانشگاه الزهرا  
 مرتضی فتاحی، ژئوفیزیک، دانشیار دانشگاه تهران  
 طیب کاکاوند، فیزیک هسته‌ای، استاد دانشگاه بین‌المللی امام خمینی قزوین  
 عبدالله مرتضی علی، فیزیک ماده چگال، استاد دانشگاه الزهرا  
 عزالدین مهاجرانی، فیزیک فوتونیک، استاد دانشگاه شهید بهشتی  
 ترانه وظیفه‌شناس، فیزیک ماده چگال، دانشیار دانشگاه شهید بهشتی

ناشر: معاونت پژوهشی دانشگاه الزهرا

دبیر اجرایی: مریم امیری خواه

ویراستار: فاطمه رستمیان

صفحه‌آرای: مریم امیری خواه

ترتیب انتشار: فصلنامه

این نشریه به موجب نامه شماره ۱۳۹۲۰۳ مورخ ۱۳۹۰/۰۷/۲۵ از وزارت علوم، تحقیقات و فناوری  
مجوز انتشار دارد.

نشانی: تهران، ونک، ده و نک، دانشگاه الزهرا، معاونت پژوهشی، کد پستی ۱۹۹۳۸۹۳۹۷۳

Email: [ajap@alzahra.ac.ir](mailto:ajap@alzahra.ac.ir)

شایپا الکترونیکی: ۰۵۱-۰۷۸۳-۲۷۸۳

## راهنمای نویسنده‌گان

مجله فیزیک کاربردی ایران، مجله‌ای با داوری همتاست، که بستره برای انتشار دستاوردهای پژوهشی محققان در حوزه فیزیک کاربردی به زبان فارسی ایجاد می‌کند. این مجله از تحقیقات و پژوهش‌های اصیل استقبال می‌کند. مقالات ممکن است از حوزه‌های نظری گرفته تا آزمایش‌های تجربی و شیوه‌سازی‌های سامانه‌های فیزیکی با رهیافت‌های متنوع، یا مشاهدات جدید را گزارش کند.

### قبل از تحويل به مجله اطمنان حاصل کنید که:

- ۱) یک نفر نویسنده مسئول معرفی شود.
- ۲) ریانامه و وابستگی سازمانی افراد به صورت دقیق آماده شده باشد.
- ۳) مقاله در نرم‌افزار ورد تایپ شده باشد و حتماً فایل مقاله در قالب ورد ارسال شود.
- ۴) مشخصات نویسنده‌گان و وابستگی سازمانی آنان هم به فارسی و هم به انگلیسی در فایل جداگانه در قالب ورد ارسال شود.

### اصول اخلاقی

- ۱) مقاله قبل از نشریه دیگری چاپ نشده باشد (مگر به صورت چکیده یا بخشی از سخنرانی یا رسالت دانشگاهی) و هم‌زمان با این مجله به مجلة دیگری ارسال نشده باشد.
- ۲) نویسنده‌گان تعهد می‌کنند که بعد از چاپ نیز مقاله را به مجلة دیگری که فارسی باشد ارسال نکنند.
- ۳) تمامی نویسنده‌گان باید هر رابطه مالی و شخصی را با افراد و سازمان‌های دیگر، که به مقاله ایشان مربوط می‌شود، در نامه همراه به صورت شفاف شرح دهند.
- ۴) تمامی نویسنده‌گان باید در مقاله سهم اساسی داشته باشند و همکنی باید از ترتیب و فهرست نویسنده‌گان آگاه باشند.
- ۵) دقت کنید که حذف و اضافه یا تغییر دادن ترتیب نویسنده‌گان و نیز تغییر نویسنده مسئول پس از پذیرش نهایی مجاز نیست.

### تدوین مقاله

#### زبان مقاله

- ۱) متن مقاله به زبان فارسی نوشته می‌شود.
- ۲) چکیده و نام نویسنده‌گان و نشانی ایشان و کلیدواژه‌ها به فارسی و انگلیسی تهیه شود.

#### حروف چینی و تکارش مقاله

- ۳) مقاله به زبان فارسی و در نرم‌افزار مایکروسافت ورد در صفحه A4 تایپ شود. عنوان مقاله با قلم زر پرنگ ۱۶، چکیده انگلیسی با قلم تایمز ۱۲، اسمی نگارندگان با قلم زر ۱۲ تایپ شود. قلم زر معمولی ۱۲ برای

- متن مقاله به کار برده شود. فواصل خطوط در متن فارسی و انگلیسی ۱ باشد و تمام صفحات شماره‌گذاری شود. حاشیه‌ها از هر طرف ۲.۵ سانتی‌متر باشد.
- (۴) کل مقاله بیش از پیست صفحه نباشد.
  - (۵) حتماً فایل word مقاله ارسال شود.
  - (۶) مشخصات نویسنده‌گان و وابستگی سازمان کامل آنان باید به زبان فارسی و انگلیسی در یک فایل word جدایگانه ارسال شود.
  - (۷) عنوان مقاله باید کوتاه و رسا باشد.
  - (۸) چنانچه ارائه کننده مقاله دانشجو باشد، نام استاد راهنمای دانشجو نیز باید ذکر شود.
  - (۹) چکیده فارسی و انگلیسی مقاله باید شامل مطالب مهم یافته‌های تحقیق باشد و از ۲۵۰ کلمه تجاوز نکند. ضروری است نویسنده‌گان واژگان کلیدی (سه تا پنج واژه) را در انتهای چکیده فارسی و انگلیسی درج نمایند.
  - (۱۰) متن مقاله به ترتیب باید شامل بخش‌های مقدمه، روش کار (مواد، دستگاه‌ها و روش‌ها)، نتایج، بحث و نتیجه‌گیری، منابع و تقدیر و تشکر باشد.
  - (۱۱) بهتر است برای بیان اوزان از سیستم متريک استفاده شود. در غیر این صورت واحدها در آغاز مقاله باید و با حروف نوشته شود.
  - (۱۲) استفاده از جدول وقتی مجاز است که درج اطلاعات به دست آمده در متن به راحتی میسر نباشد. عنوان جدول در بالای جدول نوشته شده و گویا باشد، به نحوی که نیاز به مراجعته به متن مقاله نباشد، اختصارات و علائم متن جدول باید در زیرنویس مشخص شود.
  - (۱۳) عکس‌ها باید اصل و ترجیحاً سیاه و سفید باشد. توصیه می‌شود عکس‌های میکروسکوپ الکترونی به طور مجزا به صورت JPEG تهیه و ارسال گردد. تمام شکل‌ها باید دارای عنوان باشند و به ترتیب شماره‌گذاری در متن ذکر شوند.
  - (۱۴) کلیه جدول‌ها و نمودارها باید رسم شود و عکس نباشد.
  - (۱۵) بخش تقدیر و تشکر به انتهای مقاله اضافه شود، تقدیر لزوماً از حامی مالی نیست.

#### منابع:

- (۱۶) منابع در انتهای مقاله با قلم تایمز ۹ مطابق دستور کار زیر به روش APA آورده شوند:
    - **کتاب:** چگونگی آوردن کتاب‌ها در بخش مراجع به ترتیب زیر است:
      - نام خانوادگی و نام نویسنده، عنوان کتاب و ناشر آن، محل نشر، نوبت چاپ، شماره صفحه و سال انتشار
- Crano J.C. and Guglielmetti R.J., *Organic Photochromic and Thermochromic Compounds: Main Photochromic Families*, 1st ed. Kluwer Academic, Boston, 1, 1-9, 2002.
- *Industrial Biofouling: Detection, Prevention and Control*, Walker J., Surman S. and Jass J. (Eds.), John Wiley and Sons, New York, 57-63, 2000.

• **مقاله‌ها:** نحوه آمدن مقاله‌ها به ترتیب زیر است:

نام خانوادگی و نام نویسنده، عنوان مقاله، نام مجله، شماره جلد، صفحه‌های ابتدایی و انتهایی مقاله، سال انتشار و کد DOI.

- Keyvan Rad J., Mahdavian A.R., Salehi-Mobarakeh H., and Abdollahi A., FRET Phenomenon in Photoreversible Dual-Color Fluorescent Polymeric Nanoparticles Based on Azocarbazole/Spiropyran Derivatives, *Macromolecules*, **49**, 141-152, 2016, <https://doi.org/10.1021/acs.macromol.5b02401>.

• **مجموعه مقالات**

- Khoubi-Arani Z. and Mohammadi N., Thermodynamically Controlled Assemblies of Hard/Soft Polymeric Nanoparticles for Mechanical Waves and Shock Absorption, *Proceeding of 12<sup>th</sup> International Seminar on Polymer Science and Technology*, Islamic Azad University, Tehran, 2-5 November, 2016.

• **پایان‌نامه‌ها**

- Doddapaneni V., The Polymer-Based Nanocomposites for Electrical Switching Applications, PhD Thesis, School of Engineering Sciences, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 2017.

• **ثبت اختراع**

- Chin D.A. and Irvin D.J., Actuator Device Utilizing a Conductive Polymer Gel, US Pat.6,685,442, 2004.

• **تارنما**

- Mauritz K., Sol-gel , <http://www.psrc.usm.edu/mauritz/solgel.htm>, Available in 13 February 2005.

• **استانداردها**

- Standard Test Method for Solidification Point of BPA, Annual Book of ASTM Standard, **06.04**, D 4493-94, 2000.

منابع غیرانگلیسی نیز باید به انگلیسی ترجمه شود و زبان اصلی منبع در پایان هر منبع داخل پرانتز ذکر شود؛ برای مثال برای منابع فارسی ترجمه شده به انگلیسی در پایان عبارت (in Persian) در پرانتز درج شود.

## فهرست مطالب

- تک لایه های دوبعدی (I) MnSX (X= Cl, Br, I) با فرومغناطیس ذاتی و نیمه فلزی  
مارال آزمونفر، محمود رضایی رکن آبادی و سید محسن مدرسی سریزدی
- اثر قطبش لیزر فمتو ثانیه در تولید هماهنگ های مرتبه بالا از مولکول فرمالدهید  
الناز ایرانی، زهرا حسینی و محمد منفرد
- گرادیومتر اتمی برای ثبت سیگنال شبیه سازی مغز انسان در فضای بدون حفاظ  
مغناطیسی  
محمد مهدی طهرانچی، رضا سدیان، ملیحه رنجبران، سید محمدحسین خلخالی و سیده مهری  
حمیدی سنگدهی
- بررسی عملکرد توان الکتریکی دستگاه موج شوک و انفجار سیم آلومینیومی در یک  
محیط آبی  
محمد صالح گودرزی، وحید غفوری، فرهاد اسدیان، حمید کریمی، محمدرضا رحیمی و نادر  
مزینانی
- طراحی و ساخت تشدیدگر V- شکل در دستگاه بیناب نمایی جذبی لیزری OFCEAS  
وحیده ققیه‌ی، محمدرضا رشیدیان وزیری و حسین رزاقی
- تقویت کننده خطی بدون نوفه مبتنی بر قیچی کوانتمومی سه - فوتون با مانستگی بالا  
خاطره جعفری، مجتبی گلشنی و علیرضا بهرامپور
- ساخت و مشخصه یابی فانوذرات نقره ثبت شده روی اکسید گرافین و بررسی اثر تابش  
فرابنش بر رفتار غیرخطی آنها  
خدیجه اسماعیلی، مسعود ترکمن، حمید نجاری و رضا رسولی
- بررسی تاثیرات دمایی بر روی نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه در یک میکروسیستم ساخته  
شده از عایق های توپولوژیک  
زهراء نصیری، مطهره عالی و فاطمه تاجیک
- شوک ها و انتقال انرژی در جت های اتمسفر خورشید  
زهره هاشمی پور، سهیل واشقانی فراهانی و امیر قلعه

چکیده مقالات به انگلیسی



## تک لایه های دوبعدی MnSX (X= Cl, Br, I)

### با فرومغناطیس ذاتی و نیمه فلزی<sup>۱</sup>

مارال آزمونفر<sup>\*</sup>, محمود رضایی رکن آبادی<sup>۲</sup> و سید محسن مدرسی سریزدی<sup>۳</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۶/۱۸

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۱۱/۰۵

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۱۲/۱۷

سال چهاردهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳

صفحه ۲۲ - ۷

#### چکیده:

ویژگی های ساختاری، پایداری، ویژگی های الکترونی و مغناطیسی تک لایه های دوبعدی ژانوس  $MnSX$  ( $X = Cl, Br, I$ ) با استفاده از محاسبات اصول اولیه قطبش اسپینی به کمک نظریه تابعی چگالی مورد مطالعه قرار گرفت. با محاسبه طیف فotonی تک لایه های ژانوس منگنز سولفید هالید پایداری دینامیکی آنها تأیید شد. همچنین با مطالعه ساختار الکترونی این تک لایه های ژانوس نشان داده شد که این تک لایه های نیمه فلز با شکاف نیمه فلزی کمایش بزرگی می باشند، که سبب قطبش اسپینی صدرصد در این تک لایه های می شود. همچنین با محاسبات تابعی چگالی غیرخطی نشان داده شد که تک لایه های ژانوس منگنز سولفید هالید دارای حالت پایه فرومغناطیس می باشند و محور آسان مغناطش آنها درون صفحه تک لایه ها قرار دارد. شدت ناهمسانگردی مغناطیسی تک لایه های ژانوس با افزایش جرم اتمی اتم های هالید، به دلیل قوی تر شدن جفت-شدگی اسپین-مدار و نامتقارن تر شدن ساختار، افزایش می باشد. همچنین با معرفی هامیلتونی ناهمسانگرد اسپینی هایزنبیرگ و تبدیلات مرتبه اول هولشتین-پریماکوف، دمای کوری این تک لایه ها به وسیله محاسبات خودسازگار مغناطش به عنوان تابعی از دما تخمین زده شد. یافته های نظری بدست آمده در این پژوهش، گروه جدیدی از مواد مغناطیسی دو بعدی برای کاربرد در زمینه اسپین ترونیک را ارائه می دهند. **واژگان کلیدی:** تک لایه های منگنز سولفید هالید، فرومغناطیس، ناهمسانگردی مغناطیسی، دمای کوری.

<sup>۱</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.44911.1350>

دانش آموخته دکتری، گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران (نویسنده مسئول). Email: ma.azmoonfar@mail.um.ac.ir

استاد، گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران. Email: roknabad@um.ac.ir

استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران. Email: m.modarresi@um.ac.ir



## ۱. مقدمه

از زمان کشف گرافن تک لایه، مواد واندروالس دو بعدی مختلفی به دلیل ویژگی‌های منحصر به فرد آنها مورد کاوش قرار گرفته‌اند. از بین انواع رفتار مواد که در مواد دوبعدی مشاهده و مطالعه شده است، تا مدت‌ها نظم مغناطیسی دور برد ذاتی غایب بود. تحقق نظم فرومغناطیس دور برد در بلورهای واندروالس دوبعدی، همراه با ویژگی‌های الکتریکی و نوری قوی‌شان، می‌تواند منجر به کاربردهای مغناطیسی، مغناطوالکتریکی و مغناطونوری جدید شوند. پیش‌بینی می‌شود، طیف گستردگی از ویژگی‌هایی که پیش از این غیرقابل دستیابی بودند، در بلورهای مغناطیسی دو بعدی کشف شوند، که می‌تواند منجر به کاربردهایی چون اسپین‌ترونیک کم‌صرف، ارتباطات نوری روی تراشه و محاسبات کوانتمی شوند [۱].

نظریه مرمن- واگنر<sup>۱</sup> برای الگوی هایزنبرگ<sup>۲</sup> نشان داد که تقارن‌های پیوسته، یعنی مغناطیس در الگوی هایزنبرگ، در سامانه‌های دو بعدی در دمای بالای نقطه صفر مطلق نمی‌توانند شکسته شوند. چرا که نوسانات گرمایی هر حالت منظم که سعی می‌کند تشکیل شود را از بین می‌برند [۲]. با این حال، در عمل حتی یک ناهمسانگردی مغناطیسی بلوری کوچک، نظم مغناطیسی را در دمای پایین تثیت می‌کند. منشأ اصلی ناهمسانگردی مغناطیسی بلوری، جفت‌شدن اسپین- مدار در حضور میدان بلوری است [۳ و ۴]. جفت‌شدنگی اسپین - مدار<sup>۲</sup> (SOC)، برهم‌کنش الکترومغناطیسی بین اسپین و میدان مغناطیسی ایجاد شده با استفاده از حرکت مداری الکترون می‌باشد. در اتم‌های سنگین این برهم‌کنش قوی‌تر می‌باشد، زیرا میدان مغناطیسی درونی اتم قوی‌تر است. SOC همچنین نقش مهمی در ویژگی‌های الکترونی، نوری و مغناطیسی مواد دارد. از راه جفت‌شدنگی اسپین- مدار می‌توان راستای اسپین را به جهت شبکه بلوری قفل کرد که منبع مهمی برای ناهمسانگردی مغناطیسی سامانه می‌باشد. از این رو، برای مشخص کردن انرژی ناهمسانگردی مغناطیسی بلوری یک ماده نیاز به ساختارهای الکترونی بسیار دقیق و رفتار مناسب هامیلتونی جفت شدنگی اسپین- مدار ( $\bar{S} \propto H^{SOC}$ ) می‌باشد. بر اساس الگوی برونو<sup>۳</sup>، ناهمسانگردی مغناطیسی بلوری متناسب با شدت جفت‌شدنگی اسپین- مدار و اختلاف بین تکانه اوربیتالی مغناطیسی عمود بر صفحه و در صفحه تک‌لایه می‌باشد. بنابراین ثابت جفت‌شدنگی اسپین- مدار بزرگ، که در عناصر سنگین وجود دارد، کلید بدست آوردن ناهمسانگردی مغناطیسی بلوری بزرگ می‌باشد [۵].

<sup>1</sup> Mermin- Wagner

<sup>2</sup> Spin- Orbit coupling

<sup>3</sup> Bruno model



لادو<sup>۱</sup> و همکارش در سال ۲۰۱۷ به مطالعه منشأ ناهمسانگردی مغناطیسی در تک لایه دو بعدی CrI<sub>3</sub> پرداختند. آن‌ها بررسی کردند که انرژی ناهمسانگردی مغناطیسی چگونه با تغییر جفت شدگی اسپین-مدار در دو اتم کروم و ید به صورت جداگانه، تغییر می‌کند. نتایج نشان دادند که انرژی ناهمسانگردی مغناطیسی به صورت غالب از جفت شدگی اسپین-مدار در اتم‌های ید ناشی می‌شود [۳].

اولین بلور مغناطیسی دو بعدی که اوایل ۲۰۱۷ ساخته شد، CrI<sub>3</sub> با دمای ۴۵ کلوین می‌باشد [۶]. مطالعات تجربی سال‌های کنونی گزارش کرده‌اند که دو تک لایه VSe<sub>2</sub> [۹] و MnSe<sub>2</sub> [۱۰] از خانواده فلزات واسطه دو کالکوژن<sup>۲</sup> (TMD)، نظام فرمغناطیس در دمای اتاق نشان می‌دهند. تک لایه‌های فلزات واسطه دو کالکوژن، دارای فرمول شیمیایی MX<sub>2</sub> می‌باشند. این تک لایه‌ها براساس پیکربندی اتمی می‌توانند به صورت همه جانبه در دو فاز اصلی، فاز منشوری تریگونال (1H) با تقارن گروه نقطه‌ای D<sub>3h</sub> و فاز اکتاہدرال (1T) با تقارن D<sub>3d</sub> تشکیل شوند [۱۱ و ۱۲]. MX<sub>2</sub> ها از سه صفحه اتمی تشکیل شده‌اند، یک لایه از اتم‌های فلز واسطه که بین دو لایه از اتم‌های کالکوژن پوشانده شده است. هر اتم فلز واسطه به وسیله ۶ اتم کالکوژن همسایه احاطه می‌شود، که یک واحد اکتاہدرال MX<sub>6</sub><sup>۳</sup> را تشکیل می‌دهند. باخته یکه هر دو پیکربندی شامل ۳ اتم می‌باشد. این تک لایه‌ها در صفحه به صورت ذاتی نامتقارن هستند و در راستای عمود بر صفحه کاملاً متقارن می‌باشند. در نتیجه ویژگی‌های الکترونی و نوری و مغناطیسی متمایزی نشان می‌دهند [۱۳ و ۱۴]. شکسته شدن تقارن ساختاری خارج از صفحه می‌تواند منجر به پدیده‌های جالبی چون انتقال فاز، فروالکتریکی و مغناطیس شود [۱۵-۱۷]. تقارن خارج از صفحه در تک لایه‌های TMD را می‌توان با جایگذاری اتم کالکوژن صفحه پایینی با اتم متفاوت شکست، که به این نوع ساختارها تک لایه‌های ژانوس<sup>۴</sup> می‌گویند. تک لایه‌های ژانوس TMD به کمک کنترل استوکیومتری شیمیایی دو اتم کالکوژن با موفقیت ساخته شده‌اند [۱۸-۲۳]. در سال ۲۰۱۷، یک روش مصنوعی برای رشد تک لایه‌های ژانوس MoSSe گزارش شد، که تقارن خارج از صفحه به وسیله جایگزین کردن اتم‌های S لایه بالا به صورت کامل با اتم‌های Se می‌شکند. ساختار ژانوس MoSSe، مستقیماً با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبیشی<sup>۵</sup> و طیف سنجی فوتوالکترون اشعه ایکس وابسته به انرژی<sup>۶</sup> مورد

<sup>۱</sup> J L Lado

<sup>۲</sup> Transition- Metal dichalcogenide

<sup>۳</sup> Janus monolayers

<sup>۴</sup> Scanning transmission electron microscopy

<sup>۵</sup> Energy-dependent X-ray photoelectron spectroscopy



تایید قرار گرفته است و حضور دوقطبی‌های عمودی به علت الکترونگاتیوی متفاوت اتم‌های کالکوژن، نیز اثبات شده است [۲۴ و ۲۵].

برخلاف تکلایه‌های TMD متداول، فرمول شیمیایی تکلایه‌های ژانوس TMD، به صورت  $M_{XY}$  می‌باشد، که  $M$  فلز واسطه،  $X$  و  $Y$  اتم‌های کالکوژن متفاوت می‌باشند. صفحه شامل فلز واسطه توسط دو لایه شامل اتم‌های کالکوژن متفاوت ساندویچ می‌شود. تقارن عمودی شکسته شده از اختلاف الکترونگاتیوی اتم‌های  $X$  و  $Y$  سرچشم می‌گیرد و سبب ایجاد میدان الکتریکی عمودی می‌شود. در نتیجه موج پدیدار شدن ویژگی‌های الکترونی، مغناطیسی و نوری جالب می‌شود و فرصت‌های جدید برای کاربردهای آینده ارائه می‌دهد [۲۶-۲۹]. معرفی تکلایه‌های جدید با فرو MGMATPIS ذاتی یکی از چالش‌های فیزیک مواد دوبعدی است. روش‌های محاسباتی مختلفی برای مطالعه ویژگی‌های الکتریکی و مغناطیسی مواد دو بعدی از جمله روش تنگ بست<sup>۱</sup> (TB)، نظریه<sup>۲</sup> (DFT) و مونت کارلوی کوانتمی<sup>۳</sup> (QMC) وجود دارند. در این پژوهش با استفاده از محاسبات اصول اولیه به وسیله نظریه تابعی چگالی برای اولین بار ساختار، پایداری، ویژگی‌های الکترونی و مغناطیسی تکلایه‌های ژانوس منگنز سولفید هالید مورد مطالعه قرار گرفت. محاسبات نشان دادند که تکلایه‌های ژانوس منگنز سولفید هالید از نظر دینامیکی و انرژی پایدار می‌باشند و این تکلایه‌های ژانوس نیم‌فلز و دارای فرو MGMATPIS ذاتی با ناهمسانگردی درون-صفحه‌ای می‌باشند.

## ۲. الگو و روش محاسبات

محاسبات اصول اولیه قطبش اسپینی به وسیله نظریه تابعی چگالی با استفاده از کد کوانتم اسپرسو<sup>۴</sup> [۳۰] انجام شد. برای توصیف برهم کنش همبستگی - تبادلی میان الکترون‌ها از تقریب شب تعمیم یافته<sup>۵</sup> (GGA) با تابعی PBE<sup>6</sup> استفاده شد. از آنجایی که مبنای این تقریب، تقریب گاز همگن و رفتار غیرجاگزیده الکترون‌ها می‌باشد، از این رو، این تقریب در بررسی دستگاه‌های همبسته قوی موفق عمل نمی‌کند. بنابراین برای بررسی رفتار حقیقی الکترون‌های جاگزیده در اوربیتال‌های  $d$  و  $f$  از رهیافت DFT با کمیت هابارد<sup>۷</sup> U (DFT+U) استفاده می‌شود [۱۳ و ۱۴] ، که دافعه کولنی

<sup>۱</sup> Tight-binding

<sup>۲</sup> Density functional theory

<sup>۳</sup> Quantum Monte Carlo

<sup>۴</sup> Quantum ESPRESSO

<sup>۵</sup> Generalized gradient approximation

<sup>۶</sup> Perdew–Burke Ernzerhof

<sup>۷</sup> Hubbard



درون جایگاهی الکترون-الکترون مؤثری برای اوریتال‌های d اعمال می‌کند. برای در نظر گرفتن اثر همبستگی قوی الکترون‌ها در اریتال‌های d از روش U=GGA+U<sub>3/9</sub> eV با U=Mn برای اتم Mn که در گزارش‌های قبلی امتحان شده است [۳۱] استفاده شد. ساختارهای بهینه شده به کمک مشخص کردن تمام موقعیت‌های اتمی و پارامترهای شبکه با استفاده از الگوریتم شبیه نیوتون BFGS<sup>1</sup> تا زمانی که تمام نیروهای واردۀ روی هر اتم کوچکتر از ۰/۰۱ eV/Å باشد، بدست آمد. شبکه‌بندی منطقه بریلوئن توسط روش مونخورست-پک<sup>۲</sup> انجام شد و بهینه تعداد نقاط K برای یاخته یکه ۲۵×۲۵×۱ و برای ابر یاخته دو در دو ۹×۹×۱ در نظر گرفته شد. بهینه انرژی قطعه برای بسط تابع موج بر حسب امواج تخت برابر ۱۰/۸۸ eV می‌باشد. میزان همگرایی برای به کمینه رساندن انرژی کل بین دو مرحله متوالی ۱۰<sup>-۹</sup> الکترون ولت تنظیم شده است. همچنین شرایط مرزی تناوبی در دو جهت هم راستا با صفحه لحاظ شده و به منظور پرهیز از برهم‌کنش بین تصویر یاخته یکه‌های تناوبی، خلاء‌ی به فاصله ۱۵ آنگستروم در راستای عمود بر صفحه دو بعدی در نظر گرفته شده است. منحنی پاشندگی فونونی این مواد را با استفاده از نظریه اختلالی تابعی چگالی<sup>۳</sup> (DFPT) رسم شد [۳۲]. برهم‌کنش بین اسپین-ها بر اساس الگوی ناهمسانگرد هایزنبرگ بیان می‌شود:

$$H = -\frac{J}{2} \sum_{i,j} S_i \cdot S_j - \frac{\delta}{2} \sum_{i,j} (S_i^z S_j^z) - \frac{\Gamma}{2} \sum_{i,j} (S_i^x S_j^x - S_i^y S_j^y) \quad (1)$$

که J پارامتر جفت شدگی تبادلی بین Si و Sj است، جمله دوم ناهمسانگردی مغناطیسی عمود بر صفحه را نشان می‌دهد که  $\delta > 0$  با محور آسان خارج از صفحه متناظر می‌باشد و اگر  $\delta < 0$  محور آسان در صفحه واقع است، و جمله سوم ناهمسانگردی مغناطیسی در صفحه XY رو بیان می‌کند و  $\Gamma$  کمیت برهم‌کنش بین اسپین‌ها در صفحه می‌باشد. این کمیت‌ها را می‌توان با استفاده از نگاشت محاسبات غیر خطی اصول اولیه محاسبه کرد [۳۳]:

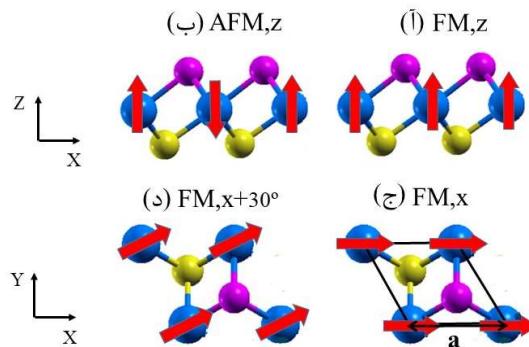
$$\begin{aligned} J + \delta &= (E_{AFM,z} - E_{FM,z}) / 4S^2 \\ \delta &= (E_{FM,y} + E_{FM,x} - 2E_{FM,z}) / 6S^2 \\ \Gamma &= 2(E_{FM,x+30^\circ} - E_{FM,x}) / 3S^2 \end{aligned} \quad (2)$$

<sup>1</sup> Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno

<sup>2</sup> Monkhorst-Pack

<sup>3</sup> Density functional perturbation theory

که در آن‌ها،  $S$  اسپین اتم Mn و  $E_{AFM,\beta}$   $E_{FM,\alpha}$  (آن‌تی فرومغناطیس) با گشتاور مغناطیسی در راستای  $\alpha$  ( $\beta$ ) می‌باشند که در شکل (۱) نشان داده شده است.



شکل ۱ پیکربندی اسپین برای تعیین کمیت‌های هامیلتونی اسپینی ناهمسانگرد. نمای جانبی (آ) و (ب) و بالایی (ج و د) تک لایه‌های  $MnSx$  در فاز  $T=0$ ؛ کره‌های آبی، زرد و بنفش به ترتیب مربوط به اتم‌های Mn، S و X می‌باشد. (ج) یاخته یکه ساختار و پارامتر شبکه نشان داده شده است.

برای بررسی پایداری گرمایی نظم مغناطیسی، هامیلتونی هایزنبرگ (رابطه (۱)) به وسیله تبدیلات هولشتین-پریماکوف<sup>۱</sup> به یک هامیلتونی بوزونی تبدیل می‌شود. برای حالتی که محور آسان در صفحه قرار دارد، عملگرهای اسپینی به این صورت نوشته می‌شود [۳۳] :

$$\begin{aligned} S_i^+ &= a_i^\dagger \sqrt{2S - a_i^\dagger a_i} \\ S_i^- &= \sqrt{2S - a_i^\dagger a_i} a_i \\ S_i^x &= a_i^\dagger a_i - S \end{aligned} \quad (3)$$

در حالی که،  $S_i^\pm = -S_i^z \pm iS_i^y$  عملگرهای نرdbانی اسپینی است. با در نظر گفتن تقریب مرتبه اول تبدیلات هولشتین-پریماکوف، یعنی  $S_i^+ \approx a_i^\dagger \sqrt{2S}$  و  $S_i^- \approx a_i \sqrt{2S}$ ، بعد از تبدیل فوریه عملگرهای خلق و فنا، هامیلتونی به صورت زیر باز نویسی می‌شود.

$$H = E_0 + \sum_k \hbar \omega_k a_k^\dagger a_k + \sum_k \Delta_k (a_k a_{-k} + a_k^\dagger a_{-k}) \quad (4)$$

<sup>۱</sup> Holstein–Primakoff transformation



که برای ساختار شش‌گوشی،  $\hbar\omega_k = 6S(J+\Gamma)+S(-2J+\Gamma-\delta)f(k)$  قسمت قطری،  $\Delta_k = -\frac{1}{2}S(\delta+\Gamma)f(k)$  قسمت هامیلتونی بوزونی، و  $f(k) = \cos k_x a + 2\cos(\frac{1}{2}k_x a)\cos(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a)$  عامل ساختار شبکه هگزاگونال می‌باشد. هامیلتونی رابطه (۴) را می‌توان با تبدیلات یکانی قطری کرد، در نتیجه رابطه پراکندگی زیر برای مگنون‌ها بدست می‌آید [۳۳]:

$$E(k) = \sqrt{(\hbar\omega_k)^2 - 4(\Delta_k)^2} \quad (5)$$

با توجه به رابطه (۵)، انرژی مگنون با اسپین متناسب است، اما مستقل از دما می‌باشد. برای بررسی رفتار گرمایی اسپین‌ها، باید دما را نیز در نظر گرفت. برای این کار مطابق با کار لادو و همکارش [۳]، رابطه پاشندگی مگنون را به وسیله مغناطش وابسته به دما ( $M(T)$ ) نسبت به اسپین (S) بازبینجارش می‌شود،

$$E(k,T) = E(k)\left(\frac{M(T)}{S}\right) \quad (6)$$

هر مگنون برانگیخته گشتاور اسپین کل را به وسیله یک واحد گشتاور زاویه‌ای کاهش می‌دهد، (یعنی اسپین کل از  $S - \langle n_k \rangle$  کاهش می‌دهد). که  $\langle n_k \rangle$  میانگین جمعیت مگنون‌ها در تعادل گرمایی در یک دمای معین می‌باشد، که به وسیلهتابع توزیع بوز-انیشتین داده می‌شود. وابستگی دمایی مغناطش به وسیله حل خودسازگار انرژی پاشندگی مگنون و مغناطش می‌تواند بدست آید [۳ و ۳۳]

$$M(T) = S - \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{BZ} \frac{d^2 k}{\exp(\beta E(k) \frac{M(T)}{S}) - 1} \quad (7)$$

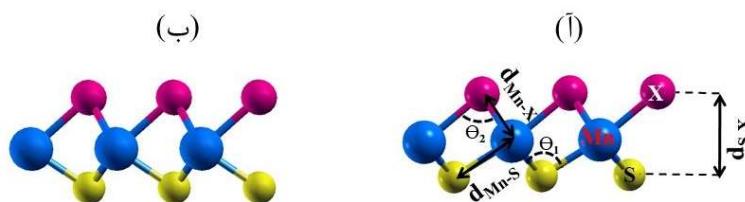
که  $\beta = (k_B T)^{-1}$  است. دمای کوری به صورت دمایی که در آن  $M(T) = S/2$  می‌باشد، تعریف می‌شود.

### ۳. نتایج محاسبات

در تکلایه‌های ژانوس منگنز سولفید هالید، لایه‌های بالا و پایین صفحه شامل اتم منگنز از اتم سولفید و اتم‌های هالید تشکیل شده‌اند و ساختار در راستای عمودی کاملاً نامتقارن می‌باشد. در ابتدا اختلاف انرژی یاخته یکه فرمغناطیس فازهای  $T$  و  $H$  تکلایه‌های ژانوس  $E = E_{H^-} - E_{MnSX}$



$E_T$ ) که در شکل (۲) نشان داده شده است، محاسبه شد. همانطور که در جدول (۱) گزارش شده است، برای تمام تک لایه ها مقدار انرژی لازم برای گذار بین دو فاز تقریباً برابر ۹ الکترون ولت به ازای یاخته یکه می باشد، در نتیجه فاز  $T_1$  از نظر انرژی برتری است. همانطور که دیده می شود اختلاف انرژی بین این دو فاز اتمی در این ساختارها با افزایش جرم اتمی هالیدها کاهش می یابد. مقادیر ثابت شبکه، طول و زاویه پیوندها، و ضخامت لایه برای ساختار بهینه شده این تک لایه های ژانوس در جدول (۱) آمده است.



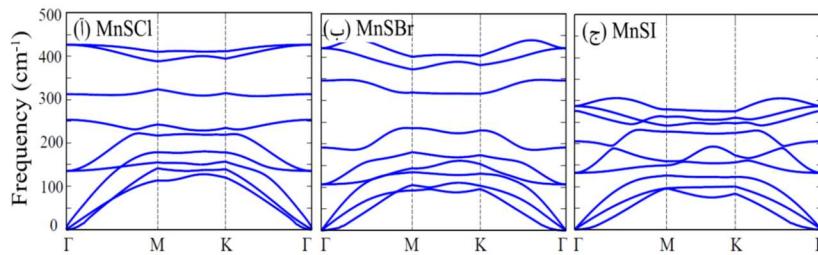
شکل ۲ نمای جانبی تک لایه  $MnSX$  (T) فاز  $T_1$  و (ب) H<sub>1</sub>. کره های آبی، صورتی و زرد به ترتیب اتم های منگنز، سولفید و هالوژن هستند.

پایداری دینامیکی تک لایه های ژانوس  $MnSX$  در فاز T با استفاده از محاسبات فونونی بررسی شد. برای این کار فرکانس های مدهای نوسانی تک لایه  $MnSX$  بهینه شده در فاز T برای همه نقاط K در منطقه اول بریلوئن محاسبه شد. یک ساختار تنها زمانی پایدار است که فرکانس های محاسبه شده همه مدهای فونونی در منطقه اول بریلوئن، مثبت باشند. به عبارت دیگر فرکانس های موهومندی نشان دهنده بی ثباتی ساختار هستند.

در شکل (۳)، شاخه های فونون محاسبه شده برای ساختارهای I در فاز T  $MnSX$  ( $X=Cl, Br, I$ ) در نشان داده شده است. چون در یاخته یکه قراردادی یک اتم منگنز و دو اتم سولفید و هالید وجود دارد، بنابراین طیف فونون شامل ۹ شاخه فونونی است، که ۳ شاخه صوتی (صوتی عرضی (TA)، صوتی طولی (LA) و صوتی عرضی خارج از صفحه (ZA) و ۶ شاخه نوری می باشند. همه ساختارها دارای فرکانس های مثبت در منطقه اول بریلوئن می باشند. در تک لایه ها با سبک تر شدن اتم های X نوارهای Mn-X بیشتر یونی می شوند، در نتیجه در ساختارهای  $MnSX$  پهنانی شاخه های صوتی از  $120\text{ cm}^{-1}$  به  $150\text{ cm}^{-1}$  افزایش می یابد، و بالاترین فرکانس مدهای نوری نیز با تغییر X از I به Cl نزدیک به صفر دارای پراکندگی خطی می باشند. در حالی که مدهای عرضی خارج از صفحه (ZA)



پراکندگی سهمی وار به دلیل فروپاشی سریع ثابت‌های نیروی عرضی نشان می‌دهند که یک مشخصه از پاشندگی فونونی در بلورهای لایه‌ای است که به صورت آزمایشگاهی دیده شده است [۳۴-۳۶].



شکل ۳ پراکندگی فونونی تک لایه‌های MnSX

**جدول ۱** اختلاف انرژی بین فاز H و T (E<sub>H</sub>-E<sub>T</sub>)، انرژی پیوندی به ازای یاخته یکه (E<sub>b</sub>)، طول پیوند (d<sub>Mn-X</sub>)، فاصله بین دو صفحه شامل اتم‌های سولفید و هالوژن (d<sub>S-X</sub>)، زاویه پیوند بین Θ<sub>Mn-X-Mn</sub> (Mn-X-Mn) نشان‌دهنده اتم‌های هالید (Mn) تک لایه‌های MnSX نشان دهنده اتم‌های هالید می‌باشد.

	E <sub>H</sub> -E <sub>T</sub> (eV)	E <sub>b</sub> (eV)	a (Å)	d <sub>Mn-S</sub> (Å)	d <sub>Mn-X</sub> (Å)	d <sub>S-X</sub> (Å)	Θ <sub>Mn-S-Mn</sub> (deg.)	Θ <sub>Mn-X-Mn</sub> (deg.)
MnS <sub>Cl</sub>	۰/۴۲	۱۰/۲۱	۳/۵۸	۲/۴۷	۲/۵۸	۲/۸۹	۹۳	۸۸
MnS <sub>Br</sub>	۰/۴۰	۹/۵۸	۳/۶۸	۲/۴۸	۲/۷۳	۲/۹۹	۹۶	۸۵
MnS <sub>I</sub>	۰/۳۱	۸/۹۰	۳/۸۴	۲/۴۸	۲/۹۶	۳/۰۹	۱۰۱	۸۱

برای بررسی پایداری تک لایه‌های MnSX از نظر انرژی، انرژی پیوندی این ساختارها محاسبه شد.

$$E_b = -(E(MnSX) - E(Mn) - E(S) - E(X)) \quad (8)$$

که در آن، E(MnSX) انرژی کل E(S), E(Mn) و E(X) به ترتیب انرژی اتم‌های منفرد Mn, S و X در جعبه‌ای با ابعاد  $15 \times 15 \times 15$  Å<sup>3</sup> آنگستروم می‌باشد. انرژی پیوندی تمام تک لایه‌ها در جدول (۱) گزارش شده است. همانطور که دیده می‌شود، همه انرژی‌های پیوندی از مرتبه ۹ الکترون ولت به ازای یاخته یکه می‌باشند، که نشان‌دهنده پیوند شیمیایی قوی بین اتم‌ها در این تک لایه‌ها می‌باشد.

برای مطالعه ویژگی‌های الکترونی تک لایه‌های MnSX، ساختار نوار الکترونی این ساختارها مورد بررسی قرار گرفت، که نتایج در شکل (۴) نشان داده شده است. تمام تک لایه‌ها MnSX نیمه فلز

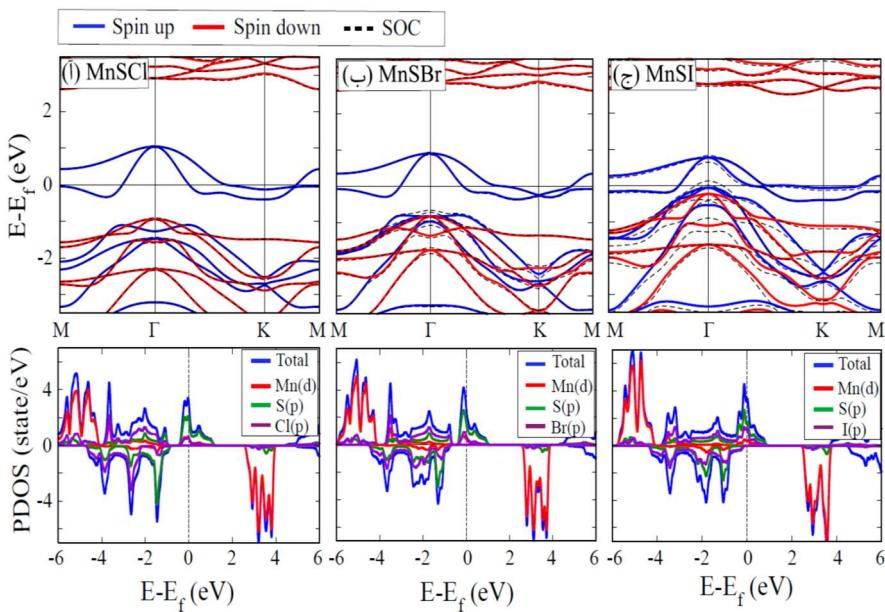
هستند و نوارهای حالت اسپین بالا انرژی فرمی را قطع می‌کنند، ولی یک شکاف انرژی بین نوارهای انرژی حالت اسپین پایین وجود دارد. مقادیر شکاف انرژی بین نوارهای انرژی حالت اسپین پایین برای تکلایه‌های MnSX در شکل (۵-آ) نشان داده شده است. همانطور که دیده می‌شود با کاهش جرم اتمی هالیدها این شکاف انرژی از  $2/74\text{ eV}$  به  $3/55\text{ eV}$  افزایش می‌یابد، که این شکاف انرژی بالا سبب قطبش اسپینی صد درصد در سطح فرمی می‌شود. همچنین ساختار نواری این تک لایه‌ها با در نظر گرفتن جفت شدگی اسپین-مدار (SOC) نیز مورد بررسی قرار گرفت که در شکل (۴) با نقطه‌چین‌های سیاه رنگ نشان داده است. جفت شدگی اسپین-مدار دو حالت اسپین بالا و پایین را با هم ترکیب می‌کند و حالت‌های الکترونی تبیهگن را جدا می‌کند. این جدا شدگی در ترکیب شامل اتم سنگین ید با جفت شدگی اسپین-مدار قوی‌تر، بیشتر است. که در پژوهش‌های پیش از این نیز مشاهده شده است [۳۷].

برای درک بهتر ساختار الکترونی این تک لایه‌ها، چگالی حالت‌های جزئی<sup>۱</sup> (PDOS) این ترکیبات نیز رسم و در شکل (۴) نشان داده شده است. برای تمام تک لایه‌های ژانوس، سهم اصلی نوارها در سطح فرمی ناشی از اوربیتال p نیمه پر اسپین بالا اتم سولفور می‌باشد، و اتم منگنز نقش غالی در نزدیک سطح فرمی ندارد. بنابراین در تمام تک لایه‌های ژانوس منگنز سولفید هالید اوربیتال p اتم سولفور نقش مهمی در سطح فرمی ایفا می‌کند.

برای مشخص کردن نظم مغناطیسی ترجیحی در این ساختارها، پارامتر جفت شدگی تبادلی (J) که از اختلاف انرژی حالت‌های AFM و FM در راستای Z (شکل ۱-آ و ب)) بدست می‌آید، محاسبه شد (رابطه (۲)). پارامتر جفت شدگی تبادلی مثبت (منفی) نشان می‌دهد که حالت پایه سامانه فرومغناطیس (آنتی فرومغناطیس) است. مقدار پارامتر جفت شدگی تبادلی تک لایه‌های ژانوس منگنز سولفید هالید در جدول (۲) گزارش شده است. همانطور که دیده می‌شود، تمام تک لایه‌ها دارای نظم فرومغناطیس می‌باشند، و مقدار J با افزایش جرم اتمی اتم هالید در تک لایه‌های ژانوس MnSX افزایش می‌یابد.

<sup>۱</sup> Partial Density of States





شکل ۴ ساختارهای نواری در غیاب (خط آبی برای اسپین بالا و خط قرمز برای اسپین پایین) و حضور ( نقطه چین سیاه) جفت شدگی اسپین - مدار (SOC) برای تک لایه های MnSX و چگالی جزئی هر تک لایه در زیر آن رسم شده است.

برای محاسبه پارامترهای ناهمسانگردی  $\delta$  و  $\Gamma$  (رابطه ۲) از DFT+U+SOC و روش غیرخطی گشتاور مغناطیسی تابعی چگالی استفاده شد، که در جدول (۲) گزارش شده است. پارامتر  $\delta$  تمام تک لایه ها منفی می باشد، که بیانگر مغناطش درون صفحه ای آسان است. بر اساس تئوری مرمین - واگنر [۲]، فرمغناطیس دوبعدی صفحه ای آسان، بدون نظم مغناطیسی بلند برد در دماهای بالای صفر مطلق هست. با این وجود، اگر ناهمسانگردی درون صفحه ای که با آخرین جمله وابسته به  $\Gamma$  در رابطه (۱) بیان می شود، معروفی شود، می توان نظم مغناطیسی را ثبت کرد. این عبارت وجود شکاف در طیف مگنون را تضمین می کند که برای مشاهده نظم مغناطیسی دو بعدی در دماهای محدود ضروری است [۳ و ۳۳]. مقادیر پارامتر  $\Gamma$  در جدول (۲) داده شده است. پارامتر  $\Gamma$  تمام تک لایه ها مثبت است که نشان می دهد محور آسان در راستای X است، که مطابق با نتایج تک لایه VSe<sub>2</sub> می باشد [۳۳]. اگرچه  $\Gamma$  بسیار کوچک است، اما برای ثبت نظم فرمغناطیس در دماهای غیر صفر کافی است، چرا که  $\Gamma$  به صورت لگاریتمی با دماهای کوری مقیاس می شود.

همانطور که در جدول (۲) دیده می‌شود، پارامترهای ناهمسانگردی  $\delta$  و  $\Gamma$  این تک لایه‌ها با افزایش جرم اتمی اتم‌های هالید به دلیل قوی‌تر شدن جفت‌شدگی اسپین-مدار (بر اساس الگوی برونو) و نامتقارن‌تر شدن ساختار به دلیل افزایش الکترونگاتیوی اتم هالید و شکل‌گیری دوقطبی الکتریکی قوی‌تر، افزایش می‌یابند. این نتایج بدست آمده در مورد تأثیر اتم‌های هالید در انرژی ناهمسانگردی تک‌لایه‌های MnSX در توافق خوبی با مطالعات نظری صورت گرفته بر روی تک‌لایه‌های ژانوس MnXX' با  $X = S, Se, Te$  می‌باشد [۲۹].

**جدول ۲** (M<sub>tot</sub>) ممنتوم مغناطیسی کل، (J) پارامتر جفت‌شدگی تبادلی، (δ) پارامتر ناهمسانگردی مغناطیسی خارج صفحه، (Γ) پارامتر برهمکنش بین اسپین‌ها در صفحه، (T<sub>C</sub>) دمای کوری.

	M <sub>tot</sub> ( $\mu_B/\text{cell}$ )	J (meV)	δ (meV)	Γ ( $\mu\text{eV}$ )	(K) T <sub>C</sub>
MnS <sub>Cl</sub>	۴/۰۰	۲/۵۴	-۰/۰۱	۰/۰۶	۳۱
MnS <sub>Br</sub>	۴/۰۰	۳/۲۱	-۰/۰۶	۰/۱۴	۳۹
MnS <sub>I</sub>	۴/۰۰	۳/۹۸	-۰/۳۳	۶/۲۴	۴۹

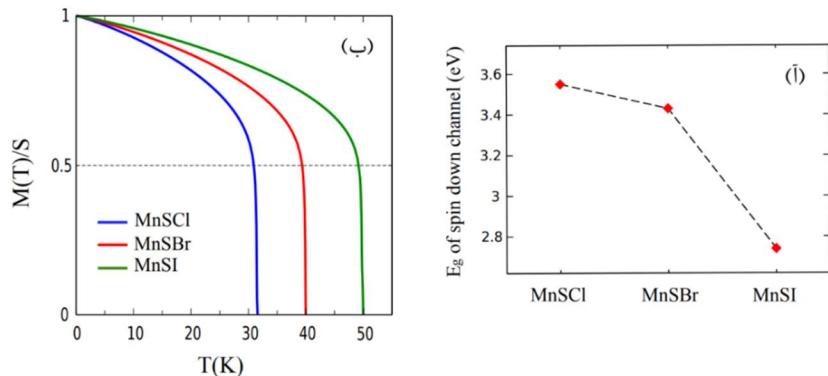
برای محاسبه دمای کوری با استفاده از رابطه (۷)، منحنی تغییرات Dما رسم شد که در شکل (۵-ب) نشان داده شده است. همانطور که در شکل (۵-ب) مشاهده می‌شود، در دماهای پایین مغناطش به دلیل ایجاد تعداد متناهی حالت برانگیخته یا مگنون به آرامی کاهش می‌یابد، ولی در دماهای بالاتر با توجه به کاهش مقدار مغناطش که همان ضربی در رابطه (۷) است، طیف مگنون‌ها نرم‌تر می‌شود و راحت‌تر تحریک می‌شوند. در نتیجه بعد از یک دمایی خیلی سریع افت می‌کند و به سمت صفر می‌کند. با توجه به اینکه، دمای کوری برابر است با دمایی که در آن مغناطش خالص به نصف اسپین کل کاهش می‌یابد. دمای کوری از روی منحنی وابستگی دمایی مغناطش (شکل (۵-ب)) تخمین زده شد، که برای تک‌لایه‌های منگنز سولفید هالید در جدول (۲) گزارش شده است.

#### ۴. نتیجه‌گیری

ویژگی ساختاری، الکترونی و مغناطیسی تک‌لایه‌های منگنز سولفید هالیدها با استفاده از محاسبات اصول اولیه به وسیله تابعی چگالی الکترونی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد که تمام



این تکلایه‌های ژانوس از نظر دینامیکی پایدار و نیم‌فلز با قطبش اسپینی صد درصد هستند و دارای نظم فرمغناطیس با محور آسان درون صفحه‌ای در راستای X می‌باشند. بزرگی پارامترهای ناهمسانگردی از MnSI به دلیل قوی‌تر شدن جفت‌شدن اسپین-مدار و نامتقارن‌تر شدن ساختار در راستای عمود بر صفحه تکلایه‌ها، با افزایش جرم اتمی در هالیدها، افزایش می‌یابند. دمای کوری منگتر سولفید هالیدها به وسیله محاسبات خودسازگار مغناطش در دماهای مختلف تخمین زده شد.



شکل ۵ (آ) اندازه شکاف انرژی بین نوارهای حالت اسپین پایین و (ب) وا استگی دمایی مغناطش  $M(T)/S$  محاسبه شده برای تکلایه‌های MnSX.

## منابع

- [1] Gong C., and Zhang X., "Two-dimensional magnetic crystals and emergent heterostructure devices", *Science*, 363, 706-717, 2019. <https://doi.org/10.1126/science.aav4450>.
- [2] Mermin D., and Wagner H., "Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic heisenberg models", *Phys. Rev. Lett.*, 17, 1133-1136, 1966. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.17.1133>.
- [3] Lado J. L., and Fernández-Rossier J., "On the origin of magnetic anisotropy in two dimensional CrI<sub>3</sub>", *2D Mater.*, 4, 35002- 35011, 2017. <https://doi.org/10.1088/2053-1583/aa75ed>.
- [4] Wang D.-s., Wu R., and Freeman A. J., "First-principles theory of surface magnetocrystalline anisotropy and the diatomic-pair model", *Phys. Rev. B*, 47, 14932, 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.14932>.
- [5] Bruno P., "Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers", *Phys. Rev. B*, 39, 865-868, 1989. <https://doi.org/10.1103/physrevb.39.865>.
- [6] Huang B., Clark G., Navarro-Moratalla E., Klein D. R., Cheng R., Seyler K. L., Zhong D., Schmidgall E., McGuire M. A., Cobden D. H., and et al., "Layer-dependent

- ferromagnetism in a van der waals crystal down to the monolayer limit”, *Nature*, 546, 270–273, 2017. <https://doi.org/10.1038/nature22391>.
- [7] Bonilla M., Kolekar S., Ma Y., Diaz H.C., Kalappattil V., Das R., Eggers T., Gutierrez H.R., Phan M.-H., Batzill M., “Strong room-temperature ferromagnetism in VSe<sub>2</sub> monolayers on van der Waals substrates”, *Nature Nanotechnology*, 13, 289–293, 2018. <https://doi.org/10.1038/s41565-018-0063-9>.
- [8] Yu W., Li J., Herring T.S., Wang Z., Zhao X., Chi X., Fu W., Abdelwahab I., Zhou J., Dan J., Chen Z., Chen Z., Li Z., Lu J., Pennycook S.J., Feng Y.P., Ding J., Loh K.P., “Chemically exfoliated VSe<sub>2</sub> monolayers with room-temperature ferromagnetism”, *Adv. Mater.*, 31, 1903779–1903787, 2019. <https://doi.org/10.1002/adma.201903779>.
- [9] Liu Z.-L., Wu X., Shao Y., Qi J., Cao Y., Huang L., Liu C., Wang J.-O., Zheng Q., Zhu Z.-L., Ibrahim K., Wang Y.-L., Gao H.-J., “Epitaxially grown monolayer VSe<sub>2</sub>: An air-stable magnetic two-dimensional material with low work function at edges”, *Sci. Bull.*, 63, 419–425, 2018. <https://doi.org/10.1002/adma.201605407>.
- [10] O’Hara D. J., Zhu T., Trout A. H., Ahmed A. S., Luo Y. K., Lee C. H., Brenner M. R., Rajan S., Gupta J. A., McComb D. W., and Kawakami R. K., “Room temperature intrinsic ferromagnetism in epitaxial manganese selenide films in the monolayer limit”, *Nano Lett.*, 18, 3125–3131, 2018. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.8b00683>.
- [11] Chhowalla M., Shin H., Eda G., Li L., Loh K., Zhang H., “The chemistry of two-dimensional layered transition metal dichalcogenide nanosheets”, *Nature Chem.*, 5, 263–267, 2013. <https://doi.org/10.1038/nchem.1589>.
- [12] Qian Z., Jiao L., Xie L., “Phase engineering of two-dimensional transition metal dichalcogenides”, *Chin. J. Chem.*, 38, 753–760, 2020. <https://doi.org/10.1002/cjoc.202000064>.
- [13] Cao T., Wang G., Han W., Ye H., Zhu C., Shi J., and et al, “Valley-selective circular dichroism of monolayer molybdenum disulphide”, *Nat. Commun.*, 887, 1–4, 2012. <https://doi.org/10.1038/ncomms1882>.
- [14] Xiao D., Liu G. B., Feng W., Xu X., Yao W., “Coupled Spin and Valley Physics in Monolayers of MoS<sub>2</sub> and Other Group-VI Dichalcogenides”, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 196802–196821, 2012. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.196802>.
- [15] Zhang K., Bao C., Gu Q., Ren X., Zhang H., Deng K., Wu Y., Li Y., Feng J., Zhou S., “Raman signatures of inversion symmetry breaking and structuraphase transition in type-II Weyl semimetal MoTe<sub>2</sub>”, *Nature Commun.*, 7, 13552–13558, 2016. <https://doi.org/10.1038/ncomms13552>.
- [16] Zhou Y., Wu D., Zhu Y., Cho Y., He Q., Yang X., Herrera K., Chu Z., Han Y., Downer M.C., Peng H., Lai K., “Out-of-plane piezoelectricity and ferroelectricity in layered  $\alpha$ - In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> nanoflakes”, *Nano Lett.*, 17, 5508–5513, 2017. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b02198>.
- [17] Zhou X., Sun X., Zhang Z., Guo W., “Ferromagnetism in a semiconducting Janus NbSe hydride monolayer”, *J. Mater. Chem. C*, 6, 9675–9681, 2018. <https://doi.org/10.1039/C8TC03016B>.
- [18] Duan X., Wang C., Fan Z., Hao G., Kou L., Halim U., Li H., Wu X., Wang Y., Jiang J., Pan A., Huang Y., Yu R., Duan X., “Synthesis of WS<sub>2x</sub> Se<sub>2-2x</sub> alloy nanosheets with composition-tunable electronic properties”, *Nano Lett.*, 16, 264–269, 2016. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b03662>.
- [19] Gong Y., Liu Z., Lupini A.R., Shi G., Lin J., Najmaei S., Lin Z., Elías A.L., Berkdemir A., You G., Terrones H., Terrones M., Vajtai R., Pantelides S.T., Pennycook S.J., Lou J., Zhou W., Ajayan P.M., “Band gap engineering and layer-by-layer mapping of selenium-doped molybdenum disulfide”, *Nano Lett.*, 14, 442–449, 2014. <https://doi.org/10.1021/nl4032296>.
- [20] Lin Z., Thee M., Elías A., Feng S., Zhou C., Fujisawa K., Perea-Lopez N., Carozo V., Terrones H., Terrones M., “Facile synthesis of MoS<sub>2</sub> and Mo<sub>x</sub> W<sub>1-x</sub> S<sub>2</sub> triangular



- monolayers”, APL Mater., 2, 092514-092522, 2014. <https://doi.org/10.1063/1.4895469>.
- [21] Lu A.-Y., Zhu H., Xiao J., Chuu C.-P., Han Y., Chiu M.-H., Cheng C.-C., Yang C.-W., Wei K.-H., Yang Y., Wang Y., Sokaras D., Nordlund D., Yang P., Muller D.A., Chou M.-Y., Zhang X., Li L.-J., “Janus monolayers of transition metal dichalcogenides”, Nature Nanotechnology, 12, 744-749. 2017. <https://doi.org/10.1038/nnano.2017.100>.
- [22] Sant R., Gay M., Marty A., Lisi S., Harrabi R., Vergnaud C., Dau M.T., Weng X., Coraux J., Gauthier N., and et al., “Synthesis of epitaxial monolayer Janus SPtSe”, NPJ 2D Mater. Appl., 4, 1-8, 2020. <https://doi.org/10.1038/s41699-020-00175-z>.
- [23] Zhang F., Mi W., Wang X., “Spin-dependent electronic structure and magnetic anisotropy of 2D ferromagnetic Janus Cr<sub>2</sub>I<sub>3</sub>X<sub>3</sub> (X=Br, Cl) monolayers”, Adv. Electron. Mater., 6, 1900778-1900789, 2020. <https://doi.org/10.1002/aelm.201900778>.
- [24] Lu A. Y., Zhu H., Xiao J., Chuu C.P., Han Y., Chiu M. H., et al., “Janus monolayers of transition metal dichalcogenides”, Nat. Nanotechnol, 12, 744-752, 2017. <https://doi.org/10.1038/nnano.2017.100>.
- [25] Zhang J., Jia Kholmanov I., Dong S. L., Er D., Chen W., et al., “Janus Monolayer Transition-Metal Dichalcogenides”, ACS Nano., 11, 8192-8200, 2017. <https://doi.org/10.1021/acsnano.7b03186>.
- [26] Dong L., Lou J., Shenoy V. B., “Large In-Plane and Vertical Piezoelectricity in Janus Transition Metal Dichalcogenides”, ACS Nano., 11, 8242-8250, 2017. <https://doi.org/10.1021/acsnano.7b03313>.
- [27] Jin H., Wang T., Gong Z. R., Long C., Dai Y., “Prediction of an extremely long exciton lifetime in a Janus-MoSTe monolayer”, Nanoscale, 10, 19310-19351, 2018. <https://doi.org/10.1039/c8nr04568b>.
- [28] Hea J., Li S., “Two-dimensional Janus transition-metal dichalcogenides with intrinsic ferromagnetism and half-metallicity”, Comput. Mater. Sci., 152, 151-152, 2018. <https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2018.05.049>.
- [29] Azmoonfar M., Roknabadi M.R., Modarresi M., Mogulkoc A., “Characterization of two-dimensional ferromagnetic binary and Janus manganese dichalcogenides”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 556, 169412-169421, 2022. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2022.169412>.
- [30] Giannozzi P., Baroni S., Bonini N., Calandra M., Car R., Cavazzoni C., Ceresoli D., Chiarotti G. L., and et al, “QUANTUM ESPRESSO: a modular and open-source software project for quantum simulations of materials”, J. Phys. Condens. Matter, 21, 395502-395521, 2009. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/39/395502>.
- [31] Kan M., Adhikari S., and Sun Q., “Ferromagnetism in MnX<sub>2</sub> (X = S, Se) monolayers”, Phys. Chem. Chem. Phys., 16, 4990-4994, 2014. <https://doi.org/10.1039/c3cp55146f>.
- [32] Baroni S., Gironcoli S. de, Dal Corso A., Giannozzi P., “Phonons and related crystal properties from density-functional perturbation theory”, Rev. Modern Phys., 73, 515-562, 2001. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.73.515>.
- [33] Memarzadeh S., Roknabadi M.R., Modarresi M., Mogulkoc A., and Rudenko A.N., “Role of charge doping and strain in the stabilization of in-plane ferromagnetism in monolayer VSe<sub>2</sub> at room temperature”, 2D Mater., 8, 035022-035036, 2021. <https://doi.org/10.1088/2053-1583/abf626>.
- [34] Ataca C., Şahin H., Ciraci H., “Stable, Single-Layer MX<sub>2</sub> Transition-Metal Oxides and Dichalcogenides in a Honeycomb-Like Structure”, J. Phys. Chem. C, 116, 8983- 8999, 2012. <https://doi.org/10.1021/jp212558p>.
- [35] Torun E., Sahin H., Singh S. K., Peeters F. M., “Stable half-metallic monolayers of FeCl<sub>2</sub>”, Appl. Phys. Lett., 106, 192404-192423, 2015. <https://doi.org/10.1063/1.4921096>.
- [36] Yan J. A., Ruan W. Y., Chou M. Y., “Phonon dispersions and vibrational properties of monolayer, bilayer, and trilayer graphene: Density-functional perturbation theory”,



- Phys. Rev. B, 77, 125401-125413, 2008.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.125401>.
- [37] Mogulkoc A., Modarresi M., and Rudenko A.N., "Two-dimensional chromium pnictides CrX(X=P,As,Sb):Half-metallic ferromagnets with high curie temperature", Phys. Rev. B, 102, 024441-024450, 2020.  
<https://doi.org/10.1103/physrevb.102.024441>.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



## اثر قطبش لیزر فمتوثانیه در تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا از مولکول فرمالدھید<sup>۱</sup>

الناز ایرانی<sup>\*</sup>، زهرا حسینی<sup>۲</sup> و محمد منفرد<sup>۳</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۷/۲۷

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۰۹/۱۸

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۱۰/۱۵

سال چهاردهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳

صفحه ۲۳ - ۳۹

### چکیده:

در این پژوهش اثر شدت و زاویه قطبش میدان لیزر فرودی نسبت به راستای مولکول فرمالدھید در برهم کنش با لیزر فمتوثانیه برای تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا بررسی می‌شود. محاسبات با استفاده از نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان و در فضای حقیقی سه بعدی انجام می‌شود. همچنین اثر کمیت قطبش پذیری پالس فرودی و نقش اوربیتال‌های مختلف این مولکول در فرایند تولید هماهنگ‌ها بررسی می‌شود که به این شکل می‌توان میزان مشارکت اوربیتال‌های مختلف مولکول فرمالدھید در فرایند تولید هماهنگ‌ها را هدایت کرد. بیشینه شدت طیف هماهنگ‌ها و بیشینه پهنه‌ای طیف برای کمیت قطبش پذیری  $0/15$  بدست می‌آید. همچنین اگر قطر بزرگ بیضی قطبش نور در راستای محور لاپاشد، شدت طیف هماهنگ‌ها افزایش می‌یابد که دلیل آن با نمایش تحول زمانی جمعیت الکترون‌های یونیزه شده بررسی می‌شود. در ادامه اثر قطبش نور لیزر فرودی در نوع قطبش پالس آتوثانیه خروجی و پهنه‌ای آن بررسی می‌شود که منجر به تولید پالس قطبیه بیضوی می‌شود.

**واژگان کلیدی:** تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا، لیزر فمتوثانیه، مولکول فرمالدھید، جهت‌گیری مولکول و قطبش لیزر.

<sup>۱</sup> استادیار، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک اتمی مولکولی، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران. (نویسنده مسئول)

Email: e.irani@modares.ac.ir

<sup>۲</sup> دانش آموخته کارشناسی ارشد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک اتمی مولکولی، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران. Email: zahrahoseini9696@gmail.com

<sup>۳</sup> دانش آموخته دکترا، انسیتیو نظریه ماده چگال و اپتیک، دانشگاه فردیج شیرین، ینا، آلمان. Email: m.monfared@yahoo.com



## ۱. مقدمه

یکی از پدیده‌های کاربردی در حوزه لیزر و اپتیک، که به تازگی توجه بیشتر پژوهشگران را به خود جلب کرده است، تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا و پالس‌های فوق کوتاه آتوثانیه از راه برهم کنش لیزر پرشدت فموثانیه با سامانه‌های اتمی - مولکولی است. پالس‌های آتوثانیه با طول موج بسیار کوتاه در محدوده اشعه ایکس برای مطالعه کاربردهای مفیدی نظری بررسی دینامیک الکترون‌ها و توموگرافی مولکولی که در مرتبه زمانی آتوثانیه رخ می‌دهند، به کار می‌روند [۱-۳]. فرایند تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا از سامانه‌های اتمی و مولکولی با الگوی کرکوم<sup>۱</sup> تعریف می‌شود [۴]. این الگوی نیمه کلاسیکی دارای سه مرحله یونش، شتاب‌دهی و بازترکیب الکترون‌ها می‌باشد. در مرحله اول، زمانی که اتم یا مولکول در معرض میدان قوی لیزر قرار می‌گیرد، الکترون به روش تولزلزنی از قید هسته خارج شده و در میدان لیزر شتاب می‌گیرد. در مرحله دوم، الکترون شتاب گرفته با تغییر علامت میدان لیزر در جهت معکوس به سمت یون مادر شتاب می‌گیرد. در مرحله سوم نیز این الکترون در دو سوم چرخه اپتیکی می‌تواند با یون مادر بازترکیب شده و انرژی جنبشی خود را به همراه پتانسیل یونش در غالب یک فوتون در ناحیه XUV<sup>۲</sup> گسیل کند.

بیشینه انرژی فوتون گسیلی بدست آمده، که انرژی قطع نام دارد، از رابطه  $I_p + 3.17U_p = \hbar\omega_{\max}$  محاسبه می‌شود که  $I_p$  انرژی پتانسیل یونش،  $U_p$  انرژی پاندروماتیو<sup>۳</sup> الکترون و  $\omega_{\max}$  فرکانس قطع است. حال قطبش لیزر منجر به تغییر مسیر الکترون‌های شتاب گرفته و در نتیجه منجر به تغییر انرژی جنبشی الکترون می‌شود که به دلیل تغییر در جمله فازی به کمک تغییر قطبش افزون بر عوض کردن مسیر الکترون، طیف خروجی بدست آمده از بازترکیب نیز تغییر خواهد کرد. از این رو، چالش‌های بسیار زیادی در این مساله وجود دارد که با توسعه الگوی کرکوم برای یک سامانه مولکولی، پیچیدگی مساله نیز بیشتر می‌شود. چرا که، در مولکول‌ها عواملی چون اثر جهت‌گیری‌های مولکولی، نقش اوربیتال‌های داخلی‌تر و اثرات تداخلی الکترون با اتم‌های مختلف مولکول بررسی مساله را پیچیده‌تر کرده و از این رو، نیاز به بررسی کامل سامانه مورد مطالعه با دیدگاه کوانتمی است. همچنین، هم‌فازی بهتر هماهنگ‌های مرتبه بالا برای تولید پالس آتوثانیه برای دست‌یابی به پهنانی زمانی بسیار کوتاه، پیچیده‌تر شده که بایستی با تغییر کیت‌های لیزر بتوان مدیریت کرد.

<sup>1</sup> Corkum

<sup>2</sup> Extreme ultraviolet

<sup>3</sup> Ponderomotive energy



ایتاتانی و همکارانش، وابستگی بهره هماهنگ‌های مرتبه بالا در مولکول‌ها را با بررسی جهت‌گیری مولکول نیتروژن در میدان لیزری مطالعه کردند [۵]. ژانگ و همکارانش، اثر جهت‌گیری مولکول مونوکسید کربن را بر روی هماهنگ‌های مرتبه بالا مطالعه کردند [۶]. همچنین امکان تولید پالس‌های لیزر آتوثانیه قطبیده به دلیل کاربرد وسیع آن در طیف‌سنجه دارای اهمیت زیادی است که توجه بسیاری از پژوهشگران را به خود جلب کرده است. اگرچه، هنوز هم به دلیل نو ظهور بودن این حوزه پژوهش‌هایی به صورت دقیق اصول فیزیک حاکم بر فناوری تولید لیزرهای قطبیده آتوثانیه مشخص نیست و چالش‌های زیادی زمینه مطرح است. یکی از چالش‌های مهم در این زمینه این است که بسیاری از پژوهشگران تاکنون بر این باور بوده‌اند که نور قطبیده دایروی امکان تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا را ندارد. روی باثر و همکارانش، توانستند با پالس لیزر قطبیده دایروی بهره هماهنگ‌های مرتبه بالاتر مولکول بنزن را نسبت به حالت تابش پالس لیزر قطبیده خطی افزایش دهند. افزایش بهره هماهنگ‌ها با مولکول بنزن به دلیل ساختار هگزاگونال آن و با انتخاب بهینه کمیت‌های اولیه چون شدت لیزر و سایر کمیت‌های موثر امکان‌پذیر است [۷]. گرچه به تازگی، در سال ۲۰۱۵، پژوهشگرانی از دانشگاه کلرادوی آمریکا برای اولین بار به صورت تجربی با استفاده از دو میدان لیزری که به صورت ناهمسو چرخش می‌کردند و به صورت دایروی قطبیده شده بودند، توانستند هماهنگ‌های مرتبه بالا را برای اتم‌های گازی بدست آورند [۸]. در سال ۲۰۱۶، جمعی از پژوهشگران دانشگاه صنعتی لیاوینینگ چین، تولید پالس آتوثانیه از راه تولید هماهنگ مولکولی نامتقارن از  $\text{HeH}^{2+}$  در حضور میدان ناهمگون فضایی بدست آمده از پلاسمون تقویت شده ارائه دادند [۹]. سپس همین گروه پژوهش‌هایی در سال ۲۰۱۷ با بررسی شبیه‌سازی تولید پالس آتوثانیه منفرد بدست آمده از هماهنگ‌های  $\text{H}_2^+$  به این نتیجه دست یافتند که طیف هماهنگ در توزیع‌های نامتقارن مربوط به هر یک از اتم‌های هیدروژن در زمانه‌هایی که میدان مثبت است با زمانی که میدان منفی است متفاوت خواهد بود [۱۰]. گروه ورنر نیز در سال ۲۰۱۷، توانستند به صورت تجربی پالس آتوثانیه‌ای با پهنه‌ای ۴۳ آتوثانیه تولید کنند [۱۱]. در سال ۲۰۱۹ کیاجون یان و همکارانش، با استفاده از ترکیب سه پالس لیزر موفق به تولید پالس آتوثانیه با پهنه‌ای زمانی کمتر شدند [۱۲]. در سال ۲۰۱۹، بررسی طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا روی سامانه‌های اسپینی کوانتمی انجام شد [۱۳]. در سال ۲۰۲۰، طیف تولید شده هماهنگ مرتب بالا با استفاده از یک لیزر دایره‌ای قطبی شده شامل نشانه‌هایی از فاز توپولوژیکی در الگوی هالدین با استفاده از تغیریب تنگ بست می‌باشد. هم‌چنین نشان داده شد که توابع موج بلاخ ناوردای پیمانه‌ای هستند و با یک روش ریاضی می‌توان نقاط

تکینگی در گشتاور دوقطبی را که سبب ایجاد نوفه در طیف می‌شود، حذف کرد [۱۴]. در ۲۰۲۱، قیمایر با آزمایش روی ماده سه بعدی  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  افزایش بازده طیف هماهنگ‌ها با قطبش دایره‌ای را مشاهده کرد. که این افزایش می‌تواند توپولوژی ساختار نواری را رمزگذاری کند [۱۵]. در ۲۰۲۲ با استفاده از  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  سهم توپولوژیکی در وابستگی بیضوی HHG "غیر عادی" را می‌توان در حضور حالت‌های سطح توپولوژیکی ردیابی کرد [۱۶]. در نهایت جایزه نوبل سال ۲۰۲۳ به مطالعه دینامیک الکترون‌ها به واسطه پالس‌های فوق کوتاه آتوثانیه تعلق گرفت.

بنابراین، در این پژوهش تلاش می‌شود تا با تغییر قطبش لیزر فموثانیه و مهندسی پالس به صورت ترکیب پالس‌های میدان لیزر با قطبش‌های مختلف، روشی کاربردی در طیف‌سنجه سامانه‌های مولکولی را توسعه داده شود. همچنین، تلاش می‌شود تا امکان دستیابی به هماهنگ‌های مرتبه بالا با پهنهای وسیع تر و تولید پالس آتوثانیه پرشدت برای بررسی فرایندهایی که در محدوده زمانی آتوثانیه رخ می‌دهند، فراهم شود. انتخاب مولکول فرمالدھید با تنوع شکل اوربیتالی و همچنین چهاراتمی بودن این مولکول با وجود پیچیدگی‌های مساله می‌تواند جذاب و مبانی فیزیکی مهمی داشته باشد. جهت مطالعه برهم‌کنش مولکول فرمالدھید با میدان لیزر معادلات کوهن-شم<sup>۱</sup> با استفاده از نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان (TDDFT)<sup>۲</sup> حل خواهد شد [۱۷]. TDDFT با ملاحظه توابع تبدیلی-همبستگی مناسب برای سامانه مولکولی برای نمایش دینامیک برهم‌کنش و داشتن تصویر مناسب از تحولات زمانی سامانه برهم‌کنش مناسب است. از این‌رو، در این پژوهش محاسبات با استفاده از نرم افزار محاسباتی اختاپوس (ورژن ۷/۲) که توانمند در اجرای شبیه‌سازی مولکولی بر پایه TDDFT است، انجام خواهد شد [۱۸]. محاسبات در فضا و زمان حقیقی و به صورت سه بعدی انجام می‌شود. سپس با یافتن رفتار ممان دوقطبی الکتریکی و شتاب دوقطبی الکتریکی سامانه می-توان طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا در هر لحظه و هر مکان بررسی کرد. با انتگرال تبدیل زمان-فرکانس می‌توان زمان یونش و بازترکیب الکترون‌ها و فوتون‌های گسیلی ناشی از مسیرهای کوتاه و بلند را بدست آورد. همچنین با برهم‌نهی تعدادی از هماهنگ‌های همفاز امکان دستیابی به پالس آتوثانیه با پهنهای زمانی بسیار کوتاه و شدت بالا بدست می‌آید.

<sup>۱</sup> Kohn-Sham equations

<sup>۲</sup> Time dependent density functional theory



## ۲. روش محاسباتی

نظریه تابعی چگالی با توابع تبادلی- همبستگی مناسب برای سامانه الکترونی غیربرهم‌کنشی، نشان داد که یک روش موفق برای ویژگی‌های حالت پایه سامانه اتمی- مولکولی است. متأسفانه محاسبات ترازهای تحریکی انجام شده با روش کوهن- شم، برای بررسی اختلالات وابسته زمانی نظری پاسخ اپتیکی و دینامیک برهم‌کنش لیزر با سامانه اتمی- مولکولی مناسب نیستند. بنابراین نیاز به آنالیز وابسته زمانی با نظریه TDDFT دارد [۱۷]. در حقیقت، مطالعه رفتار زمانی سامانه بس‌ذره‌ای با معادله شرودینگر وابسته زمانی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \hat{H} \psi(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

در رابطه بالا  $\psi(\mathbf{r}, t)$  تابع موج کل سامانه می‌باشد. حالت معادله کوهن- شم وابسته به زمان به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\hat{H}_{KS} \varphi_i(\mathbf{r}, t) = \left[ -\frac{\nabla^2}{2} + v_{KS}(\mathbf{r}, t) \right] \varphi_i(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_i \varphi_i(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

چگالی سامانه برهم‌کنشی براساس اوربیتال‌های کوهن- شم برابر زیر تعریف می‌شود:

$$n(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^{occ} \varphi_i^*(\mathbf{r}, t) \varphi_i(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

$n(\mathbf{r}, t)$  چگالی الکترون وابسته به زمان و  $v_{KS}(\mathbf{r}, t)$  پتانسیل کوهن- شم وابسته به زمان است که به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$v_{KS}[n](\mathbf{r}, t) = v_H[n](\mathbf{r}, t) + v_{xc}[n](\mathbf{r}, t) + v_{ext}(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

در رابطه بالا  $v_H$  پتانسیل هارتی<sup>۱</sup>،  $v_{xc}$  پتانسیل تبادلی- همبستگی<sup>۲</sup>،  $v_{ext}$  پتانسیل خارجی و  $v_{ne}$  پتانسیل برهم‌کنش الکترون و هسته می‌باشند. برهمکنش پالس لیزر با سامانه مولکولی نیز براساس تقریب دوقطبی با جمله  $d(\mathbf{r}, t) \cdot E(t) - d(\mathbf{r}, t) \cdot E(t)$  بیان می‌شود که میدان لیزر برهمکنشی است که برای پالس قطبیده بیضوی براساس رابطه زیر بیان می‌شود:

<sup>۱</sup> Hartree potential

<sup>۲</sup> Exchange-Correlation potential



$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{T}\right) \left[ \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon^2}} \cos(\omega t + \phi) \hat{\mathbf{e}}_x + \frac{\varepsilon}{\sqrt{1+\varepsilon^2}} \sin(\omega t + \phi) \hat{\mathbf{e}}_y \right], \quad (5)$$

در این رابطه،  $\varepsilon$  کمیت قطبش پذیری،  $E_0$  دامنه میدان لیزر،  $\phi$  فاز پوش حامل و  $\omega$  فرکانس زاویه‌ای پالس لیزر برهمکنشی است. حل تابعی زمانی معادله کوهن-شم به روش انتشارگر زمانی به صورت زیر است که عبارت داخل کروشه عامل انتشارگر زمانی است.

$$\varphi_i(\mathbf{r}, t) = \left[ \exp\left(-i \int_0^t \hat{H}_{KS} dt\right) \right] \varphi_i(\mathbf{r}, 0), \quad (6)$$

در رابطه بالا  $\varphi_i(\mathbf{r}, 0)$  تابع موج حالت پایه می‌باشد. در این روش بازه زمانی صفر تا  $t$  را به بازه‌های مساوی تقسیم و تابع نمایی درون کروشه بسط داده شد.

$$\varphi_i(\mathbf{r}, \delta t) = \left[ \sum_m \frac{(-i \hat{H}_{KS} \delta t)^m}{m!} \right] \varphi_i(\mathbf{r}, 0), \quad (7)$$

طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا از نوسان ممان دو قطبی الکتریکی سامانه تولید می‌شوند که با توجه به شتاب دوقطبی الکتریکی ( $\ddot{\mathbf{d}}(t)$ ) بر اساس رابطه زیر قابل محاسبه است [۱۹]:

$$H(\omega) = \left| \frac{1}{T_{tot}} \int_0^{T_{tot}} \ddot{\mathbf{d}}(t) \exp(-i\omega t) dt \right|^2, \quad (8)$$

زمان کل پالس فمتوثانیه تشبعی به سامانه است. از برهم‌نهی تعدادی از هماهنگ‌ها، یک پالس آتوثانیه تولید می‌شود که شدت آن به صورت زیر بدست می‌آید [۲۰-۲۱]:

$$I(t) = \left| \sum_q a_q e^{iq\omega_0 t} \right|^2, \quad (9)$$

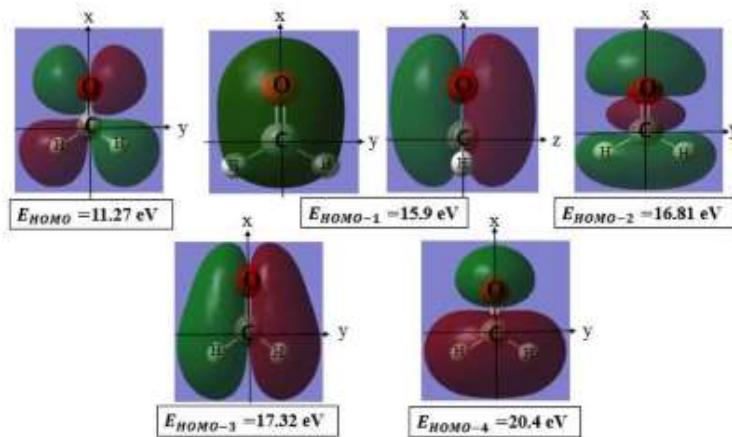
$q$  مرتبه هماهنگ و  $a_q$  دامنه هماهنگ در فضای فرکانس و ناشی از تبدیل فوریه شتاب دو قطبی است که به صورت زیر تعریف می‌شود:



$$a_q = \int_0^{T_{tot}} \ddot{d}(t) e^{-iq\omega_0 t} dt. \quad (10)$$

### ۳. بحث و نتیجه‌گیری

در ابتدا به دلیل نقش مهم شکل اوربیتال‌های مولکولی و مشارکت آن‌ها در طیف هماهنگ مرتبه بالای ناشی از برهمکنش پالس لیزر قطبیده بیضوی، ابتدا به نمایش شکل اوربیتال‌های سامانه مولکولی مورد تمرکز این پژوهش پرداخته شده است. اوربیتال‌های مولکول فرمالدھید توسط نرم افزار گوسین به روش تابعی چگالی و با مجموعه پایه ۳۱۱-۶ شبیه‌سازی شده است که در شکل (۱) مشاهده می‌شود.



شکل ۱ اوربیتال‌های مولکولی فرمالدھید. این اوربیتال‌ها توسط نرم افزار گوسین به روش تابعی چگالی و با مجموعه پایه ۳۱۱-۶ شبیه‌سازی شده است. رنگ‌های قرمز و سبز به ترتیب نشانگر مقادیر مثبت و منفی تابع موج می‌باشد.

اوربیتال  $HOMO^1$  نسبت به محور X‌ها تقارن دارد و اوربیتال  $HOMO-1$  در صفحه X-Y و اوربیتال  $HOMO-3$  در صفحه X-Z دارای صفحه نوдал هستند. بنابراین، اگر قطبش لیزر در این صفحه‌ها باشد، این اوربیتال‌ها نقشی در تولید هارمونیک‌ها نخواهند داشت. اوربیتال  $HOMO$  و  $HOMO-1$  دارای پیوند  $\pi$  و اوربیتال  $HOMO-2$  و  $HOMO-4$  دارای پیوند  $\sigma$  هستند. حال اثر کمیت قطبش پذیری لیزر به دلیل اهمیت آن در برهم‌کنش با مولکول فرمالدھید و امکان تولید پالس‌های قطبیده آتوئایی خروجی بررسی می‌شود.

<sup>۱</sup> Highest occupied molecular orbital

برای این کار میدان لیزر برهم کنشی به صورت قطبیه بیضوی درنظر گرفته شده و سپس با استفاده از تغییر کمیت قطبش پذیری  $\epsilon$ ، می‌توان انواع حالت لیزر قطبیه بیضوی را بررسی کرد. بدین منظور طیف هماهنگ‌های مرتبه بالای تولید شده از برهم کنش لیزر قطبیه بیضوی با کمیت‌های قطبش پذیری متفاوت با مولکول فرمالدھید مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در برهم کنش لیزر قطبیه بیضوی با مولکول فرمالدھید، شدت میدان لیزر  $2\pi \times 2L_y \times 2L_z$  در نظر طول موج مرکزی  $800$  نانومتر، تابع پوش ذوزنقه‌ای و فاز پوش حامل صفر درجه است.

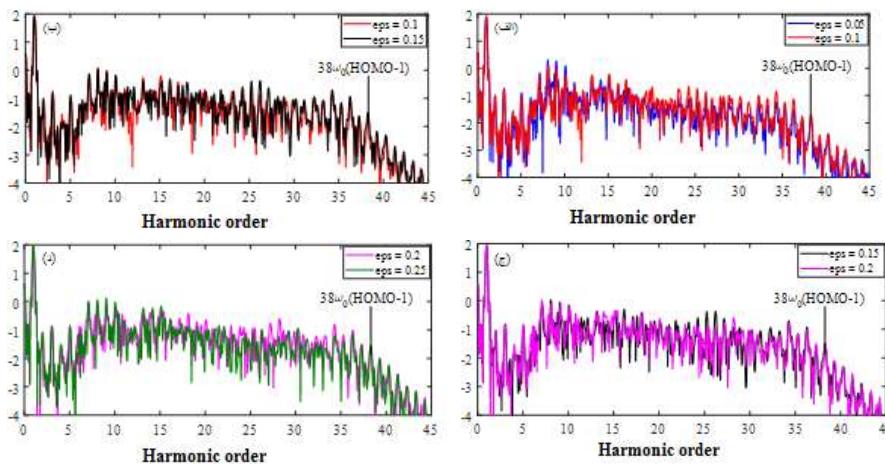
برای محاسبات، جعبه شبیه‌سازی به صورت مکعب مستطیلی با ابعاد  $2L_x \times 2L_y \times 2L_z$  در نظر گرفته شده است. جعبه شبیه‌سازی دارای یک جاذب کمایش مکعب مستطیلی است که مانع از بازتاب تابع موج الکترون هنگام برخورد به مرزها می‌شود. این جاذب دارای ابعاد  $2l_x \times 2l_y \times 2l_z$  می‌باشد. مولکول به صورتی قرار گرفته است که اتم کربن در مرکز دستگاه مختصات، اتم اکسیژن در امتداد محور  $X$  و دو اتم هیدروژن در صفحه  $Z=0$  قرار دارند. گام‌های مکانی و زمانی در محاسبه نیز پس از بهینه سازی مقدار  $0/2$  و  $0/1$  در واحد اتمی انتخاب شده‌اند. در جدول (۱) مشخصات دقیق جعبه شبیه‌سازی آورده شده است.

**جدول ۱** مشخصات جعبه شبیه‌سازی، تمام مقادیر در یکای واحد اتمی نوشته شده‌اند.

$L_x$	$L_y$	$L_z$	$l_x$	$l_y$	$l_z$
۱۰۰	۱۰۰	۳۰	۷۵	۷۵	۲۲/۵

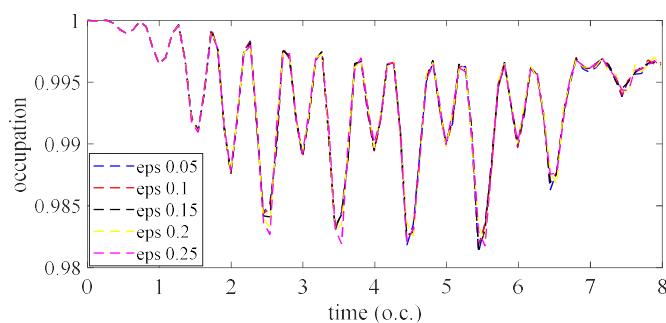
نتایج مربوط به طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا مربوط به کمیت‌های قطبش پذیری مختلف  $0/05$ ،  $0/15$ ،  $0/2$  و  $0/25$  در شکل (۲) مشاهده می‌شود.





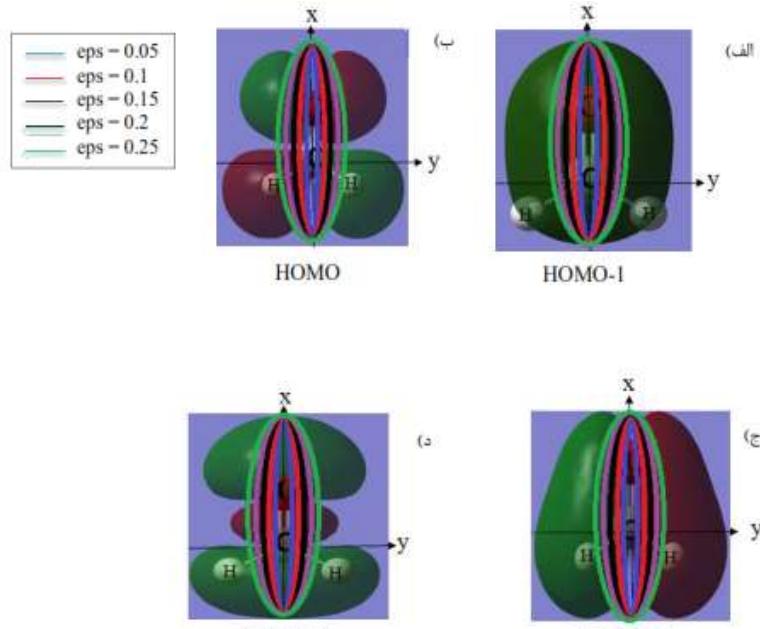
شکل ۲ (الف) مقایسه طیف هماهنگ‌های مرتبه بالای ناشی از برهم کنش مولکول فرمالدھید با لیزر فمتوثانیه با شدت پتانوایتی متر مربع، فرکانس مرکزی  $800$  نانومتر و هشت چرخه اپیکی با کمیت‌های قطبش‌پذیری  $0/05$  و  $0/1$ ، (ب) کمیت‌های قطبش‌پذیری  $0/1$  و  $0/15$ ، (ج) کمیت‌های قطبش‌پذیری  $0/15$  و  $0/2$ ، (د) کمیت‌های قطبش‌پذیری  $0/25$  و  $0/2$ .

با تغییر کمیت قطبش‌پذیری، فرکانس قطع ثابت می‌ماند و برابر  $38\omega_0$  است که مربوط به اوربیتال HOMO-1 می‌باشد. انرژی یونش مربوط به اوربیتال HOMO-1 برابر  $15/76$  الکترون‌ولت است. با جایگذاری این مقدار در رابطه کرکوم  $\hbar\omega_{\max} = I_p + 3.17U_p$  همین فرکانس قطع بدست می‌آید که با نتایج بدست آمده هماهنگی دارد. ثابت ماندن فرکانس قطع به دلیل آن است که جمعیت الکترون‌های یونیزه شده ناشی از اوربیتال HOMO-1 برای قطبش‌های مختلف یکسان است که در شکل (۳) مشاهده می‌شود.



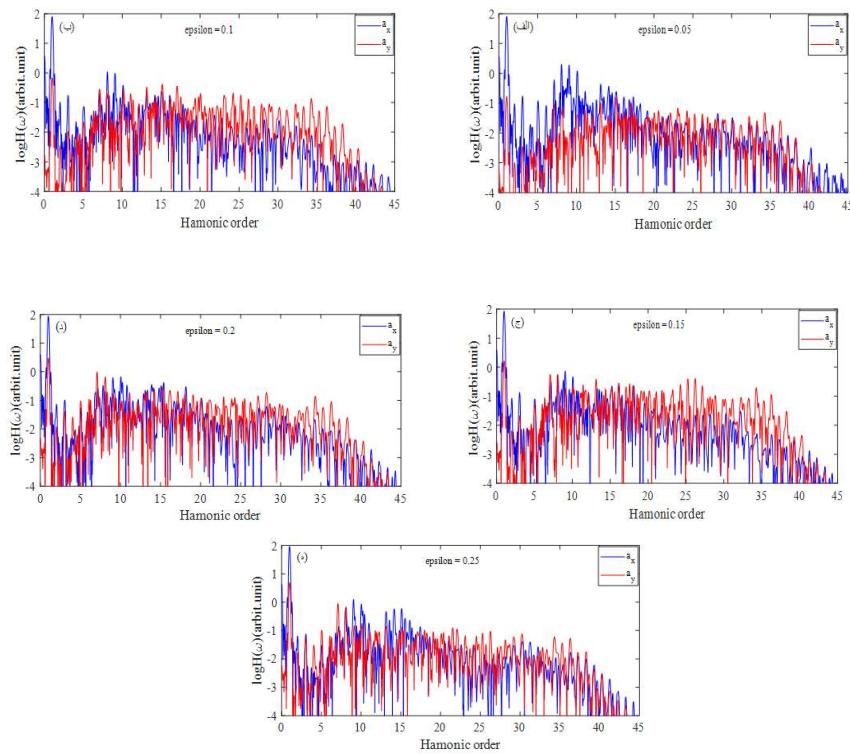
شکل ۳ نمودار جمعیت الکترون‌های یونیزه شده ناشی از اوربیتال HOMO-1 بر حسب زمان.

همانطور که در طیف هماهنگ‌های شکل (۲) مشاهده می‌شود با افزایش  $\epsilon$  از  $0/05$  تا  $0/15$  ، شدت طیف هماهنگ‌ها افزایش می‌یابد. اگرچه، با افزایش  $\epsilon$  از  $0/15$  تا  $0/25$  ، شدت طیف کاهش یافته است. حال نقش مولفه‌های  $X$  و  $Y$  میدان فرودی در طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا و روش اثرگذاری اوربیتال‌های مختلف مولکول با نمایش بیضی قطبش با  $4$  های مختلف در شکل‌های (۴) و (۵) مشاهده می‌شود.



شکل ۴ اوربیتال‌های مولکولی فرمالدهید با بیضی‌های قطبش با کمیت‌های قطبش پذیری متفاوت.

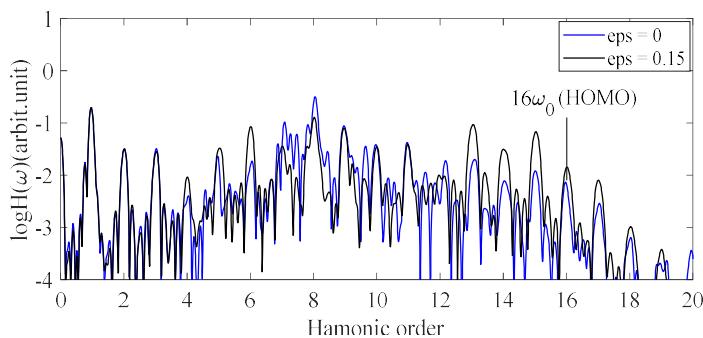




**شکل ۵** طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا ناشی از برهم کنش لیزر قطبیده بیضوی با کمیت‌های قطبش‌پذیری متفاوت با مولکول فرمالدھید در راستای X و Y: (الف) کمیت قطبش‌پذیری  $0, 0.05$ ، (ب) کمیت قطبش‌پذیری  $0, 0.1$ ، (ج) کمیت قطبش‌پذیری  $0, 0.15$ ، (د) کمیت قطبش‌پذیری  $0, 0.2$  و (ه) کمیت قطبش‌پذیری  $0, 0.25$ .

طیف هماهنگ ناشی از برهم کنش لیزر قطبیده خطی با مولکول فرمالدھید به دلیل خطی بودن میدان لیزر تنها یک مولفه در راستای X دارد. اما در قطبش بیضوی، طیف هماهنگ‌ها دارای دو مولفه در راستای X و Y است و در حقیقت، اوربیتال‌ها افزون بر راستای X در راستای Y هم نوسان دارند. به توجه به شکل‌های بالا با افزایش کمیت قطبش‌پذیری تا  $0, 0.15$  مولفه Y طیف هماهنگ‌ها افزایش یافته و در ادامه با افزایش کمیت قطبش‌پذیری مقدار آن کاهش می‌یابد. دلیل این موضوع آن است که وقتی کمیت قطبش‌پذیری از  $0, 0.15$  بیشتر می‌شود، بیضی قطبش به حالت دایروی نزدیک شده و در این حالت میزان یونش افزایش یافته است، اما میزان بازتر کیب الکترون‌ها با یون مادر کاهش می‌یابد. به بیانی دیگر، در این حالت مسیر الکترون‌ها پس از یونش انحتای بیشتری داشته و به همین

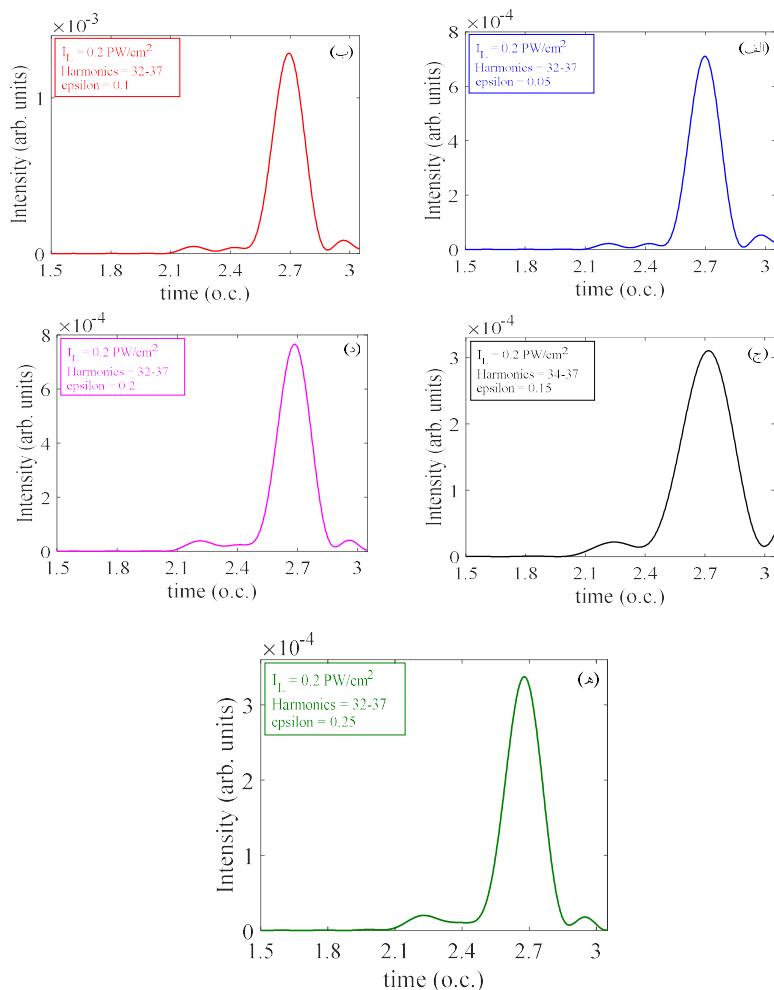
دلیل بخش یونیزه شده در هنگام بازگشت به آن بخش باقیمانده خود که در حالت پایه قرار دارد برخورد نمی‌کند که سبب نوسان آن و تشعشع فوتون شود. در حقیقت، بازترکیبی صورت نمی‌گیرد. بنابراین، بیشینه شدت طیف هماهنگ‌ها مربوط به لیزر قطبیده بیضوی با  $\epsilon = 0/15$  است. در ادامه اثر شدت پالس لیزر قطبیده بیضوی در طیف هماهنگ بدست آمده بررسی شده است که نتایج آن در شکل (۶) مربوط به برهم‌کنش لیزر قطبیده بیضوی با  $\epsilon = 0/15$  با مولکول فرمالدهید برای شدت کمتر  $0/05$  پتاوات بر سانتی‌متر مربع نشان داده می‌شود.



شکل ۶ مقایسه طیف هماهنگ‌های مرتبه بالای ناشی از برهم‌کنش مولکول فرمالدهید با لیزر فوتولئانیه با شدت  $0/05$  پتاوات بر سانتی‌متر مربع برای دو قطبش خطی و قطبش بیضوی با کمیت قطبش پذیری  $0/15$ .

در این طیف نیز همانند طیف مربوط به شدت  $0/2$  پتاوات بر سانتی‌متر مربع، شدت طیف هماهنگ‌های مربوط به قطبش بیضوی بیشتر از قطبش خطی است اما به دلیل پایین بودن شدت در این حالت پهنهای هماهنگ‌ها تغییری نکرده است. بنابراین طیف هماهنگ ناشی از برهم‌کنش لیزر قطبیده بیضوی با شدت  $0/2$  پتاوات بر سانتی‌متر مربع به دلیل بالاتر بودن فرکانس قطع و پهنهای هماهنگ‌ها نتایج بهتری دارد. در ادامه قطبش‌پذیری پالس آتوثانیه مربوط به طیف هماهنگ ناشی از برهم‌کنش لیزر قطبیده بیضوی با کمیت‌های قطبش‌پذیری مختلف با مولکول فرمالدهید بررسی شده است که پالس‌های خروجی دارای قطبش‌های مختلف و پهنهای زمانی مختلفی هستند. شکل (۷) پالس‌های آتوثانیه ناشی از برهم‌نهی هماهنگ‌های مختلف با قطبش‌های مختلف را نمایش می‌دهد.





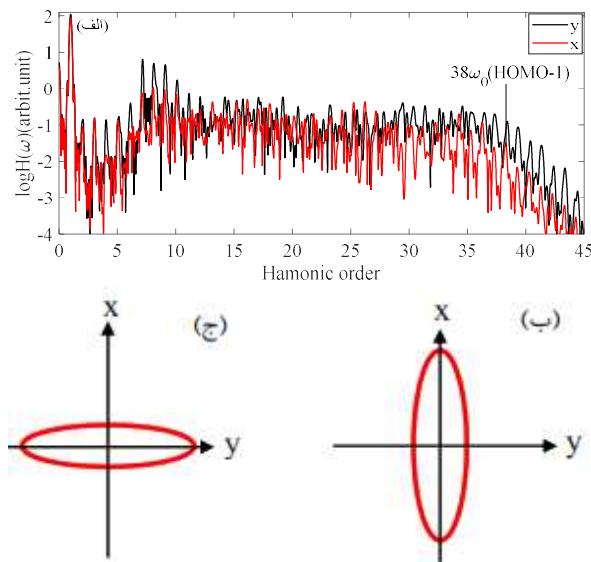
**شکل ۷** پالس‌های آتوثانیه خروجی مربوط به برهم کنش مولکول فرمالدھید با لیزر قطبیده بیضوی با شدت ۰/۲ پتانوات بر سانتی متر مربع و کمیت‌های قطبش‌پذیری متفاوت (الف) کمیت قطبش‌پذیری ۰/۰۵، (ب) کمیت قطبش‌پذیری ۰/۰۵، (ج) کمیت قطبش‌پذیری ۰/۰۵، (د) کمیت قطبش‌پذیری ۰/۰۵، (ه) کمیت قطبش‌پذیری ۰/۰۵.

با محاسبه کمیت قطبش‌پذیری پالس آتوثانیه خروجی با استفاده از فرمول

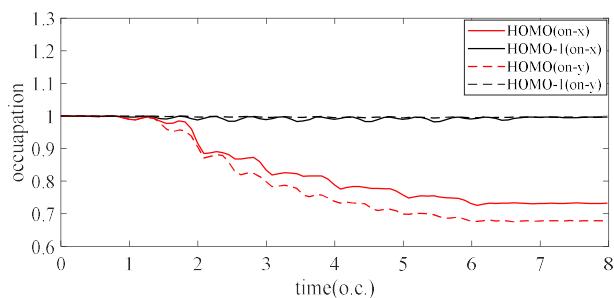
$$\epsilon = \sqrt{\frac{\max(I_x)}{\max(I_y)}}$$

قطبیده بودن پالس خروجی را مشخص کرد. در برهم کنش لیزر قطبیده بیضوی با کمیت‌های قطبش‌پذیری متفاوت ۰/۰۵، ۰/۱، ۰/۱۵، ۰/۲، ۰/۲۵ و ۰/۰ با مولکول فرمالدھید کمیت‌های قطبش‌پذیری

خروجی به ترتیب برابر  $0/39$ ،  $0/21$ ،  $0/17$ ،  $0/28$  و  $0/44$  است. در نتیجه پالس آتوثانیه خروجی نیز قطیلده بیضوی است. در ادامه مقایسه طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا برای حالتی که قطر بزرگ بیضی در راستای X و y قرار دارد، در شکل (۸) بررسی شده است.



شکل ۸ (الف) مقایسه طیف هماهنگ‌های مرتبه بالای ناشی از برهمنش لیزر قطیلده فموثانیه با مولکول فرمالدهید برای دو قطبش بیضوی در راستای X و y، (ب) بیضی قطبش در راستای X، (ج) بیضی قطبش در راستای y. همانطور که در شکل (۸) مشاهده می‌شود، اگر قطر بزرگ بیضی در راستای y قرار گیرد، شدت طیف هماهنگ‌ها افزایش می‌یابد. زمانی که قطر بزرگ بیضی در راستای y باشد، جمعیت الکترون یونیزه شده ناشی از اوربیتال HOMO بیشتر از حالت قبلی است (شکل ۹).



شکل ۹ نمودار تحول زمانی جمعیت الکترون‌های یونیزه شده ناشی از اوربیتال HOMO و HOMO-1 بر حسب زمان برای قطبش در راستاهای مختلف.



در حقیقت، بر اساس شکل بالا و با توجه به اینکه جمعیت الکترون یونیزه شده ناشی از اوریتال HOMO-1 در هر دو حالت یکسان است، بنابراین به دلیل یونش بیشتر و احتمال بازتر کیب بیشتر الکترون با یون مادر، شدت طیف هماهنگ ناشی از برهم کنش لیزر قطبیده بیضوی در راستای  $\text{U}$  با مولکول فرمالدھید شدت بیشتر است.

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش اثر قطبش نور لیزر ورودی بر طیف هماهنگ‌های مرتبه بالای ناشی از برهم کنش لیزر پرشدت فمتوثانیه با مولکول فرمالدھید با استفاده از نظریه تابعی چگالی وابسته زمانی بررسی شد. در حقیقت، در طیف هماهنگ ناشی از برهم کنش لیزر قطبیده بیضوی با کیت‌های قطبش-پذیری متفاوت با مولکول فرمالدھید این نتیجه بدست آمد که فرکانس قطع ثابت می‌ماند. این موضوع به دلیل آن است که جمعیت الکترون‌های یونیزه شده ناشی از تراز 1-HOMO در قطبش-های مختلف یکسان بوده است. با تغییر قطبش لیزر از حالت خطی به بیضوی با  $\epsilon = 0.15$  مشاهده شد که شدت طیف هارمونیک مربوط به قطبش بیضوی بیشینه است. هم‌چنین به دلیل دارا بودن پهنه‌ای طیف بیشتر پالس آتوثانیه با پهنه‌ای زمانی کمتری بدست آمده است. همچنین با محاسبه کمیت قطبش‌پذیری پالس‌های آتوثانیه خروجی مشخص شد که پالس آتوثانیه نتیجه شده نیز به صورت قطبیده بیضوی می‌توان بدست آورد.

#### ۵. تقدیر و تشکر

نویسندهای از دانشگاه تربیت مدرس بابت حمایت از این پژوهش تشکر می‌کنند. این پژوهش با حمایت مالی IZN 0026, FGI 0043, SFB 1375 NOA انجام شد.

#### منابع

- [1] Shiner, A. D. Schmidt, B. E. Trallero-Herrero, C. Wörner, H.J. Patchkovskii, S. Corkum, P.B. Kieffer, J.C. Légaré, F. Villeneuve, D.M. Probing collective multi-electron dynamics in xenon with high-harmonic spectroscopy. *Nature Physics*. 7: p. 464-467. 2011. <https://doi.org/10.1038/nphys1940>.
- [2] Bordo, E. Neufeld, O. Kfir, O. Fleischer, A. Cohen, O. Spectroscopy of atomic orbital sizes using bi-elliptical high-order harmonic generation. *Phys. Rev. A*. 100: p. 043419. 2019. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.100.043419>.

- [3] Park.J. Subramani.A. Kim.S. Ciappina.M.F. Recent trends in high-order harmonic generation in solids. *Advances in Physics:X*. 7: p. 2003244. 2022. <https://doi.org/10.1080/23746149.2021.2003244>.
- [4] Lewenstein.M. Balcou.Ph. Ivanov. M. Yu. Huillier. A. L, and Corkum. P. B. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields. *Phys. Rev. A* 49: p. 2117. 1994. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.49.2117>.
- [5] Zhou. X. Tong. X. Zhao. Z. Lin. C. Alignment dependence of high-order harmonic generation from N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub> molecules in intense laser fields. *Phys. Rev. A* 72(3): p. 033412. 2005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.033412>.
- [6] Zhang. B. Jianmin. Y. Zengxiu. Y.Z. Dynamic orbitals in high-order harmonic generation from CO molecules. *Phys. Rev. A* 90(3): p. 035402. 2014. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.90.035402>.
- [7] Baer. R. Neuhauser. D. Zdanska. P. R. Moiseyev.N. Ionization and high-order harmonic generation in aligned benzene by a short intense circularly polarized laser pulse. *Phys. Rev. A* 68(4): p. 043406. 2003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.68.043406>.
- [8] Hickstein. D.D. Dollar. F. J. Grychtol. P. Ellis. J. L. Knut. R. Hernández-García. C. Zusin. D. Gentry. C. Shaw. J. M. Fan. T. Dorney. K. M. Becker. A. Jaroń-Becker. A. Kapteyn. H. C. Murnane. M. M. Durfee. C. G. Non-collinear generation of angularly isolated circularly polarized high harmonics. *Nature Photonics* 9(11): p. 743-750. 2015. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.181>.
- [9] Feng. L. Theoretical exploration of asymmetric molecular harmonic emission and attosecond pulse generation in the presence of spatially inhomogeneous plasmon-enhanced field. *Molecular Physics* 114(15): p.2217-2231. 2016. <https://doi.org/10.1080/00268976.2016.1192233>.
- [10] Feng.L. Hang. L. Attosecond-resolution molecular high-order harmonic emission and isolated attosecond pulse generation from H<sub>2</sub><sup>+</sup>. *Optics Communications* 389: p. 144-149. 2017. <https://doi.org/10.1007/s00894-016-3162-2>.
- [11] Gaumnitz. T. Jain. A. Pertot. Y. Huppert. M. Jordan. I. Ardanza-Lamas. F. Jakob Wörner. H. Streaking of 43-attosecond soft-X-ray pulses generated by a passively CEP-stable mid-infrared driver. *Optics express* 25(22): p. 27506-27518. 2017. <https://doi.org/10.1364/OE.25.027506>
- [12] Kai-Jun. Y. and Bandrauk. A. D. Controlling circularly polarized high-order harmonic generation in molecules by intense tricircular laser pulses. *Phys. Rev. A* 100(3): p. 033420. 2019. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.100.033420>.
- [13] Takayoshi. S. Murakami. Y. and Werner. P. High-harmonic generation in quantum spin systems. *Phys. Rev. B* 99: p.184303. 2019. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.184303>.
- [14] Chacón. A. Kim. D. Zhu. W. Kelly. Sh. P. Dauphin. A. Pisanty. E. Maxwell. A. S. Picón. A. Ciappina. M. F. Kim. D. E. Ticknor. Ch. Saxena.A. and Lewenstein. M. Circular dichroism in high-order harmonic generation: Heralding topological phases and transitions in Chern insulators, *Phys. Rev. B*. 102: p. 134115. 2020. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.134115>.
- [15] Baykusheva. D. et al.. All-Optical Probe of Three- Dimensional Topological Insulators Based on High-Harmonic Generation by Circularly Polarized Laser Fields. *Nano. Lett.* 21: p. 8970-8978. 2021. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c02145>.
- [16] Heide. C. et al.. Probing topological phase transitions using high-harmonic generation. *Nature Photonics* 16: p. 620-624. 2022. <https://doi.org/10.1038/s41566-022-01050-7>.
- [17] Parr. R.G. Density functional theory of atoms and molecules. Horizons of Quantum Chemistry. Springer, Dordrecht. p.5-15, 1989.



- [18] Marques. M.A. Castro.A. Bertsch. G.F. Rubio. A. Octopus: a first-principles tool for excited electron-ion dynamics", *Computer Physics Communications*. 151(1): p. 60-78. 2003. [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(02\)00686-0](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(02)00686-0).
- [19] Lewenstein.M. Balcou. Ph. Ivanov. M. Y. L'huillier. A. Corkum. P. B. "Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields", *Phys. Rev. A*. 49(3): p. 2117. 1994. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.49.2117>.
- [20] Feng. L. Liu. H. Attosecond-resolution molecular high-order harmonic emission and isolated attosecond pulse generation from  $H_2^+$ . *Optics Communications*. 389: p. 144-149. 2017. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.12.048>.
- [21] Irani. E. Mnofared. M. Efficient high harmonic generation of bromine molecule by controlling the carrier-envelope phase and polarization of driving laser pulse. *Chem. Phys. Lett.* 719: p. 27-33. 2019. <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2019.01.048>.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



# گرادیومتر اتمی برای ثبت سیگنال شبیه‌سازی مغز انسان در فضای بدون حفاظ مغناطیسی<sup>۱</sup>

محمد مهدی طهرانچی<sup>\*</sup>, رضا سدیان<sup>۲</sup>, مليحه رنجبران<sup>۳</sup>,

سید محمدحسین خلخالی<sup>۴</sup> و سیده مهربی حمیدی ستگدهی<sup>۵</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۵/۲۲

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۰۹/۰۷

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۱۰/۲۹

سال چهاردهم، پاییز، ۱۴۰۳، تابستان

صفحه ۵۱ - ۴۰

## چکیده:

میانهای بادست آمده از فعالیت‌های عصبی مغز، اطلاعات مهمی در زمینه تشخیص و درمان بیماری‌های مغزی چون صرع، تشنج و تومورهای مغزی به همراه دارند. ثبت سیگنال‌های میدان‌های مغناطیسی مغز یکی از روش‌های تصویربرداری عملکردی غیرتهاجمی مغز است که اغلب به حفاظ مغناطیسی و زیرساخت‌های گرانقیمت و حجم نیاز دارد. مگنتومترهای اتمی اگرچه ذاتاً از دستگاه‌های تداخل کوتاه‌تری ابررسانا حساسیت کمتری دارند، اما به دلیل هزینه ساخت کم، ابعاد کوچک و نیاز نداشتن به تجهیزات برودتی، بهترین گزینه برای اندازه‌گیری میدان‌های بیومغناطیسی محسوب می‌شوند. مگنتومترهای اتمی، میدان مغناطیسی بسیار ضعیف مغزی را بر اساس آشکارسازی میزان شکافتنگی انرژی زیمان و با استفاده از ثبت تغییرات شدت نور لیزر در عبور از سلول بخار فلز قلایی اندازه‌گیری می‌کنند. به منظور بهبود حساسیت این مگنتومترها در اندازه‌گیری تغییرات میدان، می‌توان نوفه‌های همگنی را که در دو کانال مگنتومتری به صورت یکسان قابل مشاهده هستند، حذف کرد. براین اساس، در این پژوهش یک گرادیومتر برای سرکوب نوفه‌های مغناطیسی ناخواسته ارائه شده است. گرادیومتر ارائه شده که از دو مغناطیس سنج اتمی تشکیل شده است، توانایی تشخیص میدان تولید شده از مغز انسان در فضای بدون حفاظ مغناطیسی و در حضور میدان زمین را دارد. این گرادیومتر دارای حساسیت  $900 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  در فضای باز است. گرادیومتر طراحی و ساخته شده که برای اندازه‌گیری میدان‌های مغناطیسی مغزی بسیار مناسب است، توانایی گسترش در چند کانال به منظور ثبت نقشه میدان مغناطیسی مغز را نیز دارد.

**واژگان کلیدی:** آشکارسازی شکافتنگی زیمان، گرادیومتری، مگنتومتر اتمی، میدان مغناطیسی زیستی و حافظ نوفه.

<sup>۱</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.44660.1343>

\* استاد، پژوهشکده لیزر و پلاسماء، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران. (نویسنده مسئول)  
Email: Teranchi@sbu.ac.ir

<sup>۲</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد، پژوهشکده لیزر و پلاسماء، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران.  
Email: r.sedeyan@mail.sbu.ac.ir

<sup>۳</sup> استادیار، گروه فیزیک، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران.  
Email: m.ranjbaran@iauctb.ac.ir

<sup>۴</sup> استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران.  
Email: m\_khalikhali@khu.ac.ir

<sup>۵</sup> استاد، پژوهشکده لیزر و پلاسماء، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران.  
Email: m\_hamidi@sbu.ac.ir



## ۱. مقدمه

مغزنگاری مغناطیسی (MEG)<sup>۱</sup> و مغزنگاری الکتریکی (EEG)<sup>۲</sup> از جمله روش‌های مهم در تصویربرداری منابع جریان عصبی مغز انسان هستند. این روش‌ها با وضوح میلی‌ثانیه و بسیار سریع‌تر از دیگر روش‌های غیرتھاجمی، چون تصویربرداری تشیدی مغناطیسی عملکردی (fMRI)<sup>۳</sup>، طیف‌سنجه مادون قرمز نزدیک (NIRS)<sup>۴</sup> و توموگرافی انتشار پوزیترون (PET)<sup>۵</sup> [۱] در آشکارسازی فعالیت‌های مغزی انسان عمل می‌کنند. در این میان، مغزنگاری مغناطیسی، به دلیل اندازه‌گیری غیرتماسی و بهبود موقعیت منبع، نسبت به مغزنگاری الکتریکی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار شده است. این روش عملکردی، توانایی تشخیص نواحی از کورتکس مغز که جریان‌های الکتریکی غیرعادی مربوط به صرع گسیل می‌کنند، نواحی مربوط به مهارت‌های حرکتی، عملکردهای شناختی، کارکردهای زبانی، حافظه‌ای و حواسی را برای بیمارانی که تحت عمل جراحی برای آسیب‌ها یا جراحاتی در نزدیکی این نواحی مغز قرار می‌گیرند فراهم می‌سازد [۲]. در سامانه‌های مغزنگاری مغناطیسی اغلب از مغناطیس‌سنجه‌ها یا گرadiومترهای تداخل کوانتموی ابررسانا (SQUID)<sup>۶</sup> با حساسیت فمتو‌تسلا استفاده می‌شود. این سامانه‌ها به اتاق‌های گران‌قیمت با حفاظ یا سپرهای مغناطیسی در مقیاس انسانی، و همچنین زیرساخت‌هایی برای عملیات برودتی نیاز دارند که این سامانه‌ها را بسیار حجیم و گران‌قیمت می‌سازد. همچنین، قرار گرفتن شخص بیمار در یک اتاق با حفاظ مغناطیسی، دامنه رفتارها و فعالیت‌هایی را که به صورت بالقوه می‌تواند داشته باشد، محدود کرده و بنابراین در مطالعه رفتارهای شناختی محدودیت ایجاد می‌کند. از دیگر نقص‌های مغزنگاری مغناطیسی با استفاده از دستگاه‌های تداخل کوانتموی ابررسانا این است که بیشتر به منابع جریان عصبی کم عمق حساس هستند. همچنین، گرadiومترهای تداخل کوانتموی ابررسانا از پایه در خنثی‌سازی میدان‌های مغناطیسی یکنواخت با استفاده از کویل‌های سه محوره دارای محدودیت هستند [۳،۴] و بنابراین قادر نخواهد بود در محیط بدون حفاظ مغناطیسی عملکرد مناسبی داشته باشد.

با توجه به محدودیت‌های سامانه‌های مغزنگاری تداخل کوانتموی ابررسانا، پژوهش‌هایی بر روی مغناطیس‌سنجهای پمپ شده نوری برای تشخیص مغزنگاری مغناطیسی افزایش یافته است. بیشتر

<sup>۱</sup> Magnetoencephalography

<sup>۲</sup> Electroencephalography

<sup>۳</sup> Functional Magnetic Resonance Imaging

<sup>۴</sup> Near-infrared Spectroscopy

<sup>۵</sup> Positron Emission Tomography

<sup>۶</sup> Superconducting Quantum Interference Device



مغناطیس‌سنج‌های حساس اتمی با استفاده از بخارات قلیایی نزدیک به میدان صفر در یک رژیم بدون واهلش تبادل اسپین (SERF)<sup>۱</sup> کار می‌کنند [۵]. مغناطیس‌سنج‌های SERF برای تشخیص [۷،۶] و آشکارسازی [۱۰،۸] سیگنال‌های مغزنگاری مغناطیسی استفاده شده‌اند، اما همچنان به دلیل نیاز به عملکرد در میدان مغناطیسی بسیار کوچک، به حفاظت مغناطیسی برای حذف میدان مغناطیسی زمین نیاز دارند [۱۱،۹].

روشی که در این پژوهش برای مغزنگاری مغناطیسی در محیط بدون حفاظت مغناطیسی ارائه شده است، گرadiومتری با استفاده از دو سلول بخار فلز قلیایی رویدیوم است که توانایی تشخیص سیگنال‌های مغناطیسی مغزی در میدان مغناطیسی زمین و نوافه‌های موجود در اطراف را دارد. در ساختار گرadiومتر با استفاده از دو مغناطیس‌سنج اتمی، فرکانس تقدیمی لارمور اسپین‌های الکترون بخار فلز قلیایی مربوط به میدان مغناطیسی مغز اندازه‌گیری شده است. اندازه‌گیری فرکانس در مقایسه با اندازه‌گیری ولتاژ مرتبط با سایر حسگرهای میدان مغناطیسی، دامنه دینامیکی و خطی بسیار بیشتری را فراهم می‌آورد. تفاضل فرکانس‌های ثبت شده از دو سلول بخار قلیایی و یافن گرadiان میدان مغناطیسی مرتبه اول، امکان تشخیص منابع جریان عمیق‌تر را فراهم می‌کند. عملکرد گرadiومتر با ثبت چگالی طیفی نوافه در محیط دارای نوافه بررسی شده است. اندازه‌گیری میدان شیوه‌سازی شده تحریک کورتکس شناوی مغز در حضور میدان زمین و بدون حفاظت مغناطیسی با کمک گرadiومتر انجام شده است.

## ۲. روش کار

### ۱.۲ اصول حاکم بر مگنتومترهای $M_x$

اساس مگنتومتراتیمی  $M_x$ <sup>۲</sup> اندازه‌گیری بسامد حرکت تقدیمی لارمور قطبش اسپینی بخار یک فلز قلیایی است که در میدان مغناطیسی قرار گرفته است. هنگامی که یک اتم با میدان مغناطیسی برهمنکش می‌کند، میدان مغناطیسی گشتاوری به تکانه زاویه‌ای کل اتم اعمال می‌کند که موجب حرکت تقدیمی اتم اطراف میدان با فرکانس لارمور می‌شود. آشکارسازی این فرکانس به اندازه‌گیری میدان مغناطیسی اعمالی منجر می‌شود [۱۳].

تعییر کوانتومی این پدیده، اندازه‌گیری انرژی مربوط به شکافتنگی زیمان ناشی از اعمال میدان مغناطیسی خارجی است. در اثر اعمال میدان مغناطیسی و پدیده زیمان ترازهای انرژی فوق ریز اتم

<sup>1</sup> Spin- Exchange Relaxation- Free

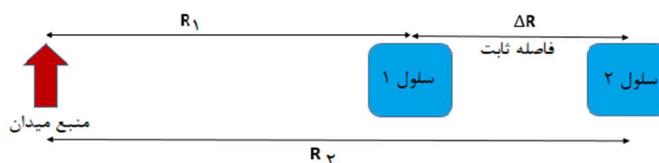
<sup>2</sup>  $M_x$  Atomic Magnetometer



به ترازهای زیمان شکافته می‌شوند. دمش اپتیکی قطبش اسپینی را ایجاد کرده و اتم‌ها در بالاترین تراز حالت پایه قرار می‌گیرند. با اعمال میدان مغناطیسی نوسانی، قطبش همدوس می‌شود (در این حالت پدیده تشید در جذب الکترونی رخ می‌دهد). این اتفاق زمانی رخ می‌دهد که انرژی میدان نوسانی با اختلاف انرژی شکافته‌گی زیمان برابر شود ( $\hbar\omega_{RF} = \hbar\omega_L$ ) و بنابراین بسامد میدان نوسانی از راه رابطه  $\omega_L = \gamma B_0$ ، معادل با میدان مغناطیسی اعمالی است. در این رابطه  $\gamma = g\mu_B/h$  نسبت ژیرومغناطیسی، فاکتور تبدیل بین فرکانس لارمور  $\omega_L$  و شدت میدان مغناطیسی  $B_0$  است [۱۷، ۱۴].

## ۲.۲ ساختار گرادیومتر

عملکرد حسگرهای مغناطیسی حساس در محیط بدون حفاظ، از جمله میدان مغناطیسی زمین و نوافه‌های محیطی، نیازمند تفاضل سیگنال‌های مغناطیسی مشترک است. حذف نوافه‌های محیطی یک چالش بزرگ برای اندازه‌گیری‌های بیومغناطیسی مانند مغزگاری و قلب‌نگاری مغناطیسی غیرتهاجمی است. روش معمول برای حذف نوافه و بهبود حساسیت مگنتومتری، اجرای طرح گرادیومتر مغناطیسی است. گرادیومتری به معنای تفاضل سیگنال‌های بدست آمده از دو مگنتومتر نزدیک به هم با فاصله مشخص (شکل (۱)) با هدف حذف نوافه‌های همگن بین دو کانال اندازه‌گیری است. گرادیومترهای مغناطیسی نسبت به مگنتومترها، نسبت سیگنال به نوافه بیشتری برای آشکارسازی منابع میدان مغناطیسی بسیار ظریف نشان می‌دهند [۱۲].



شکل ۱ طرحواره گرادیومتری.

همان‌گونه که بیان شد، مگنتومتر مورد استفاده در این گرادیومتر مگنتومتراتی  $M_X$  است. در گرادیومتر طراحی شده با استفاده از دو سلول فلز قلیایی روییدیوم که در فاصله ۵ سانتی‌متری از یکدیگر قرار دارند، تفاضل میدان اندازه گرفته شده است. در این روش از یک پیچه هلمهولتز جهت ایجاد میدان رادیوفرکانسی در دو سلول استفاده شده است. مگنتومترها در حالت فاز قفل شده، با

کنترل فرکانس رادیویی که در هر دو سلول حسگر مشترک است، کار می‌کند. بنابراین تضمین می‌شود که فرکانس تقديمي لحظه‌ای لارمور گشتاورهای اتمی همیشه با فرکانس رادیویی<sup>۱</sup> در دو حسگر هماهنگ است. از اين رو، با اين شرط که ميدان‌های محیطي در هر دو کانال همگن باشند، به صورت همزمان، نوسانات پس زمينه حسگر نزديك به منبع ميدان (سلول اول) درست می‌شود [۱۴].

عملکرد گراديومتر را به اين صورت می‌توان بيان کرد که چون شکل (۱)، سیگنال خروجي،  $S_i$ ، سیگنال هر مگنتومتر می‌باشد که به صورت  $S_i = M_i B(R_i)$  بيان می‌شود و در آن،  $M$  تابع پاسخ مگنتومتر به ميدان مغناطيسي و  $B(R_i)$  بزرگی ميدان در فاصله  $R_i$  از منبع است. سیگنال گراديومتر  $S_G$  از راه تفاضل دو ميدان سیگنال بدست آمده از مگنتومتر با استفاده از رابطه (۱)،

$$(1) \quad S_G = S_1 - S_2 = M_1 B(R_1) - M_2 B(R_2)$$

بدست می‌آيد. منظور از  $\Delta R = 5\text{cm}$  است. به اين ترتيب

گراديومتر می‌تواند نوافه‌های زمينه را حذف کرده و حساسيت را افزایش دهد [۱۲].

### ۳.۲ چيدمان اندازه‌گيري

چيدمان گراديومتری با استفاده از دو سلول در شکل (۲) نشان داده شده است. هسته‌های اين چيدمان دو سلول شيشه‌اي مکعبی شکل از جنس کوارتز است که شامل بخار روبيديوم با ابعاد  $15 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  بوده که در فاصله ۵ سانتي‌متر از يكديگر قرار گرفته‌اند. اين دو سلول به كمک اعمال جريان به گرماساز الکترونيکي به منظور ايجاد بخار روبيديوم گرم می‌شوند. به منظور دمش اتم‌های روبيديوم از ليزر ديودي با فيدبك توزيع شده (DFB<sup>۲</sup>) ۷۹۴/۸ نانومتر استفاده می‌شود که برابر با خط جذبي  $D_1$  روبيديوم می‌باشد. نور ليزر در ابتدا با استفاده از يك قطبش گر و تيغه ربع موج ( $\lambda/4$ ) که در زاويه ۴۵ درجه نسبت به يكديگر قرار دارند، جهت انجام فرآيند دمش اپتيكي به صورت دايروي قطبده می‌شود. سپس با استفاده از يك شکافنده پرتو به دو پرتو با شدت يكسان، جهت ورود به دو سلول، تقسيم می‌شود. در نهايit هر دو پرتو پس از عبور از دو سلول بخار وارد آشکارسازهای نوری ديودي می‌شوند. از سه جفت پيچه هلمهولتز عمود بر هم به منظور حذف کردن ميدان مغناطيسي زمين استفاده شده است. دو پيچه دايروي هلمهولتز به منظور ايجاد ميدان نوسانی فرکانس راديوسي<sup>۳</sup> جهت برانگختن حرکت تقديمي اسپين‌ها حول ميدان ثابت و ايجاد

<sup>1</sup> Radio Frequency (RF)

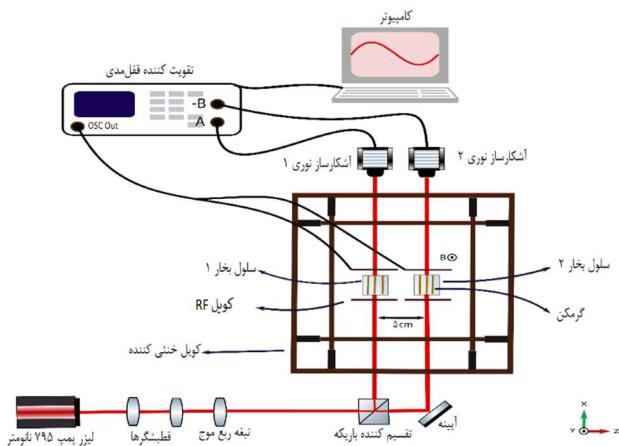
<sup>2</sup> Distributed Feedback Diode (DFB) Laser

<sup>3</sup> Oscillating Radio Frequency Field



پدیده تشذید اسپینی [۱۵، ۱۶]، در اطراف هر دو سلول در راستای نور و عمود بر میدان مغناطیسی اعمالی قرار داده شده است.

با اعمال جریان لازم تولید میدان مغناطیسی معکوس میدان زمین به پیچه‌های هلمهولتز عمود بر هم، میدان مغناطیسی به صورت تقریبی در مرکز دو سلول به صفر رسانده می‌شود. سپس با اعمال ولتاژ نوسانی به پیچه‌های مربوط به میدان نوسانی رادیوفرکانسی و جاروب فرکانس آن اطراف فرکانس لارمور و ثبت تغییرات جذب نور لیزر در عبور از هر دو سلول، مؤلفه‌های همفاز و ناهمفاز خروجی آشکارسازها با استفاده از تقویت کننده قفل مدلی (Lock-in amplifier) ثبت می‌شود. ثبت این سیگنال‌ها جهت بدست آوردن فرکانس تشذید با استفاده از رایانه و برنامه نوشته شده در محیط نرم‌افزار LabVIEW<sup>۱</sup> انجام می‌شود. در این برنامه، با اعمال دستور جاروب فرکانس رادیویی، شدت آشکارسازها به صورت منحنی‌های تشذید، ثبت و ذخیره می‌شود. در نهایت فرکانس دستگاه تقویت کننده قفل مدلی در فرکانس تشذید قفل شده و خروجی آشکارسازهای نوری در دو کanal، جهت اندازه‌گیری گرادیان میدان و حذف نویه‌های زمینه، از هم کم می‌شود.



شکل ۲ چیدمان گرادیومتر مغناطیسی برای ثبت شبه سیگنال مغزی.

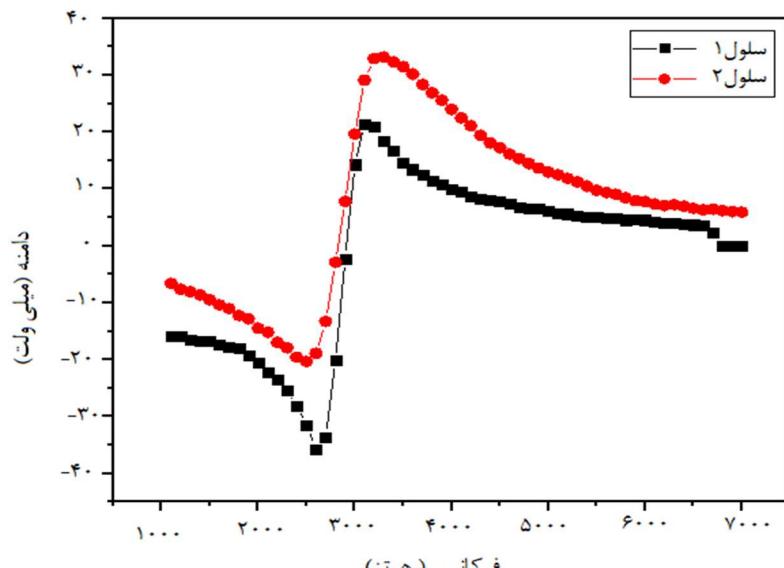
<sup>۱</sup> Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench

### ۳. بحث و نتیجه‌گیری

ابتدا پیچه‌های هلمهولتز با استفاده از گاوس‌متر اثر هال کالیبره شد. سپس با اعمال جریان ثابت به پیچه‌های سه محوره هلمهولتز، میدان مغناطیسی زمین با دقت  $1\text{ mT}$  تضعیف شد. پس از جاروب فرکانسی، میدان مغناطیسی ضعیفی داخل پیچه‌ها (بدون استفاده از حفاظت مغناطیسی) در حدود ۴۱۴ نانوتسلا در مرکز هر دو سلول در راستای محور X تولید شد. سپس تغییرات شدت نور لیزر هنگام عبور از دو سلول در اثر اعمال این میدان مغناطیسی با جاروب فرکانس میدان نوسانی RF اطراف فرکانس لارمور بدست آمد. شدت سیگنال‌های ثبت شده از راه دو آشکارساز نوری به دستگاه تقویت کننده قفل‌مدی ارسال و با رایانه ذخیره می‌شود.

در شکل (۳)، منحنی تشدید ثبت شده با هر یک از مگنتومترهای گرadiومتر نشان داده شده است. هنگامی که میدان نوسانی اعمالی به هر دو سلول اعمال شود، جذب تشدیدی صورت می‌پذیرد و مؤلفه هم فاز شدت رسیده به آشکارساز اطراف فرکانس لارمور رفتار لورنتسی و ناهم فاز آن رفتاری با قله و دره از خود نشان می‌دهد. با توجه به شکل (۳)، نقطه عطف نمودار ناهم فاز، ۲۹۰۰ هرتز، برابر فرکانس تشدید هر دو سلول است که با استفاده از رابطه  $\omega_L = \gamma B$  معادل کاهش میدان زمینه به ۴۱۴ نانو تسلا می‌باشد. به منظور اندازه‌گیری میدان‌های ضعیف با روش گرadiومتری لازم است که فرکانس تشدید در هر دو کانال اندازه‌گیری برابر باشد. همچنین، برای بهبود حساسیت گرadiومتر، سیگنال تشدید هر دو کانال باید نسبت پهنا به دامنه کمایش برابر داشته باشند. پس از ثبت منحنی تشدید، فرکانس میدان نوسانی بر روی فرکانس لارمور ثابت شده و میدان شیوه‌سازی معجهول به گرadiومتر اعمال می‌شود.

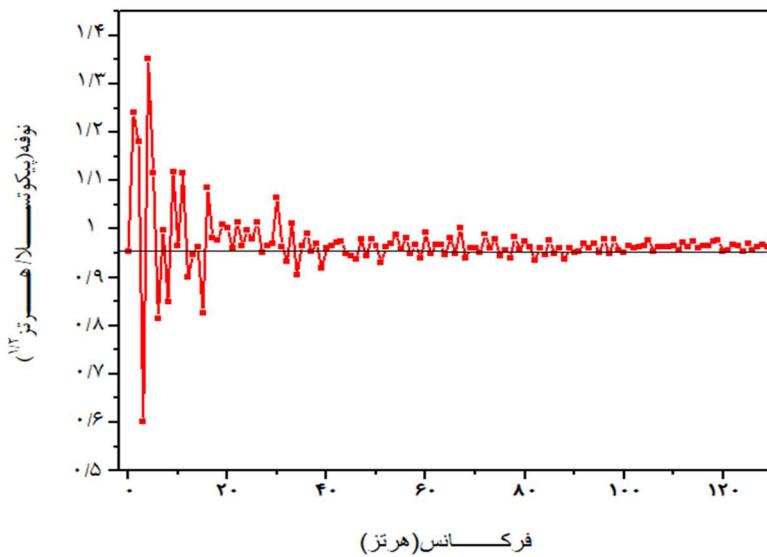




شکل ۳ منحنی تشدید دو کanal گرایدیومتر

پیش از ثبت میدان بسیار ظریف مجھول، مشخصه‌یابی مناسب نوافه ضروری است. مشخصه‌های نوافه یک سامانه اغلب با چگالی طیفی نوافه بر حسب  $V/\sqrt{Hz}$  در حالت توان بیان شده که چگالی طیفی توان<sup>۱</sup> نامیده می‌شود و در محدوده فرکانس مورد علاقه بیان می‌شود. چگالی طیفی نوافه هنگامی بدست می‌آید که روی فرکانس لارمور قرار دارد. با استفاده از تبدیل فوریه داده‌ها طیف چگالی نوافه بدست می‌آید [۱۳]. با توجه به شکل (۴) گرایدیومتر دارای حساسیت حدود  $fT/\sqrt{Hz}$  در فضای باز است.

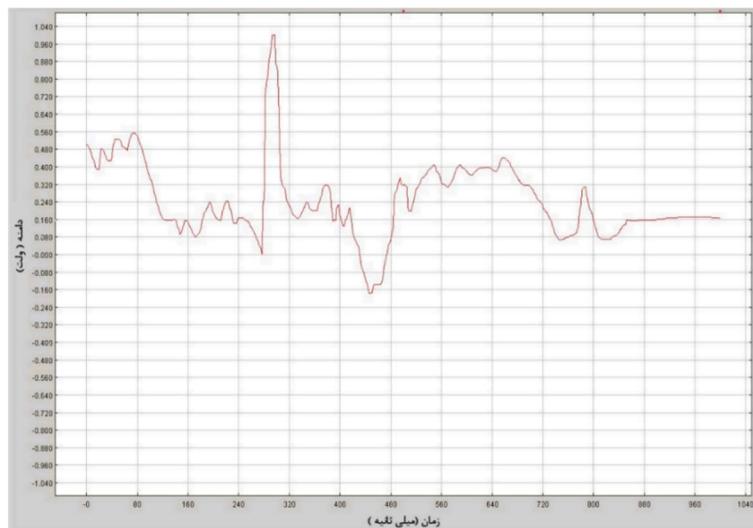
<sup>۱</sup> Power Spectral Density (PSD)



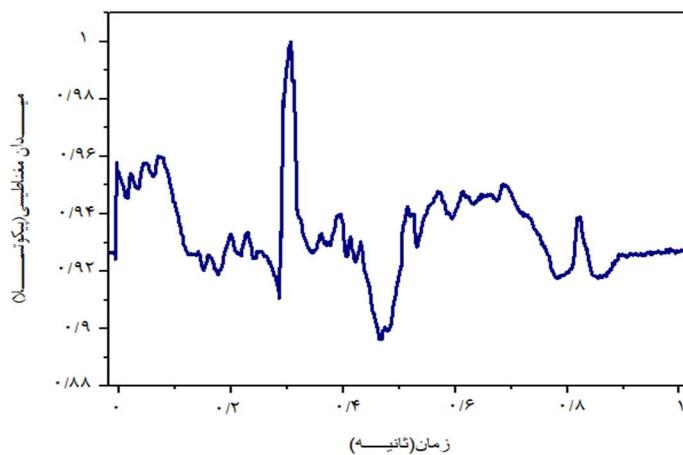
شکل ۴ چگالی طیفی نویه گرادیومتر در فضای بدون حفاظت مغناطیسی.

پس از اندازه‌گیری چگالی طیفی نویه و مشخص کردن حساسیت مگنتومترها، گرادیومتر در فضای باز و در مقابل نویه‌های محیطی در معرض یک میدان شبه حقیقی از میدان مغناطیسی مغز انسان قرار گرفت. میدان مغناطیسی بدهست آمده از تحریک کورتکس شناوی مغز از راه اعمال ولتاژ شبیه‌سازی شده (شکل (۵)) با دستگاه مولد سیگنال، ایجاد می‌شود. این ولتاژ به پیچه‌های هلمهولتزی که در کنار یکی از سلول‌ها تعییه شده، اعمال شده و جریان ایجاد شده در پیچه‌ها، میدان مغناطیسی شبه حقیقی را تولید می‌کنند. همان‌طور که در شکل (۶) مشاهده می‌شود، گرادیومتر قادر است تغییرات این میدان را به خوبی دنبال کند.





شکل ۵ ولتاژ شبیه‌سازی شده در نرم‌افزار برای اعمال به پیچه‌های هلمو Holtz جهت تولید میدان مغناطیسی بدست آمده از تحریک کورتکس شنوایی مغز انسان.



شکل ۶ پاسخ گرادیومتر به میدان مغناطیسی شبیه‌سازی شده اعمالی.

#### ۴. نتیجه‌گیری

میدان مغناطیسی ناشی از فعالیت‌های عصبی مغز، داده‌های مهمی در زمینه تشخیص و درمان بیماری‌های مغزی از جمله شناسایی اختلال در عملکرد مغز ناشی از تشنج، تومورهای مغزی، صرع،

التهاب مغز، آسیب مغزی ناشی از ضربه به سر، سکته یا مرگ مغزی به همراه دارند. مگنتومترهای اتمی اگر چه از حساسیت کم تری در مقایسه با دستگاههای تداخلی کوانتموی ابررسانا برخوردارند، اما به دلیل هزینه ساخت کم تر و نیاز نداشتن به دمای برودتی، بهترین انتخاب به منظور اندازه‌گیری میدان‌های مغز محسوب می‌شوند. برای بهینه‌سازی حساسیت این مگنتومترها، باید نویفه‌های همگنی را که در دو کanal مگنتومتری به صورت یکسان وجود دارد، حذف کرد. بدین منظور در این پژوهش، یک گرadiومتر برای حذف نویفه‌های مغناطیسی ناخواسته ارائه شده است. این گرadiومتر از دو مگنتومتر اتمی تشکیل شده که توانایی تشخیص میدان تولید شده از مغز انسان در فضای بدون حفاظ مغناطیسی و در حضور میدان زمین را دارد. گرadiومتر دارای حساسیت  $900 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  در فضای بدون حفاظ مغناطیسی است که برای تشخیص میدان‌های مغناطیسی شیوه‌سازی شده تحریک شنایی کورتکس مغز مورد استفاده قرار گرفته است. پاسخ‌های دریافتی از گرadiومتر نشان داده است که گرadiومتر به خوبی توانایی رهگیری تغییرات میدان مغناطیسی و ثبت نقشه مغناطیسی مغز انسان را دارد.

## ۵. تقدیر و تشکر

این مقاله توسط ستاد توسعه علوم و فناوری‌های شناختی حمایت مالی شده است.

## منابع

- [1] Hämäläinen, M., Hari, R., Ilmoniemi, R.J., Knuutila, J. and Lounasmaa, O.V., "Magnetoencephalography—theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain", *RMP* 65(2), 413, 1993. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.65.413>.
- [2] Baillet, S., "Magnetoencephalography for brain electrophysiology and imaging", *Nat. Neurosci* 3, 327-339, 2017. <https://doi.org/10.1038/nn.4504>.
- [3] Vrba, J., Taylor, B., Cheung, T., Fife, A.A., Haid, G., Kubik, P.R., Lee, S., McCubbin, J. and Burbank, M.B., "Noise cancellation by a whole-cortex SQUID MEG system", *IEEE Trans. Appl. Supercond* 2, 2218-2123, 1995. <https://doi.org/10.1109/77.403001>.
- [4] Seki, Y., Kandori, A., Ogata, K., Miyashita, T., Kumagai, Y., Ohnuma, M., Konaka, K. and Naritomi, H., "Note: Unshielded bilateral magnetoencephalography system using two-dimensional gradiometers", *Rev. Sci. Instrum* 81(9), 096103, 2010. <https://doi.org/10.1063/1.3482154>.
- [5] Kominiak, I.K., Kornack, T.W., Allred, J.C. and Romalis, M.V., "A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer", *Nature* 422(6932), 596-599, 2003. <https://doi.org/10.1038/nature01484>.



- [6] Xia, H., Ben-Amar Baranga, A., Hoffman, D. and Romalis, M.V., "Magnetoencephalography with an atomic magnetometer", *Appl. Phys. Lett* 89(21), 211104, 2006. <https://doi.org/10.1063/1.2392722>.
- [7] Sheng, J., Wan, S., Sun, Y., Dou, R., Guo, Y., Wei, K., He, K., Qin, J. and Gao, J.H., "Magnetoencephalography with a Cs-based high-sensitivity compact atomic magnetometer", *Rev. Sci. Instrum* 88(9), 094304, 2017. <https://doi.org/10.1063/1.5001730>.
- [8] Kim, K., Begus, S., Xia, H., Lee, S.K., Jazbinsek, V., Trontelj, Z. and Romalis, M.V., "multi-channel atomic magnetometer for magnetoencephalography: A configuration study", *NeuroImage* 89, 143-151, 2014. <https://doi.org/10.1016/j.neuroimage.2013.10.040>.
- [9] Boto, E., Holmes, N., Leggett, J., Roberts, G., Shah, V., Meyer, S.S., Muñoz, L.D., Mullinger, K.J., Tierney, T.M., Bestmann, S. and Barnes, G.R., "Moving magnetoencephalography towards real-world applications with a wearable system", *Nature* 555(7698), 657-661, 2018. <https://doi.org/10.1038/nature26147>.
- [10] Borna, A., Carter, T.R., Colombo, A.P., Jau, Y.Y., McKay, J., Weisend, M., Taulu, S., Stephen, J.M. and Schwindt, P.D., "Non-invasive functional-brain-imaging with an OPM-based magnetoencephalography system", *Plos one* 15(1), e0227684, 2020. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0227684>.
- [11] Hill, R.M., Boto, E., Holmes, N., Hartley, C., Seedat, Z.A., Leggett, J., Roberts, G., Shah, V., Tierney, T.M., Woolrich, M.W. and Stagg, C.J., "A tool for functional brain imaging with lifespan compliance", *Nat. Commun.* 10(1), 4785, 2019. <https://doi.org/10.1038/s41467-019-12486-x>.
- [12] Sulai, I.A., DeLand, Z.J., Bulatowicz, M.D., Wahl, C.P., Wakai, R.T. and Walker, T.G., "Characterizing atomic magnetic gradiometers for fetal magnetocardiography", *Rev. Sci. Instrum* 8, 085003, 2019. <https://doi.org/10.1063/1.5091007>.
- [13] Ranjbaran, M., Tehranchi, M.M., Hamidi, S.M. and Khalkhali, S. M. H., "Relaxation time dependencies of optically detected magnetic resonance harmonics in highly sensitive Mx magnetometers", *J. Magn. Magn. Mater* 469, 522-530, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2018.09.031>.
- [14] Bison, G., Wynands, R. and Weis, A., "A laser-pumped magnetometer for the mapping of human cardiomagnetic fields", *Appl. Phys B* 76, 325-328, 2003. <https://doi.org/10.1007/s00340-003-1120-z>.
- [15] Tiporlini, V., & Alameh, K., "High sensitivity optically pumped quantum magnetometer", *Sci. World J.* 2013. <https://doi.org/10.1155/2013/858379>.
- [16] Ranjbaran, M., Tehranchi, M.M., Hamidi, S.M. and Khalkhali, S.M.H., "Sensitivity optimization of Bell-Bloom magnetometers by manipulation of atomic spin synchronization", *Phys. C: Supercond. Appl* 548, 99-102, 2018. <https://doi.org/10.1016/j.physc.2018.02.011>.
- [17] Ranjbaran, M., Tehranchi, M.M., Hamidi, S.M. and Khalkhali, S. M. H., "Effects of square-wave magnetic fields on synchronization of nonlinear spin precession for sensitivity improvement of Mx magnetometers", *J. Magn. Magn. Mater* 441, 718-723, 2017. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.06.084>.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



## بررسی عملکرد توان الکتریکی دستگاه موج شوک و انفجار

سیم آلومینیومی در یک محیط آبی<sup>۱</sup>

محمد صالح گودرزی<sup>۲</sup>، وحید غفوری<sup>۳</sup>، فرهاد اسدیان<sup>۴</sup>، حمید کریمی<sup>۵</sup>،  
محمد رضا رحیمی<sup>۶</sup> و نادر مزینانی<sup>۷</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۷/۲۶

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۰۹/۲۹

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۱۰/۲۳

سال چهاردهم، پاییز، ۱۴۰۳، تابستان

صفحه ۵۲ - ۷۴

### چکیده:

روش موج شوک یا پالس پلاسمای برای نخستین بار در چاههای نفت برای حل مشکل افت فشار و تولید چاه در جهان ارائه شد. در این مطالعه فناوری انفجار سیم الکتریکی زیرآب برای تولید امواج موج شوک با استفاده از تخلیه ناگهانی انرژی پلاسمای بسیار داغ در یک نقطه و سپس ایجاد موج ضربه‌ای، بررسی شده است. دستگاه ساطع کننده پلاسمای ساخته شده شامل دو الکتروود، یک مجموعه خازن فشار قوی با ولتاژ ۵ کیلوولت و ظرفیت ۱۰ میکروفاراد، یک بلوک الکترونیکی، یک سیم پیچ روغوفسکی نصب شده در مدار تخلیه الکتریکی و یک بلوک رله است. برای سیم آلومینیوم به ترتیب با قطر ۴۰۰ و ۵۰۰ میکرومتر و طول ۳۰ میلی‌متر با جریان پالسی در ولتاژ تخلیه شده ۳۸ کیلوولت، کل رسواب انرژی به ترتیب J=۴۰۰ و L=۵۰۰ و با بازده تبدیل انرژی به ترتیب در حدود ۶۸٪ و ۳۶٪ و ۳۶٪ و بیشینه توان حدود ۱۶۸ MW بدست آمده است. **واژگان کلیدی:** موج شوک، پالس پلاسمایی، انفجار سیم الکتریکی و انرژی پلاسمایی.

<sup>۱</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.44687.1358>

<sup>۲</sup> دانش آموخته دکترا، پژوهشکده علوم پایه کاربردی جهاد دانشگاهی / دانشگاه صنعتی مالک اشتر، تهران، ایران.  
Email: msg.goodarzi@gmail.com

<sup>۳</sup> استادیار، پژوهشکده علوم پایه کاربردی جهاد دانشگاهی، تهران، ایران. (نویسنده مسئول)  
Email: vahid.ghafouri5@gmail.com

<sup>۴</sup> مربی، پژوهشکده علوم پایه کاربردی جهاد دانشگاهی، تهران، ایران.  
Email: farhad.asadian@gmail.com

<sup>۵</sup> دانشجوی دکترا، پژوهشکده علوم پایه کاربردی جهاد دانشگاهی و دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران.  
Email: hamid.karimimahmabadi@email.kntu.ac.ir

<sup>۶</sup> دانش آموخته کارشناسی ارشد، پژوهشکده علوم پایه کاربردی جهاد دانشگاهی و دانشگاه شیراز، شیراز، ایران.  
Email: mr Rahimi@shirazu.ac.ir

<sup>۷</sup> دانش آموخته کارشناسی ارشد، پژوهشکده علوم پایه کاربردی جهاد دانشگاهی و دانشگاه آزاد کاشان، کاشان، ایران.  
Email: nadermazinan@yahoo.com



## ۱. مقدمه

چاه‌های آب پس از حفر، تجهیز و بهره برداری، ظرفیت آب اولیه خود را برای مدتی حفظ می‌کنند. دلایل مختلفی سبب کاهش آب چاه به مرور زمان می‌شوند. برخی از این دلایل عبارتند از: کاهش سطح آب در سفره زیرزمینی، رسوب مواد محلول در آب در قسمت فیلتر شنی (پک شن<sup>۱</sup>) و مسدود شدن شبکه‌های دیواره لوله، رشد باکتری‌ها و در نهایت انسداد بیولوژیکی، سنباده زدن و سایش تجهیزات چاه [۱].

کاهش جریان آب می‌تواند به دلیل رسوب و تجمع مواد آلی و معدنی بر روی دیواره لوله، صفحات و فضای بین عناصر تشکیل‌دهنده لایه آبخوان در اطراف چاه، تحت شرایط مناسب و سایر فرآیندهای هیدروژئوشیمیایی در آبخوان مانند افت فشار و دما که سبب مسدود شدن منافذ می‌شود، باشد و موجب کاهش نفوذپذیری در همسایگی دیواره چاه می‌شود. روش‌های بازیافت دینامیکی یا مکانیکی شامل پالس امواج فراصوتی (اولتراسونیک)، پالس نیتروژن، طتاب انفعاری و همچنین فناوری پالس پلاسمایی است [۲ و ۳]. عملیات برس زدن تنها ۵ تا ۱۰ درصد در بهبود راندمان چاه موثر است، چرا که بیشتر مشکل گرفتگی چاه در پشت دیواره لوله و بین فیلتر شنی است. برس زدن با تمیز کردن داخل دیواره شرایط را برای استفاده از روش‌های دیگر فراهم می‌کند.

امواج شنیداری در محدوده فرکانسی بالاتر از محدوده شنوایی انسان (بیش از ۲۰ کیلوهرتز) فراصوت نامیده می‌شوند. قدرت امواج فراتر از محدوده شنیداری حدود ۵۱۰ وات بر سانتی‌متر مربع است. موج فراصوت توسط یک نوسانگر الکترومغناطیسی پیزوالکتریک از نوع بلوری تولید می‌شود، زمانی که ذرات بلور در معرض جریان متناوب قرار می‌گیرند، شروع به ارتعاش می‌کنند. سرعت ارتعاش آن‌ها به فرکانس جریان اعمال شده بستگی دارد [۲].

نکته مهم در استفاده از امواج فراصوت در بازیابی چاه‌ها که معمولاً به آن توجه نمی‌شود، تأثیر فشار بر بازده موج فراصوت است. آزمایش نشان می‌دهد که با افزایش فشار (افزایش عمق) اثر امواج افزایش می‌یابد و در فشار کمتر از ۲ بار (عمق کمتر از ۲۰ متر) این روش کمایش بی اثر است. کمترین اثر قابل قبول در عمق بیش از ۵۰ متر بدست می‌آید.

روش‌های مرسوم شکست هیدرولیکی، اسیدی کردن و کاربردهای شیمیایی کمک قابل توجهی به بهبود ازدیاد برداشت چاه کرده‌اند، اما این روش‌ها برخی سازندها مناسب نیستند. از ۱۰۰ سال

<sup>۱</sup> Gravel Pack

پیش، فناوری مواد منفجره، به عنوان یک رویکرد شکستگی کمکی، برای حل این مشکلات وارد صنعت نفت شده است.

روش موج شوک یا پالس پلاسمای برای اولین بار در چاههای نفت برای حل مشکل افت فشار و تولید در جهان ارائه شد. مشکل رسوبات در دهانه‌های دیواره چاه و پک سنگریزه در چاههای نفت کمایش مانند چاههای آب است. تنها نوع رسوبات و ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی آن متفاوت است. در روش پالس پلاسمای، با استفاده از تخلیه ناگهانی، انرژی پلاسمای بسیار داغ در یک نقطه متتمرکز شده و سپس با ایجاد موج ضربه‌ای (SW)<sup>۱</sup>، تغییرات فشار موج سبب ضربه و انرژی به دیواره چاه می‌شود و رسوبات از آن جدا می‌شوند. با توجه به اینکه در این روش میزان انرژی و نقطه مورد نظر برای عملیات را می‌توان هدایت کرد، این روش در مقایسه با روش‌هایی چون طناب انفجاری و هیدرولیک دارای بازده و اینمنی بالاتری می‌باشد. از مزایای روش پالس پلاسمای سایر روش‌ها می‌توان به مقرنون به صرفه بودن آن به دلیل نداشتن مواد مصرفی و تجهیزات بزرگ و گسترده (چون روش اسیدشویی و تزریق گاز نیتروژن) و نیاز به نیروی انسانی کمتر اشاره کرد.

سرعت ضربه ایجاد شده در این روش حدود ۲۰۰۰ متر بر ثانیه است. این شوک افزون بر ضربه و قدرت زیاد در فاصله نزدیک به دیواره، طیف وسیعی از فرکانس‌های مختلف از جمله فرکانس‌های طبیعی سامانه (چاه) را تحریک می‌کند. به بیانی دیگر، افزون بر حالت‌های مختلف سامانه، حالت‌های طبیعی آن نیز تحریک شده و تا حدودی پدیده تشید رخ می‌دهد و ارتعاشات با دامنه بیشتر، جداسازی رسوبات را سرعت می‌بخشد. در این روش می‌توان شدت پالس‌ها، عرض زمانی و توالی (فرکانس اعمال پالس) را با توجه به شرایط چاه تنظیم کرد. از مزایای بارز این روش آن است که از نظر زیست محیطی بی‌ضرر است و هیچ گونه خطرات زیست محیطی، زباله‌های اضافی، مواد شیمیایی و گازهای انفجاری را منتشر نمی‌کند.

در دهه ۱۹۸۰، یک ابزار تخلیه الکتریکی برای جایگزینی مواد منفجره برای تحریک سازنده‌های نفت طراحی شد. این ابزار مبتنی بر اثر هیدرولیک است و امواج ضربه‌ای را با تخلیه الکتریکی در آب تولید می‌کند. این ابزار روشی مناسب، پایدار و قابل هدایت برای تولید SW در مقایسه با روش انفجاری است. این SW‌ها در لایه‌های دوره‌ای از راه تحریک سوراخ‌ها روی سنگ و سیال اعمال می‌شوند و از عوامل شیمیایی یا بیولوژیکی مضر برای محیط جلوگیری می‌کنند.

<sup>1</sup> Shock Wave (SW)



با این حال، این فناوری نیز دارای معایب ذاتی است. جدی‌ترین مشکل، بازده انرژی کم چنین تخلیه‌ای است، انرژی SWها تنها می‌تواند به کمتر از ۸ درصد انرژی الکتریکی ذخیره شده در خازن‌ها برسد [۴]. برای ایجاد یک SW قوی، حجم واحد ذخیره انرژی بسیار بزرگی لازم است که استفاده از این ابزار را محدود می‌کند.

انفجار الکتریکی سیم<sup>۱</sup> (EWE) به تدریج در حال تبدیل شدن به یک فناوری فیزیکی و سازگار با محیط زیست به منظور افزایش برداشت نفت<sup>۲</sup> (EOR) در صنعت نفت است [۵]. دامنه فشار بدست آمده از این روش در فاصله معینی از هسته سیم به وجود می‌آید. فاصله‌ها به قطر لوله پوشش بستگی دارد. در مورد این SWها مطالعاتی انجام شده است. گریگوریف مدار تخلیه القابی را که بر SW‌ها تأثیر می‌گذارد، مورد بحث قرار داده است [۶]. نتایج این پژوهش نشان داد که فشار قله با افزایش Al و Cu در موز DC بحسب کمیت‌های مختلف توسط گرینوکو و همکارانش مورد بحث قرار گرفت [۷].

با این حال، همبستگی خوبی با انرژی ذخیره شده در واحد طول وجود داشت. انتشار SWها در آب نیز آزمایش شده است، که به صورت نمایی از موقعیت فاصله انتشار کاهش می‌یابد [۸]. به منظور تولید امواج ضربه‌ای همگرای قوی، انفجار الکتریکی یک سیم منفرد با آرایه سیمی با ساختارهای مختلف، از جمله سیم‌های زیگراگ [۸]، سیم‌های حلقه‌ای شکل [۹]، آرایه‌های سیمی مسطح [۱۰]، آرایه‌های سیمی استوانه‌ای و آرایه‌های سیمی کروی [۱۱، ۱۲]، جایگزین می‌شوند. اما این آرایه‌های سیمی در داخل محفظه قابل استفاده نیستند.

## ۱.۱ چیدمان آزمایشی

در این کار از فناوری انفجار الکتریکی سیم زیر آب<sup>۳</sup> (UWEWE) برای تولید امواج شوک استفاده شده است. طرح واره چیدمان آزمایشی در شکل (۱) نشان داده شده است. دستگاه تولید نوسان‌های پهن نوار غیرخطی، شامل یک واحد کنترل زمین، یک کابل حمل/ارسال توان ورودی به سامانه و منع پلاسما است. در حالی که مورد دوم شامل جزئیات زیر است: یک ساطع کننده پلاسما با دو الکترود، یک مجموعه خازن فشار قوی با ولتاژ ۵ کیلوولت و ظرفیت ۸۰ میکروفاراد،

<sup>1</sup> Electric Wire Explosion

<sup>2</sup> Enhanced Oil Recovery

<sup>3</sup> Under Water Electric Wire Explosion



یک بلوک الکترونیکی، یک سیم پیچ روگوفسکی نصب شده در مدار تخلیه الکتریکی خازن‌ها، یک بلوک رله و دستگاهی برای رساندن هادی فلزی کالیبره شده در شکاف بین الکتروودها است. دستگاه تحويل رسانای فلزی کالیبره شامل قرقه‌ای با رسانای فلزی کالیبره شده و پیوست‌های مکانیکی برای رساندن رسانا است.

اجزا شامل شارژر ترانسفورماتور، بلوک‌های الکترونیکی و رله، واحد خازن، کنتاکتور، اتصالات و ساطع کننده پلاسمای پلاستیکی جداگانه مقاوم در برابر ضربه یا فلز مقاوم در برابر ضربه قرار گرفته‌اند.

به منظور ارزیابی اثر پالس پلاسمایی محیط شیوه‌ساز دیواره چاه با رسوب سیمانی ایجاد شده روی دیواره بیرونی با ضخامت‌های مختلف (۴، ۸ و ۱۲ میلیمتر) ساخته شد و پالس‌هایی با انرژی‌های مختلف ایجاد و اثر آن روی رسوب سیمانی بررسی شد. اطلاعات مربوط به آزمایشات در جدول (۲) خلاصه شده است. در مورد ناحیه نخست با ضخامت ۴ میلی‌متر در سطح بیرونی لوله جدار چاه، پس از ۵ پالس با انرژی ۲۰۰ ژول، فروشکست لا یه سیمان سیاه انجام گرفت و ترک‌ها و روزنه‌هایی در آن ایجاد شد. در شکل (۳)، ایجاد ترک‌های جزئی در مرحله اول در قسمت پایینی با لایه بتنی به ضخامت ۴ میلی‌متر و با اجرای تعداد ده پالس با انرژی پالس ۲۰۰ ژول قابل مشاهده است. در مورد ناحیه دوم پس از ده پالس با انرژی ۵۰۰ ژول، فروشکست لا یه سیمان سفید انجام نشد و ترک‌ها و روزنه‌هایی جزئی در آن قابل مشاهده بود.

در شکل (۴) نمایش ایجاد ترک‌های جزئی در مرحله اول در قسمت میانی با لایه بتنی با ضخامت ۸ میلی‌متر با انرژی پالس ۵۰۰ ژول و با تعداد ده پالس قابل مشاهده می‌باشد. با افزایش تعداد پالس‌ها به ۱۵ پالس لا یه بیان شده از ناحیه‌ای که دارای شکاف بود ترک برداشت و نهایتاً فرو ریخت.

در شکل (۵)، نمایی از این نتیجه در مرحله دوم در قسمت پایینی با لایه بتنی از جنس سیمان سیاه به ضخامت ۴ میلی‌متر با انرژی پالس ۵۰۰ ژول و با تعداد ۱۵ پالس نمایش داده است.

با توجه به استحکام بیشتر بخش‌های بالایی نسبت به بخش‌های پایینی لوله جدار، ابتدا ترک‌های ریز در قسمت پایین لوله با آزاد سازی انرژی پایین مشاهده شد و با بالا بردن انرژی تا میزان بیشینه ۱۰۰۰ ژول، ترک‌ها در قسمت سیمانی با ضخامت ۱۲ میلی‌متر مشاهده گردید. بعد از تکرار ۵ پالس در هر ناحیه، سیمان پوشش داده شده در لایه‌های ۴ و ۸ میلی‌متری از بدنه لوله و شکاف لوله فلزی جدا شد.



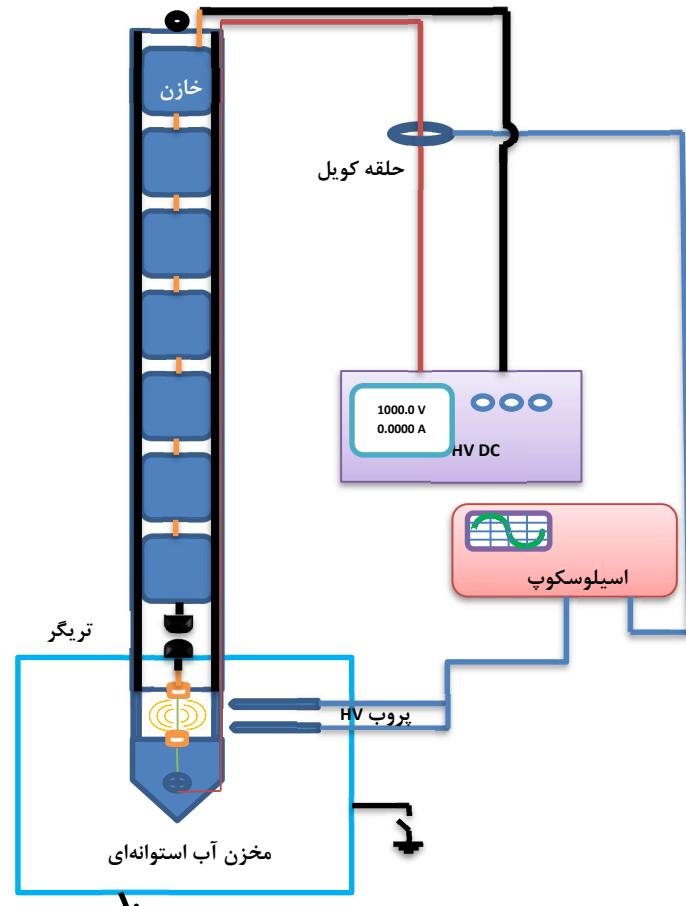
پس از اجرای آزمایش‌های تکمیلی با انرژی ۱۰۰۰ ژول با دوره پالس ۲۰ تایی تمام قسمت سیمان سفید ناحیه دوم نیز کنده شد. در شکل (۵) تصویر فروریختن در مرحله دوم در قسمت میانی با لایه بتونی از جنس سیمان سفید نمایش داده شده است.

**جدول ۱** مشخصات فنی نقشه منبع پلاسما طراحی شده.

قدرت پالس	یک کیلوژول
ولتاژ شارژ خازن‌ها	تا ۵ کیلوولت
ولتاژ DC اولیه	۷۰ ولت
متوجه چرخه کار منبع پلاسما در چاه	۲۰ ثانیه
بیشینه تعداد پالس بدون بالا بردن منبع به سطح	۲۰۰۰ تکرار
طول منبع پلاسما	۲.۵ متر
قطر خارجی منبع پلاسما	۱۰ سانتی‌متر
وزن منبع پلاسما	۳۵ کیلوگرم

**جدول ۲** داده‌های عملیاتی تست منبع پلاسما طراحی شده روی محیط شبیه‌سازی شده از چاه.

نتیجه	تعداد پالس	انرژی پالس (ژول)	جنس رسوب	ضخامت رسوب (mm)
تأثیر غیر مشهود	۵	۲۰۰	سیمان سیاه	۴
ایجاد ترک روی رسوب	۱۰	۲۰۰	سیمان سیاه	۴
شکست کامل	۱۵	۵۰۰	سیمان سیاه	۴
ترک های جزیی	۱۰	۵۰۰	سیمان سفید	۸
ترک های عمیق تر	۱۵	۵۰۰	سیمان سفید	۸
شکست کامل	۲۰	۱۰۰۰	سیمان سفید	۸
ترک های جزیی	۱۵	۵۰۰	سیمان سفید	۱۲
ترک های مشهود	۲۰	۱۰۰۰	سیمان سفید	۱۲



شکل ۱ طرحواره از چیدمان مولد موج شوک (SW) برای انفجار سیم الکتریکی زیر آب.





شکل ۲ (الف) شماتیک اجزای طراح شده در روش پالس پلاسمایی (ب) مجموعه خازن‌ها و قطعات قرار گرفته در داخل تجهیز پالس پلاسمایی.



شکل ۳ ایجاد ترک‌های جزئی در مرحله اول در قسمت پایینی بالایه بتنی با ضخامت ۴ میلی‌متر با شدت پالس ۲۰۰ ژول و با تعداد ۵ پالس.



شکل ۴ ایجاد ترک‌های جزئی در مرحله اول در قسمت میانی با لایه بتونی به ضخامت ۸ میلی‌متر با شدت پالس ۵۰۰ ژول و با تعداد ۱۰ پالس.

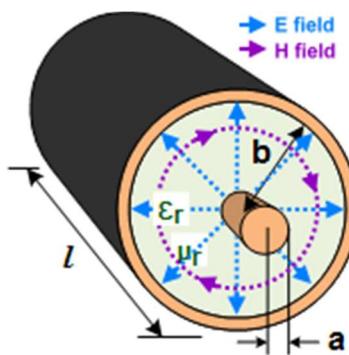


شکل ۵ فروریختن در مرحله دوم در قسمت میانی با لایه بتونی به ضخامت ۸ میلی‌متر با انرژی پالس ۱۰۰۰ ژول و با تکرار ۲۰ پالس.

## ۲.۱ محاسبات مقاومت خازن و سلف کابل هم محور

در ادامه کمیت‌های رسانایی در واحد طول ( $G$ ) اندوکتانس خط در واحد طول ( $L$ ) و ظرفیت خازنی در واحد طول ( $C$ ) و مقاومت در واحد طول ( $R$ ) یک کابل هم محور بدست می‌آید. خوشبختانه بیشتر ساختارهای خطوط انتقال با یک سامانه مختصات عمود بر هم هماهنگی دارند.





شکل ۶ کابل هم محور: با یک هادی داخلی به شعاع  $a$  و یک هادی بیرونی با شعاع داخلی  $b$ .

سطح مقطع یک کابل هم محور در شکل (۶) نشان داده شده است و دارای دو هادی هم مرکز است که هادی داخلی دارای شعاع  $a$  و هادی بیرونی با شعاع داخلی  $b$  است. میدان‌های بین هادی‌ها را می‌توان با بیان روابط میدان در مختصات استوانه‌ای حل کرد. ساده‌ترین توزیع میدان ممکن در شکل (۶) نشان داده شده است. اولین پارامتری که استخراج می‌شود ظرفیت خازنی ( $C$ ) است. بخشی از خط به طول  $\Delta z$  را در نظر بگیرید، سپس با استفاده از قانون گاووس، میدان الکتریکی شعاعی عبارت است از:

$$\vec{E} = E_r(r)\hat{r} = \frac{\rho_l}{2\pi r \epsilon} \hat{r} \quad (1)$$

و  $\hat{r}$  بردار واحد در جهت شعاعی است. ولتاًز بین هادی‌ها عبارت است از:

$$V = \int_a^b E_r \cdot dr = \int_a^b \frac{\rho_l \hat{r}}{2\pi r \epsilon} \cdot dr = \frac{\rho_l}{2\pi \epsilon} \ln \left( \frac{b}{a} \right) \quad (2)$$

حال، ظرفیت یک بخش از خط است.

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{\rho_l \Delta z}{V} \quad (3)$$

و از این‌رو، ظرفیت در واحد طول خط (با واحدهای آن SI  $F/m$ ) برابر است با:

$$C = \frac{2\pi \epsilon}{\ln(b/a)} \quad (4)$$

استخراج عبارات  $R$  و  $L$  دارای اهمیت بیشتری است، چرا که جریانی در داخل هادی داخلی وجود خواهد داشت. سپس میدان مغناطیسی به ناحیه بین هادی‌ها محدود می‌شود. با استفاده از قانون مدار آمپر،

$$\oint \vec{H} \cdot d\ell = \oint H_\phi \hat{\phi} \cdot d\ell = I \quad (5)$$

که انتگرال مدار بسته روی دایره‌ای با شعاع ثابت گرفته می‌شود. با توجه به اینکه  $H_r$  تنها تابعی از  $r$  است، سپس برای  $a < r < b$

$$2\pi r H_r(r) = I \quad B_r = \mu H_r = \frac{\mu I}{2\pi r} \quad (6)$$

این امکان را می‌دهد که اندوکتانس خط به عنوان کل شار مغناطیسی (سطح مقطع کابل هم محور بین شعاع  $a$  و  $b$ ) در واحد جریان محاسبه شود. از این رو اندوکتانس خط در واحد طول برابر است با:

$$L = \int_a^b \frac{\mu}{2\pi r} dr = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (7)$$

که واحد SI آن  $H/m$  است. برای کابلی با  $a=1\text{ mm}$  و  $b=25\text{ mm}$  اندوکتانس برابر با  $L=6.44$  است.

مقاومت خطوط با استفاده از مقاومت سطحی هادی‌ها،  $R_s$  محاسبه می‌شود. بنابراین مقاومت خط در واحد طول برابر است

$$R = \frac{R_s}{2\pi} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad (8)$$

که دارای واحدهای SI اهم برمترا است. امپدانس مشخصه بدون تلفات کابل هم محور عبارت است از:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (9)$$

اگر تمام کمیت‌های عبارت بر حسب واحد SI باشند، دارای واحد اهم ثانیه است. قانون آمپر برای سیم حامل جریان نامتناهی بر بزرگی میدان مغناطیسی برقرار است:

$$B = \frac{\mu_0 i r}{2\pi R^2} \quad (< R)r \quad \text{داخل سیم} \quad (10)$$

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi r} \quad (\geq Rr) \quad \text{خارج از سیم} \quad (11)$$

در حالی که،  $i$  جریان،  $B$  شدت میدان مغناطیسی در  $r$ ،  $\mu_0$  نفوذپذیری فضای آزاد،  $R$  شعاع سیم، و  $r$  شعاع اندازه‌گیری میدان است. در داخل سیم، میدان باید روی محور به صفر برسد.

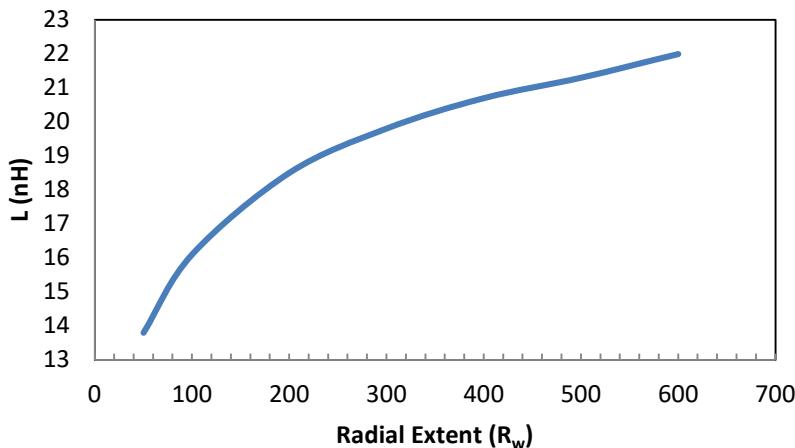
شکل (7) اندوکتانس ولتاژ پایین و حالت پایدار را  $t = 2\mu s$  به عنوان تابعی از گستره شعاعی در مضرب شعاع سیم،  $R_w$  نشان می‌دهد. اندوکتانس ناشی از جریان در سیم، در حد DC (میدان کاملاً پراکنده) توسط ناپل<sup>1</sup> به صورت زیر داده شده است.

$$L_w = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left[ \ln\left(\frac{2l}{R_w}\right) - \frac{3}{4} \right] \quad (12)$$

<sup>1</sup> Knoepfel



که در آن،  $l = 3$  سانتی‌متر طول و  $R_w = 400 \mu m$  شعاع سیم است. با وارد کردن مقادیر  $l$  و  $R_w$ ، اندوکتانس ناشی از جریان در سیم برابر  $nH = 25.5$  است.



شکل ۲ اندوکتانس بار به عنوان تابعی از گستره شعاعی برای شبیه‌سازی‌های ولتاژ پایین.

### ۳.۱ محاسبات ترانسفورماتور

در شکل (۸) طرحی از یک ترانسفورماتور نشان داده شده است.

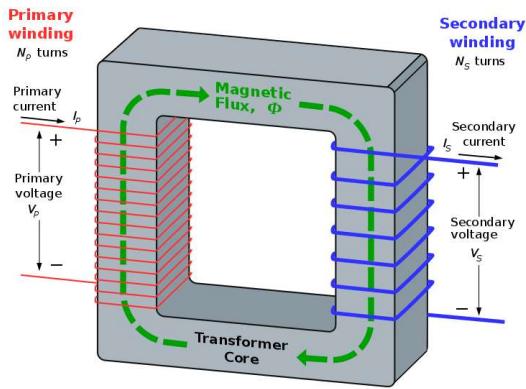
$$V_p = -N_p \frac{d\Phi}{dt} \quad (13)$$

$$V_s = -N_s \frac{d\Phi}{dt} \quad (14)$$

که در آن،  $V$  ولتاژ لحظه‌ای است،  $N$  تعداد چرخش‌های یک سیم پیچ،  $\frac{d\Phi}{dt}$  مشتق شار مغناطیسی  $\Phi$  از راه یک دور سیم پیچ در مدت زمان ( $t$ ) است، و زیرنویس‌های  $p$  و  $s$  نشان‌دهنده اولیه و ثانویه است.

$$\frac{V_p}{V_s} = \frac{N_p}{N_s} = a \quad (15)$$

که در آن، برای ترانسفورماتور افزاینده  $a < 1$  و برای ترانسفورماتور کاهنده  $a > 1$  است.



شکل ۸ طرحی از یک ترانسفورماتور.

بر اساس قانون بقای انرژی، توان ظاهری، حقیقی و راکتیو هر کدام در ورودی و خروجی حفظ می‌شوند:

$$S = I_p V_p = I_s V_s \quad (16)$$

که در آن،  $S$  توان ظاهری و  $I$  جریان است. ترکیب رابطه‌های (۱۵) و (۱۶) با این یادداشت پایانی هویت ترانسفورماتور ایده‌آل را نتیجه می‌دهد:

$$\frac{V_p}{V_s} = \frac{I_s}{I_p} = \frac{N_p}{N_s} = \sqrt{\frac{L_p}{L_s}} = a \quad (17)$$

در حالی که،  $L$  خود القایی سیم پیچ است. با استفاده از قانون اهم و هویت ترانسفورماتور ایده‌آل:

$$Z_L = \frac{V_s}{I_s} \quad (18)$$

$$Z'_L = \frac{V_p}{I_p} = \frac{aV_s}{IS/a} = a^2 \frac{V_s}{IS} = a^2 Z_L \quad (19)$$

که در آن،  $Z_L$  امپدانس بار مدار ثانویه است و  $Z'_L$  بار ظاهری یا امپدانس نقطه محركه مدار اولیه است، بالا نویس، نشان دهنده اصلی است.

ترانسفورماتورهای حقیقی شامل تلفات هسته، که مجموعاً تلفات جریان مغناطیسی نامیده می‌شوند، شامل تلفات هیسترزیس ناشی از اثرات مغناطیسی غیرخطی در هسته ترانسفورماتور و تلفات جریان گردابی ناشی از گرمایش ژول در هسته (که متناسب با مربع ولتاژ اعمالی ترانسفورماتور است) می‌باشد [۱۳]. بر حلاف الگوی ایده‌آل، سیم پیچ‌ها در یک ترانسفورماتور حقیقی دارای مقاومت‌ها و اندوکتانس‌های غیرصفری هستند که با تلفات ژول به دلیل مقاومت در سیم پیچ اولیه و ثانویه [۱۳]، شار نشستی که از هسته فرار می‌کند و از یک سیم پیچ عبور می‌کند و تنها منجر به امپدانس واکنشی



اولیه و ثانویه می‌شود. شبیه به یک سلف، ظرفیت سربار و پدیده خود رزونانس به دلیل توزیع میدان الکتریکی رخ می‌دهد.

#### ۴.۱ شار نشتی

در الگوی ایده‌آل ترانسفورماتور فرض می‌شود که تمام شار تولید شده توسط سیم‌پیچ اولیه، تمام چرخش‌های هر سیم‌پیچ، از جمله شار خودش به هم ربط دارد. در عمل، مقداری شار از مسیرهایی عبور می‌کند که خارج از سیم‌پیچ‌ها است [۱۴]. چنین شاری، شار نشتی نامیده می‌شود و منجر به اندوکتانس نشتی به صورت سری با سیم‌پیچ‌های ترانسفورماتور جفت شده متقابل می‌شود [۱۵]. شار نشتی سبب تخلیه انرژی ذخیره شده متناسب در میدان‌های مغناطیسی با هر چرخه منبع تغذیه می‌شود. این رخداد به صورت مستقیم به معنای از دست دادن توان نیست. اگرچه منجر به تنظیم ولتاژ پایین‌تر می‌شود، که سبب متناسب بودن ولتاژ ثانویه به صورت مستقیم با ولتاژ اولیه، به ویژه در بارهای بیشتر، می‌گردد [۱۴].

در برخی از کاربردها، همچون مورد انفجار الکتریکی سیم، روند افزایشی نشتی مورد نظر است. مسیرهای مغناطیسی طولانی، شکاف‌های هوا، یا شنت‌های میانبر مغناطیسی<sup>۱</sup> ممکن است بیشتر اوقت در طراحی ترانسفورماتور ایجاد شوند تا جریان اتصال کوتاه را محدود کند [۱۵]. در ادامه به نوعی از رله که در این ابزار بکار گرفته شده است اشاره خواهد شد.

#### ۵.۱ مدار سوئیچ رله

رله‌ها افزارهای الکترومکانیکی هستند که از یک آهنربای الکتریکی برای عملکرد یک جفت ارتباط متحرک از حالت باز به حالت بسته استفاده می‌کنند. مزیت رله‌ها این است که برای کارکردن سیم‌پیچ رله انرژی نسبتاً کمی مصرف می‌شود. طراحی و انواع مدارهای کلیدزنی رله بسیار زیاد است، اما بسیاری از پروژه‌های الکترونیکی کوچک از ترانزیستورها و ماسفت‌ها به عنوان افزاره کلیدزنی خود استفاده می‌کنند، زیرا ترانزیستور می‌تواند هدایت سریع کلیدزنی سیم‌پیچ رله را از منابع ورودی مختلف فراهم کند.

<sup>۱</sup> Magnetic Bypass Shunts

## ۶.۱ مدار کلیدزنی رله NPN

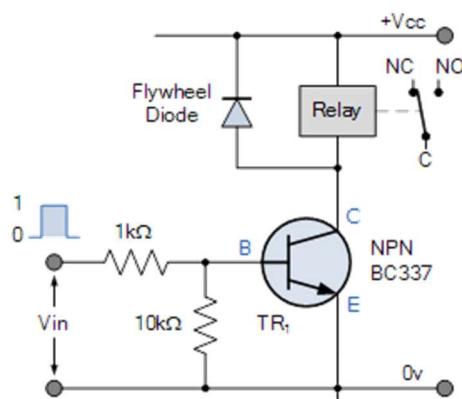
یک مدار کلیدزنی رله معمولی دارای سیم پیچی است که توسط یک کلید ترانزیستور NPN هدایت می‌شود. هنگامی که ولتاژ بیس ترانزیستور صفر (یا منفی) باشد، ترانزیستور قطع است و به عنوان یک کلید باز عمل می‌کند. در این شرایط هیچ جریان کلکتوری عبور نمی‌کند و سیم پیچ رله بدون انرژی است. چرا که به عنوان افزارهای عبور دهنده، اگر جریانی به بیس نرسد، جریانی از سیم پیچ رله عبور نخواهد کرد. اگر یک جریان مثبت مناسب به بیس وارد شود تا ترانزیستور NPN اشباع شود، جریانی که از بیس به امپیتر (B-E) جریان می‌یابد، جریان سیم پیچ بزرگتر را که از کلکتور به امپیتر ترانزیستور می‌گذرد، کنترل می‌کند. مدار کلیدزنی رله NPN در شکل (۹) نشان داده شده است.

## ۷.۱ مدار کلیدزنی رله ماسفت کانال N

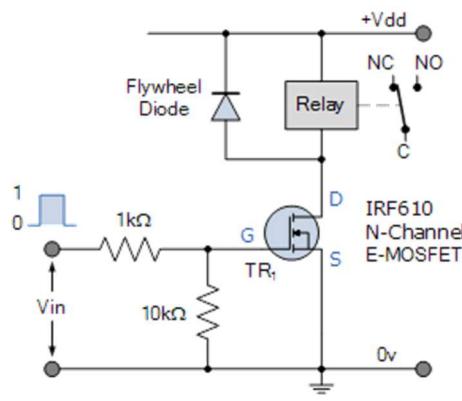
عملیات کلیدزنی رله ماسفت بسیار شبیه عملکرد سوئیچ ترانزیستور اتصال دوقطبی (BJT) است که در شکل (۹) نشان داده شده است. با این حال، تفاوت‌های فراوانی در عملکرد مدارهای ماسفت وجود دارد. بیشترین آن‌ها این است که ماسفت‌ها افزارهایی هستند که با ولتاژ کار می‌کنند، و از آنجایی که گیت به صورت الکتریکی از کانال منبع تخلیه جدا شده است، امپدانس‌های ورودی بسیار بالایی دارند، بنابراین جریان گیت برای ماسفت صفر است. از این رو، مقاومت بیس غیر ضروری است.

ماسفت‌های تقویت کننده کانال N (NMOS) متداول‌ترین نوع ماسفت هستند که ولتاژ مثبت در ترمینال گیت را روشن می‌کند و ولتاژ صفر یا منفی روی درین آن را خاموش می‌کند و به عنوان رله ماسفت ایده‌آل عمل می‌کنند. شکل (۱۰)، مدار کلیدزنی ماسفت کانال N را نشان می‌دهد که در پیکربندی منبع مشترک وصل شده است.





شکل ۹ مدار کلیدزنی رله NPN.



شکل ۱۰ مدار کلیدزنی رله ماسفت کاتال N.

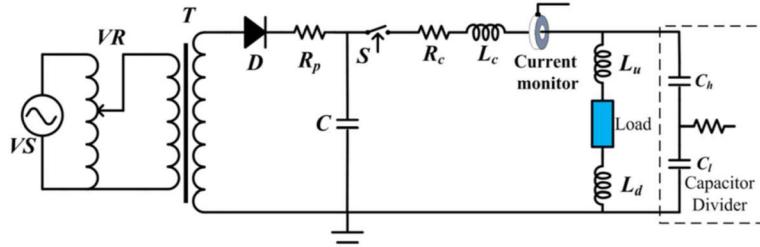
شکل (۱۱) مدار تخلیه را نشان می‌دهد که در آن،  $R_C \sim 77.6$  میلی اهم) و  $L_C \sim 238.1$  nH مقاومت ذاتی و اندوکتانس مدار بدون بار هستند.  $L_u \sim 18.45$  nH) و  $L_d \sim 59.58$  nH) قسمت‌های بالایی و پایینی اندوکتانس‌های ساختار هم محور هستند. اندوکتانس سیم (طول ۳۰ میلی‌متر و قطر ۴۰۰ میکرومتر)  $\sim 24.4$  nH است. ولتاژ القایی یک سیم الکتریکی را می‌توان با رابطه (۲۰) محاسبه کرد.

$$ULw = Lwd I/dt + IdLw/dt \quad (20)$$

در تخلیه مقیاس زمانی میکروثانیه‌ای، محاسبه ولتاژ القایی را می‌توان در محدوده خطای قابل قبول ساده کرد [۱۶] و ولتاژ مقاومتی  $UR$  بار را می‌توان با رابطه (۲۱) بدست آورد.

$$UR = U_C - U_L = U_C - (L_u + L_d + L_w) dI/dt \quad (21)$$

در این مطالعه، اندوکتانس کل  $L_u$ ،  $L_d$  و  $L_w$  برابر  $104 \text{ nH}$  است.



شکل ۱۱ طرحواره بعضی‌های الکترونیکی دستگاه پالس پلاسمایی طراحی شده.

همانطور که انرژی الکتریکی در سیم ذخیره می‌شود، انسپاٹ سریع حجم ناشی از انفجار فاز و انسپاٹ کanal تخلیه پلاسما می‌تواند SW های قوی ایجاد کند.

فناوری تخلیه الکتروهیدرولیک که به پالس‌های پلاسما نیز معروف است از دو فرآیند الکتریکی و مکانیکی تشکیل شده است [۱۷]. فرآیند الکتریکی شامل ذخیره و تخلیه انرژی الکتریکی از خازن‌ها به الکترودها است. در نتیجه این تخلیه الکتریکی، قوس پلاسمایی پرانرژی ایجاد می‌شود و این انرژی در کسری از ثانیه به انرژی حرارتی، صدا و امواج فشار تبدیل می‌شود.

آزمایش‌ها در یک مخزن آب استوانه‌ای به ابعاد  $1200 \times 990 \text{ میلی متر}$  انجام شد. منع SW در فاصله ۲۵۰ میلی متر (D<sub>SW</sub>) از دیواره داخلی مخزن قرار گرفت.

## ۲. نتایج و بحث

در این مطالعه، روش UWEWE برای تولید SW‌ها زیر آب به کار گرفته شده است. در بین آزمایش‌های مختلف، کمیت‌های سیم فلزی و ولتاژ شارژ خازن نمی‌توانند کاملاً یکسان باشند. بنابراین فرآیند تخلیه و SW‌های تولید شده نیز ممکن است با یکدیگر کمی متفاوت باشند. برای اطمینان از تکرارپذیری اندازه‌گیری، یک پایایی اندازه‌گیری کامل لازم است. اول اینکه منع SW باید در طول کل آزمایش بسیار پایدار باشد، به صورتی که SW‌های تولید شده در آزمون‌های مختلف از قابلیت مقایسه و تکرارپذیری خوبی برخوردار باشند. با حفظ شرایط آزمایشی (ساختار مدار، ولتاژ شارژ، کمیت‌های سیم انفجاری و سامانه اندازه‌گیری) بدون تغییر، ۱۰ آزمایش تکرار می‌شود.

شکل موج جریان و ولتاژ نوعی بدست آمده در شکل (۸) نشان داده شده است. در این کار، خازن‌ها به ترتیب به ۳، ۴ و ۵ کیلو ولت شارژ می‌شوند که در نتیجه کل انرژی ذخیره شده ۳۶۰، ۶۴۰ و ۱۰۰۰ ژول بدست می‌آید.

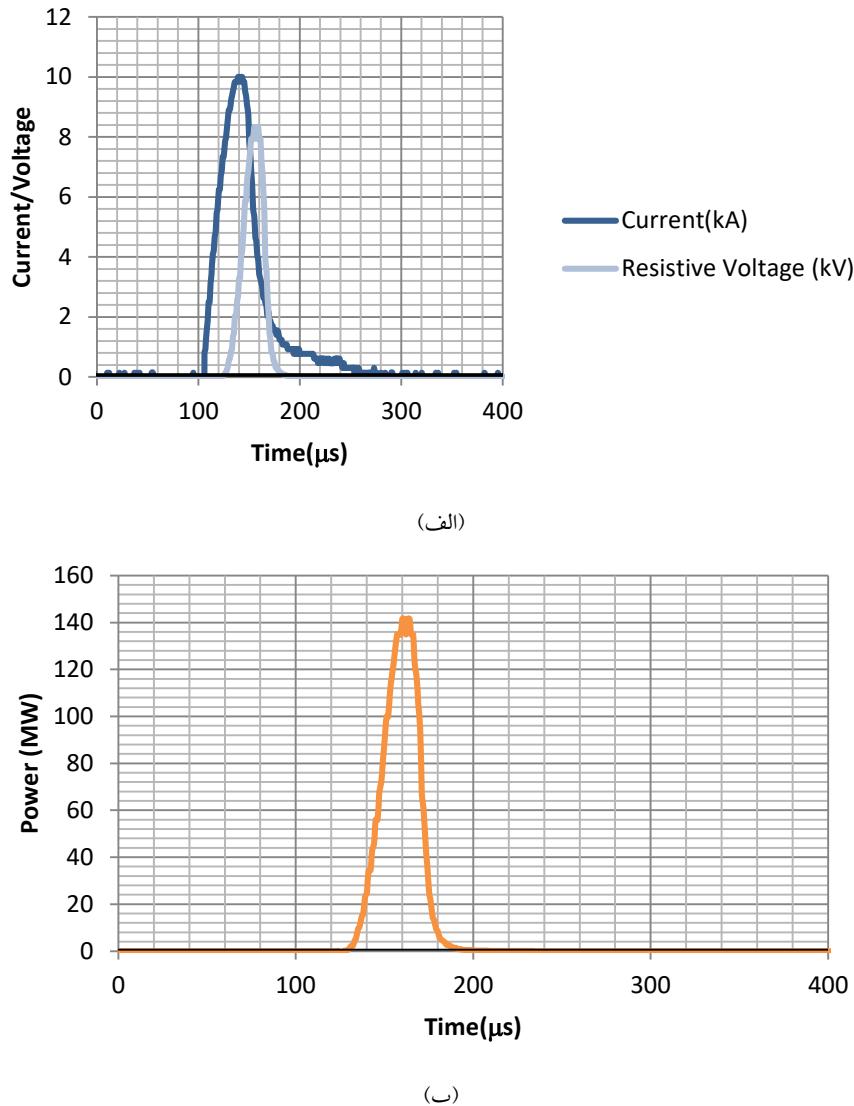


جريان و ولتاژ توسط يك سيم پيچ روگوفسکي خودمجتمع با يك تضعيق كننده<sup>۱</sup> ۲۰ دسي بل و يك تقسيم كننده ولتاژ خازني اندازه گيري می شوند. همانطور که در شكل (۱) مشاهده می شود، تقسيم كننده ولتاژ خازني سيگنال ولتاژ قسمت مرکزي هادي داخلی ساختار کابل هم محور را اندازه گيري می کند. پروفایل ولتاژ بدست آمده شامل ولتاژ مقاومتی بار و ولتاژ القایی کابل هم محور است. شكل موج جريان و ولتاژ مقاومتی در شكل (۱۲) نشان داده شده است. هنگامی که خازن تا ولتاژ ۴ کيلو ولت شارژ می شود و بار تخلیه يك سيم آلومینیوم به طول ۳۰ میلی متر، قطر ۴۰۰ میکرومتر است، جريان پالسى با دامنه ۱۰ کيلو آمپر و زمان افزایش ~۳۵ میکرو ثانیه را می توان بدست آورد. ولتاژ مقاومتی را می توان با کم کردن ولتاژ القایی از ولتاژ اندازه گيري شده بدست آورد و روش محاسبه را می توان در منابع یافت [۱۸]. اسیلوسکوپ دیجیتال ضبط کننده جريان تخلیه را به عنوان منبع تحويل (Trigger Source) اتخاذ می کند، نه سیگنال تحويل سوئیچ (switch's trigger signal)، از این رو نبود قطعیت فرآیند تحويل (Trigger Process) بر اندازه گیری زمان رسیدن SW تأثیری نخواهد داشت.

در هر فاصله، حداقل پنج آزمایش پی درپی با کمیت های تخلیه یکسان تولید شد. منبع SW و پروب های فشار در موقعیتی به میزان کافی عمیق (عمق آب ۴۵۰ میلی متر) قرار گرفتند تا از تأثیر احتمالی اثرات «پدیده های کاویتاسیون حجمی» جلوگیری شود. هنگامی که سیم آلومینیوم با قطر ۴۰۰ میکرومتر و طول ۳۰ میلی متر با جريان پالسى در ولتاژ تخلیه شده ۳/۸ کيلوولت بارگذاري می شود، شكل موج های معمولی بدست آمده روی بار در شكل (۱۲-الف و ب) نشان داده شده است. کل رسوبر انرژی J ۴۰۰ س، با بازده تبدیل انرژی ~۶۸٪ است و بیشینه توان MW ۱۶۸ است. وقتی سیم آلومینیوم با قطر ۵۰۰ میکرومتر و طول ۳۰ میلی متر با جريان پالسى در ولتاژ تخلیه شده ۹/۷۵ کيلوولت بارگذاري می شود، شكل موج های معمولی بدست آمده روی بار در شكل (۱۳-الف و ب) نشان داده شده است. کل رسوبر انرژی J ۵۰۰ س، با بازده تبدیل انرژی ~۶۶.۳٪ و بیشینه توان MW ~۱۶۸ است.

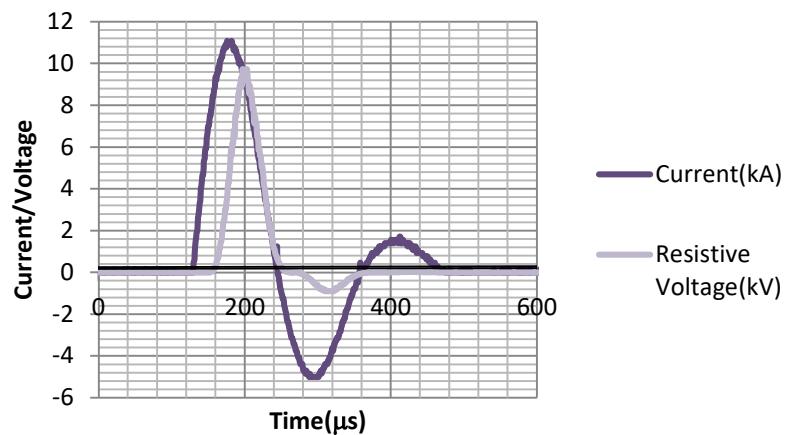
هر تخلیه با هر پیکربندی بار حداقل سه بار تکرار می شود تا خطاهای احتمالی به کمینه برسد. در هر شات، سیگنال تخلیه جريان و ولتاژ و توان به صورت جداگانه با دو اسیلوسکوپ دیجیتال ثبت می شود چرا که مقیاس های زمانی متفاوتی دارند. سپس ولتاژ مقاومتی و توان محاسبه می شود.

<sup>۱</sup> Attenuator

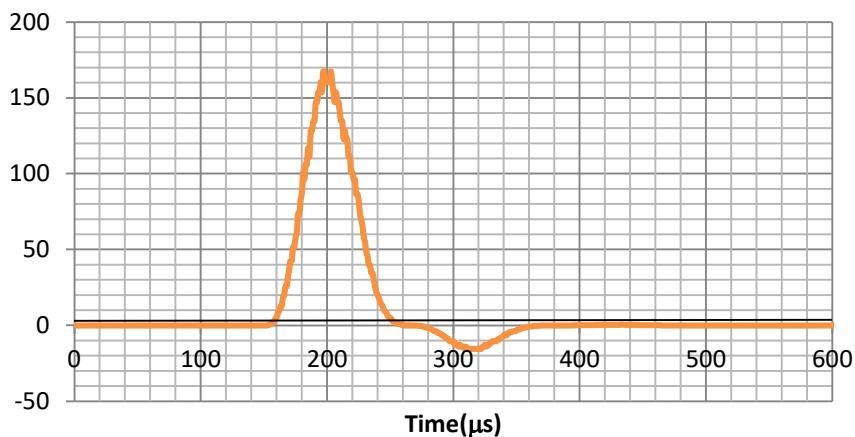


شکل ۱۲ (الف) شکل موج جریان و ولتاژ مقاومتی. (آلومینیوم با قطر ۴۰۰ میکرومتر و طول ۳۰ میلی‌متر) (ب) شکل موج جریان توان.





(الف)

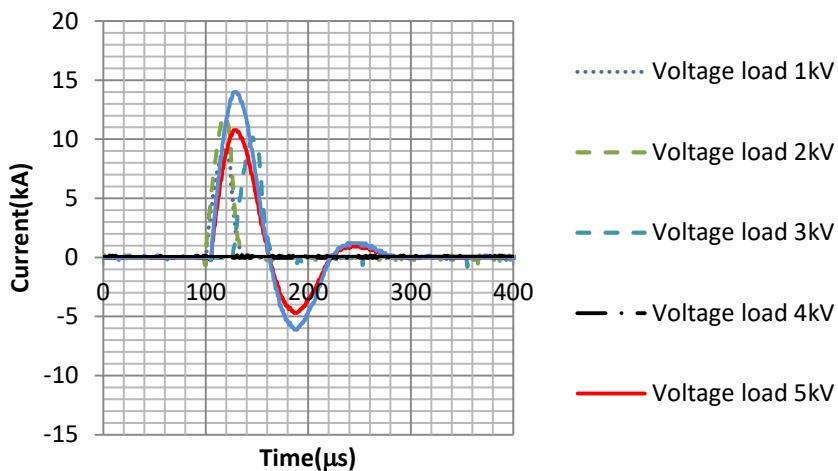


(ب)

**شکل ۱۳** (الف) شکل موج جریان و ولتاژ مقاومتی و (ب) شکل موج توان، آلومینیوم با قطر  $5/0$  طول  $30$  میلی متر.

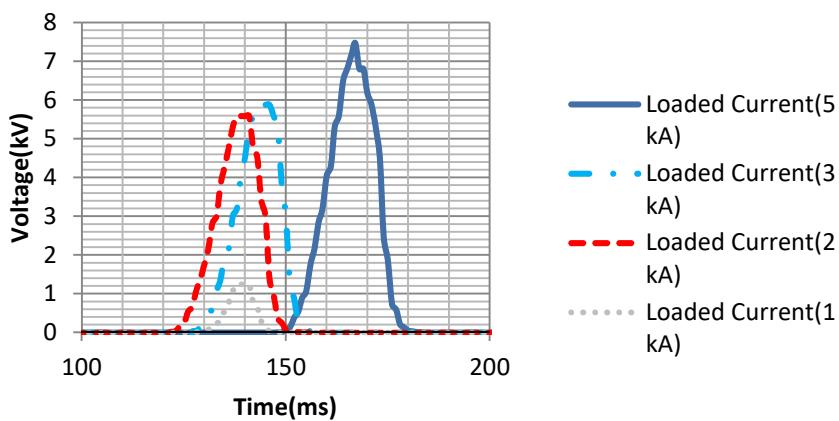
شکل (۱۴)، شکل موج تحت جریان بار ۵ تا ۱۰ کیلوآمپر را نشان می‌دهد. فرآیند تبخیر تحت ولتاژ ۳ کیلوولت دیرتر از ولتاژ ۴ و ۵ کیلوولت شروع می‌شود. این ممکن است با رسانایی بالای محصولات شیمیایی با دمای بالا نیز توضیح داده شود که مقاومت کانال تخلیه را کاهش می‌دهد. با

ولتاژ اولیه ۴ کیلوولت، کanal تخلیه نمی‌تواند پایدار بماند و ولتاژ معکوس روی سیم و خازن پدیدار می‌گردد. در این شرایط، بازده تبدیل انرژی کاهش می‌یابد.



شکل ۱۴ شکل موج جریان تحت ولتاژ بار ۱ تا ۶ کیلوولت بیشینه جریان عبوری از سیم با افزایش ولتاژ افزایش می‌یابد.

در شکل (۱۵)، شکل موج ولتاژ تحت بار جریان ۱ تا ۵ کیلوولت نمایش داده شده است. با افزایش جریان بار قله ولتاژی در فاصله‌های زمانی مختلفی ایجاد می‌شود و پاسخ زمانی پالس در مدت زمانی بیشتری بدست می‌آید. در همین حال ولتاژ کاری با شدت بیشتری رخ می‌دهد و عملکرد تغیر سیم را بهبود می‌بخشد.



شکل ۱۵ شکل موج ولتاژ تحت بار جریان ۱ تا ۵ کیلوولت.



### ۳. نتیجه‌گیری

در این مقاله، تأثیرات ولتاژ شارژ (انرژی ذخیره شده)، و قطر سیم فلزی بر عملکرد احتراق EM تعزیزی و تحلیل شد. با بررسی شکل‌های (۹) و (۱۰)، مشاهده شد که انفجار سیم آلومینیوم و تخلیه بار EM، SW، EM های قوی‌تری با فشار اوج و ضربه بزرگ‌تر با جریان و ولتاژ بار شده متناسب است. برای سیم آلومینیوم به ترتیب با قطر ۴۰۰ و ۵۰۰ میکرومتر و طول ۳۰ میلی‌متر با جریان پالسی در ولتاژ تخلیه شده ۳۸ کیلوولت، کل رسو ب انرژی به ترتیب  $J = 400$  و  $J = 500$  با بازده تبدیل انرژی به ترتیب  $\sim 68\%$  و  $\sim 66.3\%$  و بیشینه توان  $MW = 168$  بدست آمده است. ولتاژ شارژ بالاتر و انرژی ذخیره شده کمیت‌های کلیدی برای بهبود عملکرد پالس پلاسمای و تبخیر سیم و ضربه انفجار به شمار می‌آیند. بیشینه دمای سیم، دمای نقطه جوش است. ولتاژ شارژ بالاتر، انرژی ذخیره شده بیشتری را به سیم هدایت می‌کند و پلاسمای قوس تشکیل شده دارای ویژگی‌های دمای بالا (چند ده کلوین) و تابش شدید است. این محصولات با انرژی بالا کمیت‌های کلیدی برای مشتعل کردن انفجار EM در حالت شروع نقطه داغ هستند.

### ۴. تقدیر و تشکر

لازم است از جناب آقای دکتر کمال خدایی رئیس پژوهشکده علوم پایه کاربردی و همچنین از جناب آقای دکتر حمید رضا قمی عضو هیات علمی پژوهشکده لیزر و پلاسمای دانشگاه شهید بهشتی به خاطر همکاری‌های مشفقاته کمال تشکر داشته باشیم.

### منابع

- [1] Sophocleous, M., "Interaction between Ground Water and Surface Water: The State of the Science", *Hydrogeology Journal* 10, 52-56, 2002 <https://doi.org/10.1007/s10040-001-0170-8>
- [2] "Well Rehabilitation with high-energetic Ultrasound", *Sonic Umwelttechnik. SONIC Information No. E1-09.* 2009, Accessed on April 2017. [www.sonic-umwelttechnik.de](http://www.sonic-umwelttechnik.de).
- [3] Gipsou, T. C., "Method and apparatus for downhole oil well production stimulation", *US Patent*, 5297631, 1994.
- [4] Naugol'nykh Kh.A., Roy N.A. Spark discharges in water, Nauka, Moscow, Russia, 1971 (translation: Foreign Technology Division, Wright-Patterson AFB, OH, 1974).
- [5] "The qualitystocks daily newsletter", *QualityStocks*, <http://www.qualitystocks.net/newsletter/031616.html>, 2016. (Accessed 17 February 2011).



- [6] Grigoriev, A. N., and A. V. Pavlenko, "Circuit inductance influence on shock wave generation under electrical explosion of foil", In *Izvestiya vuzov. Fizika* 11, 209–211, 2006.
- [7] Grinenko, A., Ya E. Krasik, S. Efimov, A. Fedotov, V. Tz Gurovich, and V. I. Oreshkin., "Nanosecond time scale, high power electrical wire explosion in water", *Physics of Plasmas* 13(4), 2006. <https://doi.org/10.1063/1.2188085>
- [8] Veksler, D., Sayapin, A., Efimov, S. and Krasik, Y.E., "Characterization of different wire configurations in underwater electrical explosion", *IEEE transactions on plasma science* 37(1), 88-98, 2008. <https://doi.org/10.1109/TPS.2008.2006176>
- [9] Shafer, D., Toker, G.R., Gurovich, V.T., Gleizer, S. and Krasik, Y.E., "Peculiarity of convergence of shock wave generated by underwater electrical explosion of ring-shaped wire", *Physics of plasmas* 20(5), 2013. <https://doi.org/10.1063/1.4804342>
- [10] Efimov S., Gurovich V.T., Bazalitski G., Fedotov A., Krasik Y.E., "Addressing the efficiency of the energy transfer to the water flow by underwater electrical wire explosion", *J. Appl. Phys.* 106, 073308, 2009 <https://doi.org/10.1063/1.3243233>
- [11] Efimov S., Fedotov A., Gleizer S., Gurovich V.T., Bazalitski G., Krasik Y.E., "Characterization of converging shock waves generated by underwater electrical wire array explosion", *Phys. Plasmas* 15, 112703, 2008. <https://doi.org/10.1063/1.3023156>
- [12] Antonov O., Efimov S., Gurovich V.T., Yanuka D., Shafer D., Krasik Y.E., "Diagnos-tics of a converging strong shock wave generated by underwater explosion of spherical wire array", *J. Appl. Phys.* 115, 223303, 2014. <https://doi.org/10.1063/1.4883187>
- [13] Electrical Engineering: An Introduction. Saunders College Publishing. 1984. p. 610. ISBN 0-03-061758-8.
- [14] Dalessandro L., Cavalcante F. d. S., and Kolar J. W., "Self-Capacitance of High-Voltage Transformers", *IEEE Transactions on Power Electronics*, 22(5), 2081–2092, 2007. <https://doi.org/10.1109/TPEL.2007.904252>
- [15] McLaren, P., "Elementary Electric Power and Machines", *Ellis Horwood*, 1984. ISBN 978-0-470-20057-5.
- [16] Sarkisov G. S., Rosenthal S. E., Cochrane K. R., Struve K. W., Deeney C., and McDaniel D. H., "Nanosecond electrical explosion of thin aluminum wires in a vacuum: Experimental and computational investigations", *Physical Review E* 71(4), 046404, 2005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.71.046404>
- [17] Veksler, D., Sayapin, A., Efimov, S. and Krasik, Y.E., "Characterization of different wire configurations in underwater electrical explosion", *IEEE transactions on plasma science*, 37(1), 88-98, 2008. DOI: 10.1109/TPS.2008.2006176
- [18] Orlenko, L.P., "Explosion physics", *FizMatLit. Moscow* 1, 832, 2004.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



## طراحی و ساخت تشدیدگر V-شکل

در دستگاه بیناب نمایی جذبی لیزری<sup>۱</sup> OFCEAS

وحیده فقیهی<sup>۲\*</sup>، محمد رضا رشیدیان وزیری<sup>۳\*</sup> و حسین رزاقی<sup>۴</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۵/۲۹

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۰۸/۰۱

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۰۹/۲۵

سال چهاردهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳

صفص - ۷۵

### چکیده:

در این پژوهش تشدیدگر V-شکل به عنوان محفظه جذبی در دستگاه بیناب نمایی لیزری جهت اندازه گیری ایزوتوپ های پایدار آب ( $O^{16}$ ,  $H^{1}$ ) طراحی و ساخته شده است. در طراحی یک تشدیدگر، طول تشدیدگر و شعاع انحنای آینه های بکار گرفته شده در بردارنده پایداری نوری سیستم هستند. آینه های تشدیدگر با در نظر گرفتن شرط پایداری و بر اساس ساختار موردنظر مذکور خروجی تشدیدگر طراحی شده اند. بر اساس شرایط بالا تشدیدگر V-شکل طراحی شده دارای دو بازو با قطرهای داخلی ۵ میلی متر و با طول معادل ۴۰ سانتی متر است که با یکدیگر زاویه  $1/7^{\circ}$  می سازند. این تشدیدگر دارای حجم داخلی ۲۰ سانتی متر مکعب است که امکان پاسخگویی سریع بیناب نگار لیزری را فراهم می کند. بازتابندگی بالای آینه ها منجر به طول جذب اپتیکی مؤثر ۱۳ کیلومتر و ظرفت اپتیکی تشدیدگر که مقادیر این کمیت ها امکان اندازه گیری در غاظت های خلیج پایین ایزوتوپ ها و جداسازی طیف جذبی آن ها را برای اندازه گیری های دقیق ایزوتوپی فراهم می کند. آینه های تشدیدگر با استفاده از نرم افزار مک لود و به منظور داشتن بیشینه بازتابندگی در طول موج موردنظر طراحی شده اند. تشدیدگر نوری V-شکل طراحی شده برای اندازه گیری ایزوتوپ های پایدار عناصر مختلف کاربرد دارد. البته، آینه های تشدیدگر باید بازتابندگی بالا در طول موج جذبی عنصر مورد مطالعه داشته باشند. با دستیابی به دانش تشدیدگر V-شکل برای مطالعه ایزوتوپ های پایدار عناصر مختلف امکان توسعه پژوهش های کاربردی در زمینه به کار گیری ایزوتوپ های پایدار فراهم خواهد شد.

**واژگان کلیدی:** تشدیدگر V-شکل، بیناب نمایی لیزری، ایزوتوپ های پایدار، فناوری OFCEAS

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2023.44727.1346>

\*استادیار، پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران (نویسنده مسئول). Email: vfaghahi@gmail.com

\*\*دانشیار، پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران. Email: mrashidian@aeoi.ir

\*\*\*دانشیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد، ایران. Email: rashidianvaziri@um.ac.ir

\*\*\*\*پژوهشگر، پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران. Email: hrazaghi2016@gmail.com



## ۱. مقدمه

ایزوتوب‌ها، اتم‌های یک عنصر با عدد اتمی (تعداد پروتون‌ها و الکترون‌های) یکسان ولی با تعداد نوترون‌های متفاوت هستند. این تفاوت منجر به عدد جرمی متفاوت و در نتیجه ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی متفاوتی برای ایزوتوب‌های مختلف یک عنصر می‌گردد. ایزوتوب‌ها به دو دسته پایدار و ناپایدار تقسیم می‌شوند. ایزوتوب‌های پایدار به عناصر دیگر تجزیه نمی‌شوند. در مقابل، ایزوتوب‌های ناپایدار (رادیواکتیو) به عناصر دیگر قابل تجزیه هستند. هرچند فراوانی نسبی ایزوتوب‌های پایدار عناصر کمایش ثابت است، اما تغییرات کوچک ولی قابل اندازه‌گیری در آن‌ها مشاهده می‌شود. این تفاوت به دلیل ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی وابسته به جرم آن‌ها است. این تغییرات طبیعی در فراوانی نسبی ایزوتوب‌های پایدار، آن‌ها را تبدیل به ابزارهای توانایی برای فهم فرآیندها در گستره وسیعی از کاربردها ساخته است. آنالیز ایزوتوب‌های پایدار مولکول‌ها در علوم مختلف از جمله کشاورزی، باستان‌شناسی، مطالعه الگوهای اقلیمی در گذشته، زیست‌شناسی، زمین‌شناسی، علوم محیطی، علوم تغذیه، پزشکی و غیره به صورت گسترده مورد استفاده قرار می‌گیرد [۱-۸]. ایزوتوب‌ها را می‌توان به عنوان ردیاب و ابزار تشخیصی استفاده کرد. به عنوان مثال، نسبت‌های ایزوتوبی دو ایزوتوبولوگ متان، یعنی مولکول متان با ترکیبات متفاوت ایزوتوبی،  $^{13}\text{CH}_4 / ^{12}\text{CH}_4$  در جو زمین اطلاعاتی را در مورد منابع تولید، جذب و مسیرهای مختلف تولید این نوع گاز ارائه می‌دهد [۹-۱۲]. ایزوتوب‌های پایدار آب، که مولکولی با بالاترین اهمیت زیست محیطی است، کاربردهایی در زمینه‌های مختلفی مانند جوشناسی، آب‌شناسی، هواشناسی، پزشکی، زیست‌شناسی و علوم تغذیه دارند [۱۳-۱۶]. استفاده از روش سنتی بیناب‌نمایی جرمی برای اندازه‌گیری ایزوتوب‌های پایدار عناصر مختلف از سالیان دور رایج است. با این وجود، بیناب‌نماهای جرمی نمی‌توانند ایزوتوب‌های گازهای تراکم‌پذیر چون بخار آب را به صورت مستقیم شناسایی کنند؛ چرا که این مولکول‌ها در سراسر دستگاه از سیستم ورودی تا چشمی یونی متراکم شده و عملکرد دستگاه را مختل می‌سازند. به همین دلیل نمونه‌های آب باید به مولکول‌های کوچکی مانند  $\text{H}_2$  و  $\text{CO}_2$  تبدیل شوند تا توسط بیناب‌نماهای جرمی قابل اندازه‌گیری باشند. این نوع تبدیل‌ها پرهزینه و زمان‌بر بوده و مشکلاتی را به همراه دارند. از طرفی اندازه‌گیری مستقیم اکسیژن آب به دلیل همپوشانی جرمی  $\text{H}_2\text{O}^{16}$  و  $\text{H}_2\text{O}^{17}$  توسط بیناب‌نماهای جرمی امکان‌پذیر نیست. در گذشته، کاربرد ایزوتوب‌های پایدار در بسیاری از زمینه‌ها به دلیل هزینه‌ی بالای دستگاه سنتی بیناب‌نمایی جرمی برای آنالیز ایزوتوب‌ها محدود بوده است. در سال‌های کنونی، روش‌های



بیناب نمایی مبتنی بر لیزر جایگزین معتبری برای بیناب نمایی جرمی در اندازه گیری دقیق، سریع، ساده و با هزینه پایین تر بوده اند.

تکامل سریع فناوری لیزر، به ویژه توسعه لیزرهای نیمه هادی گسیلنده در بازه طیفی وسیعی از مرئی تا فروسرخ دور منجر به گسترش به کار گیری آنها در حوزه های مختلف صنعتی و پزشکی شده است. تولید این لیزرهای توسعه فناوری های نوری وابسته برای انتقال تابش لیزر به مکان آزمون و تولید آشکارساز های سریع و حساس منجر به پیشرفت روش بیناب نمایی لیزری و به کار گیری آن در کاربردهای مختلف شده است. بیناب نمایهای لیزری در قیاس با بیناب نمایهای جرمی مزایایی نظری دقت بالا، کوتاه بودن زمان اندازه گیری، هزینه نگهداری کمتر، ابعاد کوچک تر دستگاه، توانایی بررسی هم زمان نسبت های ایزوتوپی و عدم نیاز به پیش آماده سازی نمونه را دارند. به همین دلایل، بیناب نمایهای لیزری به تدریج جایگزین بیناب نمایهای جرمی شدند. افزون براین، ابعاد بزرگ بیناب نمایهای جرمی به کار گیری آنها را در پژوهش های میدانی غیرممکن می سازد و در مقابل قابل حمل بودن بیناب نمایهای لیزری آنها را برای پژوهش های میدانی به گزینه ای مناسب تبدیل می کند [۲۰-۱۷].

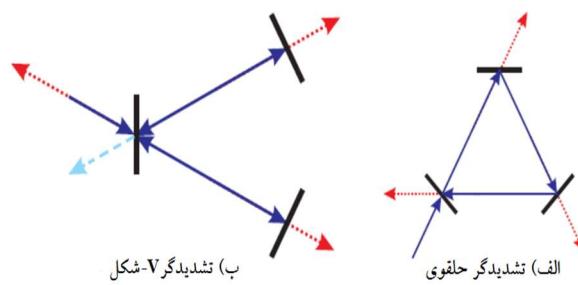
قلب اصلی تمام بیناب نمایهای لیزری، تشدیدگر نوری بکار گرفته شده در آنها است. نور تابش یافته از لیزر از راه یکی از آینه های تشدیدگر وارد آن شده و در صورت هم بسامد بودن با یکی از مدهای آن، در داخل آن به حالت تشدید خواهد رسید. اغلب از لیزرهای دیودی با باز خورد توزیع شده یا لیزرهای آبشار کوانتمومی<sup>۱</sup> در این گونه بیناب نمایی ها استفاده می شود. با به کار گیری تشدیدگرها با شکل های مختلف، روش های گونا گونی برای بیناب نمایی لیزری تاکنون توسعه یافته اند. تشدیدگر نوری در ساده ترین نوع خود یک کاواک نوری متشکل از دو آینه تخت و با اتلاف ناچیز است که موازی با یکدیگر تنظیم شده باشند. در چنین تشدیدگری، نور بین دو آینه و در مسیری به شکل خط مستقیم رفت و بازگشت های متواالی خواهد داشت. به همین دلیل این نوع از تشدیدگر تحت عنوان تشدیدگر خطی شناخته می شود. در رفت و برگشت های پشت سر هم، بخشی از نور از راه یکی از آینه های تشدیدگر از آن خارج می شود. در صورت پر بودن فضای بین دو آینه از نمونه گازی تحت بررسی، نور خروجی بدليل رخداد فرآیند جذب نوری دچار افت شده و علامت خروجی تشدیدگر را مشخص خواهد کرد.

<sup>۱</sup> Distributed feedback diode lasers (DFB-DLs)

<sup>۲</sup> Quantum-cascade lasers (QCLs)



در کاربردهای عملی، از لیزر به عنوان چشممه تابش نوری استفاده شده و سطوح بازتابنده آینه‌های با بازتابندگی بالا در طول موج تابش لیزری هستند. بازتابندگی بالا برای افزایش میزان رفت و برگشت‌های نوری بین دو آینه و افزایش مؤثر میزان جذب نوری مورد نیاز است. باید در نظر داشت که به هنگام استفاده از آینه‌های تخت در ساخت تشدیدگر در صورت وجود اندکی نبود توازن بین سطوح خارجی دو آینه، باریکه لیزر پس از چند رفت و برگشت از آن خارج خواهد شد. پدیده‌ای در که تحت عنوان ناپایداری تشدیدگر شناخته شده است. بدلیل دشواری حفظ پایداری در تشدیدگرهای خطی با آینه‌های انتهایی از نوع تخت، در آزمایش‌های عملی و برای حبس نور در درون تشدیدگر حداقل یکی از آینه‌ها با نوع کروی جایگزین می‌شود. افرون براین، باید توجه داشت که در برخی از کاربردها که در آن‌ها نیاز به کاهش یا انتخاب بسامد بازخورد نوری باشد، از تشدیدگرهای غیرخطی نیز استفاده می‌شود [۲۱-۲۳]. در شکل (۱)، دو نوع ساختار تشدیدگر غیرخطی نشان داده شده است که در آن‌ها دیگر مسیر باریکه به شکل یک خط مستقیم متوازی بین دو آینه نیست. در هر دو شکل (۱-الف) و (۱-ب)، پیکان‌های با خط ممتد راستای نور فرودی و مسیر حرکت در داخل تشدیدگر را نشان می‌دهند. پیکان‌های نقطه‌چین نیز بیانگر راستای نور خروجی هستند. در شکل (۱-ب)، پیکان خط‌چین نور بازتابیده از آینه ورودی تشدیدگر V-شکل را نشان می‌دهد. با توجه به شکل (۱-الف)، هیچ مسیری وجود ندارد که نور فرودی بتواند آن را طی کرده و منجر به بازگشت (بازخورد) آن در راستای نور فرودی و در خلاف جهت انتشار اولیه شود. بنابراین تشدیدگر غیرخطی از این نوع، که تحت عنوان تشدیدگر حلقوی نیز شناخته می‌شود، بدون بازخورد است. اما در مورد تشدیدگر V-شکل، همان‌گونه که در شکل (۱-ب) نشان داده شده است، بازخورد نوری وجود دارد. وجود این نوع بازخورد نوری راه را برای توسعه روش‌های بینابنایی جذبی لیزری با حساسیت بالاتر مهیا کرده است.



شکل ۱ طرح دو تشدیدگر سه آینه‌ای (الف) ساختار حلقوی برای حذف یا کمینه کردن بازخورد نوری، ب) ساختار V-شکل برای ایجاد بازخورد نوری.



تاکنون روش‌های مختلف بیناب نمایی جذبی حساسی مبتنی بر افزایش جذب درون تشدیدگر<sup>۱</sup> (CEAS) ابداع شده و مورد استفاده قرار گرفته‌اند [۲۵, ۲۴, ۲۲]. روش CEAS پردازش داده‌ی ساده‌ای دارد و سبب عملکرد مناسب‌تر بیناب نمایی لیزری که بر مبنای این روش کار می‌کنند، می‌شود. چیدمان‌های گوناگونی برای پیاده‌سازی روش CEAS وجود دارد که از جمله آن‌ها می‌توان به چیدمان‌های OA-CEAS<sup>۲</sup> [۲۷, ۲۶] و OF-CEAS<sup>۳</sup> [۲۸, ۲۲] اشاره داشت. OA-CEAS حساسیت بالا و زمان اندازه‌گیری کوتاهی دارد، اما خروجی تشدیدگر توان پایینی داشته و از این رو، نیاز به استفاده از آشکارسازهای بزرگ و خنک‌سازی در این روش وجود دارد. از معایب دیگر این روش ابعاد عرضی بزرگ موردنیاز تشدیدگر (شامل آینه‌های بزرگ با قطر حدود ۲ اینچ) است. این نیازمندی به ابعاد بزرگ از آنجا ناشی می‌شود که عملکرد OA-CEAS وابسته به توانایی برانگیختن مدهای عرضی مرتبه بالاتر تشدیدگر است. برهم‌نهی این مدهای عرضی بالا منجر به مسیرهای تاشده‌ی شبه‌دوره‌ای با طرح‌های لیساژو می‌شود که سطح آینه‌ها را پوشش می‌دهند. از این رو، در این روش آینه‌هایی با قطر بزرگ برای پوشش دهی این طرح‌ها استفاده می‌شوند. به دلیل حجم بالای تشدیدگر در این روش، حجم بالایی از نمونه گازی تحت آزمون باید در آن تزریق شود تا امکان اندازه‌گیری در زمان‌های قابل قبول فراهم آید. اما روش OF-CEAS که تشدیدگر V- شکل در این کار بر مبنای آن طراحی شده است، ایرادهای بیان شده را ندارد.

تشدیدگر V- شکل قلب اصلی بیناب نمایی لیزری در روش بیناب نمایی OF-CEAS است. شکل (۲)، چیدمان بیناب نمایی لیزری OF-CEAS را نشان می‌دهد و تشدیدگر دستگاه بیناب نمایی داخل مستطیلی خط‌چین در شکل نشان داده شده است. بازخورد نوری تشدیدگر V- شکل در ساختار OF-CEAS به داخل لیزر باز می‌گردد و با ورود به داخل لیزر منجر به شکل گیری اثری به نام زایش تزریقی<sup>۴</sup> می‌شود. این اثر، منجر به خود قفل شدگی<sup>۵</sup> لیزر می‌شود که طی آن مدد طولی لیزر، که هم‌سامد با سامد بازخورد ورودی به آن است، بر سایر مدهای تحت پوشش ناحیه تقویت لیزری غالب شده و شروع به نوسان خواهد کرد. بنابراین بسامد تابشی لیزر با سامد تشدیدگر یکسان شده و از این راه حساسیت اندازه‌گیری‌ها افزایش خواهد یافت. اغلب بدلیل این که مدهای تشدیدگر پهنه‌ای طیفی باریک‌تری از پهنه‌ای طیفی باریکه لیزر دارند، خروجی تشدیدگر نوفه‌دار و درهم آمیخته

<sup>۱</sup> CEAS :Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy<sup>۲</sup> Off-Axis CEAS<sup>۳</sup> Optical Feedback CEAS<sup>۴</sup> Injection seeding<sup>۵</sup> Self-locking

است. اما در روش OF-CEAS با استفاده از بازخورد نوری تشدیدگر و خود قفل شدگی لیزر، پنهانی طیفی تابش لیزر کاهش یافته و امکان اندازه‌گیری دقیق‌تر و با کیفیت‌تر نیم‌رخ خطوط جذبی نمونه گازی با استفاده از این روش فراهم می‌آید. این ویژگی مطلوب، امکان اندازه‌گیری دقیق و تعیین نسبت‌های ایزوتوپی را فراهم می‌آورد. از دیگر برتری‌های OF-CEAS، توانایی کار در ناحیه فروسرخ نزدیک است. در این ناحیه طیفی، قطعات نوری موردنیاز و همچنین لیزر و آشکارسازها در دمای معمولی (دمای اتاق) به شکل تجاری موجود هستند.

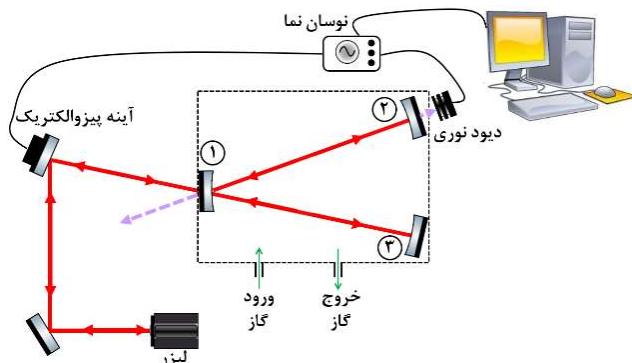
هدف از این پژوهش طراحی یک تشدیدگر غیرخطی V-شکل برای بیناب‌نمای لیزری مبتنی بر روش OF-CEAS برای اندازه‌گیری ایزوتوپ‌های پایدار آب ( $^1\text{H}$ ,  $^{18}\text{O}$ ) می‌باشد. طول مناسب تشدیدگر در حقیقت طول دو بازوی تشدیدگر، قطر آینه‌ها و فاصله بین دو آینه خروجی تشدیدگر مشخص و سپس ساختار کلی آن طراحی شده است. میزان بازتاب موردنیاز آینه‌ها برای افزایش حساسیت و ظرفات اپتیکی بالای تشدیدگر تعیین و طول موج کاری لیزر موردنیاز با استفاده از پایگاه‌های داده HITRAN<sup>۱</sup> استخراج شده است. آینه‌های موردنیاز با استفاده از نرم‌افزار شبیه‌ساز نوری مکمل‌ولد طراحی شده‌اند.

## ۲. روش‌ها

**۱.۲ طراحی تشدیدگر دستگاه بیناب‌نمایی لیزری مبتنی بر روش OF-CEAS**  
تشدیدگر غیرخطی V-شکل که در شکل (۲) نشان داده شده است و به عنوان محفظه جذب در بیناب‌نگار لیزری مورد استفاده قرار می‌گیرد، باید به صورت غیرقابل نفوذ طراحی و ساخته شود تا از هر گونه نشتی و یا ورود هوای خارجی به داخل محفظه جلوگیری شود. از آنجا که تشدیدگر برای اندازه‌گیری ایزوتوپ‌های پایدار آب طراحی می‌شود جنس این تشدیدگر به منظور سازگاری با محیط آب از فلز استیل ضدزنگ در نظر گرفته می‌شود. آینه‌های تشدیدگر که با شماره‌های ۱-۳ مشخص شده‌اند باید با استفاده از نگهدارنده‌های مناسب در دو انتهای محفظه ساخته شده برای تشدیدگر نصب و ثابت شوند.

<sup>۱</sup> HITRAN: High Resolution Transmission





شکل ۲ طرح چیدمان بیناب نمایی لیزری با استفاده از تشدیدگر V-شکل مبتنی بر روش OF-CEAS.

همان طور که در شکل نشان داده شده است، بازخورد نوری با طی کردن همان مسیر نور فروندی روی آینه ۱ در خلاف جهت، به داخل لیزر وارد می‌شود. فاز بازخورد نوری و آهنگ روبش لیزر مشخصه‌های مهمی هستند که باید به دقت در طی فرآیند بیناب نمایی به روش OF-CEAS تحت هدایت باشند. فاز بازخورد نوری در یک حلقه بازخورد الکترونیکی و با تغییر دقیق فاصله بین لیزر و تشدیدگر از راه آینه‌ای که متصل به سیستم پیزوالکتریک (شکل ۲) است، هدایت می‌شود. آهنگ روبش لیزر نیز به صورت تجربی به گونه‌ای تنظیم می‌شود که زمان کافی برای انباست انرژی در داخل تشدیدگر وجود داشته باشد. با استفاده از بازخورد نوری و بازگشت آن به درون لیزر و قفل شدگی لیزر به مد تشدیدگر، پهنه‌ای گسیلی لیزر از حدود چند مگاهرتز به چند ده کیلوهرتز کاهش خواهد یافت که این امر منجر به افزایش بازدهی جفت‌شدگی لیزر به تشدیدگر و درنتیجه بهبود حساسیت و عملکرد تشدیدگر می‌شود. روش OF-CEAS با جزئیات و نکات زیادی همراه است که شرح تمامی آن‌ها خارج از بحث مقاله حاضر می‌باشد. خواننده علاقه‌مند به مطالعه در این زمینه می‌تواند به منابع معتبر و کاملاً که در این زمینه وجود دارند مراجعه نماید [۲۹، ۳۰]. در ادامه پارامترهایی که در طراحی تشدیدگر نقش دارند معرفی و بحث می‌شوند.

در یک تشدیدگر خطی با طول  $L$  بسامد مدهای تشدیدی درون تشدیدگر را می‌توان طبق رابطه زیر بدست آورد [۳۱]:

$$v(m, n, q) = \frac{c}{2L} \left( q + \frac{n+m+1}{\pi} \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \right) \quad (1)$$

که در آن،  $g_1$  و  $g_2$  طبق رابطه زیر وابسته به طول تشدیدگر و شعاع انحنای آینه‌های آن هستند:

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i}, \quad i = 1, 2 \quad (2)$$

در حالی که،  $m$  و  $n$  شماره مدهای عرضی در دو راستای عمود بر محور نوری تشدیدگر و  $q$  شماره مد طولی را بیان می‌کنند. مدهایی با مقدار  $q$  یکسان، اما متفاوت در مقادیر  $m$  و  $n$  با نماد  $\text{TEM}_{mn}$  نشان داده می‌شوند. در صورت نوسان تشدیدگر در مد پایه ( $m, n = 0$ )، فاصله بسامدی بین مدهای طولی طبق رابطه (۱) برابر خواهد بود با:

$$\vartheta_{FSR} = \frac{c}{2L} \quad (3)$$

که،  $C$  سرعت نور در محیط است و  $\nu_{FSR}$  بازه طیفی آزاد<sup>۱</sup> تشدیدگر نیز شناخته شده که تنها به طول تشدیدگر بستگی دارد. بازه فرکانسی برای مدهای عرضی مرتبه پایین ناشی از رابطه (۱) برای طراحی کواک باشد در نظر گرفته شود. نبود تداخل مابین مدهای  $\text{TEM}_{00}$  و دیگر مدهای عرضی مرتبه پایین یکی از شرایط طراحی ساختار کواک می‌باشد.

دریک تشدیدگر خطی با دو آینه با ضریب بازتابندگی یکسان  $R$ ، شدت مدهای تشدیدی خروجی از تشدیدگر را می‌توان با رابطه زیر، تابع ایری، بیان کرد [۳۲]:

$$I_t(\vartheta) = I_0(\vartheta) \left[ \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \right] \quad (4)$$

که،  $\vartheta$  فرکانس تابش فرودی،  $R$  ضریب بازتابندگی آینه‌ها و  $\delta = \frac{4\pi l \vartheta}{c}$  اختلاف فاز بین دو مد تشدید متوالی خروجی تشدیدگر است. بر اساس رابطه بالا، شدت خروجی وقتی که  $= \frac{2\pi l}{c}$  باشد بیشینه است. پهنهای نیم‌بیشینه<sup>۲</sup> مدها به صورت [۳۲]:

$$\Delta\vartheta_{FWHM} = \frac{c}{2\pi L} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (5)$$

است که هم به طول تشدیدگر و هم به ضریب بازتابندگی آینه‌ها بستگی دارد. نسبت بازه طیفی آزاد تشدیدگر به پهنهای نیم‌بیشینه مدها، ظرافت اپتیکی کواک به صورت:

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (6)$$

شناخته می‌شود که قدرت تفکیک پذیری<sup>۳</sup> کواک را بیان می‌کند. همان‌طور که مشاهده می‌شود این کمیت مستقل از طول تشدیدگر است و فقط به بازتابندگی آینه‌ها بستگی دارد.

طول مؤثر جذب نوری تشدیدگر خطی به صورت:

$$L_{\text{eff}} = \frac{L}{1-R} \quad (7)$$

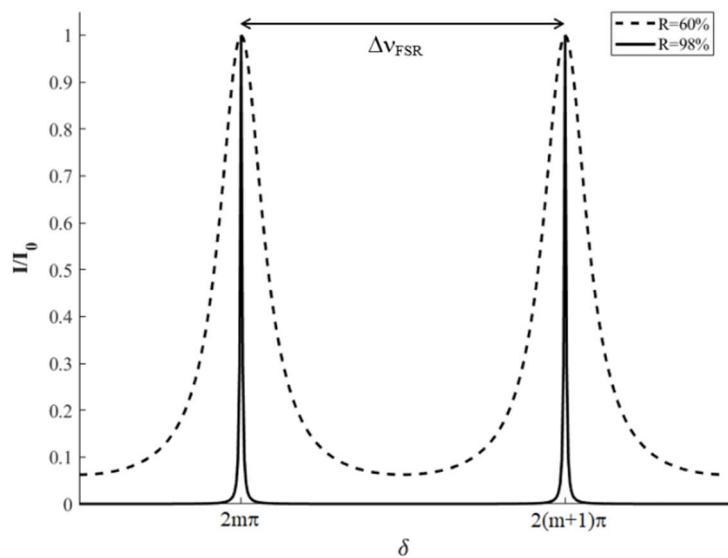
<sup>1</sup> Free spectral range

<sup>2</sup> FWHM: Full Width at Half Maximum

<sup>3</sup> Resolution



است. رابطه (۴) به ازای دو مقدار  $R$  برابر با  $60\%$  و  $98\%$  در شکل (۳) رسم شده است. با توجه به شکل، با افزایش ضریب بازتابندگی آینه‌ها، پهنای نیم بیشینه مدها کاهش یافته و با نزدیک شدن  $R$  به  $100\%$ ، به سمت صفر میل می‌کند. بنابراین، افزایش بازتابش آینه‌ها منجر به جداسازی طیفی مطلوب‌تر تشدیدگر می‌شود. در حقیقت، با استفاده از آینه‌هایی با بازتابندگی خیلی بالا (مقداری بزرگ  $R$  نزدیک به  $100\%$ ) پهنای طیفی مدهای طولی تشدیدگر خیلی باریک شده و تولید مدهای عرضی مرتبه بالا مشکل و مدد  $TEM_{00}$  م غالب خواهد بود [۳۳]. همان‌گونه که از رابطه (۳) پیدا است، به ازای مقداری بزرگ‌تر طول تشدیدگر  $L$ ، بازه طیفی آزاد کوچک‌تر بوده و فاصله بسامدی بین مدهای طولی تشدیدگر کم‌تر خواهد شد. افزون بر این، یک تشدیدگر با طول بزرگ‌تر با افزایش طول مسیر مؤثر نوری (رابطه (۷)) سبب افزایش حساسیت (حد آشکارسازی) بیناب نمای جذبی می‌شود. اما یک محدودیت در انتخاب طول بازوی تشدیدگر، حجم آن است. بدیهی است که طول کمتر، حجم کلی کمتری را در درون تشدیدگر ایجاد می‌کند و این امکان تبادلات سریع در محفظه گازی را میسر می‌سازد که به نوبه خود پاسخ سریع تر بیناب نمای را بدبناه خواهد داشت. حجم کوچک تشدیدگر (محفظه جذبی مورد استفاده در بیناب نمای لیزری) امکان ساخت دستگاه بیناب نمای لیزری کوچک و قابل حمل صنعتی را فراهم می‌کند. البته باید در نظر داشت که حجم تشدیدگر (یا همان حجم بخار نمونه مورد آزمون) باید به اندازه‌ای باشد که امکان اندازه‌گیری کمیت‌های موردنظر در بازه زمانی مناسب تا پیش از خارج شدن نمونه را فراهم کند. همان‌طور که در بالا اشاره شد همچنین جهت جلوگیری از هرگونه نشتی، تشدیدگر باید از لحاظ مکانیکی به صورت کامل آب‌بندی شود به همین منظور تشدیدگر باید به صورت یکجا از داخل یک بلوک استیل ضدزنگ ماشین کاری شود.



**شکل ۳** شدت نور خروجی از تشدیدگر به صورت تابعی از اختلاف فاز بین مدهای متوالی برای مقادیر مختلف ضریب بازتاب آینه‌ها. به ازای ضرایب بازتاب بالاتر، پهنای نیم‌بیشینه مدها باریک‌تر و جداسازی مدها از یکدیگر بهتر است (تولید شده از منبع [۳۲]).

برای این منظور باید قابلیت ماشین‌های برش سیم<sup>۱</sup> در برش طولی بلوک استیل را در نظر گرفت. با توجه به توضیحات بالا و امکانات ماشین‌کاری طول مناسب بازوی تشدیدگر (فاصله آینه ۱ از آینه‌های ۲ و ۳ در شکل (۲)) برابر با ۴۰ سانتی‌متر انتخاب شد. قطر آینه‌های کاواک نیز در حجم نهایی کاواک دخیل هستند. با توجه به محدودیت ساخت آینه‌های در ابعاد کوچک، قطر ۸ میلی‌متر برای آینه‌ها در نظر گرفته شد. همچنین با توجه به محدودیت مکانیکی جهت نصب آینه‌ها، تنظیم و آب‌بندی سیستم کاواک، فاصله بهینه مراکز دو آینه خروجی کاواک (آینه‌های ۲ و ۳ در شکل (۲)) ۱۲ میلی‌متر در نظر گرفته شد. به این ترتیب در نهایت تشدیدگر با طول بازوها ۴۰ سانتی‌متر و زاویه ۱/۷ درجه مابین دو بازو طراحی شد.

نکته دیگری که باید در طراحی تشدیدگر مد نظر قرار داد میزان پایداری نوری آن است. پایداری تشدیدگر به پارامترهای هندسی کاواک؛ طول کاواک و شعاع انحنای آینه‌های کروی تشدیدگر بستگی دارد. شرط پایداری یک تشدیدگر نوری خطی را می‌توان به صورت  $g_1 \times g_2 < 1$  بیان کرد. با توجه به شرط پایداری تشدیدگر نوری، نزدیک بودن هر چه بیشتر به نقاط مرزی (صفر و یک) تنظیمات اپتیکی بسیار دقیقی را بدباند خواهد داشت. با در نظر گرفتن آینه ۱ در شکل (۱)،

<sup>۱</sup> Wire cut machines



مسطح و دو آینه دیگر (شماره‌های ۲ و ۳ در شکل (۱)) با شعاع انحنای ۱ متر، می‌توان شرط پایداری بالا برای یک کاواک خطی دو آینه‌ای را برای کاواک سه آینه‌ای شکل V هم اعمال کرد. از آنجا که طول کل تشدیدگر، یعنی مجموع طول دو بازوی تشدیدگر، برابر با ۸۰ سانتی‌متر است، حاصل ضرب پایداری مربوطه  $0.04 \cdot 0.04 = 0.016$  است و ساختار تشدیدگر پایدار می‌باشد.

لازم به یادآوری است که یک تشدیدگر غیرخطی با طول بازوی  $L$  را می‌توان یک تشدیدگر خطی به طول  $2L$  که از مرکز آن خمیده شده است در نظر گرفت. درنتیجه، روابط بالا (روابط (۱) تا (۷)) که برای تشدیدگر خطی در بالا بیان شد، با در نظر گرفتن  $L$  برابر با مجموع طول دو بازوی تشدیدگر غیرخطی و با اعمال ضریب بازتاب مؤثر برابر  $R = (R_2 R_3)^{\frac{1}{2}} R_1$  در مورد تشدیدگر غیرخطی قابل استفاده می‌باشد. در جدول (۱) ویژگی‌های مهم تشدیدگر خطی و تشدیدگر غیرخطی V-شکل مقایسه شده‌اند [۳۴]. لازم به یادآوری است که ویژگی‌های بیان شده با مقادیر دقیق ضریب بازتاب آینه‌ها و طول دقیق بازوی‌های کاواک محاسبه و نتایج در انتهای خواهد شد.

جدول ۱ مقایسه ویژگی‌های مهم تشدیدگر خطی و تشدیدگر V-شکل [۳۴].

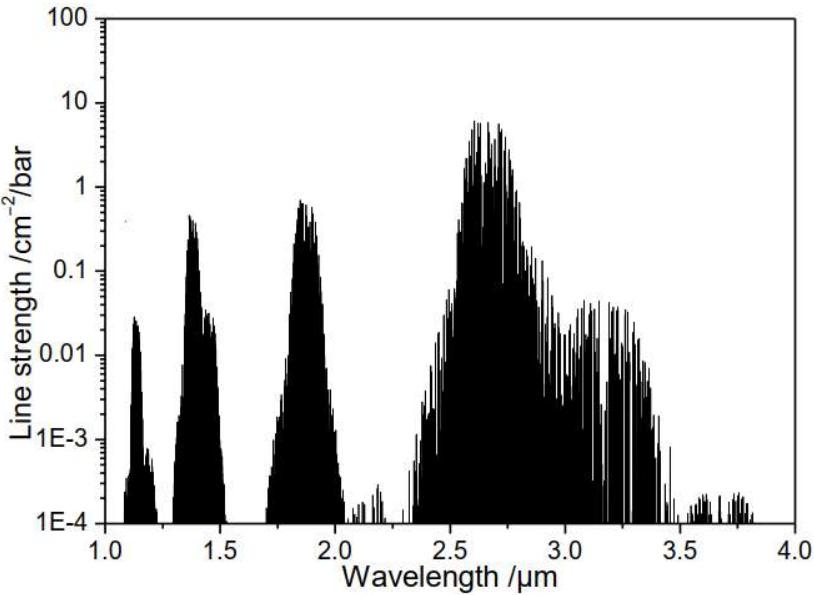
کاواک V شکل	کاواک خطی	ویژگی اپتیکی
$\frac{C}{2(L_1 + L_2)}$	$\frac{C}{2L}$	بازه طیفی آزاد
$\frac{L}{1 - R^2}$	$\frac{L}{1 - R}$	طول مؤثر جذب اپتیکی
$\frac{\pi R}{1 - R^2}$	$\frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R}$	ظرافت اپتیکی

## ۲.۲ انتخاب لیزر مناسب

انتخاب طول موج مناسب لیزری جنبه کلیدی در طراحی هر دستگاه بیناب نمایی لیزری است. ناحیه طیفی نزدیک و میانی فروسرخ<sup>۱</sup> برای اندازه‌گیری‌های ایزوتوپی بسیار مناسب هستند. چرا که در این ناحیه طیفی، بسامد چرخشی-ارتعاشی هر ایزوتوپولوگ در طیف مولکولی گازها منحصر به فرد است. این امر منجر به آن می‌شود که طیف جذبی ایزوتوپولوگ‌های متفاوت یک مولکول از یکدیگر در این ناحیه تمیز داده شوند. در این کار تشدیدگر با هدف اندازه‌گیری فراوانی

<sup>۱</sup> Near- and mid-infrared spectral region

ایزوتوب‌های پایدار آب ( $^{16}\text{O}, \text{H}_2^{18}\text{O}$ ) طراحی شده است. در شکل (۴)، طیف جذبی بخار آب از ۱ تا ۴ میکرومتر با استفاده از داده‌های پایگاه<sup>۱</sup> HITRAN و استفاده از برنامه HITRAN simulator رسم شده است [۳۵]. HITRAN، بانک اطلاعات جذب مولکولی، توسط رتمن و همکارانش در سال ۱۹۶۰ میلادی و محدود به اطلاعات جذبی هفت مولکول اصلی اتمسفر در ناحیه طیفی فروسرخ ایجاد شد. نسخه فعلی، ۲۰۲۲ HITRAN، شامل اطلاعات طیفی برای ۵۵ مولکول مختلف و در مجموع ۱۴۴ ایزوتوبولوگ می‌باشد [۳۶]. تاریخچه و بعضی کاربردهای HITRAN توسط رتمن در منبع [۳۷] خلاصه شده است. HITRAN شامل پارامترهای بیناب نگاری ایزوتوبولوگ‌های مولکولی از جمله فرکانس مرکزی جذب، شدت جذب، انرژی حالت پایه، وابستگی پنهانی طیف به دما، فشار و غیره است و از کدهای کامپیوتری برای شبیه‌سازی طیف مولکولی استفاده می‌کند. لازم به یادآوری است که پایگاه HITRAN تنها شامل داده‌های مربوط به شرایط اتمسفری است که در آن دما بین ۲۰۰ تا ۳۵۰ کلوین است.



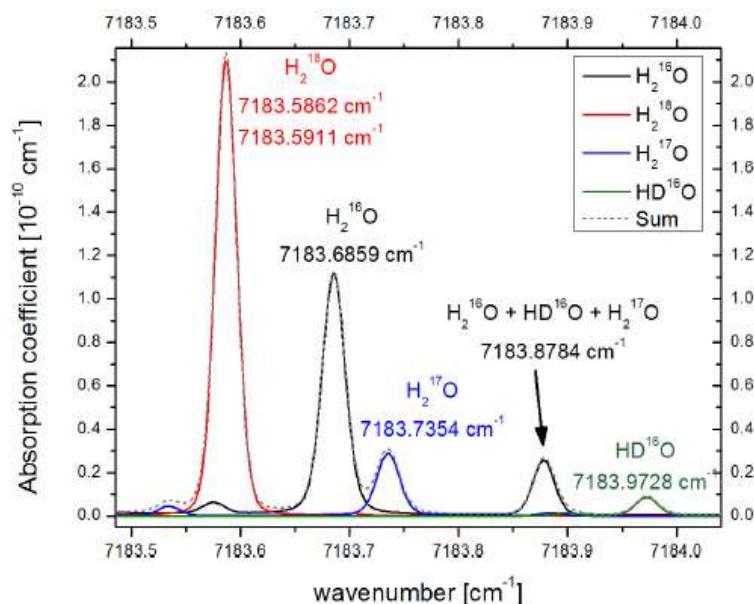
شکل ۴ طیف شبیه‌سازی شده جذبی آب با استفاده از داده‌های پایگاه HITRAN از  $\mu\text{m}$  ۱-۴.

همانطور که در شکل (۴) دیده می‌شود، نواحی طیفی متفاوتی در محدوده فروسرخ برای جذب آب می‌توانند انتخاب شوند [۳۸-۴۰]. اما، آنچه مطلوب است این است که طیف جذبی مربوط به ایزوتوبولوگ‌های متفاوت مولکول مورد نظر (که برای مورد آب، ایزوتوبولوگ‌های  $\text{H}_2^{16}\text{O}$ ،  $^{18}\text{O}$ ) طراحی شده است.

<sup>۱</sup> HITRAN: high-resolution transmission molecular absorption



$^1\text{H}_2^{16}\text{O}$ ,  $^1\text{H}_2^{17}\text{O}$  و  $^1\text{H}_2^{18}\text{O}$ ) در ناحیه طیفی انتخاب شده کاملاً از هم جدا بوده و همچنین قله‌های جذب بلندی جهت اندازه گیری‌های دقیق و افزایش حساسیت داشته باشند. همچنین طیف‌ها با یکدیگر و با طیف دیگر مولکول‌ها همپوشانی نداشته باشند. برای این منظور با زوم در شکل (۴)، ناحیه طیفی فروسرخ نزدیک ( $7184 \text{ cm}^{-1}$  نانومتر) که شرایط بالا را دارا است، پیدا می‌شود. بنابراین با توجه به دلایل بالا، لیزر با طول موج (۱۳۹۲ نانومتر) برای بیناب نمایی انتخاب شد. شکل (۵)، طیف شیوه‌سازی شده بخار آب در ناحیه طیفی نزدیک ( $7184 \text{ cm}^{-1}$  در شرایط فشار ۳۵ میلی‌بار، دمای ۲۹۶ کلوین و نسبت مخلوط حجمی ۸۵۰۰ ppmv) که برای شرایط کاری این تشدیدگر در نظر گرفته شده است را نشان می‌دهد. با توجه به شکل (۵)، ایزوتوپولوگ‌های پایدار آب قله‌های جذبی مناسبی دارند، با یکدیگر همپوشانی نداشته و جدا از هم هستند. لازم به بیان است که طیف جذبی مشخص شده با علامت پیکان در شکل (۵) بدليل همپوشانی سه ایزوتوپولوگ، مورد استفاده قرار نمی‌گیرد.



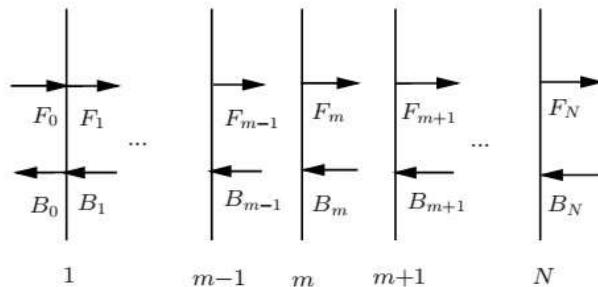
شکل ۵ طیف شیوه‌سازی شده جذبی آب با استفاده از داده‌های پایگاه HITRAN در دمای ۲۹۶ کلوین، فشار ۳۵ میلی‌بار و نسبت مخلوط حجمی ۸۵۰۰ ppmv

### ۳.۲ طراحی آینه‌ها

افرون بر برخی از رویکردهای تحلیلی و تخمینی مبتنی بر استفاده از تقریب‌ها، طیف دقیق بازتاب نوری آینه‌ها با استفاده از روش ماتریس انتقال نیز محاسبه می‌شود. در روش ماتریس انتقال، با در نظر داشتن شرایط مرزی پیوستگی میدان الکترومغناطیسی، از ماتریس انتقال سیستم برای تعیین ضرایب بازتاب و انتقال نور عبوری از ساختارهای چند لایه‌ای استفاده می‌شود [۴۱]. به صورت ویژه، اگر یک ساختار چند لایه‌ای مشکل از  $N + 1$  لایه با ضریب شکستهای مختلط و با  $N$  مرز مشترک (شکل (۶)) در نظر گرفته شود، همان‌طور که در رابطه زیر نشان داده شده است، دامنه‌های میدان در هر لایه را می‌توان با حاصل ضرب متواالی ماتریس‌هایی  $2 \times 2$  محاسبه کرد [۴۲]:

$$\begin{bmatrix} F_{m-1} \\ B_{m-1} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} e^{-i\delta_{m-1}} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta_{m-1}} \end{bmatrix}}_{P_{m-1}} \times \underbrace{\frac{1}{t_{m-1}} \begin{bmatrix} 1 & r_{m-1,m} \\ r_{m-1,m} & 1 \end{bmatrix}}_{R_{m-1}} \begin{bmatrix} F_m \\ B_m \end{bmatrix} \quad (8)$$

که  $F$  و  $B$  به ترتیب دامنه امواج منتشرشونده رو به جلو و رو به عقب را نشان داده و اندیس آن‌ها بیانگر لایه خاصی است که نور از میان آن عبور می‌کند.



شکل ۶ روش نامگذاری دامنه‌های میدان پیش و پس‌رونده در یک ساختار چند‌لایه‌ای نوری.

در رابطه (۸)، اثر حجمی هر لایه توسط ماتریس انتشار  $P$  و اثر مرز مشترک توسط ماتریس شکست  $R$  بیان شده است. افرون بر این،  $\delta_{m-1} = 2\pi k n_{m-1} d_{m-1}$  بیانگر ضخامت فازی است که توسط بخش حجمی لایه  $m-1$  ام به هنگام عبور نور ایجاد می‌شود.  $k$  عدد موج،  $n_{m-1}$  و  $d_{m-1}$  نیز به ترتیب ضریب شکست و ضخامت هر لایه هستند. با توجه به رابطه (۸)، ماتریس انتقال کلی مربوط به سیستم چند‌لایه‌ای را می‌توان به شکل خلاصه شده زیر بیان کرد:

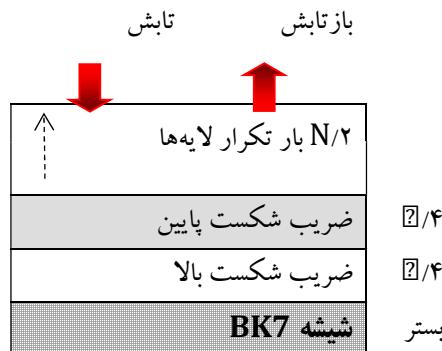


$$\begin{bmatrix} F_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = R_{0,1}^{-1} [\prod_{m=1}^{N-1} P_m R_{m,m+1}] \begin{bmatrix} F_N \\ B_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_N \\ B_N \end{bmatrix} \quad (9)$$

بنابراین ضریب بازتاب خالص یک ساختار چند لایه‌ای را می‌توان به شکل زیر محاسبه کرد:

$$r_{0,N} = \left( \frac{B_0}{N_0} \right)_{B_{N=0}} = \frac{T_{21}}{T_{11}} \quad (10)$$

طراحی‌های آینه‌های تشدیدگر با استفاده از نرم‌افزار مک‌لود انجام شده است که برپایه استفاده از ماتریس‌های انتقال ویژگی‌های نوری چندلایه‌های نوری را محاسبه و بهینه‌سازی می‌نماید [۴۲]. برای ساخت آینه‌های بازتاب بالا در طول موج‌های فروسرخ اغلب از ساختارهای بالایه‌های دی‌الکتریک و ضخامت ربع موج متواالی با ضریب شکست‌های متفاوت کم و زیاد استفاده می‌شود (شکل ۷). با استفاده از موادی با ضریب شکست‌های بالا و پایین متفاوت (جدول ۲)، در این کار سه نوع طراحی مختلف برای آینه‌ها ارائه شده است.



**شکل ۷** طراحی آینه‌ها با استفاده از موادی با ضریب شکست‌های بالا و پایین و با ضخامت‌های ربع موج. بستر مورد استفاده برای لایه‌نشانی از جنس شیشه اپتیکی BK7 فرض شده است.

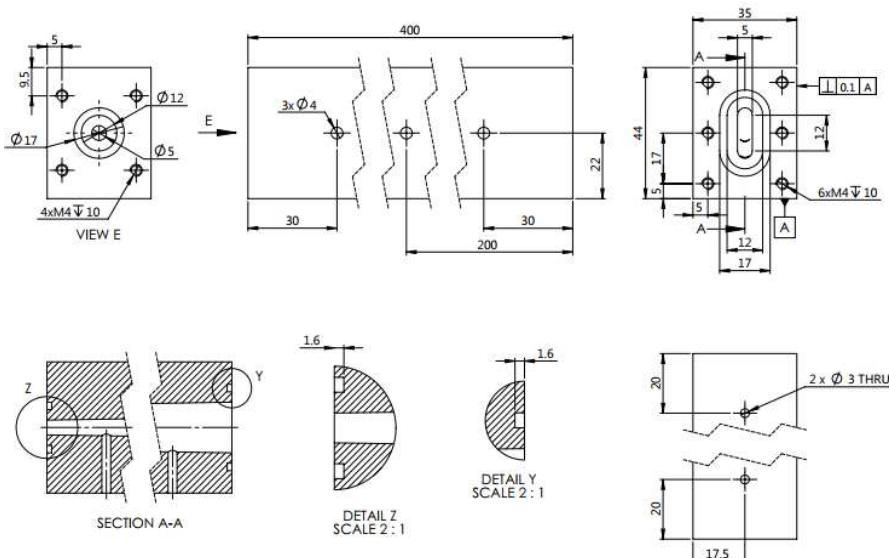
**جدول ۲** مواد مورد استفاده برای ساخت آینه‌های تشدیدگر با بیشینه بازتاب در طول موج مرکزی ۱,۴ میکرومتر.

ضریب شکست مواد نیز در جدول گنجانده شده است.

طراحی	ماده با ضریب شکست بالا	ماده با ضریب شکست پایین
۱	(n = ۱,۹) ZrO <sub>2</sub>	(n = ۱,۶) SiO <sub>2</sub>
۲	(n = ۲,۳) TiO <sub>2</sub>	(n = ۱,۶) SiO <sub>2</sub>
۳	(n = ۲,۳) TiO <sub>2</sub>	(n = ۱,۳۸) MgF <sub>2</sub>

### ۳. بحث و نتیجه‌گیری

روش طراحی تشدیدگر دستگاه بیناب نمایی لیزری در بخش ۱.۲ ارائه شد. با استفاده از مشخصات هندسی بدست آمده، طراحی فیزیکی تشدیدگر در نرم‌افزار سالیدورکس<sup>۱</sup> نسخه ۲۰۲۰ به انجام رسید. شکل (۸) نتایج طراحی اجزای اصلی تشدیدگر را نشان می‌دهد. پس از طراحی تشدیدگر و اجزای آن در نرم‌افزار سالیدورکس، قطعات تشدیدگر از استیل ضدزنگ و آچار مخصوص آینه‌ها از جنس آلیاژ برنج ساخته شدند. مشکل اصلی در زمان ساخت تشدیدگر، روش سوراخ‌کاری داخلی با قطر داخلی ۵ میلی‌متر از یک سو و طول بازوی ۴۰ سانتی‌متر و با زاویه بازشدگی ۱/۷ درجه بود، به گونه‌ای که نمای خارجی تشدیدگر از یک سو دایروی و از سوی دیگر به شکل ییضوی باشد (بخش الف شکل (۸)). با توجه به دقت بالای سیستم برش کاری سیم، این روش برای ماشین کاری تشدیدگر از داخل یک بلوك استیل ضدزنگ انتخاب گردید.

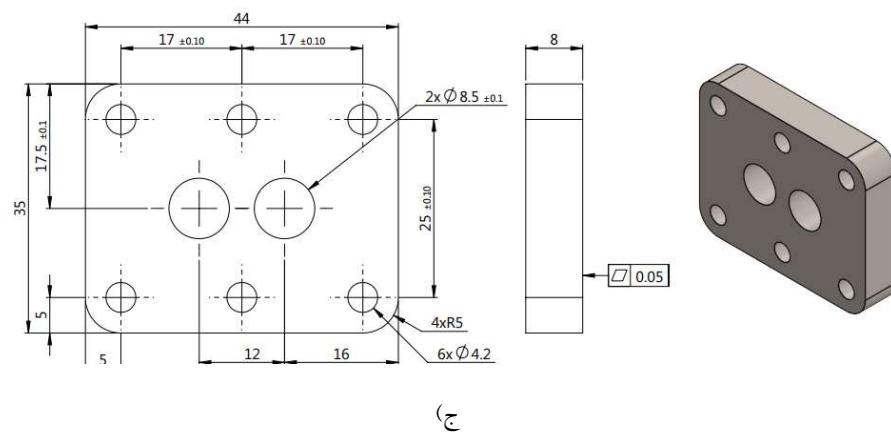
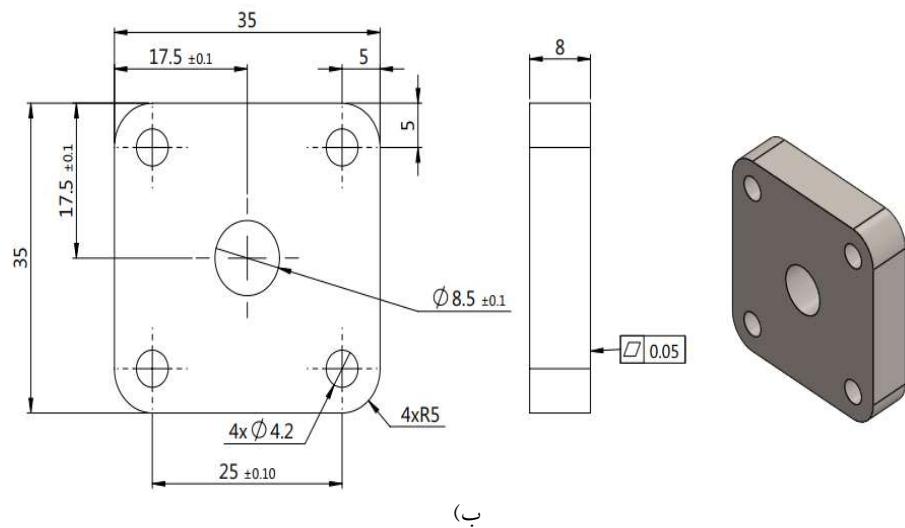


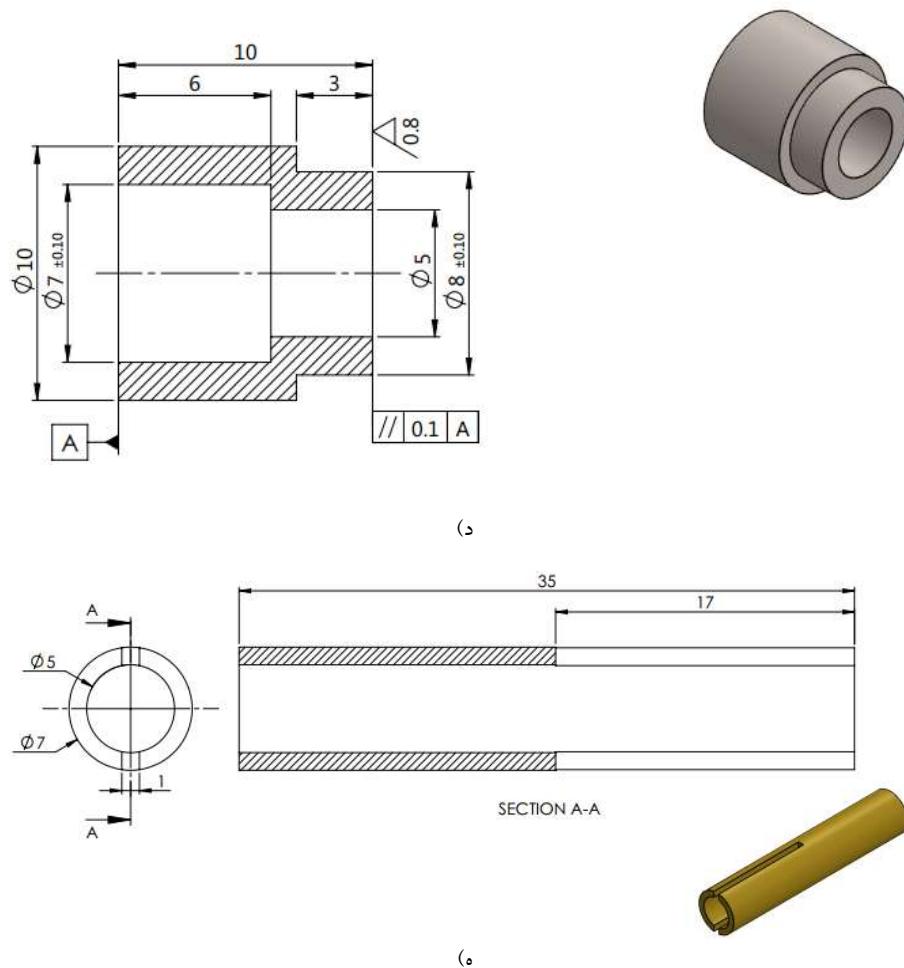
الف)

<sup>1</sup> SolidWorks



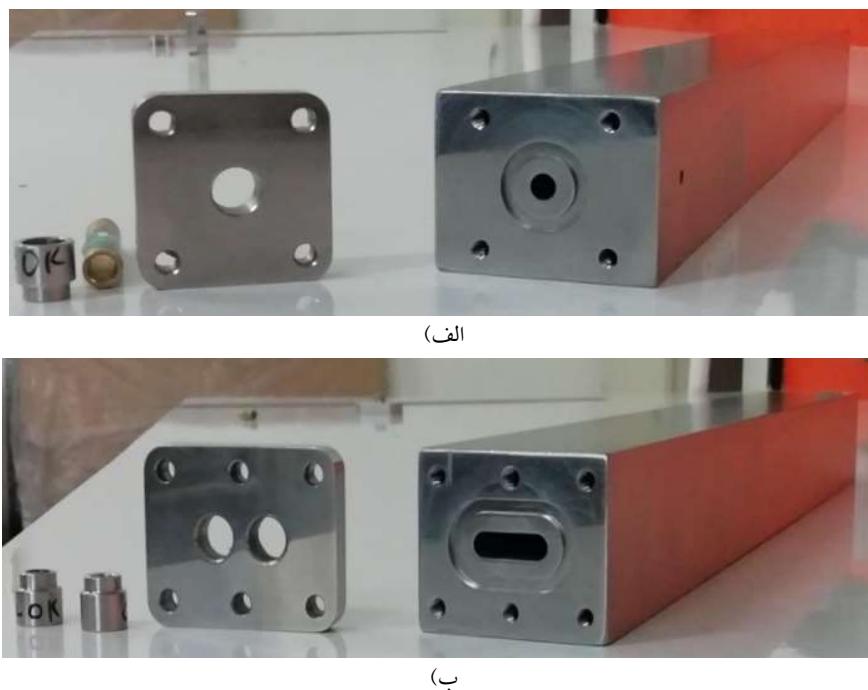
۹۱/ طراحی و ساخت تشدیدگر V-شکل در دستگاه بیناب نمایی جذبی لیزری؛ وحیده فقیهی، محمد رضا رشیدیان وزیری و حسین رزاقی





**شکل ۸** طراحی اجزای اصلی تشدیدگر دستگاه بیناب نمایی. الف) بدنه اصلی تشدیدگر شامل نمای سمت دایروی (ورودی) و نمای سمت بیضوی (خروجی کاواک)، ب) درپوش ابتدایی (ورودی)، ج) درپوش انتهایی (خروجی)، د) پایه نگهدارنده آینه‌ها بر روی تشدیدگر، و ه) آچار مخصوص طراحی شده برای تنظیم آینه‌ها.

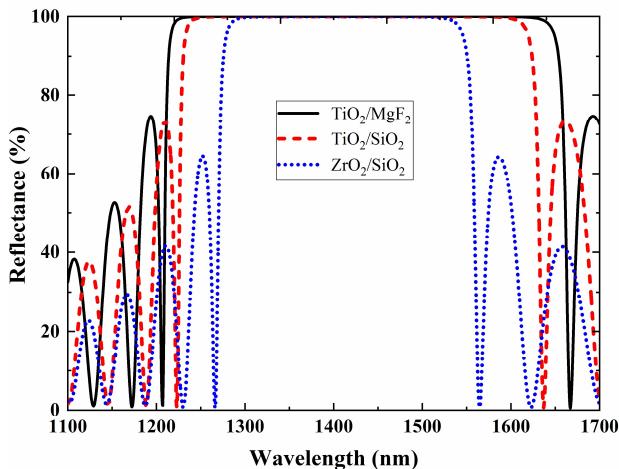




**شکل ۹** تشدیدگر ساخته شده به همراه قطعات آن. (الف) نمای سمت دایروی تشدیدگر (ورودی) تشدیدگر به همراه درپوش، نگهدارنده آینه و آچار مخصوص برای تنظیم آینه‌ها. (ب) نمای سمت بیضوی تشدیدگر (خروجی) به همراه درپوش و نگهدارنده آینه‌های خروجی.

روش طراحی آینه‌های تشدیدگر در بخش ۳.۲ ارائه شد. طرح نشان داده شده در شکل (۷) و مواد بیان شده در جدول (۲) در نرمافزار مکلود پیاده‌سازی و میزان بازتاب چند لایه‌ای‌ها در طول موج‌های مختلف محاسبه شد. نتایج طراحی آینه‌های تشدیدگر در شکل (۹) نشان داده شده است. طراحی اول با  $40^{\circ}$  لایه از مواد  $\text{ZrO}_2$  و  $\text{SiO}_2$  و با ضخامت کل  $8500$  نانومتر بوده است. میزان بازتاب حاصل شده در طول موج  $1400$  نانومتر برای طرح اول  $99.9940\%$  است. در طراحی دوم به جای  $\text{ZrO}_2$  از  $\text{TiO}_2$  استفاده شده است، چرا که این ماده ضریب شکست بالاتری نسبت به  $\text{ZrO}_2$  داشته و از این رو، با تعداد لایه‌های کمتری می‌توان به نتیجه مطلوب رسید. همان‌طور که در طیف بازتاب مربوطه ملاحظه می‌شود، با استفاده از  $34$  لایه از مواد  $\text{TiO}_2$  و  $\text{SiO}_2$  و ضخامت کل کمتری در حد  $6800$  نانومتر به بازتابی بالاتر از طراحی قبلی و به میزان  $99.9995\%$  می‌توان دست یافت. در طراحی سوم به جای  $\text{SiO}_2$  از ماده فلوریدی  $\text{MgF}_2$  استفاده شده که این تغییر سبب افزایش بازتاب تا  $99.9997\%$  به همراه پهن‌تر شدن ناحیه بازتاب بالا می‌شود. همچنین

ضخامت کل لایه‌ها به ۶۶۰۰ نانومتر کاهش یافت که این کار سبب کوتاه‌تر شدن زمان لایه‌نشانی نیز خواهد شد. با توجه به میزان بازتاب و ضخامت لایه‌ها طراحی سوم را می‌توان برای فاز ساخت پیشنهاد داد. با این وجود، عملکرد بازتابی دو طراحی دیگر نیز مطلوب بوده و در صورت در دسترس نبودن ماده فلوریدی  $MgF_2$ ، که لایه‌نشانی آن نیز با روش‌های بخار فیزیکی اندکی با دشواری همراه است، می‌توان از آن‌ها نیز در فاز ساخت استفاده کرد.



شکل ۱۰ میزان بازتاب آینه‌ها در طول موج‌های مختلف برای طراحی‌های بهینه‌سازی شده با نرم‌افزار مکلود.

تشدیدگر طراحی شده بالا، با دو بازو با قطر داخلی ۵ میلی‌متر و با طول معادل ۴۰ سانتی‌متر که با یکدیگر زاویه  $17^{\circ}$  می‌سازند، دارای حجم داخلی ۲۰ سانتی‌متر مکعب می‌باشد. طول مؤثر جذب اپتیکی ۱۳ کیلومتر و محدوده طیفی آزاد  $\Delta\nu_{FSR}$  این کاواک برابر با  $187/5$  مگاهرتز محاسبه می‌شود. بازتابندگی  $99.997\%$  آینه‌ها منجر به ظرفات اپتیکی تشدیدگر برابر با  $52,000$  نیم بیشینه مدها در تراز  $3$  کیلوهرتز می‌شود که این ویژگی جداسازی طیف جذبی ایزوتوب‌ها را برای اندازه‌گیری‌های دقیق ایزوتوبی فراهم می‌کند.

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، طراحی و ساخت یک تشدیدگر غیرخطی V-شکل برای بینابنمای لیزری تشریح شده است. جزئیات روش طراحی تشدیدگر به همراه روابط نظری مورد نیاز در این زمینه ارائه شد. سپس، با استفاده از مشخصه‌های بهینه‌سازی شده در فاز طراحی، نقشه‌های مورد نیاز برای ساخت



اجزای مکانیکی تشدیدگر ارائه شده است. مواد مورد نیاز برای ساخت آینه‌های تشدیدگر به همراه تعداد و ضخامت‌های مورد نیاز آن‌ها برای ساخت آینه‌ها نیز در مقاله گزارش شده است.

با ساخت تجربی آینه‌ها و تراز کردن آینه‌ها روی تشدیدگر و تهیه لیزر موردنیاز در فاز بعدی می‌توان از تشدیدگر ساخته شده برای کاربردهای عملی بیناب نمایی لیزری استفاده کرد. این فعالیت‌ها در حال انجام بوده و گزارش آن‌ها در مقالات آتی ارائه خواهد شد. با استفاده از تشدیدگر نوری ساخته شده امکان بررسی ایزوتوپ‌های بخار آب فراهم آمده و با توسعه‌های بعدی آن برای اندازه‌گیری ایزوتوپ‌های پایدار سایر عناصر، توسعه پژوهش‌های کاربردی در زمینه به کارگیری ایزوتوپ‌های پایدار در بخش‌های مختلف علمی و صنعتی امکان‌پذیر خواهد شد.

## ۵. تقدیر و تشکر

نویسندها از خانم مهندس ایران حسینزاده جهت همکاری در طراحی آینه‌های تشدیدگر و آقای دکتر داوود رزاقی جهت همکاری در طراحی با نرم‌افزار سالیدورکس قدردانی می‌نمایند.

## منابع

- [1] Rennick, C., Arnold, T. & Chung, E., "Continuous Measurement of Methane  $\delta^{13}\text{C}$ -CH<sub>4</sub> and  $\delta\text{D}$ -CH<sub>4</sub> Stable Isotope Ratios for Regional Source Identification", In *AGU Fall Meeting Abstracts*, vol. 2019, pp. B13O-2508. 2019.
- [2] Busuyi, O. A., Liu, B. & Ostadhassan, M., "Stable Isotope Geochemistry of the Organic Elements within Shales and Crude Oils: A Comprehensive Review", *Molecules* 27(1), 34, 2021. <https://doi.org/10.3390/molecules27010034>
- [3] Nyamgerel, Y., Han, Y., Kim, M., Koh, D., & Lee, J., "Review on applications of 170 in hydrological cycle", *Molecules*, 26(15), 4468, 2021. doi: 10.3390/molecules26154468.
- [4] Baldoni, M., Nardi, A., De Angelis, F., Rickards, O., & Martínez-Labarga, C., "How does diet influence our lives? Evaluating the relationship between isotopic signatures and mortality patterns in Italian Roman imperial and medieval periods", *Molecules*, 26(13), 3895, 2021. DOI: 10.3390/molecules26133895.
- [5] Skippington, J., Manne, T., & Veth, P., "Isotopic indications of late Pleistocene and Holocene paleoenvironmental changes at Boodie Cave archaeological site, Barrow Island, Western Australia", *Molecules*, 26(9), 2582, 2021. <https://doi.org/10.3390/molecules26092582>
- [6] Connolly, R., Jambrina-Enríquez, M., Herrera-Herrera, A. V., & Mallol, C., "Investigating hydrogen isotope variation during heating of n-Alkanes under limited oxygen conditions: implications for palaeoclimate reconstruction in archaeological settings", *Molecules*, 26(7), 1830, 2021. DOI: 10.3390/molecules26071830
- [7] Chang, Y. C., Chiang, W. C., Madigan, D. J., Tsai, F. Y., Chiang, C. L., Hsu, H. H., ... & Wang, S. P., "Trophic dynamics and feeding ecology of skipjack tuna (*Katsuwonus pelamis*)



- off Eastern and Western Taiwan", *Molecules*, 27(3), 1073, 2022. <https://doi.org/10.3390/molecules27031073>
- [8] Bianchini, G., Brombin, V., Carlino, P., Mistri, E., Natali, C., & Salani, G. M., "Traceability and authentication of manila clams from North-Western adriatic lagoons using C and N stable isotope analysis", *Molecules*, 26(7), 1859, 2021. <https://doi.org/10.3390/molecules26071859>
- [9] Warr, O., Young, E. D., Giunta, T., Kohl, I. E., Ash, J. L., & Lollar, B. S., "High-resolution, long-term isotopic and isotopologue variation identifies the sources and sinks of methane in a deep subsurface carbon cycle", *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 294, 315-334, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.gca.2020.12.002>
- [10] Lan, X., Nisbet, E. G., Dlugokencky, E. J., & Michel, S. E., "What do we know about the global methane budget? Results from four decades of atmospheric CH<sub>4</sub> observations and the way forward", *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 379(2210), 20200440, 2021. <https://doi.org/10.1098/rsta.2020.0440>
- [11] Peng, S., "Challenges and opportunities in the global methane cycle", *Iscience*, 26(6), 2023. DOI: 10.1016/j.isci.2023.106878
- [12] Jacques, C., Sapart, C. J., Fripiat, F., Carnat, G., Zhou, J., Delille, B., ... & Tison, J. L., "Sources and sinks of methane in sea ice: Insights from stable isotopes", *Elem Sci Anth*, 9(1), 00167, 2021. <https://doi.org/10.1525/elementa.2020.00167>
- [13] Zhao, S., Zhao, Y., Rogers, K. M., Chen, G., Chen, A., & Yang, S., "Application of multi-element (C, N, H, O) stable isotope ratio analysis for the traceability of milk samples from China", *Food chemistry*, 310, 125826, 2020. DOI: 10.1016/j.foodchem.2019.125826
- [14] Chen, Y., Helliker, B. R., Tang, X., Li, F., Zhou, Y., & Song, X., "Stem water cryogenic extraction biases estimation in deuterium isotope composition of plant source water", *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 117(52), 33345-33350, 2020. <https://doi.org/10.1073/pnas.2014422117>
- [15] Zhao, S., Zhao, Y., Rogers, K. M., Chen, G., Chen, A., & Yang, S., "Application of multi-element (C, N, H, O) stable isotope ratio analysis for the traceability of milk samples from China", *Food chemistry*, 310, 125826, 2020. DOI: 10.1016/j.foodchem.2019.125826
- [16] Reynard, L. M., Wong, W. W., & Tuross, N., "Accuracy and Practical Considerations for Doubly Labeled Water Analysis in Nutrition Studies Using a Laser-Based Isotope Instrument (Off-Axis Integrated Cavity Output Spectroscopy)", *The Journal of Nutrition*, 152(1), 78-85, 2022. DOI: 10.1093/jn/nxab324
- [15] Srivastava, A., Long, S. E., Norris, J. E., Bryan, C. E., Carney, J., & Hodges, J. T., "Comparison of primary laser spectroscopy and mass spectrometry methods for measuring mass concentration of gaseous elemental mercury", *Analytical chemistry*, 93(2), 1050-1058, 2020. DOI: 10.1021/acs.analchem.0c04002.
- [16] Reynard, L. M., Wong, W. W., & Tuross, N., "Accuracy and Practical Considerations for Doubly Labeled Water Analysis in Nutrition Studies Using a Laser-Based Isotope Instrument (Off-Axis Integrated Cavity Output Spectroscopy)", *The Journal of Nutrition*, 152(1), 78-85, 2022. DOI: 10.1093/jn/nxab324
- [17] Melanson, E. L., Swibas, T., Kohrt, W. M., Catenacci, V. A., Creasy, S. A., Plasqui, G., ... & Berman, E. S., "Validation of the doubly labeled water method using off-axis integrated cavity output spectroscopy and isotope ratio mass spectrometry", *American Journal of Physiology-Endocrinology and Metabolism*, 314(2), E124-E130, 2018. DOI: 10.1152/ajpendo.00241.2017
- [18] Kyser, T. K., Leybourne, M. I., & Layton-Matthews, D., "Advances in the use of isotopes in geochemical exploration: Instrumentation and applications in understanding geochemical processes", *Geochemistry: Exploration, Environment, Analysis*, 20(2), 199-204, 2020. <https://doi.org/10.1144/geochem2019-045>



- [19] Volkmann, T., Kühnhammer, K., Herbstritt, B., Gessler, A., & Weile, M., "A method for in situ monitoring of the isotope composition of tree xylem water using laser spectroscopy", *Plant, Cell & Environment*, 39(9), 2055-2063, 2016. <https://doi.org/10.1111/pce.12725>.
- [20] Wassenaar, L. I., Terzer-Wassmuth, S., Douence, C., Araguas-Araguas, L., Aggarwal, P. K., & Coplen, T. B., "Seeking excellence: An evaluation of 235 international laboratories conducting water isotope analyses by isotope-ratio and laser-absorption spectrometry", *Rapid Communications in Mass Spectrometry*, 32(5), 393-406, 2018. <https://doi.org/10.1002/rcm.8052>
- [21] Morville, J., Romanini, D., Kachanov, A. A., & Chenevier, M., "Two schemes for trace detection using cavity ringdown spectroscopy", *Applied Physics B*, 78, 465-476, 2004. <https://doi.org/10.1007/s00340-003-1363-8>
- [22] Luo, Z., Tan, Z., & Long, X., "Application of near-infrared optical feedback cavity enhanced absorption spectroscopy (OF-CEAS) to the detection of ammonia in exhaled human breath", *Sensors*, 19(17), 3686, 2019. DOI: 10.3390/s19173686
- [23] Yang, J., Zeng, F., Li, X., Ran, C., Xu, Y., & Li, Y., "Highly specific detection of A $\beta$  oligomers in early Alzheimer's disease by a near-infrared fluorescent probe with a "V-shaped" spatial conformation", *Chemical Communications*, 56(4), 583-586, 2020. <https://doi.org/10.1039/C9CC08894F>
- [24] Gianella, M., & Ritchie, G. A., "Cavity-enhanced near-infrared laser absorption spectrometer for the measurement of acetonitrile in breath", *Analytical chemistry*, 87(13), 6881-6889, 2015. <https://doi.org/10.1021/acs.analchem.5b01341>
- [25] He, Q., Zheng, C., Ye, W., & Tittel, F. K., "Multiple Gases Detection Based on Periodical Mode-Locked Cavity-Enhanced Absorption Spectroscopy Using a Single-Mode Diode Laser", *IEEE Sensors Journal*, 23(6), 5720-5725, 2023. DOI: 10.1109/JSEN.2023.3241275
- [26] Liu, X., Gao, G., Yu, X., Gao, Z., & Cai, T., "Development of an off-axis cavity-enhanced absorption spectroscopy system with open-path configuration for gas sensing", *Infrared Physics & Technology*, 114, 103654, 2021. DOI: 10.1016/j.infrared.2021.103654
- [27] Bayrakli, I., & Akman, H., "Ultrasensitive, real-time analysis of biomarkers in breath using tunable external cavity laser and off-axis cavity-enhanced absorption spectroscopy", *Journal of biomedical optics*, 20(3), 037001-037001, 2015. DOI: 10.1117/1.JBO.20.3.037001
- [28] Wang, Y., Guan, S., Tan, Z., Cao, H., Chen, S., & Yang, Z., "Detection of CO based on optical feedback cavity enhanced absorption spectroscopy", In *International Conference on Precision Instruments and Optical Engineering (PIOE 2022)* (Vol. 12585, pp. 78-83). SPIE, 2023, February. DOI:10.1117/12.2667773
- [29] Morville, J., Romanini, D., & Kerstel, E., "Cavity enhanced absorption spectroscopy with optical feedback", In *Cavity-Enhanced Spectroscopy and Sensing* (pp. 163-209). Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-40003-25>.
- [30] Hu, J., Wan, F., Wang, P., Ge, H., & Chen, W., "Application of frequency-locking cavity-enhanced spectroscopy for highly sensitive gas sensing: a review", *Applied Spectroscopy Reviews*, 57(5), 378-410, 2022. <https://doi.org/10.1080/05704928.2021.1894438>
- [31] Mazurenka, M., Orr-Ewing, A. J., Peverall, R., & Ritchie, G. A., "Cavity ring-down and cavity enhanced spectroscopy using diode lasers", *Annual Reports Section "C"(Physical Chemistry)*, 101, 100-142, 2005. <https://doi.org/10.1039/B408909J>
- [32] Romanini, D., Ventrillard, I., Méjean, G., Morville, J., Kerstel, E., Gagliardi, G., & Loock, H. P., "Cavity-enhanced spectroscopy and sensing", *Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg*, 1-60, 2014.



- [33] Johnston, P. S., & Lehmann, K. K., "Cavity enhanced absorption spectroscopy using a broadband prism cavity and a supercontinuum source", *Optics express*, 16(19), 15013-15023, 2008. 10.1364/oe.16.015013. PMID: 18795038
- [34] Landsberg J, Development of an OF-CEAS laser spectrometer for water vapor isotope measurements at low water concentration, PhD Thesis, Laboratoire interdisciplinaire de Physique J. Fourier University (Grenoble I), 2014.
- [35] <https://hitran.org/>
- [36] Gordon, I. E., Rothman, L. S., Hargreaves, R. J., Hashemi, R., Karlovets, E. V., Skinner, F. M., ... & Yurchenko, S. N., "The HITRAN2020 molecular spectroscopic database", *Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer*, 277, 107949, 2022. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2021.107949>
- [37] Rothman, L. S., "History of the HITRAN Database", *Nature Reviews Physics*, 3(5), 302-304, 2021. <https://doi.org/10.1038/s42254-021-00309-2>
- [38] Yang, H., "Tunable diode-laser absorption-based sensors for the detection of water vapor concentration, film thickness and temperature", Doctoral dissertation, Duisburg, Essen, Universität Duisburg-Essen, Diss., 2012.
- [39] Kerstel, E. T., Gagliardi, G., Gianfrani, L., Meijer, H. A. J., Van Trigt, R., & Ramaker, R., "Determination of the  $^{2}\text{H}/^{1}\text{H}$ , 170/160, and 180/160 isotope ratios in water by means of tunable diode laser spectroscopy at  $1.39\text{ }\mu\text{m}$ ", *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 58(11), 2389-2396, 2002. DOI: 10.1016/s1386-1425(02)00053-7
- [40] Kerstel, E., & Gianfrani, L., "Advances in laser-based isotope ratio measurements: selected applications", *Applied Physics B*, 92, 439-449, 2008. <https://doi.org/10.1007/s00340-008-3128-x>
- [41] Katsidis, C. C., & Siapkas, D. I., "General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference", *Applied optics*, 41(19), 3978-3987, 2002. <https://doi.org/10.1364/AO.41.003978>.
- [42] <https://www.thinfilmcenter.com/essential.php>



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



## تقویت کننده خطی بدون نوافه مبتنی بر قیچی کوانتمومی

### سه - فوتون با مانستگی بالا<sup>۱</sup>

خاطره جعفری<sup>۲</sup>، مجتبی گلشنی<sup>۳\*</sup> و علیرضا بهرامپور<sup>۴</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۷/۰۳

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۱۰/۱۵

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۱۲/۰۱

سال چهاردهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳

صفحه ۹۹-۱۱۴

#### چکیده:

در این مقاله، یک قیچی کوانتمومی سه- فوتون، که فضای هیلبرت بینهاست بعدی را به فضای حالت‌های عددی با تعداد کمتر از چهار فوتون کاوش می‌دهد، و دامنه حالات عددی باقیمانده را به روش احتمالی تقویت می‌کند، پیشنهاد شده است. بدین منظور، با فرض ایده‌آل بودن باریکه شکاف‌ها و آشکارسازهای مورد استفاده در طرح پیشنهادی، حالت خروجی این قیچی کوانتمومی و احتمال موقیت مربوط به آن به صورت تحلیلی محاسبه شده است. این تقویت کننده، برخلاف قیچی کوانتمومی تک- فوتون یا دو- فوتون، برای هر برهم نهی تا بیشینه سه فوتون عمل تقویت را به صورت ایده‌آل انجام می‌دهد. نتایج بدست آمده برای حالت ورودی همدوس نشان می‌دهد که مانستگی بین حالت ایده‌آل و حالت تقویت شده بدست آمده با استفاده از این قیچی کوانتمونی پیشنهادی، به بزرگی مانستگی یک تقویت کننده مبتنی بر مجموعه شش عددی قیچی کوانتمومی تک- فوتون، و یا یک تقویت کننده مبتنی بر احتمال موقیت دو عددی قیچی کوانتمومی دو- فوتون است. افروزن بر این، احتمال موقیت این قیچی کوانتمومی تعمیم‌یافته بزرگ‌تر از احتمال موقیت بدست آمده از شش تقویت کننده یک- فوتون، و قابل مقایسه با احتمال موقیت دو تقویت کننده دو- فوتون است. از این‌رو، با توجه به اینکه تجهیزات مورد نیاز برای یک قیچی کوانتمومی سه- فوتون کمتر از تجهیزات مربوط به شبکه‌ای از قیچی‌های کوانتمومی تک- فوتون یا دو- فوتون است، این ساختار معرفی شده کارآمدتر از تقویت کننده مبتنی بر چند قیچی کوانتمومی تک- فوتون و یا دو قیچی کوانتمومی دو- فوتون است.

**وازگان کلیدی:** تقویت کننده خطی بدون نوافه، قیچی کوانتمومی سه- فوتون و مانستگی بالا.

<sup>۱</sup> <https://doi.org/10.22051/jap.2024.45084.1353>

<sup>۲</sup> دانشجوی دکتری، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران.

Email: khaterah.jafari@physics.sharif.edu

<sup>۳</sup> استادیار، دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان، ایران (نویسنده مسئول)

Email: golshani@uk.ac.ir

<sup>۴</sup> استاد، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران.

Email: bahrampour@sharif.edu



## ۱. مقدمه

بر اساس اصل عدم قطعیت و قضیه کپی برداری ممنوع، امکان تقویت کامل و قطعی یک حالت کوانتومی وجود ندارد [۱]. از این‌رو، همه تقویت‌کننده‌های خطی همراه با نوفه می‌باشند. با این وجود، امکان تقویت خطی بدون نوفه غیرقطعی وجود دارد [۲]. به عبارت دیگر می‌توان یک تقویت‌کننده خطی بدون نوفه، اما احتمالی، که در برخی از موارد تقویت را به درستی و بدون نوفه انجام می‌دهد، ساخت [۳]. چنین ابزاری در صورت جارکش بودن و آگاه کردن از مواردی که تقویت به درستی صورت پذیرفته، می‌تواند بسیار مفید باشد. تقویت خطی بدون نوفه کاربردهای گسترده‌ای در فناوری‌های کوانتومی از جمله در توزیع کلید کوانتومی، تکرار کننده‌های کوانتومی، تصحیح خطای متغیر پیوسته و غیره دارند [۴-۹].

قیچی کوانتومی یک ابزار فیزیکی است که امکان تولید برهمنهی متناهی از حالت‌های عددی را با برش حالت سامانه‌ای که در فضای هیلبرت نامتناهی تعریف شده است، فراهم می‌کند [۱۰]. اولین طرح مربوط به قیچی کوانتومی در سال ۱۹۹۸ مطرح گردید [۱۱]. این قیچی کوانتومی یک حالت ورودی دلخواه را که بسط آن در پایه حالات عددی بی‌نهایت جمله دارد، به صورت احتمالی و در صورت موفقیت، به حالتی که تنها برهمنهی دو حالت عددی (حالت خلا و تک-فوتون) است، تبدیل می‌کند. به این سامانه، که بعد فضای هیلبرت نامتناهی حالت ورودی را به دو بعد کاهش می‌دهد، قیچی کوانتومی تک-فوتون می‌گویند. برای حالات همدوس ورودی با دامنه کوچک، قیچی کوانتومی می‌تواند به صورت یک تقویت‌کننده بدون نوفه عمل کند [۲].

به منظور تقویت حالات همدوس با دامنه بزرگ‌تر، آفای رالف و لوند، استفاده از چند قیچی کوانتومی به صورت موازی را پیشنهاد دادند [۲]. در این روش، در ابتدا یک تقسیم‌کننده چندتایی حالت همدوس ورودی را به تعدادی حالات همدوس ضعیف تقسیم می‌کند. سپس، هر یک از این حالات همدوس ضعیف به کمک یک قیچی کوانتومی تقویت می‌گردد. در پایان، در یک فرآیند معکوس این حالات تقویت‌شده ضعیف با یکدیگر ترکیب و حالت نهایی تقویت‌شده را بدست می‌دهند. این ساختار پیشنهادی برای تعداد زیاد قیچی کوانتومی به صورت یک تقویت‌کننده بدون نوفه ایده‌آل عمل می‌کند. اما از آنجایی که تقویت تنها در حالتی انجام می‌شود که همه قیچی‌های کوانتومی همزمان به صورت موفق عمل کنند، با افزایش تعداد قیچی‌های کوانتومی، احتمال موفقیت کل سامانه به صفر می‌کند. در این شرایط، اگر در راستای افزایش احتمال موفقیت، تعداد قیچی‌های کوانتومی کاهش یابد، تقویت‌کننده از حالت ایده‌آل فاصله می‌گیرد. جهت بهبود عملکرد تقویت‌کننده مبتنی بر قیچی کوانتومی تک-فوتون، تلاش‌هایی برای تعمیم قیچی کوانتومی به تعداد



بیشتر فوتون (که فضای فوک را تا ابعاد بالاتری برش می‌دهد) صورت گرفته است. در سال ۲۰۱۰ یک قیچی کوانتمی دو- فوتون پیشنهاد گردید که امکان استفاده از آن را به عنوان تقویت کننده فراهم می‌کند [۱۲]. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که بکارگیری یک عدد از این قیچی کوانتمی، در محدوده مناسبی از کمیت‌ها، امکان دست‌یابی به یک حالت تقویت‌شده نزدیک به ایده‌آل را فراهم می‌کند. با این وجود، خروجی این قیچی کوانتمی، در مقادیر بزرگ ضربی تقویت یا دامنه حالت ورودی، از مقدار ایده‌آل فاصله می‌گیرد.

در این مقاله، با تعمیم قیچی کوانتمی دو- فوتون، یک قیچی کوانتمی سه- فوتون ارائه شده است. مشاهده خواهد شد که این قیچی کوانتمی تعمیم‌یافته، با انتخاب درست کمیت‌ها، امکان عملکرد به عنوان تقویت کننده را داشته و در محدوده به نسبت گسترده‌ای از مقادیر ضربی تقویت و دامنه حالت ورودی، می‌تواند خیلی نزدیک به تقویت کننده خطی بدون نوفه ایده‌آل عمل کند.

در بخش اول این مقاله، ساختار این قیچی کوانتمی و پس از آن، روش عملکرد آن به صورت تقویت کننده خطی بدون نوفه مطرح می‌گردد. بخش دوم به مقایسه عملکرد این قیچی کوانتمی سه- فوتون با تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه چند قیچی کوانتمی تک- فوتون مطرح شده در منبع [۲] می‌پردازد. لازم به بیان است با توجه به اینکه در منبع [۲] رابطه مربوط به احتمال موفقیت و مانستگی تنها در حد تعداد زیاد قیچی کوانتمی بیان شده است، در این بخش احتمال موفقیت و مانستگی تقویت برای تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه چند قیچی کوانتمی تک- فوتون با تعداد دلخواه قیچی کوانتمی نیز محاسبه می‌گردد. سپس در بخش بعدی قیچی کوانتمی سه- فوتون و تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه چند قیچی کوانتمی دو- فوتون مقایسه می‌شود. دوباره با توجه به اینکه در منبع [۱۲] تنها حالت مربوط به یک قیچی کوانتمی دو- فوتون بررسی شده، این بخش شامل محاسبه احتمال موفقیت و مانستگی تقویت برای تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه چند قیچی کوانتمی دو- فوتون است. سپس مقاله با نتیجه‌گیری به پایان می‌رسد.

## ۲. بحث و بررسی

### ۱-۲ قیچی کوانتمی سه- فوتون

طرح مربوط به قیچی کوانتمی سه- فوتون در شکل (۱) نشان داده شده است. این دستگاه از دو باریکه‌شکاف  $BS_1$  و  $BS_2$  با ضرایب عبور  $t_1$  و  $t_2$ ، و ضرایب بازتاب  $r_1 = \sqrt{1 - t_1^2}$  و

$r_2 = \sqrt{1 - t_2^2}$  تشکیل شده است. مطابق شکل، حالت ورودی به این سامانه به صورت  $|0\rangle_{a_1}|3\rangle_{a_2}|\Psi\rangle_{in}$  می‌باشد، که در آن

$$|\Psi\rangle_{in} = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma_n |n\rangle_{b_3} \quad (1)$$

یک حالت ورودی دلخواه در پایه حالات عددی است. حالت ورودی را می‌توان بر اساس رابطه

$$|n\rangle = \frac{(\hat{a}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}} |0\rangle \text{ به صورت:}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma_n}{\sqrt{3! n!}} (\hat{a}_2^\dagger)^3 (\hat{b}_3^\dagger)^n |0\rangle_{a_1} |0\rangle_{a_2} |0\rangle_{b_3} \quad (2)$$

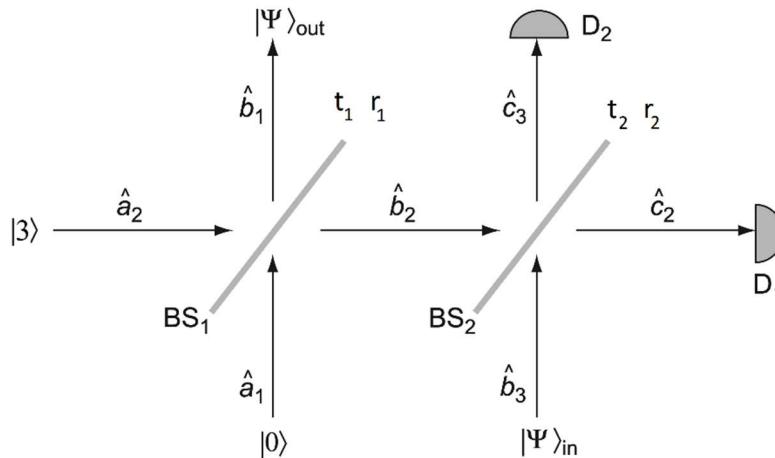
بر حسب عملگرهای خلق مدهای ورودی نوشت. با استفاده از روابط تبدیل باریکه شکاف [۱۳]

$$\begin{aligned} \hat{a}_1^\dagger &= t_1 \hat{b}_1^\dagger - r_1 \hat{b}_2^\dagger, & \hat{a}_2^\dagger &= r_1 \hat{b}_1^\dagger + t_1 \hat{b}_2^\dagger \\ \hat{b}_2^\dagger &= t_2 \hat{c}_2^\dagger + r_2 \hat{c}_3^\dagger, & \hat{b}_3^\dagger &= -r_2 \hat{c}_2^\dagger + t_2 \hat{c}_3^\dagger \end{aligned} \quad (3)$$

می‌توان مدهای ورودی و خروجی قیچی کوانتمی را به هم مربوط کرد:

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_1^\dagger \\ \hat{a}_2^\dagger \\ \hat{b}_3^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_1 & -r_1 t_2 & -r_1 r_2 \\ r_1 & t_1 t_2 & t_1 r_2 \\ 0 & -r_2 & t_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{b}_1^\dagger \\ \hat{c}_2^\dagger \\ \hat{c}_3^\dagger \end{pmatrix}. \quad (4)$$

بنابراین حالت ورودی به صورت،



شکل ۱ قیچی کوانتمی سه-فوتون.



$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma_n}{\sqrt{3! n!}} (r_1 \hat{b}_1^\dagger + t_1 t_2 \hat{c}_2^\dagger + t_1 r_2 c_3^\dagger)^3 (-r_2 \hat{c}_2^\dagger + t_2 c_3^\dagger)^n |0\rangle_{b_1} |0\rangle_{c_2} |0\rangle_{c_3} \quad (5)$$

برحسب مدهای خروجی قابل نوشتن است. با محاسبه بسط بالا و ساده‌سازی آن می‌توان حالت خروجی را برحسب حالات عددی بدست آورد. اما هدف ما محاسبه حالت خروجی  $|\Psi\rangle_{out}$  در شرایطی است که آشکارسازهای  $D_1$  و  $D_2$  به ترتیب یک و دو فوتون ثبت نمایند. در این شرایط، در حالت خروجی قیچی کوانتموی فقط جملاتی که شامل  $(c_3^\dagger)^2 (\hat{c}_2^\dagger)^2$  است، وجود دارد. حالت خروجی بعد از یک محاسبه سرراست به صورت

$$|\Psi\rangle_{out} = \frac{\sqrt{3} t_1^3 t_2 r_2^2}{\sqrt{P_s}} (\gamma_0 |0\rangle_{b_1} + (2 + \mathcal{R}) g \gamma_1 |1\rangle_{b_1} + (1 + 2\mathcal{R}) g^2 \gamma_2 |2\rangle_{b_1} + \mathcal{R} g^3 \gamma_3 |3\rangle_{b_1}) \quad (6)$$

بدست می‌آید که در آن

$$g = \frac{r_1 t_2}{t_1 r_2}, \quad \mathcal{R} = -\frac{r_2^2}{t_2^2} \quad (7)$$

است. همانطور که در ادامه مطرح خواهد شد، کمیت  $g$  ضریب تقویت است. در رابطه (6)،  $P_s = 3t_1^6 t_2^2 r_2^4 (|\gamma_0|^2 + |(2 + \mathcal{R})g\gamma_1|^2 + |(1 + 2\mathcal{R})g^2\gamma_2|^2 + |\mathcal{R}g^3\gamma_3|^2)$

$$(8)$$

بدست می‌آید. این کمیت همان احتمال موقیت قیچی کوانتموی است، یعنی احتمال اینکه آشکارسازهای  $D_1$  و  $D_2$  به ترتیب یک و دو فوتون ثبت نمایند. همانطور که روابط (1) و (6) نشان می‌دهند، قیچی کوانتموی شکل (1)، که به آن قیچی کوانتموی سه - فوتون می‌گویند، در صورت موقیت، حالت ورودی در فضای بی‌نهایت بعدی را به یک حالت خروجی در فضای چهاربعدی شامل کت خلا و حالات عددی یک، دو و سه فوتون تبدیل می‌کند.

اکنون که حالت خروجی این قیچی کوانتموی بدست آمد، به بررسی شرابت عملکرد آن به عنوان یک تقویت‌کننده خطی بدون نویه خواهیم پرداخت. هر قیچی کوانتموی لزوماً نمی‌تواند به عنوان یک تقویت‌کننده عمل کند [۱۶-۱۴]. در حقیقت، یک قیچی کوانتموی  $N$ -فوتون (که فضای هیلبرت بی‌نهایت بعدی را به فضای شامل خلا و حالات عددی یک، دو ...،  $N$  فوتونی کاهش می‌دهد) در صورتی می‌تواند نقش یک تقویت‌کننده با ضریب تقویت  $g$  را بازی کند که همه حالات عددی با تعداد بیش از  $N$  فوتون را حذف کند و ضریب بسط مربوط به حالت عددی  $|n\rangle$

با قیمانده را در  $g^n$  ضرب کند [۱۲]. بنابراین، بر اساس رابطه (۶)، قیچی کوانتمی سه-فوتون مورد بررسی در صورتی نقش یک تقویت کننده را بازی می‌کند که شروط

$$G = 2 + \mathcal{R}, \quad G^2 = 1 + 2\mathcal{R}, \quad G^3 = \mathcal{R} \quad (9)$$

به ازای یک کمیت  $G$  برقرار باشد. اما یک بررسی ساده نشان می‌دهد که مجموعه سه معادله بالا، برای دو متغیر  $G$  و  $\mathcal{R}$  جواب ندارد! از این‌رو، به نظر می‌رسد این قیچی کوانتمی نمی‌تواند به صورت تقویت کننده عمل کند. اما یک بررسی ساده نشان می‌دهد که اگر  $\mathcal{R} = -1$  باشد، رابطه (۶) به صورت

$$|\Psi\rangle_{out} = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2P_s}} \frac{1}{(1+g^2)^{3/2}} (\gamma_0|0\rangle_{b_1} + g\gamma_1|1\rangle_{b_1} - g^2\gamma_2|2\rangle_{b_1} - g^3\gamma_3|3\rangle_{b_1}) \quad (10)$$

و رابطه (۸) به صورت

$$P_s = \frac{3}{8(1+g^2)^3} (|\gamma_0|^2 + |g\gamma_1|^2 + |g^2\gamma_2|^2 + |g^3\gamma_3|^2) \quad (11)$$

تبديل می‌شوند. توجه نمایید که بر اساس رابطه (۷)، شرط  $-1 = \mathcal{R}$  منجر به روابط  $t_2 = r_2 = \frac{g}{\sqrt{1+g^2}}$  و  $r_1 = gt_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}$  می‌گردد. رابطه (۱۰) شبیه حالت تقویت شده با ضریب تقویت  $g$  است با این تفاوت که که ضرایب حالات عددی دو و سه فوتونی در یک علامت منفی ضرب شده‌اند. در برخی موارد این تغییر علامت مشکلی ایجاد نمی‌کند، اما اگر این تغییر علامت نامطلوب باشد، می‌توان از یک گیت تغییر علامت غیرخطی دو و سه فوتونی برای تصحیح آن استفاده کرد [۱۷]. روش دیگر برطرف کردن این تغییر علامت نامطلوب، دو بار عبور حالت ورودی از یک تقویت کننده با ضریب تقویت  $\sqrt{g}$  است که در این صورت تغییر علامت غیرخطی نامطلوب حذف می‌شود. در این مقاله از روش دوم استفاده خواهد شد. بر اساس روابط (۱۰) و (۱۱)، حالت ورودی رابطه (۱) بعد از یک بار عبور از قیچی کوانتمی سه-فوتون با ضریب تقویت  $\sqrt{g}$  با احتمال،

$$P_{s3}^{(1)} = \frac{3}{8(1+g)^3} (|\gamma_0|^2 + |g^{1/2}\gamma_1|^2 + |g\gamma_2|^2 + |g^{3/2}\gamma_3|^2) \quad (12)$$

به حالت بهنجار

$$|\Psi\rangle_{out}^{(1)} = \frac{\gamma_0|0\rangle_{b_1} + g^{1/2}\gamma_1|1\rangle_{b_1} - g\gamma_2|2\rangle_{b_1} - g^{3/2}\gamma_3|3\rangle_{b_1}}{\sqrt{|\gamma_0|^2 + |g^{1/2}\gamma_1|^2 + |g\gamma_2|^2 + |g^{3/2}\gamma_3|^2}} \quad (13)$$

تبديل می‌شود. اکنون با عبور حالت (۱۳) از قیچی کوانتمی با ضریب تقویت  $\sqrt{g}$ ، طبق روابط (۱۰) و (۱۱)، حالت خروجی به شکل



$$|\Psi\rangle_{out} = \frac{\gamma_0|0\rangle_{b_1} + g\gamma_1|1\rangle_{b_1} + g^2\gamma_2|2\rangle_{b_1} + g^3\gamma_3|3\rangle_{b_1}}{\sqrt{|\gamma_0|^2 + |g\gamma_1|^2 + |g^2\gamma_2|^2 + |g^3\gamma_3|^2}} \quad (14)$$

با احتمال موقیت

$$P_{s3}^{(2)} = \frac{3}{8(1+g)^3} \frac{|\gamma_0|^2 + |g\gamma_1|^2 + |g^2\gamma_2|^2 + |g^3\gamma_3|^2}{|\gamma_0|^2 + |g^{1/2}\gamma_1|^2 + |g\gamma_2|^2 + |g^{3/2}\gamma_3|^2} \quad (15)$$

خواهد بود. از این‌رو، احتمال اینکه قیچی کوانتموی در هر دو بار عبور موفق باشد برابر است با:

$$P_{s3} = P_{s3}^{(1)}P_{s3}^{(2)} = \frac{9}{64(1+g)^6} (|\gamma_0|^2 + |g\gamma_1|^2 + |g^2\gamma_2|^2 + |g^3\gamma_3|^2) \quad (16)$$

جهت مقایسه این قیچی کوانتموی و طرح مبتنی بر چند قیچی کوانتموی یک-فوتون و یا دو-فوتون، در ادامه حالت ورودی به صورت حالت همدوس،

$$|\Psi\rangle_{in} = |\alpha\rangle = e^{-\frac{\alpha^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle_{b_3} \quad (17)$$

در نظر گرفته می‌شود [۱۳]. اگر این حالت همدوس دوبار از این قیچی کوانتموی سه- فوتون (با ضریب تقویت  $\sqrt{g}$ ) عبور کند، بر اساس روابط (۱۴) و (۱۶)، حالت خروجی با احتمال موقیت

$$P_{s3} = \frac{9e^{-\alpha^2}}{64(1+g)^6} \left( 1 + g^2\alpha^2 + \frac{g^4\alpha^4}{2} + \frac{g^6\alpha^6}{6} \right) \quad (18)$$

به صورت

$$|\Psi\rangle_{out} = \frac{|0\rangle_{b_1} + g\alpha|1\rangle_{b_1} + \frac{g^2\alpha^2}{\sqrt{2}}|2\rangle_{b_1} + \frac{g^3\alpha^3}{\sqrt{6}}|3\rangle_{b_1}}{\sqrt{1 + g^2\alpha^2 + \frac{g^4\alpha^4}{2} + \frac{g^6\alpha^6}{6}}} \quad (19)$$

تبديل می‌شود. هدف این است که بررسی شود حالت خروجی رابطه (۱۹) چقدر شیوه حالت همدوس تقویت‌شده ایده‌آل  $|g\alpha\rangle$  است. بدین‌منظور مانستگی بین دو حالت محاسبه می‌گردد [۲]:

$$F_3 = |\langle g\alpha | \Psi \rangle_{out}|^2 = e^{-g^2\alpha^2} \left( 1 + g^2\alpha^2 + \frac{g^4\alpha^4}{2} + \frac{g^6\alpha^6}{6} \right) \quad (20)$$

رابطه (۱۸) و (۲۰) نحوه عملکرد (احتمال موقیت و مانستگی) قیچی کوانتموی سه- فوتون پیشنهادی را به عنوان یک تقویت‌کننده حالت همدوس نشان می‌دهد.

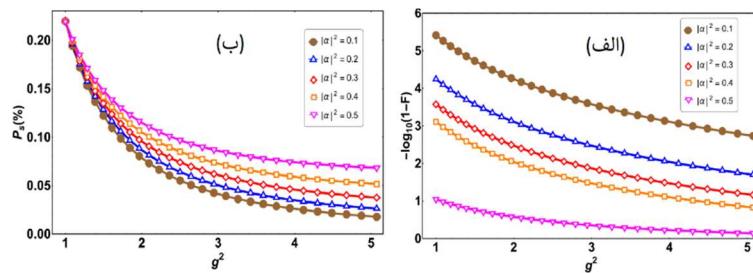
قیچی کوانتموی سه- فوتون برای هر برهم‌نھی از حالات عددی که بیش از سه فوتون ندارد، به صورت تقویت‌کننده ایده‌آل، با مانستگی واحد، عمل می‌کند. اگرچه، برای حالتهایی با دامنه

احتمال غیر صفر برای تعداد فوتون بالاتر، از جمله حالت همدوس، مانستگی کمتر از واحد خواهد بود. شکل (۲-الف) روش تغییر مانستگی بین حالت خروجی از قیچی و حالت همدوس تقویت شده را بر حسب ضریب بهره  $g^2$ ، به ازای مقادیر مختلف تعداد متوسط فوتون حالت همدوس ورودی  $|\alpha|^2$  نشان می‌دهد. لازم به یادآوری است که در این شکل بجای مانستگی  $F$ ، کمیت  $\log_{10}(1 - F)$  رسم شده است. در این معیار مقدار ۱ معادل  $F = 0/9$ ، مقدار ۲ معادل  $F = 0/99$ ، مقدار ۳ معادل  $F = 0/999$  وغیره است. همانطور که مشاهده می‌شود، در ناحیه کمایش گستردگی از کمیت‌ها مانستگی بسیار بالا است. افزون براین، با افزایش میانگین تعداد متوسط فوتون حالت ورودی، به دلیل افزایش سهم حالات عددی با تعداد فوتون بیشتر، مانستگی کاهش می‌یابد. افزون بر این، مانستگی تابع نزولی از بهره توان است. این نتیجه نیز به دلیل افزایش سهم حالات عددی با تعداد فوتون بالاتر در حالت مورد انتظار  $\langle g\alpha \rangle$  است.

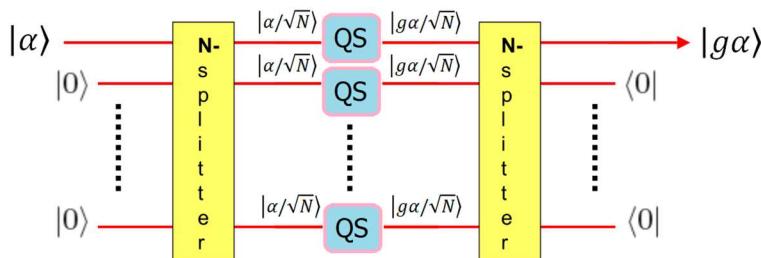
لازم به بیان است که قیچی کوانتومی اغلب در انتهای یک کانال کوانتومی برای جبران افت کانال مورد استفاده قرار می‌گیرد. از این‌رو، از آنجایی که در انتهای کانال شدت حالت ورودی، به دلیل افت کانال، کاهش یافته است، حالت ورودی به قیچی کوانتومی معمولاً دارای دامنه پایین است. از این‌رو، در بررسی‌های صورت گرفته بیشینه مقدار  $\alpha^2$  به  $0/5$  محدود شده است.

در شکل (۲-ب) احتمال موفقیت قیچی کوانتومی سه-فوتون بر حسب بهره توان، به ازای چندین حالات همدوس با تعداد متوسط فوتون متفاوت، ترسیم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، این کمیت تابعی کاهشی از بهره است. براساس رابطه (۱۸) احتمال موفقیت در حد مقادیر بزرگ  $g$  به مقدار ثابت  $\frac{3}{128} \alpha^6 e^{-\alpha^2}$  میل می‌کند. این مقدار حدی برای مقادیر  $3 \leq \alpha^2$ ، تابعی افزایشی از  $\alpha^2$  است. بنابراین، در محدوده کمیت‌های مورد بررسی در شکل، احتمال موفقیت با افزایش تعداد متوسط فوتون‌های حالت ورودی افزایش می‌یابد. البته لازم به بیان است که در مقادیر  $3 > \alpha^2$ ، افت نمایی رابطه (۱۸) بر افزایش چندجمله‌ای  $\alpha^6$  غلبه کرده، احتمال موفقیت با افزایش  $\alpha^2$  کاهش می‌یابد.





شکل ۲ (الف) مانستگی بین حالت خروجی از قیچی کوانتومی سه- فوتون و حالت همدوس تقویت شده و (ب) نرخ موفقیت آن، برای مقادیر مختلف تعداد متوسط فوتون ورودی.



شکل ۳ تقویت کننده خطی بدون نویه حالت همدوس مبتنی بر  $N$  قیچی کوانتومی [۲].

## ۲-۲ مقایسه عملکرد قیچی کوانتومی سه- فوتون و تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه‌ای از قیچی‌های کوانتومی تک- فوتون

در این بخش عملکرد قیچی کوانتومی سه- فوتون پیشنهادی با تقویت کننده مبتنی بر مجموعه‌ای از قیچی‌های کوانتومی تک- فوتون (به ازای مقادیر مختلف  $N$  قیچی مورد استفاده) ارائه شده در منبع [۲] مقایسه می‌شود. از آنجایی که در منع اصلی مانستگی و احتمال موفقیت به ازای مقدار مختلف تعداد قیچی مورد استفاده  $N$  ارائه نشده ، در ابتدا به صورت خلاصه این کمیت‌ها بدست می‌آید. شکل (۳) ساختار کلی تقویت کننده منبع [۲] را نشان می‌دهد. در ابتدا تقسیم کننده  $N$  تایی حالت همدوس ورودی  $|\alpha\rangle$  را به  $N$  حالت همدوس ضعیف  $|\frac{\alpha}{\sqrt{N}}\rangle$  تقسیم می‌کند. سپس همه این حالات همدوس ضعیف شده توسط  $N$  قیچی کوانتومی تک- فوتون تقویت و در صورت موفقیت تمام قیچی‌های کوانتومی به حالات  $|\frac{g\alpha}{\sqrt{N}}\rangle$  تبدیل می‌شوند. ضریب تقویت  $g$  به ضریب عبور و بازتاب باریکه‌شکاف قیچی کوانتومی تک- فوتون وابسته و قابل تنظیم است. در پایان، این حالات تقویت شده ضعیف در یک فرایند معکوس با استفاده از تقسیم کننده پرتو  $N$  تایی ترکیب، و در

صورتی که در  $1 - N$  بازوی خروجی حالت خلا ظاهر شود، در بازوی باقیمانده حالت تقویت شده نزدیک به  $|g\alpha\rangle$  تولید می‌شود (تنها در حد  $\infty \rightarrow N$  حالت خروجی دقیقاً  $|g\alpha\rangle$  است، اما در این حالت احتمال موفقیت صفر می‌شود!). بر اساس نتایج منبع [۲]، حالت نهایی این سامانه در صورت موفقیت (با احتمال  $P_{S1}$ ) به صورت

$$\begin{aligned} |\alpha, g, N\rangle_1 &= \frac{e^{-\frac{\alpha^2}{2}}}{\sqrt{P_{S1}}} \left( \frac{1}{2(1+g^2)} \right)^{\frac{N}{2}} \left( 1 + \frac{g\alpha}{N} a^\dagger \right)^N |0\rangle \\ &= \frac{e^{-\frac{\alpha^2}{2}}}{\sqrt{P_{S1}}} \left( \frac{1}{2(1+g^2)} \right)^{\frac{N}{2}} \sum_{k=0}^N \binom{N}{k} \sqrt{k!} \left( \frac{g\alpha}{N} \right)^k |k\rangle \end{aligned} \quad (21)$$

است. مشابه با منبع [۲]، حالت (۲۱) در حد  $\infty \rightarrow N$  به حالت  $|g\alpha\rangle$  تبدیل می‌شود. با توجه به رابطه (۲۱)، ضریب بهنجارش که همان احتمال موفقیت سامانه است به صورت

$$P_{S1} = \frac{e^{-\alpha^2}}{2^N (1+g^2)^N} \sum_{k=0}^N \binom{N}{k}^2 k! \left( \frac{g\alpha}{N} \right)^{2k} \quad (22)$$

قابل بیان است. سری بالا قابل محاسبه است و نتیجه آن با استفاده از نرم‌افزار متمتیکا<sup>۱</sup> به صورت

$$P_{S1} = \frac{(-1)^N e^{-\alpha^2}}{2^N (1+g^2)^N} \left( \frac{g\alpha}{N} \right)^{2N} U\left(-N, 1, -\frac{N^2}{g^2 \alpha^2}\right) \quad (23)$$

بدست می‌آید، که در آن  $U$  تابع فوق‌هندسی همشار نوع دوم است [۱۸]. با جایگذاری رابطه (۲۳) در (۲۱)، مانستگی بین حالت  $|\alpha, g, N\rangle_1$  و حالت تقویت شده ایده‌آل  $|g\alpha\rangle$  نیز به راحتی قابل محاسبه است،

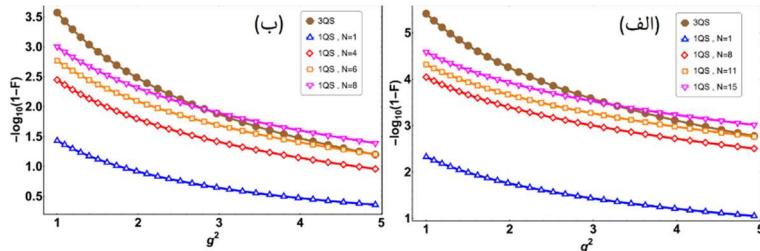
$$F_1 = |\langle g\alpha | \alpha, g, N \rangle_1|^2 = \frac{(-1)^N e^{-g^2 \alpha^2} (N + g^2 \alpha^2)^{2N}}{(g\alpha)^{2N} U\left(-N, 1, -\frac{N^2}{g^2 \alpha^2}\right)}. \quad (24)$$

اکنون با توجه به روابط (۱۸)، (۲۰)، (۲۳) و (۲۴)، نتایج مربوط به قیچی کوانتمی سه-فوتون پیشنهادی با تقویت کننده مبتنی بر مجموعه‌ای از قیچی‌های کوانتمی تک-فوتون مقایسه می‌شود. شکل (۴-الف) و (۴-ب) به ترتیب، مقایسه مانستگی مربوط به این دو سامانه را به ازای دو مقدار  $\alpha^2 = 0/1$  و  $\alpha^2 = 0/3$  نشان می‌دهد. روشن است که در بیشتر موارد استفاده از یک قیچی کوانتمی سه-فوتون به جای مجموعه‌ای از قیچی‌های کوانتمی تک-فوتون برتری قابل توجهی دارد. مجموعه قیچی‌های کوانتمی تک-فوتون زمانی حالتی با مانستگی بهتر ایجاد می‌کنند که اولاً

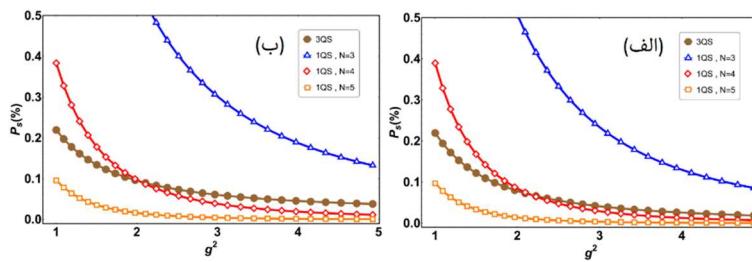
<sup>۱</sup> Mathematica



$|g\alpha\rangle$  دارای دامنه‌های چهار فوتونی و بالاتر باشد (که در قیچی کوانتمومی سه - فوتون قابل تقویت نیست)، و دوم اینکه،  $N$  به اندازه کافی بزرگ باشد تا بتواند دامنه حالت ورودی به هر قیچی کوانتمومی تک - فوتون را به اندازه کافی کاهش دهد. البته همانطور که در ادامه خواهیم دید، افزایش زیاد  $N$  سبب کاهش عملکرد سامانه می‌شود. شکل (۴-الف) نشان می‌دهد، به ازای  $\alpha^2 = 0/1$  استفاده از یک قیچی کوانتمومی سه - فوتون بسیار بهتر از حتی یازده قیچی کوانتمومی تک - فوتون است. البته با افزایش  $\alpha^2$  به دلیل افزایش سهم جملات با تعداد فوتون بیشتر این برتری تا حدودی کاهش می‌یابد. مثلاً بر اساس شکل (۴-ب) به ازای  $\alpha^2 = 0/3$ ، استفاده از مجموعه شش تایی قیچی کوانتمومی تک - فوتون حالتی با دقت بالاتر نسبت به قیچی کوانتمومی سه - فوتون ایجاد نمی‌کند. در این حالت، حتی اگر تعداد قیچی‌های کوانتمومی تک - فوتون به  $N = 8$  افزایش یابد، تنها در صورتی که  $g^2 > 3$  باشد، مجموعه قیچی‌های کوانتمومی تک - فوتون بهتر از یک قیچی کوانتمومی سه - فوتون عمل می‌کند. مانستگی تنها معیار عملکرد سامانه نیست. از این‌رو، ضروری است که احتمال موفقیت سامانه نیز مورد بررسی قرار گیرد. این کمیت به ازای دو مقدار  $\alpha^2 = 0/1$  و  $\alpha^2 = 0/3$ ، به ترتیب، در شکل‌های (۵-الف) و (۵-ب) رسم شده است. مقایسه این دو شکل نشان می‌دهد که، در محدوده مقادیر مورد بررسی، احتمال موفقیت حساسیت زیادی به دامنه حالت ورودی  $|\alpha\rangle$  ندارد و با افزایش آن تغییر چشمگیری نمی‌کند. همچنین احتمال موفقیت قیچی کوانتمومی سه - فوتون کمایش قابل مقایسه با تقویت کننده مبتنی بر مجموعه قیچی‌های کوانتمومی تک - فوتون با  $N = 4$ ، و در مقادیر بالاتر  $g^2$ ، کمی بزرگ‌تر از آن است.



شکل ۴ مقایسه مانستگی بین قیچی کوانتمومی سه - فوتون و تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه‌ای از قیچی‌های کوانتمومی تک - فوتون با تعداد مختلف قیچی، به ازای تعداد متوسط فوتون ورودی (الف)  $\alpha^2 = 0/1$  و (ب)  $\alpha^2 = 0/3$ .



شکل ۵ مقایسه احتمال موفقیت بین قیچی کوانتومی سه-فوتون و تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه‌ای از قیچی‌های کوانتومی تک-فوتون با تعداد مختلف قیچی، به ازای تعداد متوسط فوتون ورودی (الف)  $\alpha^2 = 0/1$  و (ب)  $\alpha^2 = 0/3$ .

افرون بر این، این احتمال موفقیت همواره بزرگ‌تر از حالت  $N = 5$  و یا مقادیر  $N$  بالاتر از آن است. بررسی بالا نشان می‌دهد که اگر نیاز به تقویت کننده مبتنی بر قیچی‌های کوانتومی تک-فوتون در محدوده مقادیر  $4 \geq N \geq 3$  باشد، قیچی کوانتومی سه-فوتون می‌تواند عملکرد بهتری به عنوان تقویت کننده داشته باشد.

### ۳-۲ مقایسه عملکرد قیچی کوانتومی سه-فوتون و تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه‌ای از قیچی‌های کوانتومی دو-فوتون

هدف این بخش مقایسه عملکرد قیچی کوانتومی سه-فوتون پیشنهاد شده با تقویت کننده خطی بدون نویه بخش قبل، اما به ازای قیچی کوانتومی دو-فوتون منع [۱۲]، به جای قیچی کوانتومی تک-فوتون، است. بدین‌منظور، از آنجایی که نتایج مقاله [۱۲] تنها برای یک قیچی کوانتومی دو-فوتون است، در ابتدا مشابه بخش قبل، مانستگی و احتمال موفقیت استفاده از  $N$  قیچی کوانتومی دو-فوتون در طرح واره مربوط به شکل (۳) بدست خواهد آمد. با توجه به حالت خروجی یک قیچی کوانتومی دو-فوتون (منع [۱۲]) و با استفاده از روش مشابه منع [۲]، به راحتی می‌توان نشان داد حالت خروجی تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه‌ای شامل  $N$  قیچی کوانتومی دو-فوتون به صورت



$$\begin{aligned} & |\alpha, g, N\rangle_2 \\ &= \frac{e^{-\frac{\alpha^2}{2}}}{\sqrt{P_{s2}}} \left( \frac{2}{9(1+g^2)^2} \right)^{\frac{N}{2}} \left( 1 + \frac{g\alpha}{N} a^\dagger + \frac{g^2\alpha^2}{2N^2} a^{\dagger 2} \right)^N |0\rangle \quad (25) \\ &= \frac{e^{-\frac{\alpha^2}{2}}}{\sqrt{P_{s2}}} \left( \frac{2}{9(1+g^2)^2} \right)^{\frac{N}{2}} \sum_{k=0}^{2N} \sqrt{k!} \left( \frac{g\alpha}{N} \right)^k \mathcal{W}_k^N |k\rangle \end{aligned}$$

است، که در آن

$$\mathcal{W}_k^N = \sum_j \frac{N!}{2^j j! (k-2j)! (N-k+j)!} \quad (26)$$

است. با محاسبه ضریب بهنجارش رابطه (۲۵)، احتمال موقیت به صورت رابطه

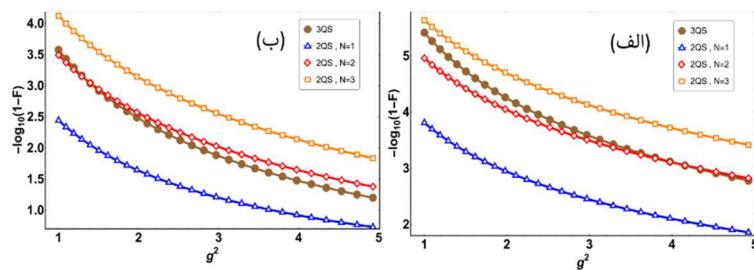
$$P_{s2} = e^{-\alpha^2} \left( \frac{2}{9(1+g^2)^2} \right)^N \sum_{k=0}^{2N} k! \left( \frac{g\alpha}{N} \right)^{2k} (\mathcal{W}_k^N)^2 \quad (27)$$

بدست می‌آید. افزون بر این، مانستگی بین حالت تقویت شده همدوس ایده‌آل و حالت  $|\alpha, g, N\rangle_2$  برابر

$$F_2 = |\langle g\alpha | \alpha, g, N \rangle_2|^2 = e^{-g^2\alpha^2} \frac{\left( \sum_{k=0}^{2N} k! \left( \frac{g^2\alpha^2}{N} \right)^k \mathcal{W}_k^N \right)^2}{\sum_{k=0}^{2N} k! \left( \frac{g\alpha}{N} \right)^{2k} (\mathcal{W}_k^N)^2} \quad (28)$$

خواهد شد.

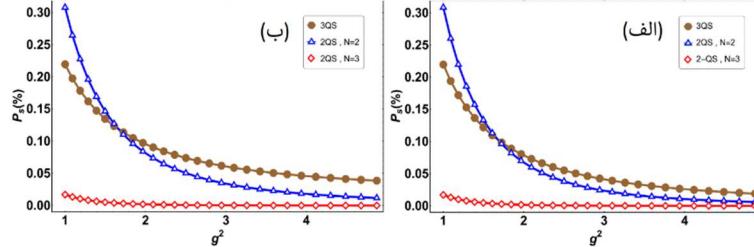
اکنون می‌توان به مقایسه عملکرد تقویت کننده مبتنی بر  $N$  قیچی کوانتمی دو فوتون (روابط (۲۷) و (۲۸)) و قیچی کوانتمی سه- فوتون پیشنهادی (روابط (۱۸) و (۲۰)) پرداخت. شکل (۶-الف) و (۶-ب)، به ترتیب، مانستگی مربوط به این دو سامانه را به ازای دو مقدار متوسط تعداد فوتون حالت همدوس ورودی  $\alpha^2 = 0/1$  و  $\alpha^2 = 0/3$  نشان می‌دهد.



شکل ۶ مقایسه مانستگی بین قیچی کوانتمی سه-فوتون و تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه‌ای از قیچی‌های کوانتمی دو-فوتون با تعداد مختلف قیچی، به ازای تعداد متوسط فوتون ورودی (الف)

$$\alpha^2 = 0/1$$

$$\alpha^2 = 0/3$$



شکل ۷ مقایسه احتمال موفقیت بین قیچی کوانتمی سه-فوتون و تقویت کننده خطی مبتنی بر مجموعه‌ای از قیچی‌های کوانتمی دو-فوتون با تعداد مختلف قیچی، به ازای تعداد متوسط فوتون ورودی (الف)

$$\alpha^2 = 0/1$$

$$\alpha^2 = 0/3$$

همانطور که مشاهده می‌شود، مانستگی قیچی کوانتمی سه-فوتون بسیار بهتر از یک قیچی کوانتمی دو-فوتون و کمایش مشابه استفاده از تقویت کننده مبتنی بر دو قیچی کوانتمی دو-فوتون افرون بر این، با توجه به این دو شکل، در مقادیر کوچک  $g\alpha$ ، قیچی کوانتمی سه-فوتون نسبت به دو قیچی کوانتمی دو-فوتون برتی دارد. اگرچه، در مقادیر بزرگتر  $g\alpha$ ، دو قیچی کوانتمی دو-فوتون مانستگی بیشتری خواهد داشت. البته این امر حتماً به معنی عملکرد بهتر دو قیچی کوانتمی دو-فوتون نسبت به یک قیچی کوانتمی سه-فوتون، در مقادیر بالاتر  $g\alpha$  نیست. چرا که مشابه با آنچه در شکل (۷-الف) و (۷-ب) نشان داده شده است، احتمال موفقیت قیچی کوانتمی سه-فوتون نسبت به تقویت کننده خطی مبتنی بر دو قیچی کوانتمی دو-فوتون، در مقادیر بالاتر  $g\alpha$ ، بیشتر است. همچنین، با توجه به این شکل، در محدوده مقادیر مورد بررسی، احتمال موفقیت با تغییر دامنه حالت ورودی  $\alpha$  تغییر چشمگیری نمی‌کند. نکته دیگر اینکه، استفاده همزمان



از سه یا تعداد بیشتر قیچی کوانتمی دو - فوتون اگرچه مانستگی را به خوبی افزایش می دهد، اما سبب کاهش زیاد احتمال موفقیت می گردد.

### ۳. نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک قیچی کوانتمی سه - فوتون و شرایط عملکرد آن به عنوان یک تقویت کننده خطی بدون نویه مورد بررسی قرار گرفت. مقایسه این قیچی کوانتمی سه - فوتون با تقویت کننده خطی بدون نویه مبتنی بر استفاده از  $N$  قیچی کوانتمی تک - فوتون نشان داد که در محدوده مقادیر  $4 \approx N$ ، این قیچی کوانتمی تعمیم یافته دارای احتمال موفقیت مشابه اما مانستگی بیشتر است. بنابراین، در این شرایط، عملکرد به مراتب بهتری دارد. افرون بر این، با مقایسه نتایج مربوط به قیچی کوانتمی سه - فوتون پیشنهادی با قیچی کوانتمی دو - فوتون، مشاهده گردید که استفاده همزمان از دو قیچی کوانتمی دو - فوتون نتایج کمایش مشابهی با بکارگیری یک قیچی کوانتمی سه - فوتون دارد. از آنجایی که افزایش تعداد قیچی‌های کوانتمی سبب افزایش تعداد تجهزات مورد نیاز می گردد، بررسی بالا نشان می دهد که در بسیاری از موارد، استفاده از یک تک قیچی کوانتمی سه - فوتون نسبت به استفاده از تقویت کننده مبتنی بر چند قیچی کوانتمی یک - فوتون یا دو - فوتون ترجیح داده می شود.

### ۴. تقدیر و تشکر

این مقاله تحت حمایت مرکز تحقیقات مهندسی کوانتم و فناوری فotonیک، دانشگاه صنعتی شریف تهران و دانشگاه شهید باهنر کرمان انجام شده است.

### منابع

- [1] Zavatta A., Fiurášek J., and Bellini M., "A high-fidelity noiseless amplifier for quantum light states", *Nat. Photonics*, 5, 52-56, 2011.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.260>
- [2] Ralph T. C. and Lund A., "Nondeterministic noiseless linear amplification of quantum systems", *AIP Conference Proceedings*, 1110, 155-160, 2009.  
<https://doi.org/10.1063/1.3131295>
- [3] Xiang G.-Y., Ralph T. C., Lund A. P., Walk N., and Pryde G. J., "Heralded noiseless linear amplification and distillation of entanglement", *Nat. Photonics*, 4, 316-319, 2010.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.35>



- [4] Blandino R., Leverrier A., Barbieri M., Etesse J., Grangier P., and Tualle-Brouri R., "Improving the maximum transmission distance of continuous-variable quantum key distribution using a noiseless amplifier", *Phys. Rev. A*, 86, 012327, 2012. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.012327>
- [5] Ghalaii M., Ottaviani C., Kumar R., Pirandola S., and Razavi M., "Discrete-modulation continuous-variable quantum key distribution enhanced by quantum scissors", *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, 38, 506, 2020. <https://doi.org/10.1109/JSAC.2020.2969058>
- [6] Jafari Kh., Golshani M., and Bahrampour A.R., "Discrete-modulation measurement-device-independent continuous-variable quantum key distribution with a quantum scissor: exact non-Gaussian calculation", *Optics Express*, 30, 11400-11423, 2022. <https://doi.org/10.1364/OE.452654>
- [7] Dias J. and Ralph T. C., "Quantum error correction of continuous-variable states with realistic resources", *Phys. Rev. A*, 97, 032335, 2018. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.97.032335>
- [8] Seshadreesan K. P., Krovi H., and Guha S., "Continuous-variable quantum repeater based on quantum scissors and mode multiplexing", *Phys. Rev. Research*, 2, 013310, 2020. <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.2.013310>
- [9] Ralph T. C., "Quantum error correction of continuous variable states against Gaussian noise", *Phys. Rev. A*, 84, 022339, 2011. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.022339>
- [10] Leonski W. and Kowalewska-Kudłaszyk A., "Quantum scissors-finite-dimensional states engineering", *Progress in Optics*, 56, 131-185, 2011. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53886-4.00003-4>
- [11] Pegg D. T., Phillips L. S., and Barnett S. M., "Optical state truncation by projection synthesis", *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1604, 1998. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1604>
- [12] Jeffers J., "Nondeterministic amplifier for two-photon superpositions", *Phys. Rev. A*, 82, 063828, 2010. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.82.063828>
- [13] Gerry C. and Knight P. L., *Introductory quantum optics*, Cambridge university press, New York, 2005.
- [14] Koniorczyk M., Kurucz Z., Gábris A., and Janszky J., "General optical state truncation and its teleportation", *Phys. Rev. A*, 62, 013802, 2000. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.62.013802>
- [15] Villas-Boas C., Guimaraes Y., Moussa M., and Baseia B., "Recurrence formula for generalized optical state truncation by projection synthesis", *Phys. Rev. A*, 63, 055801, 2001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.63.055801>
- [16] Miranowicz A., "Optical-state truncation and teleportation of qudits by conditional eight-port interferometry", *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.*, 7, 142, 2005. <https://doi.org/10.1088/1464-4266/7/5/004>
- [17] Eisert J., "Optimizing linear optics quantum gates", *Phys. Rev. Lett.*, 95, 040502, 2005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.040502>
- [18] Arfken G. B., Weber H. J., and Harris F. E., "Mathematical methods for physicists: a comprehensive guide", *Academic press*, 2011.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



# ساخت و مشخصه‌یابی نانوذرات نقره تثبیت شده روی اکسید‌گرافین و بررسی اثر تابش فرابنفش بر رفتار غیرخطی آنها<sup>۱</sup>

خدیجه اسماعیلی<sup>۲</sup>، مسعود توکمن<sup>۳</sup>، حمید نجاری<sup>\*</sup> و رضا رسولی<sup>۵</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۸/۱۷

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۱۰/۱۰

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۱۲/۰۱

سال چهاردهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳

صفحه ۱۱۵ - ۱۲۷

## چکیده:

در این پژوهش اکسید‌گرافین به روش بهبود یافته‌ی هامرز تهیه شد. سپس با روش قوس الکتریکی نانوذرات نقره وارد محیط اکسید‌گرافین رقیق شده با آب دو بار یونیله شد و در پایان، محلول کلوبیلی هسته پوسته‌ی نقره/اکسید نقره بدست آمد. پس از تهیه‌ی صفحات اکسید‌گرافین شامل نانوذرات نقره تثبیت شده روی آن، نمونه‌هایی با غلاظت و حجم یکسان تهیه و به ترتیب به مدت ۰، ۳۰، ۶۰، ۱۲۰ و ۲۴۰ دقیقه تحت تابش امواج فرابنفش قرار داده شدند. با بررسی طیف‌های بدست آمده، رفتار خطی و غیرخطی آن‌ها در دو آزمایش متفاوت رویش محوری و مدولاسیون فضایی فاز مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج طیف‌سنجدی مرئی-فرابنفش، تبدیل فوریه فروسرخ و پراش پرتو ایکس نشان داد که محلول بدست آمده شامل نانوصفحات اکسید‌گرافین و نانوذرات نقره است. بررسی ویژگی‌های اپتیکی غیرخطی نمونه‌ها نیز نشان داد ضربی شکست غیرخطی برای نمونه‌ها از مرتبه  $(cm^2/W)^{1/5} \times 10^{-14}$  است. اگرچه در اثر تابش فرابنفش به آن‌ها، ضربی شکست غیرخطی آن‌ها تغییرات ناچیزی داشت. از طرف دیگر، در ساختار تشکیل شده الگوی پراش دو قله‌ای مشاهده شد.

**واژگان کلیدی:** تابش فرابنفش، قوس الکتریکی، اکسید‌گرافن، ضربی غیرخطی شکست، الگوی پراش.

<sup>۱</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45558.1364>

<sup>\*</sup> دانش آموخته کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران.  
Email: khadijesmaeli@gmail.com

<sup>۲</sup> دانشجوی دکترا، گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران.  
Email: masoud\_t@znu.ac.ir

<sup>۳</sup> استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران. (نویسنده مسئول)  
Email: nadjari@znu.ac.ir

<sup>۵</sup> استاد، گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران.  
Email: r\_rasuli@znu.ac.ir



## ۱. مقدمه

اکسید گرافن دارای ویژگی‌های غیرخطی کمایش بزرگی است که کاربرد آن را به عنوان عدسی گرمایی و محدودکننده اپتیکی امکان‌پذیر می‌سازد [۱-۲]. در این ماده حوزه‌های کربنی با هیریداسیون<sup>2</sup> را می‌توان به صورت دقیق کنترل کرد. پاسخ نوری غیرخطی صفحات GO با دستکاری درجه و مکان اکسیداسیون تنظیم می‌شوند [۳]. بسیاری از ویژگی‌های غیرخطی شامل جذب اشباع‌پذیر، جذب دو فوتونی، اختلاط چهار موجی و محدودسازی اپتیکی در این ماده مشاهده شده است. این ماده دارای نوار سریع جذب اشباع‌پذیر است که ناشی از تغییر نوار رسانش در اثر جذب تابش فروودی است [۴-۵].

ژاوو و دیگران، با استفاده از روش روبش محوری نشان داده‌اند که عامل اصلی غیرخطی بودن در فیلم‌های نازک و همچنین محلول‌های GO جذب اشباع‌پذیر است [۶]. وی همچنین نشان داده است که ضریب جذب این مواد بین  $0.62 \text{ cm}^{-1}$  تا  $10.6 \text{ cm}^{-1}$  تغییر می‌کند. لیو و دیگران [۷]، ویژگی‌های غیرخطی GO را در  $532\text{nm}$  با استفاده از لیزرهای نانو و پیکوثانیه مورد مطالعه قرار داده و نشان دادند که هنگام استفاده از تپ پیکوثانیه در شدت‌های بالا در روش روبش محوری، جذب دو فوتونی عامل اصلی غیرخطی بودن است. در حالی که در شدت‌های پایین جذب اشباع‌پذیر جایگزین آن شده است.

از طرف دیگر، تغییرات ضریب شکست در اثر میدان الکتریکی موج فروودی تاثیر به سزایی در انتشار موج الکترومغناطیسی دارد. مواد زیادی وجود دارند که تغییر ضریب شکست ناشی از میدان در آنها بزرگ است و اکسید گرافن یکی از این مواد می‌باشد [۸]. پدیده‌هایی چون خودکانونی و خودواکانونی، که به عنوان عدسی گرمایی دسته‌بندی می‌شوند، در حقیقت پدیده‌های خطی اپتیکی هستند. چرا که، تغییرات ضریب شکست در آنها به صورت مستقیم توسط میدان الکتریکی ایجاد نمی‌گردد و وابستگی غیرمستقیم آنها به شدت باریکه لیزری جداسازی این پدیده‌ها از سایر آثار غیرخطی را دشوار ساخته است [۹].

انتشار یک باریکه گاؤسی در محیطی که ضریب شکست آن به شدت وابسته است، در نقاط دور می‌تواند منجر به تولید الگوی تداخلی به شکل حلقه‌های هم مرکز شود. این پدیده موسوم به مدولاسیون فضایی فاز SPM<sup>1</sup> است و بسیاری از پژوهشگران آن را مورد مطالعه قرار داده‌اند [۱۰-۱۵]. بر اساس نظر آقای شن [۱۶]، الگوی میدان دور از دو دسته‌ی حلقه‌های هم مرکز تشکیل شده

<sup>1</sup> Spatial Phase Modulation or Spatial Self Phase Modulation (SSPM)



است. یک دسته از آن ناشی از تداخل بین مدولاسیون فضایی فاز و انحنای جبهه موج وابسته به باریکه متغیر است و دسته دیگر ناشی از رفتار غیرخطی محیط است. لوچتی و دیگران [۱۷]، روشی ساده برای مشخص کردن علامت ضربی شکست محیط تحت تابش نور لیزر بر مبنای الگوی تداخلی پیشنهاد داده‌اند.

در میان روش‌های آزمایشگاهی موجود برای بررسی ویژگی‌های غیرخطی مواد، روش روش محوری یکی از معروف‌ترین و آسان‌ترین روش‌ها است، چرا که می‌توان بزرگی و علامت ضربی شکست را هم زمان اندازه‌گیری نمود. این روش، که به روش Z نیز معروف است، روش تک باریکه‌ای مهمی برای مشخص کردن ضربی شکست و جذب غیرخطی نمونه‌ها است که اولین بار توسط شیخ بها و دیگران مطرح شد [۱۸-۱۹]. به تازگی ویژگی‌های غیرخطی محلول اکسید گرافن با روش روش محوری مورد مطالعه قرار گرفته است [۲۰]. افزون بر اکسید گرافن، نانوذرات فلزی - نیز دارای ویژگی‌های غیرخطی قابل اندازه‌گیری هستند. به ویژه هنگامی که این نانوذرات در محیط - هایی قرار گیرند تا محلول‌های کلوئیدی تشکیل دهنند. پیش از این، در پژوهشی جداگانه بزرگی عددی ضربی غیرخطی برای نانوذرات نقره و طلا در محیط آب گزارش شده، که در آن از روش روش محوری برای اندازه‌گیری کمیت‌های غیرخطی استفاده شده است [۲۱]. همچنین در گزارش دیگری به بررسی اثر اندازه نانوذرات در تابع دی‌الکتریک و مشخص نمودن اندازه آن‌ها با استفاده از طیف مرئی - فرابنفش پرداخته شده است [۲۲].

در این مقاله روش تولید و مشخصه‌یابی نانوذرات نقره و اکسید نقره در محلول اکسید گرافن گزارش شده است. به منظور مشخصه‌یابی طیف مرئی - فرابنفش، طیف تبدیل فوریه فروسرخ و طیف پرتو ایکس نمونه‌ها تهیه و مورد مطالعه قرار گرفته است. سپس ویژگی‌های غیرخطی نمونه - های کلوئیدی با استفاده از روش روش محوری بررسی شده است. سرانجام نمونه‌ها جهت انجام بررسی رفتار فضایی فاز آن‌ها در چیدمان مربوطه قرار گرفته‌اند.

## ۲. تهیه نمونه‌ها

در این پژوهش اکسید گرافین با اکسید اسیون گرافیت به روش هامرز اصلاح شده تهیه شده است [۲۳-۲۴]. ابتدا به ۰/۱ گرم پودر گرافیت درون بشر، ۱۵ میلی‌لیتر محلول اسید سولفوریک ۹۸٪ افزوده شد و سپس به مدت ۱۵ دقیقه با استفاده از همزن مغناطیسی در دمای ۲۵ درجه سانتی گراد با سرعت ۱۲۰۰ دور بر دقیقه هم زده شد. در مرحله‌ی بعد مخلوط به مدت ۷ دقیقه در حمام یخ روی همزن قرار گرفت تا در زمان هم خوردن دمای آن نیز کاهش یابد. پس از گذشت ۴ دقیقه، ۳۰۰

گرم پرمنگنات پتاسیم افزوده شد. سپس حمام یخ را برداشته و بشر شامل مخلوط پودر گرافیت، اسید سولفوریک و پرمنگنات پتاسیم را به مدت ۲ ساعت روی همزن/گرم کن با همان سرعت ۱۲۰۰ دور در دقیقه و دمای ثابت ۴۰ درجه سانتی گراد هم زده شد. در ادامه ۳۰۰ میلی لیتر آب دوباریونیده به صورت تدریجی به محلول افزوده شد تا محلول رقیق بdest آید. آنگاه ۱/۵ میلی لیتر هیدروژن پراکساید را قطره قطره به محلول درون حمام یخ و در حال هم خوردن، افزوده شد. با اضافه کردن هیدروژن پراکساید محلول که کاملاً تیره رنگ بود به رنگ زرد در می آید. در این مرحله بشر از حمام یخ خارج شده و با دستگاه گریزانه اسیدشویی می شود. در نهایت با رسیدن به PH موردنظر، محلول درون یک بالن ریخته شد و به مدت ۳۰ دقیقه درون حمام فراصوت (اولتراسونیک) با توان ۴۰۰ وات قرار گرفت تا صفحات اکسید گرافین کاملاً از هم جدا شوند. در شکل (۱) فرآیندهای مختلف در زمان انجام آزمایش تهیه نمونه‌ها و وسایل آزمایشگاهی مورد استفاده نمایش داده شده است.

### ۳. تهیه محلول کلوییدی نانوذرات نقره و تابش فرابنفش

روش‌های گوناگونی برای تهیه محلول کلوییدی نانوذرات نقره، شامل روش شیمیایی، کندوسوز لیزری و روش قوس الکتریکی وجود دارد. در پژوهش حاضر از روش قوس الکتریکی برای تهیه نانوذرات نقره استفاده شده است [۲۵]. با این هدف ابتدا گرافین ستتر شده را در آب دوباریونیده رقیق شد و سپس، بین مفتول‌های نقره در محیط اکسید گرافین تخلیه قوس الکتریکی برقرار شد. نانوذرات نقره در زمان ستتر و جدا شدن از مفتول فلزی نقره به دلیل دمای بالای ایجاد شده در قوس الکتریکی و همچنین اکسیژن موجود در آب، اکسیدشده و روی تعدادی از نانوذرات را همزمان پوشش می‌دهند و یک مدل هسته پوسته از نانوذرات نقره/ اکسید نقره تشکیل می‌دهند. نانوذرات تشکیل شده روی ورقه‌های اکسید نقره ثبیت می‌شوند. پس از این مرحله کلویید تهیه شده به پنج قسمت با غلظت و حجم یکسان تقسیم شد و نمونه‌ها به ترتیب به مدت ۰، ۳۰، ۶۰، ۱۲۰ و ۲۴۰ دقیقه تحت تابش فرابنفش قرار گرفتند.

### ۴. چیدمان روش محوری و آزمایش‌های مربوط به آن

#### ۱.۴ تهیه و قراردادن چیدمان

شمای استاندارد برای اندازه‌گیری‌های روش Z در شکل (۲) نشان داده شده است. در آزمایش چیدمان محوری نمونه مورد مطالعه در راستای انتشار باریکه گاویسی (محور Z) حرکت داده می‌شود



به گونه‌ای که اغلب نمونه از  $Z^-$ -تا کانون یک لنز به فاصله کانونی  $f_1$  و سپس تا  $Z^+$  حرکت داده می‌شود. توزیع شدت باریکه در داخل نمونه سبب تغییر ضریب شکست می‌شود. این تغییرات به شعاع باریکه و فاصله از کانون بستگی دارد به صورتی که  $\Delta n(r,z) = n_2 I(r,z)$  که در آن  $n_2$  ضریب شکست غیرخطی است.



شکل ۱ (الف) محلول گرافیت و اسید سولفوریک در حال مخلوط شدن، (ب) محلول گرافیت و اسید در حمام آب و یخ، (پ) رنگ سبز تیره‌ی محلول پس از افزودن پرمنگات پتاسیم به محلول اسید و گرافیت، (ت) اکسید گرافین سنتز شده، (ث) تخلیه قوس الکتریکی الکترود نقره در محلول اکسید گرافین و (ج) تابش فرابنفش به نمونه‌ها.

تغییر در ضریب شکست سبب واگرایی یا همگرایی باریکه لیزری می‌شود که در نقاط دور (در محل آشکارساز) موجب تغییر در شدت برحسب تابعی از فاصله نمونه می‌شود. با رسم تغییرات شدت برحسب مکان نمونه می‌توان علامت و بزرگی  $n_2$  را مشخص نمود. در فواصل به اندازه کافی دور از نمونه، روزنه که گشودگی آن روی محور قرار دارد و یک آشکارساز که تغییرات شدت را پشت روزنه ثبت می‌کند، قرار داده می‌شود. اغلب حرکت در ناحیه کمره باریکه انجام می‌شود و هنگامی که نمونه دور از کمره قرار دارد و شدت کم است، عبوردهی روزنه به واحد بهنجار می‌گردد. آنی که نمونه به کمره نزدیک می‌شود، جذب غیرخطی و شکست غیرخطی القا شده اثر قوی روی باریکه گذاشته و منحنی‌های عبوردهی بهنجار شده، شکل مشخصه‌ای به خود می‌گیرد. ویژگی‌های غیرخطی نمونه سبب بروز خودکانونی و یا خودکانونی و در نتیجه تغییر پهنانی باریکه عبوری از محیط شده و این اثر به نوبه خود عبوردهی را کم و یا زیاد می‌کند. زمانی که ضریب شکست غیرخطی محیط منفی است یک منحنی مشخصه قله-دره بدست می‌آید. از طرف دیگر، زمانی که ضریب شکست غیرخطی محیط مثبت است یک منحنی مشخصه دره-قله بدست می‌آید.

در این پژوهش چیدمان جاروب Z شامل یک ریل متصل به موتور پله‌ای، یک آشکارساز، لیزر، عدسی همگرا با فاصله کانونی CM ۹ با ابیراهی کم، پایه و سلول (یا کووت) از جنس کوارتز استفاده شده است. استپ موتورها یا موتورهای پله‌ای، موتورهای الکتریکی هستند که در آن‌ها یک دور کامل یعنی  $360^\circ$  درجه را به تعداد مساوی تقسیم نموده که به هر کدام پله (step) گویند. فاصله‌ی هر دو گام بی‌در بی مقدار مشخصی است که برای هر پله موتور روی آن درج می‌گردد و بسته به نیاز آزمایش باید تعداد گام‌ها تنظیم شوند. معمولاً طول ریل  $30\text{ cm}$  تا  $40\text{ cm}$  سانت است و نمونه در این بازه مکانی جایه‌جا می‌گردد. وظیفه‌ی اصلی این موتور هدایت گام‌های میلی‌متری پیموده شده است.

## ۲.۴ آزمایش‌های روش Z

در شروع آزمایش داده‌های مربوط به روش Z دریچه بسته برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها جمع‌آوری می‌شود. به این منظور شعاع روزنه به گونه‌ای تنظیم می‌شود که نمودار قله-دره‌ی بهتری دریافت شود. مقداری از یکی از نمونه‌ها را داخل کووت ریخته و آن را روی ریل قرار داده تا اندازه‌گیری شروع و داده‌ها ثبت گردد. با کاهش نور محیط، دستگاه با نرم‌افزار مربوط به آن روی گام‌های  $2\text{ mm}$  و سپس  $4\text{ mm}$  متر تنظیم شده، اندازه‌گیری انجام و نمودارهای مربوط به هر حالت ذخیره می‌شود. سپس با شست‌وشوی کووت با آب دیونیزه نمونه‌ها



یکی پس از دیگری داخل سلول ریخته و روی ریل قرار می‌گیرد و نمودار مربوط به هر نمونه ذخیره می‌شود تا بررسی انجام شود. در این مرحله رفتار قله-درهای نمودارها به راحتی قابل مشاهده است. پس از انجام آزمایش روبش Z دریچه بسته برای تمام نمونه‌ها، دستگاه برای انجام آزمایش روبش Z دریچه باز جهت اندازه‌گیری ضریب جذب غیرخطی نمونه‌ها آماده می‌شود. به این دلیل روزنه برداشته شد. همچنین، دوباره برای اندازه‌گیری تمام نمونه‌ها گام‌های mm ۲ و سپس mm ۴ در نظر گرفته و نمودار مربوط به هر نمونه ذخیره شد.

## ۵. مباحث نظری روبش محوری و SPM

### ۱.۵ روبش محوری

در حالت دریچه باز، عبور دهی به هنجار بر حسب تابعی از مکان در راستای محور Z عبارت است از [۲۱، ۱۸-۱۹] :

$$T(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[-q_0(z)]^m}{(m+1)^{3/2}} \text{ for } |q| < 1 \quad (1)$$

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (2)$$

$$q_0 = \beta \frac{I_0 L_{eff}}{[1 + (z/z_0)^2]} \quad (3)$$

$$Z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (4)$$

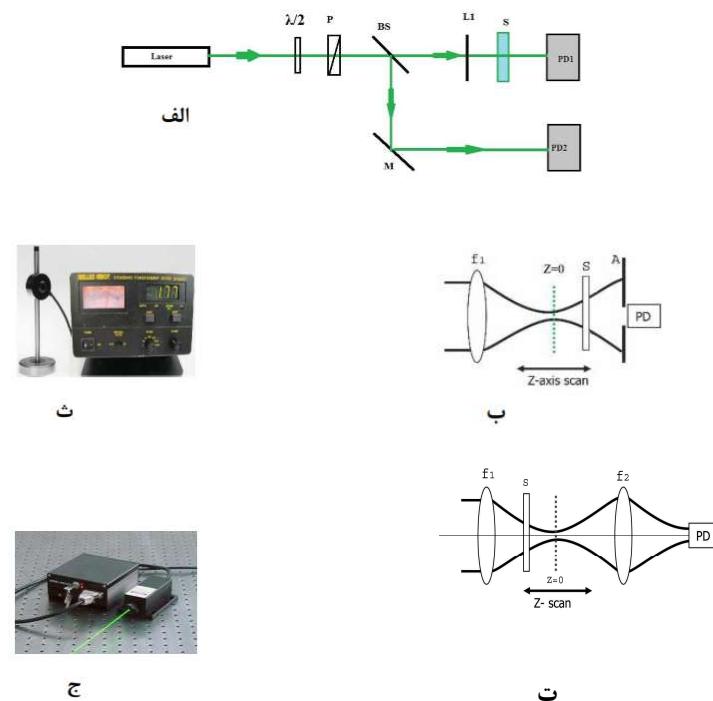
که در آن،  $Z_0$  طول پراش ریلی که در باریکه گاووسی از معادله (۴) بدست می‌آید، شدت باریکه در کانون،  $\alpha$  و  $\beta$  ضرایب جذب خطی و غیرخطی در طول موج کاری، همچنین  $L_{eff}$  به ترتیب ضخامت‌های حقیقی و موثر نمونه هستند. برای محاسبه ضریب شکست غیرخطی  $n_2$  روابط استاندارد زیر مورد استفاده قرار می‌گیرند:

$$\Delta T_{P-V} = 0.406(1-S)^{0.25} |\Delta \Phi_0| \quad (5)$$

$$|\Delta \Phi_0| = k L_{eff} n_2 I_0 \quad (6)$$

که در آن،  $\Delta\Phi_0$  جابه‌جایی فاز میدان غیرخطی باریکه گاووسی در محیط نسبت به خلا می‌باشد. معادله (۶)، تغییرات فاز را بر حسب ضریب شکست غیرخطی و طول موثر محلول در سلول و شدت اولیه باریکه مشخص می‌کند.  $S$  کسر عبوری نور از روزنه است که از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$S = 1 - \exp\left(-\frac{2r_a^2}{\omega_a^2}\right) \quad (7)$$



شکل ۲ شمای چیدمان آزمایشگاهی برای اندازه‌گیری‌های روش Z [۱۶]: (الف) عناصر اپتیکی شامل تیغه نیم موج  $\lambda/2$ ، قطبشگر P، روزنه A، باریکه شکن BS، آینه M، عدسی کانونی کننده L1، توان سنج ها PD1، PD، PD2، (ث) توان سنج نمونه S، (ب) طرح دریچه بسته، (ت) طرح دریچه باز،  $f_1$  عدسی اصلی،  $f_2$  عدسی جمع آوری کننده، (ث) توان سنج Max input  $\pm 1$  V داری آشکارساز سیلیکونی با ۱۳PEM001، Melles-Griot مورد استفاده الگوی Apperture 1cm ۳۰۰mW, 532 nm, Lasers Ultra Co. Ltd.



در معادله (۷)  $r_a$  شعاع روزنه و  $w_a$  شعاع باریکه در مکان روزنه می‌باشند. بزرگی  $S$  برای آزمایش-های روزنه باز برابر ۱ است. از روی نمودارهای بدست آمده از روش  $Z$  نمودارهای قله-دره می‌توان ضریب شکست غیرخطی را محاسبه کرد. عبوردهی بیشینه در قله با  $T_P$ ، در دره با  $T_V$  و اختلاف این دو با  $\Delta T_{P-V}$  نشان داده می‌شود و بزرگی آن از معادله (۵) بدست می‌آید. ضرایب جذب و شکست غیرخطی ماده نیز از معادلات زیر بدست می‌آیند:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta I \quad (8)$$

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (9)$$

برای برآش داده‌ها در روش محوری دریچه بسته از معادله زیر استفاده می‌شود [۱۸]:

$$T(x) = 1 - \frac{4x}{(x^2+9)(x^2+1)} \Delta \Phi_0 \quad (10)$$

## ۲.۵ دیدگاه نظری SPM

در مبحث مدولاسیون فضایی فاز SPM که زیر مجموعه اپتیک غیرخطی است، سطح مقطع باریکه گاوی به عنوان اعوجاج در جبهه موج ظاهر می‌گردد. برای محیط‌های غیرخطی نازک، اگرچه ممکن است تغییر در اندازه شعاعی باریکه گاوی که ناشی از خود کانونی یا خود واکانونی است، ناچیز باشد ولی پدیده SPM که ناشی از خودکنش باریکه است چشم‌گیر است. برای باریکه‌ای با توزیع گاوی بازه فازی  $\Delta\varphi(r)$  دارای توزیع زنگوله‌ای است که مرکز آن در  $r=0$  قرار دارد. اگر  $[\Delta\varphi(r)]_{\max}$  بسیار بزرگ‌تر از  $2\pi$  باشد، زمانی که باریکه گاوی از داخل محیط غیرخطی عبور می‌کند، یک دسته حلقه‌های هم مرکز در صفحه نمایش ظاهر می‌شود. برای مطالعه کیفی الگوی پراش در نقاط دور دست یک باریکه گاوی در مد  $TEM_{00}$  در نظر می‌گیریم که از داخل محیط غیرخطی به ضخامت  $L$  و در راستای  $Z$  منتشر می‌شود. محل کمره باریکه به عنوان مبدأ مختصات در نظر گرفته می‌شود. دامنه مختلط میدان الکتریکی نور در صفحه ورودی محیط به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۲، ۱۸]:

$$E(r, z_0) = E(0, z_0) \exp\left[-\frac{r^2}{w_p^2}\right] \exp\left[-\frac{i k_0 n_0 r^2}{2R}\right] \quad (11)$$

که در آن،  $n_0$  مؤلفه شعاعی،  $z_0$  مختصه مکان صفحه ورودی،  $k_0$  عدد موج در فضای آزاد، ضریب شکست هوای اطراف محیط است، به دلیل جذب نور در محیط غیرخطی و بروز اثرات

غیرخطی مرتبه سوم تغییرات ضریب شکست به صورت  $\Delta n(z, r)$  در ناحیه برهمنش نور با محیط به وجود می‌آید. از این رو، باریکه گاؤسی به طول موج  $\lambda$  که توسط معادله (۱۱) داده می‌شود داخل محیط منتشر می‌شود. تغییرات فاز عرضی که در صفحه خروجی ایجاد می‌شود به صورت زیر است:

$$\Delta\phi(r) = k_{\circ} \int_{z_{\circ}}^{z_{\circ}+L} \Delta n(z, r) dz \quad (12)$$

فرض کنیم محیط نازک و جذب غیرخطی آن ناچیز باشد، دامنه مختلط میدان الکتریکی در صفحه خروجی محیط به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$E(r, z_{\circ} + L) = E(0, z_{\circ}) \exp\left[-\frac{r^2}{w_p^2}\right] \exp\left[-\frac{\alpha L}{2R}\right] \exp(-i\phi(r)) \quad (13)$$

که در آن،  $\alpha$  جذب خطی محیط است و

$$\begin{aligned} \phi(r) &= k_{\circ} \frac{n_{\circ} r^2}{2R} + \Delta\phi(r) = k_{\circ} \left[ \frac{n_{\circ} r^2}{2R} + \int_{z_0}^{z_0+L} \Delta n(z, r) dz \right] \\ &\approx k_0 \frac{n_{\circ} r^2}{2R} + \Delta\phi_{\circ}(z_{\circ}) \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right) \end{aligned} \quad (14)$$

جابه‌جایی کلی فاز در صفحه خروجی محیط از دو جمله تشکیل شده است. جمله اول، جابه‌جایی فاز گاؤسی است که به شعاع انحنا بستگی دارد و جمله دوم که جابه‌جایی فاز عرضی است و در اثر انتشار در محیط غیرخطی ایجاد می‌شود.  $\Delta\phi(z_0)$  بیشترین مقدار جابه‌جایی فاز غیرخطی در باریکه گاؤسی است، هنگامی که صفحه ورودی محیط در  $z_0$  قرار دارد. طرح لگوی پراش در نقاط دور از کنش دو فاز گاؤسی و فاز عرضی نشأت می‌گیرد. هنگامی که میدان اپتیکی در صفحه خروجی محیط آزادانه در فضا منتشر می‌شود توزیع میدان متناظر آن در نقاط دور با کاربست تقریب فرانهوفر در انگرال پراش فرنل - کیرشهف بیان می‌شود [۱۸]:

$$I = I_0 \left| \int_0^{\infty} J_0(k_0 \theta r) \exp\left[-\frac{r^2}{\omega_p^2} - i\phi(r)\right] r dr \right|^2 \quad (15)$$



در این رابطه،  $J_0$  تابع بسل مرتبه اول است و به عنوان تابعی زوج، در انتگرال پراش فرنل - کیرشهف عمل می‌کند. از معادله (۱۵) می‌توان برای توضیح تشکیل الگوی پراش در نقاط دور استفاده کرد. بر اساس این معادله صرف نظر از روش حاکم بر غیرخطی بودن محیط کلوئیدی که منجر به تغییر در ضربی شکست آن می‌شود، الگوهای پراش در نقاط دور مشابه هستند، به شرط آنکه مقدار جابه-جایی فاز تولید شده برابر باشد. به عبارت دیگر تاثیر جابه‌جایی فاز اضافه ناشی از تغییرات ضربی شکست روی الگوی پراش در نقاط دور تنها به بزرگی این جابه‌جایی فاز پس از عبور از محیط غیرخطی بستگی دارد. در رابطه (۱۵)، شدت اولیه از  $I_0 = \frac{E(0, z_0) \exp(-\alpha L/2)}{i \lambda D} \left| \frac{E(0, z_0) \exp(-\alpha L/2)}{i \lambda D} \right|^2$  بدست می-آید، که در آن  $D$  فاصله از صفحه خروجی محیط تا پرده نمایش است.

## ۶. بحث و نتیجه‌گیری

### ۱.۶ طیف‌سنجدی هرئی - فرابنفش

به منظور سنتز محلول کلوئیدی، طیف مرئی - فرابنفش نمونه‌ها تهیه شده است. در شکل (۳) این طیف نمایش داده شده است. قله‌های جذب اکسید گرافن در شکل به روشنی مشاهده می‌شود. قله در طول موج  $231 \text{ nm}$  مربوط به گذار  $\pi^* \rightarrow \pi$  و قله دوم در حوالی  $295 - 305 \text{ nm}$  به گذار  $n \rightarrow \pi^*$  مربوط می‌شود. صفر نشدن جذب اکسید گرافین در طول موج‌های بیشتر از  $500 \text{ nm}$  می‌توان به بالا بودن غلظت نمونه ارتباط داد. شکل (۳-ب) نشان می‌دهد که پس از اعمال قوس الکتریکی و هجوم نانوذرات نقره به محیط، کلوئید نانوذرات نقره تشکیل شده است. قله مربوط به تشدید پلاسمون سطحی<sup>۱</sup> در طول موج حدود  $400 \text{ nm}$  مشاهده می‌شود که از ویژگی‌های نانوکلوئید نقره می‌باشد. محل این قله بسته به شعاع نانوذرات از  $386 \text{ nm}$  تا  $420 \text{ nm}$  متغیر است. وجود قله‌ی تشدید پلاسمونی مربوط به نانوذرات نقره در این محدوده طول موجی پیش از این نیز گزارش شده است [۲۱]. همچین قله مربوط به گذار  $\pi^* \rightarrow n$  به دلیل جذب بالای نانوذرات نقره قرار گرفته‌اند.

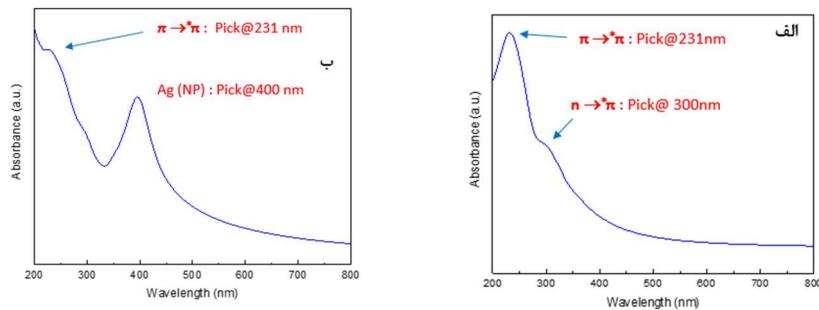
پس از این که نمونه‌ها در برابر تابش UV قرار می‌گیرند، در طیف‌های مربوط به آن‌ها تغییراتی در مکان و شدت قله‌ها ایجاد می‌شود. با توجه به شکل (۴) مشاهده می‌شود که قله‌ی مربوط به نانوذرات هسته - پوسته‌ی نقره / اکسید نقره اندکی افزایش شدت داشته و قله‌ی مربوط به صفحات

<sup>۱</sup> Surface Plasmon Resonance (SPR)

اکسید گرافین نیز نسبت به نمونه‌ی بدون تابش فرابنفش اندکی جایه‌جایی به سمت طول موج‌های بلندتر را نشان می‌دهد. دلیل آن را می‌توان به جدا شدن بخشی از گروه‌های عاملی صفحات اکسید گرافین نسبت داد. همچنین در شکل (۴) ملاحظه می‌شود که شدت قله‌ی مربوط به نانو ذرات نقره/ اکسید نقره افزایش شدت محسوسی دارد که این افزایش شدت ناشی از به هم پیوستن آن‌ها و تشکیل خوش‌هایی از نانو ذرات نقره/ اکسید نقره است. از طرفی ممکن است لایه بسیار نازک اکسیدی که دور هسته‌ها را فراگرفته‌اند احیا شده و به ذرات نقره خالص تبدیل شوند ولی این اتفاق نمی‌تواند مکان را تغییر دهد. حتی اگر الگوی هسته-پوسته تشکیل شده از پایداری بالایی برخوردار باشد، ضخامت پوسته‌ها کم است و جایه‌جایی قرمز طیف‌های مربوط از چند نانو متر تجاوز نمی‌کند. در شکل (۴)، طیف نمونه پس از قرار گرفتن به مدت ۱۲۰ دقیقه تحت تابش فرابنفش آمده است. در این نمودار افزون بر افزایش شدت قله‌ی نانوذرات نقره/ اکسید نقره، پهن‌تر شدن قله‌ی مربوط به صفحات اکسید گرافین دیده می‌شود. این دیده‌ها را نیز می‌توان به تشکیل خوش‌های نانو ذرات هسته-پوسته‌ی نقره/ اکسید نقره، کاهش گروه‌های عاملی اکسید گرافین و همچنین رفتان فرآیند به سمت تبدیل اکسید گرافین به اکسید گرافین کاهش یافته نسبت داد.

سر انجام در شکل (۴)، نمودار مربوط به طیف نمونه پس از این که به مدت ۲۴۰ دقیقه تحت تابش فرابنفش قرار گرفته، آمده است. مشاهده می‌شود که قله‌ی نانوذرات نقره/ اکسید نقره نسبت به تمام نمونه‌ها از شدت بیشتری برخودار است. همچنین قله‌ی مربوط به صفحات اکسید گرافین افزون بر پهن‌تر شدن، جایه‌جایی محسوسی نسبت به سایر نمونه‌ها به سمت طول موج‌های بلندتر را نشان می‌دهد. در مجموع با در نظر گرفتن نمودار جذب تمام نمونه‌ها می‌توان بیان کرد که تابش فرابنفش به محلول کلوئیدی شامل اکسید گرافین- نقره/ اکسید نقره، می‌تواند کاهش اکسید گرافین و تبدیل آن به اکسید گرافین کاهش یافته را در پی داشته باشد. همچنین سبب می‌شود که برخی از نانوذرات نقره‌ی تثیت شده بر روی صفحات اکسید گرافین از محل خود جدا شده و با پیوستن به یکدیگر تشکیل خوش‌هایی را دهند که با گذشت زمان ابعاد و تعداد آن‌ها افزایش می‌یابد.



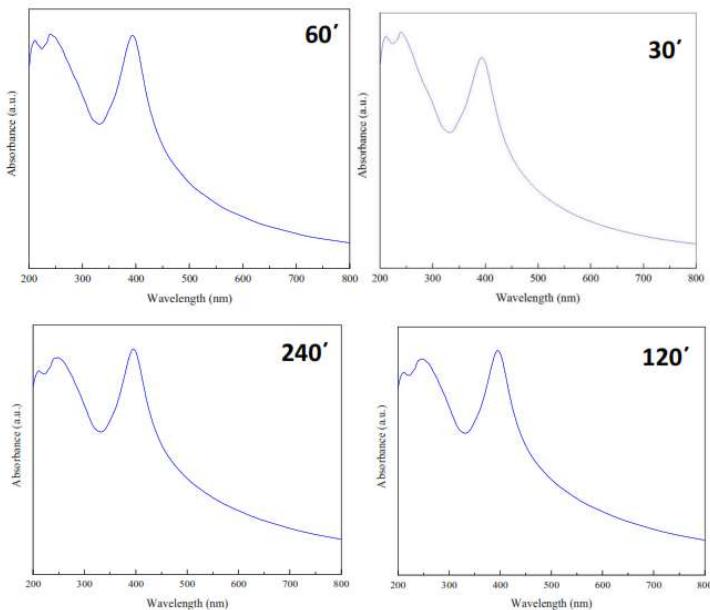


**شکل ۳ طیف مرئی- فرابنفش مربوط به:** (الف) اکسید گرافین بی درنگ پس از تولید؛ قله در طول موج ۲۳۱ nm به گذار  $\pi \rightarrow \pi^*$  دوم در اطراف ۳۰۵ nm- ۲۹۵ به گذار  $\pi \rightarrow \pi^*$  مربوط است (ب) اکسید گرافن همراه با نانوذرات اکسید نقره پس از تخلیه قوس الکتریکی. قله مربوط به نانوذرات نقره در ۴۰۰ nm پدیدار شده است.

## ۲.۶ طیف‌سنجدی تبدیل فوریه فروسرخ

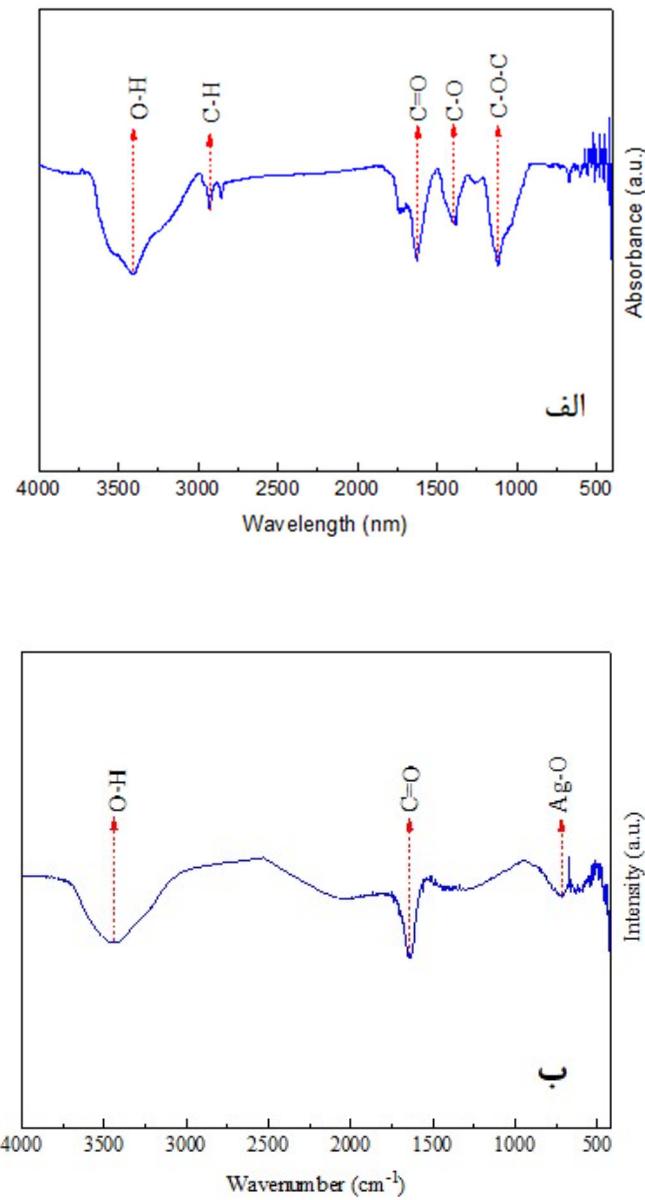
به منظور بررسی بیشتر شکل گیری نانوصفحات اکسید گرافین در نمونه‌های مورد مطالعه و همچنین چگونگی ثیت نانوذرات نقره بر روی صفحات اکسید گرافین، از نمونه‌ها طیف تبدیل فوریه فروسرخ تهیه می‌شود. با مقایسه طیف به دست آمده از اکسید گرافین و محلول کلوئیدی اکسید گرافین - نقره / اکسید نقره در شکل (۵) مشاهده می‌شود که گروه‌های عاملی C-O-C و C-H از صفحات اکسید گرافین جدا شده‌اند و نانوذرات نقره / اکسید نقره بر روی صفحات اکسید گرافین ثیت شده‌اند. از طرفی شکل (۵) نشان می‌دهد که در عددموچ  $cm^{-1}$  ۳۴۰۰ درجه آشکاری وجود دارد که مربوط به گروه‌های عاملی O-H در صفحات اکسید گرافین است. درجه موجود در عددموچ  $cm^{-1}$  ۱۶۰۰ مربوط به پیوندهای C=O بوده و درجه‌های موجود در عددموچ - های کمتر از  $cm^{-1}$  ۱۰۰۰ مربوط به ناحیه اثرانگشتی و نانوذرات اکسید نقره است. در شکل (۶) نمودار  $^{30}$  مشاهده می‌شود که شدت درجه مربوط به عددموچ  $cm^{-1}$  ۱۶۰۰ که نشان‌دهنده  $C=O$  می‌باشد، کاهش پیدا کرده است که این امر را می‌توان به کاهش اکسید گرافین به دلیل قرار گرفتن در معرض تابش فرابنفش و جدا شدن بخشی از گروه‌های عاملی اکسید گرافین نسبت داد. از طرفی شکل (۶) نمودار  $^{60}$  نیز روند مشاهده شده در شکل پیش را تایید می‌کند، به صورتی که با افزایش زمان قرار گیری نمونه در معرض تابش فرابنفش، گروه‌های عاملی بیشتری از صفحات

اکسید گرافین جدا شده و به همین دلیل دره های مربوط به پیوندهای  $C=O$  و  $O-H$  کاهش شدت را نشان می دهند. همچنین دره مربوط به ذرات اکسید نقره در دو نمودار  $^{30}$  و  $^{60}$  کمایش ارتفاع یکسانی دارد، در حالی که در نمودارهای  $^{120}$  و  $^{240}$  دره ها از بین رفته اند. نمودار  $^{120}$  در شکل (۶) نشان می دهد که گروه های عاملی متصل به صفحات اکسید گرافین باز هم کمتر شده و شدت دره های مربوط به این پیوندها از نمونه های پیشین کمتر است.



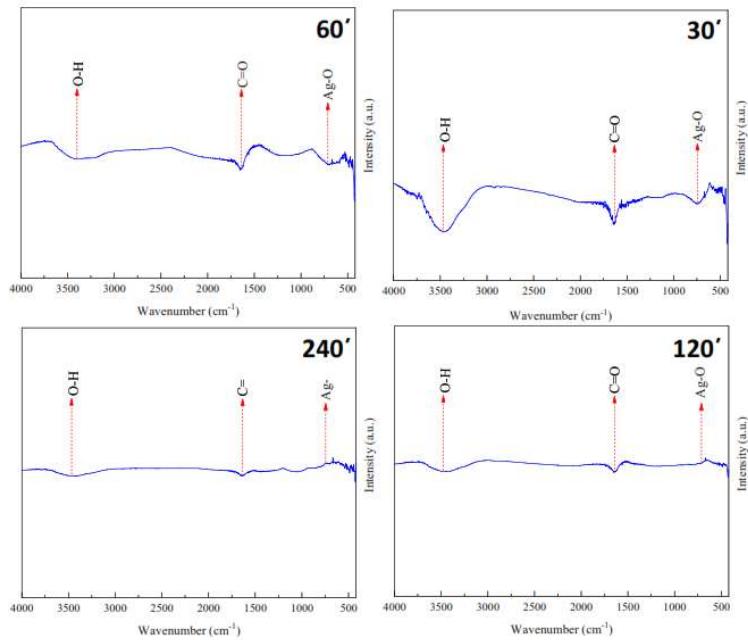
شکل ۴ طیف مرئی- فرابنفش مربوط به اکسید گرافین همراه با نانوذرات هسته- پوسته نقره / اکسید نقره پس از تابش فرابنفش به مدت  $^{30}$  دقیقه،  $^{60}$  دقیقه،  $^{120}$  دقیقه و  $^{240}$  دقیقه.





**شکل ۵** طیف تبدیل فوریه فروسرخ مربوط به (الف) اکسید گرافین بی درنگ پس از تولید، (ب) اکسید گرافن همراه با نانوذرات هسته-پوسته نقره/اکسید نقره پس از تخلیه قوس الکتریکی.

در نهایت، طیف در نمودار ۶ شکل (۶) نشان دهنده کاهش گروه‌های عاملی اکسید گرافین تحت تابش فرابنفش تا حد قابل قبولی به منظور رسیدن به اکسید گرافین کاهش یافته است، که در گذشته نیز گزارش شده است [۲۷]. از طرفی کاهش ارتفاع درجه مربوط به اکسید نقره و از بین رفتن آن پس از نوردھی مطابق با نمودارهای یک و دو ساعته بیانگر از بین رفتن لایه اکسیدی نقره و خالص شدن آن است که نمودار پرتو ایکس نیز آن را تایید می‌کند.



**شکل ۶** طیف تبدیل فوریه فروسرخ مربوط به اکسید گرافین همراه با نانوذرات هسته-پوسته نقره/اکسید نقره پس از تابش فرابنفش به مدت ۳۰، ۶۰، ۱۲۰ و ۲۴۰ دقیقه.

### ۳.۶ پراش اشعه ایکس

به منظور مشخص نمودن ساختار بلوری و بررسی تغییرات ساختار بر اثر تابش فرابنفش به نمونه‌ها، طیف‌سنجدی پراش پرتو ایکس انجام شد. نتایج آن به صورت کامل با بهره‌گیری از تحلیل نتایج به کمک نرم افزار X'Pert HighScore Plus بدست آمده از نمونه‌ی بدون تابش فرابنفش که در شکل (۷) نمایش داده شده است، وجود نقره و کربن را در نمونه تأیید می‌کند. در شکل (۷)، قللی مربوط به نقره به دلیل وجود نانوذرات اکسید



نقره و قله‌ی مربوط به کربن به دلیل وجود اکسیدگرافین در نمونه است. مکان دقیق قله‌های مربوط به هر ساختار و درصد فازی بلورهای موجود در نمونه در شکل (۷) آمده است. در جدول‌های (۱) تا (۳) جزئیات مشخصات ساختار بلوری نمونه بلا فاصله پس از تهیه و پس از تابش فرابنفش به مدت ۳۰ و ۲۴۰ دقیقه آمده است.

جدول ۱ جزئیات مشخصات ساختار بلوری نمونه بدون تابش فرابنفش.

Visible	Ref. Code	Score	Compound Name	Displacement [°2Th.]	Scale Factor	Chemical Formula
*	96-901-2962	32	Silver	-0.153	0.499	Ag4.00
*	96-210-1008	14	2101007	0.175	0.626	O16.00 C104.00

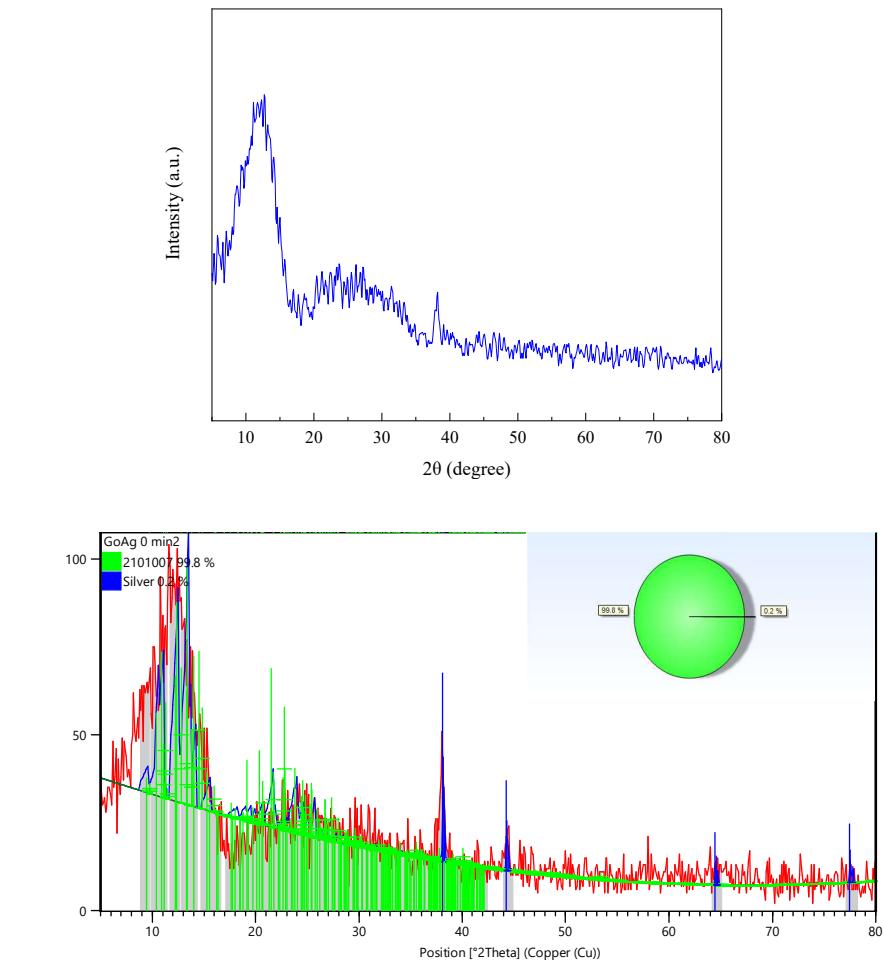
جدول ۲ جزئیات مشخصات ساختار بلوری نمونه تحت تابش فرابنفش به مدت ۳۰ دقیقه.

Visible	Ref. Code	Score	Compound Name	Displacement [°2Th.]	Scale Factor	Chemical Formula
*	96-900-8460	14	Silver	0.000	0.264	Ag4.00
*	96-901-2235	11	Graphite	0.000	0.727	C16.00

جدول ۳ جزئیات مشخصات ساختار بلوری نمونه تحت تابش فرابنفش به مدت ۲۴۰ دقیقه.

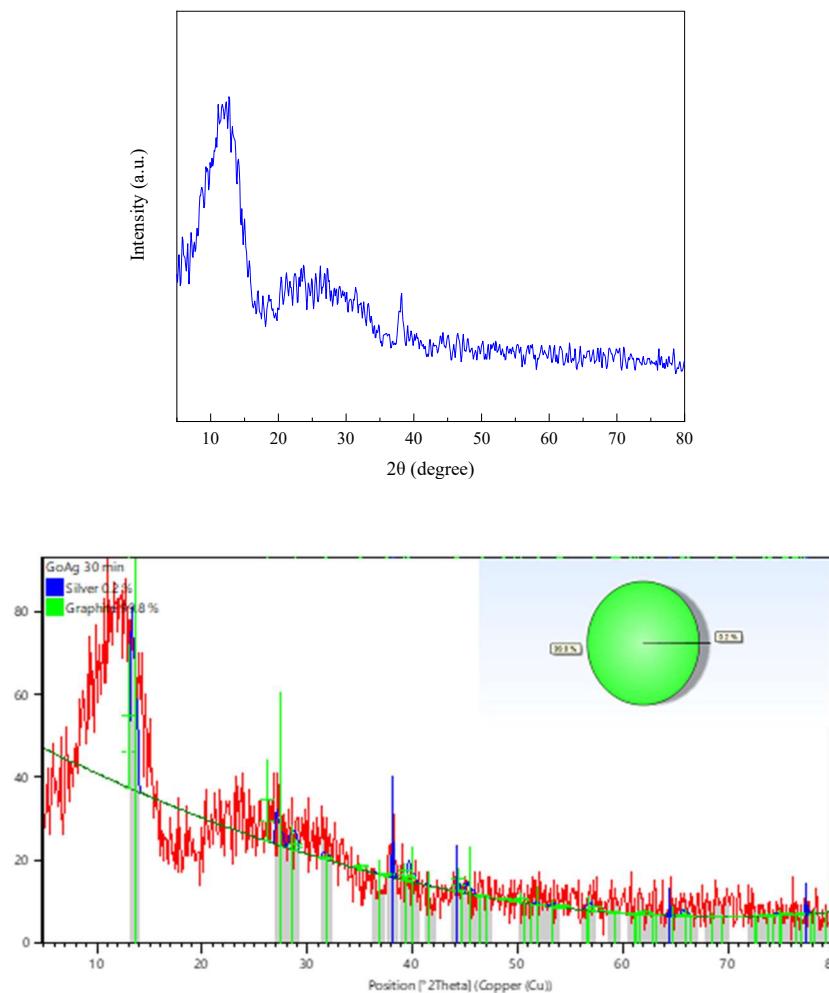
Visible	Ref. Code	Score	Compound Name	Displacement [°2Th.]	Scale Factor	Chemical Formula
*	96-901-3046	35	Silver	0.000	1.000	Ag4.00
*	96-901-2234	11	Graphite	0.000	0.316	C16.00

همان‌طور که شکل (۷) نشان می‌دهد، حدود ۰/۲ درصد از نمونه از نانوذرات نقره تشکیل شده و مابقی مربوط به اکسیدگرافین است. مقایسه طیف نمونه تحت تابش فرابنفش به مدت ۳۰ دقیقه در شکل (۸)، تغییرات چندانی در ساختار بلوری نشان نمی‌دهد. از طرفی نتایج تحلیل نمودار با استفاده از نرم‌افزار مانند نمونه‌ی قبلی است. از این‌رو، به دلیل مقایسه آشکار تأثیر تابش فرابنفش بر ساختار بلوری، طیف‌سنگی پراش پرتو ایکس از نمونه تحت تابش به مدت ۲۴۰ دقیقه انجام شد.



شکل ۷ نمودار پراش پرتو ایکس مربوط به نمونه بدون تابش فرابنفش (بالا) و بررسی داده‌های آن (پایین).

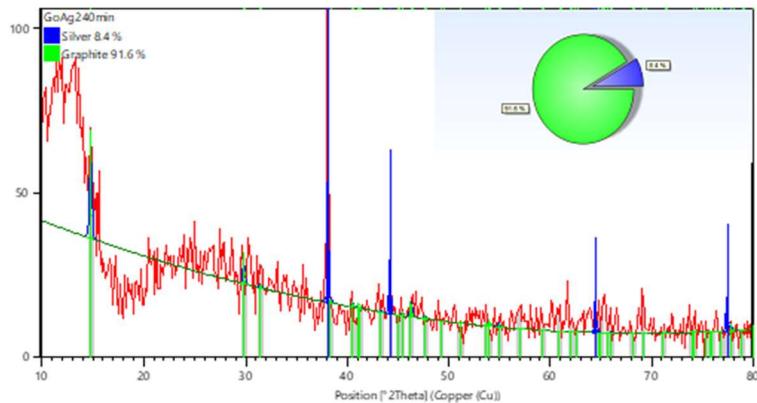
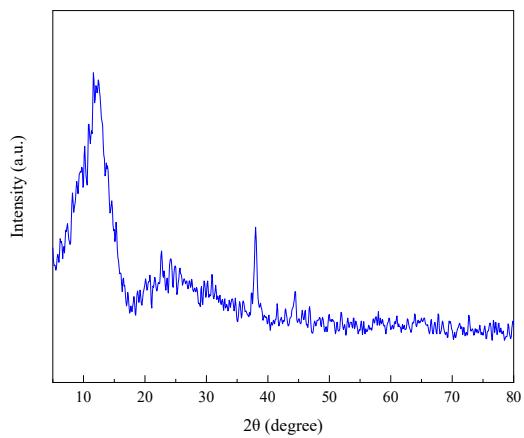




شکل ۸ نمودار پراش پرتو ایکس مربوط به نمونه تحت تابش فرابنفش به مدت ۳۰ دقیقه (بالا) و بررسی داده‌های آن (پایین).

در شکل (۹) طیف پراش پرتو ایکس نمونه تحت تابش به مدت ۲۴۰ دقیقه نشان داده شده است. افزایش شدت قله‌های مربوط به ساختارهای موجود در نمونه افزایش یافته است. همچنین بررسی طیف نشان می‌دهد که در صد فازی نقره موجود در نمونه نیز افزایش داشته است. دو دلیل محکم عبارتند از ۱- لایه اکسیدی، که در مرحله تولید نانوذرات نقره را احاطه کرده و تشکیل مدل هسته

پوسته نقره/ اکسید نقره داده بود، در اثر تابش فرابنفش از بین رفته و نانوذرات نقره با خلوص بالاتر تشکیل شده است. این امر همراه با جایه جایی قرمز نبوده، اگرچه ارتفاع قله و پهنای آن را افزایش می‌دهد. ۲- نانوذرات موجود در نمونه از صفحات اکسید گرافین جدا شده و افزون بر از دست دادن لایه اکسیدی، به همدیگر می‌پیوندند. در این صورت افزون بر افزایش ارتفاع و پهنای قله، فرآیند جایه جایی قرمز نیز وجود دارد. چرا که لایه اکسیدی بسیار نازک بوده و جایه جایی در حد چند نانومتر رخ داده که در عمل در طیف‌های جذبی شکل‌های (۳) و (۴) قابل مشاهده نمی‌باشد.



**شکل ۹** نمودار پراش پرتو ایکس مربوط به نمونه تحت تابش فرابنفش به مدت ۲۴۰ دقیقه (بالا) و تحلیل داده‌های آن (پایین).



#### ۴.۶ روش محوری

در طیف نمونه‌ها، قله‌ی مربوط به اکسید گرافین در  $nm$  ۲۳۸ و قله‌ی مربوط به کلوئیدنقره در  $nm$  ۳۹۶ مشاهده می‌شود. جذب نسبی در طول موج  $nm$  ۲۳۸ در نمونه‌های گوناگون متفاوت است. باید توجه داشت که برای بدست آوردن ضریب جذب خطی نمونه‌ها نیاز به توان بالا نیست. از این رو، برای محاسبه ضریب جذب خطی نمونه‌ها از یک صافی ND در چیدمان روش Z استفاده شده است. آشکارساز شدت باریکه لیزری را پیش از عبور از نمونه در توانهای مشخص ثبت نموده و سپس توانهای خروجی از نمونه مشخص شده‌اند. قانون بیر و لامبرت به راحتی ضریب جذب خطی نمونه‌ها را مشخص می‌کند. در جدول (۴) کمیت‌ها و شرایط اولیه برای انجام آزمایش روش Z آمده است. پیش از این نشان داده شده است، [۲۶]، که جذب خطی در اکسید گرافن بسته به غلظت آن بین  $1/۳۴۰$  تا  $1/۸۴۰$  تغییر می‌کند. در شکل (۳)، قله‌ای در  $nm$  ۳۹۶ مشاهده می‌شود که پس از نوردھی مکان این قله بر اساس شکل (۴) جایه‌جایی قرمز نشان می‌دهد.

در شکل (۱۰)، نمودار بدست آمده از روش دریچه باز نمایش داده شده است. نمودارهای این شکل همگی دارای دره می‌باشند و نشان دهنده آن است که ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها منفی هستند. از معادلات (۱) تا (۳) برای برآش داده‌های تجربی جمع‌آوری شده و مشخص کردن جذب غیرخطی استفاده می‌شود. بزرگی عددی جذب غیرخطی برای نمونه‌ها از مرتبه  $-0.52 \pm 0.05 \times 10^{-14} (cm^2/W)$  بدست آمده است.

در شکل (۱۱)، منحنی تغییرات  $T(Z)$  بر حسب Z نمایش داده شده است. نمودارهای شکل (۱۱) همگی مشخصه قله-دره را دارا می‌باشند که نشان از منفی بودن ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها دارند. واکانونی گرمایی بیشترین تاثیر را در رفتار غیرخطی نمونه‌ها دارند. در جدول (۵) نتایج بدست آمده از روش محوری برای پنج نمونه تولید شده آمده است. همان‌گونه که در شکل‌ها دیده می‌شود ضریب شکست غیرخطی با تغییر زمان تحت تابش قرار گرفتن، تغییر کرده است. اگرچه این تغییرات بسیار ناچیز است.

در اثر جذب نور توسط محیط و نانوذرات شامل آن به صورت کلی ضریب شکست محیط تغییر می‌کند. جذب منجر به تغییر دمای  $\delta T$  می‌شود که به نوبه خود منجر به تغییر در چگالی موضعی  $\delta \rho$  می‌گردد. تغییر در چگالی منجر به تولید امواج صوتی می‌شود که به صورت موثر تنش‌های ناشی از تغییرات چگالی را کاهش می‌دهد. هر دو عامل  $\delta T$  و  $\delta \rho$  منجر به تغییر در ضریب شکست می‌گردند.

در تقریب اول، تغییر دما سهم غالب در غیر خطی حرارتی است. نکته مهم در اینجا محاسبه دمای حالت پایدار و در نتیجه بررسی تغییرات شعاعی ضریب شکست محیط است. در مورد تپ‌های لیزری کوتاه، فمتوثانیه، پیکوثانیه و یا نانوثانیه، توزیع اولیه ضریب شکست حرارتی القا شده از ریشه انعکاس همان توزیع باریکه فرودی است. ولی در مورد لیزرهای قفل شده‌ی مد و یا لیزرهای CW اثرات تجمعی در مقیاس‌های زمانی میکروثانیه قابل مشاهده هستند. در این مرحله، اندازه، شکل و شرایط مرزی حرارتی نمونه در ایجاد رفتار حالت پایدار ضریب شکست مهم می‌شوند. در نتیجه از نمونه‌ای به نمونه دیگر، بر حسب هندسه و ساختار نانوذرات و محیط اطراف آن تغییر می‌کند. ضریب شکست غیرخطی که در اثر تغییرات گرمایی ایجاد شده است، با آنالیز گرمایش غیریکنواخت در شرایط پایدار قابل محاسبه است. همچنین تغییرات دما در نقطه کانونی برابر  $\Delta T = 10 \pm 0.5^\circ C$  بدست آمده که برای هر پنج نمونه مقدار کمایش ثابتی را نشان می‌دهد. با توجه به مقدار عددی تغییر دمای نمونه‌ها ضریب ترموموپتیکی آن‌ها محاسبه شده است.

$$\left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_P = (-1.34 \pm 0.3) \times 10^{-9} \text{ (K}^{-1})$$

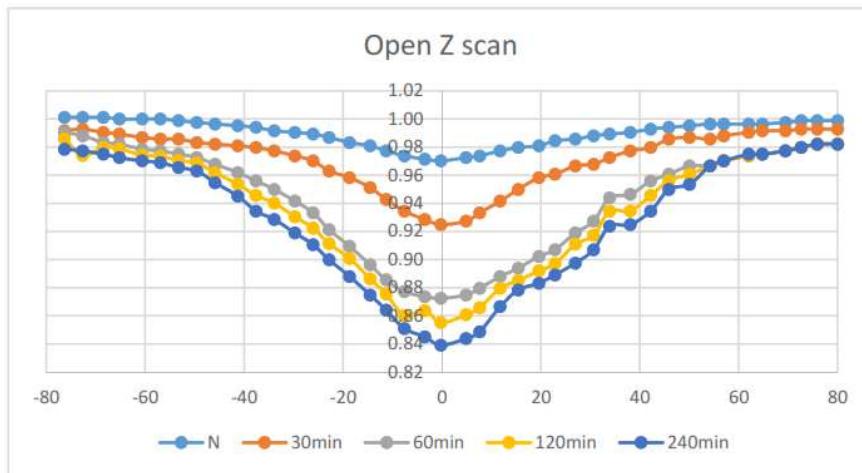
جدول ۴ بزرگی کمیت‌های مربوط به آزمایش رویش Z

ردیف	نوع پارامتر	نوع پارامتر	نوع پارامتر	بزرگی پارامتر
۱	بیشینه توان لیزر	۳۰۰ (mW)	۶	گشودگی روزنه
۲	طول موج (نانومتر)	۵۳۲ (nm)	۷	قطر لکه پس از لیزر
۳	بیشینه شدت تولیدی در کانون	(W/cm <sup>2</sup> ) ۳۰۵	۸	قطر لکه در کانون
۴	محدوده رایلی	(cm) ۳۷		
۵	فاصله کانونی عدسی محدب	(cm) ۹		

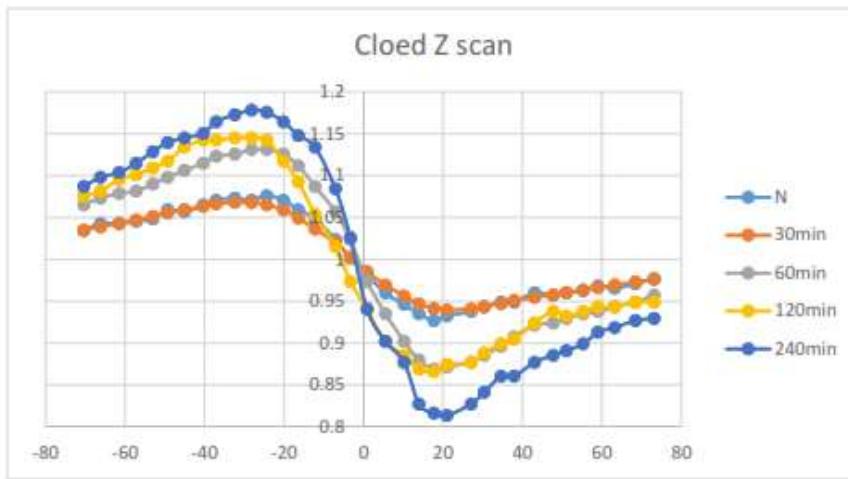


**جدول ۵** نتایج بدست آمده از اندازه‌گیری‌های رویش محوری برای پنج نمونه نانوذرات اکسید نقره در محلول اکسید گرافن.

$n_2(cm^2/W) \times 10^{-4}$	$\Delta\Phi_0$	$\Delta T_{P-V}$	نمونه‌ها
$-0.470 \times 10^{-4}$	۰/۱۷۰	۰/۰۶۲	۱
$-0.46 \times 10^{-4}$	۰/۱۷۵	۰/۰۶۸	۲
$-0.49 \times 10^{-4}$	۰/۱۸۲	۰/۰۷۲	۳
$-0.48 \times 10^{-4}$	۰/۱۸۰	۰/۰۷۰	۴
$-0.50 \times 10^{-4}$	۰/۱۷۸	۰/۰۷۴	۵



**شکل ۱۰** نمودار رویش دریچه باز برای نانوذرات نقره در محلول اکسید گرافن.  
(اعداد ۳۰، ۶۰ و ۱۲۰ در نمودار به ترتیب زمان‌های نوردهی نمونه‌ها را مشخص می‌کند).



شکل ۱۱ نمودار رویش دریجه بسته برای نانوذرات نقره در محلول اکسید گرافن.  
(اعداد ۳۰، ۶۰، ۱۲۰ و ۲۴۰ در نمودار به ترتیب زمان‌های نوردهی نمونه‌ها را مشخص می‌کند).

## ۵.۶ نتایج SPM

در شکل (۱۲) الگوی فریزهای اکسید گرافن همراه با نانوذرات اکسید نقره پس از تخلیه قوس الکتریکی و در شکل (۱۳) الگوی فریزهای تشکیل شده مربوط به اکسید گرافین همراه با نانوذرات اکسید نقره پس از تابش فرابنفش نمایش داده است. با توجه به  $\Delta n < 0$ ، «محیط خود واکانونی کننده» است.

بر اساس نظریه SPM اغلب تغییرات ضریب شکست  $\Delta n = n - n_0$  زمانی ایجاد می‌شود که باریکه گاوی از داخل محیط غیرخطی عبور کند. اگر  $\Delta n > 0$  باشد، مدولاسیون فاز فضایی (SPM) که توسط  $\Delta n$  شروع می‌شود تولید «عدسی مثبت» می‌کند و اثر پراکندگی خطی باریکه گاوی را تا حدودی خنثی کرده و باریکه متتمرکز می‌شود. اگر  $\Delta n < 0$  باشد، مدولاسیون فاز فضایی (SPM) تولید «عدسی منفی» می‌کند و واگرایی باریکه گاوی بیشتر می‌شود. از این رو، محیط‌هایی که برای آن‌ها  $\Delta n > 0$  است، «محیط خود واکانونی کننده» و محیط‌هایی که برای آن‌ها  $\Delta n < 0$  است، «محیط خود واکانونی کننده» نامیده می‌شوند. در اینجا محیط اکسید گرافن و اکسید نقره هر دو تولید «عدسی منفی» می‌کنند. از معادله (۱۲) مشاهده می‌شود، هنگامی که باریکه از داخل محیط خود واکانونی کننده عبور می‌کند  $\Delta\varphi(r) < 0$  است و هنگامی که از داخل محیط



خود کانونی کننده عبور می‌کند،  $0 > \Delta\varphi(r)$  است. افزون بر این، باریکه گاوی پیش از صفحه کانونی همگرا است و شعاع جبهه موج منفی است ( $R < 0$ )؛ در حالی که بعد از کانون، باریکه واگرا است و شعاع جبهه موج مثبت است ( $R > 0$ ).

برای محیط نمونه‌های تولید شده در این پژوهش، که خود واکانونی کننده بوده  $0 < \Delta\varphi$  بوده و مانند عدسی واگرا عمل می‌کنند، دو حالت وجود دارد:

$$R > 0, \Delta\varphi < 0 \quad (\text{الف})$$

به صورت همه جانبه، الگوی پراش مربوطه دارای یک ناحیه مرکزی تاریک بوده و فریزها ضخیم هستند. اندازه لگه تاریک با تغییر مقدار جابه‌جایی فاز  $(z_0, \Delta\varphi_0)$  تغییرات کمی را شامل می‌شود. با افزایش جابه‌جایی فاز  $(z_0, \Delta\varphi_0)$  تعداد حلقه‌های روشن اطراف لگه مرکزی نیز افزایش می‌یابد. تعداد حلقه‌های تشکیل شده از  $N = |\Delta\varphi(z_0)| / 2\pi$  بدست می‌آید.

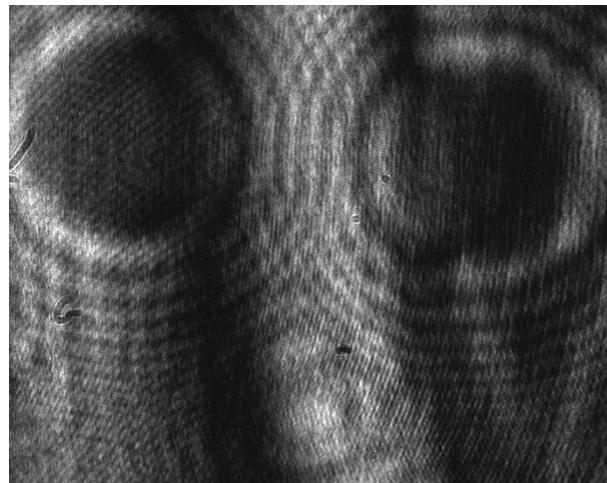
$$R < 0, \Delta\varphi < 0 \quad (\text{ب})$$

به صورت همه جانبه، الگوی پراش مربوطه در این حالت دارای یک ناحیه مرکزی روشن است و فریزهای نازک در آن تشکیل می‌شود. هر چه فاصله از مرکز بیشتر باشد، شدت فله کاهش بیشتری را نشان می‌دهد. تشابه با بخش پیش در این است که تعداد حلقه‌های پراش با افزایش قدر مطلق جابه‌جایی فاز افزایش می‌یابد و فاصله میان حلقه‌ها نیز از داخل به خارج افزایش می‌یابد.

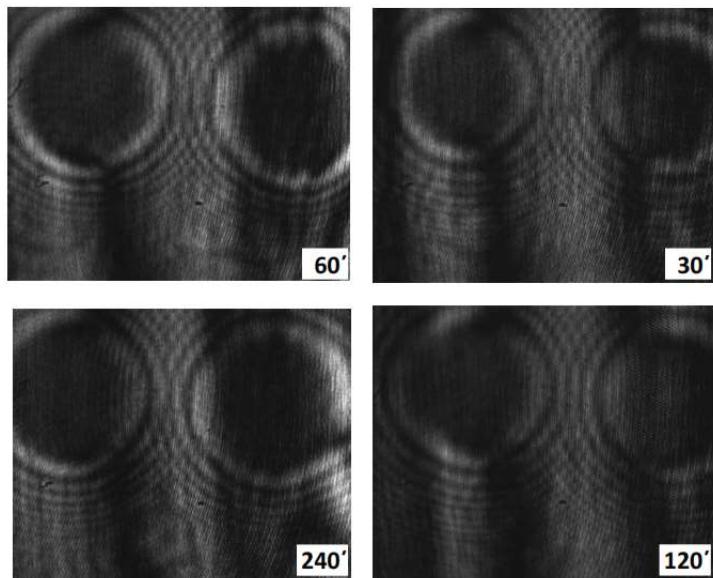
این دو حالت شدت یکسانی را در معادله (۱۵) تولید می‌کنند. به صورت خلاصه، هنگامی که علامت  $\Delta\varphi(r)$  و علامت  $R$  مخالف هم باشند یعنی باریکه گاوی واگرا که از محیط خود واکانونی کننده عبور می‌کند، "الگوی پراش ضخیم" که در آن لگه مرکزی تاریک است و توزیع شدت در فاصله بیشتری وجود دارد، شکل می‌گیرد. اگرچه زمانی که این دو کمیت  $(\Delta\varphi(r), R)$  هم علامت باشند، "الگوی پراش نازک" که در آن لگه مرکزی روشن است و توزیع شدت در فاصله کمتری وجود دارد، شکل می‌گیرد [۱۶-۱۷].

مشخصه اصلی شکل‌های (۱۲) و (۱۳)، وجود دو مرکز برای تشکیل الگوهای پراش دور است. اگر چه تعداد فریزها قابل شمارش است و از روی آن می‌توان تغییرات فاز را محاسبه نمود. اگرچه شکل (۱۳) نشان می‌دهد که در اثر نوردی تغییرات چندانی در فاز آن‌ها و تعداد فریزهای تشکیل شده ایجاد نمی‌شود. وجود دو مرکز پراش در تمام الگوها حکایت از تثیت موقعیت‌های نقره و اکسید گرافن دارد.





شکل ۱۲ الگوی فریزهای اکسیدگرافن همراه با نانوذرات اکسید نقره پس از تخلیه قوس الکتریکی.



شکل ۱۳ نمای فریزهای تشکیل شده مربوط به اکسیدگرافن همراه با نانوذرات اکسید نقره پس از تابش فرابنفش به مدت ۳۰، ۶۰، ۱۲۰ و ۲۴۰ دقیقه.



## ۷. نتیجه‌گیری

در این پژوهش نانوذرات هسته-پوسته نقره/اکسید نقره در محلول اکسید گرافین به روش قوس الکتریکی با موفقیت تهیه شده است. نتایج طیف‌سنجدی مرئی-فرابنفش نشان‌دهنده تشکیل درست قله‌های تشذیب پلاسمونی در بازه طول موجی  $396\text{ nm}$  تا  $400\text{ nm}$  مربوط به نانوذرات نقره و  $238\text{ nm}$  تا  $242\text{ nm}$  در نمونه‌های اکسید گرافین است. در نهایت با جمع‌بندی نتایج بدست آمده از طیف‌سنجدی‌های مرئی-فرابنفش، تبدیل فوریه مادوفروسرخ و پراش پرتو ایکس، مشاهده شد که نانوذرات هسته-پوسته نقره/اکسید نقره تشکیل شده و هم‌مان روی صفحات اکسید گرافین ثبیت شده‌اند. همچنین جذب خطی نمونه‌های تولید شده که در توان‌های کم با استفاده از لیزر  $532\text{ نانومتر}$  اندازه‌گیری شده، مقادیر قابل قبولی را نشان می‌دهد. نتایج روبش محوری نشان می‌دهد که علامت ضرایب جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها منفی است. از این رو، با توجه به شدت ضرایب جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها منفی است. از این رو، با توجه به شدت ضرایب جذب خطی و ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها منفی است. از این رو، با توجه به شدت ضرایب جذب غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی تغییرات زیادی نداشتند. بررسی نتایج مدولاسیون فضایی فاز نشان می‌دهد که مکان نانوذرات هسته-پوسته نقره/اکسید نقره و اکسید گرافن ثبیت شده است و مکان آن‌ها با نوردهی تغییر نمی‌کند. هر یک از آن‌ها به عنوان مرکز پراش جداگانه عمل می‌کند و الگوی پراش دوگانه‌ای تولید شده است که تاکنون گزارش نشده است.

## ۸. تقدیر و تشکر

نویسنده‌گان از آقای دکتر سیف الله رسولی عضو هیات علمی مرکز تحصیلات در علوم پایه زنجان که تصاویر اس بی ام را تهیه نمودند، نهایت تقدیر و تشکر را به عمل می‌آورند.

## منابع

- [1] Liu Z., Zhang X., Yan X., Chen Y., and Tian J., "Nonlinear optical properties of graphene-based materials", *Chinese Sci. Bull.* 57(23), 2971-2982, 2012. <https://doi.org/10.1007/s11434-012-5270-4>
- [2] Dissanayake D.M.A.S., Cifuentes M., Humphrey M.G., "Optical limiting properties of (reduced) graphene oxide covalently functionalized by coordination complexes", *Coordin. Chem. Rev.* 375, 489-513, 2018. <https://doi.org/10.1016/j.ccr.2018.05.003>.
- [3] Bonaccorso, F., Sun, Z., Hasan T., Ferrari, A. C., "Graphene Photonics and Optoelectronics", *Nature Phot.* 4, 611, 2010. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.186>



- [4] Elisabeth Gruber , Richard A. Wilhelm , Re'mi Pe'tuya , Valerie Smejkal1 , Roland Kozubek, "Ultrafast electronic response of graphene to a strong and localized electric field", *Nature Comm.*7, 13948, 2016. <https://doi.org/10.1038/ncomms13948>
- [5] Sun, Y.; Xia, H., "Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>/Graphene Heterostructure as the Saturable Absorber for ~1.0 μm Passively Q-switched Solid State Pulsed Laser", *Crystals*, 12(2), 222, 2022. <https://doi.org/10.3390/cryst12020222>
- [6] Zhao, X., Liu, Z.-B., Yan, W.-B., Wu Y., Zhang X.-L., Chen Y., Tian J.-G., "Ultrafast carrier dynamics and saturable absorption of solution-processable few-layered graphene oxide", *Appl. Phys. Lett.* 98(12), 121905, 2011. <https://doi.org/10.1063/1.3570640>
- [7] Zhibo Liu, Yan Wang, Xiaoliang Zhang, Yanfei Xu, Yongsheng Chen, and Jianguo Tian; "Nonlinear optical properties of graphene oxide in nanosecond and picosecond regimes"; *Appl. Phys. Lett.* 94, 021902, 2009. <https://doi.org/10.1063/1.3068498>
- [8] Wang, Y. et al., "Distinguishing Thermal Lens Effect from Electronic Third-order Nonlinear Self-phase Modulation in Liquid Suspensions of 2D Nanomaterials", *Nanoscale* 9(10), 2017. <https://doi.org/10.1039/C6NR08487G>
- [9] Neupan, T., Tabibi, B. ; Kim, W. J., Seo, F. J., "Spatial Self-Phase Modulation in Graphene-Oxide Monolayer"; *Crystals* 13(2), 271, 2023. <https://doi.org/10.3390/cryst13020271>
- [10] Martinez Irivas, B. A., Arroyo Carrasco M. L., "Far- field diffraction patterns by a thin nonlinear absorptive nonlocal media"; *Optics Express* 23(11), 14036-14043, 2015. <https://doi.org/10.1364/OE.23.014036>
- [11] Durbin, S. D. , Arakelian S. M., Shen, Y. R., " Laser- induced diffraction rings from nematic-liquid-crystal film", *Opt. Lett.*, 6(9), 411-413, 1981. <https://doi.org/10.1364/OL.6.000411>
- [12] Xiangpeng Yang,Decai Li, Qian Li, Xiangshen Meng., "Spatial self-phase modulation of a Gaussian beam transmitted through a ferro fluid", *Appl. Opt* 59(32), 10, 10069, 2020. <https://doi.org/10.1364/AO.406296>
- [13] Wang, G. , Zhang, S. , Umran, F. A. , Cheng, X., Dong, N., Coghlan, D., "Tunable effective nonlinear refractive index of graphene dispersions during the distortion of spatial self-phase modulation" , *Appl. Phys. Lett.* 104, 141909, 2014.
- [14] Zhang, X. Yu, W. Han, B. Lv, and J. He, "Broadband spatial selfphase modulation of black phosphorous" , *Opt. Lett.* 41, 1704–1707, 2016. <https://doi.org/10.1364/OL.41.001704>
- [15] Garcia Ramirez, E. V., Arroyo Carrasco, M. L., Chavez Cerda, S., Mendez Otero, M. M., Iturbe Castillo, M. D.; " Far field intensity distributions due to spatial self phase modulation of a Gaussian beam by a thin nonlocal nonlinear media"; *Opt. Exp.* 18(21), 22067, 2010. <https://doi.org/10.1364/OE.18.022067>
- [16] Lucchetti, L. , Suchand, S., Simoni, F., "Fine structure in spatial self-phase modulation patterns: at a glance determination of the sign of optical nonlinearity in highly nonlinear films", *J. Opt. A* 11, 034002, 2009. <https://doi.org/10.1088/1464-4258/11/3/034002>.
- [17] Deng, L., He, K. , Zhou, T., Li, C.; " Formation and evolution of far-field diffraction patterns of divergent and convergent Gaussian beams passing through self-focusing and self-defocusing media", *J. Opt., A: Pure Appl. Opt.* 7, 409-415, 2005. <https://doi.org/10.1088/1464-4258/7/8/011>
- [18] Sheik-Bahae M., Said A.A., Van Stryland E.W., "High-sensitivity, Single-Beam n<sub>2</sub> Measurements", *Opt. Lett.*, 14, 955-957, 1989. <https://doi.org/10.1364/OL.14.000955>
- [19] Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei A.A., Hagan D.J., Stryland E.W.V., "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam", *IEEE J. Quantum Electron.* 26, 760–769, 1990. <https://doi.org/10.1109/3.53394>



- [20] Parra I., Valbuena S., Racedo F J, "Measurement of nonlinear optical parameters in graphene oxide using the Z-scan Technique", *Spectrochimica Acta A*, 244(5), 118833, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.saa.2020.118833>
- [21] Nadjari H., Hajiesmaeilbaigi F., Motamedi A., "Thermo Optical Response and Optical Limiting in Ag and Au Nanocolloid Prepared by Laser Ablation", *Laser Physics* 20(4), 859 , 2010. <https://doi.org/10.1134/S1054660X1007025X>
- [22] Nadjari H., Movahedinejad H., "Investigating the size effect in the dielectric function of spherical nano particles and determining their allowed radial interval for experimentally produced samples", *Iranian Journal of Physics Research* 20(1), 23-30, 2020. (In Persian) <https://doi.org/10.47176/ijpr.20.1.38131>
- [23] Zaaba N.I. , Foo K.L. , Hashim U. , Tan S.J. , Liu W.W. , Voon C.H. , "Synthesis of Graphene Oxide using Modified Hummers Method: Solvent Influence Procedia Engineering", *Procedia Engineering* 184, 469-477, 2017. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2017.04.118>
- [24] Kovtyukhova, N. I. et al., "Layer-by-layer assembly of ultrathin composite films from micron-sized graphite oxide sheets and polycations", *Chem. Mater* 11, 771-778 , 1999. <https://doi.org/10.1021/cm981085u>
- [25] Yun G.S. , Bac L.H. , Kim J.S. , Kwon Y.S. , Choi H.S.,Kim J.C., " Preparation and dispersive properties of Ag colloid by electrical explosion of wire", *J. All. & Comp.*, 509, Supple. 1, S348-S352, 2011. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2011.01.142>
- [26] Meimanat S., Nadjari H. , Rasuli R.; "Investigation of linear and non-linear behaviors of silver oxide nanoparticles in graphene oxide solution", *Iranian Journal of Applied Physics* 13(4), 2023. (In Persian). <http://doi.org/10.22051/ijap.2023.43454.1319>
- [27] Kim H., Parvez S. R., Chhowalla M. K., "UV-reduction of graphene oxide and its application as an interfacial layer to reduce the back-transport reactions in dye-sensitized solar cells", *Chemical Physics Letters* 483, 124-127, 2009. <http://doi.org/10.22051/ijap.2023.43454.1319>



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



## بررسی تاثیرات دمایی بر روی نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه در یک میکروسیستم ساخته شده از عایق‌های توپولوژیک<sup>۱</sup> زهرا نصیری<sup>۲\*</sup>، مطهره عالی<sup>۳</sup> و فاطمه تاجیک<sup>۴</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۹/۱۷

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۱۱/۰۷

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۱۲/۲۳

سال چهاردهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳

صفحه ۱۲۸ - ۱۴۴

### چکیده:

در این مطالعه حساسیت نیروی کاسیمیر نسبت به افت و خیزهای دمایی میان دو صفحه از جنس عایق توپولوژیک با درنظر گرفتن اعمال مغناطش‌های ضعیف و قوی روی سطح دو صفحه با استفاده از نظریه لیفشتیتر بررسی شده است. افت و خیزهای دمایی میان دو صفحه از جنس عایق توپولوژیک در خلاء منجر به برهمکنش‌های از نوع جاذبه می‌شوند. حال با اعمال مغناطش ضعیف مشاهده شده است، با افزایش فاصله بین صفحات تاثیر افت و خیزهای دمایی بر روی نیرو، از اثر مغناطش و مگنتو الکترویک بیشتر بوده و منجر به قدرت گرفتن نیروی کاسیمیر جاذبه می‌شود. همچنین با اعمال مغناطش‌های بزرگ مشاهده شده است، با اثراط دمایی نمی‌توانند تغییری بر روی نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه ایجاد کنند و عامل مشخص کننده قدرت و جهت نیرو، اثر مگنتو الکترویک و جهت مغناطش اعمالی دو صفحه نسبت به هم است. در بازه مغناطش‌های کوچک اثراط دمایی بر روی نیروی کاسیمیر دافعه تاثیر قابل توجهی دارند. همچنین، مشاهده شد که در دمای بالاتر با اعمال مغناطش پادموازی روی صفحات اندرکنش دافعه به سرعت ضعیف شده و در فواصل بزرگ‌تر سهم نیروی دافعه به صفر میل می‌کند.

**واژگان کلیدی:** نیروی کاسیمیر، عایق توپولوژیک، اثراط دمایی.

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45814.1374>

<sup>2</sup> دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه فیزیک ماده چگال، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران. (نویسنده مسئول). Email: z.nasiri@student.alzahra.ac.ir

<sup>3</sup> دانش آموخته کارشناسی ارشد، گروه فیزیک ماده چگال، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران. Email: aali.mot1993@gmail.com

<sup>4</sup> استادیار، گروه ماده چگال، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران. Email: f.tajik@alzahra.ac.ir

## ۱. مقدمه

در دنیای امروز با فراهم شدن پیشرفت در ساخت قطعاتی با ابعاد میکرو و نانو استفاده از این وسایل با نام سامانه‌های میکرولکترومکانیکی و نانولکترومکانیکی بسیار رو به افزایش است و همین امر سبب می‌شود دانش و اطلاعات در حوزه نانوفناوری روز به روز در حال گسترش و تکامل باشد [۱-۳]. کاربرد بسیار وسیع میکروسامانه‌ها چون میکروسیویچ‌ها، میکروروباتیک‌ها و میکروسنسورها [۴-۵] سبب شده است تا پژوهشگران توجه ویژه‌ای هم در بخش نظری و هم در بخش صنعتی به این حوزه داشته باشند [۶]. از جمله نیروهای تاثیرگذار و مهمی که در این سامانه‌ها پیدا می‌شود، نیروی کاسیمیر است. از آنجا که این نیرو می‌تواند حتی در نوسانات نقطه صفر انرژی با استفاده از افتوخیزهای امواج الکترومغناطیسی خلاء حضور داشته باشد، بنابراین جزو نیروهایی به شمار می‌آید که همواره حضور دارند و هیچ‌گاه اثرات آن‌ها در ابعاد میکرو و نانو قابل چشم‌پوشی نیست [۷-۸]. از این‌رو مطالعه شناخت اثرات نیروی کاسیمیر بر روی دینامیک میکروسامانه‌های مختلف با شرایط محیطی متفاوت از اهمیت بالایی برخوردار است [۹-۱۰].

در سال ۱۹۴۸ هندریک کاسیمیر دانشمند هلندی با ایجاد شرایط مرزی برای امواج الکترومغناطیسی در خلاء توسط دو صفحه موازی رسانا کاملاً ایده‌آل به دور از زیری و برانگیختگی‌های دمایی، متوجه نیرویی از جنس جاذبه ( $F_{cas} = \frac{\pi^2 \hbar C}{240 d^4}$ ) بین صفحات شد که به افتخار او نیروی کاسیمیر نام گرفت [۹]. در رابطه بالا  $\hbar$  ثابت پلانک،  $C$  سرعت نور و  $d$  فاصله بین دو صفحه را بیان می‌کنند. بعدها لیفشتیز و همکارانش حضور این نیرو را در مواد حقیقی (موادی که رسانای کامل نیستند) بررسی کردند. آن‌ها در مطالعات خود از تئوری اتلاف-افتوخیز بهره برداشتند [۱۰]. به موجب این نظریه، موج الکترومغناطیسی جذب شده توسط سطوح سامانه سبب ایجاد حرکت و افتوخیز ذرات در داخل ماده می‌شود و نشان دادند که ویژگی‌های اتلافی صفحات (جذب اپتیکی با استفاده از بسیاری از دو قطبی‌ها) وابسته به افتوخیزهای امواج الکترومغناطیسی درون صفحات است. از این‌رو، لیفشتیز توانست رشد نیروی کاسیمیر را با انتخاب ماده مناسب تحت کنترل در آورد. همچنین، روش مورد استفاده او توانست بررسی تاثیر افتوخیزهای دمایی بر روی رشد نیروی کاسیمیر را نیز امکان‌پذیر سازد [۱۱].

بر اساس یافته‌های لیفشتیز ویژگی‌های اپتیکی اجزا تشکیل دهنده میکروسامانه تاثیر بسیار مهمی بر روی اندازه نیروی کاسیمیر دارند، به عنوان مثال، اگر رسانندگی اجرا ضعیف باشد نیروی کاسیمیر رشد چندان بزرگی نخواهد داشت [۱۱]. همچنین این امکان وجود دارد که با انتخاب ماده مناسب



بتوان حتی جنس نیروی کاسیمیر را از جاذبه به دافعه تغییر داد و بزرگی آن را با اعمال شرایط محیطی مناسب تحت اختیار گرفت [۱۶-۱۷]. بر اساس یافته‌های پیشین در میکروسامانه‌ها هنگام نزدیک شدن فاصله میان دو صفحه با رشد نیروی کاسیمیر جاذبه بین سطوح اجزا میکروسامانه، مواجه می‌شویم که سبب ایجاد اثر ناخواسته و نامطلوب چسبندگی اجزای میکروسامانه می‌شود و به کاهش شدید بازده آن می‌انجامد. بنابراین دستیابی به شرایطی که موجب شود جهت نیروی کاسیمیر از جاذبه به دافعه تغییر یابد بسیار شادی‌آفرین است [۱۸-۱۹]. عایق‌های توپولوژیک از جمله مواد هستند که با استفاده از آن‌ها می‌توان هم به نیروی کاسیمیر جاذبه و هم دافعه دست پیدا کرد [۱۷-۱۸]. این مواد در حجم نارسانا هستند، در حالی که روی سطح ویژگی‌های مواد رسانا را از خود نشان می‌دهند.

در سامانه‌های ساخته شده با عایق‌های توپولوژیک [۲۰-۲۱]، شاهد پدیدار شدن اثری به نام مگنتوالکتریک هستیم که با کمک این اثر می‌توان جهت نیروی کاسیمیر یعنی جاذبه یا دافعه بودن آن را در سامانه کنترل کرد. بررسی‌های پیشین انجام شده در این زمینه نشان می‌دهد که اعمال مغناطش‌های موازی و پاد موازی روی سطح صفحات از جنس عایق‌های توپولوژیک در فواصل کوتاه، به ترتیب سبب ایجاد نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه می‌شوند و همچنین بزرگی نیروی کاسیمیر با افزایش قدرت مغناطش اعمالی و متعاقباً اثر مگنتوالکتریک افزایش می‌یابد [۱۴، ۱۵، ۱۷ و ۲۲]. با توجه به اینکه مطالعه نیروی کاسیمیر به عنوان یک نیروی همیشه موثر در دینامیک میکروسامانه‌ها بسیار مهم است، به منظور کاربردی بودن این مطالعات در صنعت، پژوهش‌های انجام شده با در نظر گرفتن شرایط محیطی صورت می‌پذیرد. یکی از عوامل تاثیرگذار بر روی نیروی کاسیمیر و عملکرد میکروسامانه‌ها افت و خیزهای دمایی محیط است. تا به حال تاثیر افت و خیزهای دمایی محیط بر روی بازدهی میکروسامانه‌های ساخته شده از عایق توپولوژیک مطالعه نشده است. در این مطالعه بررسی شده است که افت و خیزهای دمایی محیط چگونه می‌تواند بر بزرگی نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه تولید شده در سامانه تاثیرگذار باشند. همچنین مطالعه شده است که آیا تغییر قدرت اثر مگنتوالکتریک می‌تواند تاثیر افت و خیزهای دمایی را تغییر دهد. افرون بر این، نشان داده شده است که آیا قدرت افت و خیزهای دمایی با تغییر فاصله بین اجزای میکروسامانه تفاوتی پیدا می‌کند و آیا این تفاوت برای میکروسامانه‌ای با مغناطش‌های موازی و پادموازی یکسان است.



## ۲. روش کار

سامانه مورد مطالعه در کار پیشرو، دو صفحه از جنس عایق توپولوژیک (سلنید بیسموت)  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  است که به صورت موازی در فواصل ۵۰ تا ۵۰۰ نانومتری از هم فرض شده است. در مطالعات انجام شده بر روی این دو صفحه موازی فاصله بین صفحات، خلاء در نظر گرفته شد. سپس دمای محیط شامل این میکروسامانه فرضی در سه دمای  $K = 100, 200$  و  $300$  (دمای اتاق) در نظر گرفته شد. همچنین، با در نظر گرفتن دو بازه ضعیف و قوی برای قدرت مغناطش اعمالی روی سطح صفحات، بررسی نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه در این میکروسامانه انجام شد. در این مطالعه بازه مغناطش ضعیف، آن محدوده مغناطش است که به ازای آن اثرات دمایی می‌توانند منجر به بروز تغییرات در اندازه نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه شوند. به همین ترتیب بازه مغناطش قوی نیز به گونه‌ای تعریف شده است که در محدوده اعمال آن برای سامانه، اثرات دمایی بدون اثرگذاری در تغییر قدرت نیروی کاسیمیر سامانه هستند.

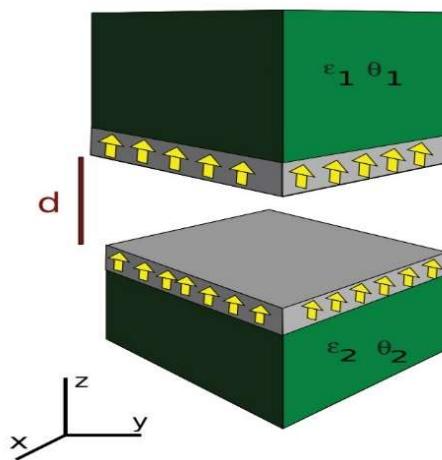
در این مقاله با استفاده از نظریه لیفسیت نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه در میکروسامانه ساخته شده از عایق توپولوژیک با در نظر گرفتن افت و خیزهای دمایی محیط محاسبه شده است. این محاسبات با کدنویسی توسط برنامه متلب انجام گرفته است. با استفاده از نظریه لیفسیت انرژی کاسیمیر در واحد

$$E(d) = k_b T \sum_{n=0}^{\infty} \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \log \det [1 - R_1 \cdot R_2 e^{-2kd}] \quad (1)$$

در این رابطه  $k_b$  ثابت بولترمن،  $T$  دمای میکروسامانه،  $q$  بردار موج درون صفحات،  $n=0, 1, 2...$  بردار موج عمود بر صفحات،  $C$  ثابت نور و  $\xi$  فرکانس موهومنی ماتسوبارا،  $i\xi = \frac{i2\pi k_b T n}{\hbar}$  است. علامت پریم بر روی جمع نیز به این معناست که جمله مرتبط با  $n = 0$  دارای ضریب  $\frac{1}{2}$  است.  $R_1$  و  $R_2$  نیز نمایش دهنده ماتریس بازتاب دو صفحه موازی هستند. درایه‌های قطری این ماتریس که با  $\tau_{1,2}^v$  نشان داده می‌شوند ضرایب بازتاب فرنل برای سطوح داخلی صفحات ۱ و ۲ هستند، در این قالب  $s = v = p = v$  یانگر قطبش الکتریکی عرضی (TE) و قطبش مغناطیسی عرضی (TM) است.

درايه قطری آن مولفه از موج الکتریکی بازتاب است که تنها ناشی از بخش الکتریکی موج تابیده است (تنها قطبش الکتریکی است) و درايه دیگر قطری آن مولفه از موج مغناطیسی بازتاب شده است که تنها ناشی از بخش مغناطیسی موج تابیده است ( فقط مغناطش یا قطبش مغناطیسی است) [۱۱]. درایه های غیر قطری این ماتریس نیز با  $r_{1,2}^{sp}$  نشان داده می شوند. با توجه به اینکه جنس صفحات در سامانه مورد نظر از عایق توپولوژیک است، و این ماده دارای ویژگی به نام اثر مگنتوالکتریک می باشد، حضور این اثر منجر به غیر صفر شدن درایه های غیر قطری ماتریس بازتاب می شود [۱۵، ۱۷]. یعنی این درایه ها ناشی از برهمکنش میدان الکتریکی و میدان مغناطیسی موج الکترومغناطیسی هستند.  $r_{1,2}^{sp}$  مرتبط با آن بخش از موج بازتابیده ای است که بخش الکتریکی موج تابیده شده به بخش مغناطیسی تبدیل گشته و بازتاب شده است و  $r_{1,2}^{ps}$  مرتبط با آن بخش از موج بازتابیده ای که بخش مغناطیسی موج تابیده شده به بخش الکتریکی تبدیل گشته و بازتاب شده است. لازم به بیان است که اگر اثر مگنتوالکتریک در سامانه ای وجود نداشته باشد، ماتریس بازتاب صفحات به صورت قطری نوشته می شود یعنی درایه های غیر قطری برابر با صفر هستند [۱۵]. همچنین با حضور اثر مگنتوالکتریک، شرایط پیوستگی روی مرز در معادلات ماکسول با تغییراتی موافق می شود به صورتی که در هر دو صفحه برای میدان مغناطیسی رابطه  $-H_i = H_j - \frac{1}{\mu} B_j$  و برای بردار جایی الکتریکی  $D_i = \epsilon_{ij} E_j + \frac{\theta\alpha}{\pi} B_i$  را خواهیم داشت. کمیت  $\alpha$  نشان دهنده ثابت ساختار ریز با مقدار عددی  $\frac{1}{137}$  است. جملات دوم سمت راست در هر دو رابطه مربوط به اثر مگنتوالکتریک است [۱۵، ۲۲]. کمیت کوانتیزه  $\theta$  نیز نشان دهنده قدرت مغناطش روی صفحات است  $(\theta = \pi ; (2n+1) ; n \in \mathbb{Z})$ . همچنین در روابط بالا میانگر تراوایی مغناطیسی و نیز نمایش دهنده تابع دی الکتریک اجزا سامانه است که در محاسبه نیروی کاسیمیر از راه نظریه لیفسیتز بخش موہومی تابع دی الکتریک از اهمیت بالایی برخوردار است [۱۰].





شکل ۱ شماتیکی از صفحات موازی سامانه فرضی از جنس عایق توپولوژیک. جنس هر دو صفحه یکسان در نظر گرفته شده است ( $\epsilon_2 = \epsilon_1$ ). صفحات به فاصله  $d$  از یکدیگر قرار دارند و سطح آنها با یک لایه نازک، از ماده فرو مغناطیس به ضخامت  $a$  پوشیده شده است ( $a \ll d$ ). تغییر علامت  $a \times \theta_1 \times \theta_2$  را به عنوان معیاری برای تغییر علامت مغناطش صفحات می‌توان در نظر گرفت.

بر اساس مقالات گزارش شده پیشین بخش موهومنی تابع دیالکتریک بر حسب فرکانس موهومنی برای برای عایق توپولوژیک سلنید بیسموت به شکل رابطه (۴) نوشته می‌شود [۱۵]:

$$\epsilon(i\xi) = 1 + \frac{\omega_e^2}{\xi^2 + \omega_R^2 + \gamma_R \xi} \quad (2)$$

در این فرمول  $\omega$  فرکانس قدرت نوسانی مولکول های صفحات،  $\omega_R$  فرکانس تشدید ( $\omega_R = 0.006942 \text{ eV}$ ) فرکانس موهومنی و  $\gamma_R$  ضریب میرایی است که در این مطالعه از آن صرف نظر شده است [۱۵]. در این پژوهش بزرگی فرکانس نوسانی به فرکانس تشدید یعنی  $\frac{\omega_e}{\omega_R} = 0.8$  در نظر گرفته شده است.

نکته بسیار مهم برای نوشتن تابع دیالکتریک سامانه، هدایت کردن توجه خود به ماهیت و ساختار منحصر به فرد عایق توپولوژیک است. عایق توپولوژیک ماده‌ای است که در سطح رسانا بوده و در حجم داخلی خود عایق است [۱۲-۱۷]. امر قطعی این است که برای بیان چنین ماده‌ای با یک تابع دیالکتریک احتیاج به از میان برداشتن تقارن معکوس زمانی است [۱۷-۱۲]. این مهم با اعمال یک میدان مغناطیسی یکنواخت با استفاده از پوشش سطح صفحات با یک ماده فرومغناطیسی در نظر گرفته شده است. این لایه به قدری نازک در نظر گرفته می‌شود که نیازی به وارد کردن

تابع دیالکتریک این لایه فرومغناطیسی در محاسبات نباشد. بنابراین استفاده از این لایه فرومغناطیسی سبب یکپارچه شدن ترازهای انرژی سامانه و فراهم شدن شرایط شرح سامانه با یک تابع دیالکتریک می‌شود.

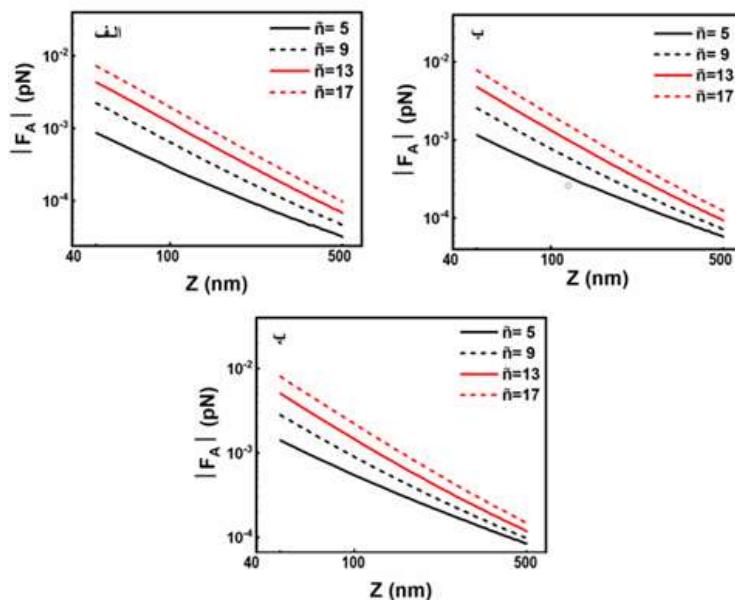
پدیدار شدن اثر مگنتوالکتریک سبب ایجاد تغییر در معادلات ماسکسول شده و در نتیجه با تغییر در ماتریس بازتاب عایق توپولوژیک، هم بر روی ماهیت (جاذبه یا دافعه) نیروی کاسیمیر و هم بر روی اندازه و قدرت نیرو اثر می‌گذارد و به کمک این اثر می‌توان قدرت نیرو را تحت تنظیم و کنترل نیز داشت. در این پژوهش قدرت‌های مغناطش یکسان در هر دو صفحه را با در نظر گرفتن دو حالت هم جهت ( $\theta_2 = \theta_1$ ) که نیروی کاسیمیر جاذبه را حاصل می‌کند و خلاف جهت یکدیگر ( $= -\theta_2$ ) که سبب پدیدار شدن نیروی کاسیمیر دافعه می‌شود، بررسی می‌شود (شکل ۱) [۱۵، ۱۷].

### ۳. نتایج و بحث

#### ۱.۳ اثر مغناطش‌های مختلف بر نیروی کاسیمیر جاذبه

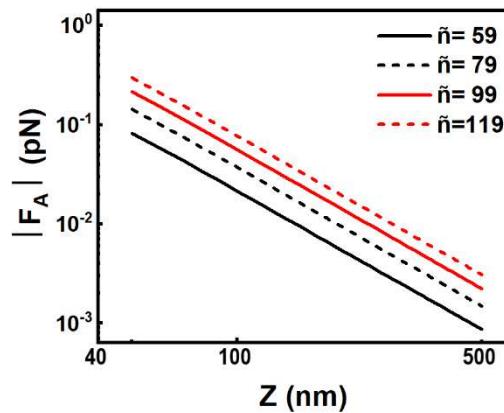
شکل‌های (۲) و (۳) بزرگی نیروی کاسیمیر جاذبه ( $F_A$ ) نسبت به فاصله بین دو صفحه را برای مغناطش‌های کوچک و بزرگ را نشان می‌دهند. در این حالت جهت مغناطش روی سطح صفحات نسبت به هم موازی و هم اندازه فرض شده است. در هر دو شکل در سه قسمت (الف)، (ب) و (پ) شرایط متفاوت دمایی برای سامانه در نظر گرفته شده است. هدف بررسی وابستگی تاثیر مغناطش‌های متفاوت در سامانه و تغییر قدرت اثر مگنتوالکتریک نسبت به شرایط مختلف دمایی اعمال شده است. به صورت کلی با کاهش فاصله بین دو صفحه و افزایش قدرت مغناطش اعمالی، شاهد افزایش نیروی کاسیمیر هستیم. به عنوان مثال، به ازای مغناطش ۹ در دمای ۳۰۰ کلوین بین نیرو و فاصله صفحات، رابطه  $Z^{-1.5} \approx F$  وجود دارد.





شکل ۲ بزرگی نیروی جاذبه نسبت به فاصله بین دو صفحه، در سه دمای (الف) ۱۰۰، (ب) ۲۰۰ و (پ) ۳۰۰ کلوین. مغناطش‌های اعمال شده روی سامانه در شکل نشان داده شده است.

در بازه مغناطش‌های کوچک با اعمال مغناطش‌های هم‌جهت یا موازی در سطح هر دو صفحه و به دنبال آن ایجاد نیروی کاسیمیر جاذبه (شکل ۲) مشاهده می‌شود که افزون بر آن که با افزایش مغناطش بر بزرگی نیرو افزوده می‌شود خطوط نیرو مربوط به مغناطش‌های مختلف با افزایش فاصله به هم نزدیک می‌شوند. برای شرح آن می‌توان گفت چون در محدوده فاصله‌های بزرگ‌تر افت-و خیزهای دمایی قوی می‌شوند، در نتیجه بر روی نیرو تاثیر بیشتری دارند و می‌توانند بزرگی نیرو را تحت کنترل خود در آورند. با توجه به شکل ۲-پ (دمای ۳۰۰ کلوین) افت و خیزهای دمایی به قدری قوی شده است که مشاهده می‌شود خطوط نیرو نسبت به دو قسمت (۲-الف) و (۲-ب) به هم بیشتر نزدیک شده‌اند و این رخداد به معنای ضعیف‌تر شدن اثر مغناطش در این بازه دمایی است. اگرچه، در فواصل کوچک که افت و خیزهای دمایی ضعیف هستند واکنش نمودارها به تغییر قدرت مغناطش در هر سه قسمت بسیار به هم شیوه هستند و عامل تأثیرگذار در این محدوده از فاصله، تغییر مغناطش سامانه است.



شکل ۳ بزرگی نیروی جاذبه نسبت به فاصله بین دو صفحه، در هر سه دمای (۱۰۰، ۲۰۰ و ۳۰۰ کلوین). مغناطش‌های اعمال شده روی سامانه در شکل نشان داده است.

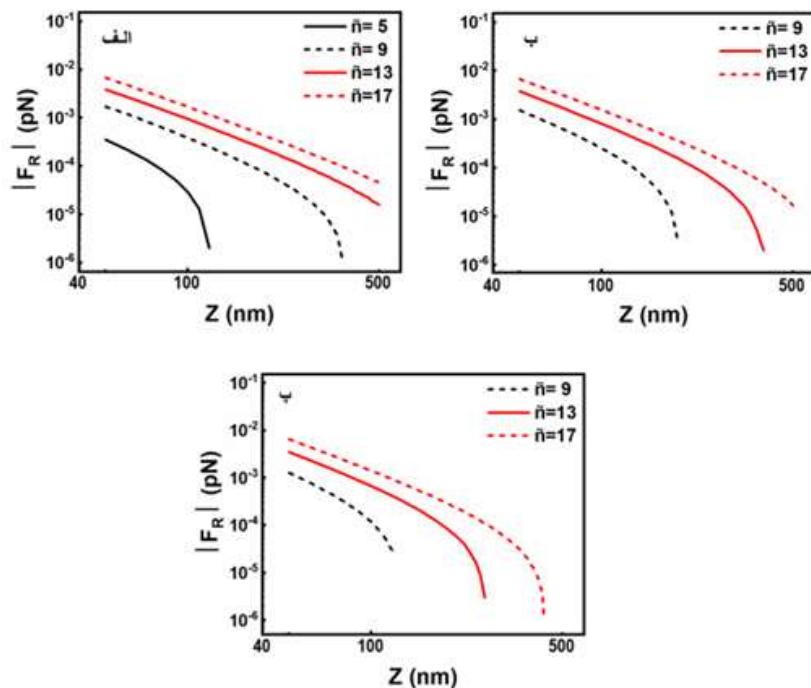
اگرچه مشاهده می‌شود با در نظر گرفتن مغناطش‌های بزرگ‌تر هم جهت روی سطح صفحات و به دنبال آن ایجاد نیروی کاسیمیر جاذبه (شکل (۳)، با کاهش فاصله بین دو صفحه و افزایش قدرت مغناطش اعمالی، نیروی کاسیمیر افزایش یافته است. به عنوان نمونه، به ازای مغناطش ۷۹ در دمای ۲۰۰ کلوین بین نیرو و فاصله صفحات رابطه  $F \approx Z^{-0.7}$  وجود دارد. با توجه به شکل (۳)، روشن است در این محدوده مغناطش، تغییرات دمایی در تمام محدوده فاصله بین صفحات نمی‌تواند هیچگونه تغییر چشمگیری در نیرو ایجاد کنند. در اینجا قدرت مغناطش و اثر مگنتوالکتریک به اندازه‌ای قوی شده است که توانسته به اثرات افت و خیزهای دمایی بین دو صفحه (در هر سه محدوده دمای اعمال شده) غلبه کند. از این‌رو، در این بازه مغناطشی نیروی کاسیمیر به گونه‌ای رفتار می‌کند که در همه محدوده‌های جدایی بین دو صفحه، بزرگی نیرو وابسته به بزرگی مغناطش است. به عبارتی تغییرات نیرو در این محدوده مغناطش به دمای محیط وابسته نیست.

### ۲.۳ اثر مغناطش‌های مختلف بر نیروی کاسیمیر دافعه

در شکل‌های (۴) و (۵) نیز مقادیر مختلف مغناطش‌های پاد موازی در سطح هر دو صفحه با بزرگی یکسان، اعمال شده و به دنبال آن نیروی کاسیمیر دافعه ایجاد می‌شود. بزرگی نیروی کاسیمیر دافعه ( $F_R$ ) نسبت به فاصله بین دو صفحه را به ترتیب در دو بازه مغناطشی ضعیف و قوی در سه دمای متفاوت ((الف) ۱۰۰، (ب) ۲۰۰ و (پ) ۳۰۰ کلوین) مطالعه خواهد شد.

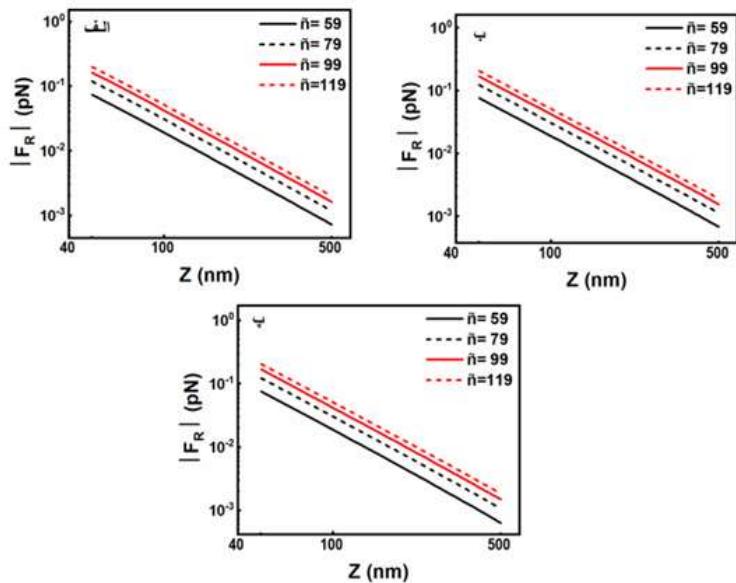


به صورت همه جانبه، نیروی دافعه کاسیمیر نیز همانند نیروی جاذبه کاسیمیر با کاهش فاصله بین صفحات و افزایش قدرت مغناطش روی سطح صفحات، بزرگ‌تر می‌شود. پیش از شرح، باید یادآوری کرد که افتوخیزهای دمایی بین دو صفحه از جنس عایق توپولوژیک در خلاء نیروی کاسیمیر از نوع جاذبه ایجاد می‌کنند که البته بزرگی آن با افزایش دما و تاثیر آن با افزایش فاصله بیشتر می‌شود [۲۳]. در بازه مغناطش‌های کوچک (شکل ۴) دیده می‌شود با افزایش فاصله اثرات دمایی قدرت تاثیر بیشتری نسبت به اثر مغناطش اعمالی بر روی نیروی کاسیمیر دارند. با توجه به شکل (۴-الف) روشن است که اعمال هر چهار مغناطش مختلف منجر می‌شود سامانه برهمکنش دافعه‌ای از خود نشان دهد. اگرچه، به ازای مغناطش ضعیف‌تر و با رشد فاصله، بسیار سریع برهمکنش دافعه‌ای از بین می‌رود. این در حالی است که در شکل (۴-پ) (بالاترین دمای در نظر گرفته شده) سهم ایجاد برهمکنش دافعه برای کوچک‌ترین مغناطش در نظر گرفته شده در این پژوهش محور شده و محدوده برهمکنش دافعه‌ای برای مغناطش‌های بزرگ‌تر نیز به صورت محسوسی کاهش یافته است.



شکل ۴ بزرگی نیروی دافعه نسبت به فاصله بین دو صفحه، در سه دمای (الف) ۱۰۰، (ب) ۲۰۰ و (پ) ۳۰۰ کلوین. مغناطش‌های اعمال شده روی سامانه در شکل نشان داده شده است.

بنابراین به صورت کلی با توجه به نمودارهای شکل (۴) می‌توان گفت اثرات دمایی در بازه مغناطش‌های ضعیف، برای نیروی کاسیمیر دافعه تاثیر قابل ملاحظه‌ای داشته و با افزایش دما، افت و خیزهای دمایی هم نسبت به اثر مگنتوکتریک بزرگ‌تر می‌شوند. به صورتی که در دمای بالاتر با اعمال مغناطش پادموازی اندر کنش دافعه به سرعت ضعیف شده و در فواصل بزرگ‌تر سهم نیروی دافعه نزدیک به صفر می‌گردد. اما نکته مهم این است که به ازای مغناطش‌های پادموازی به اندازه کافی قوی که منجر به نیروی کاسیمیر دافعه می‌شوند (شکل (۵))، اثرات دمایی مغلوب اثرات مگنتوکتریک می‌شوند. از این‌رو، در اینجا نیز افزایش دما برای این بازه مغناطشی نمی‌تواند تغییر قابل توجهی را برای نیروی کاسیمیر دافعه ایجاد کند. به عبارت دیگر، واکنش نمودارها به تغییر قدرت مغناطش در هر سه قسمت با دمایی مختلف در نظر گرفته شده بسیار شبیه به هم هستند.



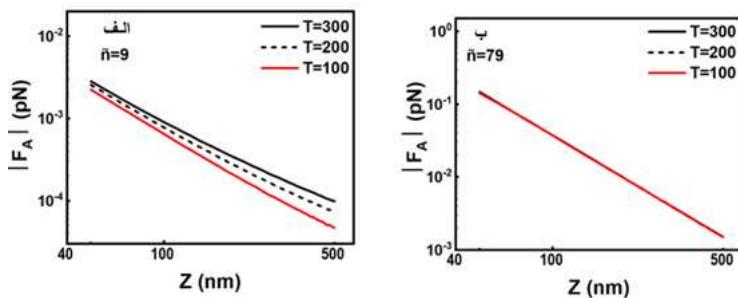
شکل ۵ بزرگی نیروی دافعه نسبت به فاصله بین دو صفحه، در سه دمای (الف) ۱۰۰، (ب) ۲۰۰ و (پ) ۳۰۰ کلوین. مغناطش‌های اعمال شده روی سامانه در شکل نشان داده شده است. (بازه مغناطش‌های بزرگ‌تر)



### ۳.۳ اثر افت و خیزهای دمایی بر نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه

شکل های (۶) و (۷)، بزرگی نیروی کاسیمیر جاذبه ( $F_A$ ) و دافعه ( $F_R$ ) نسبت به فاصله بین دو صفحه را با در نظر گرفتن دو مغناطش ویژه به ترتیب با قدرت ضعیف (الف) و قوی (ب) را نشان می دهند. در هر دو قسمت (الف) و (ب) بزرگی نیروی جاذبه و دافعه کاسیمیر در یک مغناطش ثابت نسبت به افزایش فاصله بین دو صفحه و با توجه به سه دمای در نظر گرفته شده، در حال کاهش است.

در شکل (۶)، با اعمال مغناطش های موازی روی سطح دو صفحه نیروی جاذبه کاسیمیر تولید شده است. در قسمت (الف) با در نظر گرفتن اعمال یک مغناطش ضعیف همسو به سطح صفحات و بررسی نیروی کاسیمیر جاذبه در سه دمای متفاوت مشاهده می شود که هرچه دمای سامانه بیشتر باشد، امکان ایجاد نیروی کاسیمیر جاذبه بزرگ تر در آن ایجاد می گردد. در فواصل کوتاه، بزرگی نیرو برای هر سه دما تفاوت قابل توجهی نداشته است. اگرچه، با افزایش فاصله در عین حال که نیروها در حال کاهش هستند اما نرخ تغییر و کاهش آنها نسبت به هم متفاوت می شود. قابل توجه است که هرچه دما بیشتر باشد، روند کاهش نیروی کاسیمیر جاذبه ملایم تر است. به عبارت دیگر هرچه دما بالاتر باشد، نیرو با شیب خط کمتری نسبت به نیروی دماهای پایین تر کاهش می یابد.

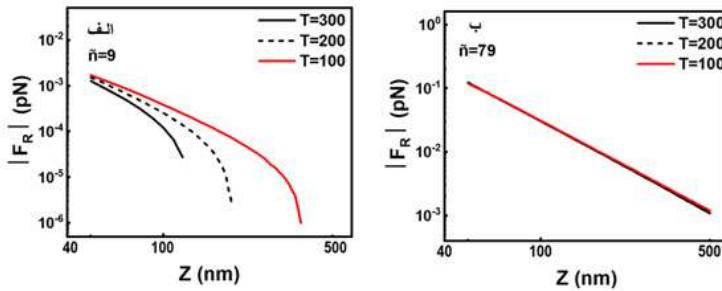


شکل ۶ بزرگی نیروی جاذبه نسبت به فاصله بین دو صفحه، در دو مغناطش (الف)  $n̂ = 9$  و (ب)  $n̂ = 79$ .

دماهای متفاوت در نظر گرفته شده برای سامانه در شکل نشان داده شده است.

در نتیجه هرچند در فواصل کوتاه بین خطوط نیروهای جاذبه کاسیمیر در یک مغناطش ضعیف در دماهای متفاوت فاصله چندانی دیده نمی شود، اما در فواصل بزرگ تر خطوط نیرو به روشنی از هم فاصله گرفته اند و در فاصله بزرگ تر نیروی کاسیمیر جاذبه با دمای اعمالی کمتر اندازه کمتری دارد.

در شکل (۶-ب)، یک مغناطش ویژه قوی همسو به صفحات سامانه اعمال شده است. محاسبات نیروی کاسیمیر جاذبه برای هر سه دما به این نتیجه می‌انجامد که وقتی اثر مگنتوالکتریک به اندازه کافی بزرگ باشد، تغییر دما نمی‌تواند تغییری بر روی نیروی کاسیمیر جاذبه ایجاد کند و به ازای هر سه دما نیروهای یکسانی در فواصل مختلف بدست می‌آید که با افزایش فاصله به صورت کاملاً یکسان و منطبق بر هم کاهش می‌یابند.



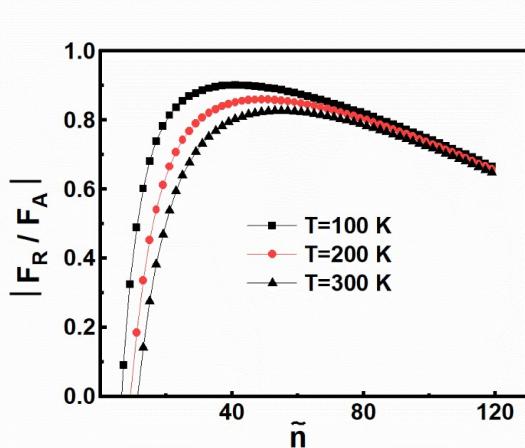
شکل ۷ تصویر بزرگی نیروی دافعه نسبت به فاصله بین دو صفحه، در دو مغناطش (الف)  $n=9$  و (ب)  $n=79$ . دمایی در نظر گرفته شده برای سامانه در شکل نشان داده شده است.

در شکل (۷)، با اعمال مغناطش پادموازی روی سطح دو صفحه نیروی دافعه کاسیمیر ایجاد شده است. در قسمت (الف) برای یک مغناطش ضعیف پادموازی نیروی کاسیمیر دافعه به ازای سه دمای متفاوت رسم شده است. مشاهده می‌شود اگر اثر مگنتوالکتریک ضعیف باشد رفتار نیروی های دافعه کاسیمیر در سه دمای مختلف کاملاً با هم متفاوت است. در فواصل بسیار کوتاه بین دو صفحه هر سه نیروی دافعه کاسیمیر بدست آمده از دمای مختلف اختلاف چندانی باهم ندارند. اما با افزایش فاصله بین صفحات، نیروی دافعه بدست آمده در حضور دمای بالاتر بسیار سریع‌تر افت کرده و به صفر میل می‌کند. هر چه دما کاهش می‌یابد، روند کاهش نیروی کاسیمیر دافعه کندر شده و در فاصله‌های بزرگ‌تری به صفر میل می‌کند. در شکل (۷-ب) نیز منطبق بودن خطوط نیرو بر روی هم حکایت از آن دارد که در صورت اعمال اثر مگنتوالکتریک به اندازه کافی قوی، تغییرات دما هیچ تغییری بر روی اندازه نیروی کاسیمیر دافعه نمی‌تواند ایجاد کند. این همانند نتیجه‌ای است که برای نیروی کاسیمیر جاذبه در حضور اعمال مغناطش به اندازه کافی قوی بدست آمده بود. در حقیقت، باز هم مشاهده می‌شود که اگر اثر مگنتوالکتریک به اندازه کافی بزرگ باشد می‌تواند بر اثرات دمایی غلبه کرده، کنترل بزرگی و جهت نیرو را در اختیار گیرد.



### ۴.۳ نسبت بزرگی نیروی کاسیمیر دافعه به جاذبه ( $\frac{F_R}{F_A}$ )

شکل (۸) نسبت بزرگی نیروی کاسیمیر دافعه به جاذبه ( $\frac{F_R}{F_A}$ ) را با در نظر گرفتن طیف وسیعی از مغناطش اعمالی روی صفحات را نشان می‌دهد. در این شکل (۸)، نسبت بزرگی نیروی کاسیمیر دافعه به بزرگی نیروی کاسیمیر جاذبه در حضور تابع دیالکتریک دارای ویژگی  $0.8 = \frac{\omega_e}{\omega_R}$  و با اعمال مغناطش‌های مختلف برای سه دمای ۱۰۰، ۲۰۰ و ۳۰۰ کلوین رسم شده است که نشان دهنده چگونگی واکنش‌های متفاوت نسبت به تغییرات دما است. مشاهده می‌شود که برای مغناطش‌های متناسب با  $\tilde{n}$  بزرگ‌تر از حدود ۵۹، اثرات دمایی به ازای هر سه دمای اعمال شده نتوانسته‌اند تغییری در نسبت بزرگی نیروها ایجاد کنند. از این‌رو، در این مطالعه از این محدوده به عنوان مغناطش قوی یاد شده است.



شکل ۸ تصویر نسبت بزرگی نیروی دافعه به جاذبه با اعمال طیف وسیعی از مغناطش‌های متفاوت روی دو صفحه. دمایی در نظر گرفته شده برای سامانه در شکل مشخص شده و فاصله بین صفحات ۲۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است.

بر اساس شکل (۸)، مشخص می‌شود که برای مغناطش‌های ضعیف، با افزایش دما قدرت نیروی کاسیمیر جاذبه افزایش می‌یابد. همچنین با افزایش دما، کوچک‌ترین مغناطشی که در آن سامانه می‌تواند برهمنکش دافعه از خود نشان دهد (اعمال مغناطش پادموازی) نیز افزایش می‌یابد. افزون بر این، بیشینه نیروی دافعه با افزایش دما، نه تنها کاهش یافته بلکه به سمت مغناطش‌های قوی‌تر منتقل شده است. این در حالی است که با اعمال مغناطش‌های قوی اثر مگنتوالکتریک به قدری بزرگ

می شود که افت و خیزهای دمایی نمی توانند تغییری در بزرگی نیرو ایجاد کنند و هر سه نمودار بر یکدیگر منطبق می شوند.

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، وابستگی نیروی کاسیمیر دافعه و جاذبه نسبت به افت و خیزهای دمایی میان دو صفحه از جنس عایق توپولوژیک در حضور مغناطش‌های ضعیف و قوی روی سطح دو صفحه با استفاده از نظریه لیفسیتز بررسی شده است. بررسی نتایج بدست آمده در مورد نیروی کاسیمیر جاذبه و دافعه نشان می‌دهد که در صورت ضعیف درنظر گرفتن محدوده مغناطش اعمالی، با افزایش فاصله بین دو صفحه، اثر افت و خیزهای دمایی قدرت بیشتری نسبت به اثر مغناطش و مگنتوالکتریک از خود نشان داده و منجر به افزایش قدرت نیروی کاسیمیر جاذبه می‌گردد. این در حالی است که در فواصل کوتاه، بزرگی و جهت مغناطش اثر قوی بر بزرگی و جهت نیرو می‌گذارد. با توجه به نتایج بدست آمده مشاهده می‌شود که با درنظر گرفتن مغناطش‌های اعمالی قوی بر روی سطح صفحات، اثرات دمایی نمی‌توانند هیچگونه تغییر چشمگیری بر روی نیروی کاسیمیر چه جاذبه و چه دافعه ایجاد کنند و عامل مشخص کننده بزرگی نیرو، اثر مگنتوالکتریک است. اعمال مغناطش پادموازی منجر به ایجاد اندرکنش دافعه می‌شود. اگرچه در بازه مغناطش‌های کوچک، اثرات دمایی بر روی برهمکنش‌های دافعه تاثیر قابل توجهی دارند. به صورتی که هرچه دما بالاتر درنظر گرفته می‌شود، اندرکنش دافعه به سرعت ضعیف شده و در فواصل بزرگ‌تر سهم نیروی دافعه به صفر میل می‌کند. مشاهده شد که اولین برهمکنش از جنس دافعه در سامانه با افزایش دما توسط اعمال مغناطش‌های پادموازی بزرگ‌تر رخ می‌دهد. این مطالعه منجر به افزایش دانش کنترل رشد نیروی کاسیمیر می‌شود و به پیروی از آن افق جدیدی را در طراحی سامانه‌های میکروالکترومکانیکی و نانوالکترومکانیکی با بیشترین بازده و عملکرد پایدار ایجاد می‌کند. همان‌طور که اشاره شد مطالعه نیروی کاسیمیر در میکروسامانه‌ها باید با درنظر گرفتن شرایط محیطی حقیقی انجام شود. این شرایط محیطی می‌تواند در نظر گرفتن ویژگی‌های الکتریکی و مغناطیسی اجزا سامانه، تصحیحات دمایی، زیری سطوح و هندسه سامانه باشد که در این پژوهش، مطالعات با درنظر گرفتن ویژگی‌های اپتیکی عایق‌های توپولوژیک و اعمال تغییرات دمایی برای میکروسامانه شامل چنین موادی صورت پذیرفته است.



## ۵. تقدیر و تشکر

نویسندهای حمایت‌های دانشکده فیزیک دانشگاه الزهرا تقدیر و تشکر می‌کنند.

## منابع

- [1] Rodriguez A.W., Capasso F. and Johnson S.G., The Casimir effect in microstructured geometries, *Nat. Photonics* 5, 211–221, 2011. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.39>
- [2] Capasso F., Munday J.N., Iannuzzi D. and Chan H.B., Selected Topics in Quantum Electronics, *IEEE Journal*, 13, 400–414, 2007. <https://doi.org/10.1109/jstqe.2007.893082>
- [3] Ball P., "Fundamental physics: Feel the force", *Nature*, 447, 772–774, 2007. <https://doi.org/10.1038/447772a>
- [4] Goubault C., Jop P., Fermigier M., Baudry J., Bertrand E., and Bibette J., Flexible Magnetic Filaments as Micromechanical Sensors, *Phys. Rev. Lett.* 91, 26-31, 2003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.260802>
- [5] Saga N. and Nakamura T., Elucidation of propulsive force of microrobot using magnetic fluid, *J. Appl. Phys.* 91, 7003-7005, 2002. <https://doi.org/10.1063/1.1452197>
- [6] Broer W., "The Casimir force and micro-electromechanical systems at submicron scale separations", PhD Thesis, University of Groningen, 2014.
- [7] Zhabinskaya D., "Casimir interactions between scatterers in carbon nanotubes. Publicly accessible Penn Disse- rtations", PhD Thesis, University of Pennsylvania, 2009.
- [8] Bordag M., et al, "Advances in the Casimir effect", PhD Thesis, Oxford university press, 145, 2009.
- [9] Casimir H.B.G., Polder D., The Influence of Retardation on the London-van der Waals Forces, *Phys. Rev.* 73, 360, 1948 <https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.360>
- [10] Dzyaloshinskii I. E., Lifshitz E. M., Pitaevskii L. P., General Theory of Van Der Waals' Forces, *Sov. Phys. Usp.* 4, 153, 1961. <https://doi.org/10.1070/PU1961v004n02ABEH003330>
- [11] Tajik F., "Casimir torques and lateral forces: in-fluence of optical properties and surface morphology", PhD Thesis, University of Groningen, 2018
- [12] Hasan M.Z., Kane C.L., Colloquium: Topological Insulators, *Rev. Mod. Phys.* 82, 3045, 2010. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.3045>
- [13] Moore J.E., "The birth of topological insulators", *Nature (London)* 464, 194-198, 2010. <https://doi.org/10.1038/nature08916>
- [14] Grushin A.G., Corteijo A., Tunable Casimir Repulsion with Three-Dimensional Topological Insulators , *Phys. Rev. Lett.* 106, 2-14, 2011. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.020403>
- [15] Grushin A.G., Rodriguez-Lopez P., Corteijo A., "Nonlinear Actuation of Casimir Oscillators toward Chaos: Comparison of Topological Insulators and Metals" *Phys. Rev. B* 84, 045119, 2021. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.045119> <https://doi.org/10.3390/universe7050123>
- [16] Babamahdi Z., Svetovoy V.B., Yimam D.T., Kooi B.J., Banerjee T., Moon J., Oh S., Enache M., Stöhr M., Palasantzas G., Casimir and electrostatic forces from Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> thin films of varying thickness, *Phys. Rev. B* 103, 16, 2021. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.L161102>



- [17] Tajik F., Allameh N., Masoudi A.A, Palasantzas G., Nonlinear actuation of micromechanical Casimir oscillators with topological insulator materials toward chaotic, Chaos 32, 093149, 2022. <https://doi.org/10.1063/5.0100542>
- [18] Coronell V.De, Goncalves A.E, Baldiotti M.C, Batista R.C., "Repulsive Casimir force in stationary axisymmetric spacetimes", The European Physical Journal C, 82, 50, 2022. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-09994-4>
- [19] Bing S.L., "The Casimir effect in topological matter", Universe, 7,237,2021. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2105.11059>
- [20] Ezawa M., "Topological microelectromechanical systems", Phys. Rev. B 103, 155425, 2021. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.155425>
- [21] Zhang Q., Lee D., Zheng L., Ma X., and et al, "Gigahertz Topological Valley Hall Effect in Nanoelectromechanical Phononic Crystals", Nature Electronics, 5, 157, 2022. <https://doi.org/10.1038/s41928-022-00732-y>
- [22] Dresselhaus M., Dresselhaus G., Cronin S., Souza Filho A., "Solid State Properties: From Bulk to Nano", 2018. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-55922-2>
- [23] Tajik F., Sedighi M., Babamahdi Z., Masoudi A. A., Waalkense H., Palasantzaz G., "Dependence of non-equilibrium Casimir forces on material optical properties towards chaotic motion during device actuation", Chaos 29, 093126, 2019. <https://doi.org/10.1063/1.5124308>



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



## شوک‌ها و انتقال انرژی در جت‌های اتمسفر خورشید<sup>۱</sup>

زهره هاشمی‌پور<sup>۲</sup>، سهیل واشقانی فراهانی<sup>\*۳</sup> و امیر قلعه<sup>۴</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۹/۰۶

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۱۰/۱۶

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۱۲/۰۱

سال چهاردهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳

صفحه ۱۵۹ - ۱۴۵

### چکیده:

هدف این مقاله مطالعه دینامیک غیرخطی امواج در نیزک‌ها و جت‌های خورشیدی است. رفتار امواج آلفون مورد توجه قرار گرفته است. با بررسی شرایط اولیه دینامیک امواج آلفون و کمیت‌های مشخصه نیزک‌ها و جت‌های بیشتری از اتمسفر خورشید ارائه شده است. نتایج بر مبنای نظریه هیدرودینامیک می‌باشد. با بررسی اثر متقابل بتا-پلاسمای داخلی و خارجی و سرعت اولیه شار، که وابسته به مکان اولیه جت‌های خورشیدی هستند، مکان تشکیل شوک‌ها مشخص شد. اثر بتا-پلاسمای جت‌های خورشیدی بر زمان تشکیل شوک‌های پیچشی امواج آلفون مشخص شده بود. در کار پیشرو نشان داده شد که کمیت بتا، پلاسمای خارجی است که به صورت بهینه در زمان تشکیل شوک‌ها تاثیرگذار است. زمان تشکیل شوک‌ها به ازای شرایط مختلف بتا-پلاسمای بالاتر از یک، متناسب با بتا-پلاسما است که این نتیجه مشابه با بتا-پلاسمای برابر یا پایین‌تر از یک است. در مواردی که بتا-پلاسمای داخلی کوچک باشد، زمان تشکیل شوک‌ها با افزایش بتا-پلاسمای خارجی شتاب می‌گیرد. در شرایط فوتوفری، همانند شرایط کرونایی، زمان تشکیل شوک‌ها نسبت عکس با بتا-پلاسمای خارجی دارد. وقتی بتا-پلاسمای داخل ثابت باشد، به ازای سرعت‌های شار مختلف، بتا-پلاسمای خارجی موجب شتاب در تشکیل شوک می‌گردد. این نتایج کمک می‌کند که نقش امواج آلفون در جت‌های خورشیدی و انتقال انرژی در منظومه خورشیدی بهتر درک شود.

**واژگان کلیدی:** کرونای خورشید، مگنتووهیدرودینامیک، جت‌های خورشیدی، امواج پیچشی و امواج آلفون.

<sup>۱</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45558.1364>

<sup>۲</sup> دانش آموخته کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشگاه تفرش، تفرش، ایران. Email: zohrehashemipor@gmail.com

<sup>۳</sup> دانشیار، گروه فیزیک دانشگاه تفرش، تفرش، ایران (نویسنده مسئول) Email: s.vasheghanifarahanai@tafreshu.ac.ir

<sup>۴</sup> دانشیار، گروه فیزیک دانشگاه تفرش، تفرش، ایران. Email: ghalee@tafreshu.ac.ir



## ۱. مقدمه

هدف از این پژوهش نشان دادن تغییر رفتار امواج آلفون پیچشی در حوزه غیرخطی است که در ساختارهایی نظیر حلقه‌ها، نیزک‌ها<sup>۱</sup> و جت‌های مغناطیسی اتمسفر خورشید تحت تاثیر کمیت‌های مختلف محیطی قرار می‌گیرند. پیشتر مشخص شده است که امواج آلفون در حوزه غیرخطی متاثر از نیروی پوندروموتیو<sup>۲</sup> هستند [۱]. از نظر تاریخی ابتدا رانکین و همکاران در سال ۱۹۹۴ به صورت نظری و عددی نشان دادند که نیروی پوندروموتیو سبب به وجود آمدن هماهنگ‌های بالاتر برای امواج مگنتوهدرودینامیک ایستاده در مگنتوسفر می‌شود [۱]. یک سال بعد تیخونچوک و همکاران در سال ۱۹۹۵ نشان دادند که در شرایط پلاسمای سرد نیروی پوندروموتیو سبب می‌شود امواج آلفون تحت، افزایش چگالی را تجربه کنند [۲]، و این پدیده منجر به تشکیل موج‌هایی برای انتقال امواج آلفون از فوتوسفر به تاج خورشید می‌شود [۳].

در ادامه، ورویخه و همکاران در سال ۱۹۹۹ با بدست آوردن یک رابطه تحلیلی، روش القای اختلالات چگالی در جهت طولی، که توسط نیروی پوندروموتیو انجام می‌شود، را بدست آورند [۴].

در سال ۲۰۰۷ با مشاهده نوسانات عرضی در جت‌های اشعه ایکس توسط سرتن و همکارانش [۵] حوزه جدید پژوهشی در مورد بررسی رفتارهای نوسانات امواج مگنتوهدرودینامیک ایجاد شد. در همین راستا واشقانی فراهانی و همکارانش در سال ۲۰۰۹ با الگوسازی تحلیلی نوسانات امواج مگنتوهدرودینامیک در جت‌های اشعه ایکس تفاوت بین امواج کینک<sup>۳</sup> و آلفون را از نظر ماهیتی بیان نمودند [۶]. با مشاهده نوسانات پیچشی در جت‌های خورشیدی [۷]، واشقانی فراهانی و همکاران با در نظر گرفتن یک جت که در حالت تعادل دارای میدان مغناطیسی در راستای سمتی افرون بر راستای محوری بود، نوسانات پیچشی و طولی در جت را الگوسازی نمودند و نشان دادند که پیچش خطوط میدان مغناطیسی سبب افزایش سرعت فاز موج بدست آمده می‌شود [۸ و ۹]. همچنین، نشان داده شد که که افزایش یا کاهش سرعت فاز به جهت انتشار موج بستگی دارد [۱۰]. با تمرکز بر نیروی پوندروموتیو، که نیروی اصلی در پدیده‌های مورد مطالعه این پژوهش می‌باشد، واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۱۱ نشان داده اند که در حلقه‌های خورشیدی، که شار اولیه ثابت مواد در مقایسه با سرعت موج آلفون کوچک است، نیروهای مرکزگرا و تنش مغناطیسی

<sup>1</sup> Spicule

<sup>2</sup> Ponderomotive Force

<sup>3</sup> Kink Wave



همدیگر را بی‌اثر می‌کنند و تنها نیروی موثر بر تغییرات چگالی نیروی پوندروموتیو می‌باشد [۱۱].

اما اگر سرعت شار ثابت اولیه در مقایسه با سرعت امواج آلفون کوچ نباشد، واشقانی فراهانی و همکاران نشان دادند که تعادل نیروهای غیرخطی به هم می‌خورد [۱۲]. لازم به یادآوری است در حالتی که جت خورشیدی دوران اولیه یا پیچش خطوط میدان مغناطیسی را تجربه کند، نیروهای مرکزگرا یا تنفس مغناطیسی نیز بر چگالی و دیگر متغیرهای سامانه تاثیرگذار خواهند بود [۱۳].

حال سوال مطرح این است که انتشار امواج آلفون در جت‌ها چطور می‌تواند در راستای تبدیل انرژی ایفای نقش کند؟ پاسخ اینست که وقتی نیروهای غیرخطی وابسته به موج آلفون بر کمیت‌های فیزیکی سامانه مثل سرعت، فشار، چگالی، و میدان مغناطیسی اثر می‌گذارد، اختلال وارد شده روی این کمیت‌ها نسبت به خود موج آلفون واکنش نشان می‌دهند و سبب تغییر در رفتار این موج می‌گردند که معادله حاکم بر انتشار موج آلفون به کمک حل یک معادله گسترش زمانی غیرخطی درجه سوم بدست می‌آید [۱۴، ۱۵]. با مشاهده جت‌های کوچک (کوچک در مقایسه با جت‌های اشعه ایکس در سال ۲۰۱۹ که به نیزک‌های نوع سوم نامگذاری شد [۱۶]) انگیزه مورد نیاز جهت الگوسازی آن‌ها برای واشقانی فراهانی و همکاران مهیا گردید.

این بدین دلیل بود که در گزارش مشاهده این نوع از جت‌ها، ارتفاعی که این نوع جت‌ها قبل از میرایی قادر به رسیدن به آن بودند، کمتر از نیزک‌های نوع اول و دوم بود. در حالی که از جمله مشخصه‌های نیزک‌های نوع سوم این بود که سرعتشان از نیزک‌های نوع اول و دوم بیشتر بود. پس واشقانی فراهانی و همکاران اقدام به الگوسازی دینامیک این نوع جت‌ها نمودند و نشان دادند که سرعت اولیه این جت‌ها سبب تشکیل شوک می‌شود. عمر این جت‌ها به این دلیل که زمان تشکیل شوک با سرعت جت رابطه مستقیم دارد، زودتر از بقیه جت‌ها به سر می‌آید. افزون بر این نشان دادند که زمان تشکیل شوک امواج آلفون با نسبت چگالی‌های داخل به خارج جت نسبت عکس دارد. در حالی که بازدهی انتقال انرژی به مقیاس‌های کوتاه‌تر با نسبت چگالی‌های داخل به خارج جت نسبت مستقیم دارد. این امر سبب تبدیل انرژی به گرما می‌شود که به صورت قابل توجهی به گرم شدن تاج خورشید کمک می‌کند [۱۶].

حال که مشخص شده که با افزایش سرعت شار اولیه در جت‌ها شوک‌ها زودتر بروز می‌کنند [۱۶]، چه عواملی می‌تواند تشکیل شوک‌ها را به تاخیر بیندازد؟ بیش بینی می‌شود که اثر پلاسمـاـ بتای خورشید می‌تواند در تاخیر زمانی تشکیل شوک‌ها تاثیرگذار باشد. اهمیت پلاسمـاـ بتای خاطر این است که لایه‌های مختلف اتمسفر خورشید دارای پلاسمـاـ بتای متفاوت هستند که این امر سبب

می شود رفتار جت در ارتفاع های مختلف متغیر باشد. پس تقابل سرعت شار اولیه و پلاسمای پلاسمای داخل به خارج از جت می تواند تخمین طول عمر نوسانات و در نتیجه خود جت را ممکن سازد و اینکه اثر کدام یک از این بازیگران بیشترین نقش را در این راستا ایفا می کنند. نتیجه اصلی این خواهد بود که چطور این عوامل در کنار شرایط اولیه حاکم بر جت و محیط اطرافش در انتقال و تبدیل انرژی در اتمسفر خورشید ایفای نقش می کنند تا در راستای حل مسئله گرمایش تاج خورشید با استفاده از منطق امواج مگنتوهیدرودینامیک [۱۷] قدیمی دیگر برداشته شود.

ساختار این مقاله به این صورت است که در بخش دوم شرایط ساختارهای مغناطیسی مورد نظر در این پژوهش که با شار مواد همراه هستند و با نظریه مگنتوهیدرودینامیک الگوسازی و بیان می شود. در بخش سوم با استفاده از معادلات حاکم بر رفتار امواج آلفون در جت های اتمسفر خورشید، نقش کمیت های مختلف بر ارتفاع های مختلفی که جت ها تجربه می کنند در کنار سرعت های اولیه متفاوت جت ها در زمان تشکیل شوک ها را بررسی می شود. در بخش پایانی نتایج بدست آمده بیان شده است.

## ۲. الگو، شرایط اولیه و تعادلی

نظریه استفاده شده برای رسیدن به اهداف ترسیم شده در این پژوهش مگنتوهیدرودینامیک است [۱۸]. در این راستا وابستگی زمانی و مکانی شوک های مربوط به امواج آلفون پیچشی در جت های با ابعاد و جایگاه های مختلف با شارهای متفاوت در اتمسفر خورشید به تصویر کشیده می شود. مجموعه معادلات مگنتوهیدرودینامیک برای ساختارهای پلاسمای خورشیدی شامل معادله اویلر، معادله پیوستگی، معادله القا، معادل حالت و معادله عدم وجود تک قطبی مغناطیسی است که به صورت زیر هستند:

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \right) + \nabla P + \frac{1}{\mu} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) = -\rho \vec{g} + \rho v \left( \nabla^2 \vec{V} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{V}) \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}) - \eta \nabla^2 \vec{B}, \quad (3)$$

$$\frac{dP}{dt} - \frac{\gamma P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (4)$$



$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (5)$$

که در آن،  $P$ ،  $V$ ،  $B$  و  $\rho$  به ترتیب یانگر فشار، سرعت، میدان مغناطیسی و چگالی هستند. به صورتی که  $\gamma$ ،  $\eta$  و  $\nu$  به ترتیب ضریب بی‌درو، ضریب پخش مغناطیسی و گرانزوی هستند. البته در این پژوهش اثرات گرانشی و اتلافی در نظر گرفته نمی‌شود و قدمی فراتر نسبت به مقالات واشقانی فراهانی و همکاران [۱۵، ۱۶] در سال‌های ۲۰۱۲ و ۲۰۲۱ در مورد اثرات کمیت‌های محیطی و اولیه بر روی شوک‌ها و تبدیل انرژی برداشته شده است.

پیرو الگوی واشقانی فراهانی و همکاران [۱۶]، یک استوانه مغناطیسی باشعاع  $R$  را در نظر بگیرید که در یک محیط پلاسمای با عدد رینولدز گازی و مغناطیسی بسیار بالا قرار گرفته است. به دلیل هندسه در نظر گرفته شده بهتر است از دستگاه مختصات استوانه‌ای استفاده شود. به این منظور مولفه‌های شعاعی و سمتی و طولی سرعت به ترتیب برابر  $V_r$ ،  $V_\varphi$  و  $V_z$  در نظر گرفته شد. همین تجزیه در مورد میدان مغناطیسی به ترتیب با  $B_r$ ،  $B_\varphi$  و  $B_z$  انجام شد. همچنین، با در نظر گرفتن  $V_\varphi = r\Omega$  و  $B_\varphi = rJ$  که  $J$  و  $\Omega$  به ترتیب چگالی جریان و سرعت زاویه‌ای می‌باشند و با استفاده از تقریب مرتبه دو استوانه شار باریک [۱۹]، معادله حاکم بر میدان مغناطیسی سمتی که نشان‌دهنده دینامیک امواج آلفون پیچشی می‌باشد، را داریم که به صورت زیر است [۱۶]:

$$\frac{B_\varphi}{B_{Z0}} = a \exp \left( - \frac{\left( \frac{\xi}{L} - \frac{3}{4} \alpha \frac{C_A}{L} \left( \frac{B_\varphi}{B_{Z0}} \right)^2 t \right)}{2C^2} \right) \quad (6)$$

به صورتی که،

$$\alpha = \left( \frac{3C_A^3 + 5C_A^2 u_0 + 2\beta C_A^2 u_0 + 4\beta C_A u_0^2 + 3u_0^3 - 9C_A^2 u_0^2 - 2u_0^3 \beta - 2\kappa u_0}{3(C_A^3 - \kappa)C_A} \right), \quad (7)$$

که دامنه، پهنا و مقیاس طول مشخصه به ترتیب با  $a$ ،  $C$  و  $L$ . نشان داده می‌شوند. پارامتر  $\alpha$  در رابطه (۷) همه داده‌هایی که در راستای هدف این پژوهش مورد نیاز است را دارداست. کمیت  $K$  نشان‌دهنده داده‌های مربوط به محیط اطراف جت می‌باشد و  $u_0$  سرعت اولیه شار مواد است. لازم به یادآوری است که کمیت  $\beta$  پلاسمایی بصورت  $\beta = \frac{C_s^2}{C_A^2}$  تعریف می‌شود که سرعت آلفون  $C_{A0}$  و سرعت صوت  $C_{S0}$  به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$C_{A0}^2 = \frac{B_{Z0}^2}{4\pi\rho_0}, \quad C_{S0}^2 = \frac{\gamma P_0}{\rho_0}. \quad (8)$$

حال هدف برداشتن گامی فراتر نسبت به کار واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۲۱ [۱۴] می‌بایشد تا بتوان تأثیرات سرعت‌های شار اولیه جت‌ها در کنار شرایط محیطی متفاوت داخل و خارج جت بر روی زمان و مکان تشکیل شوک‌های آلفون را نشان داد.

### ۳. حل عددی معادلات و تفسیر دینامیکی مدل

برای درک اثر کمیت‌های محیطی بر روی تشکیل شوک‌ها با فرض اینکه پالس‌های موج به صورت گاوی هستند، مقادیر مربوطه در معادله (۶) قرار داده شد. در شکل (۱)، تصاویر پالس‌های آلفون پیچشی در چارچوب مرجع نرمال ( $L/4$ ) است که برای شرایط تاج خورشیدی به تصویر کشیده شده است. در این شکل پلاسمای بتای محیط خارج از جت  $\beta_e = 0.001$  است. با توجه به اینکه مواد از لایه پایین‌تر یعنی فوتوسفر خورشید به بالا شلیک می‌شوند پلاسمای بتای درون جت،  $\beta_i$ ، از مقادیر بیشتری برخوردار می‌باشد. که در شکل (۱) نمودارهای قرمز، آبی و سبز به ترتیب مربوط به پلاسمای بتای درون جت  $\beta_i = 0.01$ ،  $\beta_i = 0.1$  و  $\beta_i = 0.5$  است. از شکل (۱) می‌توان تأثیر افزایش پلاسما بتای درون جت در زمان تشکیل شوک‌ها را مشاهده کرد.

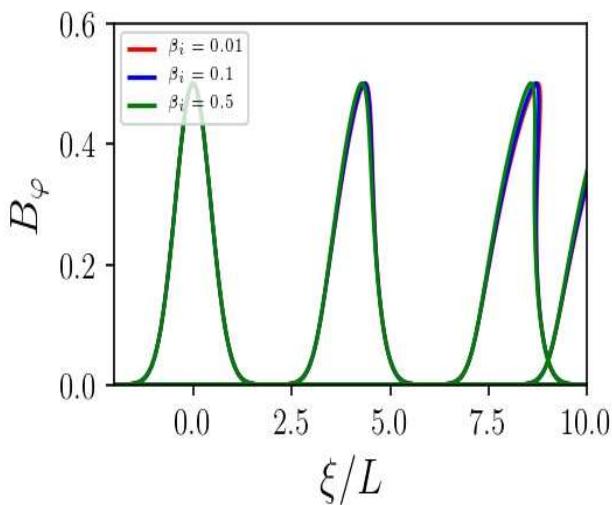
برای مشخص شدن تفاوت بین زمان تشکیل شوک‌ها، بخشی از شکل (۱) در بازه زمان مشخصه،

$$\frac{L}{\gamma} \leq 8 \text{ در شکل (۲)} \text{ بزرگنمایی شده است. با توجه به شکل‌های (۱) و (۲) مشاهده می‌شود که با کاهش } \beta_i \text{ و ثابت نگه داشتن } \beta_e = 0.001 \text{، تشکیل شوک زودتر رخ می‌دهد. به بیانی دیگر، هرچقدر } \beta \text{ داخل کمتر باشد، تشکیل شوک به زودتر صورت می‌پذیرد (شرایط کرونایی).}$$

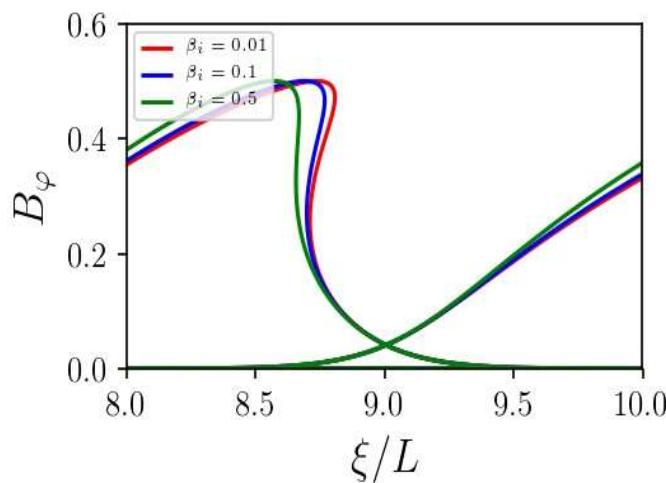
در حقیقت، وجود یک محیط خارجی مانند پلاسما برای انتشار و برانگیختگی امواج شوک سبب تأخیر در زمان برانگیختگی آن‌ها می‌شود. لازم به یادآوری است که در صورت نبود محیط خارجی که مربوط به شرایط پدیده مغناطیسی حلقه خورشیدی است، هیچ تفاوتی در زمان تشکیل شوک‌ها وجود ندارد، در این موضوع کار واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۱۲ را نیز ملاحظه فرمایند

[۱۵]





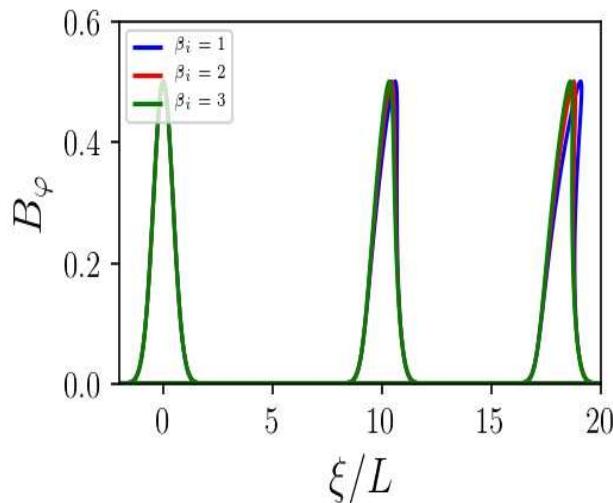
شکل ۱ پلاسما بتای محیط خارج  $\beta_e = 0.001$  و بتا پلاسمای داخل جت با مقدار مختلف  $\beta_i = 0.5$  ،  $\beta_i = 0.1$  ،  $\beta_i = 0.01$



شکل ۲ بزرگنمایی بازه زمانی مشخصه بین ۸ تا ۱۰ مربوط به شکل (۱).

برای بررسی بهتر وابستگی تاخیر زمانی تشکیل شوک‌ها، در شکل (۳) با در نظر گرفتن بتای خارج محیط استوانه به اندازه  $\beta_e = 0.001$  و تغییر بتای پلاسمای داخل استوانه به صورت  $\beta_i = 1, \beta_i = 2, \beta_i = 3$ ، یعنی شرایط فتووسفری، ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که با

افرایش بتای پلاسما داخل استوانه زمان تشکیل شوک به تاخیر می‌افتد. در بتای پلاسماهای بیشتر از عدد ۱، یعنی در شرایط فتوسفری، با افزایش بتای پلاسما زمان تشکیل شوک به تاخیر می‌افتد.

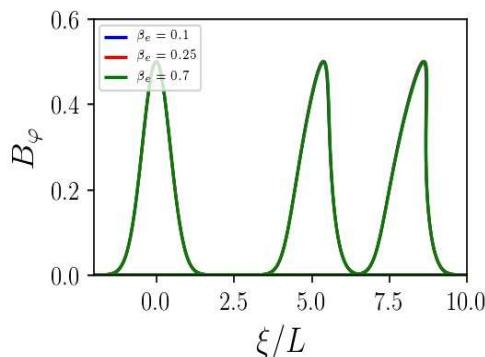


شکل ۳ رابطه بتای پلاسما داخل و تشکیل شوک. با بتای پلاسمای خارج برابر  $\beta_e = 0.001$  و مقادیر مختلف بتای پلاسمای داخل برابر  $\beta_i = 1, \beta_i = 2, \beta_i = 3$ .

در شکل‌های (۱)، (۲) و (۳)، کمیت  $\beta_e$  ثابت بود، در حالی که  $\beta_i$  مقادیر متفاوت داشت. از این رو ضروری است که عکس این حالت هم بررسی شود. برای این منظور در شکل (۴) شرایط کرونایی بررسی شده است، که در آن با ثابت نگه داشتن  $\beta$  داخل به اندازه  $0.5 = \beta_i = 0.5$  و تغییر  $\beta$  خارج  $0.1 = \beta_e = 0.25$  و (نمودار قرمز) و  $0.7 = \beta_e = 0.1$  (نمودار سبز) ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که با کمیت‌های در نظر گرفته شده، زمان تشکیل شوک‌ها به قدری نزدیک به هم است که تشخیص میان آن‌ها در شکل مشخص نیست. از این‌رو، می‌توان نتیجه گرفت که تغییرات  $\beta$  محیط خارج به تنها‌ی در زمان برانگیختگی امواج شوک نسبت به  $\beta$  محیط داخل نقش مهمی را ایفا نمی‌کند.

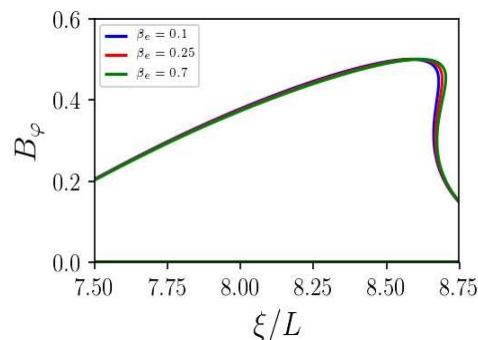
لازم به یادآوری است که در شرایط کروموفسفری، که لایه‌ای از اتمسفر خورشید است و بین فوتوففر و کرونا قرار دارد، مقادیر پلاسما- بتا از واحد کمتر است ولی از ۰.۵ بیشتر است که نمودارهای سبز رنگ شکل‌های (۴) و (۵) می‌تواند بیانگر شرایط کروموفسفری نیز باشد.





شکل ۴ متفاوت بودن زمان تشکیل شوک با کمیت  $\beta_i = 0.5$  برای پلاسمای داخل و تغییر  $\beta_e$  برای پلاسمای خارج به ازای مقادیر  $\beta_e = 0.1$  ،  $\beta_e = 0.25$  و  $\beta_e = 0.7$  مشخص شدن تفاوت زمانی بین تشکیل شوک‌ها، به شکل (۵) نگاه کنید.

به منظور در کم بهتر این مطلب، در شکل (۵) بازه زمانی مشخصه  $7.50 \leq \frac{\xi}{L} \leq 8.75$  در شکل (۴) بزرگنمایی شده است. در شکل (۵)، اثر تغییرات  $\beta$  محیط خارج بر زمان تشکیل شوک مشخص‌تر نشان داده شده است و نشان می‌دهد که با افزایش بتای پلاسمای خارج استوانه، تشکیل شوک سرعت می‌یابد.



شکل ۵ بزرگنمایی شکل (۴) در بازه  $7.50 \leq \frac{\xi}{L} \leq 8.75$  بازه زمانی انجام شده مشخص است که با افزایش بتای پلاسمای خارج استوانه تشکیل شوک سرعت می‌یابد.

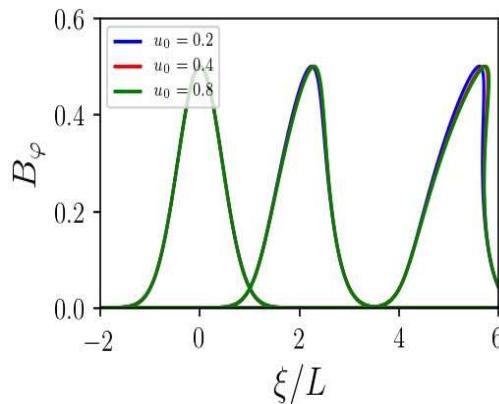
برای مطالعه دقیق‌تر شوک‌ها، بهتر است وابستگی زمان تشکیل شوک‌ها با تغییرات شار اولیه،  $u_0$ ، مطالعه شود. برای این هدف، شکل‌های (۶) و (۷) ترسیم شده‌اند.

مطابق شکل (۶) مشاهده می‌شود که در شرایط کرونایی با ثابت نگهداشتن مقدار بتای داخل و بتای خارج  $\beta_e = 0.1$ ، مشاهده می‌شود که با افزایش شار اولیه از  $u_0 = 0.2$  (نمودار آبی) به  $u_0 = 0.4$  (نمودار قرمز) و سپس  $u_0 = 0.8$  (نمودار سبز) تشکیل شوک‌ها در زمان زودتری رخ می‌دهد. یعنی برای شار اولیه  $u_0 = 0.8$  شوک زودتر از شار اولیه  $u_0 = 0.4$  و  $u_0 = 0.2$  رخ می‌دهد.

در شکل (۷)، مقدار بتای پلاسمای داخل  $\beta_i = 1$  و بتای پلاسمای خارج  $\beta_e = 0.1$  در نظر گرفته شده است. مشاهده می‌شود که با افزایش شار اولیه از  $u_0 = 0.2$  (نمودار آبی) به  $u_0 = 0.4$  (نمودار قرمز) و  $u_0 = 0.8$  (نمودار سبز)، زمان تشکیل شوک زودتر فرا می‌رسد. همانطور که در

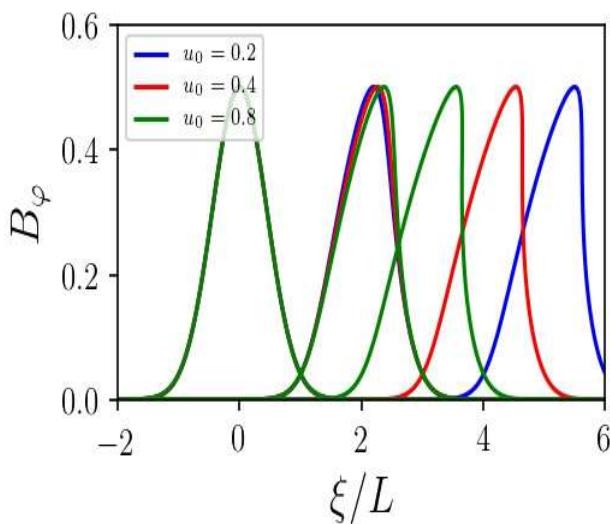
شکل (۷) مشاهده می‌شود، زمان تشکیل شوک برای  $u_0 = 0.8$  در زمان مشخصه  $\frac{\xi}{L} = 3$  رخ می‌دهد و برای  $u_0 = 0.4$  شوک در زمان مشخصه  $\frac{\xi}{L} = 4$  رخ می‌دهد و برای  $u_0 = 0.2$  شوک در زمان مشخصه  $\frac{\xi}{L} = 5$  رخ می‌دهد. بنابراین مشاهده می‌شود که با افزایش  $u_0$  تشکیل

شوک‌ها در زمان زودتری رخ می‌دهد. در این رابطه مقاله واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۲۱ را نیز ملاحظه فرمایید [۱۴].



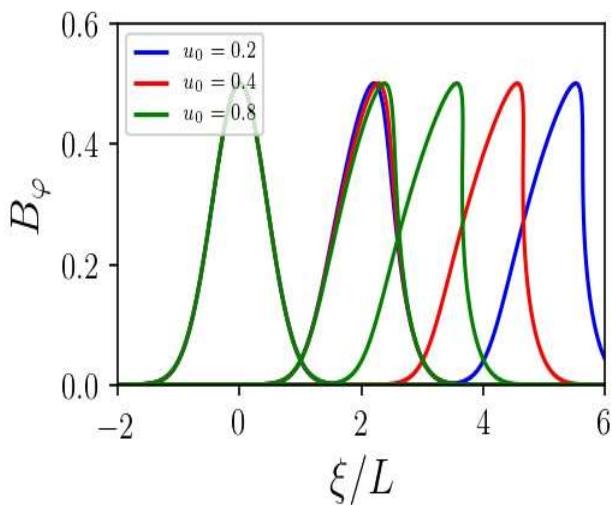
شکل ۶ رابطه شار اولیه و تشکیل شوک‌ها در شرایط کرونایی: با ثابت نگهداشتن کمیت  $\beta_i = 0.1$  برای پلاسمای داخل و  $\beta_e = 0.1$  برای پلاسمای خارج و تغییر شار اولیه  $u_0$  به ازای  $u_0 = 0.2$ ,  $u_0 = 0.4$ ,  $u_0 = 0.8$ . در این رابطه مقاله واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۲۱ را نیز ملاحظه فرمایید [۱۴].





**شکل ۷** رابطه شار اولیه و تشکیل شوک‌ها: با ثابت نگه داشتن کمیت  $\beta_i = 1$  برای پلاسمای داخل و  $\beta_e = 0.1$  برای پلاسمای خارج و تغییر شار اولیه  $u_0$ ، مشاهده می‌شود که با افزایش  $u_0$  تشکیل شوک‌ها در زمان زودتری رخ می‌دهد. در این رابطه مقاله واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۲۱ را نیز ملاحظه فرمایید [۱۴].

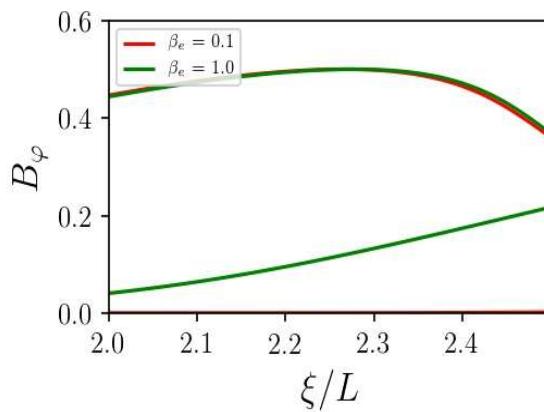
برای مقایسه با شرایط فتوسفری که در آن کمیت‌های بنای داخل و خارج برابر واحد هستند،  $\beta_i = \beta_e = 1$ ، شکل (۸) نشان داده شده است. مطابق شکل (۸)، مشاهده می‌شود که در شرایط فتوسفری با افزایش شار اولیه از  $u_0 = 0.2$  (نمودار آبی) به  $u_0 = 0.4$  (نمودار قرمز) و سپس  $u_0 = 0.8$  (نمودار سبز) تشکیل شوک زودتر رخ می‌دهد.



شکل ۸ مطالعه تشکیل شوک در شرایط فتوسفری که با  $\beta_i = \beta_e = 1$  بیان می‌شود. مقادیر مختلف شاراولیه  $u_0$  به ازای  $u_0 = 0.2$ ،  $u_0 = 0.4$  و  $u_0 = 0.8$  در نظر گرفته شده است.

چون ممکن است تفاوت میان شکل‌های (۷) و (۸) چندان مشخص نباشد، لازم است که یک مقایسه در بازه زمانی مشخصه  $\frac{\xi}{L} \leq 2.5$  بین دو شکل (۷) و (۸) انجام گیرد. برای این منظور، در شکل (۹) دو حالت  $\beta_i = \beta_e = 1$ ،  $\beta_i = \beta_e = 0.1$  مقایسه شده است. همانطور که از شکل (۹) مشخص است، مشاهده می‌شود که با افزایش بتای پلاسمای خارج، زمان تشکیل شوک‌های متناظر بر اساس ۰ ملی‌ها سرعت می‌یابد.





شکل ۹ پلاسمای خارج و تشکیل شوک. مقایسه نمودارهای شکل‌های (۷) و (۸) در بازه زمانی مشخصه

$$2 \leq \frac{\xi}{L} \leq 2.5$$

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش به بررسی بتای پلاسمای مختلف درون استوانه‌ی پلاسمایی اتمسفر خورشید و تاثیر تغییرات کمیت بتای محیط اطراف استوانه پلاسمایی پرداختیم. به این منظور یک ساختار مغناطیسی استوانه‌ای برای الگوسازی نواحی مختلف سطح فتوسفر خورشید در نظر گرفته شد. مقایسه زمان تشکیل شوک‌ها به ازای کمیت‌های مختلف پلاسما مورد بررسی قرار گرفت. در این روند مشخص شد که با افزایش بتای داخل در شرایط کرونایی، زمان تشکیل شوک افزایش می‌یابد. یعنی زمان تشکیل شوک‌ها در این حالت با بتای پلاسمای داخل رابطه مستقیم دارد [۱۴]. در شرایط کرونایی خارج از جت ولی با بتاهای پلاسمای بیشتر از واحد برای جت با افزایش این کمیت زمان تشکیل شوک نیز افزایش می‌یابد. یعنی در این حالت نیز زمان تشکیل شوک با بتای پلاسمای ساختار مغناطیسی رابطه مستقیم دارد. در حالتی که بتای پلاسمای داخل خیلی کوچک باشد، با تغییر این پارامتر مشخص شده است که زمان تشکیل شوک با افزایش بتای پلاسمای خارج تسريع می‌شود. یعنی در این حالت زمان تشکیل شوک با بتای پلاسما محیط اطراف جت رابطه عکس دارد. در شرایط فتوسفری همانند شرایط کرونایی زمان تشکیل شوک با افزایش سرعت شار اولیه ثابت در جت سرعت می‌یابد. لازم به یادآوری است که وقتی بتای پلاسمای داخل معین است، برای سرعت شارهای اولیه ثابت، بتاهای پلاسمای خارج بیشتر سبب تسريع زمان تشکیل شوک‌ها می‌شود.

در این مقاله تلاش شد تا در ک درستی از پدیده شوک در پلاسمای خورشیدی داده شود تا در نهایت در ک بهتری از گرمایش تاج خورشید و سازوکار شتاب دادن بادهای خورشیدی فراهم شود. مطالعه امواج مغناطیسی منتشر شده در این پدیده‌ها و الگوسازی دینامیک آن‌ها، افزون بر بالا بردن در ک فیزیکی نسبت به سازوکار تبدیل و انتشار انرژی واقع در اتمسفر خورشید، می‌تواند به در ک بهتری از برخی دیگر از رویدادهای مشابه در طبیعت کمک نماید.

## منابع

- [1] Rankin R., Frycz P., Tikhonchuk V. T., and Samson J. C., "Nonlinear standing shear Alfvén waves in the Earth's magnetosphere", *Journal of Geophysical Research* 99, 21291-21302, 1994. <https://doi.org/10.1029/94JA01629>.
- [2] V. T. Tikhonchuk V. T., Rankin R., Frycz P., and Samson J. C., "Nonlinear dynamics of standing shear Alfvén waves", *Physics of Plasmas* 2, 501-515, 1995. <https://doi.org/10.1063/1.870975>.
- [3] Shukla P. K., and Bingham R., "Generation of Density Enhancements by Magnetohydrodynamic Waves", *Physica Scripta* T107, 250, 2004. <https://doi.org/10.1238/Physica.Topical.107a00250>.
- [4] Verwichte E., Nakariakov V. M., and Longbottom A. W., "On the evolution of a nonlinear Alfvén pulse", *Journal of Plasma Physics* 62, 219-232, 1999. <https://doi.org/10.1017/S0022377899007771>.
- [5] Cirtain J. W., Golub L., Lundquist L., van Ballegooijen A., Savcheva A., Shimojo M., DeLuca E., Tsuneta S., Sakao T., Reeves K., Weber M., Kano R., Narukage N., and Shibasaki K., "Evidence for Alfvén Waves in Solar X-ray Jets", *Science* 318, 1580-1582, 2007. <https://doi.org/10.1126/science.1147050>.
- [6] Vasheghani Farahani S., Van Doorsselaere T., Verwichte E., and Nakariakov V. M., "Propagating transverse waves in soft X-ray coronal jets", *A&A* 498, L29-L32, 2009. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200911840>.
- [7] D. B. Jess, M. Mathioudakis, R. Erdelyi, P. J. Crockett, F. P. Keenan, and D. J. Christian. Alfvén Waves in the Lower Solar Atmosphere. *Science* 323, 1582-1584, 2009. <https://doi.org/10.1126/science.1168680>.
- [8] Vasheghani Farahani S., Nakariakov V. M., and Van Doorsselaere T., "Longwavelength torsional modes of solar coronal plasma structures", *A&A* 517, A29, 2010. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014502>.
- [9] Vasheghani Farahani S., Ghanbari E., ghaffari G., and Safari H., "Helical and rotating plasma structures in the solar atmosphere", *A&A* 599, A19, 2017. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629563>.
- [10] Mozafari Ghorabi A., Abedi A., Vasheghani Farahani S., and Khorashadizadeh S. M., "Helical and rotating plasma structures in the solar atmosphere", *A&A* 618, A82, 2018. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832620>.
- [11] Vasheghani Farahani S., Nakariakov V. M., Van Doorsselaere T., and Verwichte E., "Nonlinear long-wavelength torsional Alfvén waves", *A&A* 526, A80, 2011. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016063>.
- [12] Vasheghani Farahani S. and Hejazi S. M., "Coronal jet collimation by nonlinear induced flows", *ApJ* 844, 148, 2017. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7da5>.



- [13] Mozafari Ghoraba A. and Vasheghani Farahani S., "Properties of nonlinear torsional waves effective on solar swirling plasma motions", *ApJ* 869, 93, 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaec81>.
- [14] S. Vasheghani Farahani, S. M. Hejazi, and M. R. Boroomand M. R., "Torsional Alfvén Wave Cascade and Shocks Evolving in Solar Jets", *ApJ* 906, 70, 2021. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/abca8c>.
- [15] Vasheghani Farahani S., Nakariakov V. M., Verwichte E., and Van Doorsselaere T., "Nonlinear evolution of torsional Alfvén waves", *A&A* 544, A127, 2012. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219569>.
- [16] Cho Il-Hyun, Moon Yong-Jae, Cho Kyung-Suk, Nakariakov Valery M., Lee Jin-Yi, and Kim Yeon-Han, "A New Type of Jet in a Polar Limb of the Solar Coronal Hole", *ApJL* 844, L38, 2019. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab4799>.
- [17] Van Doorsselaere T. et al., "Coronal heating by MHD waves", *Space Science Reviews* 216, 140, 2020. <https://doi.org/10.1007/s11214-020-00770-y>.
- [18] Aschwanden M. J., "Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)", Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. <https://doi.org/10.1007/3-540-30766-4>.
- [19] Zhugzhda Y. D., "Force-free thin flux tubes: Basic equations and stability", *Physics of Plasmas* 3, 10-21, 1996. <https://doi.org/10.1063/1.871836>.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



# **Abstracts of Papers**





Research Paper

## Shocks and Energy Transfer in Solar Atmospheric Jets<sup>1</sup>

Zohre Hashemipour<sup>2</sup>, Soheil Vashaghani Farahani<sup>\*3</sup>and  
Amir Ghal'e<sup>4</sup>

Received: 2023.11.27

Revised: 2024.01.06

Accepted: 2024.02.20

### Abstract

The aim is to study nonlinear wave dynamics in solar spicules and jets. The life of jets in the context of Alfvén wave dynamics is focused. Here, further insight into the solar atmospheric effects together with initial conditions on the dynamics of Alfvén waves along with the characteristic parameters of the spicule or jet itself are provided. Results are based on the theory of magnetohydrodynamics. the location of shock formation by the interplay of the internal and external plasma-beta conditions together with the initial steady flow speeds which are rooted in the initiation location of the solar jet are illustrated. It was known that the plasma-beta of a solar jet affects the shock formation time of torsional Alfvén waves. However, its efficiency is shown to be dependent on the external plasma beta conditions. The shock formation time for plasma-beta conditions over unity is directly proportional to the plasma-beta, similar to plasma-beta conditions equal to or below unity. In the case where the plasma-beta inside the magnetic structure is small, the shock formation time is accelerated by increasing the external plasma-beta. In photospheric conditions, as for coronal conditions, the time of shock formation is inversely proportional to the external plasma-beta. When the internal plasma-beta is fixed, for various steady flow speeds, the external plasma-beta accelerates the formation of shocks. These results help us to better understand the role of Alfvén waves in solar jets in the transfer of energy to the solar system.

**Keywords:** *Solar Corona, Magneto Hydrodynamics, Solar Jets, Torsional Waves, and Alfvén Waves.*

<sup>1</sup><https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45711.1370>

<sup>2</sup> M. Sc. Graduated, Department of Physics, Tafresh University, Tafresh, Iran. Email: zohre.hashemipor@gmail.com

<sup>3</sup> Associate Professor, Department of Physics, Tafresh University, Tafresh, Iran. (Corresponding Author) Email: s.vashaghani.farahani@tafreshu.ac.ir

<sup>4</sup> Associate Professor, Department of Physics, Tafresh University, Tafresh, Iran. Email: ghalee@tafreshu.ac.ir



**Research Paper**

## **Influence of Thermal Fluctuation on Attractive and Repulsive Casimir Forces in Microsystem with Topological Insulator Material<sup>1</sup>**

**Zahra Nasiri<sup>\*2</sup>, Motahareh Aali<sup>3</sup> and Fatemeh Tajik<sup>4</sup>**

Received: 2023.12.08

Revised: 2024.01.27

Accepted: 2024.03.13

### **Abstract**

Here, we explore the sensitivity of the Casimir force between two topological insulator plates on thermal fluctuation using weak and strong magnetizations on the surface of plates via Lifshitz theory. Thermal fluctuations between two plates made of topological insulators in vacuum lead to attractive interactions. By considering a weak magnetization, the influence of thermal fluctuations becomes stronger compared to the magnetoelectric effect in the regime of large separations which leads to generating the strong attractive Casimir force. Moreover, by considering strong magnetizations it is observed that thermal effects cannot make a change in the attractive and repulsive Casimir forces, and magnetoelectric effect determines both the magnitude and direction of Casimir forces. In the range of small magnetization, thermal effects have a significant effect on the repulsive Casimir force. It has been shown that at high temperatures, repulsive interaction due to antiparallel magnetization becomes weak, so that they disappear by increasing the separation.

**Keywords:** *Casimir Force, Topological Insulator, Thermal Effects.*

---

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45814.1374>

<sup>2</sup> M. Sc. Student, Department of Condensed Matter Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran. (Corresponding Author) Email: z.nasiri@student.alzahra.ac.ir

<sup>3</sup> M. Sc. Graduated, Department of Condensed Matter Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran. Email: aali.mot1993@gmail.com

<sup>4</sup> Assistant Professor, Department of Condensed Matter Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran. Email: f.tajik@alzahra.ac.ir

<https://jap.alzahra.ac.ir>



Research Paper

# Producing and Characterizing Silver Nanoparticles Stabilized on GO and Investigating the Effect of Ultraviolet Radiation on their Nonlinear Behavior<sup>1</sup>

**Khadijeh Esmaeli<sup>2</sup>, Masoud Torkaman<sup>3</sup>, Hamid Nadjari<sup>\*4</sup> and Reza Rasouli<sup>5</sup>**

Received: 2023.11.08  
Revised: 2023.12.01  
Accepted: 2024.02.20

## Abstract

In this research, graphene oxide was prepared by Hamers' improved method, then, with the electric arc method, silver nanoparticles enter the graphene oxide environment diluted with deionized water, and a colloid of core-shell,silver-silver oxide is prepared. After the samples were prepared, graphene oxide plates containing silver nanoparticles were fixed on them, and samples with the same concentration and volume were placed under ultraviolet radiation for 0, 30, 60, 120, and 240 minutes, respectively. Then, various spectra are prepared from the samples and their linear and non-linear behavior is studied in two experiments, Z-scan and phase spatial modulation. The results of ultraviolet-visible spectroscopy, infrared Fourier transform, and X-ray diffraction show that the resulting solution contains graphene oxide nanoplates and silver oxide nanoparticles. Investigating the nonlinear optical properties of the samples also shows that the nonlinear refractive index of the samples is of the order of  $(-0.52 \pm 0.05) \times 10^{-14} (cm^2/W)$ , which by ultraviolet radiation to the samples, their nonlinear refractive index changes slightly, and on the other hand, the diffraction pattern with two peaks is observed in the formed structure.

**Keywords:** *UV Illumination, Electric Arc, GO , Nonlinear Refractive Index, Diffraction Pattern.*

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45558.1364>

<sup>2</sup> M. Sc. Graduated, Department of Physics, Zanjan University, Zanjan, Iran. Email: khadijesmaeli@gmail.com

<sup>3</sup> PhD Student, Department of Physics, Zanjan University, Zanjan, Iran. Email: masoud\_t@znu.ac.ir

<sup>4</sup> Assistant Professor, Department of Physics, Zanjan University, Zanjan, Iran. (Corresponding Author) Email: nadjari@znu.ac.ir

<sup>5</sup> Professor, Department of Physics, Zanjan University, Zanjan, Iran. Email: r\_rasuli@znu.ac.ir



**Research Paper**

## **High Fidelity Noiseless Linear Amplifier Based on Three-Photon Quantum Scissor<sup>1</sup>**

**Khatereh Jafari<sup>2</sup>, Mojtaba Golshani<sup>3</sup> and Alireza Bahrampour<sup>4</sup>**

Received: 2023.09.25

Revised: 2024.01.05

Accepted: 2024.02.20

### **Abstract**

In this article, we suggested a three-photon quantum scissor that truncates all multiphoton number states with four or more photons and amplifies the remaining photon number states in a probabilistic way. To this end, by assuming the ideality of all beam splitters and detectors of the proposed scheme, the output state of this quantum scissor and its success probability have been derived analytically. In contrast to the one-photon or two-photon quantum scissor, this setup works perfectly for superpositions of up to three photons. For the input coherent state, our results show that the fidelity between ideal amplification and the amplification obtained by this suggested three-photon quantum scissor is as good as that obtained with a network of six one-photon or two two-photon amplifiers. Moreover, the success probability of this generalized quantum scissor is larger than the success probability of six one-photon amplifiers and is comparable to the success probability of two two-photon amplifiers. Therefore, based on the fact that the resources required by the three-photon amplifier are smaller than those required for a network of one-photon or two-photon amplifiers, this proposed device is much more efficient than several one-photon or two two-photon amplifiers.

**Keywords:** *Noiseless Linear Amplifier, Three-Photon Quantum Scissor, and High Fidelity.*

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45084.1353>

<sup>2</sup>PhD Student, Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran, Iran. Email: khaterh.jafari@physics.sharif.edu

<sup>3</sup> Assistant Professor, Department of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran (Corresponding Author). Email: golshani@uk.ac.ir

<sup>4</sup>Professor, Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran, Iran. Email: bahrampour@sharif.edu

<https://jap.alzahra.ac.ir>



Research Paper

# Design and Fabrication of V-Shaped Resonator for Using in Laser Spectroscopy Based on Optical Feedback Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy<sup>1</sup>

Vahideh Faghihi<sup>\*2</sup>, Mohammad Reza Rashidian Vaziri <sup>3,4</sup> and Hossein Razzaghi<sup>5</sup>

Received: 2023.08.20

Revised: 2023.10.23

Accepted: 2023.12.16

## Abstract

In this study, we present the design and fabrication of a V-shaped resonator that served as an absorption chamber in a laser spectroscopy system for water stable isotope measurement ( $^2\text{H}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ) based on optical feedback cavity-enhanced absorption spectroscopy. In the design of a resonator, its length and the radius of curvature of the mirrors guarantee the optical stability of the system. The resonator mirrors are designed considering the condition of stability and based on the desired mode structure of the resonator output. The V-shaped resonator is designed with two arms of 40 cm and inner diameters of 5 mm making an angle of 1.7°. This resonator has an internal volume of 20 cm<sup>3</sup> which provides fast response of laser spectrometer. The high reflectivity of mirrors leads to an effective absorption optical path length of 13 km and a high finesse optical resonator of  $F \sim 52,000$ . These values allow low concentration water vapor isotope analyses and resolution of the absorption spectrum of isotopes for accurate isotope measurements, respectively. Resonator mirrors are designed using Mcleod software to have maximum reflectance at a wavelength of 1.4 micrometers. By making a V-shaped optical resonator for measuring stable isotopes of water and subsequent development for measuring stable isotopes of other elements, the possibility of developing the application of stable isotopes in different areas of research will be provided.

**Keywords:** *V-Shaped Resonator, Laser Spectroscopy, Stable Isotopes, OF-CEAS Technology.*

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2023.44727.1346>

<sup>2</sup> Assistant Professor, Photonics and Quantum Technology Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran,Iran (Corresponding Author). Email: vfaghihi@gmail.com.

<sup>3</sup> Associate Professor, Photonics and Quantum Technology Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran-Iran. Email: mrashidian@aeoi.ir

<sup>4</sup> Associate Professor, Department of Physics, Faculty of Sciences, Ferdowsi University Mashhad, Iran. Email: rashidianvaziri@um.ac.ir.

<sup>5</sup> Researcher, Photonics and Quantum Technology Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran. Email: hrazaghi2016@gmail.com.



Research Paper

## Investigating the Electric Power Performance of the Shock Wave Device and Explosion of Aluminum Wire in a Water Environment<sup>1</sup>

Mohammad Saleh Goodarzi<sup>2</sup>, Vahid Ghafouri<sup>\*3</sup>, Farhad Asadian<sup>4</sup>, Hamid Karimi<sup>5</sup>, Mohammad Reza Rahimi<sup>6</sup> and Nader Mazinani<sup>7</sup>

Received: 2023.10.18  
Revised: 2023.12.20  
Accepted: 2024.01.13

### Abstract

The shock wave or plasma pulse method was presented for the first time in oil wells to solve the problem of worldwide pressure drop and well production. In this study, the technology of underwater electric wire explosion (UWEWE) has been investigated to generate shock waves by using a sudden discharge of very hot plasma energy at a point and then creating a shock wave. The constructed plasma emitting device consists of two electrodes, a set of high voltage capacitors with a voltage of 5 kV and a capacity of 80 microfarads, an electronic block, a Rogovsky coil installed in the electric discharge circuit, and a relay block. For aluminum wire with a diameter of 400 and 500  $\mu\text{m}$  and a length of 30 mm, with a pulsed current at a discharged voltage of 3.8 kV, the total energy deposition is 400 and 500 J, with the energy conversion efficiency of 68 and 66.3%, respectively, and a maximum power of 168 MW.

**Keywords:** Shock Wave, Plasma Pulse, Electric Wire Explosion, and Plasma Energy.

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.44687.1358>

<sup>2</sup> PhD Graduated, Research Institute of Applied Sciences, Academic Center of Education, Culture and Research (ACECR), and Malek Ashtar University of Technology, Tehran, Iran. Email: msg.goodarzi@gmail.com

<sup>3</sup> Assistant Professor, Research Institute of Applied Sciences, Academic Center of Education, Culture and Research (ACECR), Tehran, Iran. (Corresponding Author) Email: vahid.ghafouri5@gmail.com

<sup>4</sup> Instructor, Research Institute of Applied Sciences, Academic Center of Education, Culture and Research (ACECR), Tehran, Iran. Email: farhad.asadian@gmail.com

<sup>5</sup> PhD Student, Research Institute of Applied Sciences (ACECR) and K. N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran. Email: hamid.karimiahmadabadi@email.kntu.ac.ir

<sup>6</sup> M. Sc. Graduated, Research Institute of Applied Sciences and Shiraz University, Shiraz, Iran. Email: mr Rahimi@shirazu.ac.ir

<sup>7</sup> M. Sc. Graduated, Research Institute of Applied Sciences and Islamic Azad University of Kashan, Kashan, Iran. Email: nadermazinani@yahoo.com

<https://jap.alzahra.ac.ir>



Research Paper

# Atomic Gradiometer for Recording the Simulated Human Brain Signal in Unshielded Environment<sup>1</sup>

Mohammad Mehdi Tehranchi\*<sup>2</sup>, Reza Sedeyan<sup>3</sup>,  
Maliheh Ranjbaran<sup>4</sup>, Seyed Mohammad Hosein Khalkhali<sup>5</sup>  
and Seyedeh Mehri Hamidi Sangdehi<sup>6</sup>

Received: 2023.08.13

Revised: 2023.11.28

Accepted: 2024.01.19

## Abstract

The fields resulting from the brain's neural activities provide essential information in diagnosing and treating brain diseases such as epilepsy, convulsions, and brain tumors. Recording brain magnetic field signals is one of the non-invasive brain functional imaging methods, which usually requires magnetic shielding besides expensive and bulky instruments. Although atomic magnetometers are inherently less sensitive than superconducting quantum interference devices, they are considered the best candidate for measuring bio-magnetic fields due to their low manufacturing cost, small size, and no need for cryogenic equipment. Atomic magnetometers measure the low-strength brain magnetic fields based on detecting Zeeman energy splitting and recording changes in the laser light intensity passing through an alkali vapor cell. To improve the sensitivity of these magnetometers, it is common to remove homogeneous noises in two magnetometer channels. For this purpose, we have presented a gradiometer to suppress unwanted magnetic noises. This gradiometer consists of two atomic magnetometers capable of detecting the field produced by the human brain in an unshielded environment in the presence of the Earth's magnetic field. The gradiometer has a sensitivity of 900 fT/Hz. The designed and built gradiometer is suitable for detecting brain magnetic fields, which can be expanded as a multichannel to record the map of the brain's magnetic field.

**Keywords:** Zeeman Splitting Detection, Gradiometer, Atomic Magnetometer, Biological Magnetic Fields, and Noise Cancellation.

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.44660.1343>

<sup>2</sup> Professor, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran. (Corresponding Author) Email: Teranchi@sbu.ac.ir

<sup>3</sup> M.Sc. Student, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran. Email: r.sedeyan@mail.sbu.ac.ir

<sup>4</sup> Assistant Professor, Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran. Email: m.ranjbaran@iauctb.ac.ir

<sup>5</sup> Assistant Professor, Department of Physics, Kharazmi University, Tehran, Iran. Email: m\_khalkhali@khu.ac.ir

<sup>6</sup> Professor, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran. Email: m\_hamidi@sbu.ac.ir



Research Paper

## Effect of Femtosecond Laser Polarization on The High-Harmonic Generation from Formaldehyde Molecule<sup>1</sup>

Elnaz Irani<sup>\*2</sup>, Zahra Hoseini<sup>3</sup> and Mohammad Monfared<sup>4</sup>

Received: 2023.10.19

Revised: 2023.12.09

Accepted: 2024.01.05

### Abstract

In this work, we study the interaction of femtosecond laser with formaldehyde molecule and investigate the effect of intensity and angle of laser polarization on the high harmonic generation. The calculation is done with time-dependent density functional theory in three-dimensional real space. The effect of the ellipticity parameter and the role of different orbitals of this molecule on the high harmonic spectrum is investigated, so that the contribution of different orbitals of the formaldehyde molecule in this process can be controlled. The maximum intensity and the maximum width of the high harmonic spectrum are obtained for the ellipticity parameter of 0.15. Also, if the large diameter of the ellipse of laser polarization is along the y-axis, the intensity of the harmonic spectrum is increased, and the reason for this process is discussed by analyzing the time evolution of the population of ionized electrons. In the following, the effect of incident laser polarization on the output attosecond pulse polarization and its width is investigated, which is resulted in the generation of an elliptically polarized attosecond pulse.

**Keywords:** *High-harmonic Generation, Femtosecond Laser, Formaldehyde Molecule, Molecular Orientation, and Laser Polarization.*

---

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45321.1359>

<sup>2</sup> Assistant Professor, Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran. (Corresponding Author) Email: e.irani@modares.ac.ir

<sup>3</sup> M. Sc. Graduated, Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran. Email: zahrahoseini9696@gmail.com

<sup>4</sup> PhD Graduated, Institute of Condensed Matter Theory and Optics, Friedrich-Schiller-University Jena, D-07743 Jena, Germany. Email: m.monfared@yahoo.com

<https://jap.alzahra.ac.ir>



Research Paper

## 2D Janus MnSX (X= Cl, Br, I) Monolayers with Intrinsic Ferromagnetism and Half-Metallicity<sup>1</sup>

Maral Azmoonfar<sup>\*2</sup>, Mahmood Rezaei Roknabadi<sup>3</sup> and Seyyed Mohsen Modarresi<sup>4</sup>

Received: 2023.09.09

Revised: 2024.01.25

Accepted: 2024.03.07

### Abstract

Using the first-principles calculations, we have investigated the structural, electronic, and magnetic properties of the two-dimensional Janus MnSX (X= Cl, Br, I) monolayers. The dynamical stability for the 2D Janus monolayers has been confirmed by phonon spectrum calculation. Also, all manganese sulfide halide monolayers show half-metal with 100% spin polarization and a wide half-metallic gap. The noncollinear DFT calculations indicate that the two-dimensional Janus monolayers are ferromagnetically ordered systems and the preferred direction of magnetization lies in-plane of Janus manganese sulfide halide monolayers. The magnetic anisotropy energy increases from MnSCl to MnSI, related to the strong spin-orbit coupling at the I atom and the increased asymmetry between the sulfide and halide planes. The dispersion relation of magnetic excited states is obtained by applying the linear order Holstein–Primakoff transformation to the anisotropic Heisenberg Hamiltonian. We estimated Curie temperature for the monolayers by a self-consistent calculation of magnetization as a function of temperature. Our study presents a new class of 2D magnetic materials for future spintronics and valleytronics.

**Keywords:** *Mn Sulfide Halide Monolayers, Ferromagnetic, Magnetic Anisotropy, Curie Temperature.*

---

<sup>1</sup> <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.44911.1350>

<sup>2</sup> PhD Graduated, Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran. (Corresponding Author) Email: ma.azmoonfar@mail.um.ac.ir

<sup>3</sup> Professor, Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran. Email: roknabad@um.ac.ir

<sup>4</sup> Assistant Professor, Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran. Email: m.modarresi@um.ac.ir



<https://jap.alzahra.ac.ir>



## Contents

<b>2D Janus MnSX (X= Cl, Br, I) Monolayers with Intrinsic Ferromagnetism and Half-Metallicity</b> Maral Azmoonfar, Mahmood Rezaei Roknabadi and Seyyed Mohsen Modarresi	<b>7-22</b>
<b>Effect of Femtosecond Laser Polarization on The High-Harmonic Generation from Formaldehyde Molecule</b> Elnaz Irani, Zahra Hoseini and Mohammad Monfared	<b>23-39</b>
<b>Atomic Gradiometer for Recording the Simulated Human Brain Signal in Unshielded Environment</b> Mohammad Mehdi Tehranchi, Reza Sedeyan, Maliheh Ranjbaran, Seyed Mohammad Hosein Khalkhali and Seyedeh Mehri Hamidi Sangdehi	<b>40-51</b>
<b>Investigating the Electric Power Performance of the Shock Wave Device and Explosion of Aluminum Wire in a Water Environment</b> Mohammad Saleh Goodarzi, Vahid Ghafouri, Farhad Asadian, Hamid Karimi, Mohammad Reza Rahimi and Nader Mazinani	<b>52-74</b>
<b>Design and Fabrication of V-Shaped Resonator for Using in Laser Spectroscopy Based on Optical Feedback Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy</b> Vahideh Faghihi, Mohammad Reza Rashidian Vaziri and Hossein Razzaghi	<b>75-98</b>
<b>High Fidelity Noiseless Linear Amplifier Based on Three-Photon Quantum Scissor</b> Khatereh Jafari, Mojtaba Golshani and Alireza Bahrampour	<b>99-114</b>
<b>Producing and Characterizing Silver Nanoparticles Stabilized on GO and Investigating the Effect of Ultraviolet Radiation on their Nonlinear Behavior</b> Khadijeh Esmaeeli, Masoud Torkaman, Hamid Nadjari and Reza Rasouli	<b>115-127</b>
<b>Influence of Thermal Fluctuation on Attractive and Repulsive Casimir Forces in Microsystem with Topological Insulator Material</b> Zahra Nasiri, Motahareh Aali and Fatemeh Tajik	<b>128-144</b>
<b>Shocks and Energy Transfer in Solar Atmospheric Jets</b> Zohre Hashemipour, Soheil Vashaghani Farahani and Amir Ghal'e	<b>145-159</b>
<b>Abstracts of Papers in English</b>	<b>IX-XVII</b>



<https://jap.alzahra.ac.ir>



Waves and Shock Absorption, *Proceeding of 12<sup>th</sup> International Seminar on Polymer Science and Technology*, Islamic Azad University, Tehran, 2-5 November, 2016.

- ***Thesis***

- Doddapaneni V., *The Polymer-Based Nanocomposites for Electrical Switching Applications*, PhD Thesis, School of Engineering Sciences, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 2017.

- ***Patent***

- Chin D.A. and Irvin D.J., Actuator Device Utilizing a Conductive Polymer Gel, *US Pat.6,685,442*, 2004.

- ***Website***

- Mauritz K., Sol-gel, <http://www.psrc.usm.edu/mauritz/solgel.htm>, Available in 13 February 2005.

- ***Standards***

- Standard Test Method for Solidification Point of BPA, Annual Book of ASTM Standard, **06.04**, D 4493-94, 2000.



1. The article should be provided in Farsi (Persian) and in Microsoft Word with maximum 20 A4 pages.
2. The main text of the article should be set with the B Zar font/size 12 pt.
3. The title of the article should be inserted with a Bold B Zar font/size 16 pt and the names of the authors of the article with a B Zar font/size 12 pt.
4. The English abstract should be prepared with Times New Roman font/ size pt12.
5. The line separating is 1.5 and all pages are numbered accordingly.
6. Margins are selected 2.5cm from each side of the paper.
7. The manuscript doesn't exceed 20 pages.
8. Keywords (3 to 5 items) are provided at the ends of Persian and English abstracts.

*Figures and tables:* ensure that each figure is numbered properly and any illustration has a caption below the figure. Please, submit tables as editable text and not as images. Prepare a concise and descriptive caption for each table with a proper number above the table.

### References

Please, ensure that every reference, which is cited in the text, is also present in the reference list. The standard reference style of the references is described below (APA Style).

References are written at the end of the manuscript with Times New Romans Some examples are:

- **Book**

- Crano J.C. and Guglielmetti R.J., *Organic Photochromic and Thermochromic Compounds: Main Photochromic Families*, 1st ed. Kluwer Academic, Boston, **1**, 1-9, 2002.
- *Industrial Biofouling: Detection, Prevention and Control*, Walker J., Surman S. and Jass J. (Eds.), John Wiley and Sons, New York, 57-63, 2000.

- **Article**

- Keyvan Rad J., Mahdavian A.R., Salehi-Mobarakeh H., and Abdollahi A., FRET Phenomenon in Photoreversible Dual-Color Fluorescent Polymeric Nanoparticles Based on Azocarbazole/Spiropyran Derivatives, *Macromolecules*, **49**, 141-152, 2016, <https://doi.org/10.1021/acs.macromol.5b02401>.

- **Proceedings**

- Khoubi-Arani Z. and Mohammadi N., Thermodynamically Controlled Assemblies of Hard/Soft Polymeric Nanoparticles for Mechanical <https://jap.alzahra.ac.ir>



# Guide for Authors

## Ensure that the following items are present:

One author has been assigned as the corresponding author with contact details: Email address, full personal address.

All necessary files have been uploaded: the manuscript must be prepared in Microsoft office word format.

All authors' information, especially their affiliations, are provided in Persian and English.

## Ethics in publishing

IJAP subscribes to the principles of ethical publishing statements. The publication of an article in a peer-reviewed journal is a direct reflection of the quality of work of the author(s) and the institutions that support them. It is therefore important to agree upon standards of expected ethical behavior for all participants in the activity of publishing. Below you will find the major ethical policies useful for author(s).

- The manuscript should not be published elsewhere unless in the form of a short report, an abstract or a lecture.
- It must not be submitted in another journal simultaneously.
- Authors avoid submitting the accepted manuscript to another Persian scientific journal. (MSRT permits the double publication of a Persian published manuscript in another language, provided that the published paper is cited clearly and mentioned in acknowledgement.)
- Authors should disclose any conflict of interest.
- All sources of financial support for the work should be disclosed.
- Authors should ensure that they have critical contribution in the reported work and that any contribution in the manuscript have been considered properly.
- Authors are expected to consider carefully the list of authors and their order before submitting their manuscript. Any addition, deletion or rearrangement of authors' names after acceptance of the manuscript is impossible.

## Article structure

Manuscript should be prepared as described below.

### *Language*

The manuscript should be prepared in Persian. The abstract and author name and affiliation must be written in Persian and English separately.

### *Typesetting*





# IRANIAN JOURNAL OF APPLIED PHYSICS

Volume 14, Serial No. 37, Quarterly, Summer 2024

**Alzahra University – Vice Chancellery for Research**

**Director in Charge:** S. Shoari Nejad, Associate Professor, Alzahra University

**Editor in Chief:** A. Shafeikhani, Professor, Alzahra University

## Editorial Board

**D. Dorranian**, Plasma Physics, Professor, Islamic Azad University

**M. Fattahi**, Geophysics, Associate Professor, Tehran University

**T. Kakavand**, Nuclear Physics, Professor, Imam Khomeini International University

**E. Mohajerani**, Physics of Photonic, Professor, Shahid Beheshti University

**A. Morteza Ali**, Condensed Matter Physics, Professor, Alzahra University

**M.R. Rohani**, Plasma physics, Associate Professor, Alzahra University

**Shafeikhahni**, Nanophysics, Professor, Alzahra University

**F. Shahshahani**, Physics of Laser, Associate Professor, Alzahra University

**F. Shojaei Baghini**, Gravitational Physics, Professor, Tehran University

**T. Vazifehshenas**, Condensed Matter Physics, Associate Professor, Shahid Beheshti University

Publisher: **Alzahra University – Vice Chancellery for Research**

Executive Director: **M. Amirykhah**

Editor: **F. Rostamian**

Page Designer: **M. Amirykhah**

Publication Frequency: **Quarterly**

**Address:** Alzahra University - Vice Chancellery for Research, Vanak, Tehran, Iran.

1993893973

**Email:** [aujap@alzahra.ac.ir](mailto:aujap@alzahra.ac.ir)

E-ISSN 2783-1051

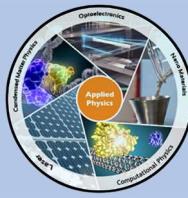
In the Name of God



**Alzahra University**

**Iranian Journal  
of Applied Physics**

**Summer 2024, Vol 14, Number 37**



# IRANIAN JOURNAL OF APPLIED PHYSICS

Volume 14/ Serial No. 37/ Quarterly/ Summer 2024

<b>2D Janus MnSX (X= Cl, Br, I) Monolayers with Intrinsic Ferromagnetism and Half-Metallicity</b> Maral Azmoonfar, Mahmood Rezaei Roknabadi and Seyyed Mohsen Modarresi	7-22
<b>Effect of Femtosecond Laser Polarization on The High- Harmonic Generation from Formaldehyde Molecule</b> Elnaz Irani, Zahra Hoseini and Mohammad Monfared	23-39
<b>Atomic Gradiometer for Recording the Simulated Human Brain Signal in Unshielded Environment</b> Mohammad Mehdi Tehranchi, Reza Sedeyan, Maliheh Ranjbaran, Seyed Mohammad Hosein Khalkhali and Seyedeh Mehri Hamidi Sangdehi	40-51
<b>Investigating the Electric Power Performance of the Shock Wave Device and Explosion of Aluminum Wire in a Water Environment</b> Mohammad Saleh Goodarzi, Vahid Ghafouri, Farhad Asadian, Hamid Karimi, Mohammad Reza Rahimi and Nader Mazinani	52-74
<b>Design and Fabrication of V-Shaped Resonator for Using in Laser Spectroscopy Based on Optical Feedback Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy</b> Vahideh Faghihi, Mohammad Reza Rashidian Vaziri and Hossein Razzaghi	75-98
<b>High Fidelity Noiseless Linear Amplifier Based on Three-Photon Quantum Scissor</b> Khatereh Jafari, Mojtaba Golshani and Alireza Bahrampour	99-114
<b>Producing and Characterizing Silver Nanoparticles Stabilized on GO and Investigating the Effect of Ultraviolet Radiation on their Nonlinear Behavior</b> Khadijeh Esmaeeli, Masoud Torkaman, Hamid Nadjari and Reza Rasouli	115-127
<b>Influence of Thermal Fluctuation on Attractive and Repulsive Casimir Forces in Microsystem with Topological Insulator Material</b> Zahra Nasiri, Motahareh Aali and Fatemeh Tajik	128-144
<b>Shocks and Energy Transfer in Solar Atmospheric Jets</b> Zohre Hashemipour, Soheil Vashaghani Farahani and Amir Ghal'e	145-159
<b>Abstracts of Papers in English</b>	<b>IX-XVII</b>