

کنترل شکل موج تراهرتز با تحریک دو-رنگی دوگانه در هوا

امیررضا صادق پور و داریوش عبدالله پور*

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، ۱۱۵۹-۴۵۱۹۵، زنجان

پست الکترونیکی: dabdollahpour@iasbs.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۴/۱۱/۲۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۵/۰۴/۲۳)

چکیده:

تولید تابش تراهرتز طی فرآیند رشته‌شدگی دو-رنگی پالس‌های فمتوثانیه به دلیل پهنای نوار وسیع و شدت بالا، امروزه به یکی از روش‌های استاندارد در اپتیک فراسریع تبدیل شده است. با این حال، کنترل دقیق بر ویژگی‌های زمانی این تابش در مقیاس‌های زیر-پیکوثانیه، که برای کاربردهایی نظیر طیف‌سنجی حوزه زمان و کنترل همدوس برهم‌کنش نور و ماده حیاتی است، همچنان یک چالش اساسی محسوب می‌شود. در این مقاله، رویکردی نوین برای مهندسی شکل موج تراهرتز گسیلی از طریق بازطراحی نمایه زمانی پالس‌های نوری ورودی و استفاده از پالس‌های تحریک دوگانه ارائه شده است. با بهره‌گیری از الگوی جریان نوری، تأثیر تداخل زمانی جریانات پلاسما ناشی از ترکیب پالس‌های گاوسی با تأخیرهای زمانی مختلف بررسی شده است. نتایج عددی نشان می‌دهد که با تنظیم دقیق شدت پالس‌ها جهت اجتناب از اشباع زود هنگام یونش، می‌توان تحول پله‌ای در چگالی پلاسما ایجاد کرد که به نوبه خود منجر به شکل‌دهی جریان نوری خالص می‌گردد. یافته‌های پژوهش حاکی از آن است که در تأخیرهای زمانی کمتر از زمان واهلش جریان، تداخل ویرانگر یا سازنده جریان‌ها، منجر به کنترل انتخابی برخی از نیم‌چرخه‌های میدان و تولید نمایه‌های نوین زمانی می‌گردد، درحالی‌که در تأخیرهای بزرگ‌تر از زمان واپاشی جریان، پالس‌های تراهرتزی به صورت مجزا و چندبخشی شکل می‌گیرند. این نتایج مسیر جدیدی را برای توسعه منابع تراهرتز قابل تنظیم و کاربرد آن‌ها در مطالعات دینامیک فراسریع ترسیم می‌کند.

واژه‌های کلیدی: رشته‌شدگی فمتوثانیه، رشته‌ی دو-رنگی، تراهرتز، الگوی جریان نوری،

۱. مقدمه

امواج تراهرتز (THz) که در بخش منحصربه‌فرد و نسبتاً ناشناخته‌ای از طیف الکترومغناطیسی قرار دارند، در سال‌های اخیر توجه زیادی را در تحقیقات علمی به خود جلب کرده‌اند. این علاقه به دلیل کاربردهای بالقوه آن‌ها در حوزه‌های متنوعی از جمله سنجش از راه دور، طیف‌سنجی شیمیایی، تشخیص‌های پزشکی و شناسایی تهدیدات است [۱-۳]. توسعه روش‌هایی برای تولید و آشکارسازی امواج تراهرتز، برای

پیشبرد این حوزه تحقیقاتی ضروری است [۴]. امواج تراهرتز را می‌توان از روش‌های متنوعی تولید کرد؛ از جمله شتاب‌دهنده‌های بزرگ ذرات [۵]، لیزرهای آبشاری کوانتومی [۶] و همچنین روش‌های مبتنی بر اثرات غیرخطی نوری مانند یکسوسازی نوری^۱ در بلورها با غیرخطیت مرتبه دوم [۷] و رشته‌شدگی دو-رنگی^۲ پالس‌های فمتوثانیه [۸]، که به عنوان رویکردهای جایگزین مطرح شده‌اند. تولید امواج تراهرتز در انتشار غیرخطی پالس‌های فراکوتاه در بلورهای دارای غیرخطیت مرتبه دوم، بر پایه پدیده اختلاط

^۱ Optical Rectification

^۲ Two-Color Filamentation

سه‌موجی قابل توصیف است و یکی از روش‌های تولید امواج تراهرتز به شمار می‌رود [۹].

از یک سو، تولید امواج تراهرتز در انتشار غیرخطی با غیرخطیت مرتبه سوم نیز امکان‌پذیر است. کوک و هوک‌استراسر در سال ۲۰۰۰، برای نخستین بار تولید تابش تراهرتز از طریق رشته‌شدگی دو-رنگی را گزارش کردند [۸]. آنان این پدیده را ناشی از یک فرآیند اختلاط چهار موجی دانستند که در آن یک میدان نوری با بسامد ω (اصلی^۱)، با هماهنگ دوم خود با بسامد 2ω برهم‌کنش کرده و در نتیجه، میدان تابشی با بسامد تراهرتز تولید می‌شود. با وجود این، الگوی اختلاط چهار موجی در پیش‌بینی شدت میدان تراهرتز گسلی دقت مناسبی نداشت و مقادیر به‌دست‌آمده به‌طور قابل توجهی، بیشتر از چهار مرتبه بزرگی، کمتر از مقادیر تجربی گزارش‌شده بودند [۱۰]. از سوی دیگر، مشاهده افزایش محسوس در دامنه تابش تراهرتز هم‌زمان با تشکیل پلاسما، نقش کلیدی پلاسما را در فرآیند تولید امواج تراهرتز آشکار ساخت. این مشاهدات منجر به توسعه الگویی مبتنی بر پلاسما برای توصیف تابش تراهرتز شد که به عنوان الگوی جریان نوری^۲ شناخته می‌شود [۱۱]. در این الگو، محیط گازی (که معمولاً هوا در نظر گرفته می‌شود) تحت تأثیر قسمت ابتدایی میدان پالسی پرشدت حاصل از برهم‌نهی دو میدان اصلی و هماهنگ دوم، یونیده شده و الکترون‌های آزاد تولیدشده تحت تأثیر میدان برهم‌نهی شتاب می‌گیرند. اگر برهم‌نهی این دو میدان باعث شکسته‌شدن تقارن میدان کل شود، جریانی الکتریکی با بسامدی بسیار کمتر از بسامدهای اپتیکی در محیط ایجاد می‌شود. این جریان بسامد-پایین به عنوان منبع اصلی تابش در ناحیه تراهرتز عمل می‌کند. در سال‌های اخیر، تولید تابش‌های شدید تراهرتز با استفاده از پالس‌های فمتوثانیه دو-رنگ در طول‌موج‌های ۸۰۰ و ۴۰۰ نانومتر به‌طور گسترده مورد توجه قرار گرفته است [۱۰-۱۳]. این روش، به‌دلیل پهنای‌نوار وسیع و شدت بالای تابش تراهرتز گسلی، و عدم

نیاز به بلورهای غیرخطی پرهزینه به یکی از کارآمدترین رویکردها در تولید تابش‌های تراهرتز تبدیل شده است.

با تثبیت روش‌های تولید تابش تراهرتز در سال‌های اخیر، تلاش‌های متعددی برای بهینه‌سازی توزیع فضایی و کنترل قطبش تابش تراهرتز از طریق تنظیم جبهه موج پالس‌های لیزری یا استفاده از چیدمان‌های نوری پیچیده صورت گرفته است [۱۲ و ۱۴]. با این حال، شکل‌دهی زمانی پالس تراهرتز در مقیاس زیر-پیکوثانیه همچنان یکی از زمینه‌های چالش‌برانگیز و در عین حال حیاتی محسوب می‌شود. پیش‌تر نشان داده شده است که با اعمال چیرپ روی پالس‌های نوری ورودی و تنظیم دقیق اختلاف فاز میان موج اصلی و هماهنگ دوم، می‌توان شکل زمانی و وضعیت قطبش پالس‌های تراهرتز گسلی را تغییر داد [۱۵-۱۷]. علاوه بر این، در رویکرد دیگر نشان داده شده است که با بهره‌گیری از قطار پالس‌های نوری دو-رنگی ناشی از تداخل پالس‌ها، امکان تولید امواج تراهرتز نوارباریک^۳ با بسامد مرکزی قابل تنظیم فراهم می‌شود [۱۸]. با وجود این‌که این رویکردها راهکارهای مؤثری ارائه می‌دهند، اما با محدودیت‌های اساسی مواجه‌اند؛ روش‌های مبتنی بر چیرپ [۱۵-۱۷] نیازمند کنترل پیچیده پاشندگی نوری در چیدمان تجربی بوده و امکان اعمال تغییرات پویای ساختاری بر روی تک‌تک مؤلفه‌های زمانی را فراهم نمی‌کنند. از سوی دیگر، رویکرد تولید پالس‌های نوارباریک [۱۸]، اگرچه برای برخی اهداف خاص مفید است، اما کاربرد آن در زمینه‌هایی نظیر طیف‌سنجی حوزه زمان^۴ تراهرتز که ذاتاً نیازمند تابش‌های پهن‌نوار هستند، با محدودیت جدی همراه است. از این‌رو، توسعه روشی با چیدمان تجربی ساده‌تر که بتواند به صورت دقیق، منعطف و با حفظ پهنای‌نوار، تک‌تک مؤلفه‌های زمانی میدان تراهرتز را در مقیاس زیر-پیکوثانیه مهندسی کند، همچنان چالشی حیاتی است.

ضرورت دسترسی به این قابلیت کنترلی از دو جنبه اساسی قابل واکاوی است: نخست، مهندسی شکل زمانی میدان الکتریکی،

۱. Fundamental

۲. Photocurrent (PC)

۳. Narrowband

۴. THz-Time Domain Spectroscopy (TDS)

پیچیده و دلخواه فراهم شود.

۲. الگو

میدان الکتریکی یک پالس الکترومغناطیسی با قطبش دلخواه، که در راستای z منتشر می‌شود، را می‌توان با

$$\mathbf{E}^{(\omega_j)}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathcal{E}^{(\omega_j)}(\mathbf{r}, t)e^{(ik_j z - i\omega_j t)}\} \quad (1)$$

نشان داد که در آن ω_j بسامد حامل، k_j عدد موج و $\mathcal{E}^{(\omega_j)}(\mathbf{r}, t)$ بردار پوش مختلط کند-تغییر میدان الکتریکی هستند. برای بررسی تولید میدان تراهرتز با رشته‌شدگی دو-رنگی که دارای خطبش خطی است، بردارهای پوش مختلط کند-تغییر میدان الکتریکی در بسامد اصلی $\omega_1 = \omega$ و بسامد هماهنگ دوم $\omega_2 = 2\omega$ را، به ترتیب، به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\begin{cases} \mathcal{E}^{(\omega)}(\mathbf{r}, t) = [\mathcal{E}_x^{(\omega)}(\mathbf{r})\hat{x}]e^{\frac{-t}{\tau_1}}, \\ \mathcal{E}^{(2\omega)}(\mathbf{r}, t) = [\mathcal{E}_x^{(2\omega)}(\mathbf{r})\hat{x}]e^{\frac{-t}{\tau_2}}e^{i\gamma}; \end{cases} \quad (2)$$

که در آن γ اختلاف فاز بین میدان‌های اصلی و هماهنگ دوم است. با جای‌گذاری رابطه (۲)، در رابطه (۱)، رابطه صریح میدان برای هر کدام از بسامدها به دست می‌آید. از آنجایی که این الگو برای توصیف فرآیند جریان نوری در حین رشته‌شدگی دو-رنگی پالس‌های فمتوثانیه استفاده می‌شود، در این جا فرض کرده‌ایم میدان‌های اصلی و هماهنگ دوم به صورت پالسی بوده و پهنای زمانی آنها یکسان و در e^{-1} بیشینه شدت، t_0 باشد؛ اگرچه در نظر گرفتن پالس‌هایی با پهنای زمانی متفاوت نیز به نتایج مشابهی منجر خواهد شد. بنابراین، میدان کل فرودی به صورت برهم‌نهی برداری میدان‌های اصلی و هماهنگ دوم در نظر گرفته می‌شود:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^2 \mathbf{E}^{(\omega_j)}(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

برای تحلیل تولید امواج تراهرتز از الگوی جریان نوری استفاده می‌کنیم. در الگوی جریان نوری، سازوکار تولید تابش تراهرتز در دو مرحله فیزیکی متوالی توصیف می‌شود: ابتدا الکترون‌های آزاد از طریق یونش اتم‌های گاز توسط میدان نوری شدید تولید می‌شوند و سپس این الکترون‌ها در میدان نامتقارن الکتریکی نوسانی لیزر شتاب می‌گیرند.

امکان دست‌کاری مستقیم توزیع بسامدی تابش تراهرتز را فراهم می‌آورد. از آنجایی که طبق اصول تبدیل فوری، ویژگی‌های طیفی پالس مستقیماً با نمایه زمانی آن در ارتباط است، هرگونه تغییر در شکل زمانی پالس منجر به تغییر در محتوای بسامدی آن می‌گردد. این قابلیت در حوزه طیف‌سنجی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است؛ چرا که اجازه می‌دهد انرژی تابشی در محدوده‌های بسامدی خاصی متمرکز شده و یا پهنای نوار طیفی به گونه‌ای تنظیم شود که بیشترین تطابق را با هدف داشته باشد. دوم، کنترل دقیق توزیع زمانی پالس، ابزاری کلیدی در طیف‌سنجی حوزه زمان به شمار می‌رود. در این روش، شکل موج گذرا و فاز لحظه‌ای میدان الکتریکی، تعیین‌کننده نوع اندرکنش موج الکترومغناطیسی با ماده است. با تغییر نمایه زمانی، می‌توان فرآیندهای فیزیکی فراسریع را در محیط‌های آزمایشگاهی هدایت کرد و پاسخ‌های غیرخطی مواد را با صورت کارآمدتری تحریک نمود. علاوه بر دو جنبه مزبور، در بسیاری از پژوهش‌های نوین که از پالس‌های تراهرتز به عنوان ابزاری برای تحریک سامانه‌های فیزیکی استفاده می‌شود، شکل دقیق نمایه زمانی میدان نقشی حیاتی ایفا می‌کند [۱۹]. از این‌رو، امکان کنترل شکل موج تراهرتز گسیلی، راه‌گشای مسیرهای نوین در دستکاری ویژگی‌های مواد در مقیاس‌های زمانی فمتوثانیه است.

از سوی دیگر، در حوزه اپتیک فراسریع، روش‌های شکل‌دهی پالس‌های لیزری ابزاری قدرتمند برای هدایت فرآیندهای فیزیکی و شیمیایی در مقیاس‌های زمانی بسیار کوتاه فراهم کرده‌اند. در این تحقیق، با بهره‌گیری از این ظرفیت، رویکردی نوین برای کنترل شکل زمانی پالس تراهرتز گسیلی از طریق مهندسی دینامیک چگالی الکترون‌های آزاد در فرآیند رشته‌شدگی ارائه شده است. ایده اصلی بر این پایه استوار است که با بازطراحی نمایه زمانی پالس‌های نوری ورودی، می‌توان نرخ تولید پلاسما و به تبع آن جریان نوری ناشی از آن را در زمان‌های مشخصی تحریک یا سرکوب کرد. این مهندسی دقیق چگالی پلاسما و جریان الکترونی، اجازه می‌دهد تا شکل موج تراهرتز گسیلی به صورت مستقیم از طریق میدان محرک ورودی کنترل شده و امکان دسترسی به ساختارهای زمانی

تحول زمانی چگالی جریان پلاسما، $\mathbf{J}(t)$ ، را می توان با استفاده از معادله دینامیک الکترون ها به صورت

$$\frac{\partial \mathbf{J}(t)}{\partial t} + \nu_c \mathbf{J}(t) = \frac{e^2}{m_e} \rho_e(t) \mathbf{E}(t) \quad (4)$$

توصیف کرد [۲۰]، که در آن e و m_e به ترتیب بار و جرم الکترون، ν_c نرخ برخورد الکترون ها و $\rho_e(t)$ چگالی لحظه ای الکترون های آزاد است. بر همین اساس، نرخ زمانی تحول چگالی الکترون های آزاد با استفاده از رابطه

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W(E)(\rho_0 - \rho_e) \quad (5)$$

محاسبه می شود [۱۴]؛ که در آن $W(E)$ نرخ یونش و ρ_0 چگالی اتم های خنثی هستند. برای محاسبه نرخ یونش از الگوی یونش تولنی آموسوف-دلونه-کراینوف (ADK) استفاده می شود که با رابطه

$$W(E) = \kappa \omega_a \frac{E_a}{|E|} e^{-\frac{\gamma E_a}{|E|}} \quad (6)$$

داده می شود [۲]. در این رابطه، ω_a بسامد و E_a میدان اتمی هستند. بر اساس این الگو، یونش عمدتاً در قله های نوسانی میدان الکتریکی رخ می دهد. از آنجایی که برهم نهی پالس های اصلی و هماهنگ دوم باعث شکست تقارن میدان کل می شود، الکترون های آزاد شده در هر نیم دوره میدان، سرعت سوق^۱ خالصی پیدا می کنند که منجر به ایجاد یک جریان نوری ماکروسکوپی با مولفه بسامد-پایین در ناحیه تراهرتز می شود. برای محاسبه میدان تراهرتز گسیلی، از آنجا که هر جریان الکتریکی می تواند به عنوان منبع تابش با بسامدهای متناظر با جریان در نظر گرفته شود، میدان تابشی حاصل را می توان با استفاده از پتانسیل برداری محاسبه کرد. پتانسیل برداری وابسته به جریان با رابطه

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' \quad (7)$$

توصیف می شود [۲۱]، که در آن μ_0 تراوایی مغناطیسی خلأ، $\mathbf{r}$ مکان نقطه مشاهده، $\mathbf{r}'$ مکان منبع تابش است که متناظر با ناحیه دارای جریان هست. همچنین، بر اساس پیمانه لورنتس، میدان الکتریکی تراهرتز را می توان به صورت دقیق از مشتق زمانی پتانسیل برداری به صورت

$$\mathbf{E}_{\text{THz}} = \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (8)$$

به دست آورد [۲۱].

شایان ذکر است که اگرچه شبیه سازی های جامع فضا-زمانی (مانند روش FDTD) و چارچوب های نظری پیشرفته، ابزارهای قدرتمندی برای توصیف توزیع فضایی و تحول طولی تابش تراهرتز در رشته های طولانی به شمار می روند [۲۲-۲۶]، اما کاربرد آن ها عمدتاً در شرایطی ضرورت می یابد که طول رشته پلاسما از طول به هم ریختگی فاز^۲ بین امواج فرودی فراتر رود. در چنین وضعیتی، برهم نهی تابش های گسیل شده از مولفه های طولی مختلف، الگوهای دامنه ای و فضایی پیچیده ای ایجاد می کند. با این وجود، از آنجا که تمرکز پژوهش حاضر بر مهندسی تابش تراهرتز از رشته های نوری کوتاه (تولید شده در اثر کانونی سازی نسبتاً قوی بیرونی) است، شکل موج زمانی گسیلی به طور قابل توجهی تحت تأثیر اثرات طولی انتشار قرار نمی گیرد. در این وضعیت فیزیکی، استفاده از الگوی پتانسیل برداری مبتنی بر جریان نوری موضعی، نیازی به درگیر کردن پیچیدگی های سنگین فضا-زمانی نداشته و با حفظ کامل دقت فیزیکی، چارچوبی کارآمد برای استخراج و مهندسی مستقیم نمایه زمانی پالس فراهم می آورد.

در این مطالعه، با مهندسی تأخیر بین پالس های متشکل از پالس های اصلی و هماهنگ دوم با طول پالس برابر ۵۰ فمتوثانیه، تابش تراهرتز گسیلی را بررسی می کنیم. در طول این محاسبات شعاع رشته نوری به وجود آمده، با فرض کانونی سازی بیرونی، ۳۰ میکرومتر و طول موج مرکزی موج اصلی ۸۰۰ نانومتر، در نظر گرفته شده است [۱۳]. همچنین، در انطباق با مرجع [۱۴]، شدت پالس اصلی برابر با 10^{14} W/cm^2 و شدت پالس هماهنگ دوم برابر با ۲۰ درصد شدت پالس اصلی در نظر گرفته شده است. پارامترهای مورد استفاده در محاسبه نرخ یونش (رابطه (۶)) به صورت $\omega_a = 4/134 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ و $E_a = 5/14 \times 10^{11} \text{ V.m}^{-1}$ است.

۱. Drift velocity

۲. Dephasing length

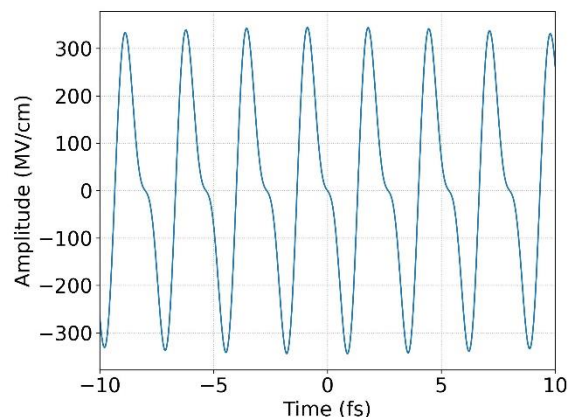
الکترون‌ها (رابطه ۵)، با استفاده از روش تفاضل محدود^۱ در یک پنجره محاسباتی ۱۰ پیکوثانیه‌ای و با گام ۱۵ اتوثانیه انجام شده است تا دینامیک سریع یونس با دقت بالایی تفکیک شود. همچنین، انتگرال‌های فضایی مربوط به محاسبه پتانسیل برداری انتشار میدان (رابطه ۷)) نیز با استفاده از روش انتگرال‌گیری عددی سیمپسون حل شده‌اند.

۳. تولید امواج تراهرتز

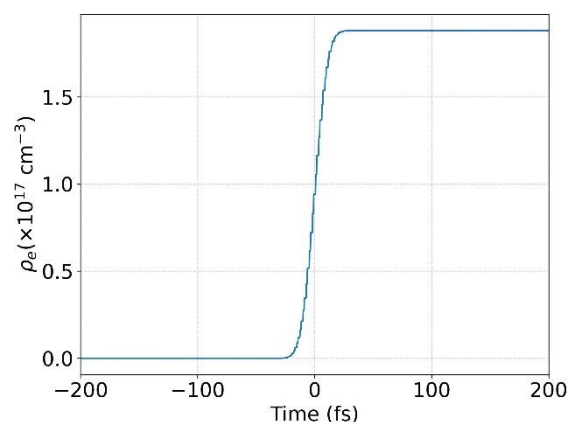
در این بخش، ابتدا به تحلیل سازوکار تولید پالس تراهرتز با استفاده از تحریک دو-رنگی (ترکیب پالس اصلی و پالس هماهنگ دوم- هر کدام به صورت تک پالس منفرد) پرداخته و سپس تأثیر تداخل پالس‌های دو-رنگی گاوسی دوگانه را بر شکل موج خروجی بررسی می‌کنیم. برای بررسی میدان تراهرتز گسیلی در چارچوب الگوی جریان نوری، از تحریک دو-رنگی هم‌خط با قطبش‌های خطی یکسان استفاده شده است. مطابق با مبانی نظری، برای بیشینه کردن بازدهی تولید جریان، اختلاف فاز نسبی بین موج اصلی و هماهنگ دوم برابر با $\pi/2$ در نظر گرفته می‌شود [۱۳ و ۱۴]. بر این اساس، با قرار دادن مقدار $\gamma = \pi/2$ در معادلات مربوط به میدان ورودی، تقارن زمانی میدان الکتریکی کل (رابطه ۳)) شکسته می‌شود (شکل ۱). این شکست تقارن، عامل اصلی در شتاب‌گیری نامتقارن الکترون‌های آزاد طی فرآیند یونس است که منجر به ایجاد یک جریان نوری خالص و جهت‌دار در محیط پلاسما شده و در نهایت تابش پالس تراهرتز را در پی دارد.

روند استخراج میدان تراهرتز گسیلی در این پژوهش شامل چهار گام اساسی است که برای هر مرحله، نتایج عددی متناظر ارائه شده است. در گام نخست، تحول زمانی چگالی الکترون‌های آزاد با استفاده از رابطه (۵) محاسبه می‌شود که نمایه پله‌ای آن در شکل ۲ قابل مشاهده است.

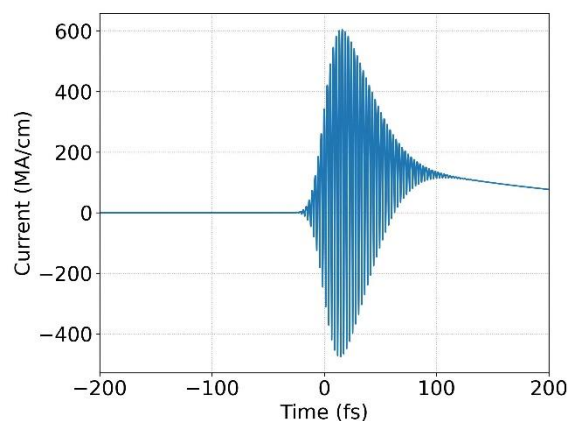
در گام دوم، با بهره‌گیری از چگالی الکترون‌های تولید شده و میدان برهم‌نهی کل، چگالی جریان نوری لحظه‌ای طبق رابطه حاکم بر دینامیک پلاسما (رابطه ۴)) استخراج می‌شود که در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۱. میدان نامتقارن ناشی از برهم‌نهی میدان اصلی و هماهنگ دوم با اختلاف فاز $\gamma = \pi/2$.



شکل ۲. تحول زمانی چگالی الکترون‌های آزاد در حضور تحریک دو-رنگی تک‌پالس نوری.



شکل ۳. جریان الکتریکی ناشی از تحریک دو-رنگی تک‌پالس نوری.

در این شبیه‌سازی، گاز هوا عمدتاً متشکل از نیتروژن فرض شده و چگالی اتم‌های خنثی در شرایط استاندارد برابر با $\rho_0 = 2/4 \times 10^{25} m^{-3}$ در نظر گرفته شده است. بر این اساس، حل عددی معادله دیفرانسیل تحول زمانی چگالی

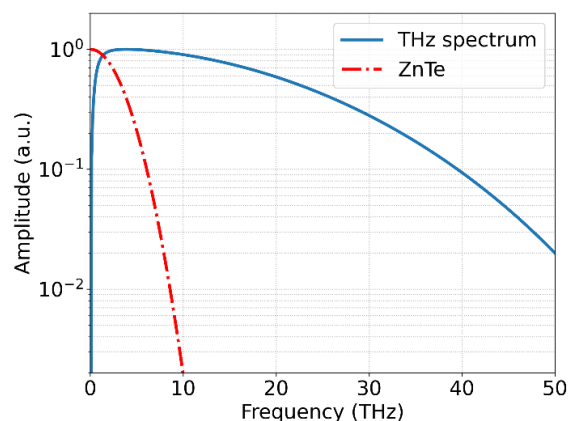
(ZnTe) که یکی از پرکاربردترین بلورها در این حوزه است، به عنوان مرجع انتخاب شده است [۲۷]. با توجه به این که محدوده پاسخ بسامدی این بلور به حدود ۴ تراهرتز محدود است، برای اعمال این اثر در شبیه سازی، یک تابع پالایش گاوسی با نیم پهنای ۴ تراهرتز در e^{-1} بیشینه (که در شکل ۴ با نقطه خط قرمز مشخص شده است) بر طیف جریان تولیدی ضرب شده است. نوار تراهرتز طیف جریان تولیدی و تابع عبور بلور روی-تلوراید در شکل ۴ نشان داده شده اند.

در گام نهایی، با استفاده از طیف پالایش شده جریان نوری تولید شده، پتانسیل برداری با استفاده از رابطه (۷) محاسبه شده و سپس با استفاده از رابطه (۸) میدان تراهرتز گسیلی در حوزه زمان محاسبه می شود. شکل موج نهایی پالس تراهرتز گسیلی، که با در نظر گرفتن ویژگی های آشکارساز ZnTe بازسازی شده، در شکل ۵ نشان داده شده است. این نمایه زمانی شامل یک نیم چرخه اصلی و یک نیم چرخه ضعیف تر با علامت مخالف است که ساختار مرسوم و استاندارد پالس های تراهرتز را در پژوهش های مبتنی بر رشته شدگی دو-رنگی نشان می دهد. از این رو، این شکل موج به عنوان نقطه مرجع برای ارزیابی تغییرات در بخش های بعدی در نظر گرفته می شود. لازم به توضیح است که به دلیل سرعت های فاز مختلف میدان اصلی و میدان هماهنگ دوم، بعد از یک فاصله انتشاری، که به آن طول به هم ریختگی فاز گفته می شود، یک ناهم گامی بین دو میدان ایجاد می شود. در این جا، طول به هم ریختگی فاز طبق برآورد انجام شده در مرجع [۱۳]، ۱ میلی متر در نظر گرفته شده است.

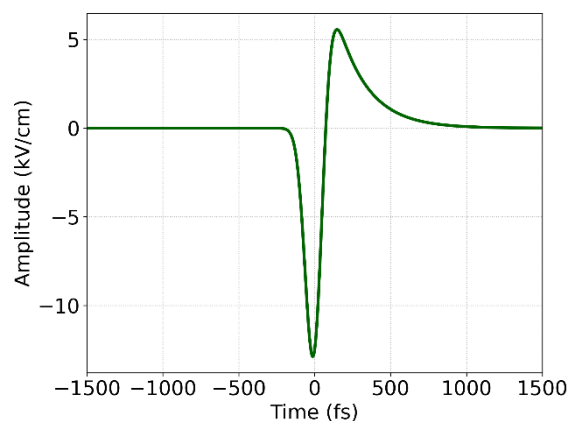
در این پژوهش، به منظور بررسی قابلیت کنترل و مهندسی شکل موج تراهرتز، به جای استفاده از تک پالس گاوسی مرسوم برای هر کدام از میدان های اصلی و هماهنگ دوم، از تحریکی متشکل از دو پالس نوری با نمایه پوش یکسان و تأخیر زمانی مشخص نسبت به یکدیگر، برای هر جفت میدان تحریکی دو-رنگی، استفاده شده است. از دیدگاه ریاضی، میدان الکتریکی کل ورودی (E_{tot}) را می توان به صورت ترکیب دو پالس با تأخیر زمانی τ به صورت

$$E_{tot}(t) = E(t - \tau) + E(t + \tau) \quad (9)$$

توصیف کرد.



شکل ۴. طیف بسامدی نوار تراهرتز جریان (منحنی توپر) و پالایش بسامدی اعمالی متناظر با آشکارسازی الکترواپتیکی با بلور ZnTe (منحنی نقطه خط) با تحریک دو-رنگی تک پالسی.



شکل ۵. شکل موج میدان تراهرتز گسیلی از جریان نوری ناشی از تحریک دو-رنگی تک پالسی. این نمایه یک چرخه ای، شکل نمایه زمانی موج تراهرتز گسیلی استاندارد در رشته شدگی دو-رنگی است.

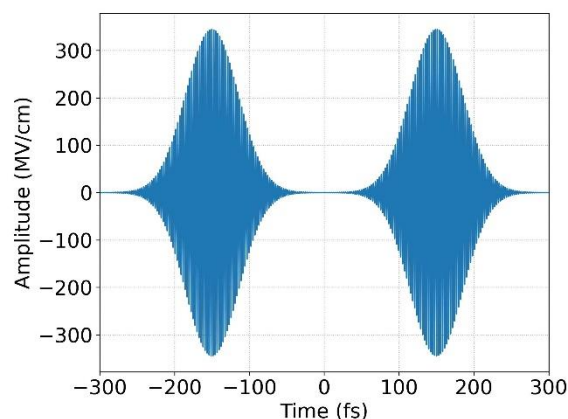
وجود پوش جریان در حال کاهش در زمان های مثبت در منحنی جریان (شکل ۳)، حاکی از ایجاد تابشی در بسامدهای بسیار کمتر از بسامدهای اپتیکی، در محدوده تراهرتز، است. این رفتار کاهش ناشی از میرایی جریان در اثر برخورد های الکترونی و نشان دهنده واهلش کند جریان تولیدی است. از آنجایی که جریان تولید شده شامل طیف وسیعی از بسامدها (از جمله بسامدهای اپتیکی) است، در گام سوم، مولفه های مربوط به نوار تراهرتز در حوزه بسامد جداسازی می شوند. در این مرحله، به منظور همسان سازی نتایج با شرایط واقعی آزمایشگاهی، محدودیت های پهنای نوار آشکارساز لحاظ شده است. از آنجایی که اندازه گیری های الکترواپتیکی به پاسخ طیفی بلور مورد استفاده وابسته هستند، در این پژوهش بلور روی-تلوراید

به بیان دیگر، هر کدام از میدان‌های ظاهر شده در سمت راست رابطه (۹)، میدانی دو-رنگی را توصیف می‌کنند که با رابطه (۳) داده می‌شوند. این رهیافت به ما اجازه می‌دهد تا دینامیک تولید پلاسما و شتاب‌گیری الکترون‌ها را در دو پنجره زمانی مجزا تحریک کرده و از طریق تداخل جریان‌های نوری حاصل، شکل موج نهایی را مهندسی کنیم. انتخاب پارامتر τ در این رابطه، نقش کلیدی در تعیین میزان هم‌پوشانی یا جدایش جریان‌ات ایفا می‌کند.

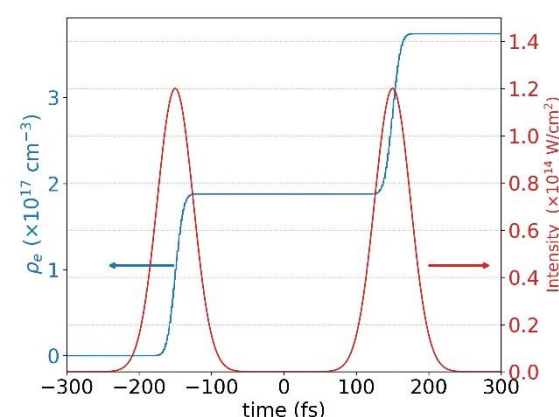
به عنوان اولین مورد مطالعاتی، تأخیر زمانی $\tau = 300$ fs را در نظر می‌گیریم. این مقدار تأخیر به گونه‌ای انتخاب شده است که با ایجاد یک فاصله زمانی مشخص بین دو مرحله یونش، امکان مشاهده دقیق اثر جدایش جریان‌ات نوری و تأثیر آن بر شکل موج تراهرتز فراهم شود. نتایج حاصل از این چیدمان در ادامه مورد بررسی قرار می‌گیرد.

پس از تعیین نمایه میدان کل ورودی (شکل ۶)، تحول زمانی چگالی الکترون‌های آزاد بررسی می‌شود. در این بخش، تنظیم شدت بیشینه پالس‌های نوری ورودی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. یک نکته فیزیکی بسیار حیاتی در چیدمان پالس‌های دوگانه، اجتناب از رسیدن به سطح اشباع یونش توسط پالس اول است. چنانچه شدت پالس اول به گونه‌ای باشد که تمامی اتم‌های موجود در ناحیه رشته‌شدگی را یونیده کند، پالس دوم با تأخیر 300 فمتوثانیه دیگر قادر به تولید الکترون‌های آزاد اضافی نخواهد بود و در نتیجه جریان نوری دومی شکل نمی‌گیرد. بنابراین، در این شبیه‌سازی، شدت‌ها به گونه‌ای بهینه شده‌اند که فرآیند یونش به صورت مرحله‌ای و در دو گام مجزا انجام شود، به طوری که هر دو پالس سهم تقریباً یکسانی در تولید چگالی الکترون نهایی داشته باشند. همان‌طور که در شکل ۷ مشاهده می‌شود، نمایه چگالی الکترون شامل دو پله مجزا است که هر پله متناظر با زمان رسیدن یکی از پالس‌های گاوسی دو-رنگی است.

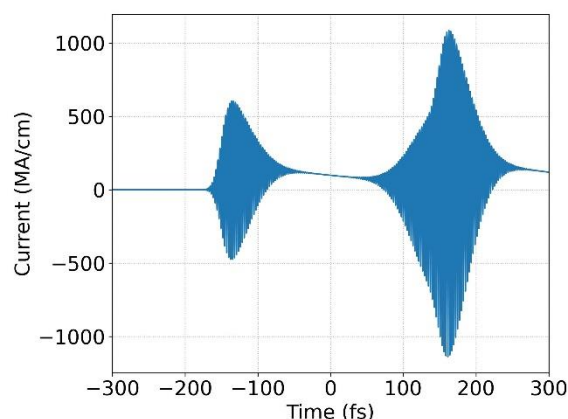
در ادامه، چگالی جریان پلاسما متأثر از تحول پله‌ای چگالی الکترون محاسبه شده است. شکل ۸، تحول زمانی جریان کل را نشان می‌دهد. نکته حائز اهمیت در این نمودار، تشکیل یک جریان خالص غیرصفر در انتهای بازه زمانی پالس اول است.



شکل ۶. نمایه زمانی میدان نوری تحریک دو-رنگی متشکل از دو پالس گاوسی با تأخیر 300 فمتوثانیه.



شکل ۷. تحول پله‌ای چگالی الکترون (محور سمت چپ- منحنی آبی رنگ)؛ هر پله متناظر با فرآیند یونش توسط یکی از پالس‌های تحریک‌کننده است. پالس‌های تحریک دو-رنگی (با تأخیر 300 فمتوثانیه) با رنگ قرمز (محور عمودی سمت راست) نشان داده شده‌اند.

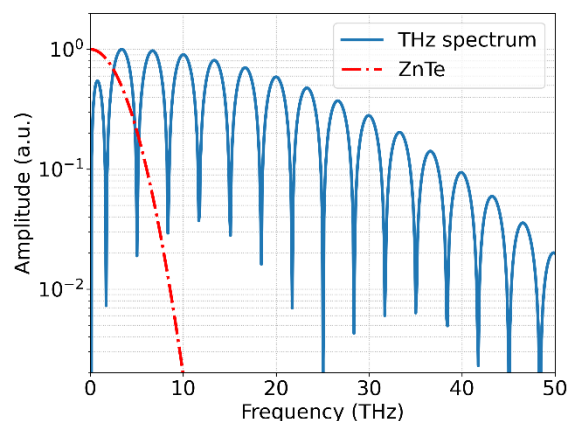


شکل ۸. چگالی جریان پلاسما در حالت تحریک دو-رنگی دوگانه با تأخیر زمانی 300 فمتوثانیه. بعد از تولید جریان توسط پالس تحریکی اول (زمان‌های منفی)، جریان شروع به کاهش می‌کند. قبل از کاهش بیشتر جریان کم-بسامه، پالس دوم (زمان‌های مثبت) جریان کم-بسامه دیگری ایجاد می‌کند.

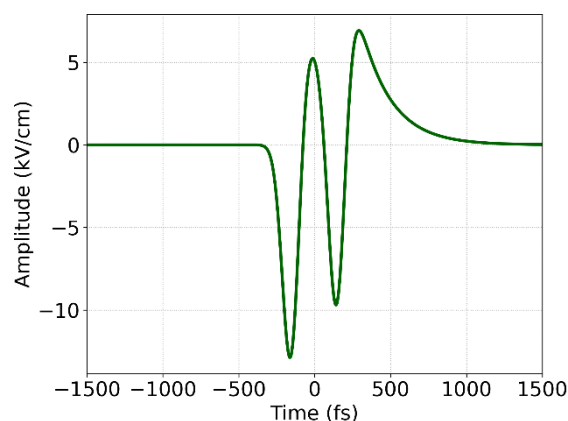
همراه شود. برای واکاوی دقیق محتوای بسامدی این جریان، نوار ترهرتز طیف جریان تولیدی در شکل ۹ ارائه شده است. شکل موج ترهرتز گسیلی بازسازی شده، با استفاده از طیف پالایش‌شده جریان نوری، در شکل ۱۰ نشان داده شده است. همان‌طور که در این شکل ملاحظه می‌شود، نمایه زمانی پالس ترهرتز گسیلی تفاوت قابل توجهی با شکل مرسوم و متداول خود در حالت تک‌پالسی (شکل ۵) پیدا کرده است. این پالس که پیش‌تر شامل یک نیم‌چرخه اصلی و یک دنباله طولانی‌تر با دامنه کمتر بود، در این‌جا به یک ساختار پیچیده‌تر با قله‌های مجزا تبدیل شده است. این تغییر شکل، مستقیماً ناشی از تداخل جریان‌های نوری ایجاد شده توسط دو پالس دو-رنگی تحریک نوری ورودی با تأخیر ۳۰۰ فمتوثانیه است و نشان می‌دهد که چگونه می‌توان با معماری چگالی پلاسما، شکل موج ترهرتز را از حالت استاندارد خارج کرده و به ساختارهای زمانی دلخواه دست یافت. علاوه بر این، طیف تابش ترهرتز گسیلی به وضوح نشان‌دهنده تداخل طیفی بین تابش‌های ترهرتز گسیلی از هر کدام از پالس‌های دو-رنگی محرک در تحریک دوگانه است.

در ادامه، تأثیر کاهش تأخیر زمانی بین دو پالس نوری از ۳۰۰ فمتوثانیه به ۲۰۰ فمتوثانیه را بررسی کرده‌ایم. همان‌طور که در شکل ۱۱ مشاهده می‌شود، نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که این تغییر کوچک در زمان‌بندی، دگرگونی عمیقی در ساختار میدان ترهرتز گسیلی ایجاد می‌کند. برخلاف حالت قبل که دو پالس ترهرتز تقریباً دو چرخه کامل را طی کرده بودند، در تأخیر ۲۰۰ فمتوثانیه، نیم‌چرخه مثبت میانی (که مربوط به دم نوسانی پالس اول است) به‌طور کامل حذف می‌شود.

شکل موج حاصل در این حالت، شامل دو نیم‌چرخه منفی متوالی است که در نهایت به یک نیم‌چرخه مثبت میرا ختم می‌شود. علت فیزیکی این پدیده را می‌توان در انطباق زمانی دقیق مولفه‌های میدان جستجو کرد. در واقع، در این هندسه زمانی، نیم‌چرخه منفی پالس دوم با نیم‌چرخه مثبت پالس اول تداخل ویرانگر ایجاد کرده و باعث خنثی شدن آن می‌شود.

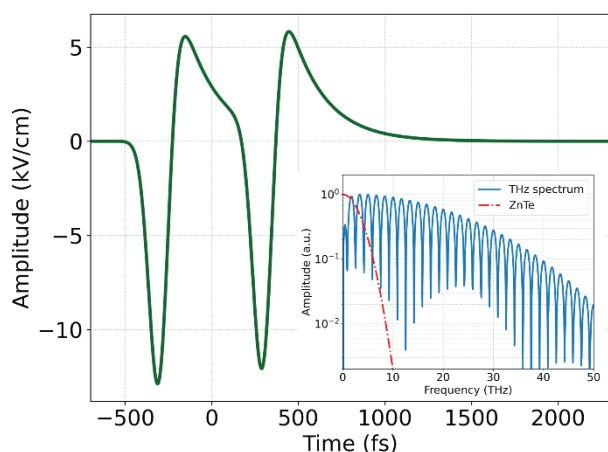


شکل ۹. طیف بسامدی نوار ترهرتز جریان (منحنی توپر) و پالایش بسامدی متناظر با آشکارسازی الکترواپتیکی با بلور ZnTe (منحنی خط‌چین، قرمز رنگ) در تحریک دو-رنگی دوگانه با تأخیر زمانی ۳۰۰ فمتوثانیه.



شکل ۱۰. شکل موج میدان ترهرتز گسیلی از جریان نوری ناشی از تحریک دو-رنگی دوگانه با تأخیر ۳۰۰ فمتوثانیه.

با این حال، با تنظیم دقیق تأخیر زمانی، پالس دوم پیش از آن‌که جریان ناشی از پالس اول به صفر میل کند، به محیط می‌رسد. در این لحظه، پالس دوم با ایجاد یک جهش مجدد در چگالی الکترون و شتاب‌دهی دوباره به آن‌ها، باعث تقویت دامنه نوسانی و ایجاد یک جریان خالص جدید می‌شود. این نتایج به وضوح نشان می‌دهند که با استفاده از سازوکار تحریک دوگانه دو-رنگی، می‌توان پوشش زمانی جریان نوری را کنترل کرد. این مهندسی جریان در حوزه زمان، به طور مستقیم بر توزیع طیفی جریان اثر گذاشته و باعث می‌شود که جریان در ناحیه بسامدهای پایین، برخلاف حالت تحریک تک‌پالسی دو-رنگی، یک شکل ساده و متداول نداشته باشد و با یک مدولاسیون



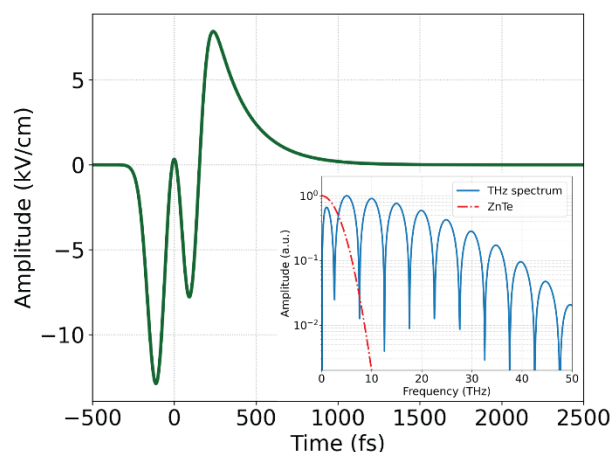
شکل ۱۲. شکل موج میدان تراهرتز گسیلی از جریان نوری ناشی از تحریک دو-رنگی دوگانه با تأخیر ۶۰۰ فمتوثانیه. شکل موج زمانی میدان الکتریکی تراهرتز گسیلی که نشان‌دهنده شکل‌گیری دو پالس تراهرتز مجزا در زمان بدون تداخل موثر است. همچنین طیف بسامدی متناظر با میدان تراهرتز گسیلی در شکل داخلی نمایش داده شده است. در این حالت، به دلیل فاصله زمانی بزرگ‌تر پالس‌ها، ساختار فریزهای تداخلی بسامدی متراکم‌تر هستند. منحنی خط‌چین قرمز پاسخ بسامدی بلور آشکارساز را نشان می‌دهد.

رخ نمی‌دهد.

پیامد مستقیم این جدایش زمانی، تولید دو چرخه میدان تراهرتز متناظر با هر کدام از پالس‌های نوری تحریک دو-رنگی است. برخلاف حالت تأخیر ۲۰۰ فمتوثانیه که در آن حذف انتخابی برخی نیم‌چرخه‌ها بر اثر تداخل ویرانگر مشاهده می‌شود، در این ناحیه زمانی، هر پالس تراهرتز به‌طور مستقل شکل می‌گیرد و ویژگی‌های زمانی خود را حفظ می‌کند.

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، امکان شکل‌دهی زمانی به میدان‌های تراهرتز گسیلی از پلاسما در فرآیند رشته‌شدگی دو-رنگی پالس‌های فمتوثانیه، از طریق مهندسی زمان‌بندی پالس‌های نوری دوگانه ورودی بررسی شد. با بهره‌گیری از الگوی جریان نوری، نشان داده شد که جایگزینی تک‌پالس‌های متعارف با چیدمانی متشکل از دو پالس نوری دو-رنگی و تنظیم دقیق تأخیر زمانی بین آن‌ها، ابزاری کارآمد برای کنترل دینامیک پلاسما و تحول زمانی جریان نوری فراهم می‌کند. نتایج عددی بیانگر آن است که ساختار زمانی میدان تراهرتز گسیلی، به‌طور مستقیم تحت



شکل ۱۱. شکل موج میدان تراهرتز گسیلی از جریان نوری ناشی از تحریک دو-رنگی دوگانه با تأخیر ۲۰۰ فمتوثانیه؛ در این تأخیر زمانی، تداخل بین دو تابش تراهرتز از هر کدام از پالس‌های دو-رنگی به صورتی اتفاق می‌افتد که نیم‌چرخه مثبت میانی به صورت کامل حذف می‌شود. طیف بسامدی متناظر با جریان نوری و میدان تراهرتز گسیلی در شکل داخلی نمایش داده شده است. منحنی خط‌چین قرمز نشان‌دهنده پاسخ بسامدی بلور ZnTe در آشکارسازی الکترواپتیکی است.

این فرآیند به ظهور یک نمایه زمانی کاملاً جدید و غیرمتداول در تابش تراهرتز منجر می‌شود. این قابلیت در حذف یا تقویت بخش‌های خاصی از پالس خروجی، گواهی بر توانمندی روش مهندسی جریان نوری در تولید پالس‌های تراهرتز با ویژگی‌های زمانی سفارشی است.

در مرحله نهایی این پژوهش، تأثیر افزایش بیشتر تأخیر زمانی میان دو پالس نوری ورودی بر شکل موج تراهرتز گسیلی بررسی می‌شود. بدین منظور، اختلاف زمانی بین دو پالس گاوسی به مقدار ۶۰۰ فمتوثانیه افزایش داده شده و میدان تراهرتز نهایی بازسازی‌شده، با در نظر گرفتن پاسخ طیفی آشکارساز ZnTe، استخراج شده است.

شکل موج تراهرتز گسیلی برای تأخیر ۶۰۰ فمتوثانیه در شکل ۱۲ نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با افزایش فاصله زمانی بین دو پالس نوری، دو مؤلفه تراهرتزی تولیدشده به‌طور محسوسی از یکدیگر جدا شده و هم‌پوشانی زمانی آن‌ها به حداقل می‌رسد. در این حالت، پالس دوم زمانی به محیط می‌رسد که جریان نوری ناشی از پالس اول تقریباً به‌طور کامل محو شده است. در نتیجه، تداخل سازنده یا ویرانگر قابل توجهی میان مؤلفه‌های میدان تراهرتز دو پالس

تأثیر نحوه هم‌پوشانی یا جدایش زمانی جریان‌های نوری ناشی از هر پالس قرار دارد.

یکی از یافته‌های کلیدی این مطالعه، نقش تعیین‌کننده تنظیم شدت پالس‌های ورودی در جلوگیری از اشباع زودهنگام فرآیند یونش است؛ به گونه‌ای که هر پالس بتواند سهم مستقلى در تولید الکترون‌های آزاد و ایجاد جهش‌های مجزای جریان ایفا کند. نتایج عددی نشان داد که شکل پالس تراهرتز گسیلی به‌طور مستقیم تابع رابطه میان تأخیر زمانی و زمان واهلش جریان نوری در پلاسما است. در ناحیه تأخیرهای کوتاه، یعنی زمانی که پالس دوم پیش از واهلش و صفر شدن جریان ناشی از پالس اول به محیط می‌رسد، تداخل زمانی جریان‌ها می‌تواند به حذف یا تقویت انتخابی برخی نیم‌چرخه‌های میدان از طریق تداخل ویرانگر یا سازنده منجر شود. در نتیجه، یک پالس واحد با شکل موج تغییر یافته تولید می‌شود. در مقابل، با افزایش تأخیر زمانی فراتر از زمان واهلش کامل جریان، مؤلفه‌های تراهرتز

متناظر با هر پالس به‌صورت کاملاً مستقل شکل می‌گیرند. در این حالت، میدان خروجی ساختاری چندبخشی و جداشده به خود می‌گیرد که مشابه توالی دو پالس تراهرتز مجزا در حوزه زمان عمل می‌کند.

این نتایج نشان می‌دهد که با کنترل پارامتر زمانی تأخیر بین پالس‌های نوری، می‌توان میان دو وضعیت متمایز شکل‌دهی میدان تراهرتز، یعنی مهندسی مبتنی بر تداخل و مهندسی مبتنی بر جدایش زمانی، به‌صورت پیوسته گذار ایجاد کرد. چنین چارچوبی، رویکردی ساده اما توانمند برای بازطراحی ویژگی‌های زمانی تابش تراهرتز فراهم می‌کند و می‌تواند به‌عنوان بستری مناسب برای توسعه منابع تراهرتز با شکل‌موج‌های قابل تنظیم در کاربردهایی نظیر طیف‌سنجی حوزه زمان، کنترل برهم‌کنش نور و ماده، و مطالعات دینامیک‌های فراسریع استفاده شود.

مراجع

1. V Y Fedorov and S Tzortzakis, *Phys. Rev. A* **97** (2018) 063842.
2. K Y Kim, *Phys. Plasmas* **16** (2009) 056706.
3. A D Koulouklidis, C Gollner, V Shumakova, V Y Fedorov, A Pugžlys, A Baltuška, and S Tzortzakis, *Nature Commun.* **11** (2020) 292.
4. X-C Zhang, A Shkurinov, and Y Zhang, *Nature Photonics* **11** (2017) 16.
5. G L Carr, M C Martin, W R McKinney, K Jordan, G R Neil, and G P Williams, *Nature* **420** (2002) 153.
6. R Köhler, A Tredicucci, F Beltram, H E Beere, E H Linfield, A G Davies, D A Ritchie, R C Iotti, and F Rossi, *Nature* **417** (2002) 156.
7. K Ravi, W R Huang, S Carbajo, E A Nanni, D N Schimpf, E P Ippen, and F X Kärtner, *Opt. Express* **23** (2015) 5253.
8. D J Cook and R M Hochstrasser, *Opt. Lett.* **25** (2000) 1210.
9. M C Hoffmann, K-L Yeh, J Hebling, and K A Nelson, *Opt. Express* **15** (2007) 11706.
10. X Xie, J Dai, and X-C Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 075005.
11. K Y Kim, A J Taylor, J H Glowina, and G Rodriguez, *Nature Photonics* **2** (2008) 605.
12. J Dai, N Karpowicz, and X C Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 023001.
13. K Y Kim, J H Glowina, A J Taylor, and G Rodriguez, *Opt. Express* **15** (2007) 4577.
14. V Y Fedorov, A D Koulouklidis, and S Tzortzakis, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** (2017) 014025.
15. R Flender, K Sarosi, E Petracs, A Borzsonyi, and V Chikan, *Opt. Commun.* **436** (2019) 222-226.
16. A Martinez, J Houard, A Hideur, D Paparo, and A Vella, *Appl. Phys. Lett.* **124** (2024) 021105.
17. D Paparo, A Martinez, A Rubano, J Houard, A Hideur, and A Vella, *Sensors* **24** (2024) 4265.
18. X Zhou, Y Lin, Y Chan, F Deng, and J Zhang, *Opt. Lett.* **48** (2023) 2881.
19. J M Manceau, P A Loukakos and S Tzortzakis, *Appl. Phys. Lett.* **97** (2010) 251904.
20. I Babushkin, W Kuehn, C Kohler, S Skupin, L Berge, K Reimann, M Woerner, J Herrmann, and T Elsaesser, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 053903.
21. J D Jackson, "Classical Electrodynamics", Wiley, New York, USA (1998).
22. N Li and WM Wang, *Phys. Rev. A* **112** (2025) 053514.

23. A Stathopoulos, S Skupin, B Zhou, PU Jepsen, and L Bergé, *Phys. Rev. Research* **6** (2024) 043274.
24. F Zhu, J Zhao, L Lao, Y Peng, and Y Zhu, *Opt. Lett.* **49** (2024) 41.
25. J Long, T Wang, F Yin, Y Liu, Y Wei, C Liu, and Y Leng, *Plasma* **8** (2024) 1.
26. H Guo and C Liu, *IEEE Photon. J.* **16** (2024) 1.
27. T Bartel, P Gaal, K Reimann, M Woerner, and T Elsaesser, *Opt. Lett.* **30** (2005) 2805.