

گسیل فوتون در برهم‌کنش پالس‌های متقابل لیزر با نسبت میدان مختلف با پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی

زهرا رستمی^۱، مسعود پیشدست^{۲*}، جمال‌الدین یزدان‌پناه^۲، مسعود رضوانی جلال^۱

۱. گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه ملایر، صندوق پستی: ۶۵۷۴۱-۸۴۶۲۱، ملایر - ایران

۲. پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۵۱۱۱۳-۱۴۳۹۹، تهران-ایران

*Email: pishdast@gmail.com

مقاله پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۷/۲۹ تاریخ بازنگری مقاله: ۱۴۰۲/۱۱/۱۵ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۲/۱۲/۹

چکیده

در این مقاله، سازوکار برهم‌کنش تک‌پالس تجمیعی و دو پالس متقابل لیزر، که دامنه میدان کل با نسبت‌های مختلفی بین دو پالس تقسیم شده است، با پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی، با استفاده از شبیه‌سازی ۱D۳V ذره در سلول بررسی می‌شود. به‌خصوص، وابستگی ویژگی‌های اصلی دسته فوتون‌های گسیلی به چگونگی تسهیم دامنه میدان بررسی و با حالت متداول تک‌پالس تجمیعی مقایسه می‌گردد. در حالت برهم‌کنش پالس‌های متقابل، به‌دلیل پدیده پراکندگی غیرخطی کامپتون معکوس، بیشترین میزان فوتون در لحظات برخورد دو پالس با هم گسیل می‌گردد. میزان جهت‌مندی فوتون‌های گسیل شده در راستای انتشار پالس/پالس‌ها، در حالت پالس‌های متقابل همسان در حالت حداکثر و در حالت پالس مجموع به حداقل می‌رسد، و هر چه اختلاف تسهیم میدان‌ها بیشتر باشد به حالت تک‌پالس تجمیعی نزدیک‌تر است. این در حالی‌ست که، بزرگ‌ترین انرژی قطع الکترونی، گسیلنده‌ها، به ترتیب متعلق به حالت پالس‌های متقابل لیزر با نسبت‌های میدان ۰/۹:۰/۱ و ۰/۸:۰/۲ است و حالت ۰/۵:۰/۵ کمترین مقدار را دارد. در لحظه‌ای که چگالی فوتون‌های گسیل شده بیشینه است، بزرگ‌ترین انرژی قطع فوتون‌ها به حالت پالس‌های متقابل ۰/۹:۰/۱ و ۰/۱:۰/۱ تعلق دارد. همچنین، انرژی جذب شده توسط الکترون‌ها و فوتون‌ها نسبت مستقیمی با انرژی الکترومغناطیس تزریق شده به سیستم دارد که در حالت تک‌پالس بیش‌ترین مقدار را دارد ولی میزان کل تابش الکترومغناطیس در حالت دو پالس متقابل بیش‌ترین مقدار را دارا است. نتایج این تحقیق می‌تواند در بهینه‌سازی گسیل فوتون در برهم‌کنش لیزرهای فوق پرتوان با پلاسما، به اهداف کاربردی، مفید واقع گردد.

کلیدواژه‌ها: برهم‌کنش لیزر-پلاسما، گسیل فوتون، پالس‌های متقابل لیزر، نسبت میدان مختلف

Photon emission in counter-propagating laser pulses with different field ratios interact with near critical density plasma

Z. Rostami¹, M. Pishdast^{*2}, J. Yazdanpanah², M. Rezvani Jalal¹

1. Department of Physics and Photonics, Malayer University, P.O. Box: 65741-84621, Malayer – Iran

2. Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O. Box: 14399-51113, Tehran – Iran

Research Article

Received: 21.10.2023,

Revised: 4.2.2024,

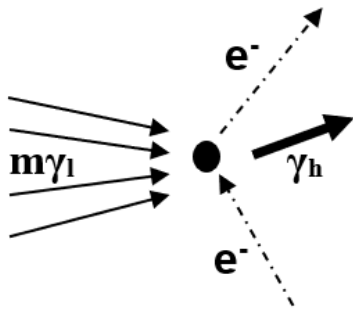
Accepted: 28.2.2024

Abstract

This paper investigates the interaction mechanism of a single collective laser pulse and two counter-propagating laser pulses (with the total field amplitude divided between them in varying ratios) with a near-critical density plasma using 1D3V Particle-in-Cell (PIC) simulations. The study focuses on the dependence of key properties of the emitted photon bunch on the amplitude ratio, comparing them with the single collective pulse scenario. For counter-propagating pulses, nonlinear inverse Compton scattering results in the maximum photon emission occurring early during the collision of the pulses. The directionality of emitted photons along the pulse propagation direction is highest for counter-propagating pulses and lowest for the single collective pulse. Larger differences in divided field amplitudes bring the results closer to those of a single collective pulse. The maximum electron energy cutoff and emitter number are observed for counter-propagating pulses with amplitude ratios of 0.9:0.1 and 0.8:0.2, respectively, while the ratio 0.5:0.5 shows minimal values. The peak photon density corresponds to the highest cutoff energy, observed for the 0.9:0.1 counter-propagating pulses. Furthermore, the total absorbed energy by electrons and photons directly correlates with the injected electromagnetic energy into the system, being highest for the single pulse scenario. However, the overall electromagnetic radiation emission is maximized for counter-propagating pulses. These findings provide insights valuable for optimizing high-power laser interactions with plasmas and their applications.

Keywords: Laser-plasma interaction, Photon radiation, Counter-propagating laser Pulses, Different filed ratios





شکل ۱. گسیل فوتون در سازوکار پراکندگی کامپتون غیرخطی.

۱. مقدمه

در دهه‌های گذشته با استفاده از روش تقویت پالس چرپ شده^۱، شاهد به وجود آمدن نسل جدیدی از لیزرها و رشد سریع توان و شدت لیزرهای با پالس کوتاه بوده‌ایم. در حال حاضر نیز امکان دستیابی به شدت‌های بیش از 10^{22} Wcm^{-2} در برخی از مراکز تحقیقاتی دنیا به وجود آمده است که امکان بررسی فرایندهای فیزیکی جدید را فراهم می‌کند [۶-۱]. برهم‌کنش این لیزرهای فوق‌پرتوان با پلاسما کاربردهای بسیاری در زمینه شتاب‌دهنده‌های پیشرفته ذرات، توسعه منابع تابشی و مدل‌سازی پدیده‌های اختر فیزیکی و غیره به دنبال دارد [۷]. یکی از پیامدهای برهم‌کنش لیزرهای فوق‌پرتوان با پلاسما، فرایند شتاب‌دهی ذرات است. در شدت‌های فوق‌العاده بالا، الکترون‌ها تا سرعت‌های فوق‌نسبیتی شتاب می‌گیرند و می‌توانند مقدار قابل توجهی از انرژی خود را به شکل فوتون‌های پرنانژی گسیل کنند [۸]، و منجر به بروز اثرات الکترودینامیک کوانتومی (QED) از جمله تولید جفت الکترون-پوزیترون شوند [۹، ۱۰].

تابش برمشترالانگ، تابش سینکروترون، پراکندگی غیرخطی کامپتون و پراکندگی کامپتون معکوس سازوکارهای تولید پرتوهای پرنانژی در برهم‌کنش لیزر-پلاسما هستند [۱۰، ۱۱]. برای میدان لیزری نه چندان شدید، یک الکترون تنها یک فوتون را پراکنده می‌کند. در حالی که اگر تابش فرودی فوق‌العاده شدید باشد، یعنی شار فوتون آن بسیار زیاد باشد، الکترون با بسیاری از فوتون‌های میدان لیزر برهم‌کنش می‌کند. بنابراین رابطه نرخ پراکندگی با شدت لیزر، دیگر خطی نخواهد بود. این فرایند چند فوتونی یک فرایند غیرخطی است و به عنوان پراکندگی غیرخطی کامپتون شناخته می‌شود [۱۲].

در پراکندگی غیرخطی کامپتون یک الکترون پس از برهم‌کنش با چند فوتون کم انرژی و جذب انرژی آن‌ها یک فوتون پرنانژی گسیل می‌کند، شکل ۱ زمانی که زاویه برخورد فوتون‌ها با جهت سرعت الکترون‌ها 180° درجه باشد (برخورد متقابل)، پراکندگی کامپتون معکوس رخ می‌دهد.

پراکندگی غیرخطی کامپتون با رابطه (۱) نمایش داده می‌شود:

$$e^- + m\gamma_i \rightarrow e^- + \gamma_h \quad (1)$$

در این رابطه γ_i فوتون لیزری و γ_h فوتون پرنانژی گسیل شده است [۷، ۱۳، ۱۴].

برای یک الکترون نسبیتی با ضریب لورنتس γ که در یک میدان دلخواه با تانسور میدان چهار بردار $F^{\mu\nu}$ حرکت می‌کند، نرخ احتمال تولید فوتون و پوزیترون به دو متغیر

$$\chi = \frac{\hbar |\omega E_\perp + c^2 k \times B|}{2m_e c^2 E_{sch}} \quad \text{و} \quad \eta \approx \gamma_e |E_\perp + v \times B| / E_{sch}$$

بستگی دارد که در آن، E_\perp میدان الکتریکی است که بر سرعت الکترون (v) یا بردار موج فوتون (k) عمود است، B میدان مغناطیسی و $E_{sch} = 1.3 \times 10^{18} \text{ Vm}^{-1}$ میدان شوینگر^۲ است. η پارامتر کنترل‌کننده تابش است و χ تعیین‌کننده برهم‌کنش بین فوتون‌های پرنانژی با میدان و تولید زوج الکترون-پوزیترون است. تحت تقریب شبه ایستایی و میدان ضعیف، سطح مقطع فرایندهای گسیل فوتون و تولید زوج الکترون-پوزیترون تنها به دو پارامتر η و χ وابسته است. اثرات QED میدان قوی زمانی مهم می‌شوند که این دو پارامتر برابر باشند [۷، ۱۳، ۱۴].

برای دامنه بی‌بعد میدان لیزر $a_0 \geq 1$ ، $a_0 = \frac{eE_0}{m_e \omega c}$ و

لیزرهایی با طول موج $1 \mu\text{m}$ ، که معادل شدت‌های بزرگتر از 10^{18} Wcm^{-2} است:

$$a_0 = 8.5 \times 10^{-10} \sqrt{I(W/cm^2)} \lambda(\mu\text{m}) \quad (2)$$

حرکت ارتعاشی الکترون‌ها نسبیتی است [۱۵-۱۷]. برای بروز اثرات QED و انتشار فوتون‌های پرنانژی باید $\eta \geq 0.1$ باشد، که معادل شدت لیزر از مرتبه 10^{22} Wcm^{-2} است [۱۳].

افزایش تعداد الکترون‌های شرکت‌کننده در برهم‌کنش و افزایش میدان لیزر، دو راهکار برای افزایش برهم‌کنش الکترون‌ها با میدان لیزر هستند که بر اساس آن سازوکارهای مختلفی به منظور افزایش چگالی فوتون‌ها و جفت الکترون-پوزیترون مطرح شده‌اند [۱۳].



پوزیترون در برهم‌کنش پالس‌های لیزر متقابل با پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی مخروطی‌شکل در مرجع [۲۶] بررسی شده است. لیو^۲ و همکاران گسیل فوتون و زوج الکترون-پوزیترون را در برهم‌کنش دو پالس متقابل لیزر با پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی بررسی نموده‌اند [۲۹].

فوتون‌های گامای پرشدت کاربردهای مختلفی در مطالعات اختریفیزیک آزمایشگاهی، فیزیک پلاسما چگالی انرژی بالا و همچنین کاربردهای پزشکی، زیست‌شناسی، علوم مواد و غیره دارند [۳۰]. بنابراین بررسی تأثیر پارامترهای مختلف برهم‌کنش لیزر با پلاسما بر گسیل فوتون‌های پرنرژی و مشخصه‌های فوتون‌های گسیل شده از قبیل چگالی، انرژی و واگرایی آنها از لحاظ کاربردی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است.

علی‌رغم مطالعات ذکر شده در برهم‌کنش چند پالسی و یا تک‌پالس لیزر با پلاسما، به دلیل پیچیدگی مسئله، مطالعات بیشتری جهت درک رفتار و نتایج حاصل از تسهیم پالس، به‌خصوص در نسبت‌های تسهیم نامساوی، مورد نیاز است. در این مقاله، حالت‌های برهم‌کنش تک‌پالس لیزر با پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی در کنار برهم‌کنش دو پالس متقابل که در آن دامنه بی‌بعد میدان تک‌پالس مرجع بین دو پالس با نسبت‌های مختلف تقسیم شده است، با استفاده از شبیه‌سازی PIC (در یک بعد مکانی و سه بعد سرعت) مطالعه شده است و تأثیر چگونگی تسهیم پالس بر چگالی فوتون‌های گسیل شده، انرژی و رفتار الکترون‌ها و فوتون‌ها مورد بررسی قرار گرفته است.

۲. مشخصات شبیه‌سازی

شبیه‌سازی‌ها با استفاده از کد سمایی^۳ انجام می‌شود [۳۱]. طول ناحیه شبیه‌سازی ۱۴۰ میکرومتر است که در ۱۲۰ میکرومتر میانی آن پلاسما قرار دارد. پالس لیزر با قطبش خطی و طول موج ۱ میکرومتر، طول زمانی ۶۰ فمتوثانیه با نمایه زمانی گاوسی‌شکل انتخاب شده است. چگالی اولیه پلاسما سه برابر چگالی بحرانی پلاسما لحاظ شده است، $n_e = 3n_c$. پارامتر بی‌بعد قدرت لیزر α برای تک‌پالس تجمیعی برابر ۳۸۲ انتخاب شده است ($I = 2 \times 10^{23} \text{ Wcm}^{-2}$) و برای برهم‌کنش دو پالس متقابل با پلاسما، میدان لیزر به نسبت‌های ۰/۵ : ۰/۶ : ۰/۴، ۰/۷ : ۰/۳ : ۰/۸، ۰/۲ و ۰/۹ : ۰/۱ تقسیم شده است. تعداد ۱۰ شبه ذره الکترون و پروتون نیز در هر سلول لحاظ شده است. شمایی از چیدمان شبیه‌سازی در شکل ۲ نشان داده شده است.

برهم‌کنش لیزر با هدف جامد یا پرتو الکترونی پرنرژی، برهم‌کنش پالس‌های دو و یا چندگانه متقابل و یا هم‌جهت با پلاسما و یا لیزر یگانه با بازتاب آینه پلاسما برخی از این ساختارها هستند [۷، ۹، ۱۱، ۱۴، ۱۸-۲۸]. در برهم‌کنش پالس‌های متقابل، الکترون‌های شتاب گرفته توسط یک پالس با پالس در جهت مخالف برهم‌کنش می‌کنند و فوتون‌های گاما و جفت‌های الکترون-پوزیترون تولید می‌شوند [۷].

در برهم‌کنش دو پالس متقابل لیزر با پلاسما، الکترون‌ها به درون پالس لیزر مقابل شتاب می‌گیرند و برهم‌نهی مؤلفه‌های \vec{E}_\perp و $\vec{v} \times \vec{B}$ منجر به القای η بزرگتر و در نتیجه افزایش تابش فوتون نسبت به حالتی که لیزر و الکترون‌ها در یک راستا حرکت می‌کنند، می‌شود [۲۹].

گسیل پرتو گاما و تولید پلاسما الکترون-پوزیترون چگال در برهم‌کنش تک‌پالس و همچنین دو پالس متقابل لیزر با شدت‌های $I = 4 \times 10^{23} \text{ Wcm}^{-2}$ با هدف جامد با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول (PIC) در مرجع [۷] بررسی شده است. نتایج آنها نشان داد که بهره تبدیل پرتو گاما در برخورد دو پالس متقابل لیزر (از دو جهت) با هدف، سه برابر بزرگتر از حالت برخورد تک‌پالس (از یک جهت) با هدف است.

تأثیر طول زمانی پالس لیزر بر گسیل فوتون و تولید پوزیترون در برهم‌کنش دو پالس متقابل لیزر با هدف در مرجع [۹] مورد بررسی قرار گرفته است. گسیل پرتو گامای چگال در برهم‌کنش دو پالس پیاپی لیزر با اختلاف زمانی (از یک جهت) و همچنین دو پالس پیاپی لیزر (از یک جهت) به‌همراه پالس لیزر متقابل (از جهت مقابل) با پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی در مرجع [۱۹] بررسی شده است.

لی^۱ و همکاران گسیل فوتون و تولید زوج الکترون-پوزیترون را در برهم‌کنش دو پالس متقابل لیزر با دو هدف چگال که با فاصله از یکدیگر قرار گرفته‌اند را بررسی نموده‌اند [۲۲]. تأثیر شدت لیزر بر گسیل فوتون و تولید الکترون-پوزیترون در برهم‌کنش پالس‌های متقابل لیزر با پلاسما نیز در مرجع [۲۳] بررسی گردیده است. گسیل فوتون‌های پرنرژی در برهم‌کنش تک‌پالس و دو پالس متقابل لیزر، در حالتی که شدت (انرژی) لیزر ورودی به پلاسما برای حالت تک‌پالس و دو پالس متقابل لیزر یکسان است، با پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی با استفاده از شبیه‌سازی PIC در مرجع [۲۴] مطالعه شده است.

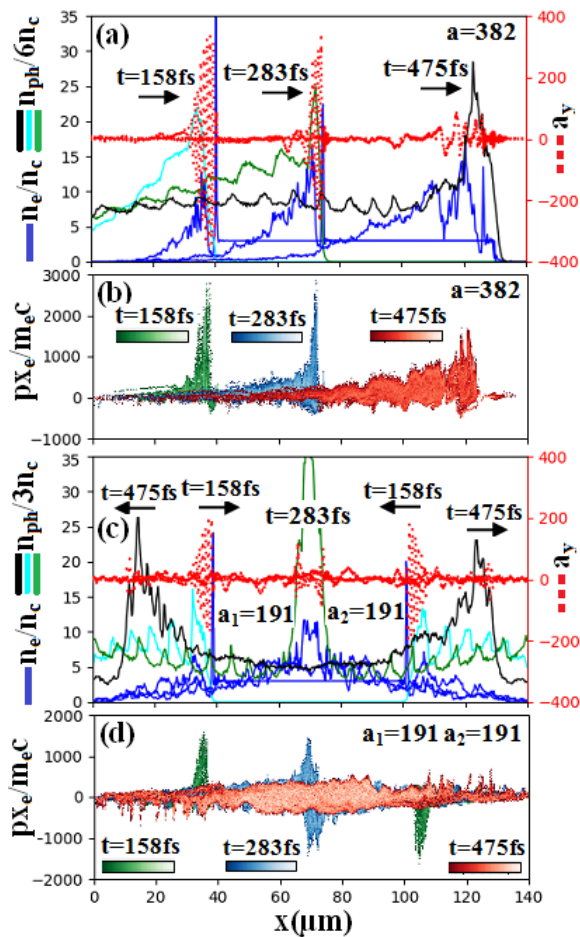
در مرجع [۲۵] گسیل پرتوهای گاما در برهم‌کنش پالس لیزر با پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی مخروطی‌شکل بررسی شده است. تولید پرتوهای درخشان گاما و زوج الکترون-

2. Liu

3. Smilei

1. Li

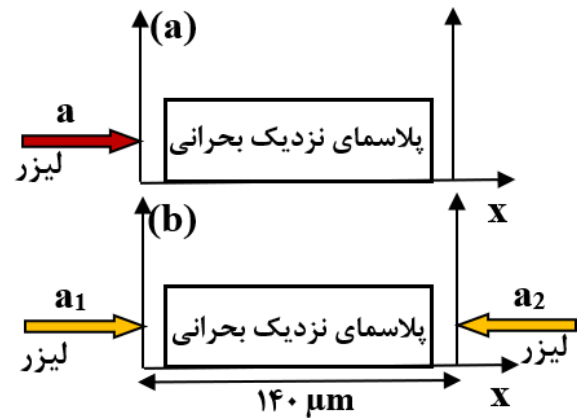




شکل ۳. (a) نمایه میدان عرضی، چگالی عددی الکترون‌ها و فوتون‌ها برحسب مکان برای تابش تک‌پالس، (b) تکانه طولی الکترون‌ها برحسب مکان برای تابش تک‌پالس، (c) نمایه میدان عرضی، چگالی عددی الکترون‌ها و فوتون‌ها برحسب مکان برای تابش دو پالس متقابل، (d) تکانه طولی الکترون‌ها برحسب مکان برای تابش دو پالس متقابل در زمان‌های ۴۷۵ fs، ۲۸۳ و ۱۵۸.

در شکل ۳ (b)، تکانه الکترون‌ها در زمان‌های مختلف برای تابش تک‌پالس تجمیعی نشان داده شده است. در زمان‌های کوچک‌تر، الکترون‌ها توسط نیروی پاندرموتیو به جلوی پالس رانده می‌شوند که به صورت قله‌ای با تکانه و چگالی بزرگ مشخص است. قسمت‌هایی با تکانه منفی مربوط به الکترون‌هایی است که تحت تأثیر نیروی بازگرداننده بار-فضایی و جدایی الکترون‌ها و یون‌ها، به سمت عقب حرکت می‌کنند و به دلیل حرکت این الکترون‌ها خلاف جهت پالس، بخشی از گسیل فوتون در تابش تک‌پالس تحت تأثیر پراکندگی کامپتون معکوس نیز می‌باشد [۳۳].

در شکل ۳ (c) نمایه میدان عرضی، میدان پالس لیزر و چگالی عددی الکترون‌ها و فوتون‌ها در زمان‌های مختلف برای تابش دو پالس متقابل که با تقسیم میدان تک‌پالس تجمیعی به دو پالس برابر به دست آمده‌اند ($a_1=a_2=0.5a$)، نشان داده شده



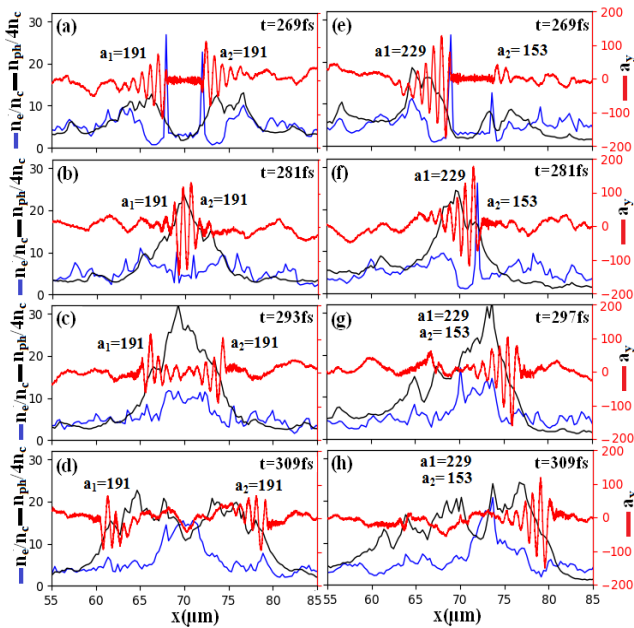
شکل ۲. شمای کلی چیدمان شبیه‌سازی.

۳. نتایج و بحث

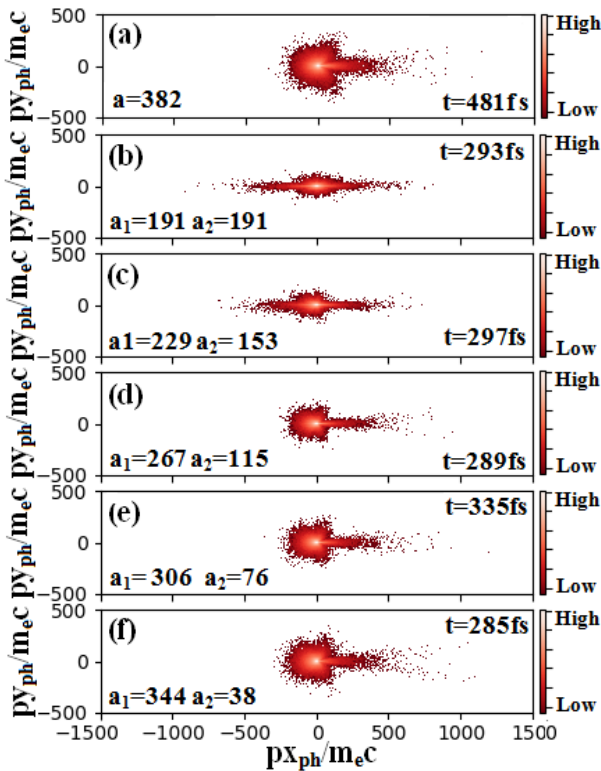
زمانی که لیزر با پلاسما برخورد می‌کند، الکترون‌ها توسط پالس لیزر به سمت جلو سوق داده می‌شوند و دسته‌ای از الکترون‌ها در جبهه پلاسما و قسمت جلویی پالس لیزر و همچنین در پشت جبهه پلاسما و درون پالس لیزر شکل می‌گیرند که با نفوذ بیشتر لیزر درون پلاسما چگالی الکترون‌ها در جبهه پلاسما کاهش می‌یابد و به تعداد الکترون‌های به دام افتاده درون و پشت پالس افزوده می‌شود. برای مقایسه سازوکار برهم‌کنش لیزر با پلاسما و گسیل فوتون توسط الکترون‌ها، میدان لیزر، چگالی‌های الکترونی و فوتونی و همچنین تکانه طولی الکترون‌ها برای حالت تک پالس تجمیعی و دو پالس متقابل لیزر در شکل ۳ به ازای زمان‌های مختلف برهم‌کنش نشان داده شده‌اند. طبق شکل ۳ (a) گسیل فوتون‌های پراثری از زمان‌های اولیه برهم‌کنش تک پالس لیزر با پلاسما آغاز می‌شود که با گذشت زمان و نفوذ بیشتر لیزر درون پلاسما چگالی فوتون‌ها نیز افزایش می‌یابد.

پس از ورود پالس لیزر به پلاسما، الکترون‌ها با سازوکار شتابدهی مستقیم لیزر به سمت جلو شتاب می‌گیرند. الکترون‌هایی که به درون پالس نفوذ می‌کنند در میدان لیزر نوسان می‌کنند و از طریق فرایند تابش سنکروترون و پراکندگی غیرخطی کامپتون فوتون گسیل می‌شود. با گذر زمان و به کمک پدیده واکنش تابش [۳۲]، الکترون‌های بیشتری به درون پالس نفوذ می‌کنند و فوتون‌های بیشتری گسیل می‌شود.





شکل ۴. نمایه میدان عرضی، چگالی عددی الکترون‌ها و فوتون‌ها برحسب مکان در دو حالت (a-d): پالس‌های متقابل با نسبت برابر $a_1=a_2=191$ و (e-h): نسبت‌های $a_1=153, a_2=229$ در زمان‌های مختلف.



شکل ۵. فضای فاز فوتون‌ها در دو بعد برای حالت‌های (a) تک‌پالس $a=382$ (b) $a_1=a_2=191$ (c) $a_1=229, a_2=153$ (d) $a_1=267, a_2=115$ (e) $a_1=306, a_2=76$ و (f) $a_1=344, a_2=38$ در زمان‌هایی که چگالی فوتون در بیشینه مقدار خود است.

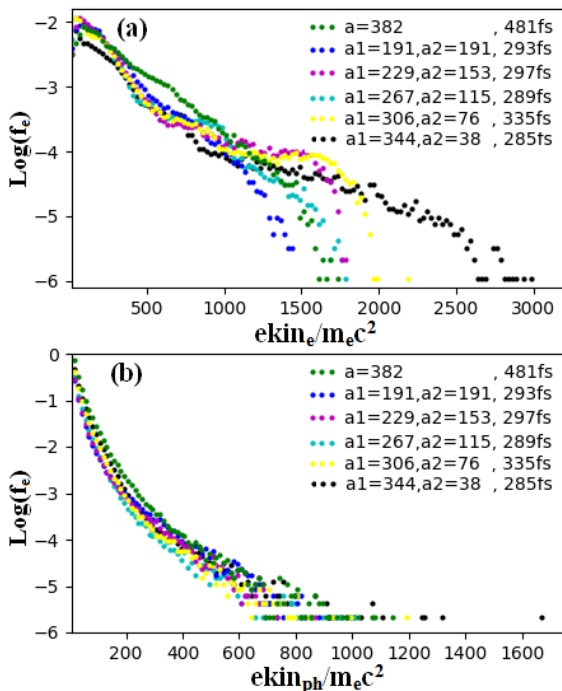
همان‌طور که در شکل مشخص است واگرایی عرضی (نسبت تکانه عرضی به طولی) فوتون‌ها در حالت تک‌پالس تجمیعی

است. پالس‌ها از دو جهت مختلف و در یک راستا به طور متقابل با پلاسما برهم‌کنش می‌کنند. در زمان‌های قبل از رسیدن دو پالس به یکدیگر، زمان $t=158$ fs، همانند حالت تک‌پالس تجمیعی فوتون‌ها در میدان هر لیزر گسیل می‌شوند. نمودار سبزرنگ در این شکل چگالی فوتون‌ها را در لحظات برخورد دو پالس به یکدیگر ($t=283$ fs) نشان می‌دهد. همان‌طور که مشخص است در این لحظات بیشترین میزان فوتون تولید شده است. در این زمان الکترون‌هایی که از یک پالس شتاب می‌گیرند وارد پالس متقابل می‌شوند و پراکندگی کامپتون معکوس منجر به گسیل فوتون توسط الکترون‌ها می‌گردد و سازوکار غالب تابش است. نمودار سیاه‌رنگ زمانی را نشان می‌دهد که پالس‌ها در جهت‌های متقابل از هم دور شده‌اند و چگالی فوتون‌ها به مرور زمان با دور شدن پالس‌ها از هم، کاهش می‌یابد. تکانه طولی الکترون‌ها در زمان‌های مختلف برای تابش دو پالس متقابل نیز در شکل ۳ (d) نشان داده شده است. نمودار سبز رنگ، تکانه الکترون‌ها را قبل از برخورد دو پالس نشان می‌دهد. رفتار الکترون‌ها پیش از برخورد دو پالس، مشابه حالت تک پالس است. نمودار آبی و قرمز رنگ، به ترتیب تکانه الکترون‌ها را در زمان رسیدن دو پالس به هم و پس از عبور از یکدیگر نشان می‌دهند.

در شکل ۴، نمودار میدان عرضی پالس‌های لیزری، چگالی الکترون و فوتون برحسب مکان در بازه مکانی حول محل برخورد دو پالس برای دو حالت پالس‌های متقابل با میدان‌های برابر $0.5:0.5$ (a-d) و $0.6:0.4$ (e-h) در زمان‌های مختلف رسم شده است. با مقایسه نمودارها در زمان‌های مختلف مشاهده می‌شود که قله چگالی فوتون‌ها در حالتی که نسبت پالس‌ها $0.6:0.4$ است برای زمان‌های نزدیک به برخورد دو پالس تقریباً برابرند، شکل‌های ۴ (b-c) و ۴ (f-g)، و در زمان‌های پس از برخورد بزرگتر از حالت $0.5:0.5$ است (شکل ۴ (d) و (h))، هرچند قله چگالی فوتونی برای هر دو حالت پس از برخورد دو پالس کاهش یافته است.

از جنبه کاربردی و عملی، یکی از فاکتورهای مهم در گسیل فوتون، میزان واگرایی تکانه فوتون‌ها و هم‌راستایی آن‌ها برای زمانی که چگالی فوتون بیشینه است، می‌باشد. برای مقایسه این فاکتور، تکانه عرضی برحسب تکانه طولی فوتون‌های گسیل شده توسط الکترون‌ها برای حالت‌های تک‌پالس و دو پالس متقابل با نسبت‌های میدان $0.5:0.5, 0.6:0.4, 0.7:0.3, 0.8:0.2, 0.9:0.1$ برای زمانی که چگالی فوتون برای این حالت‌ها بیشینه است، به ترتیب در شکل‌های ۵ (a) تا (f) رسم شده‌اند.



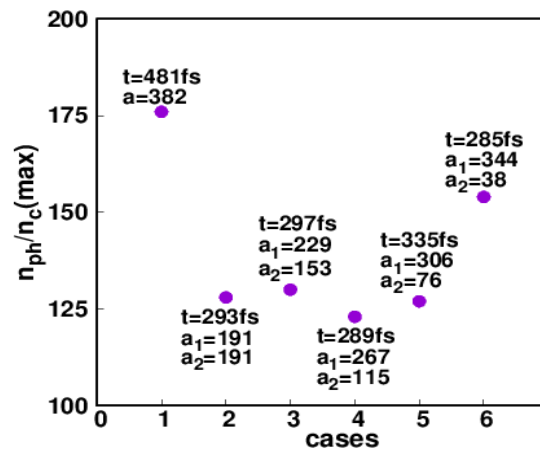


شکل ۷. (a) طیف انرژی الکترون‌ها، (b) طیف انرژی فوتون‌ها برحسب انرژی جنبشی بهنجار شده در زمان‌هایی که چگالی فوتون‌های گسیل شده بیشینه هستند برای حالت تک‌پالس و پالس‌های متقابل.

بزرگترین انرژی قطع الکترونی به ترتیب متعلق به حالت پالس‌های متقابل لیزر با نسبت‌های میدان $0.1:0.8$ و $0.1:0.2$ است و حالت $0.5:0.5$ کمترین انرژی قطع الکترونی را دارد. بزرگترین انرژی قطع فوتون‌ها نیز به حالت پالس‌های متقابل $0.1:0.9$ و 0.1 تعلق دارد. همان‌طور که مشخص است انرژی قطع الکترون‌ها در این شکل برای حالت تک‌پالس کاهش پیدا کرده است. دلیل این موضوع این است که انرژی قطع الکترون‌ها در این شکل برای زمانی ترسیم شده است که بیشینه چگالی فوتون‌ها گسیل گردیده و طبق شکل ۶ این زمان تقریبی برای حالت تک‌پالس در محدوده زمان‌های دورتر (نزدیک به زمان‌های پایانی شبیه‌سازی) مشاهده شده است که در این زمان‌ها به دلیل فرسایش لیزر، انتقال انرژی الکترون‌ها به میدان‌های پلاسما و یون‌ها و همچنین گسیل فوتون، انرژی الکترون‌ها افت بیشتری پیدا کرده است و لذا انرژی قطع آنها کاهش یافته است. این مشخصه مقدار انرژی قطع نیز، از نقطه نظر کاربردی اهمیت بسیار بالایی دارد و در مباحث بهینه‌سازی باید مورد توجه قرار گیرد.

تغییرات زمانی انرژی جنبشی کل الکترونی و انرژی کل فوتون‌های گسیل شده و همچنین چگالی عددی بهنجار شده فوتون‌ها، به ازای شبیه‌سازی‌های ذکر شده در مورد تک‌پالس تجمیعی و حالت‌های دو پالس متقابل، به ترتیب در شکل‌های ۸ (a) تا (c) نشان داده شده است.

بیشترین مقدار را نسبت به سایر حالت‌ها دارد. در دیگر حالت‌ها نیز هرچه نسبت اختلاف میدان پالس‌ها بیشتر باشد این واگرایی بیشتر و به حالت تک‌پالس نزدیک‌تر است. این در حالی است که مطابق شکل ۵ (b) واگرایی عرضی فوتون‌ها در حالت پالس‌های با میدان برابر کمتر از سایر حالت‌ها است. فوتون‌های تولید شده در این حالت تقریباً در یک جهت و در راستای پالس‌های لیزر حرکت می‌کنند و از تکانه طولی مناسبی هم برخوردارند که از لحاظ کاربردی مزیت این حالت نسبت به سایر حالت‌ها است. در شکل ۶ چگالی فوتون‌های گسیل شده در حالت تک‌پالس تجمیعی و نسبت‌های مختلف برای دو پالس متقابل برای زمانی که مقدار بیشینه خود را دارند نشان داده شده است. بیشینه چگالی فوتون‌ها در حالت تک‌پالس نسبت به سایر حالت‌ها بزرگتر است. سپس بیشترین مقدار مربوط به حالت تقسیم میدان به صورت $0.1:0.9$ که نزدیک‌ترین حالت به حالت تک‌پالس تجمیعی است و میدان پالس بزرگتر به میدان تک‌پالس نزدیک‌تر است می‌باشد. بیشینه چگالی فوتون‌ها برای سایر حالت‌های پالس‌های متقابل تفاوت قابل ملاحظه‌ای ندارند. طیف انرژی الکترون‌ها و فوتون‌ها برحسب انرژی جنبشی بهنجار شده بر ترتیب در شکل‌های ۷ (a) و (b) برای حالت تک‌پالس و پالس‌های متقابل، در زمان‌هایی که چگالی فوتون‌های گسیل شده مقدار بیشینه خود را دارند، نشان داده شده است.



شکل ۶. بیشینه چگالی فوتون‌های گسیل شده برای حالت تک‌پالس $a=382$ و حالت‌های $a_1=a_2=191$ ، $a_1=229$ ، $a_2=153$ ، $a_1=267$ ، $a_2=115$ ، $a_1=306$ ، $a_2=76$ ، $a_1=344$ ، $a_2=38$ و $a_1=306$ ، $a_2=76$.



طبق شکل ۸ (b) و (c)، انرژی جنبشی فوتون‌ها و تعداد آن‌ها در حالت تک‌پالس تجمیعی، تداخل کاملاً سازنده و پایدار دو پالس، سریع‌تر از سایر نسبت‌ها افزایش می‌یابد و بیشترین مقدار را نسبت به حالت‌های دیگر دارد و پس از آن بیشترین انرژی جنبشی فوتون‌ها مربوط به نسبت‌هایی است که میدان پالس بزرگتر به میدان تک‌پالس نزدیک‌تر است. بلعکس انرژی جنبشی فوتون‌ها در حالتی که میدان پالس‌ها برابر و یا نزدیک به یکدیگر هستند با شیب کمتری افزایش می‌یابد و تا زمان‌های پس از ۳۰۰ fs روندی افزایشی و پس از آن روندی کاهشی دارند. این رفتارها مربوط به تفاوت سطح انرژی الکترومغناطیسی در پیکربندی‌های مختلف است که در شکل ۹ دیده می‌شود.

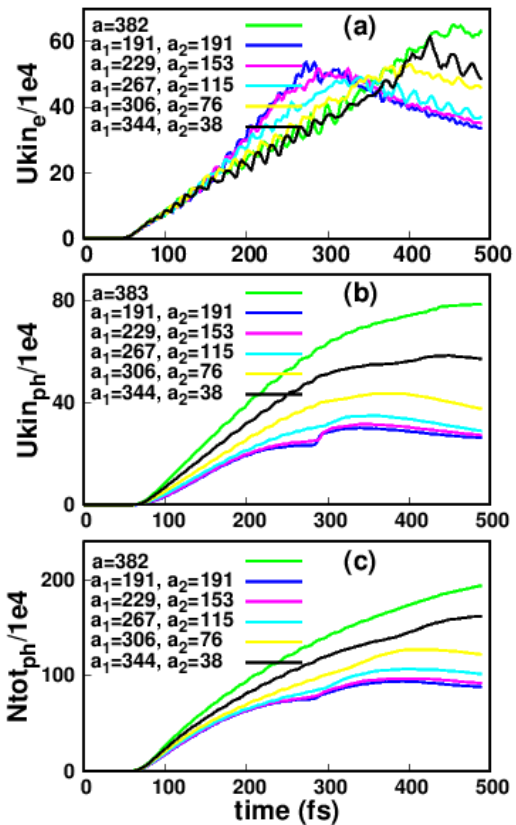
تغییرات انرژی الکترومغناطیسی کل بهنجار شده وارد شده به سیستم (U_{elm}) و انرژی الکترومغناطیسی کل تابش شده از سیستم (U_{rad}) برحسب زمان برای حالت‌های مختلف، به ترتیب در شکل‌های ۹ (a) و (b) نشان داده شده‌اند.

همان‌گونه که دیده می‌شود، به طور کلی و مطابق انتظار، با ورود پالس/پالس‌ها به سیستم در لحظات ابتدایی، انرژی الکترومغناطیسی به سرعت افزایش می‌یابد و در ادامه پس از رسیدن به بیشینه خود، با شروع استهلاک پالس/پالس‌ها به واسطه تزریق انرژی به پلاسما، این انرژی روند کاهشی به خود می‌گیرد. نکته‌ای که در شکل ۹ (a) باید مورد توجه قرار گیرد این است که به واسطه پدیده برهم‌نهی موجی، طبق رابطه ۳، میزان انرژی موجود در پالس‌های تسهیم شده همواره از میزان انرژی موجود در پالس تجمیعی کمتر است:

$$U_{a=a_1+a_2} = C(a_1 + a_2)^2 = Ca_1^2 + Ca_2^2 + 2Ca_1a_2 = U_{a_1} + U_{a_2} + 2\sqrt{U_{a_1}U_{a_2}} \quad (3)$$

برای مثال در تسهیم مساوی به دو پالس، مجموع انرژی دو پالس نصف انرژی پالس تجمیعی خواهد بود، که در شکل ۹ (a) به خوبی دیده می‌شود (قله‌ها را با هم مقایسه کنید). با در نظر گرفتن این موضوع، با توجه به این‌که تعداد کل فوتون‌های تولیدی با انرژی کل الکترومغناطیسی ورودی متناسب است، افزایش تعداد فوتون‌ها در حالت تک‌پالس تجمیعی و همچنین تفاوت بین شبیه‌سازی‌های مختلف شرح داده شده در شکل ۸ قابل درک است. با این حال، همان‌طور که قبلاً اشاره شد، استفاده از دو پالس در پارامترهای مطلوب دیگر مانند هم‌گرایی فوتون‌ها مزیت ایجاد می‌کند.

شکل ۹ (b) انرژی کل تابش شده در قالب فوتون‌ها (انرژی بالا) و میدان‌های فرکانس پایین را نشان می‌دهد که بر خلاف انرژی فوتون‌ها به تنهایی، و بر خلاف روند انرژی الکترومغناطیسی وارد شده به پلاسما برای حالت دو پالس متقابل با میدان‌های برابر بیشترین مقدار تابش مشاهده می‌شود.



شکل ۸. (a) انرژی جنبشی کل الکترون‌ها (بهنجار شده)، (b) انرژی جنبشی کل فوتون‌ها (بهنجار شده) و (c) تعداد فوتون‌ها برحسب زمان برای حالت تک‌پالس و پالس‌های متقابل توضیح داده شده در متن.

طبق شکل ۸ (a)، با گذر زمان و با ورود و پیشرفت پالس/پالس‌های لیزر در پلاسما و افزایش طول ناحیه برهم‌کنش، انرژی جنبشی کل الکترون‌ها افزایش می‌یابد، اما به تدریج با استهلاک پالس/پالس‌ها و همچنین به واسطه تابش الکترون‌ها، این انرژی پس از رسیدن به مقدار بیشینه اشباع شده و پس از آن روندی کاهشی دارد. برای حالتی که میدان پالس‌های متقابل برابر هستند انرژی جنبشی الکترون‌ها سریع‌تر از سایر نسبت‌ها و با شیب تندتری به نقطه اشباع می‌رسد در حالی که در حالت تک‌پالس تجمیعی انرژی جنبشی الکترون‌ها نسبت به سایر حالت‌ها دیرتر به نقطه اشباع رسیده و در پایان بیشترین مقدار را دارد. این موضوع با توجه به قیاس انرژی کل الکترومغناطیسی موجود در پیکربندی‌های مختلف که در شکل ۹ توضیح داده خواهد شد قابل درک است. هر چه انرژی اولیه کل پالس/مجموع پالس‌ها کمتر باشد، استهلاک آنها سریع‌تر صورت می‌گیرد (به مراجع [۳۲ و ۳۵] مراجعه گردد). حالت‌هایی که میدان پالس بزرگتر به میدان تک‌پالس نزدیک‌تر است رفتار زمانی انرژی جنبشی الکترون‌ها مشابه حالت تک‌پالس تجمیعی است.

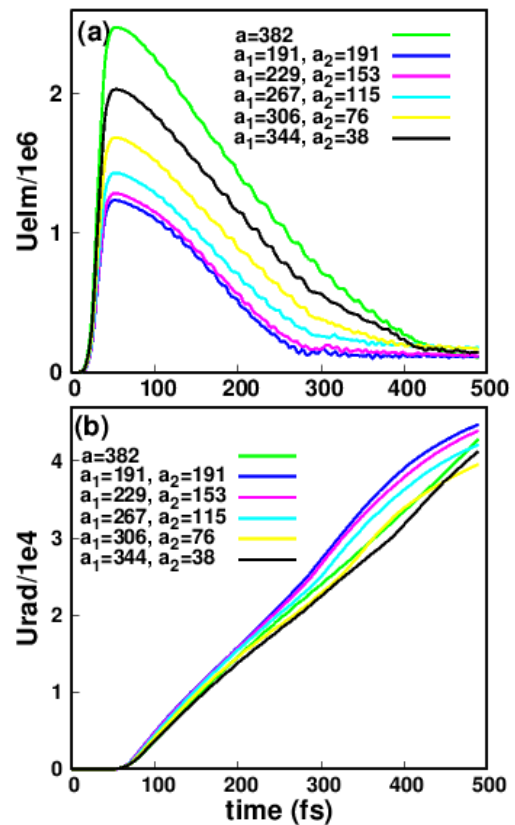


فوتون‌ها در حالت پالس‌های با میدان برابر کمتر از سایر حالت‌ها است. فوتون‌های تولید شده در این حالت تقریباً در یک جهت و در راستای پالس‌های لیزر حرکت می‌کنند و از تکانه طولی مناسبی هم برخوردارند.

بیشینه چگالی فوتون‌ها در حالت تک‌پالس تجمیعی نسبت به سایر حالت‌ها بزرگتر است. سپس بیشترین مقدار مربوط به حالت تقسیم میدان به صورت $0.1:0.9$ که نزدیک‌ترین حالت به حالت تک‌پالس تجمیعی است و میدان پالس بزرگتر به میدان تک‌پالس نزدیک‌تر است می‌باشد. بیشینه چگالی فوتون‌ها برای سایر حالت‌های پالس‌های متقابل تفاوت قابل‌ملاحظه‌ای ندارند. بزرگترین انرژی قطع الکترونی، در زمان‌هایی که چگالی فوتون‌های گسیل شده مقدار بیشینه خود را دارند، به ترتیب متعلق به حالت پالس‌های متقابل لیزر با نسبت‌های میدان $0.9:0.1$ و $0.8:0.2$ است و حالت $0.5:0.5$ کمترین انرژی قطع الکترونی را دارد. بزرگترین انرژی قطع فوتون‌ها نیز به حالت پالس‌های متقابل $0.9:0.1$ و 0.1 تعلق دارد.

با گذر زمان و افزایش طول ناحیه برهم‌کنش، انرژی جنبشی کل الکترون‌ها افزایش می‌یابد، اما به تدریج پس از رسیدن به مقدار بیشینه اشباع شده و پس از آن روندی کاهشی دارد. برای حالتی که میدان پالس‌های متقابل برابر هستند انرژی جنبشی الکترون‌ها سریع‌تر از سایر نسبت‌ها و با شیب تندتری به نقطه اشباع می‌رسد در حالی که در حالت تک‌پالس تجمیعی، انرژی جنبشی الکترون‌ها نسبت به سایر حالت‌ها دیرتر به نقطه اشباع رسیده و در پایان بیشترین مقدار را دارد. حالت‌هایی که میدان پالس بزرگتر به میدان تک‌پالس نزدیک‌تر است رفتار زمانی انرژی جنبشی الکترون‌ها مشابه حالت تک‌پالس است.

انرژی جنبشی فوتون‌ها و تعداد آنها در حالت تک‌پالس تجمیعی سریع‌تر از سایر نسبت‌ها افزایش می‌یابد و بیشترین مقدار را نسبت به حالت‌های دیگر دارد و پس از آن بیشترین انرژی جنبشی فوتون‌ها مربوط به نسبت‌هایی است که میدان پالس بزرگتر به میدان تک‌پالس نزدیک‌تر است. بلعکس انرژی جنبشی فوتون‌ها در حالتی که میدان پالس‌ها برابر و یا نزدیک به یکدیگر هستند با شیب کمتری افزایش می‌یابد و سپس روندی کاهشی دارند. نتایج نشان می‌دهند که با ورود پالس/پالس‌ها به سیستم در لحظات ابتدایی، انرژی الکترومغناطیسی به سرعت افزایش می‌یابد و در ادامه پس از رسیدن به حداکثر خود روند کاهشی به خود می‌گیرد. نتایج این تحقیق می‌تواند از لحاظ کاربردی حائز اهمیت باشد و در مباحث بهینه‌سازی مورد توجه قرار گیرد.



شکل ۹. تغییرات زمانی انرژی الکترومغناطیسی کل به‌نجار شده (a) وارد شده به سیستم، (b) تابش شده از سیستم، برای پیکربندی‌های مختلف شرح داده شده در متن.

۴. نتیجه‌گیری

سازوکار برهم‌کنش لیزر با پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی به ازای تک‌پالس تجمیعی و دو پالس متقابل لیزر در حالتی که میدان لیزر با نسبت‌های مختلفی بین دو پالس تقسیم شده است با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول بررسی گردید. نتایج نشان می‌دهد که گسیل فوتون‌های پراثری از زمان‌های اولیه برهم‌کنش تک‌پالس تجمیعی لیزر با پلاسما آغاز می‌شود که با گذشت زمان و نفوذ بیشتر لیزر درون پلاسما چگالی فوتون‌ها نیز افزایش می‌یابد. در برهم‌کنش دو پالس متقابل با پلاسما، بیشترین میزان فوتون در لحظات برخورد دو پالس با هم گسیل می‌گردد، چرا که در این زمان الکترون‌هایی که از یک پالس شتاب می‌گیرند وارد پالس متقابل می‌شوند و پراکندگی کامپتون معکوس منجر به گسیل فوتون توسط الکترون‌ها می‌گردد که سازوکار غالب تابش است.

واگرایی عرضی فوتون‌ها در حالت تک‌پالس تجمیعی بیشترین مقدار را نسبت به سایر حالت‌ها دارد. در دیگر حالت‌ها نیز هرچه نسبت اختلاف میدان پالس‌ها بیشتر باشد این واگرایی بیشتر و به حالت تک‌پالس نزدیک‌تر است. واگرایی عرضی



مراجع

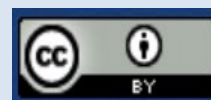
1. Kirk J.G, Bell A.R, Arka I. Pair production in counter-propagating laser beams. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2009 Jul 21;51(8):085008. doi: 10.1088/0741-3335/51/8/085008.
2. Exawatt Center for Extreme Light Studies. www.xcels.iapras.ru.
3. Yanovsky V, Chvykov V, Kalinchenko G, Rousseau P, Planchon T, Matsuoka T, Maksimchuk A, Nees J, Cheriaux G, Mourou G, Krushelnick K. Ultra-high intensity-300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate. *Optics Express*. 2008 Feb 4;16(3):2109-14. doi: 10.1364/OE.16.002109.
4. Extreme Light Infrastructure European Project. www.eli-laser.eu.
5. Cros B, Paradkar B.S, Davoine X, Chancé A, Desforges F.G, Dobosz-Dufrénoy S, Delerue N, Ju J, Audet T.L, Maynard G, Lobet M. Laser plasma acceleration of electrons with multi-PW laser beams in the frame of CILEX. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2014 Mar 11;740:27-33. doi: 10.1016/j.nima.2013.10.090.
6. SULF. http://siom.cas.cn.
7. Luo W, Zhu Y.B, Zhuo H.B, Ma Y.Y, Song Y.M, Zhu Z.C, Wang X.D, Li X.H, Turcu I.C, Chen M. Dense electron-positron plasmas and gamma-ray bursts generation by counter-propagating quantum electrodynamics-strong laser interaction with solid targets. *Physics of Plasmas*. 2015 Jun 1;22(6). doi: 10.1063/1.4923265.
8. Pishdast M, Yazdanpanah J. High-energy photon emission and radiation reaction effects in the ultra-high intensity laser bubble regime. *Physica Scripta*. 2019 Apr 15;94(6):065601. doi: 10.1088/1402-4896/ab0b0c.
9. Gu Y.J, Jirka M, Klimo O, Weber S. Gamma photons and electron-positron pairs from ultra-intense laser-matter interaction: A comparative study of proposed configurations. *Matter and Radiation at Extremes*. 2019 Nov 1;4(6). doi: 10.1063/1.5098978.
10. Vranic M, Klimo O, Korn G, Weber S. Multi-GeV electron-positron beam generation from laser-electron scattering. *Scientific Reports*. 2018 Mar 16;8(1):4702. doi: 10.1038/s41598-018-23126-7.
11. Huang T.W, Kim C.M, Zhou C.T, Cho M.H, Nakajima K, Ryu C.M, Ruan S.C, Nam C.H. Highly efficient laser-driven Compton gamma-ray source. *New Journal of Physics*. 2019 Jan 9;21(1):013008. doi: 10.1088/1367-2630/aaf8c4.
12. Mackenroth F, Di Piazza A. Nonlinear Compton scattering in ultrashort laser pulses. *Physical Review A*. 2011 Mar 9;83(3):032106. doi: 10.1103/PhysRevA.83.032106.
13. Zhao Y. Compact Gamma-ray Sources via Laser-Plasma Interaction. 2021 Aug 1; *Student thesis: Phd*.
14. Li H.Z, Yu T.P, Hu L.X, Yin Y, Zou D.B, Liu J.X, Wang W.Q, Hu S, Shao F.Q. Ultra-bright γ -ray flashes and dense attosecond positron bunches from two counter-propagating laser pulses irradiating a micro-wire target. *Optics Express*. 2017 Sep 4;25(18):21583-93. doi: 10.1364/OE.25.021583.
15. Blackburn T.G. QED effects in laser-plasma interactions. *PhD thesis, Oxford University, UK*. 2015.
16. Pishdast M, Yazdanpanah J, Ghasemi S.A. The effect of laser polarization on radiation reaction trapping of the electrons in ultra high power laser interaction with rarified plasma. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 2022;98(1):72-79 [In Persian].
17. Malka V, Faure J, Gauduel Y.A, Lefebvre E, Rousse A, Phuoc K.T. Principles and applications of compact laser-plasma accelerators. *Nature Physics*. 2008 Jun;4(6):447-53. doi: 10.1038/nphys966.
18. Bamber C, Boege S.J, Koffas T, Kotseroglou T, Melissinos A.C, Meyerhofer D.D, Reis D.A, Ragg W, Bula C, McDonald K.T, Prebys E.J. Studies of nonlinear QED in collisions of 46.6 GeV electrons with intense laser pulses. *Physical Review D*. 1999 Oct 8;60(9):092004. doi:10.1103/PhysRevD.60.092004.
19. Zhao Y, Liu J, Xia G, Bonatto A. Dense γ -ray emission in two consecutive pulses irradiating near critical density plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2022 Jul 7;64(8):085012. doi: 10.1088/1361-6587/ac77b5.
20. Zhu X.L, Chen M, Weng S.M, Yu T.P, Wang W.M, He F, Sheng Z.M, McKenna P, Jaroszynski D.A, Zhang J. Extremely brilliant GeV γ -rays from a two-stage laser-plasma accelerator. *Science Advances*. 2020 May 29;6(22):eaaz7240. doi: 10.1126/sciadv.aaz7240.
21. Heppel C, Kumar N. High brilliance γ -ray generation from the laser interaction in a carbon plasma channel. *Frontiers in Physics*. 2022;889. doi: 10.3389/fphy.2022.987830.
22. Li H.Z, Yu T.P, Liu J.J, Yin Y, Zhu X.L, Capdessus R, Pegoraro F, Sheng Z.M, McKenna P, Shao F.Q. Ultra-bright γ -ray emission and dense positron production from two laser-driven colliding foils. *Scientific Reports*. 2017 Dec 11;7(1):17312. doi: 10.1038/s41598-017-17605-6.
23. Luo W, Liu W.Y, Yuan T, Chen M, Yu J.Y, Li F.Y, Del Sorbo D, Ridgers C.P, Sheng Z.M. QED cascade saturation in extreme high fields. *Scientific Reports*. 2018 May 30;8(1):8400. doi: 10.1038/s41598-018-26785-8.
24. Rostami Z, Pishdast M, Rezvani Jalal M, Gholami Hatam E. Investigating high-energy photon emission in the interaction of single-pulse and two counterpropagating pulse ultra-power lasers with plasma. The 29th Iran Optic and Photonic conference and 15th Iran Photonics Engineering and technology Conference. *Shiraz University of Technology, Iran*. 2023;3:512-515 [In Persian].



25. Zhu X.L, Yin Y, Yu T.P, Shao F.Q, Ge Z.Y, Wang W.Q, Liu J.J. Enhanced electron trapping and γ ray emission by ultra-intense laser irradiating a near-critical-density plasma filled gold cone. *New Journal of Physics*. 2015 May 22;17(5):053039. doi: 10.1088/1367-2630/17/5/053039.
26. Zhu X.L, Yu T.P, Sheng Z.M, Yin Y, Turcu I.C, Pukhov A. Dense GeV electron-positron pairs generated by lasers in near-critical-density plasmas. *Nature communications*. 2016 Dec 14;7(1):13686. doi: 10.1038/ncomms13686.
27. Vranic M, Klimo O, Korn G, Weber S. Multi-GeV electron-positron beam generation from laser-electron scattering. *Sci Rep*. 2018 March 16;8:4702. doi: 10.1038/s41598-018-23126-7.
28. Vladisavlevici I.M, Vizman D, d'Humières E. Laser Driven Electron Acceleration from Near-Critical Density Targets towards the Generation of High Energy γ -Photons. *Photonics*. 2022 Dec 9;9(12):953. doi: 10.3390/photonics9120953.
29. Liu J.X, Zhao Y, Wang X.P, Quan J.Z, Yu T.P, Zhang G.B, Yang X.H, Ma Y.Y, Shao F.Q, Zhao J. High-flux positrons generation via two counter-propagating laser pulses irradiating near-critical-density plasmas. *Physics of Plasmas*. 2018 Oct 1;25(10). doi: 10.1063/1.5043627.
30. Günther M.M, Rosmej O.N, Tavana P, Gyrdymov M, Skobliakov A, Kantsyrev A, Zähler S, Borisenko N.G, Pukhov A, Andreev N.E. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ -ray and neutron sources for nuclear application and science. *Nat Commun*. 2022 Jan 10;13:170. doi: 10.1038/s41467-021-27694-7.
31. Derouillat J, Beck A, Pérez F, Vinci T, Chiaramello M, Grassi A, Flé M, Bouchard G, Plotnikov I, Aunai N, Dargent J. Smilei: A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation. *Computer Physics Communications*. 2018 Jan 1;222:351-73. doi: 10.1016/j.cpc.2017.09.024.
32. Hosseinkhani H, Pishdast M, Yazdanpanah J, Ghasemi S.A. Investigation of the classical and quantum radiation reaction effect on interaction of ultra high power laser with near critical plasma. *Journal of Nuclear Science and Technology (JonSat)*. 2021 Jun 22;42(2):27-35 [In Persian].
33. He Y, Yeh I.L, Blackburn T.G, Arefiev A. A single-laser scheme for observation of linear Breit-Wheeler electron-positron pair creation. *New Journal of Physics*. 2021 Nov 2;23(11):115005. doi: 10.1088/1367-2630/ac3049.
34. Yazdanpanah J. Nonlinear evolutions of an ultra-intense ultra-short laser pulse in a rarefied plasma through a new quasi-static theory. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2017 Dec 20;60(2):025014. doi: 10.1088/1361-6587/aa9805.
35. Yazdanpanah J. Self modulation and scattering instability of a relativistic short laser pulse in an underdense plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2019 Jun 25;61(8):085021. doi: 10.1088/1361-6587/ab2733.

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.

**استناد به این مقاله**

رستمی، زهرا، پیشدست، مسعود، یزدان‌پناه، جمال‌الدین، رضوانی جلال، مسعود. (۱۴۰۳). گسیل فوتون در برهم‌کنش پالس‌های متقابل لیزر با نسبت میدان مختلف با پلاسمای با چگالی نزدیک بحرانی. *مجله علوم، مهندسی و فناوری هسته‌ای*، ۱۱۰(۴)، ۱۳۸-۱۴۷. DOI: <https://doi.org/10.24200/nst.2024.1634>.
 Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1634.html

