



بررسی تحولات تابش رامان رو به عقب منجر به آشوب در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هلیوم

زهره دهقانی، الناز خلیل‌زاده^{*}، امیر چخماچی

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

*Email: ekhalilzadeh@aeoi.org.ir

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۲/۹ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۰/۴/۵

چکیده

در این مقاله، مطالعه شبیه‌سازی گرمایش کیاتیکی الکترون‌ها، طی برهم‌کنش پالس لیزر با اتم‌های هلیوم و ناشی از تابش‌های رامان رو به عقب، با استفاده از کد شبیه‌سازی ذره‌ای، انجام شده است. برای این منظور، تحولات پالس لیزر خود سازگار از طریق تبدیل فوری فضای-زمان پتانسیل برداری عرضی، در زمان‌های مختلف انتشار بررسی و نشان داده شده است که از آن‌جا که یونش در انتشار تابش رامان رو به عقب تأثیر دارد، به طور محسوس، در آستانه گرمایش کیاتیکی الکترون‌ها نیز نقش دارد. با توجه به نتایج به‌دست آمده، مشخص شده است که در پالس لیزر با زمان خیزش بلند، (در این‌جا ۱۰۰ fs)، در زمان‌های اولیه، تابش‌های رامان رو به عقب، به‌وسیله نویز اولیه قوی‌تر آغاز می‌شوند. بنابراین، با در نظر گرفتن یونش، شرط لازم برای آستانه آشوب زودتر حاصل شده که به نوبه خود باعث می‌شود تا گرمایش کیاتیکی الکترون‌ها نیز، در مقایسه با حالتی که پالس لیزر در پلاسمای پیش فرض منتشر می‌شود سریع‌تر شروع شود. در نتیجه، در توافق با ماهیت آشوب، الکترون‌ها از طریق سازوکار کیاتیکی در پلاسمای حاصل از یونش میدانی انرژی بیش‌تری به دست می‌آورند.

کلیدواژه‌ها: تابش رامان رو به عقب، آشوب، کد شبیه‌سازی ذره‌ای، پالس قوی لیزر، اتم هلیوم

Investigation of the Raman backward radiation evolutions leading to chaos in the interaction of intense laser pulses with Helium atoms

Z. Dehghani, E. Khalilzadeh*, A. Chakhmachi

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

Research Article

Received 29.4.2021, Accepted 26.6.2021

Abstract

This paper investigates the stochastic heating of electrons caused by Raman backscatter radiations during the interaction of a laser pulse with helium atoms by means of a parallel particle-in-cell (PIC) code. At different propagation times, the self-consistent laser pulse changes are investigated via the space-time Fourier transform of the transverse vector potential. It is demonstrated that, since ionization has a striking influence on the emission of Raman backscattered radiation, it also plays an important role in the threshold of electron stochastic heating. As demonstrated by the experiments, the Raman backscattered radiations are initiated by a strong initial noise when a laser pulse has a long rise time, 100 fs. Hence, the fundamental condition for the chaos threshold is satisfied sooner by examining ionization effects. In this manner, stochastic heating of the electrons is initiated more rapidly than if the laser pulse were emitted in the preplasma. Accordingly, in concurrence with the idea of chaos, the electrons acquire more energy via the stochastic mechanism in the field-ionized plasma.

Keywords: Raman backward radiation, Chaos, PIC simulation code, Intense laser pulse, Helium atom



۱. مقدمه

مطالعه بر روی برهم‌کنش لیزر و پلاسما، یکی از سریع‌ترین زمینه‌ها در فیزیک امروزی است که در حال رشد می‌باشد. در این راستا و به دلیل کاربردهای بالقوه آن از جمله اشتعال سریع در گداخت لیزری^۱ [۲، ۱]، شتاب پروتون [۳، ۴]، لیزرهای اشعه ایکس [۵] و شتاب‌دهنده‌های موج عقبه لیزر^۲ [۶] پیشرفت‌های قابل توجهی حاصل شده است. در شدت‌های نسبیتی، گرمایش بدون برخوردی الکترون‌ها با تابش لیزری، از طریق چندین سازوکار گرمایشی مانند گرمایش رزونانسی، گرمایش خلأ، گرمایش ترمزی معکوس و گرمایش $J \wedge B$ صورت می‌گیرد [۷-۱۰]. گرمایش کیانیکی^۳ [۱۱] در حضور دو موج الکترومغناطیسی که در خلاف جهت هم حرکت می‌کنند سازوکار مهم دیگری است که نقش به‌سزایی در گرم کردن الکترون‌های پلاسما دارند. مندونکا^۴ نشان داد که به شرط برقراری رابطه $a_1 a_2 \geq 1/6$ و a_1 و a_2 پتانسیل برداری بی‌بعد مربوط به پالس اول و دوم می‌باشند، در سیستم آشوب رخ داده و پلاسما از طریق گرمایش کیانیکی گرم می‌شود [۱۱]. در توصیف بیش‌تر فرایند آشوب می‌توان گفت کاملاً مشخص است که حرکت الکترون در یک موج الکترومغناطیسی کاملاً انتگرال‌پذیر است و حداکثر انرژی جنبشی آن توسط شرایط اولیه تعیین می‌شود. با این حال، اگر اختلال در حرکت الکترون وجود داشته باشد مانند یک میدان الکتریکی یا مغناطیسی ساکن و یا یک اختلال تصادفی، هامیلتونین الکترون می‌تواند انتگرال‌پذیر نبوده و به حرکت آشوب‌ناک تبدیل شود. معمولاً زمانی این اتفاق می‌افتد که دامنه میدان‌های اختلالی از یک حد مشخص بزرگ‌تر باشد. در این حالت، حداکثر انرژی جنبشی الکترون تعیین نشده است و شتاب‌گیری الکترون به انرژی بسیار بالاتر از حضور آن در یک موج الکترومغناطیسی می‌تواند برسد. ویژگی مهم دیگر حرکت‌های آشوب‌ناک وابستگی شدید به شرایط اولیه است. به‌طوری‌که با کوچک‌ترین تغییر در شرایط اولیه، تغییرات بسیار بزرگ در خروجی نهایی دیده می‌شود بسیاری از مطالعات به صورت تئوری و آزمایشگاهی بر روی گرمایش کیانیکی با استفاده از دو پالس لیزر متقاطع انجام شده است [۱۲-۲۱]. نتایج شبیه‌سازی PIC نشان داد که در پلاسماهایی با چگالی متوسط (در حد چند درصد چگالی بحرانی) و زمانی که ناحیه پلاسمایی کم چگال به اندازه کافی

بزرگ باشد، حتی با یک پالس لیزر تنها در پلاسما نیز، رامن رو به عقب پراکنده شده می‌تواند به قدر کافی رشد کند تا به عنوان پالس دوم عمل کرده و باعث حرکت کیانیکی الکترون‌ها شوند [۱۴، ۱۵]. در کارهای قبلی ما، با استفاده از شبیه‌سازی ذره‌ای (کد PIC) نشان داده شده است که حتی در صورت محدود بودن ناحیه پلاسمایی، دامنه میدان‌های تابشی رو به عقب رامن نیز می‌توانند به عنوان دومین پالس متقابل عمل کنند، به شرط آن‌که طول پالس لیزر و زمان خیزش آن به اندازه کافی طولانی باشد [۱۸، ۱۹]. در این حالت می‌توان الکترون‌ها را تا تراز انرژی بسیار بالاتر از پتانسیل پاندرماتیو لیزر مربوطه شتاب داد. در کار دیگری نشان داده شد که در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با پلاسمای زیر چگال، الکترون‌ها از طریق سه سازوکار می‌توانند حرکت کیانیکی داشته باشند. این سازوکارها عبارتند از: در پالس‌های با زمان خیزش کوتاه، به دلیل تشکیل نیروی پاندرماتیو قوی و شکست موج عقبه، در پالس‌های با زمان خیزش بلند، از طریق رشد دامنه تابش‌های رامن رو به عقب و در مرز بین پلاسما و خلأ، از طریق شکست غیرخطی موج پلاسمایی تشکیل شده [۲۰]. هم‌چنین انرژی به‌دست آمده برای الکترون‌ها در این سه سازوکار با یک‌دیگر مقایسه شدند [۲۱]. در کارهای قبلی ما [۱۸-۲۱]، برهم‌کنش پالس قوی لیزر با پلاسمای زیر چگال هیدروژنی با استفاده از شبیه‌سازی ذره‌ای در نظر گرفته شده است. در این تحقیق، هدف مقایسه نتایج به‌دست آمده در مقالات قبلی با حالتی است که پلاسما به صورت پیش‌فرض در نظر گرفته نشده و در اثر یونیزاسیون میدانی اتم‌های هلیوم به‌دست آید.

هنگامی که پالس لیزری قوی در محیط گازی با چگالی کم منتشر می‌شود، پلاسما توسط یونش میدانی تشکیل می‌شود. اگرچه در بسیاری از کارها مرحله یونش و تشکیل پلاسما در نظر گرفته نمی‌شود، اما نشان داده شده است که نوسان‌های چگالی در طی زمان یونش می‌تواند از طریق تغییر در پراکندگی‌های رخ داده در پلاسما در تحولات پالس لیزر بسیار مؤثر باشد [۲۲-۲۷]. همان‌طور که در بالا ذکر شد، از آنجایی که پراکندگی‌های رو به عقب رامن نقشی اساسی در بروز آشوب دارند و هم‌چنین ناپایداری‌های پارامتریک را می‌توان به طور معمول، توسط نوسان‌های چگالی و در طول یونش گاز ایجاد کرد [۲۳-۲۵]، بنابراین انتظار می‌رود که یونش گاز بتواند به شدت بر آستانه گرمایش کیانیکی الکترون‌ها تأثیرگذار باشد.

در این تحقیق، تحولات تابش‌های رو به عقب، که می‌توانند منجر به آشوب در سیستم شوند، در برهم‌کنش پالس لیزر با

1. Inertial Confinement Fusion
2. Laser Wake-Field Accelerator
3. Stochastic Heating
4. Mendonca



که $\vec{E}$ ، $\vec{P}$ و $\vec{J}_p$ به ترتیب، میدان لیزر، میدان قطبش مرتبط با گاز (الکترون‌های مقید) و چگالی جریان پلاسما مرتبط با گاز یونیزه (الکترون‌های آزاد) هستند. همچنین c ، و t سرعت نور و زمان است. میدان قطبشی در معادله (۱) می‌تواند به دلیل فرایندهای مختلفی مانند اثرات حرارتی، جذب اشباع شده و قطبش الکترونیکی باشد. اما در مقیاس انجام شده در مطالعه پیش‌رو، قطبش الکترونیکی، سازوکار غالب است. میدان قطبش الکتریکی با $\vec{P} = qn_n \vec{\chi}_d$ توصیف می‌شود که q ، n_n و $\vec{\chi}_d$ بار، چگالی اتم‌ها و جابه‌جایی توزیع الکترونیکی از تعادل، به علت میدان لیزری است. با در نظر گرفتن تقریب‌هایی مانند (۱) کوچک بودن جمله غیرخطی، (۲) ضعیف بودن اثرات پراکندگی و (۳) صرف‌نظر از اثرات میرایی، می‌توان میدان قطبشی را به صورت زیر تقریب زد [۳۰، ۳۱].

$$\vec{P} = \frac{1}{4\pi} (\eta_0^2 - 1 + 2\eta_0 \eta_I I) \vec{E} \quad (2)$$

در معادله فوق η_0 ، η_I و I به ترتیب ضریب شکست خطی گاز خنثی، مؤلفه غیرخطی ضریب شکست و شدت لیزر هستند.

یونیزاسیون گاز با پالس لیزر منجر به چگالی جریان پلاسما،

$\vec{J}_p = qn_p \vec{v}_p$ می‌شود که در آن n_p و $\vec{v}_p$ به ترتیب چگالی پلاسما و سرعت سیال هستند. با استفاده از پیوستگی چگالی و معادلات سرعت سیالی، چگالی جریان پلاسما به صورت زیر داده می‌شود [۳۲، ۳۳].

$$\frac{\partial \vec{J}_p}{\partial t} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \vec{E} \quad (3)$$

که در آن $\omega_p = (\frac{4\pi q^2 n_p}{m})^{1/2}$ فرکانس الکترونی پلاسما است. در این‌جا، فرض بر این است که میدان الکتریکی به صورت خطی قطبی شده و به صورت زیر داده شود.

$$E = \hat{E} e^{(ik_L \zeta)/2} + c.c., \quad (4)$$

که در آن، $\zeta = z - ct$ و $k_L = c\omega_L$ ، ω_L فرکانس لیزر است) است و $\hat{E}$ نیز دامنه میدان الکتریکی لیزر است که به آرامی تغییر می‌کند. تغییر چگالی پلاسما در معادله (۳) به صورت زیر داده می‌شود.

اتم‌های هلیوم با استفاده از کد شبیه‌سازی تک بعدی PIC به نام Smilei بررسی می‌شوند. برای رسیدن به این هدف، شبیه‌سازی‌های مختلف با پالس‌های لیزر مختلف انجام شده و در نهایت، پالس لیزر طولانی با طول ۳۰۰ fs (پالس لیزر به اندازه کافی بلند است که شرایط $L_p > \lambda_p^{NL}$ را برآورده کند، که λ_p^{NL} طول موج پلاسمای غیرخطی است [۲۸]) و با زمان خیزش ۱۰۰ fs به طور نمونه انتخاب شده است. چگالی اتم‌های خنثی هلیوم $n_0 = 0.1 n_{cr}$ (چگالی بحرانی است) در نظر گرفته شده است. برای بررسی تأثیر یونش اتم‌های هلیوم بر روی گرمایش کیاتیکی، انتشار پالس لیزر در پلاسمای حاصل از یونش میدانی و پلاسمای پیش‌فرض در همان شرایط در نظر گرفته می‌شوند و سپس، تحولات خود سازگار پالس در فضای $(k - \omega)$ در این دو محیط، در زمان‌های مختلف با یکدیگر مقایسه می‌شود. با توجه به نتایج شبیه‌سازی، می‌توان دریافت که به دلیل نوسان چگالی ناشی از یونیزاسیون میدانی، در زمان شروع برهم‌کنش، سازوکار پراکندگی رو به عقب رامان با اختلال اولیه قوی به وجود می‌آید. بنابراین، شرایط لازم برای رخ دادن آشوب در پلاسمای حاصل از یونش میدانی در مقایسه با پلاسما پیش‌فرض، زودتر برآورده می‌شود.

۲. معادلات حاکم بر فیزیک یونش

همان‌طور که در مقدمه مقاله بیان شد در این کار قصد داریم اثر تغییرات چگالی هنگام یونیزاسیون را بر روی تابش‌های رخ داده در پلاسمای تشکیل شده را با استفاده از کد ذره‌ای Smilei بررسی نماییم. به‌طوری‌که می‌دانید در شبیه‌سازی ذره‌ای به غیر از معادلات ماکسول و معادله حرکت ذره از معادله دیگری استفاده نمی‌شود. در این‌جا برای روشن شدن مسأله و توصیف بیش‌تر پدیده یونیزاسیون سعی می‌شود با استفاده از معادلات موج و تقریب‌هایی که در نظر گرفته می‌شود یک درک اولیه‌ای راجع به اثرات یونیزاسیون ارایه شود. انتظار می‌رود به علت خلق منابع جدید جریان توسط نوسانات چگالی ناشی از یونیزاسیون، مطابق معادلات میدان‌های موج، تابش‌های جدید و ناهم‌دوستی تولید شده و در نتیجه تغییراتی در تابش‌ها در برهم‌کنش پالس لیزر با پلاسمای حاصل از یونیزاسیون رخ دهد. معادله حاکم بر انتشار پرتو لیزر در گازی که تحت یونش قرار می‌گیرد با معادله موج زیر بیان می‌شود [۲۹]:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E} = \frac{4\pi}{c^2} \left(\frac{\partial \vec{P}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{J}_p}{\partial t} \right) \quad (1)$$



مطابق با معادلات (۶)، (۹) و (۱۰)، کاملاً واضح است که در انتشار پالس لیزر در محیط گازی، یونیزاسیون اتم‌ها می‌تواند باعث تحول تابش‌های رخ داده در پلاسما شود.

۳. پارامترهای شبیه‌سازی

در این بررسی نتایج شبیه‌سازی با استفاده از کد Smilei مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است [۴۰]. این کد، کاملاً PIC کاملاً نسبیتی و موازی است که با استفاده از تئوری ADK، شامل یونش میدانی نیز می‌باشد. برای مسأله مورد بررسی در این کار، چندین شبیه‌سازی با استفاده از نسخه یک بعدی کد و با در نظر گرفتن پارامترهای اولیه به شرح زیر انجام شده است. دمای اولیه یون $k_B T_i = 0$ (ثابت بولتزمن است) است. اتم‌های خنثی هلیوم با چگالی اولیه $0.1 n_{cr}$ و الکترون‌ها با چگالی اولیه $0.2 n_{cr}$ در حالت پلاسمای پیش‌فرض در محدوده $x = [85-220] \mu m$ قرار گرفته‌اند. طول سلول شبیه‌سازی $dx \approx 0.1 \times 2\pi \mu m$ بوده و تعداد ۴۸ ذره در هر سلول در نظر گرفته می‌شود. شرایط انعکاسی برای ذرات و شرایط مرز باز برای میدان‌های الکترومغناطیسی استفاده می‌شود. پالس لیزر با قطبش P، در امتداد جهت X با مشخصات دوزنقه‌ای در فضا و زمان و در طول موج $1 \mu m$ منتشر می‌شود. پوش پالس که در این شبیه‌سازی‌ها استفاده می‌شود، شامل سه بازه زمانی $[PL_1, PL_2, PL_3]$ است. در طی زمان PL_1 پالس رشد کرده، در بازه زمانی PL_2 ثابت می‌ماند و در طی بازه زمانی PL_3 افت می‌کند. شدت لیزر نرمالیزه شده $a_0 = 1$ می‌باشد ($a_0 = I \lambda_\mu^2 / 1.37 \times 10^{18}$). در تمام شبیه‌سازی‌ها، موقعیت، X ، میدان الکتریکی، E ، تکانه‌های طولی، p_x ، و پتانسیل برداری عرضی، a_0 ، به ترتیب، به مقادیر $m_e c / \omega_0$ ، $m_e c / e$ و $e / m_e c^2$ نرمالیزه می‌شوند. در این جا ω_0 ، فرکانس مرکزی لیزر است.

۴. شبیه‌سازی مسأله و نتایج به دست آمده

در کار قبلی، با مطالعه تغییرات پالس لیزر خود سازگار از طریق تبدیل فوریه پتانسیل بردار عرضی، a_y ، در فضا - زمان نشان داده شد که در برهم‌کنش پالس لیزر (به شرطی که طول پالس لیزر به اندازه کافی طولانی باشد و زمان خیزش پالس نیز در ابتدا ملایم افزایش یابد) با پلاسمای کم چگال، دامنه میدان رامن رو به عقب می‌تواند حد آستانه شرط مندوکا در سیستم را برآورده کرده و آشوب در سیستم رخ دهد [۲۱]. هم‌چنین از معادلات موج در بخش قبلی، نشان داده شد که نوسان‌های چگالی ناشی از یونش، به صورت منابع چگالی جریان عمل کرده

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = (n_0 - n_p) W(|\hat{E}|), \quad (5)$$

که $W(|\hat{E}|)$ نرخ یونیزاسیون است. پارامتر اصلی که سازوکار یونش را تعیین می‌کند پارامتر کلدیش $\gamma = \omega_L \sqrt{2I_p} / |\hat{E}|$ است که I_p پتانسیل یونش اتمی می‌باشد [۳۴]. برای مقادیر $\gamma \gg 1$ سازوکار یونش را یونش چند فوتونی می‌نامند و برای مقادیر کوچک $\gamma < 1$ ، سازوکار یونش، یونش میدانی است. یونش اتم‌ها در میدان شدید لیزر به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته است [۳۵-۳۷]. یکی از نظریه‌های رایج برای محاسبه نرخ یونش، اصطلاحاً تئوری ADK نامیده می‌شود [۳۸]. طبق این نظریه، اگر میدان الکتریکی خارجی به طور خطی قطبی شود، همان‌طور که در معادله (۴) فرض شده است، نرخ یونش به صورت زیر به دست می‌آید:

$$W(|\hat{E}|) = \omega_A f_{l,m} C_{n,l} I_p \left(\frac{\gamma |\hat{E}|}{\pi (2I_p)^{3/2}} \right)^{1/2} \times \left[\frac{\gamma}{|\hat{E}|} (2I_p)^{3/2} \right]^{\gamma n^* - |m| - 1} \exp \left(-\frac{\gamma}{|\hat{E}|} (2I_p)^{3/2} \right) \quad (6)$$

در رابطه فوق، $\omega_A = 4.134 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ و فاکتور $f_{l,m}$ و $C_{n,l}^*$ به صورت زیر داده می‌شود

$$f_{l,m} = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{\sqrt{|m|}(l-|m|)! (|m|)!} \quad (7)$$

و

$$C_{n,l}^* = \left(\frac{\gamma e}{n^*} \right)^{n^*} \frac{1}{(\gamma \pi n^*)^{1/2}}. \quad (8)$$

در رابطه فوق، e عدد اوایلر و l و m به ترتیب اعداد کوانتومی مغناطیسی و مداری هستند و n^* عدد کوانتومی اصلی مؤثر است.

در ادامه، برای بررسی انتشار پالس لیزر، با ترکیب معادلات (۱)، (۲)، (۳) و (۵) معادله زیر به دست می‌آید [۳۹]:

$$\left(\nabla_\perp^2 + \gamma i \frac{\omega_L}{c} \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{E} = \left(\frac{\omega_p^2}{c^2} - \gamma \frac{\omega_L^2}{c^2} \eta_\gamma I \right) \hat{E}, \quad (9)$$

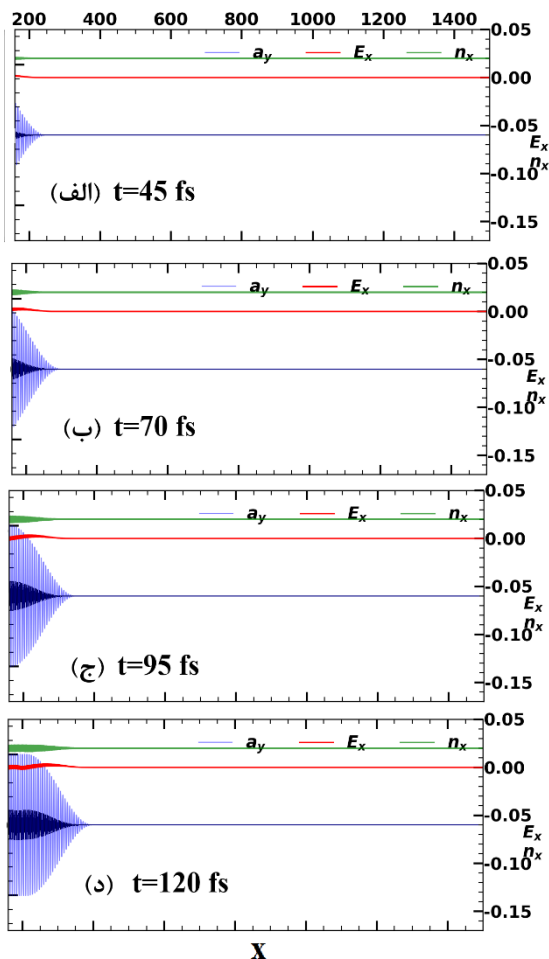
که

$$\omega_p^2 = \omega_{p_0}^2 \left[1 - \exp \left(\frac{-n_0}{c} \int_\zeta W(|\hat{E}|) d\zeta' \right) \right]. \quad (10)$$

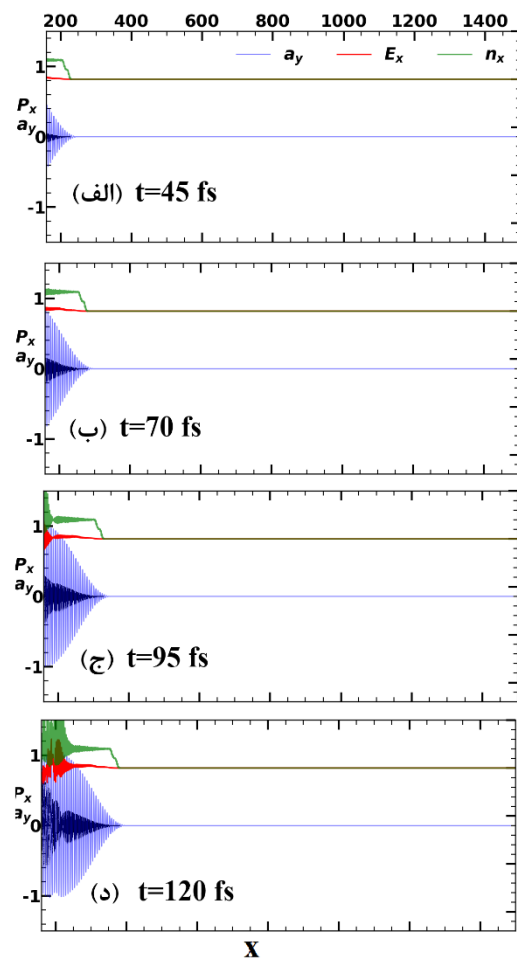


میدان E_x موج عقبه، پتانسیل برداری عرضی a_y ، تکانه طولی p_x و چگالی الکترون n_x در پلاسمای حاصل از یونش میدانی در شکل ۱ و پلاسمای پیش‌فرض در شکل ۲ در زمان‌های انتشار (الف) ۴۵، (ب) ۷۰، (ج) ۹۵ و (د) ۱۲۰ فمتو ثانیه رسم شده است. همان‌طور که از شکل‌های مربوط به انتشار پالس لیزر در پلاسمای پیش‌فرض مشاهده می‌شود در طی این ۴ زمان، اتفاق خاصی در منحنی فضای فاز الکترون‌ها رخ نمی‌دهد. این در حالیتی که با انتشار پالس لیزر در اتم‌های هلیوم و در زمان ۱۲۰ فمتو ثانیه در شکل ۱ (د) شاهد به‌هم‌ریختگی فضای فاز الکترون‌ها می‌باشیم. لازم به ذکر است با توجه به کوچک بودن دامنه میدان الکتریکی عقبه تولید شده در پلاسمای، نمی‌توان انتظار داشت این به‌هم‌ریختگی به دلیل شکست موج عقبه باشد.

و می‌توانند تابش ایجاد کنند. اکنون، سوال اصلی که مطرح می‌شود این است که آیا تحولات تابش‌های رخ داده در زمان‌های اولیه برهم‌کنش پالس لیزر با اتم‌های هلیوم، می‌تواند باعث تغییر دامنه تابش‌های رامان رو به عقب و در نتیجه گرم شدن کیاتیکی سریع پلاسمای حاصل از یونش میدانی، در مقایسه با وقتی که پالس لیزر در محیط پلاسمای پیش‌فرض منتشر می‌شود، گردد. به منظور پاسخ به این سوال، انتشار پالس لیزر با زمان خیزش بلند (۱۰۰ fs) در اتم‌های هلیوم و پلاسمای پیش‌فرض در نظر گرفته شده است، تغییر پالس خود سازگار (a_y) در فضای $(k - \omega)$ در شبیه‌سازی‌ها بررسی شده و نقشه‌های $(k - \omega)$ ، که از طریق تبدیل فوریه فضا - زمان a_y ، برای زمان‌های مختلف انتشار پالس لیزر در پلاسمای حاصل از یونش میدانی و پلاسمای پیش‌فرض جمع‌آوری شده است، نشان داده می‌شود.



شکل ۲. پلاسمای پیش‌فرض.



شکل ۱. پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی

میدان E_x موج عقبه، پتانسیل برداری عرضی a_y ، تکانه طولی p_x و چگالی الکترون n_x در پلاسمای حاصل از یونش میدانی در شکل ۱ و پلاسمای پیش‌فرض در شکل ۲ در زمان‌های انتشار (الف) ۴۵، (ب) ۷۰، (ج) ۹۵ و (د) ۱۲۰ فمتو ثانیه.



عقب، به نظر می‌رسد تنها سازوکاری که می‌تواند باعث ایجاد اختلال در فضای فاز شود، سازوکار آشوب در حضور امواج الکترومغناطیسی منتشر شده به صورت متقابل است. اگرچه دامنه امواج پراکنده شده رو به عقب در شکل ۴ (د) تقویت شده است، اما این دامنه نمی‌تواند شرایط مندونکا را برآورده کند. بنابراین، فضای فاز برای محیط پلاسمای پیش فرض در شکل ۲ (د) در زمان ۱۲۰ fs منظم می‌باشد.

همچنین با انتشار پالس لیزر در مدت زمان بیشتر، انتظار می‌رود که آشوب نیز در محیط پلاسمای پیش فرض اتفاق بیفتد. برای بررسی این مسأله، نتایج شبیه‌سازی در شکل ۵ در زمان‌های (الف) ۲۳۰ و (ب) ۲۵۵ فمتو ثانیه به ترتیب نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل ۵ دیده می‌شود، هیچ اتفاق خاصی در فضای فاز در زمان ۲۳۰ فمتو ثانیه رخ نمی‌دهد. اما در زمان ۲۵۵ فمتو ثانیه در شکل‌های ۵ (ج و د)، به دلیل برآورده شدن شرایط آشوب، گرم شدن کیاتیکی الکترون‌ها رخ می‌دهد (در این شکل مد مربوط به تابش رو به عقب رامان با پیکان مشخص شده است). در نتیجه، با توجه به مطالب فوق، می‌توان نتیجه گرفت که به دلیل نوسان‌های چگالی در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی، تابش‌های پراکنده شده رو به عقب رامان با یک اختلال اولیه شدید در زمان‌های اولیه رخ می‌دهد [۲۴] و شرط لازم برای آستانه آشوب زودتر در این محیط و در مقایسه با پلاسمای پیش فرض رخ می‌دهد.

هنگامی که انتشار پالس‌های لیزر در گاز و پلازما برای مدت زمان طولانی‌تر ۶۰۰ فمتو ثانیه در شکل ۶ (این شکل از دو نمودار تشکیل شده است: (الف) انتشار پالس لیزر در پلاسمای یونیزه شده به صورت میدانی و (ب) انتشار پالس لیزر در پلاسمای پیش‌فرض) بررسی می‌شود، در هر دو مورد، الگوهای آشوب، به طور کامل، فضای فاز را پوشش می‌دهد. ملاحظه می‌شود در پلاسمای حاصل از یونش میدانی که مقدار تکانه الکترون افزایش یافته و فضای فاز الکترون نیز، در مقایسه با پلاسمای پیش‌فرض، بیش‌تر به هم می‌ریزد. این با ماهیت حرکت آشوب‌ناک که نسبت به شرایط اولیه بسیار حساس است مطابقت دارد [۱۳، ۱۴]. این نتایج، با نتایج به‌دست آمده از حل عددی معادله حرکت الکترون در میدان‌های دو موج الکترومغناطیسی نیز کاملاً مطابقت دارد [۱۸]. برای توضیح بیش‌تر، طیف انرژی الکترون‌ها در دو حالت پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی و پلاسمای پیش‌فرض در شکل ۷، با پارامترهای مشابه در شکل ۶ مقایسه می‌شود. همان‌طور که در این شکل‌ها نشان داده شده است، الکترون‌های با انرژی بالاتری در محیط پلاسمای حاصل از یونش میدانی در مقایسه با محیط پلازما پیش‌فرض تولید می‌شوند. در محیط پلاسمای

در ادامه، برای مشخص شدن سازوکار رخ داده به مطالعه ماهیت تابش‌های تولید شده در پلازما با استفاده از منحنی‌های پاشندگی می‌پردازیم. بدین‌منظور نقشه‌های $(k - \omega)$ برای پلاسمای حاصل از یونش میدانی (شکل ۳، ستون اول از سمت چپ) و پلاسمای پیش‌فرض (شکل ۴، ستون دوم از سمت چپ) در زمان‌های انتشار (الف) ۴۵، (ب) ۷۰، (ج) ۹۵ و (د) ۱۲۰ فمتو ثانیه رسم شده است. از آن‌جا که این کار، در حال بررسی سازوکار آشوب می‌باشد، تابش‌های رو به عقب تولید شده مورد بررسی قرار خواهند گرفت. در شکل‌های ۳ و ۴، اولین نمودارها مربوط به زمان $t = 0$ می‌باشد. مشاهده می‌شود در زمان‌های انتشار ۴۵ و ۷۰ فمتو ثانیه، وقتی پالس لیزر در پلاسمای پیش‌فرض انتشار می‌یابد، سازوکار تابش رو به عقب در این زمان‌ها هنوز دیده نمی‌شود (شکل‌های ۴ الف و ب) و فقط، موج پالس ورودی را می‌توان مشاهده کرد. در مقابل، در همان زمان‌ها، برای حالتی که پالس لیزر در پلاسمای حاصل از یونش میدانی منتشر می‌شود، تابش پراکنده شده رو به عقب در نقشه‌های پراکندگی $(k - \omega)$ شروع به رشد می‌کند (شکل‌های ۳ الف و ۳ ب). در حقیقت، نوسان چگالی ناشی از یونش اتم‌های هلیوم، می‌تواند تابش پراکنده شده رو به عقب را ایجاد کند، اما فضای فاز در شکل‌های ۱ (الف و ب)، الگوی منظمی را نشان می‌دهد و هیچ اثر کیاتیکی مشاهده نمی‌شود.

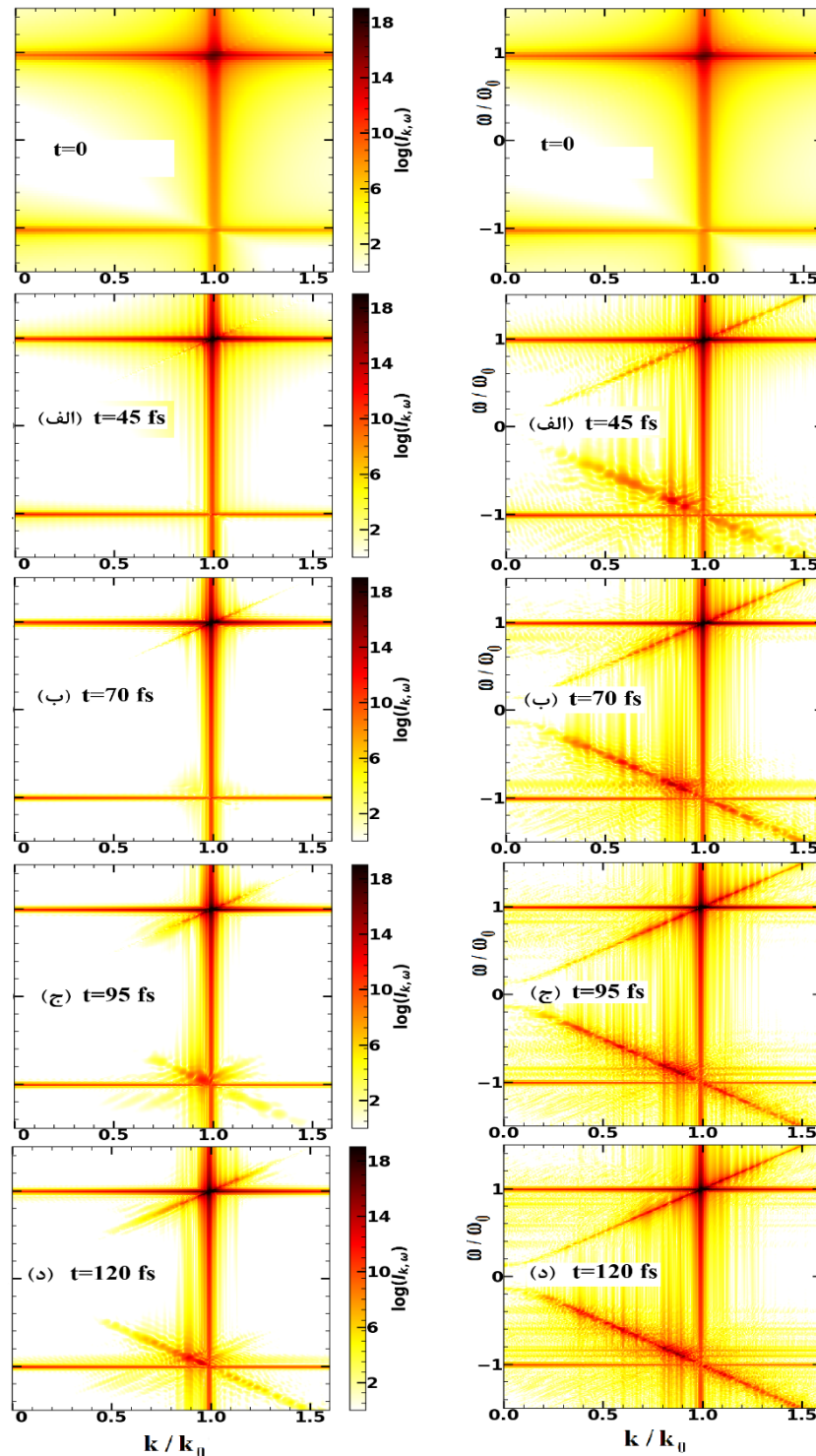
در زمان انتشار ۹۵ fs، تابش رو به عقب قوی‌تر در پلاسمای یونیزه شده به صورت میدانی مطابق شکل ۳ (ج) مشاهده می‌شود، اگرچه هیچ اثر خاصی در فضای فاز الکترون دیده نمی‌شود (شکل ۱ ج). در این زمان، تولید تابش رو به عقب در پلازما پیش‌فرض در شکل ۴ (ج) نیز مشهود است، اما الگوهای فضای فاز در این حالت منظم هستند (شکل ۲ ج). رویداد مورد انتظار در شکل ۳ (د) در زمان انتشار ۱۲۰ fs اتفاق افتاده است. همان‌طور که در شکل ۱ (د) مشاهده شد، فضای فاز به هم ریخته است. تجزیه و تحلیل نقشه پراکندگی $k - \omega$ که در شکل ۳ (د) آورده شده است، نشان می‌دهد که شرایط تطبیق فاز پراکندگی رامان، برای تابش پراکندگی رو به عقب برآورده می‌شود. با توجه به رابطه تطبیق فاز، فرکانس و تعداد عدد موج موج رامان رو به عقب بایستی رابطه $\omega_{bs} = -\omega_o + \omega_p \cong -0.85\omega_o$ و $k_{bs} = +k_o - \omega_p / c \cong 0.85 k_o$ را ارضا کنند (شاخص‌های "bs" و "o" به ترتیب به تابش پراکنده شده رو به عقب و تابش ورودی اشاره دارد). مد پراکند شده رو به عقب با پیکان در شکل ۳ (د) مشخص شده است.

با توجه به این واقعیت که دامنه موج عقبه الکتریکی شکل گرفته، بسیار ناچیز است و به دلیل ایجاد تابش رامان رو به



پیش‌فرض، حداکثر انرژی به کمتر از 0.4 MeV می‌رسد، این در حالی است که در حالت پلاسمای حاصل از یونش میدانی، این مقدار کاملاً دو برابر می‌شود. علاوه بر این، تابع توزیع الکترون در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی، گسترده‌تر بوده و با شیب نرم کاهش می‌یابد. در حالی که در محیط

پیش‌فرض، حداکثر انرژی به کمتر از 0.4 MeV می‌رسد، این در حالی است که در حالت پلاسمای حاصل از یونش میدانی، این مقدار کاملاً دو برابر می‌شود. علاوه بر این، تابع توزیع الکترون در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی، گسترده‌تر بوده و با شیب نرم کاهش می‌یابد. در حالی که در محیط

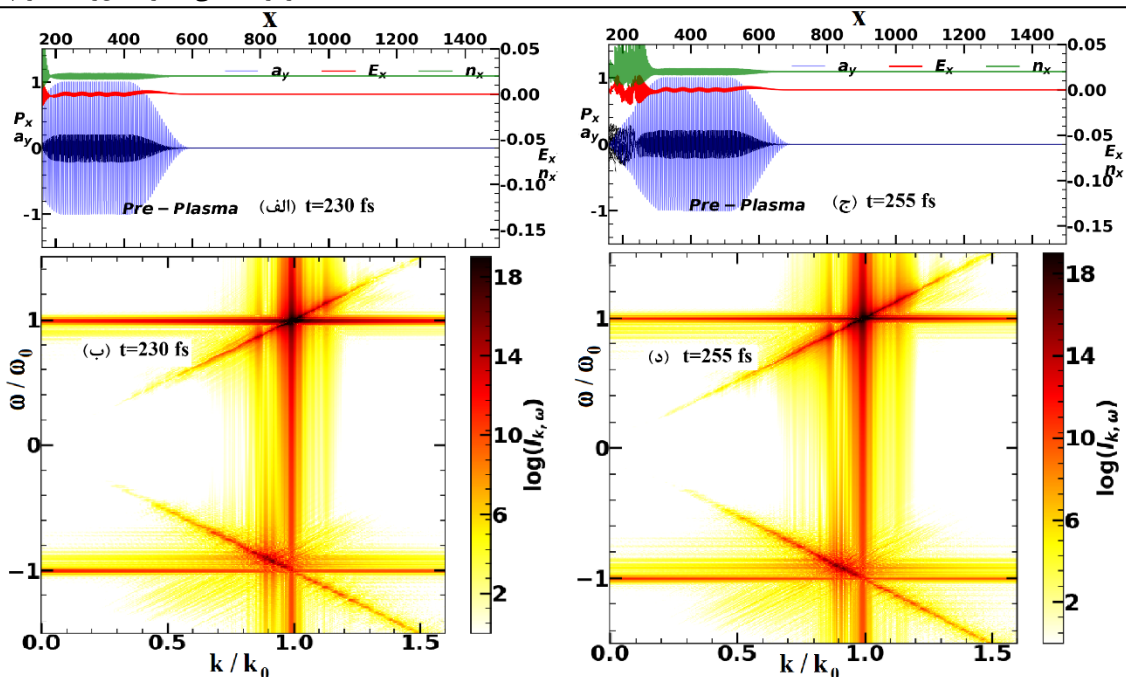


شکل ۴. پلاسمای پیش‌فرض.

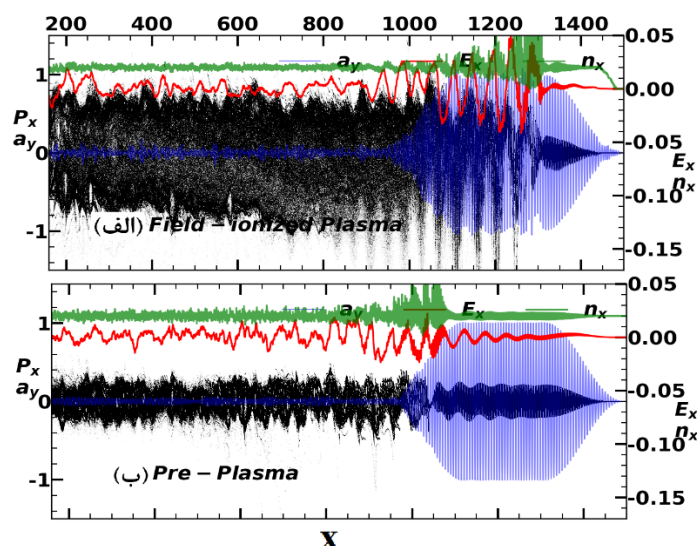
شکل ۳. پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی.

نقشه‌های $(k - \omega)$ برای پلاسمای حاصل از یونش میدانی (شکل ۳، ستون اول از سمت چپ) و پلاسمای پیش‌فرض (شکل ۴، ستون دوم از سمت چپ) در زمان‌های انتشار (الف) 45 fs ، (ب) 70 fs ، (ج) 95 fs و (د) 120 fs فمتو ثانیه.

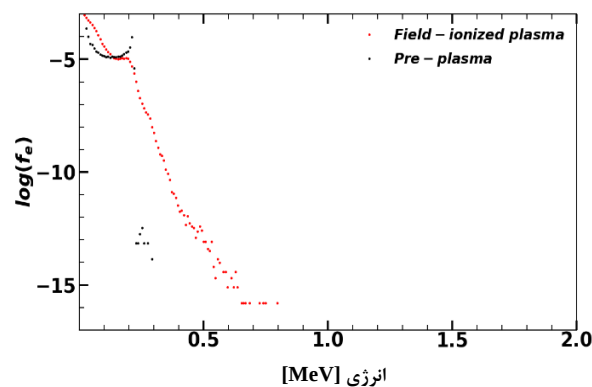




شکل ۵. میدان E_x موج عقبه، پتانسیل برداری عرضی a_y ، تکانه طولی p_x و چگالی الکترون n_x در زمان (الف) ۲۳۰ فمتو ثانیه و (ج) ۲۵۵ فمتو ثانیه و نقشه‌های $k - \omega$ در زمان (ب) ۲۳۰ فمتو ثانیه و (د) ۲۵۵ فمتو ثانیه در پلاسمای پیش‌فرض.



شکل ۶. میدان E_x موج عقبه، پتانسیل برداری عرضی a_y ، تکانه طولی p_x و چگالی الکترون n_x در زمان ۶۰۰ فمتو ثانیه برای (الف) پلاسمای حاصل از یونش میدانی و (ب) پلاسمای پیش‌فرض.



شکل ۷. تابع توزیع انرژی الکترون‌ها در زمان ۶۰۰ فمتو ثانیه.



۵. نتیجه گیری

مراجع

در این مقاله، گرمایش کاتیکی الکترون‌ها که ناشی از تابش‌های پراکنده شده رو به عقب رامان در برهم‌کنش پالس لیزر قوی با اتم‌های هلیوم است، مورد بررسی قرار گرفته و با موردی که در آن پالس لیزر در محیط پلاسمای پیش‌فرض انتشار می‌یابد، مقایسه می‌گردد. برای این منظور، از کد شبیه‌سازی PIC یک بعدی (کد اسماییلی [۴۰]) استفاده شده است. در این کد، یونیزاسیون میدانی اتم‌های هلیوم در برهم‌کنش با پالس لیزر با استفاده از تئوری ADK در نظر گرفته شده است [۳۸]. تحولات پالس لیزر خود سازگار، از طریق تبدیل فوریه فضا-زمان برای پتانسیل بردار عرضی، در زمان‌های مختلف انتشار، بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی نشان داد که برای پالس با زمان خیزش بلند (در این‌جا فمتوثانیه ۱۰۰)، تابش پراکنده شده رو به عقب رامان، با اختلال اولیه قوی و به دلیل یونیزاسیون ایجاد می‌شود. در مجموع، به دلیل برآورده شدن سریع شرایط مندونکا [۱۱] برای پدیده آشوب، شروع گرمایش کاتیکی الکترون سریع‌تر آغاز می‌شود و الکترون‌ها از طریق سازوکار کاتیکی، انرژی بیشتری به دست می‌آورند. از آنجایی که آشوب در زمان‌های اولیه، در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی در مقایسه با محیط پلاسمای پیش‌فرض، اتفاق می‌افتد، بنابراین الکترون‌ها برای دستیابی به انرژی از طریق سازوکار کاتیکی، زمان بیشتری دارند. در نتیجه، دما و حداکثر انرژی الکترون‌ها در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی بیشتر از پلاسمای پیش‌فرض است. این نتایج با طبیعت بی‌نظمی حرکت الکترون‌ها مطابقت دارد، که در آن، پارامترهای حالت نهایی سیستم (دمای الکترون، شتاب الکترون)، حساسیت بالاتری به شرایط اولیه (اختلال چگالی، ناشی از یونیزاسیون) دارند، وجود دارد.

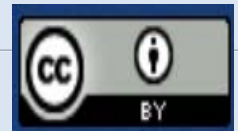
1. S. Zhang, S.X. Hu, *Species separation and hydrogen streaming upon shock release from polystyrene under inertial confinement fusion conditions*, *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 105001 (2020).
2. G. Varillon, J.M. Clarisse, A. Couairon, *Stability of ablation flows in inertial confinement fusion: Nonmodal effects*, *Phys. Rev. E.*, **103**, 023211 (2021).
3. P. Puyuelo-Valdes, et al., *Proton acceleration by collisionless shocks using a supersonic H2 gas-jet target and high-power infrared laser pulses*, *Physics of Plasmas*, **26**, 123109 (2019).
4. L.A. Gizzi, et al., *Intense proton acceleration in ultrarelativistic interaction with nanochannels*, *Phys. Rev. Research*, **2**, 033451 (2020).
5. S. Singh, et al., *Compact high energy x-ray spectrometer based on forward Compton scattering for high intensity laser plasma experiments*, *Review of Scientific Instruments*, **89**, 085118 (2018).
6. J.P. Palastro, et al., *Dephasingless laser wakefield acceleration*, *Phys. Rev. Lett.*, **124**, 134802 (2020).
7. W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interaction*, Addison-Wesley, New York, (1988).
8. F. Brunel, *Not-so-resonant, resonant absorption*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52 (1987).
9. A. Brantov, et al., *Enhanced inverse bremsstrahlung heating rates in a strong laser field*, *Physics of Plasmas*, **10**, 3385 (2003).
10. W.L. Kruer, K. Estabrook, *JxB heating by very intense laser light*, *Phys. Fluids*, **28**, 430 (1985).
11. J.T. Mendonca, F. Doveil, *Stochasticity in plasmas with electromagnetic waves*, *J. Plasma Phys.*, **28**, 485 (1982).
12. D.W. Forslund, et al., *Two-dimensional simulations of single-frequency and beat-wave laser-plasma heating*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 558 (1985).
13. Z.M. Sheng, et al., *Stochastic heating and acceleration of electrons in colliding laser fields in plasma*, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 055004 (2002).
14. Z.M. Sheng, et al., *Efficient acceleration of electrons with counter propagating intense laser pulses in vacuum and underdense plasma*, *Plasma Phys. Rev. E*, **69**, 016407 (2004).
15. P. Zhang, et al., *An optical trap for relativistic plasma*, *Phys. Plasmas*, **10**, 2093 (2003).
16. A.J. Lichtenberg, M.A. Lieberman, *Regular and Stochastic Motion* (New York: Springer, 1981).
17. A. Bourdier, D. Patin, E. Lefebvre, *Stochastic heating in ultra high intensity laser-plasma interaction*, *Laser and Particle Beams*, **25**, 169 (2007).
18. E. Khalilzadeh, et al., *Electron residual energy due to stochastic heating in field-ionized plasma*, *Phys. Plasmas*, **22**, 113115 (2015).
19. E. Khalilzadeh, A. Chakhmachi, J. Yazdanpanah, *Stochastic behavior of electrons in high intensity laser-plasma interaction*, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 125004 (2017).
20. Y. Zhang, S. Krasheninnikov, *Novel approach to stochastic acceleration of electrons in colliding laser fields*, *Phys. Plasmas*, **26**, 050702 (2019).



21. E. Khalilzadeh, A. Chakhmachi, J. Yazdanpanah, *The dependency of the stochastic heating to the pulse shape in intense laser-plasma interaction*, *Optik*, **218**, 165249 (2020).
22. A. Morozov, et al., *Propagation of ultrashort laser pulses in optically ionized gases*, *Physics of Plasmas*, **17**, 023101 (2010).
23. W. Mori, T. Katsouleas, *Ponderomotive force of a uniform electromagnetic wave in a time varying dielectric medium*, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3495 (1992).
24. D. Gordon, et al., *Seeding of the forward Raman instability by ionization fronts and Raman backscatter*, *Phys. Rev. E*, **64**, 046404 (2001).
25. C. Schroeder, et al., *Frequency chirp and pulse shape effects in self-modulated laser wakefield accelerators*, *Physics of Plasmas*, **10**, 2039 (2003).
26. N. Andreev, et al., *Generation of a wakefield during gas ionization*, *Plasma Physics Reports*, **26**, 94 (2000).
27. P. Kumar, et al., *Simulation study of CO2 laser-plasma interactions and self-modulated wakefield acceleration*, *Physics of Plasmas*, **26**, 083106 (2019).
28. P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, *Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2011 (1990).
29. E. Esarey, et al., *Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas*, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **33**, 1879 (1997).
30. Y.R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, (New York: Wiley, 1984).
31. R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, (San Diego, CA: Academic, 1993).
32. V.B. Gil'denburg, A.V. Kim, A.M. Sergeev, *Possibility of sharp increase in the frequency of the radiation of ionizing laser pulse in gas*, *JETP*, **51**, 104 (1990).
33. E. Esarey, G. Joyce, P. Sprangle, *Frequency up-shifting of laser pulses by copropagating ionization fronts*, *Phys. Rev. A*, **44**, 3908 (1991).
34. L.V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, *Eksp. Teor. Fiz.*, **47**, 1945 (1964).
35. H.R. Reiss, *Effect of an intense electromagnetic field on a weakly bound system*, *Phys. Rev. A*, **22**, 1786 (1980).
36. D. Bauer, P. Mulser, *Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations*, *Phys. Rev. A*, **59**, 569 (1999).
37. F.H.M.J. Faisal, *Multiple absorption of laser photons by atoms*, *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, **6**, L8 (1973).
38. M.V. Ammosov, N.B. Delone, V.P. Krainov, *Ionisation par effet tunnel d'atomes et ions atomiques complexes dans un champ électromagnétique variable*, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **91**, 2008 (1986).
39. P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, *Self-guiding and stability of intense optical beams in gases undergoing ionization*, *Physical Review E*, **54**, 4211 (1996).
40. J. Derouillat, et al., *Smilei: A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation*, *Computer Physics Communications*, **222**, 351 (2018).

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

زهره دهقانی، الناز خلیلزاده، امیر چخماچی (۱۴۰۱)، بررسی تحولات تابش رامان رو به عقب منجر به آشوب در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هلیوم، ۱۰۱، ۸۴-۹۳

DOI: 10.24200/nst.2022.1450

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1450.html