



افزایش شتاب‌دهی پروتون در برهم‌کنش پالس لیزر چرپ شده با پلاسما

الناز یزدانی*

پژوهشکده‌ی لیزر و اپتیک، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۸۴۸۶-۱۱۳۶۵، تهران - ایران
گروه فیزیک، دانشکده‌ی علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، صندوق پستی: ۱۴۱۱۵-۱۱۱، تهران - ایران

چکیده: سازوکار شتاب‌دهی پروتون از غلاف تشکیل شده در پشت هدف آلومینیم در برهم‌کنش لیزر با قطبش P، با پهنای زمانی ≥ 40 fs و شدت $3.6 \times 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ به طور تجربی و شبیه‌سازی مطالعه شده است. نتایج نشان دادند که انرژی ماکزیمم و هم‌چنین تعداد پروتون‌های شتاب گرفته با اعمال چرپ مثبت در مقایسه با حالت برهم‌کنش بدون چرپ و چرپ منفی افزایش می‌یابد. سپس فرایند گرم شدن الکترون‌ها در برهم‌کنش با پالس لیزر با چرپ مثبت و منفی بررسی، و رابطه‌ی بین پارامتر چرپ و میدان الکترواستاتیکی تولید شده در پشت هدف مطالعه شده است. نتایج شبیه‌سازی نشان دادند که در برهم‌کنش لیزر با چرپ مثبت در مقایسه با چرپ منفی و حالت بدون چرپ، فرایند گرم شدن الکترون‌ها و هم‌چنین میدان الکتریکی ایجاد شده به منظور شتاب‌دهی پروتون‌ها، افزایش چشم‌گیری می‌یابد.

کلیدواژه‌ها: برهم‌کنش لیزر با پلاسما، شتاب‌دهی پروتون، شبیه‌سازی، چرپ

Proton Acceleration Enhancement in Frequency Chirped Laser Pulse Interaction with Plasma

E. Yazdani*

Laser and Optics Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 11365-8486, Tehran – Iran
Department of Physics, Faculty of Science, Tarbiat Modares Univerand, P.O.Box: 111-14115, Tehran – Iran

Abstract: Proton acceleration process by the generated sheath in the rear-side of an Al target in the interaction of P polarized laser with the pulses duration of ≥ 40 fs and intensity of $3.6 \times 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ has been experimentally and numerically studied. The results show that by employing the positively chirped pulse, the proton cut off energy and the number of the accelerated protons are increased in comparison with an unchirped and negatively chirped pulse interactions. After that, the electron heating process in interaction of positively and negatively chirped pulse is investigated and correlation between the chirped parameter and produced electrostatic field in the backside of the target is studied. Particle-in-cell simulation results show that the electron heating process and consequently the electrostatic field for proton acceleration goal are significantly increased by employing the positively chirped pulse compared to negatively unchirped conditions.

Keywords: Laser Plasma Interaction, Proton Acceleration, Simulation, Chirp



۱. مقدمه

پیشرفت‌های سریع در تکنولوژی ساخت لیزر، امکان دسترسی به لیزرهای با توان تراوات و پهنای زمانی فمتو ثانیه را در آزمایشگاه‌ها، به راحتی فراهم کرده است. شتاب‌دهی ذرات در برهم‌کنش لیزر با پلاسما از مهم‌ترین کاربردهای شتاب‌دهنده‌های رومیزی است [۱]. در زمینه‌ی شتاب‌دهی الکترون، مطالعات زیادی به طور تجربی و شبیه‌سازی انجام شده است، به طوری که تولید الکترون‌های تک‌فام با انرژی بسیار بالا در حدود گیگا الکترون ولت امکان‌پذیر است. از طرفی، تولید و شتاب‌دهی پروتون‌های پرنانرژی و شبه تک‌فام با توجه به پتانسیل بالقوه‌ی این باریکه‌های پروتونی در کاربردهایی مانند آفرولش سریع در هم‌جوشی

اگرچه شتاب‌دهی در اثر فشار تابشی لیزر $RPA^{(۲)}$ ، اولین بار در سال ۲۰۰۹ به طور تجربی تأیید شده است [۱۲]، ولی هنوز به دلیل محدودیت‌هایی در توان لیزر و هدف، به سادگی قابل تکرار نیست. برخی کارهای تجربی و شبیه‌سازی برای مطالعه‌ی اثر چرپ‌شوندگی پالس لیزر در شتاب‌دهی الکترون از پلاسما زیر چگال (پلاسما‌ی گازی) انجام شده است [۱۳-۱۵]. در این مقاله، هدف مطالعه‌ی اثر چرپ‌شوندگی پالس لیزر بر روی ماکزیم انرژی کسب شده‌ی پروتون‌ها در رژیم شتاب‌دهی از سطح عمود بر پشت هدف به طور تجربی و شبیه‌سازی ذره در جعبه است.

۲. چیدمان آزمایش، روش و نتایج

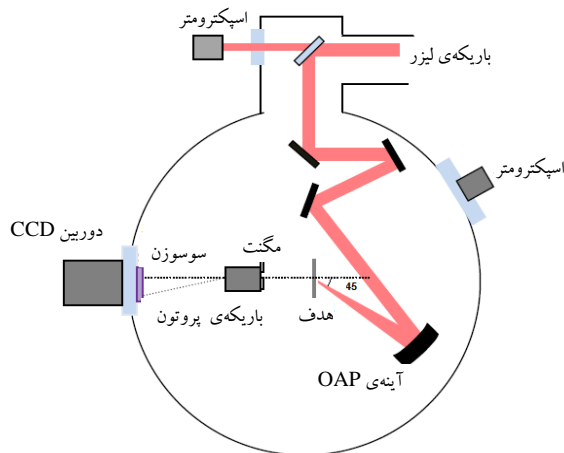
مطالعات تجربی مربوط به این کار با لیزر ۴۰ TW موجود در مرکز لیزر دانشگاه لوند انجام شده است. پالس لیزر با پهنای زمانی ۴۰ fs، با وضوح بیش‌تر 10^9 ، دارای قطبش P، با اندازه‌ی لکه‌ی ۴ μm تحت زاویه‌ی 45°C به هدف آلومینیمی جامد با ضخامت ۳ μm برخورد می‌کند. طرحی از چیدمان داخل چمبر آزمایش در شکل ۱ نشان داده شده است. در لیزرهایی که براساس سیستم تقویت پالس چرپ شده کار می‌کنند، در آخرین مرحله از زنجیره‌ی لیزر، یعنی درست بعد از آخرین مرحله‌ی تقویت پالس لیزر، قسمت فشارنده‌ی پالس قرار دارد. بهینه‌ی جدایی بین توری‌ها در داخل فشارنده، منجر به تولید پالس لیزر با کوتاه‌ترین پهنای زمانی می‌شود. پالس لیزر زمانی که فاصله‌ی بین توری‌ها در بهینه مقدار خود قرار دارد، قابل استخراج است. لیزر با پهنای زمانی $35 \text{ fs} \leq$ بعد فشردگی با طول موج مرکزی ۸۰۰ nm با آینه‌ی سهموی $f/3$ به سائز لکه‌ی ۴ μm بر روی هدف جامد متمرکز می‌شود. چمبر آزمایش در فشار 10^{-5} mb قرار دارد. پروتون‌های شتاب گرفته، از یک مجموعه شامل آهنربای دو قطبی با قدرت ۰٫۸ T (به منظور انحراف پروتون‌ها با انرژی‌های مختلف) عبور، و به یک سوسوزن آلی که به فاصله‌ی ۸ cm از سطح پشت آهنربا و درست در پنجره چمبر قرار داده شده است، برخورد می‌کنند. لازم به ذکر است که سوسوزن با یک ورقه ۱۶ μm آلومینیمی برای متوقف کردن یون‌های سنگین و پروتون‌های با انرژی کم‌تر از ۰٫۹ MeV پوشانده شده است. از فوتون‌های گسیل شده از سطح سوسوزن در اثر تخلیه‌ی انرژی پروتون‌ها در داخل آن با یک دوربین ۱۶ بیت EMCCD، و لنز متصل به آن برای هر تک پالس برهم‌کنش تصویربرداری شد. در شکل ۲،

ناشی از محصورسازی اینرسی [۲] کاربردهای پزشکی [۳] [درمان سرطان [۴] و مانند آن از اهمیت خاصی برخوردار است. سازوکارهای مختلفی برای شتاب‌دهی پروتون در برهم‌کنش لیزر با پلاسما پیشنهاد شده است. از جمله می‌توان به شتاب‌دهی از غلاف تشکیل شده در پشت هدف [۵]، شتاب‌دهی با موج ضربه [۶]، شتاب‌دهی با انفجار کولمبی [۷]، و شتاب‌دهی با فشار تشعشی تابش [۸] اشاره کرد. از بین سازوکارهای مذکور، شتاب‌دهی از غلاف تشکیل شده‌ی $TNSA^{(۱)}$ ، به خاطر در دسترس بودن توان لیزر مورد نیاز برای انجام این سازوکار بیش‌تر به صورت تجربی مطالعه و بررسی شده است. در رژیم TNSA، الکترون‌های گرم تولید شده در اثر جذب لیزر، توسط الکترون‌های پلاسما از هدف جامد عبور می‌کنند و با ایجاد میدان الکترواستاتیکی با قدرت تراوات بر متر باعث یونیزاسیون هیدروکربن‌های ناشی از پمپ خلأ در پشت هدف، باعث شتاب‌دهی این پروتون‌ها می‌شوند. بیش‌ترین انرژی کسب شده‌ی پروتون‌ها در این روش تا حدود ۶۵ MeV گزارش شده است [۹]. اثر پارامترهای مختلف لیزر از جمله قطبش، شدت لیزر، اندازه‌ی سائز لکه‌ی لیزر، زاویه‌ی تابش و اثر پیش پالس لیزر بر روی شتاب‌دهی و ماکزیم انرژی کسب شده‌ی پروتون‌ها مطالعه شده است [۱۰]. با این حال هنوز انرژی پروتون‌های شتاب داده شده از مقدار ایده‌ال برای بسیاری از کاربردها فاصله دارد. پیشنهاد‌های زیادی برای بهینه‌سازی و افزایش انرژی پروتون‌ها داده شده است. که می‌توان به استفاده از هدف دو لایه، کاهش ضخامت هدف، استفاده از هدف‌های نانومتری و استفاده از هدف‌های با چگالی ناحیه‌ی بحرانی اشاره کرد [۱۱].

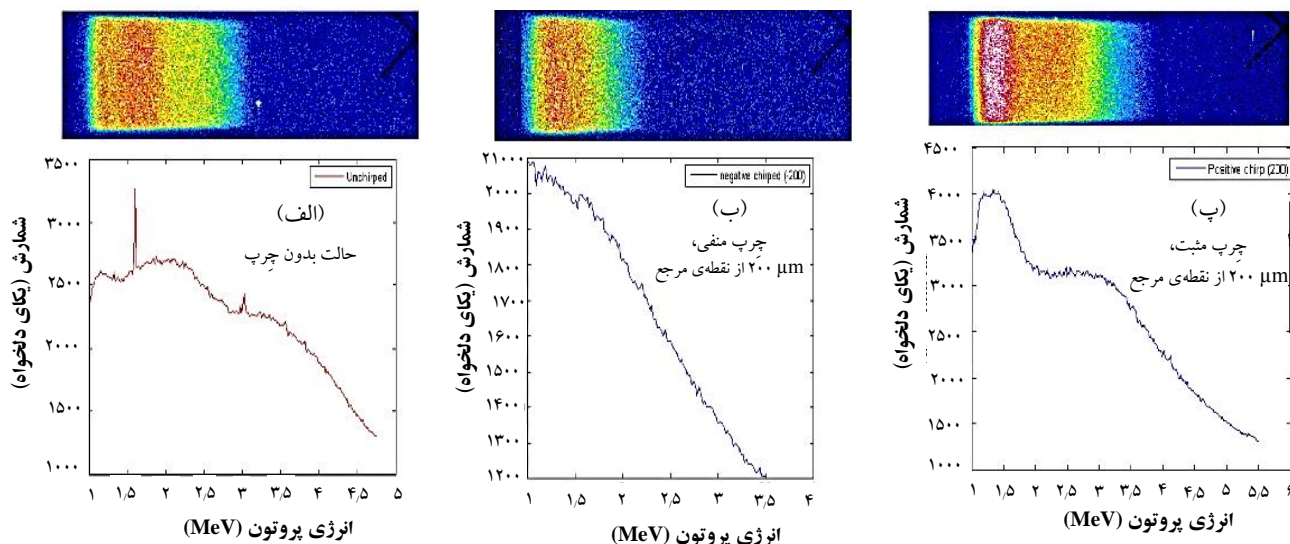


در حالات بدون چرپ، با چرپ منفی و با چرپ مثبت به ترتیب در شکل ۲ (الف، ب و پ) نشان داده شده‌اند.

نمونه‌ای از تصویرهای گرفته شده از باریکه‌ی یونی با این دوربین را نشان می‌دهد. این تصاویر حالتی که توری پراش $\pm 200 \mu\text{m}$ از نقطه‌ی مرجع جابه‌جا شده است را نشان می‌دهد. طیف پروتون‌ها



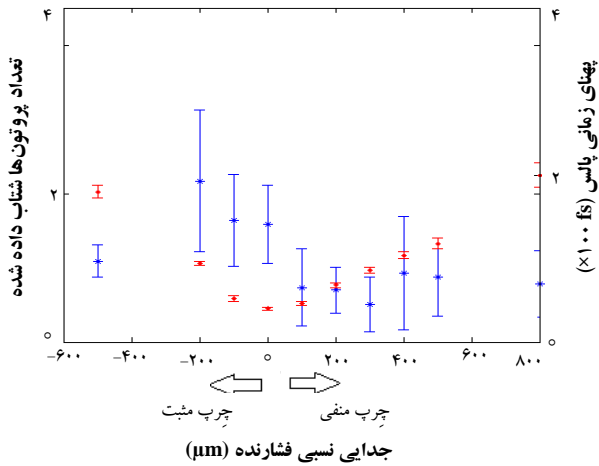
شکل ۱. طرحی از چیدمان آزمایش.



شکل ۲. طیف انرژی پروتون‌ها در شرایط مختلف آزمایش که با دوربین EMCCD گرفته شده است. خط نقطه‌چین محلی که در آن ذرات بدون پراکندگی (ذرات خنثی) هستند را نشان می‌دهد. (الف) طیف انرژی پروتون در برهم کنش لیزر بدون چرپ، (ب) پالس با چرپ منفی (پ) پالس با چرپ مثبت.

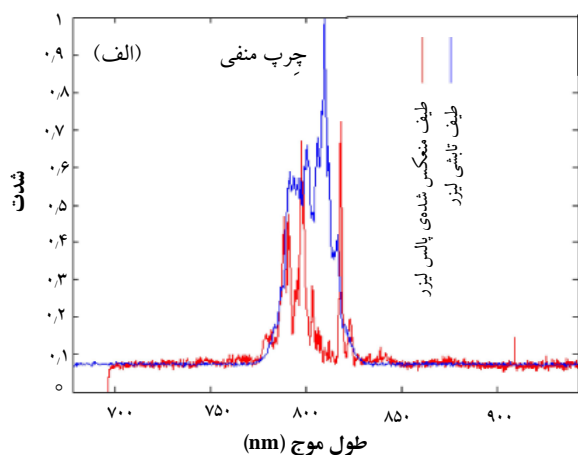
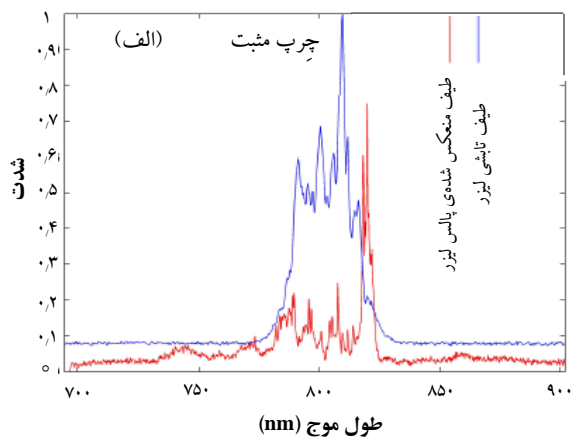
می‌شود، انرژی ماکزیمم پروتون‌ها برای پالس با چرپ مثبت در مقایسه با حالت برهم کنش پالس لیزر با چرپ منفی، افزایش ۴۶٪ را نشان می‌دهد. در محور عمودی سمت راست شکل ۳، با افزایش فاصله‌ی جدایی بین توری‌ها، پهنای پالس افزایش می‌یابد، یا به عبارتی پالس چرپ می‌شود. از شکل ۴، نامتقارنی در تعداد ذرات شتاب گرفته شده نسبت به جدایی بین توری‌ها، قابل مشاهده است. زمانی که پالس لیزر از حالت اولیه‌ی خود، بدون چرپ، با پهنای زمانی 40 fs با شدت $1.9 \times 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ تنها به افزایش

آزمایش‌های مربوط به مطالعه‌ی اثر چرپ پالس لیزر بر روی انرژی ماکزیمم پروتون‌ها با بیش‌تر از 400 برهم کنش لیزر با هدف آلومینیم با ضخامت‌های 0.5 ، 1.5 ، 3 ، $6 \mu\text{m}$ صورت گرفته است. در همه‌ی این آزمایش‌ها روند تغییر انرژی ماکزیمم از یک قانون پیروی می‌کند و افزایش انرژی و شار پروتون‌ها با پالس چرپ شده مثبت قابل دست‌یابی است. در شکل ۳، تغییرات ماکزیمم انرژی پروتون نسبت به فاصله‌ی جدایی توری‌ها در برهم کنش لیزر با هدف $3 \mu\text{m}$ آلومینیم رسم شده است. همان‌طور



شکل ۴. ماکزیمم تعداد پروتون‌ها نسبت به فاصله‌ی جدایی توری‌های پراش (با چِرپ مثبت و منفی). محور عمودی سمت راست، تغییرات پهنای زمانی پالس لیزر را نسبت به جابه‌جایی توری پراش از نقطه‌ی مرجع در دو جهت نشان

می‌دهد. تغییرات بیشینه در تعداد پروتون‌ها شتاب گرفته نسبت به جابه‌جایی توری پراش در محور عمودی سمت چپ نشان داده است.

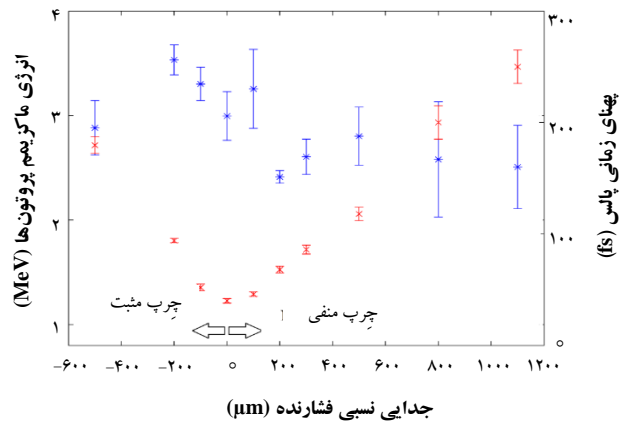


شکل ۵. طیف لیزر فرودی و منعکس شده برای پالس لیزر با چِرپ مثبت (الف) و منفی (ب).

۳. نتایج شبیه‌سازی

می‌یابد، افزایش ۲/۲ برابری در تعداد پروتون‌ها حاصل می‌شود. این افزایش برای حالتی که پهنای زمانی پالس به ۹۴ fs با شدت $1.5 \times 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ می‌رسد، ۳ برابر است. در حالی که شدت این پالس پهن شده حدوداً ۲/۲ برابر کم‌تر از شدت مربوط به پالس لیزر با حالت بدون چِرپ است. در انتها با افزایش پهنای زمانی پالس یا افزایش فاصله‌ی بین توری‌های پراش، انرژی شدیداً کاهش می‌یابد. این در حالی است که برای پالس با چِرپ منفی، ابتدا تعداد ذرات نسبتاً افزایش، و سپس به نصف مقدار اولیه کاهش می‌یابد. نتایج تجربی طیف تابشی و منعکس شده برای برهم‌کنش پالس چِرپ شده‌ی مثبت و منفی در شکل ۵ رسم شده‌اند.

همان‌طور که دیده می‌شود، پالس با چِرپ مثبت منعکس شده، به سمت طول موج قرمز جابه‌جا شده است و نشان‌دهنده‌ی حرکت چگالی بحرانی پلاسما به سمت هدف است. با این حال، جابه‌جایی طول موج برای پالس لیزر با چِرپ منفی نسبتاً به آبی با طول موج کم‌تر به دلیل انبساط پلاسما به خلأ سوق یافته است.



شکل ۳. انرژی ماکزیمم پروتون‌ها نسبت به فاصله‌ی جدایی توری‌های پراش (با چِرپ مثبت و منفی). محور عمودی سمت راست تغییرات پهنای زمانی پالس لیزر را نسبت به جابه‌جایی توری پراش از نقطه‌ی مرجع در دو جهت نشان می‌دهد. تغییرات انرژی ماکزیمم پروتون‌ها نسبت به جابه‌جایی توری پراش در محور عمودی سمت چپ نشان داده است.



نشان‌دهنده‌ی جرم یون و الکترون است). برای برهم‌کنش پالس لیزری کوتاه، حرکت یون‌های سنگین در مقایسه با حرکت الکترون‌ها می‌تواند نادیده گرفته شود و به همین دلیل در این شبیه‌سازی‌ها، یون‌ها ساکن فرض شده‌اند. در محدوده‌ی بین $10^7 < x < 10^8$ ، چگالی پلاسما به طور خطی تا $12n_c$ افزایش می‌یابد و در همان نقطه، چگالی در فاصله‌ی $1 \mu\text{m}$ ثابت باقی می‌ماند. طول جعبه شبیه‌سازی در جهت x برابر 30λ است. در شبیه‌سازی‌ها، برای افزایش دقت فضای از 400 سلول در هر طول موج لیزر، با 200 عدد ابر ذره در هر سلول، استفاده شده است. نتایج شبیه‌سازی برای $a_0=5$ با پهنای زمانی $50T$ ، پلاسمای با ضخامت $L=4\lambda$ و پارامتر چرپ $b=0.1$ نشان داده شده است. تحولات زمانی چگالی الکترون‌ها در برهم‌کنش با پالس بدون چرپ، چرپ منفی و مثبت در شکل ۶ نشان داده شده است. در حالت چرپ مثبت، برای طول موج‌های بلندتر که در جلوی پالس لیزر قرار دارند، چگالی بحرانی در نقاطی از زمان‌های اولیه‌ی برهم‌کنش رخ می‌دهد و پالس لیزر را الکترون‌ها به واسطه‌ی نیروی اثرگذار جذب می‌کنند، که این موجب عبور الکترون‌های گرم از درون پلاسما می‌شود. بعد از آن با پیش‌روی برهم‌کنش، با رسیدن فرکانس‌های بالاتر و دامنه‌های قوی‌تر، چگالی بحرانی به سمت هدف یعنی جایی که $n_e=6n_c$ باشد، انتقال می‌یابد [۲۰].

بعد از عبور الکترون‌های گرم از داخل هدف جامد و رسیدن آنها به پشت هدف، میدان الکترواستاتیکی بین الکترون‌ها با یون‌های به جا مانده در هدف تشکیل می‌شود. در شکل ۷، میدان‌های الکتریکی طولی برای سه پارامتر چرپ 0.1 ، 0.1 ، 0.1 ، $b=0$ با $a_0=5$ نشان داده شده‌اند. در همه‌ی این موارد، یک کاهش نمایی با یک میدان تقریباً یکنواخت تا فاصله‌ی چند میکرومتر از پشت هدف دیده می‌شود. قابل ذکر است که کاهش نمایی در میدان‌ها می‌تواند به انبساط الکترون‌های گرم در اطراف هدف، مشابه با رژیم مرسوم TNSA (حالت بدون چرپ)، نسبت داده شود. برای بررسی بیش‌تر اثر پارامتر چرپ، شبیه‌سازی‌های بیش‌تری انجام شد تا بهبود شتاب‌دهی در رژیم TNSA، به خاطر افزایش میدان الکترواستاتیکی را تأیید کند. همان‌طوری که قبلاً نیز بیان شد، در این مطالعه پارامترهای چرپ مختلف در محدوده‌ی 0.04 تا 0.04 با ثابت نگه داشتن سایر پارامترهای

برای مطالعه و بررسی بیش‌تر اثر چرپ شونده‌ی فرکانس لیزر بر روی ساز و کار شتاب‌دهی پروتون‌ها، تعدادی شبیه‌سازی ذره در جعبه‌ی یک بُعدی نیز انجام شد. در این مطالعات، فرکانس لحظه‌ای به شکل چرپ خطی در نظر گرفته شده است، به طوری که، $\omega = \omega_0 (1 + 2b\eta)$ ، که در آن ω_0 فرکانس زاویه‌ای پالس بدون چرپ، b پارامتر بی‌بعد چرپ و $\eta = t - x/c$ زمان تأخیری نامیده می‌شود. t و x مختصات در جهت انتشار است و سرعت انتشار نور در خلأ را با c نشان می‌دهند [۱۶-۱۸]. برای پالس‌های با چرپ مثبت/منفی، طول موج‌های بلند (قرمز) و طول موج‌های کوتاه (آبی) در جلوی پالس لیزری قرار می‌گیرند. از شبیه‌سازی ذره در جعبه‌ی یک بُعد مکان-سه بُعد سرعت، برای مطالعه‌ی اثر چرپ شونده‌ی فرکانس پالس لیزری بر روی فرایند شتاب‌دهی الکترون‌ها و در نتیجه افزایش میدان غلافی در جهت شتاب‌دهی یون‌ها استفاده شده است. کد شبیه‌سازی LPIC++ [۱۹]، در این شبیه‌سازی‌ها به کار گرفته شده است. برای شبیه‌سازی مسئله، فضا و زمان با کمیت‌های بدون بُعد x/λ و t/T به ترتیب نشان داده می‌شود. T ، مربوط به زمان یک سیکل لیزر و λ بیان‌کننده‌ی طول موج لیزر است. برای طول موج $\lambda=1$ ، زمان مربوط به یک سیکل لیزر برابر با 3.3 fm است. پالس لیزری با قطبش دایره‌ای با پهنای زمانی $t_L=50T$ ، و طول موج $\lambda=1$ در جهت عمود بر هدف برخورد می‌کند. بردار پتانسیل پالس لیزر، به شکل زیر می‌تواند تعریف شود:

$$A = \frac{a_0}{\sqrt{t}} g(\eta) \left[\sin(\omega_0(\eta + b(\eta - \eta_0))) \hat{e}_y + \cos(\omega_0(\eta + b(\eta - \eta_0))) \hat{e}_z \right] \quad (1)$$

که در آن، $g(\eta)$ پوش پالس لیزری است و با فرمول $a_0 = \frac{eE_0}{m_e \omega_0 c}$ به دست می‌آید. $g(\eta) = \sin^2(\pi(\eta - \eta_0)/t_L)$ پارامتر بی‌بعد قدرت لیزر را نشان می‌دهد. e ، m_e جرم و بار الکترون و E_0 مقدار ماکزیمم میدان الکتریکی لیزر، ω_0 فرکانس زاویه‌ای لیزر بدون چرپ را نشان می‌دهند. هم‌چنین \hat{e}_y و \hat{e}_z بردارهای یکه در راستای محورهای y و z هستند. هدف، پلاسمایی از Al^+ است که با نسبت جرم یون به الکترون $m_i/m_e \sim 5 \times 10^4$ تشکیل شده است (m_i و m_e به ترتیب

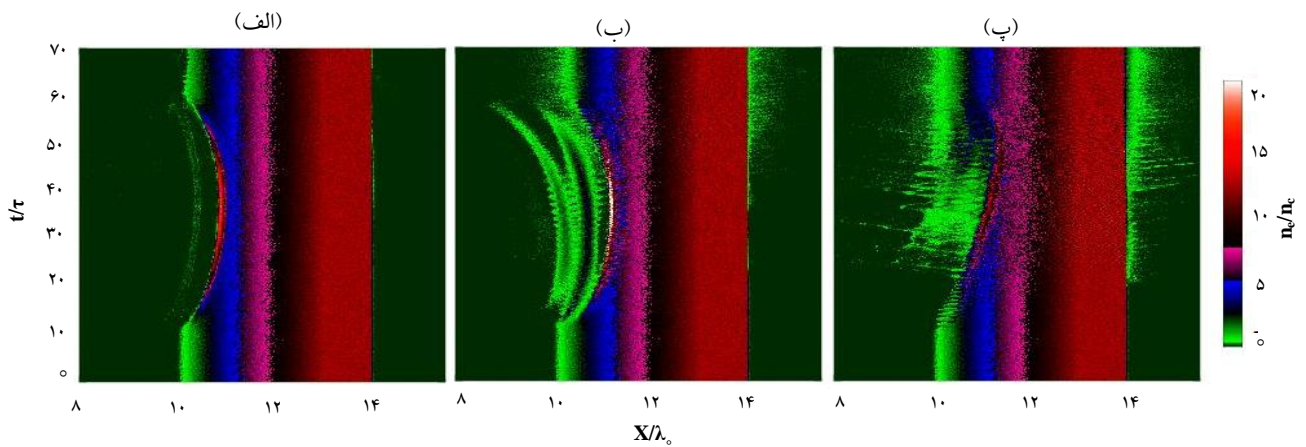


پیش‌روی برهم‌کنش، زمانی که فرکانس زاویه‌ای لیزر و گرادیان چگالی پلاسما به طور هم‌زمان افزایش می‌یابند، جذب بهینه‌ی انرژی لیزر توسط الکترون‌های پلاسما صورت می‌گیرد. در این مطالعه،

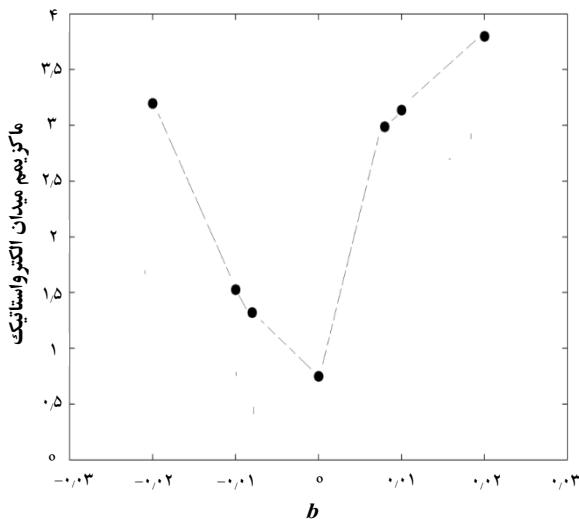
مهم‌ترین نتیجه‌ی اثر چشم‌گیر پالس لیزر با چِرپ مثبت بر روی افزایش میدان الکترواستاتیکی طولی، برای حالتی که پارامتر چِرپ از 0.008 تا 0.01 تغییر می‌کند، می‌تواند در نظر گرفته شود.

شبه‌سازی‌ها مطالعه شدند. هدف اصلی پیدا کردن پارامتر چِرپ بهینه و مطالعه‌ی روند تغییرات مقدار پارامتر بر روی گرم شدن و افزایش میدان در پشت هدف بود. در شکل ۸ میدان الکترواستاتیکی ماکزیمم به صورت تابعی از پارامتر چِرپ نشان داده شده است. برای پارامتر چِرپ با تغییرات از صفر تا 0.01 ، میدان الکترواستاتیکی افزایش سریع‌تری را نسبت به حالتی که در آن پارامتر چِرپ از صفر تا -0.01 تغییر می‌کند، از خود نشان می‌دهد [۲۰].

برای چِرپ مثبت، طول موج‌های بلندتر به نقاط چگالی بحرانی مرتبط با آن در مراحل اولیه‌ی برهم‌کنش می‌رسند. با



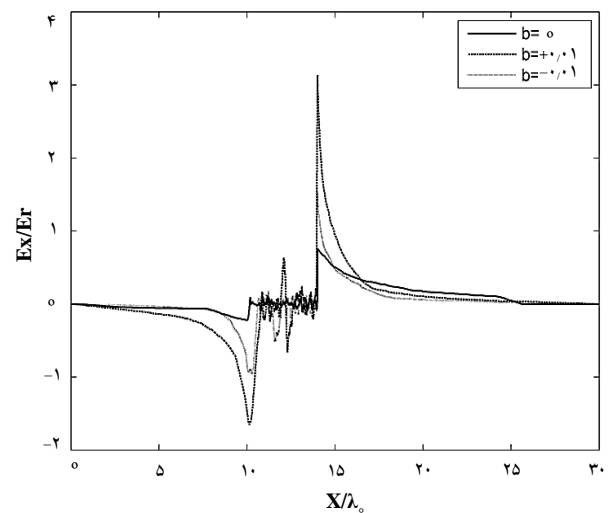
شکل ۶. تحولات زمانی چگالی الکترون‌ها در برهم‌کنش با پالس بدون چِرپ (الف)، چِرپ منفی (ب) و چِرپ مثبت (پ).



شکل ۴. تغییرات بیشینه‌ی میدان الکترواستاتیکی با پارامتر چِرپ b.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، اثر چِرپ‌شوندگی مثبت و منفی فرکانس پالس لیزر بر روی ساز و کار شتاب‌دهی پروتون‌ها در رژیم شتاب‌دهی از سطح عمود بر پشت هدف به صورت تجربی و شبه‌سازی مطالعه



شکل ۷. تغییرات میدان الکترواستاتیکی برای حالت‌های مختلف چِرپ $b = 0, +0.01, -0.01$.



هم‌زمان فرکانس زاویه‌ای لیزر با گرادیان چگالی پلاسما، منجر به جذب بهینه‌ی انرژی توسط الکترون‌های پلاسما، و در نتیجه بهبود فرایند شتاب‌دهی می‌شود.

سپاسگزاری

آزمایش این پژوهش با استفاده از امکانات مرکز لیزر در دانشگاه LTH و با همکاری گروه برهم‌کنش لیزر با پلاسما انجام شده است. از همه حمایت‌های این گروه برای انجام این آزمایش، تشکر و قدردانی کامل دارم.

* ماده‌ی محیط فعال لیزر

پی‌نوشت‌ها

1. TNSA: Target Normal Sheath Acceleration
2. RPA: Radiation Pressure Acceleration

شده است. برای مطالعه‌ی اثر چرپ‌شوندگی فرکانس پالس لیزر بر شتاب‌دهی پروتون، ساز و کار TNSA با استفاده از پالس لیزری تیتانیوم سفایر* برای پهنای زمانی مساوی و بزرگ‌تر از ۴۰fs و شدت مساوی و کم‌تر از $3.4 \times 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ در برهم‌کنش با هدف جامد با چرپ مثبت و منفی به طور تجربی مطالعه شده است. افزایش ۴۶٪ در بیشینه انرژی پروتون‌ها برای پالس لیزر با چرپ مثبت در مقایسه با حالت بدون چرپ به دست آمد. علاوه برهم‌کنش پالس چرپ شده با قطبش دایره‌ای از درون پلاسما با چگالی افزایشی با استفاده از شبیه‌سازی ذره در جعبه‌ی یک بُعدی بررسی شد. شفافیت القا شده در پلاسما چگال در برهم‌کنش با پالس لیزر چرپ شده، منجر به افزایش گرم شدن الکترون‌ها، و در نهایت باعث تقویت میدان الکترواستاتیکی ایجاد شده در پشت هدف می‌شود. برای پالس با چرپ مثبت، افزایش

مراجع



- [1] W.P. Leemans, B. Nagler, A.J. Gonsalves Cs. Toth, K. Nakamura, C.G.R. Geddes, E. Esarey, C.B. Schroeder, M. Hooker, GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator, *Nat. Phys.* **2** (2006) 696-699.
- [2] M. Tabak, J. Hammer, M.E. Glinsky, W.L. Kruer, S.C. Wilks, J. Woodworth, E.M. Campbell, M.D. Perry, R.J. Mason, Ignition and high gain with ultrapowerful lasers, *Phys. Plasmas.* **1** (1994) 1626; M. Roth, T.E. Cowan, M.H. Key, S.P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D.M. Pennington, R.A. Snavely, S.C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S.V. Bulanov, E.M. Campbell, M.D. Perry, H. Powell, Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 436-439.
- [3] I. Spencer, K.W.D. Ledingham, R.P. Singhai, T. McCanny, P. McKenna, E.L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F.N. Beg, M. Tatarakis, A.E. Dangor, P.A. Norreys, R.J. Clarke, R.M. Allott, I.N. Ross, Experimental study of proton emission from 60-fs, 200-mJ high-repetition-rate tabletop-laser pulses interacting with solid targets, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* **183** (2001) 449.
- [4] T. Tajima, Therapy Rad. Oncol., *J. Jpn. Soc.* **9**, 83 (1998); S.V. Bulanov and V.S. Khoroshkov, Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy, *Plasma Phys. Rep.* **28** (2002) 453.
- [5] P. Mora, Plasma Expansion into a Vacuum, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 185002; M. Passoni and M. Lontano, Theory of light-ion acceleration driven by a strong charge separation *ibid.* **101** (2008) 115001.
- [6] L.O. Silva, M. Marti, J.R. Davies, R.A. Fonseca, C. Ren, F.S. Tsung, W.B. Mori, Proton Shock Acceleration in Laser-Plasma Interactions, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 015002.
- [7] K. Nishihara, H. Amitani, M. Murakami, S.V. Bulanov, T.Zh. Esirkepov, High energy ions generated by laser driven Coulomb explosion of cluster, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* **464** (2001) 98.
- [8] T.Zh. Esirkepov, M. Borghesi, S.V. Bulanov, G. Mourou, T. Tajima, Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 175003.
- [9] S.A. Gaillard, T. Kluge, K.A. Flippo, M. Bussmann, B. Gall, T. Lockard, M. Geissel, D. T. Offermann, M. Schollmeier, Y. Sentoku, et al., Increased laser-accelerated proton energies via direct laser-light-pressure acceleration of electrons in microcone targets, *Phys. Plasmas.* **18** (2011) 056710.
- [10] A. Macchi, M. Borghesi, M. Passoni, Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction, *Rev. Mod. Phys.* **85** (2013) 751.
- [11] Daido, H., M. Nishiuchi, A.S. Pirozhkov, Review of laser-driven ion sources and their applications, *Rep. Prog. Phys.* **75** (2012) 056401.
- [12] A. Henig, D. Kiefer, K. Markey, D.C. Gautier, K.A. Flippo, S. Letzring, R.P. Johnson, T. Shimada, L. Yin, B.J. Albright, K.J. Bowers, J.C. Fernández, S.G. Rykovanov, H.-C. Wu, M. Zepf, D. Jung, V.Kh. Liechtenstein, J. Schreiber, D. Habs, B.M. Hegelich, Enhanced laser-driven ion acceleration in the relativistic transparency regime, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 045002.
- [13] V.B. Pathak, J. Vieira, R.A. Fonseca, L.O. Silva, Effect of the frequency chirp on laser wakefield acceleration, *New. J. Phys.* **14** (2012) 023057.
- [14] S.Y. Kalmykov, A. Beck, X. Davoine, E. Lefebvre, B.A. Shadwick, Laser plasma acceleration with a negatively chirped pulse: all-optical control over dark current in the blowout regime, *New. J. Phys.* **14** (2012) 033025.



- [15] P. Gibbon, A.R. Bell, Collisionless absorption in sharp-edged plasmas, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 1535.
- [16] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, A. Pukhov, Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity *Phys. Plasmas.* **33** (1996) 425.
- [17] F. Sohbatzadeh, S. Mirzanejhad, M. Ghasemi, Electron acceleration by a chirped Gaussian laser pulse in vacuum, *Phys. Plasmas.* **13** (2006) 123108.
- [18] J.X. Li, W.P. Zang, J.G. Tian, Electron acceleration in vacuum induced by a tightly focused chirped laser pulse, *Appl. Phys. Lett.* **96** (2010) 031103.
- [19] Y.I. Salamin, J.X. Li, B.J. Galow, Z. Harman, C.H. Keitel, Laser acceleration of proton bunches by petawatt chirped linearly polarized laser pulses *Phys. Rev. A.* **85** (2012) 063831.
- [20] E. Yazdani, R. Sadighi-Bonabi, H. Afarideh, Z. Riazi, H. Hora, Electron heating enhancement by frequency-chirped laser pulses, *J. Appl. Phys.* **116** (2014) 103302.