

اثر پیش‌پالس لیزر بر پارامترهای هدف در رهیافت شتاب‌دهی TNSA

سمیه رضائی¹، محمدجعفر جعفری^{2*}

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

*Email: mhjafari@aeoi.org.ir

مقاله پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۷/۲۲ تاریخ بازنگری مقاله: ۱۴۰۲/۱۰/۳۰ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۲/۱۱/۳

چکیده

وجود پیش‌پالس لیزری با شدت‌های کم (کمتر از $10^{13} \text{ W cm}^{-2}$ با پهنای زمانی نانوثانیه و شدت‌های کمتر از $10^{17} \text{ W cm}^{-2}$ با پهنای زمانی پیکوثانیه) یک مسئله اساسی در آزمایش‌های شتاب‌دهی لیزری پروتون می‌باشد، که اغلب پارامترهای باریکه پروتون تولید شده توسط لیزرهای با شدت بالا را تغییر می‌دهد. با توجه به اندازه دامنه شدت پیش‌پالس و ضخامت هدف، اثرات متعددی ممکن است اتفاق بیفتد. در این کار به منظور نزدیک شدن به نتایج واقعی به طور خاص برای پارامترهای پیش‌پالس مجموعه لیزری ATLAS؛ شامل یک پیش‌پالس ۲۰ پیکوثانیه‌ای، و برای ضخامت‌های مختلف هدف (از ۰٫۱۲ - ۱ میکرومتر) شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیکی با کد سیالی انجام و پارامترهای هدف در انتهای زمان اعمال پیش‌پالس از کد سیالی استخراج شده است. بر اساس نتایج به دست آمده برای این شرایط معین از پیش‌پالس، ضخامت ۰٫۲۵ میکرومتر برای برهم‌کنش پالس اصلی با هدف بهینه می‌باشد. در ضخامت‌های کوچک‌تر، نمایه چگالی در سطح پشتی هدف به هم می‌خورد و این موجب کاهش بازدهی شتاب‌دهی خواهد شد.

کلیدواژه‌ها: شبیه‌سازی هیدرودینامیکی، پیش‌پالس لیزر، پشت هدف

The effect of laser prepulse on the target parameters in TNSA experiments

S. Rezaei, M.J. Jafari*

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

Research Article

Received: 14.10.2023, Revised: 20.1.2024, Accepted: 23.1.2024

Abstract

Low-intensity laser prepulse ($<10^{13} \text{ W cm}^{-2}$, nanosecond duration and $<10^{17} \text{ W cm}^{-2}$, picosecond duration) significantly impact experiments on laser-induced proton generation, often constraining the performance of proton sources from high-intensity lasers. Depending on the intensity regime and target thickness, various effects can result from the prepulse. This study focuses on hydrodynamic simulations using a fluid code to replicate real-world conditions, specifically targeting the prepulse parameters of the ATLAS laser facility (including a 20-picosecond duration) across different target thicknesses (1-0.12 μm). The simulations extract target parameters at the end of the prepulse phase. For these specific prepulse conditions, the results indicate that a target thickness of 0.25 μm optimizes the interaction with the main laser pulse. Thinner targets exhibit altered density profiles on the rear surface, thereby reducing acceleration efficiency.

Keywords: Hydrodynamic simulation, Laser prepulse, Target rear surface



۱. مقدمه

استفاده از فناوری تقویت پالس چرپ^۱ (CPA)، در سامانه‌های لیزری توان بالا جهش عظیمی در زمینه برهم‌کنش لیزر با ماده ایجاد کرده است [۱]. با افزایش شدت لیزر تا مرتبه 10^{18} W/cm^2 و اعمال آن بر روی هدف، حرکت الکترون در میدان الکترومغناطیسی لیزر نسبیتی شده، و این موضوع زمینه جدیدی از پدیده‌های فیزیکی را در بر می‌گیرد. امروزه مجموعه‌های لیزری که در طول چند سال گذشته در سراسر جهان راه‌اندازی شده و یا در حال ساخت هستند، پالس‌هایی را با توان بیشینه ۱ PW فراهم کرده‌اند [۲، ۳]. شدت لیزر قابل دستیابی با چنین توان لیزری، به فراتر از 10^{21} W/cm^2 می‌رسد. در چنین شدت‌های بالایی، دامنه لبه بالارونده^۲ پالس به اندازه کافی بزرگ است که قبل از رسیدن قله پالس لیزر، ماده را به حالت پلاسما تبدیل می‌کند. سپس قسمت اصلی پالس^۳ با پلاسمای کاملاً یونیزه و گرم شده برهم‌کنش می‌کند. به دلیل اثرات جمعی الکترون‌های آزاد شده، چنین پلاسمایی می‌تواند میدان‌های الکتریکی با دامنه بیش از 10^{12} V/m را تولید کند. این میدان‌ها در مقایسه با میدان الکتریکی شتاب‌دهنده‌های معمولی (10^8 V/m) چندین مرتبه قوی‌تر بوده و در نتیجه، طول مسیر شتاب‌دهی ذرات برای رسیدن به انرژی چند صد مگاالکترون‌ولت، در حد یک میلی‌متر است [۴]. که در مقایسه با شتاب‌دهنده‌های رایج که این طول به چند ده متر می‌رسد، به طور قابل توجهی کاهش یافته است. بنابراین، پیش‌بینی می‌شود لیزرهای با شدت بالا، جایگزین مناسبی برای شتاب‌دهنده‌های خطی RF معمولی باشند.

در طول دهه گذشته در آزمایش‌های انجام گرفته در زمینه برهم‌کنش لیزر با پلاسما، افزایش چشمگیری در انرژی ذرات شتاب گرفته مشاهده شده است. در این فرایند ابتدا انرژی پالس لیزر به طور مؤثر صرف تولید پرتوهای الکترونی همسو با انرژی جنبشی در محدوده چند ۱۰۰ کیلوولت تا بیش از ۲۰۰ مگاولت می‌شود [۵]. در مرحله دوم، پرتو گاما با انرژی چند مگاالکترون‌ولت [۶]، باریکه پروتونی [۷] و یون‌های سنگین [۸] تا انرژی‌های چندین مگاالکترون‌ولت تولید می‌شوند. تولید پرتوهای پروتون با انرژی چندین مگاالکترون‌ولت طی برهم‌کنش پالس لیزر شدت بالا با اهداف جامد نازک به دلیل خواص منحصر به فرد این گونه باریکه‌ها توجه زیادی را به خود جلب کرده است. در حقیقت مستقل از جنس هدف، یک سیگنال

پروتون قوی در این آزمایش‌ها مشاهده می‌شود [۹]. منشأ این پروتون‌ها بخار آب و آلودگی‌های هیدروکربنی روی سطوح هدف می‌باشد. به طور مثال با استفاده از لیزر پتاوات نووا^۴، در آزمایشگاه ملی لاورنس لیورمور [۱۰]، تعداد کل 2×10^{13} پروتون تا انرژی جنبشی ۱۰ مگاالکترون‌ولت گزارش شده است [۱۱]. پهنای اولیه باریکه پروتون به پهنای زمانی پالس لیزر (در این آزمایش ۵۰۰ فمتوثانیه) بستگی دارد. این تعداد پروتون منجر به جریان پروتونی از مرتبه $6/4 \times 10^6$ آمپر و چگالی توان بیشتر از 10^{18} W/cm^2 می‌شود که بیش از ۱۰ برابر شتاب‌دهنده‌های معمولی است. تاکنون تحقیقات زیادی با هدف بهبود ویژگی‌های باریکه پروتونی و چیدمان تجربی ساده‌تر همراه با قابلیت کنترل و تکرارپذیری بالا، صورت گرفته و ساز و کارهای مختلفی برای شتاب لیزری یون، از جمله شتاب‌دهی از پشت هدف^۵ (TNSA)، فشار تابشی^۶ (RPA) و انفجار کولنی^۷ (CE) در اهداف جامد پیشنهاد شده است. در بسیاری از این روش‌ها به تغییر هندسه هدف و شکل‌دهی پالس برای بهبود انرژی یونی و کیفیت پرتو پرداخت شده است. در ساز و کار TNSA، فشار حرارتی القا شده توسط الکترون‌های داغ (برای اهداف نسبتاً ضخیم و میکرومتری) و در ساز و کار RPA فشار تابشی لیزر (برای اهداف چند ده نانومتری) عامل اصلی شتاب‌دهی می‌باشد. برای اهداف بسیار نازک (چند نانومتر)، شدت لیزر، الکترون‌ها را از هدف خارج می‌کند و شتاب‌دهی CE توسط قسمت الکتریکی داخل هدف، یعنی فشار الکترواستاتیک کنترل می‌شود. با توجه به محدودیت فناوری، ساخت اهداف کم‌تراکم یا نزدیک به مادون قرمز، به ویژه با طول کوچک (در مرتبه زیر میکرومتر) بسیار دشوار است. بنابراین آزمایش‌های قبلی عمدتاً بر ساز و کار TNSA (در اهداف میکرومتری) متمرکز بوده است. در این مدل، الکترون‌های تولید شده طی برهم‌کنش پالس لیزر با سطح جلوی هدف جامد، درون هدف منتشر می‌شوند و در نهایت به سمت پشت هدف رسیده و یک غلاف با بار منفی و شعاع دی‌بای تولید می‌کنند. میدان الکترواستاتیک ایجاد شده در غلاف تقریباً عمود بر سطح است و این امر، شتاب یون‌ها را تسریع می‌کند. پروتون‌هایی که در لایه‌های ناخالصی معمولاً روی سطح اهداف فلزی وجود دارند، در شرایط مطلوبی برای شتاب‌دهی قرار دارند. زیرا در

4. NOVA-PW

5. Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)

6. Radiation Pressure Acceleration (RPA)

7. Coulomb Explosion (CE)

1. Chirp Pulse Amplification

2. Rising Edge

3. Main Pulse



[۱۸]. یکی از راه‌های مؤثر در شتاب پروتون‌ها، به کارگیری هدف‌های چندلایه‌ای می‌باشد. به منظور افزایش بازدهی جذب انرژی لیزر و نفوذ بیشتر آن اخیراً استفاده از لایه‌های فوم با چگالی نزدیک به ناحیه بحرانی ($n \sim n_c$) پیشنهاد و به صورت شبیه‌سازی مورد بررسی قرار گرفته است [۱۹، ۲۰] که در نتیجه آن الکترون‌ها و نیز یون‌های پراثری تولید می‌شود. آزمایشات نیز در استفاده از هدف دولایه‌ای به جای هدف جامد تنها، افزایش قابل توجهی در تعداد و مقدار انرژی نهایی پروتون‌ها نشان می‌دهد [۲۱]. افزودن یک لایه با چگالی نزدیک چگالی بحرانی به جلوی هدف موجب بهبود فرایند جذب و نیز جذب حجمی علاوه بر جذب سطحی می‌شود، در حالی که با هدف جامد تک‌لایه، انرژی لیزری فقط از طریق ساز و کار جذب سطحی جذب می‌شود. در واقع لایه کم‌چگال موجب افزایش تولید الکترون‌های داغ^۴ نسبتی نیز می‌شود. در حال حاضر با توجه به وجود پیش‌پالس ASE در اکثر مجموعه‌های لیزری، این لایه (لایه پیش‌پالسا با چگالی کم) به صورت خود به خود ایجاد شده و می‌توان از این ویژگی پالس لیزر برای تقویت عملکرد شتابدهی بهره برد. البته بایستی توجه داشت که حضور پیش‌پالس قوی موجب به هم ریختگی سطح پشت هدف شده که این امر خود موجب کاهش بازدهی شتابدهی خواهد شد. بنابراین لازم است قبل از انجام آزمایشات تجربی، شرایط پیش‌پالس و اثر آن بر روی ساز و کار شتابدهی به صورت کامل مطالعه و شبیه‌سازی شود.

اثر پیش‌پالس ASE بر شتابدهی پروتون‌ها اولین بار در سال ۲۰۰۴ مطالعه شد [۱۷]. در این آزمایش‌ها، برای یک پیش‌پالس با مدت زمان ۵ ثانیه با شدت $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ، یک سیگنال قوی از پروتون مشاهده شد، در حالی که برای یک پیش‌پالس با زمان ۱۰ ثانیه، هیچ پروتونی با انرژی بیش از ۲ مگاالکترون‌ولت تشخیص داده نشد. براساس نتایج شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیکی، مشخص شد موج ضربه که توسط پیش‌پالس در سمت جلوی هدف ایجاد شده و از میان هدف عبور کرده است، مسئول کاهش انرژی قطع پروتون بوده است. به علاوه اثر پیش‌پالس با پهنای پیکو ثانیه [۲۲] و نیز بهینه‌سازی پیش‌پالسمای تشکیل شده برای شتابدهی پروتون‌ها در مرجع [۲۳] بررسی شده است. همچنین مشکل مختل شدن عملکرد شتابدهی با نازک شدن هدف به علت رسیدن موج ضربه به سطح پشتی هدف با چندلایه کردن هدف در مرجع [۲۴] و بررسی اثر پهنای پالس در طول مقیاس‌های

ابتدا در حداکثر دامنه میدان غلافی قرار داشته و به دلیل نسبت بار به جرم بالاتر، سریع‌تر از یون‌های سنگین‌تر حرکت می‌کنند. شتاب سریع از سطح سرد اولیه و از میدان الکترواستاتیکی با جهت‌گیری بالا^۱ منجر به گسیل همسو باریکه پروتون می‌شود. علاوه بر این، پرتو پروتونی شتاب‌گرفته در سمت پشت هدف، پخشیدگی فضایی فوق‌العاده کم و یک جریان آرام^۲ تقریباً ایده‌آل را در نتیجه فرایند شتابدهی نشان می‌دهد [۱۲].

در حال حاضر ساز و کار TNSA با تولید طیف وسیعی از انرژی پروتون و گسیل آن با درخشندگی کم، برای کاربردهای مهم و خاص مثل رادیوگرافی پروتونی مناسب است [۱۳]. در تمام کاربردهای TNSA تولید باریکه پروتون با پارامترهای قابل کنترل از قبیل طیف انرژی، روشنایی^۳ و مشخصات فضایی بسیار مهم است و برای دستیابی به کیفیت مطلوب باریکه، بایستی فیزیک نهفته در فرایند شتابدهی تا حد امکان به صورت دقیق بررسی شود. رژیم برهم‌کنشی به ویژگی‌های پالس لیزری (نظیر طول موج، پهنای زمانی پالس، انرژی، اندازه شعاع باریکه و شدت آن) و نیز مشخصه‌های ماده مورد تابش (مثل نوع ماده، چگالی و ضخامت آن) بستگی دارد. به علاوه میدان غلافی می‌تواند با افزایش دما و یا چگالی الکترون‌ها افزایش یابد، بنابراین عملکرد شتابدهی را می‌توان با تنظیم مناسب پارامترهای هدف و لیزر بهبود بخشید. گزارشات و مقالات بسیاری از داده‌های تجربی در بررسی روش شتابدهی TNSA با ضخامت‌های مختلف هدف و نیز پالس لیزری با شدت‌های متوسط (10^{19} Wcm^{-2}) و بالا (10^{21} Wcm^{-2}) در دسترس است که در آن‌ها به مطالعه پارامترهای لیزر و هدف به طور جزئی پرداخته شده است [۱۴-۱۶]. در حال حاضر تحقیقات با هدف کنترل فرایند برهم‌کنش، با تنظیم مناسب پارامترهای لیزر و ماده مورد تابش (هدف) در یک فرایند تکرارپذیر ادامه دارد. برای تعیین تأثیر پارامترهای لیزر اصلی مانند شدت، انرژی پالس و مدت زمان پالس، در یک محدوده وسیع؛ نتایج حاصل از سامانه‌های لیزری مختلف باید با هم مقایسه شوند، زیرا هر سامانه فقط یک محدوده پارامترهای کوچکی را پوشش می‌دهد. علاوه بر این پارامترها، به دلیل دنباله ناشی از انتشار خود به خودی تقویت شده (ASE)، قدرت و مدت زمان پیش‌پالس لیزر نیز نقش مهمی ایفا می‌کند [۱۷]. هم‌چنین مطابق با پیش‌بینی کدهای چند بعدی ذره در سلول (PIC) توجه ویژه‌ای به مشخصات فضایی پرتو پروتون تولید شده از هدف شده است

1. Highly Oriented
2. Laminar
3. Brightness

4. Hot Electrons



برای توصیف شتاب‌دهی لیزری یون، مدل‌های مختلفی ارائه شده است. در اولین و ساده‌ترین مدل ارائه شده توسط مورا^۱ در سال ۲۰۰۳، اثرات جدایی بار در انبساط پلاسمای بدون برخورد به درون خلأ بررسی شده است [۲۸]. در این مدل که دمای ذرات در حین انبساط ثابت در نظر گرفته می‌شود (مدل هم‌دما)، پلاسمای در زمان شروع ($t = 0$) در فضای نیمه‌بی‌نهایت قرار گرفته شده و شرایط مرزی آن به صورت زیر می‌باشد.

$$t = 0 : \begin{cases} n_i = n_{i_0} & x < 0 \\ n_i = 0 & x > 0 \end{cases} \quad (1)$$

در این رابطه n_i چگالی یونی در هر لحظه و n_{i_0} چگالی یونی در لحظه اول می‌باشد. به علاوه، یون‌ها به صورت سرد و الکترون‌ها با توزیع دمایی بولتزمن در نظر گرفته می‌شود.

$$n_e = n_{e_0} \exp\left(\frac{-e\phi}{k_B T_e}\right) \quad (2)$$

در این رابطه n_e چگالی الکترونی، همان در شرایط اولیه، T_e دمای الکترون، e بار الکترون، k_B ثابت بولتزمن و ϕ پتانسیل الکتروستاتیکی می‌باشد. همچنین پلاسمای به صورت خنثی ($n_{e_0} = Zn_{i_0}$) و در بی‌نهایت، شرایط $n_e(-\infty) = n_{e_0}$ ، $\phi(-\infty) = 0$ برقرار می‌باشد. در این رهیافت با حل عددی معادلات پیوستگی:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right) n_i &= -n_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right) v_i &= -\frac{Ze}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} \end{aligned} \quad (3)$$

و معادله پواسون:

$$\epsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = e(n_e - Zn_i) \quad (4)$$

میدان الکتریکی در جبهه یونی و سرعت بیشینه یون‌ها در هر لحظه از زمان برابر است با:

$$E_{front} = \sqrt{2} k_B T_e / e \lambda_D \quad (5)$$

$$v_{max} \approx 2c_s \ln(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}) \quad (6)$$

در روابط بالا T_e ، n_{e_0} به ترتیب دما و چگالی الکترونی، v_i سرعت یونی، $c_s = (Zk_B T_e / m_i)^{1/2}$ سرعت یون صوت،

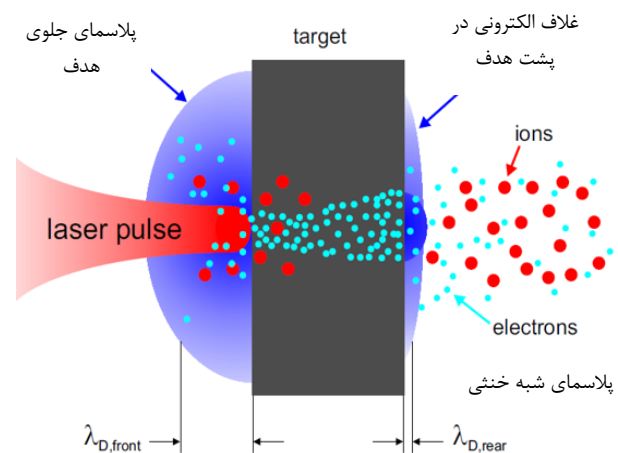
مختلف از هدف بر میزان شتاب‌دهی پروتون توسط پروین ورمزیار و همکاران [۲۵] مطالعه و بررسی شده است. در کاری دیگر وابستگی طول مقیاس جلوی هدف در شدت‌های مختلف لیزری بررسی و شبیه‌سازی شده است [۲۶].

در پژوهش حاضر نیز با تمرکز بر روی مطالعه تأثیر پیش‌پالس لیزر بر طیف انرژی پروتون‌ها، تغییرات هدف، طریقه‌کنش پیش‌پالس با هدف جامد با استفاده از کد هیدرودینامیکی به طور جزئی مطالعه و بررسی خواهد شد. به علاوه به منظور نزدیک کردن پارامترهای شبیه‌سازی به نتایج آزمایش‌های تجربی، از نمایه زمانی پالس لیزری مجموعه ATLAS استفاده شده است.

نتایج توصیف شده در این مقاله برای مقایسه نتایج تجربی موجود در دنیا و نیز برای آزمایش‌های آینده با هدف بهینه‌سازی فرایند شتاب‌دهی، می‌تواند مفید باشد.

۲. مبانی نظری TNSA

طریقه‌کنش پالس لیزر شدت بالا با هدف، الکترون‌های داغ با انرژی چندین مگاالکترون‌ولت تولید شده و در طول هدف منتشر می‌شوند. پس از خارج شدن الکترون‌ها از سطح پشت هدف یک پتانسیل الکتروستاتیکی در مرز خلأ و هدف ایجاد می‌شود. این امر موجب یونیزه شدن هدف، و سپس شتاب‌دهی پروتون‌های سطح پشتی هدف در میدان الکتروستاتیکی ایجاد شده می‌شود. با توجه به تشکیل میدان غلافی عمود بر سطح پشت هدف این ساز و کار را TNSA می‌نامند. طرح‌واره‌ای از تشکیل ابر الکترونی و شتاب‌دهی پروتون با ساز و کار TNSA در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱. طرح‌واره‌ای از ساز و کار شتاب‌دهی با میدان غلافی در سطح عمود بر پشت هدف (TNSA) [۲۷].



شده است. در این حالت بر خلاف مدل هم‌دما، سرعت یونی برحسب زمان تا بی‌نهایت افزایشی نیست و بسته به ضخامت پلاسما به یک مقدار اشباع می‌رسد:

$$v_{final} = 2c_s (0.32L/\lambda_{D_0} + 4.2) \quad (10)$$

در این رابطه L ضخامت پلاسما، $c_s = \sqrt{Zk_B T_e / m_i}$ سرعت یون-صوت و $\lambda_{D_0} = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / n_{e0} e^2}$ طول دی‌بای در لحظه اولیه پلاسما می‌باشد. همان‌طور که از معادلات (۵) و (۱۰) مشاهده می‌شود میدان الکتروستاتیکی ایجاد شده و نیز انرژی نهایی یون‌ها به نمایه چگالی و دمای الکترونی اولیه هدف بستگی دارد. لذا شرایط اولیه هدف به هنگام برهم‌کنش پالس اصلی با آن نقش تعیین‌کننده‌ای در عملکرد شتاب‌دهی به ویژه انرژی قطع (بیشینه انرژی) و طیف انرژی باریکه پروتونی خواهد داشت. از طرفی با توجه به وجود پیش‌پالس در مجموعه‌های لیزری، که قبل از رسیدن پالس اصلی با هدف جامد برهم‌کنش می‌کند؛ عامل اصلی تغییر پارامترهای هدف، همین پیش‌پالس می‌باشد. هرچند با تابش پیش‌پالس، سطح جلوی هدف جامد یونیزه و به صورت پلاسما درمی‌آید که موجب افزایش جذب انرژی الکترونی می‌شود، اما باید توجه داشت بسته به انرژی، شدت و پهنای پیش‌پالس؛ دامنه تغییرات و به هم ریختگی هدف می‌تواند تا سطح پستی آن نیز برسد. که در این حالت موجب تضعیف میدان ایجاد شده در پشت هدف و نهایتاً کاهش بازدهی شتاب‌دهی خواهد شد. به عبارتی موج ضربه ایجاد شده توسط پیش‌پالس ممکن است به سطح پستی هدف رسیده و در نتیجه موجب تغییرات نمایه چگالی شده که بر عملکرد شتاب‌دهی اثر منفی خواهد داشت [۳۰].

بنابراین در شرایطی که دامنه پیش‌پالس ثابت است، یکی از پارامترهای مهم در این ساز و کار ضخامت هدف و به عبارتی تعیین ضخامت بهینه است، به گونه‌ای که هم مزیت ایجاد پلاسما در جلوی هدف برقرار و هم مانع از به هم ریختگی پشت هدف شود. به همین علت در کار حاضر، تغییرات نمایه اولیه هدف پس از اعمال پیش‌پالس برای ضخامت‌های مختلف و در نهایت شرایط بهینه هدف بررسی شده است.

همبستگی انرژی قطع پروتون با ضخامت فویل به صورت تجربی در آزمایشات کالوزا و همکاران [۳۱] برای شدت پالس 10^{19} W/cm^2 و با پیش‌پالس 0.5 نانوثانیه و نیز فلاکو و همکاران [۳۲] برای شدت $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ با پیش‌پالس 25 پیکوثانیه مشاهده شده است. مطابق با نتایج هر دو گروه، در فرایند شتاب‌دهی لیزری؛ با کاهش ضخامت هدف به علت

$$\omega_{pi} = (n_{e0} Z e^2 / m_i \epsilon_0)^{1/2}, \tau = \omega_{pi} t$$

و $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}$ می‌باشد [۲۸].

همان‌گونه که از رابطه (۵) مشاهده می‌شود دامنه میدان الکتروستاتیکی تنها به دما و چگالی الکترونی بستگی دارد. این میدان مادامی که دمای الکترون‌ها بالا باشد و به عبارتی، در طول دوره زمانی پالس لیزر؛ پابرجا بوده و با انبساط جبهه یونی در پشت هدف کاهش خواهد یافت. نتیجه مهم حاصل از این مدل، طیف انرژی و بیشینه انرژی یون‌هاست که با روابط زیر پیش‌بینی می‌شود [۲۸].

$$E_p \approx 2k_B T_e \cdot \left[\ln \left(\frac{\omega_{pp} \tau_L}{\sqrt{2} e_E} + \sqrt{1 + \frac{\omega_{pp}^2 \tau_L^2}{2e_E}} \right) \right]^2 \quad (7)$$

$$\frac{dN_p}{dE_p} = \frac{n_{i0} t}{\sqrt{m_p}} \frac{1}{\sqrt{E_p}} \cdot \exp \left(-\sqrt{\frac{2E_p}{k_B T}} \right) \quad (8)$$

در روابط بالا، E_p بیشینه انرژی پروتونی، $\omega_{pp} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_p}}$ فرکانس پروتونی پلاسما، τ_L دوره زمانی پالس لیزر، m_p جرم پروتون، e بار الکترون، e_E عدد نپر و n_{i0} چگالی اولیه یونی در پشت هدف می‌باشند.

طبق رابطه (۷) سرعت یون‌ها به صورت لگاریتمی با زمان واگرا می‌شود، که این امر با نتایج تجربی همخوانی ندارد. در واقع در این مدل (هم‌دما) دمای الکترون‌ها ثابت در نظر گرفته می‌شود در حالی که این فرض تنها در طول زمان پهنای پالس لیزر معقول است و در زمان‌های بعد برقرار نبوده به گونه‌ای که الکترون‌ها انرژی خود را از دست داده و سرد می‌شوند. از این‌رو در مدل کامل‌تری، انبساط بی‌درروی پلاسما توسط مورا در سال ۲۰۰۵ بررسی شد [۲۹]. در این مدل به جای نیمه‌بی‌نهایت در نظر گرفتن پلاسما، یک تیغه محدود با طول L برای پلاسما در نظر گرفته می‌شود. شرایط مرزی در این مدل به صورت رابطه (۹) می‌باشد:

$$\begin{cases} n_i = n_{i0} = \frac{n_{e0}}{Z} & -\frac{L}{2} < x < \frac{L}{2} \\ n_i = 0 & x > \frac{L}{2} \quad \& \quad x < -\frac{L}{2} \end{cases} \quad (9)$$

معادلات حاکم در این مدل نیز همانند قبل (معادلات ۲-۴) می‌باشد با این تفاوت که معادله انتقال انرژی الکترون نیز افزوده



$$D = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{\rho_0}} \frac{p_s}{\rho_0} \quad (12)$$

مرتبط است. در این جا p_s فشار موج ضربه، γ ثابت آدیاباتیکی و ρ_0 چگالی اولیه است. در نهایت فشار موج ضربه برای یک پیش‌پالس با دامنه ثابت با رابطه (۱۳):

$$p_s (Mbar) = 1.6 \left(\frac{I}{10^{14}} \right)^{1/2} \lambda^{-2/3} \left(\frac{A}{Z} \right)^{1/3} \quad (13)$$

داده می‌شود. در این جا $I (W/cm^2)$ شدت پالس، $\lambda (\mu m)$ طول موج لیزر، A و Z جرم و عدد اتمی هدف می‌باشد. مطابق با رابطه (۱۳) در شدت پیش‌پالس W/cm^2 5×10^{12} سرعت موج ضربه حدود 10 km/s خواهد بود که در نتیجه آن یک ضخامت 13 میکرومتری برای پیش‌پالس 1 نانوثانیه‌ای مرز به هم‌ریختگی خواهد بود [۳۰]. با رسیدن موج ضربه به پشت هدف، در مرز پلاسما و خلأ (یا گاز با فشار بسیار کم) فشار موج ضربه کم شده و این موجب جابه‌جایی هدف به سمت جلو و تولید یک موج ریلکسیشن با سرعت صوت به سمت عقب خواهد شد. در نهایت، این که چنین فشاری موجب تبخیر پشت هدف می‌شود یا خیر را، همین فشار موج ضربه در پشت هدف تعیین خواهد کرد. در اکثر مراجعی که تاکنون بر روی اثر پیش‌پالس مطالعه شده است یک پالس با دامنه ثابت و در بازه زمانی نانوثانیه و یا پیکوثانیه به عنوان پیش‌پالس در نظر گرفته [۳۳، ۳۴] و ضخامت بهینه هدف تعیین شده است. در حالی که همان‌گونه که در ادامه نشان خواهیم داد در نظر گرفتن یک پیش‌پالس ثابت منجر به نتایجی دور از واقعیت خواهد شد.

با توجه به اهمیت شرایط اولیه هدف در لحظه برهم‌کنش پالس اصلی با آن و نیز مشخص شدن فیزیک تأثیر پیش‌پالس بر شکل‌گیری هدف، در بخش بعد با انجام شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیکی به بررسی جزئی‌تر این موضوع در مجموعه لیزری ATLAS پرداخته خواهد شد.

۳. روش کار

در بخش قبل به اهمیت نمایه چگالی و دمای اولیه هدف به هنگام برهم‌کنش پالس اصلی با هدف و نیز تأثیر پیش‌پالس لیزر در تعیین این نمایه اشاره شد. به علاوه به منظور نزدیک شدن نتایج شبیه‌سازی‌ها با آزمایشات واقعی لازم است پارامترهای هدف و پالس لیزری به صورت هر چه دقیق‌تر، در کدهای شبیه‌سازی وارد شوند. در این راستا، علی‌رغم به کارگیری پالس

افزایش جریان رفت و برگشت الکترونی، عملکرد شتاب‌دهی بهبود خواهد یافت. هر چند برای ضخامت‌های نازک‌تر از یک ضخامت معین، به دلیل تأثیر پیش‌پالس و به هم‌ریختگی هدف روند تغییرات انرژی قطع پروتون معکوس می‌شود. در واقع موج ضربه تشکیل شده توسط پیش‌پالس با رسیدن به پشت هدف موجب تبخیر آن و تشکیل پلاسما با طول مقیاس بزرگ شده و این امر ساز و کار TNSA را تحت تأثیر قرار می‌دهد. به علاوه پیش‌گرمایش پشت هدف، در نتیجه اشعه ایکس تولید شده توسط کرونا در جلوی هدف نیز می‌تواند برای اهداف بسیار نازک با Z نسبتاً بالا اتفاق بیفتد. اما در این پژوهش بر روی پیش‌گرمایش ناشی از امواج ضربه تمرکز خواهیم کرد.

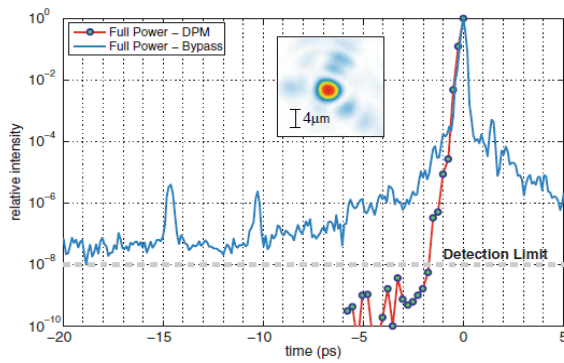
یک مورد بسیار مهم از اثرات پیش‌پالس، تشکیل پلاسما در جلوی هدف قبل از رسیدن پالس اصلی است که در کنار پدیده خودکانونی و رشته‌شدن پرتو لیزر، به شدت بر جذب لیزر و تولید الکترون‌های سریع تأثیر خواهد گذاشت. اما بسته به ضخامت هدف و شدت پیش‌پالس سه حالت مختلف را نیز می‌توان پیش‌بینی کرد. (۱) برای اهداف ضخیم و پیش‌پالس با شدت کم، موج ضربه ضعیفی تولید خواهد شد که به آرامی در هدف حرکت می‌کند و قبل از رسیدن پالس اصلی لیزر، زمانی برای به هم‌ریختگی پشت هدف وجود نخواهد داشت. (۲) برای اهداف نازک و پیش‌پالس با شدت بالا، یک موج ضربه قوی تولید خواهد شد که به سرعت حرکت کرده و موجب تبخیر پشت هدف (تشکیل پلاسما) می‌شود که از شتاب پروتون به طور قابل توجهی جلوگیری می‌کند. (۳) در نهایت یک رژیم میانی وجود دارد که در آن موج ضربه به انتهای هدف می‌رسد اما آن قدر ضعیف است که تنها موجب تغییر شکل پشت هدف و نه تبخیر آن می‌شود. که این موجب بروز اثرات جالبی مثل انحراف باریکه پروتونی خواهد شد. به علاوه اهداف خیلی نازک تحت تأثیر فشار پالس لیزر جابه‌جا خواهند شد که این جابه‌جایی بر نقطه تمرکز باریکه لیزر تأثیر خواهد گذاشت [۳۰].

اثر موج ضربه تولید شده توسط پیش‌پالس به فشار آن، ضخامت هدف و نیز مدت زمان پیش‌پالس بستگی خواهد داشت. برای جلوگیری از به هم‌ریختگی پشت هدف، ضخامتی (d) از هدف نیاز است که:

$$d > D\tau \quad (11)$$

در این رابطه D سرعت موج ضربه و τ مدت زمان پیش‌پالس لیزر (قبل از رسیدن پالس اصلی لیزر) است. سرعت موج ضربه با فشار آن طبق رابطه (۱۲):





شکل ۲. نمایه زمانی پالس مجموعه لیزری ATLAS پس از به کار بردن آینه پلاسمایی [۳۵].

همان‌گونه که از شکل ۲ مشاهده می‌شود با حذف پیش‌پالس نانوثانیه‌ای هم‌چنان یک بازه از مرتبه پیکوثانیه قبل از رسیدن پالس اصلی وجود دارد و با توجه به بازه زمانی چندین هزار فمتوثانیه‌ای این پیش‌پالس، انجام شبیه‌سازی‌های ذره‌ای طی برهم‌کنش آن با هدف، بسیار طولانی و در عمل امکان‌پذیر نمی‌باشد. از طرفی با توجه به محدوده شدت دامنه پیش‌پالس در اکثر مجموعه‌های لیزری (10^{17} – 10^{10} W/cm²) با پهنای پالس نانوثانیه-پیکوثانیه؛ معادلات هیدرودینامیکی-تابشی و تقریب سیالی در برهم‌کنش این پالس با هدف جامد حاکم بوده و ابزارهای شبیه‌سازی سیالی در بررسی تحول هدف معقول به نظر می‌رسد. لذا در ادامه با مبنا قرار دادن این شکل پالس لیزر (شکل ۲ نمودار آبی‌رنگ و پیش‌پالس ۲۰ پیکوثانیه)، به بررسی هیدرودینامیکی تحول هدف و تأثیر این پیش‌پالس بر ساختار هدف در ضخامت‌های مختلف هدف می‌پردازیم.

برای این منظور نمایه زمانی پیش‌پالس لیزری (۲۰ پیکوثانیه ابتدای پالس) از شکل ۲، پس از رقمی شدن^۳ با تابع:

$$f(t) = 10^{(a+bx+cx^2)} \quad (14)$$

برازش و سپس در کد هیدرودینامیکی قرار داده‌ایم. در رابطه (۱۴)، $a=-2384$ ، $b=235$ ، $c=5/8$ و t متغیر زمانی در واحد پیکوثانیه می‌باشد.

در قسمت بعد جزئیات شبیه‌سازی انجام شده بر روی اهداف مختلف و نیز با پارامترهای مختلف پیش‌پالس بیان شده است.

۱.۳ شبیه‌سازی هیدرودینامیکی

با توجه به پهنای زمانی پیش‌پالس مورد نظر (شکل ۲) که از مرتبه چند ده پیکوثانیه می‌باشد و نیز دامنه شدت آن (در

ایده‌آل گوسی در اکثر مقالات چاپ شده در این زمینه، شکل پالس لیزری به کارگرفته شده در آزمایشات تجربی TNSA گوسی نبوده و دارای یک پیش‌پالس از مرتبه پیکوثانیه تا نانوثانیه ناشی از ASE می‌باشد. برای مثال نمایه زمانی پالس لیزری مجموعه ATLAS دارای یک پیش‌پالس از مرتبه چند نانوثانیه بوده که در ابتدا این قسمت از پالس و سپس پالس اصلی با شکل تقریباً گوسی و پهنای ۴۰ فمتوثانیه با هدف برهم‌کنش خواهد کرد. با استفاده از فناوری آینه پلاسمایی^۱ می‌توان این دامنه ناشی از ASE که از مرتبه نانوثانیه است را حذف کرد [۳۵]. هرچند پس از اعمال آینه پلاسمایی هم‌چنان یک پیش‌پالس پیکوثانیه‌ای قبل از پالس اصلی باقی خواهد ماند. شکل ۲ نمایه زمانی پالس لیزر این مجموعه لیزری را در حالتی که از یک آینه پلاسمایی برای از بین بردن پیش‌پالس نانوثانیه‌ای استفاده شده است، نشان می‌دهد. در این شکل زمان صعود^۲ تا رسیدن به قله حدود ۲۰ پیکوثانیه (نمودار آبی رنگ) می‌باشد. هم‌چنین در این مجموعه، بازه زمانی پیش‌پالس تا حدود ۵ پیکوثانیه نیز کاهش داده شده است که در شکل با نمودار قرمز رنگ مشخص است.

منحنی آبی‌رنگ در شکل ۲ برای حالت با پیش‌پالس ۲۰ پیکوثانیه و منحنی قرمز رنگ برای پیش‌پالس ۵ پیکوثانیه می‌باشد. به عبارتی با استفاده از فناوری‌های اپتیکی می‌توان بازه زمانی پیش‌پالس را تا ۵ پیکوثانیه نیز کوتاه کرد اما الزاماً حذف کامل آن برای همه رهیافت‌های شتابدهی موجب بهبود عملکرد آن نخواهد شد. لذا در کار حاضر منحنی آبی‌رنگ مرجع بوده و شبیه‌سازی‌های انجام شده مبتنی بر پالس ATLAS با پیش‌پالس ۲۰ پیکوثانیه می‌باشد.

هر چه دامنه پالس لیزر قبل از رسیدن به قله اصلی آن کم باشد، به عبارتی نسبت قله به پیش‌پالس بالا باشد؛ وضوح پالس لیزری بالا بوده و در اصطلاح پالس تمیز است. این‌که در انجام آزمایشات تا چه حد از وضوح لیزری نیاز باشد را نوع و شرایط آزمایشات تعیین خواهد کرد. به طور مثال برای انجام آزمایشات شتابدهی پروتون با ساز و کار فشار تابشی لازم است وضوح لیزری بالا باشد. اما در آزمایش‌های TNSA حضور این پیش‌پالس تحت شرایط خاصی می‌تواند نقش مؤثری در عملکرد شتابدهی داشته باشد [۲۳].

1. ATLAS Plasma Mirror

2. Rise Time



این حالت V_e متناسب با دمای یون‌ها T_i خواهد بود. در مولتی‌اف اس یک رابطه برای فرکانس برخورد تعریف شده است که هر دو رژیم، از حالت جامد در دمای اتاق تا حالت پلاسما؛ را می‌پوشاند. به علاوه مولتی‌اف اس از معادله حالت سزای به صورت جداگانه برای الکترون و یون بهره می‌گیرد که در دماهای اولیه پایین بسیار مهم می‌شود. این ویژگی‌ها موجب نزدیک شدن شرایط شبیه‌سازی به واقعیت آزمایشگاه‌ها خواهد شد.

به منظور به دست آوردن آستانه به هم ریختگی پشت هدف، اهداف با ضخامت‌های متفاوت (چند نانومتر تا چند میکرومتر) و نیز پیش‌پالس با شدت مختلف شبیه‌سازی شده است تا ارتباط بین ضخامت بهینه و پارامترهای پیش‌پالس مشخص شود. نمودارهای دما و چگالی الکترونی در زمان انتهایی برهم‌کنش پیش‌پالس با هدف از کد مولتی‌اف اس استخراج خواهد شد.

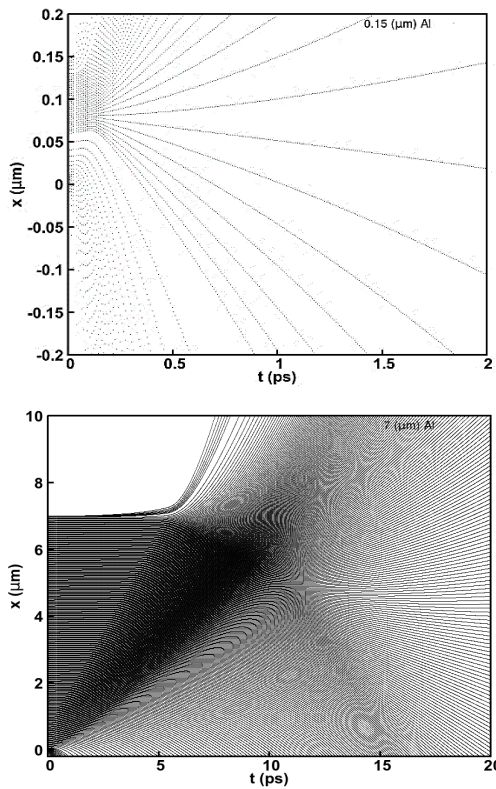
شرایط اولیه استفاده شده در کد مولتی‌اف اس به صورت زیر است: اهداف آلومینیمی در ضخامت‌های ۰٫۰۸، ۰٫۱۲، ۰٫۲۵، ۰٫۵، ۰٫۷۵ و ۱ میکرومتر و به صورت جامد با دمای سرد و پالس لیزر با تابعیت رابطه (۱۴). شکل ۳ تحول فضا زمانی مش‌های هدف را برای تمام ضخامت‌های مورد بررسی نشان می‌دهد. پیش‌پالس ASE در سمت جلوی هدف در $x=0$ و در شکل ۳ از پایین به هدف برخورد می‌کند. موقعیت جبهه موج ضربه که در هدف منتشر می‌شود با خط‌چین آبی نشان داده شده است.

همان‌طور که از شکل ۳ مشاهده می‌شود با کاهش ضخامت هدف، جبهه موج ضربه سریع‌تر به پشت هدف رسیده و موجب به هم‌ریختگی پشت هدف خواهد شد. مطابق با این شکل، ضخامت ۰٫۲۵ میکرومتر (از آن جایی که موج ضربه تازه به سطح پشتی هدف رسیده است) را می‌توان یک ضخامت بهینه برای شرایط پیش‌پالس شکل ۲ در نظر گرفت. همان‌طور که در بخش تئوری بیان شد در این ضخامت موج ضربه‌ای که تشکیل می‌شود در نهایت منجر به تغییر شکل پشت هدف و انحنای آن خواهد شد. در این‌جا بیان این نکته لازم است که سرعت موج ضربه به شدت به شکل پیش‌پالس و تابعیت زمانی آن بستگی دارد. به گونه‌ای که طبق رابطه (۱۱) با تغییر نمایه زمانی، و اعمال یک پیش‌پالس با شدت ثابت 10^{12} W/cm^2 و 10^{11} W/cm^2 در یک بازه ۲۰ پیکوثانیه‌ای ثابت، ضخامت بهینه به ترتیب ۰٫۱۵ و ۷ میکرومتر خواهد بود. در حالی که نتایج شبیه‌سازی برای این دو ضخامت در شکل ۴، بیان می‌کند که هدف به طور کامل تغییر شکل داده و از هم می‌پاشد.

این‌جا از مرتبه 10^{12} W/cm^2 ، معادلات هیدرودینامیکی برای توصیف برهم‌کنش این پیش‌پالس با هدف جامد مناسب و تقریب سیالی معقول می‌باشد. از این‌رو در این‌جا از کد هیدرودینامیکی تک‌بعدی مولتی‌اف اس^۱ [۳۶] استفاده شده است. مولتی‌اف اس، نسخه پیشرفته کد مولتی^۲ [۳۷] است که برای توصیف هیدرودینامیکی-تابشی، در آزمایشات مربوط به همجوشی محصورسازی اینرسی توسعه یافته است. هر دو نسخه از کد، برای توصیف هیدرودینامیکی اهداف جامد طی برهم‌کنش با لیزر، از رهیافت لاگرانژی شامل معادلات رسانندگی گرمایی الکترون و نیز ترابرد چندگروهی تابش استفاده می‌کنند. در این رهیافت، ابتدا هدف به لایه‌های نازکی تقسیم می‌شود که هر کدام نشان‌دهنده یک المان سیال یک‌بعدی است و تحول زمانی هر لایه با معادلات اساسی هیدرودینامیک توصیف می‌شود. این معادلات شامل بقای جرم، تکانه و انرژی کل در هر لایه می‌باشد. انرژی داخلی هر المان سیال با تغییر حجم آن، رسانش گرمایی الکترونی و نیز جذب و گسیل تابش تغییر خواهد کرد. این معادلات با معادله حالت برای انرژی درونی و فشار با تابعیت دما و چگالی ماده کامل خواهد شد. کد مولتی‌اف اس از جدول معادله حالت سزای استفاده می‌کند و اثرات تابشی نیز با ضرایب جذب و گسیل وابسته به چگالی و دما که از کد اتمی SNOP استخراج می‌شود، بررسی می‌شود. در حالی که در کد مولتی‌اف اس لیزر طبق قانون بیر^۳ محاسبه می‌شود که برای طول مقیاس‌های کوچک ($L_p \gg \lambda_L$) صحیح است؛ مولتی‌اف اس معادلات ماکسول را برای میزان جذب لیزر به کار می‌گیرد تا جذب نور در پلاسماهای با شیب تند را نیز به درستی توصیف کند. به علاوه مولتی‌اف اس از یک مدل بسیار واقعی برای رسانش الکترونیکی و گرمایی هدف استفاده می‌کند که یک بازه وسیعی از چگالی و دما را در برمی‌گیرد. تبادل انرژی بین الکترون و یون نیز رسانش گرمایی ماده به فرکانس برخورد الکترون V_e ، بستگی دارد. در پلاسماهای با دمای بالا، برخورد الکترون‌ها شبه کولمبی است و V_e با قانون اسپیتزر ($T_e^{-3/2}$) توصیف می‌شود. اما این برای پلاسماهای با دمای کم متفاوت است. هرچند برای یک جامد در دمای زیر دمای فرمی T_F ، (که 11.7 الکترون‌ولت برای آلومینیم است) الکترون‌ها در حالت تبهگن بوده و فرکانس برخورد به دمای الکترون بستگی نداشته، بلکه به پراکندگی الکترون‌ها با نوسانات شبکه (فونون‌ها) رابطه خواهد داشت. در

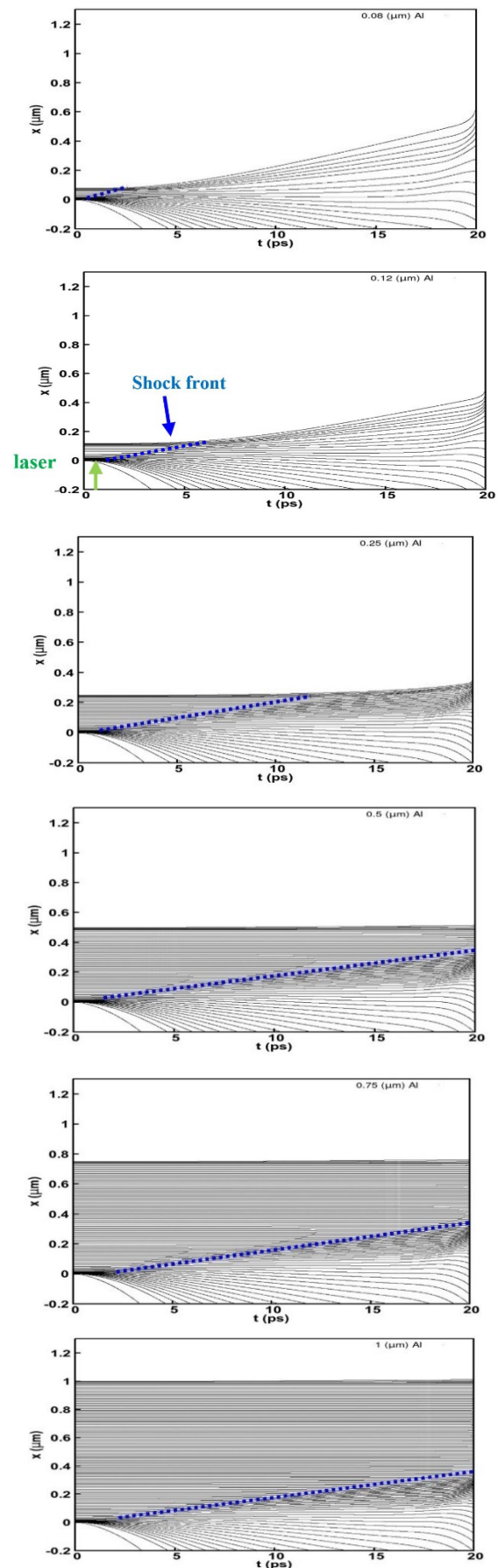
1. MULTI-FS
2. MULTI
3. Beer's Law





شکل ۴. تحول فضا زمانی مش‌های اولیه هدف برای ضخامت‌های ۰٫۱۵ و ۰٫۷.

بنابراین استفاده از این روابط در ناحیه نانو ثانیه که می‌توان برای پیش‌پالس یک شدت ثابت در نظر گرفت منطقی به نظر می‌رسد. در نتیجه در بازه‌های زمانی پیکوثانیه، استفاده از کدهای هیدرودینامیکی برای به دست آوردن ضخامت بهینه تنها روش برای نزدیک شدن به واقعیت می‌باشد. مطابق با نتایج به دست آمده از شکل ۳، سرعت موج ضربه ۰٫۲۵ میکرومتر بر پیکوثانیه (با تقسیم dx بر dt) و طبق رابطه ۱۱ ضخامت بهینه حدود ۰٫۵ میکرومتر به دست می‌آید. که در حقیقت برای جلوگیری از رسیدن موج ضربه به سطح پشت هدف بایستی ضخامت آن بزرگتر از ۰٫۵ میکرومتر باشد که طبق نتایج به دست آمده نیز این موضوع تأیید و ضخامت ۰٫۲۵ میکرومتر مرز رسیدن موج ضربه به پشت هدف می‌باشد. به منظور بررسی دقیق‌تر اثر پیش‌پالس بر ساختار هدف، نمایه چگالی جرمی هدف در شکل ۵ نشان داده شده است. دقت شود که در شرایط طبیعی چگالی آلومینیم جامد 2.7 g/cm^3 است که در شکل به صورت خط‌چین مشاهده می‌شود. همان‌گونه که پیش‌تر در شکل ۳ توضیح داده شد برای اهداف با ضخامت کمتر از ۰٫۲۵ میکرومتر جبهه موج به انتهای هدف رسیده و باعث از هم پاشیدگی هدف (تبخیر) آن می‌شود. در شکل ۵ نیز این واقعیت به صورت ملموس مشاهده می‌شود. همان‌طور که از شکل ۵ مشاهده می‌شود پیش‌پالس مورد بررسی در این کار، اهداف با ضخامت ۰٫۰۸ و ۰٫۱۲ میکرومتر را از حالت جامد خارج کرده و



شکل ۳. تحول فضا زمانی مش‌های اولیه هدف برای ضخامت‌های ۰٫۰۸، ۰٫۱۲، ۰٫۲۵، ۰٫۵، ۰٫۷۵ و ۱ میکرومتر.



نمایه چگالی الکترونی به دست آمده از نتایج محاسبات کد سیالی (شکل ۶) را می‌توان در کد ذره‌ای به عنوان ورودی استفاده کرد. برای این کار لازم است تابعیت چگالی به صورت عددی برازش شده و تابع برازش شده در کد استفاده شود. از آنجا که این تابع و مقدار طول مقیاس آن به شدت پالس ورودی و دوره زمانی آن بستگی دارد لذا برای تمامی ضخامت‌های مورد استفاده در یک شرایط پالس مشخص ثابت بوده و به صورت زیر برای دو ناحیه ابتدایی آن می‌باشد.

$$\frac{n_e}{n_c} = 3.4 \exp\left(\frac{x}{11}\right) \quad n_e < 1n_c \quad (14)$$

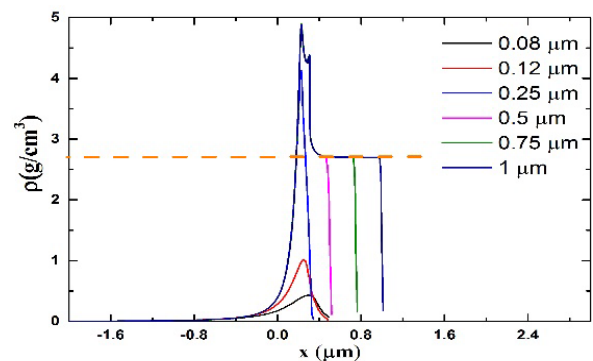
$$\frac{n_e}{n_c} = 28.56 \exp\left(\frac{x}{36}\right) \quad 1n_c < n_e < 12n_c \quad (15)$$

از شکل ۶ مشاهده می‌شود که طول مقیاس پلاسمای تشکیل شده در جلوی هدف کاملاً مستقل از ضخامت هدف می‌باشد. بنابراین برای استفاده از نمایه خروجی کد سیالی در کد ذره‌ای نیاز به تکرار شبیه‌سازی‌ها برای ضخامت‌های بزرگتر از ضخامت بهینه نیست و ضخامت هدف از انتهای نمایه به صورت مسطح به آن اضافه می‌شود. در واقع برای چگالی‌های کمتر از چگالی بحرانی که جذب لیزر نیز در این ناحیه صورت می‌پذیرد، طول مقیاس پلاسمای مستقل از هدف بوده و فقط به شکل پیش‌پالس و شدت آن بستگی دارد. اما علاوه بر شرایط طول مقیاس پلاسمای در جلوی هدف، پارامتر مهم بعدی در جذب لیزر نقطه کانونی آن است. در شرایط تجربی، نقطه کانونی لیزر به گونه‌ای تنظیم می‌شود که تقریباً در لبه اصلی هدف، جایی که بیشترین چگالی را دارد؛ قرار بگیرد. بنابراین بررسی جابه‌جایی قله چگالی با اعمال پیش‌پالس نیز از اهمیت بالایی برخوردار است. به منظور بررسی جابه‌جایی هدف، نمایه چگالی برای ضخامت‌های ۰٫۱۲، ۰٫۰۸ و ۱ میکرومتر به طور جداگانه در شکل ۷ به همراه موقعیت اولیه هدف رسم شده است.

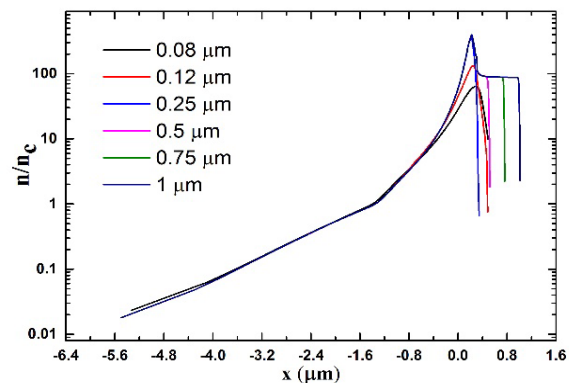
کادر هاشور خورده در شکل ۷ موقعیت اولیه اهداف ۰٫۰۸ و ۰٫۱۲ میکرومتر را نشان می‌دهد که پس از اعمال پیش‌پالس، علاوه بر به هم‌ریختگی کامل هدف و انبساط آن، موجب جابه‌جایی هدف نیز شده است. همان‌طور که در بخش قبل اشاره شد این امر موجب جابه‌جا شدن نقطه کانونی پالس اصلی لیزر می‌شود که این نیز بایستی در شرایط برهم‌کنش پالس اصلی در نظر گرفته شود. مطابق با شکل ۷ موقعیت هدف با ضخامت ۱ میکرومتر تغییر نکرده و شرایط کانونی لیزر نیز تغییر نخواهد کرد.

در ضخامت ۰٫۲۵ میکرومتر تنها موجب تغییر شکل پشت هدف می‌شود. این در حالی است که ضخامت‌های بزرگتر از ۰٫۲۵ میکرومتر سطح پشتی هدف کاملاً منطبق با شرایط اولیه باقی مانده است. برای ضخامت‌های کمتر از ۰٫۲۵ میکرومتر، چگالی هدف از حالت جامد افت کرده و پالس اصلی با هدف جامد برهم‌کنش نمی‌کند. اما برای ضخامت‌های بزرگتر از ۰٫۲۵ میکرومتر باعث ایجاد یک قله چگالی شده و این موج ضربه طی برهم‌کنش پالس اصلی (با پهنای فمتوثانیه) فرصت رسیدن به انتهای هدف را نخواهد داشت.

از آنجا که کمیت چگالی عددی هدف در شرایط اولیه کدهای ذره‌ای وارد می‌شود لذا نمایه مکانی چگالی عددی الکترونی نرمالیزه شده بر چگالی بحرانی نیز برای همه ضخامت‌های مورد بررسی در شکل ۳، پس از اتمام زمان پیش‌پالس (در این جا ۲۰ پیکوثانیه) در شکل ۶ آورده شده است. از شکل ۶ نیز مشاهده می‌گردد که نمایه چگالی در پشت هدف برای ضخامت‌های ۰٫۰۸ و ۰٫۱۲ میکرومتر دارای یک گرادیان بوده و ضخامت ۰٫۲۵ میکرومتر را می‌توان مرز بین به هم‌ریختگی تعیین کرد. تشکیل جبهه پلاسمایی در پشت هدف برای اهداف نازک‌تر از ۰٫۲۵ میکرومتر از شکل مشهود است.



شکل ۵. نمایه چگالی جرمی اهداف آلومینیومی، در راستای انتشار لیزر در زمان ۲۰ پیکوثانیه.

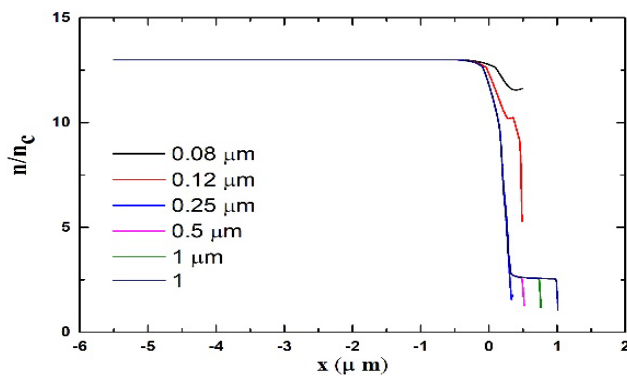


شکل ۶. نمایه لگاریتمی چگالی اهداف آلومینیومی، در راستای انتشار لیزر در زمان ۲۰ ps.

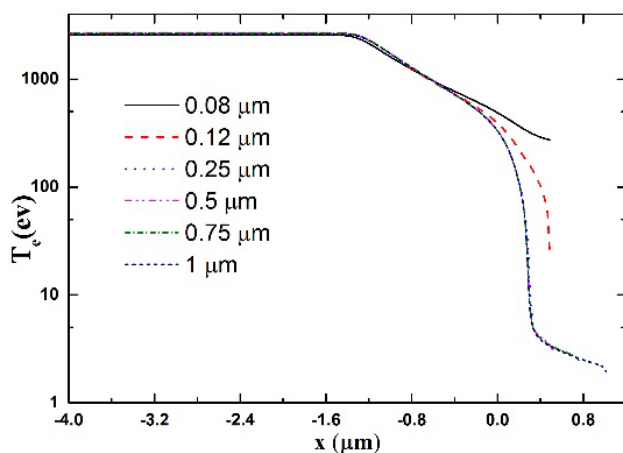


بسیاری از مقالات در همان ابتدا، کل هدف به صورت کاملاً یکنیزه در نظر گرفته می‌شود اما در این جا نشان داده شد که فقط برای ضخامت‌های نازک که پشت هدف به هم می‌ریزد این موضوع برقرار است. بنابراین وارد کردن فرایند یونش در بررسی برهم‌کنش پالس اصلی با هدف نکته مهمی می‌باشد.

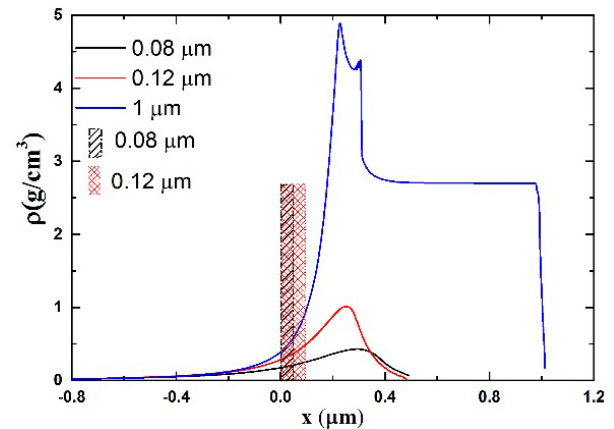
مطابق با شکل ۹، روند تغییرات دمایی برای ضخامت‌های بیشتر از $0.25 \mu\text{m}$ میکرومتر بر هم منطبق بوده و مستقل از ضخامت است. به علاوه در ناحیه کرونا (قسمت ابتدای نمودار) نیز دمای ثابت برای همه اهداف مشاهده می‌شود. اما برای ضخامت‌های نازکتر از $0.25 \mu\text{m}$ میکرومتر نمایه دمایی وابسته به ضخامت می‌باشد. بنابراین فرض ثابت و سرد در نظر گرفتن دمای هدف در شرایط اولیه کدهای ذره‌ای چندان به واقعیت نزدیک نمی‌باشد. در این اهداف نازک موج گرمایی به کل هدف رسیده و به علاوه موج ضربه‌ای که به پشت هدف می‌رسد نیز موجب افزایش دمای الکترونی (تا ۳ کیلوالکترون‌ولت) در چنین اهداف نازکی می‌شود.



شکل ۸. میزان یونش با اعمال پیش‌پالس برای اهداف با ضخامت‌های مختلف و در زمان 20ps .



شکل ۹. نمایه دمای الکترونی در زمان 20ps برای ضخامت‌های مورد بررسی در شکل ۳.



شکل ۱۰. نمایه چگالی جرمی اهداف آلومینیومی، در راستای انتشار لیزر در زمان اولیه (کادر هاشور خورده) و در زمان 20ps .

با ورود پیش‌پالس هدف جامد شروع به یونیزه شدن کرده و به پلاسما تبدیل خواهد شد. اما میزان درجه یونش هدف در برهم‌کنش پالس لیزر با هدف متغیر بوده و لذا وارد کردن هدف با شرایط یونیزاسیون کامل و یا همان پلاسما در کدهای ذره‌ای دور از واقعیت و برای ساده کردن مسئله است. میزان یونش با اعمال پیش‌پالس را می‌توان از کدهای سیالی استخراج کرد. نمودار درجه یونش (Z) برای ضخامت‌های مختلف هدف در زمان انتهای پیش‌پالس در شکل ۸ نشان داده شده است.

همان‌طور که از نمودار ۸ مشاهده می‌شود، برای اهداف با ضخامت کمتر از $0.25 \mu\text{m}$ میکرومتر هدف به طور کامل یونیزه شده و در نظر گرفتن شرایط پلاسمای کامل در کدهای ذره‌ای معقول به نظر می‌رسد. اما برای هدف با ضخامت $0.5 \mu\text{m}$ میکرومتر و بزرگتر از آن بخش جلویی هدف کامل یونیزه شده و انتهای هدف یون‌هایی با درجه یونش متفاوت مشاهده می‌شود. و قسمتی از هدف نیز بدون یونیزه شدن و به صورت خنثی باقی می‌ماند. لذا در نظر گرفتن شرایط یونش در کد ذره‌ای به ضخامت هدف و نیز شرایط پیش‌پالس بستگی دارد.

در شکل ۹، تغییرات دمای الکترونی در زمان 20ps برای ضخامت‌های مختلف رسم شده است. از شکل ۹ مشاهده می‌شود در ناحیه ابتدایی هدف (کرونا) دمای الکترون‌ها بالا و مستقل از ضخامت است. و پس از آن افت شدیدی در دمای الکترون‌ها خواهیم داشت که به مرتبه چند الکترون‌ولت می‌رسد. این موضوع بیانگر این است که در چیدمان اولیه کدهای ذره‌ای برای ضخامت‌های نازک به دلیل بالا بودن دمای الکترون، کل هدف را می‌توان یونیزه در نظر گرفت، اما برای ضخامت‌های بزرگتر این نکته را باید در نظر گرفت که شرایط یونش برای کل هدف به وجود نخواهد آمد. در حالی که در



۴. نتیجه‌گیری

در پی حضور پیش‌پالس در آزمایشات شتاب‌دهی لیزری پروتون اثرات متعددی ممکن است اتفاق بیفتد. (۱) تخریب اهداف نازک توسط موج ضربه تولید شده توسط پیش‌پالس لیزر. (۲) ایجاد پلاسما در سمت جلوی هدف که بر جذب لیزر تأثیر می‌گذارد. (۳) تغییر شکل سطح پشتی هدف و (۴) جابه‌جایی کل اهداف نازک که بر شرایط کانونی لیزر تأثیر می‌گذارد. بسته به ضخامت هدف و شدت پیش‌پالس، نقش آن می‌تواند مفید و یا مختل‌کننده عملکرد شتاب‌دهی باشد. از طرفی به منظور نزدیک شدن نتایج شبیه‌سازی کدهای با نتایج باید تا جایی که می‌توان پارامترهای واقعی را به عنوان شرایط اولیه در ابزارهای شبیه‌سازی به کار برد. یکی از این پارامترها، پارامترهای پیش‌پالس است. با استفاده از روش‌های شکل‌دهی پالس^۱ وضوح لیزری به مرتبه 10^{10} رسیده است. به طور خاص در مجموعه لیزری ATLAS دامنه پیش‌پالس از 10^{12} تا 10^{14} W/cm² در دوره زمانی پیکوثانیه با شکل غیرنمایی تغییر می‌کند. در این کار با تمرکز بر نمایه زمانی مجموعه لیزری ATLAS شرایط هدف پس از اعمال پیش‌پالس از کد سیالی مولتی‌اف اس استخراج و ضخامت بهینه برای اندرکنش پالس اصلی با هدف تعیین شده است. نتایج این کار را می‌توان برای مجموعه‌های لیزری دیگر نیز تکرار کرد. به علاوه به عنوان ورودی کدهای ذره‌ای برای بررسی عملکرد شتاب‌دهی پروتون قابل استفاده است.

مراجع

- Esarey E, Sprangle P, Krall J, Ting A. Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1996;24(2):252-288.
- Gahn C, Pretzler G, Saemann A, Tsakiris G.D, Witte K.J, Gassmann D, Schätz T, Schramm U, Thirof P, Habs D. MeV γ -ray yield from solid targets irradiated with fs-laser pulses. *Applied Physics Letters*. 1998;73(25):3662-3664.
- Maksimchuk A, Gu S, Flippo K, Umstadter D, VY Bychenkov V.Y. Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. *Physical Review Letters*. 2000;84(18):4108.
- Hegelich M, Karsch S, Pretzler G, Habs D, Witte K, Guenther W, Allen M, Blazevic A, Fuchs J, Gauthier J.C, Geissel M, Audebert P, Cowan T, Roth M. MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils. *Physical Review Letters*. 2002;89(8):085002.
- Gitomer S.J, Jones R.D, Begay F, Ehler A.W, Kephart J.F, Kristal R. Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction. *The Physics of Fluids*. 1986;29(8):2679-2688.
- Perry M.D, Pennington D, Stuart B.C, Tietbohl G, Britten J.A, Brown C, Herman S, Golick B, Kartz M, Miller J, Powell H.T, Vergino M, Yanovsky V. Petawatt Laser Pulses. *Optics Letters*. 1999;24(3):160-162.
- Snavely R.A, Key M.H, Hatchett S.P, Cowan T.E, Roth M, Phillips T.W, Stoyer M.A, Henry E.A, Sangster T.C, Singh M.S, Wilks S.C, MacKinnon A, Offenberger A, Pennington D.M, Yasuike K, Langdon A.B, Lasinski B.F, Johnson J, Perry M.D, Campbell E.M. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Physical Review Letters*. 2000;85(14):2945.
- Roth M, Allen M, Audebert P, Blazevic A, Brambrink E, Cowan T.E, Fuchs J, Gauthier J.C, Geißel M, Hegelich M, Karsch S, Meyer-Ter-Vehn J, Ruhl H, Schlegel T, Stephens R.B. The generation of high-quality, intense ion beams by ultra-intense lasers. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2002;44(12B):B99.
- Bartal T, Foord M.E, Bellei C, Key M.H, Flippo K.A, Gaillard S.A, Offermann D.T, Patel P.K, Jarrott L.C, Higginson D.P, Roth M, Otten A, Kraus D, Stephens R.B, McLean H.S, Giraldez E.M, Wei M.S, Gautier D.C, Beg F.N. Focusing of short-pulse high-intensity laser-accelerated proton beams. *Nature Physics*. 2012;8(2):139.
- Neely D, Foster P, Robinson A, Lindau F, Lundh O, Persson A, Wahlström C.-G, McKenna P. Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses. *Applied Physics Letters*. 2006;89(2):021502.
- Margarone D, Klimo O, Kim I.J, Prokúpek J, Limpouch J, Jeong T.M, Mocek T, Pšikal J, Kim H.T, Proška J, Nam K.H, Štolcová L, Choi I.W, Lee S.K, Sung J.H, Yu T.J, Korn G. Laser-driven proton acceleration enhancement by nanostructured foils. *Physical Review Letters*. 2012;109(23):234801.
- Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*. 1985;55(6):447-449.
- Edwards C. Vulcan Petawatt Upgrade Overview. *CLF/RAL Annual Report*, URL: <http://www.clf.rl.ac.uk/Reports/2001-2002/pdf/75.pdf>. 2002.
- Kitagawa Y, Fujita H, Kodama R, Yoshida H, Matsuo S, Jitsuno T, Kawasaki T, Kitamura H, Kanabe T, Sakabem S, Shigemori K, Miyanaga N, Izawa Y. Prepulse-free petawatt laser for a fast ignitor. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2004;40(3):281-293.
- Malka V, Fritzler S, Lefebvre E, Aleonard M.M, Burgy F, Chambaret J.P, Chemin J.F, Krushelnick K, Malka G, Mangles S.P.D, Najmudin Z, Pittman M, Rousseau J.-P, Scheurer J.-N, Walton B, Dangor A.E. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science*. 2002;298(5598):1596-1600.

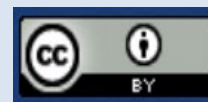
1. Pulse Shaping



16. Dollar F, Zulick C, Matsuoka T, McGuffey C, Bulanov S.S, Chvykov V, Davis J, Kalinchenko G, Petrov G.M, Willingale L, Yanovsky V, Maksimchuk A, Thomas A.G.R, Krushelnick K. High contrast ion acceleration at intensities exceeding 10^{21} W cm⁻². *Physics of Plasmas*. 2013;20(5):056703.
17. Roth M, Blazevic A, Geissel M, Schlegel T, Cowan T.E, Allen M, Gauthier J.-C, Audebert P, Fuchs J, Meyer-Ter-Vehn J, Hegelich M, Karsch S, Pukhov A. Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*. 2002;5(6):061301.
18. Pukhov A. Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser. *Physical Review Letters*. 2001;86(16):3562.
19. Nakamura T, Tampo M, Kodama R, Bulanov S.V, Kando M. Interaction of high contrast laser pulse with foam-attached target. *Physics of Plasmas*. 2010;17(11):113107.
20. Sgattoni A, Londrillo P, Macchi A, Passoni M. Laser ion acceleration using a solid target coupled with a low-density layer. *Physical Review E*. 2012;85(3):036405.
21. Passoni M, Zani A, Sgattoni A, Dellasega D, Macchi A, Prencipe I, Floquet V, Martin P, Liseykina T.V, Ceccotti T. Energetic ions at moderate laser intensities using foam-based multi-layered targets. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2014;56(4):045001.
22. Sunahara A, Asahina T, Nagatomo H, Hanayama R, Mima K, Tanaka H, Kato Y, Nakai S. Efficient laser acceleration of deuteron ions through optimization of pre-plasma formation for neutron source development. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018;61(2):025002.
23. Costa G, Torrisi L. Dependence of high-energy proton acceleration in TNSA regime by fs laser on the laser pulse shape. *Journal of Instrumentation*. 2020;15(06):C06030.
24. Hadjikyriacou A, Psikal J, Giuffrida L, Kucharik M. Novel approach to TNSA enhancement using multi-layered targets—a numerical study. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2023.
25. Varmazyar P, Mirzanejad S, Mohsenpour T. Effect of pre-plasma on the ion acceleration by intense ultra-short laser pulses. *Laser and Particle Beams*. 2018;36(2):226-231.
26. Keppler S, Elkina N, Becker G.A, Hein J, Hornung M, Mäusezahl M, Rödel C, Tamer I, Zepf M, Kaluza M.C, Intensity scaling limitations of laser-driven proton acceleration in the TNSA-regime. *Physical Review Research*. 2022;4(1):013065.
27. Kaluza M.C. Characterisation of laser-accelerated proton beams. *Technische Universität München*. 2004.
28. Mora P. Plasma expansion into a vacuum. *Physical Review Letters*. 2003;90(18):185002.
29. Mora P. Thin-foil expansion into a vacuum. *Physical Review E*. 2005;72(5):056401.
30. Batani D, Jafer R, Veltcheva M, DeZulian R, Lundh O, Lindau F, Persson A, Osvay K, Wahlström C-G, Carroll D.C, McKenna P, Flacco A, Malka V. Effects of laser prepulses on laser-induced proton generation. *New Journal of Physics*. 2010;12(4):045018.
31. Kaluza M, Schreiber J, Santala M.I.K, Tsakiris G.D, Eidmann K, Meyer-Ter-Vehn J, Witte K.J. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. *Physical Review Letters*. 2004;93(4):045003.
32. Flacco A, Sylla F, Veltcheva M, Carrié M, Nuter R, Lefebvre E, Batani D, Malka V. Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration. *Physical Review E*. 2010;81(3):036405.
33. Gizzi L.A, Boella E, Labate L, Baffigi F, Bilbao P.J, Brandi F, Cristoforetti G, Fazzi A, Fulgentini L, Giove D, Koester P, Palla D, Tomassini P. Enhanced laser-driven proton acceleration via improved fast electron heating in a controlled pre-plasma. *Scientific Reports*. 2021;11(1):13728.
34. Wang D, Shou Y, Wang P, Liu J, Li C, Gong Z, Hu R, Ma W, Yan X. Enhanced proton acceleration from an ultrathin target irradiated by laser pulses with plateau ASE. *Scientific Reports*. 2018;8(1):2536.
35. Kiefer D. Relativistic Electron Mirrors: from High Intensity Laser–Nanofoil Interactions. *Springer* 2014.
36. Eidmann K, Meyer-Ter-Vehn J, Schlegel T, Hüller S. Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. *Physical Review E*. 2000;62(1):1202.
37. Ramis R, Schmalz R, Meyer-Ter-Vehn J. MULTI—A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*. 1988;49(3):475-505.

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

رضائی، سمیه، جعفری، محمدجعفر. (۱۴۰۳)، اثر پیش‌پالس لیزر بر پارامترهای هدف در رهیافت شتابدهی TNSA. *مجله علوم، مهندسی و فناوری هسته‌ای*، ۱۱۰(۴)، ۱۲۵-۱۳۷. DOI: <https://doi.org/10.24200/nst.2024.1627>. Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1627.html.

