

ارزیابی افروزش سریع با هدایتگر مخروطی به کمک باریکه افروزشی مرکب پروتون - ریز خوشه الکترونی

مهسا مهرانگیز، سهیل خوشبین فر*

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، ۴۱۳۳۵-۱۹۱۴، رشت، ایران

چکیده:

اندركنش یک پالس لیزری پر شدت در یک محیط پلاسما با چگالی نزدیک بحرانی، امکان تولید و شتابدهی دسته‌های کوچک (ریز-خوشه) از الکترون‌ها و یون‌ها را فراهم می‌آورد. در این مقاله، با اهتمام به چنین سازوکاری، کیفیت افروزش سریع سوخت دوتریوم-تریتیوم، با رهیافت کانونیگی مخروطی توسط کد شبیه‌سازی دو-بعدی ذره در سلول EPOCH بررسی شده است. بدین منظور، نحوه تولید و شتابدهی ریز-خوشه‌ها درون مخروط طلای پر شده از گاز هیدروژن کم چگال، طی اصابت پالس لیزر پر شدت (2.3 PW ، 20 fs) شبیه‌سازی می‌شود. نتایج ما نشان می‌دهد که اصابت ریز-خوشه‌های همگرا، پراثری و تلفیقی پروتون-الکترون به پلاسمای سوخت، منجر به تسریع در فرآیند گرمایش می‌گردد. همچنین، حضور سهم ناچیز از یون‌های طلای پراکنده ناشی از تخریب نوک مخروط طی تأثیر میدان‌های الکتریکی طولی ایجاد شده، اگرچه شرایط گرمایش سوخت را در عمق‌های کمتری فراهم می‌آورد، با این حال، بیشینه دمای سوخت در این شرایط، نسبت به شرایط مشابه در غیاب یون‌های طلا، حدود 8.6% کمتر خواهد بود.

کلیدواژه‌ها: افروزش سریع، شتابدهنده پلاسمایی، ریز-خوشه پروتون-الکترون.

The Evaluation of the cone-guided Fast Ignition by the Combined proton-electron micro-bunch Ignition Beam

Mahsa Mehrangiz, Soheil Khoshbinfar*

Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Guilan, 41335-1914, Rasht, Iran

Abstract:

The interaction of a high-intensity laser pulse in a near-critical density plasma medium allows the production and acceleration of micro-bunches of electrons and ions. In this paper, concerning this mechanism, the quality of DT-fuel fast ignition with a cone-focal approach is investigated using the two-dimensional (2D) particle-in-cell (PIC) EPOCH simulation code. To this aim, the production and acceleration of micro-bunches inside a low-density hydrogen gas-filled Au-cone are simulated during the incidence of an ultra-intensive (20 fs , 2.3 PW) laser pulse. Our results show that the impact of convergent, energetic, and combined proton-electron micro-bunches on the fuel plasma, accelerate the heating process. Also, the presence of a small proportion of scattered Au-ions due to the destruction of the cone tip created by the impact of longitudinal electric fields, although provides fuel heating conditions at lower depths, however, the maximum fuel temperature in this condition will be approximately 8.6% lower than the similar condition in the absence of gold ions.

Keywords: Fast ignition, plasma accelerator, proton-electron micro-bunch.

* Email: skhoshbinfar@guilan.ac.ir

۱. مقدمه

امروزه، لزوم برخورداری از یون‌های پر انرژی در عرصه‌های پر کاربردی چون فیزیک انرژی بالا و پزشکی منجر شده است تا در سال‌های اخیر شتابدهی یون‌ها بر پایه لیزرهای پتاواتی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار باشد. یون‌ها به جهت بهره‌مندی از جرم‌های بالاتر، نسبت به الکترون‌ها، برای شتابدهی نیازمند میدان‌های الکتریکی قوی‌تری می‌باشند. از این رو، امروزه، شتابدهی یون‌ها عمدتاً از طریق سازوکار اندرکنش پالس لیزر پر توان با هدف‌های پر چگال و جامد رخ می‌دهد که یکی از پر کاربردترین آن‌ها رژیم شتابدهنده پوش عمود بر هدف (TNSA) نام دارد [۱]. در این رژیم، پالس لیزر با شدت متوسط به یک هدف جامد میکرومتری اصابت می‌کند؛ اما به جهت کدر بودن پلاسمای تشکیل شده، قادر به نفوذ درون آن نیست. الکترون‌های داغ تولید شده پس از تولید در محل تحت اصابت، از عمق هدف گذشته و به پشت هدف می‌روند. این جدایش بار، منجر به تولید میدان الکترواستاتیکی بسیار قوی از مرتبه TV/m می‌شود که باعث شتابدهی یون‌ها از پشت هدف خواهد شد. در مقایسه با این رژیم، رژیم دیگری با نام شتابدهنده فشار تابشی (RPA) وجود دارد که طی اندرکنش پالس لیزر نسبیتی با قطبش دایروی با هدف‌های نانومتری رخ می‌دهد. از جمله تفاوت‌های مهم این دو روش می‌توان به کیفیت بهتر باریکه یونی شتاب گرفته، واگرایی کمتر و در نتیجه بهره بالاتر در رژیم شتابدهی فشار تابشی اشاره نمود. با این وجود، تولید یک باریکه یونی با آهنگ تکرار بالا، پخش شدگی انرژی مطلوب و کارایی بهینه، صرف نظر از تلاش‌های گسترده انجام شده در این راستا، عمدتاً به دلیل رفتار هدف جامد طی اندرکنش با لیزرهای جدید با آهنگ تکرار بالا، به عنوان یک چالش عمده محسوب می‌گردد.

در مقایسه با رژیم‌های شتابدهی از هدف‌های جامد، شتابدهی و تولید ریز-خوشه‌های یونی در محیط‌های گازی با چگالی نزدیک به چگالی بحرانی، از حیث مزایایی چون کاهش آلاینده‌های ناشی از هدف‌های جامد در یون‌های شتابدهی شده، افزایش آهنگ تکرار تولید باریکه و در پی آن کاهش هزینه، بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۲].

هنگامی که یک پالس لیزری کوتاه-پر شدت ($>10^{20} W/cm^2$) درون یک محیط گازی کم چگال با چگالی نزدیک بحرانی انتشار یابد، کنتراست بالا و نیز فشار تابشی لیزر، منجر به یونش نسبی محیط گازی خواهد شد. در پی این رخداد، نیروی گرانشی لیزر، دسته‌ای از الکترون‌ها که از آن با نام ریز-خوشه الکترونی یاد می‌شود را به سمت جلو شتاب می‌دهد. در اثر فقدان الکترون در پشت این خوشه، میدان الکترواستاتیک قوی به وجود آمده، منجر به شتاب گرفتن دسته‌ای از یون‌های به جا مانده (ریز-خوشه یونی) به سمت جلو می‌گردد. از مزایای این چنین سازوکار بهره‌مندی از تک خوشه یونی/الکترونی، یا خوشه تلفیقی یون-الکترون می‌باشد.

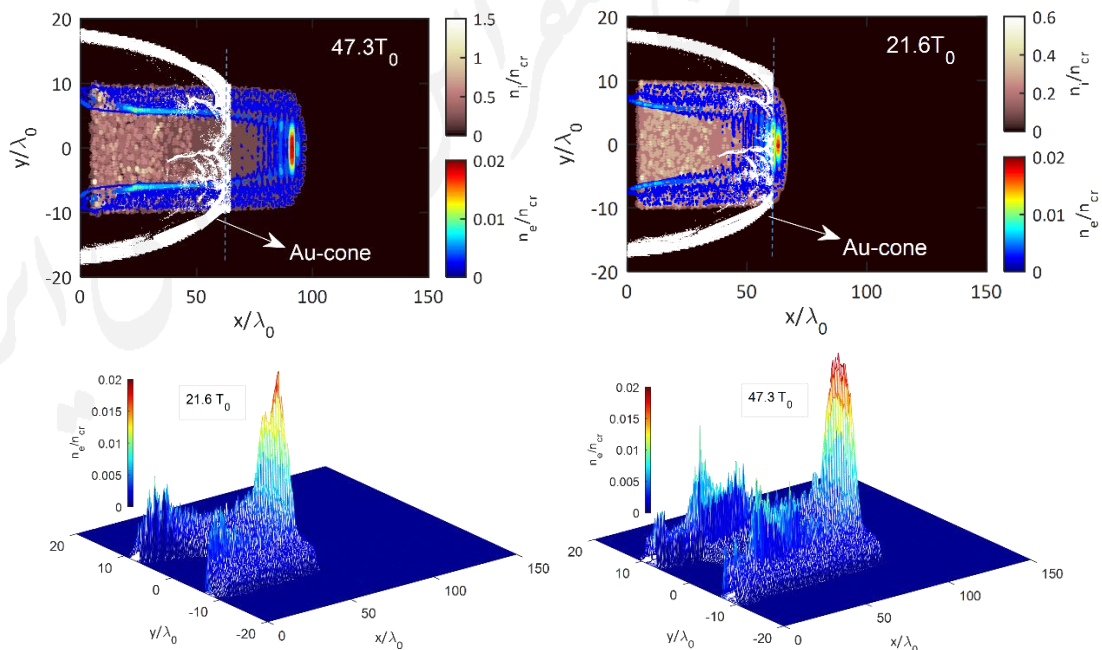
اهتمام به این سازوکار شتابدهی در حوزه افروزش سریع با ایده کانونیگی مخروطی، می‌تواند رهیافت جالبی به شمار رود. افروزش سریع که در آن به جهت کاهش محدودیت‌های ناشی از تقارن سوخت، افزایش جفت‌شدگی باریکه فرودی با هدف و در پی آن بالا رفتن هرچه بیشتر بهره گداخت سوخت فشرده، مراحل فشرده‌گی و افروزش سوخت در دو مرحله مجزا صورت می‌گیرد، از جمله روش‌های مورد توجه در گداخت محصورسازی لختی اطلاق می‌گردد [۳]. در ایده‌های اولیه این رهیافت، تا سال‌ها، افروزش سوخت بر پایه باریکه الکترونی مورد توجه محققان واقع گردید. با این وجود، متأسفانه نتایج حاصل از برخی تحقیقات صورت گرفته در این راستا نشان داد که در پی افزایش برد الکترون‌ها در پلاسمای فشرده سوخت، ضمن افزایش واگرایی، امکان نهشت انرژی موضعی الکترون‌ها نیز کاهش خواهد یافت [۳]. از این نقطه نظر، بیشتر تحقیقات انجام شده در حوزه افروزش سریع، بر مبنای برخورداری از باریکه‌های یونی شتاب گرفته از رژیم‌های شتابدهی لیزر-هدف جامد بوده است.

مطالعه آثار مطلوب ناشی از شتابدهی خوشه‌های یونی و الکترونی از هدف‌های گازی، ما را بر آن داشت تا در این مقاله به بررسی کیفیت افروزش سریع سوخت دوتریوم-تری‌تیوم (DT) در حضور این سازوکار شتابدهی بپردازیم. به منظور ارزیابی کیفیت این سازوکار، افروزش سریع را در حضور مخروط هادی پر شده با گاز هیدروژن کم چگال در نظر گرفته‌ایم. ایده مخروط هادی پر شده با پلاسما، پیشتر، به عنوان رهیافتی جهت خود-کانونیگی هر چه بیشتر پالس لیزر و افزایش بهره‌وری افروزش سریع الکترونی مورد بررسی قرار گرفت [۴]. با این وجود، تولید ریز-خوشه‌های یونی در گازی با چگالی

نزدیک بحرانی در این رهیافت ارزیابی نشد. از این رو، در این کار پژوهشی قصد داریم تا با برخورداری از شبیه‌سازی دو بعدی ذره در سلول ضمن تحقیق پیرامون ایده ذکر شده، به بررسی کیفیت افروزش سریع با ریز-خوشه تلفیقی یون-الکترون اهتمام ورزیم.

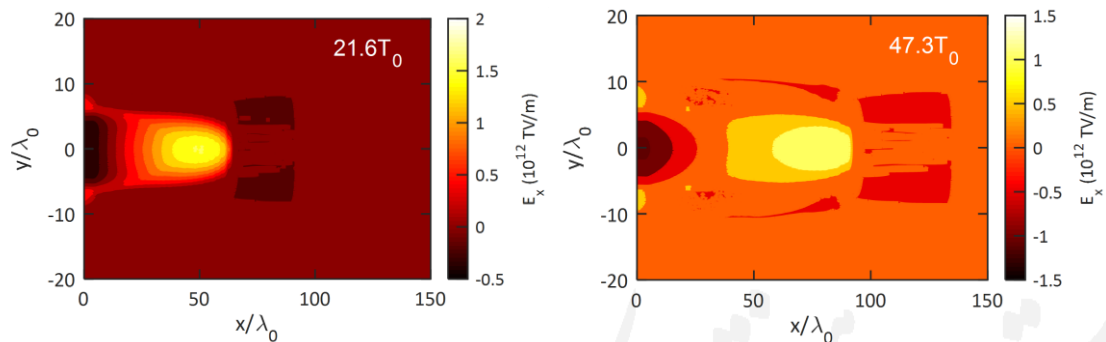
۲. شبیه‌سازی انتشار ریز-خوشه شتابدهی شده از درون مخروط هادی پر شده با گاز هیدروژن

به منظور شبیه‌سازی عددی چگونگی اندرکنش پالس لیزر کوتاه و پر شدت با گاز کم چگال در مخروط هادی، از کد شبیه‌سازی ذره در سلول قابل تعمیم و دو بعدی EPOCH استفاده می‌کنیم [۵-۷]. یکی از قابلیت‌های بیشمار این کد شبیه‌سازی، مدل‌سازی مخروط تو خالی می‌باشد. با این وجود، در این مقاله به منظور تطابق این کد شبیه‌سازی با فیزیک تحت بررسی، الگوریتم این کد، برای یک مخروط تو پر از گاز کم چگال تعمیم داده شده است. بدین منظور، فرض می‌کنیم که پالس لیزر گاوسی شکل، طول موجی برابر با $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ داشته و دارای قطبیدگی خطی در راستای محور y باشد. پهنای نیم بیشینه پالس (FWHM) $5 \mu\text{m}$ بوده و دارای دوره تناوب پالس 20 fs است. شدت قله این پالس، مقدار عددی $3 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ در نظر گرفته شده است که معادل با مقدار عددی $a_L = 47$ به عنوان کمیت بی بعد شده میدان لیزر خواهد بود. پالس لیزر به درون مخروطی با چگالی تقریبی 100 برابر چگالی بحرانی ($100 n_{cr}$) انتشار می‌یابد. دیواره‌ها و نوک مخروط از جنس طلا، Au^{18+} ، بوده و به ترتیب دارای ضخامت $3.5 \mu\text{m}$ و $1.8 \mu\text{m}$ می‌باشند. زاویه انحنای مخروط 31° تنظیم شده است. جعبه شبیه‌سازی دارای ابعاد $150 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ به ترتیب در راستاهای y و x است. به منظور دقت در محاسبات، عرض سلول‌ها در راستای هر یک از محوره‌های x و y مقدار عددی $0.18 \mu\text{m}$ در نظر گرفته شده است که این عرض، به طور تقریبی معادل با 22 سلول به ازای طول موج مفروض پالس لیزر فرودی می‌باشد. در فضاهای خالی درون مخروط نیز ناحیه خلأ در نظر گرفته شده است. چگونگی انتشار ریز-خوشه‌های پروتونی و الکترونی شتاب گرفته در فضای درونی مخروط، به ازای دو زمان متفاوت $21.6 T_0$ و $47.3 T_0$ در شکل ۱، نشان داده شده است که در آن‌ها $T_0 = \lambda_0/c$ طول سیکل لیزر می‌باشد.



شکل ۱. چگونگی توزیع چگالی ریز-خوشه‌های یونی (پروتونی)، n_i ، و الکترونی، n_e ، از فضای درونی مخروط هادی پر شده با گاز هیدروژنی کم چگال طی دو زمان شتابدهی متفاوت. چگونگی توزیع فضایی مخروط در قسمت نوک آن، ضمن شتابدهی ریز-خوشه‌ها با رنگ سفید مشخص شده است. محدوده مکانی نوک مخروط پیش از تخریب ($61.4 \mu\text{m}$) در شکل با خط چین آبی مشخص شده است.

با فرض غیر-مغناطیده بودن پلاسما، مطابق شکل، با نفوذ پالس لیزر به درون محیط گازی، فشار تابشی ناشی از پالس منجر به ضربه زدن به جبهه پلاسمایی مقابل پالس می‌شود. این ضربه، ریز-خوشه الکترونی را به سمت جلو هل می‌دهد. از طرفی، نیروهای گرانشی پالس لیزر منجر می‌شود که بخش محدودی از الکترون‌های شتاب گرفته، از اطراف، خود را به نواحی‌ای برسانند که اثر نیروهای گرانشی را کمتر احساس کنند. با این حال، این الکترون‌ها، حین فرار، توسط یون‌های مثبت زمینه پلاسما جذب شده و مطابق شکل، از اطراف همچون حصار یونها را درون خود حبس می‌کنند که این رخداد، خود منجر به کاهش هرچه بیشتر واگرایی یون‌ها خواهد شد. از سویی مطابق شکل ۲، جدایش بارهای مثبت و منفی، به خودی خود منجر به پیدایش میدان الکترواستاتیکی طولی قوی میان دو گروه از بارها خواهد شد که این امر، عاملی مهم جهت شتابدهی ریز-خوشه‌ها به سمت جلو خواهد بود.



شکل ۲. تغییرات فضا-زمان میدان طولی ناشی از جدایش بارهای مثبت و منفی در فضای گازی درون مخروط هادی، طی دو بازه متفاوت.

مطابق این شکل، قدرت میدان در محدوده مکانی $50 \mu\text{m} < x < 100 \mu\text{m}$ با افزایش چگالی الکترونی، افزایش خواهد یافت. مطابق با شبیه‌سازی ما در شکل ۱، در زمان $21/6 T_0$ ریز-خوشه پروتونی با اختلاف مکانی کمتر از $0.1 \mu\text{m}$ بر ریز-خوشه الکترونی پیشی می‌گیرد. این در حالی است که در زمان $47/3 T_0$ ، با شتاب گیری بیشتر الکترون‌ها و جذب آن‌ها از اطراف، عملاً اختلاف مکانی‌ای در راستای توزیع ریز-خوشه‌ها مشاهده نمی‌گردد. مسئله مهم دیگری که می‌توان از توزیع چگالی ریز-خوشه‌ها در شکل ۱، استخراج نمود؛ تخریب نوک مخروط ضمن اندرکنش با ریز-خوشه الکترونی و نفوذ کسر بسیار ناچیزی از یون‌های طلا به درون ریز-خوشه شتابدهی شده می‌باشد. یون‌های طلای موجود در نوک مخروط، دارای چگالی بسیار پایینی نسبت به چگالی گاز می‌باشند. از این رو، به جای شتابدهی ریز-خوشه‌ی، به صورت پراکنده منتشر می‌گردند. این یون‌های پراکنده طلا بیشتر تمایل دارند تا همچون پروتون‌ها به مکان‌های پشت ریز-خوشه الکترونی انتشار یابد. با این حال، نمی‌توان کسر بسیار ناچیز انتشار یافته یون‌های طلا به درون ریز-خوشه پروتون-الکترون را نادیده گرفت. به گونه‌ای که این نسبت ناخالصی در قسمت خارج از نوک مخروط، Au ، حدود 0.23 و 0.60 چگالی کل مخروط ($100 n_{cr}$) به ترتیب در زمان‌های $21/6 T_0$ و $47/3 T_0$ ارزیابی گردید.

۳. اثر ریز-خوشه تلفیقی پروتون-الکترون بر کیفیت افروزش سریع سوخت

به منظور بررسی اثر ریز-خوشه‌های تولیدی بر کیفیت افروزش سریع سوخت، بررسی تحولات هیدرودینامیک سوخت در مختصه فضا-زمان، مهم تلقی می‌گردد. با در نظر گرفتن عامل‌های ρ ، V ، u و p به ترتیب سرعت، جرم، حجم و تکانه در دستگاه مختصات فضا-زمان $(r-t)$ ، و نیز با فرض $\partial V / \partial t = \partial / \partial m (r^2 u)$ و $\partial \rho / \partial t = -r^2 (\partial p / \partial m)$ به عنوان معادلات پیوستگی و حرکت در یک بعد برای هندسه کروی، با حل معادلات جفت شده زیر، به بررسی یک بعدی این تحولات در مختصات لاگرانژی پرداختیم.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla(p_e + p_i), \quad (2)$$

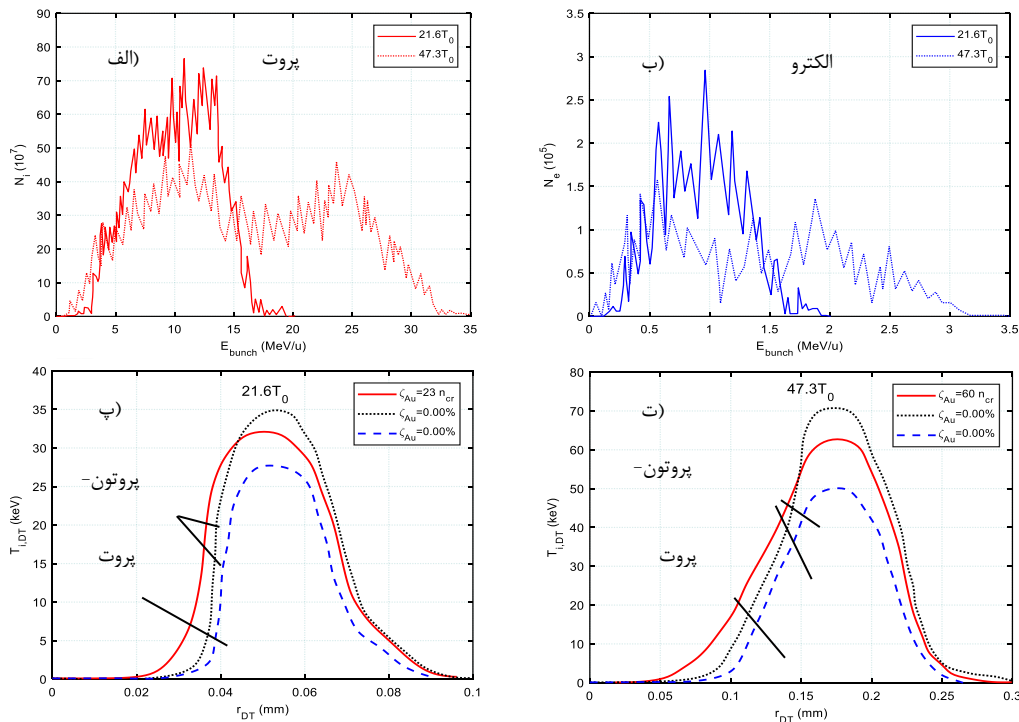
$$\rho \frac{d\varepsilon_e}{dt} = -p_e \nabla \cdot \mathbf{u} - A(T_i - T_e) - \nabla \cdot \mathbf{q}_e - BT_e(T_e - T_r) + S_{de} + S_{ae} - G(T_e - T_r)T_r^4, \quad (3)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_i}{dt} = -p_i \nabla \cdot \mathbf{u} + A(T_i - T_e) - \nabla \cdot \mathbf{q}_i + S_{di} + S_{ai}, \quad (4)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_r}{dt} = BT_e(T_e - T_r) - \nabla \cdot \mathbf{q}_r + G(T_e - T_r)T_r^4, \quad (5)$$

که در روابط نوشته شده، ρ چگالی جرمی، \mathbf{u} سرعت سیال، p_i و p_e به ترتیب فشار ناشی از الکترون‌ها و یون‌ها در سیال و ε_e ، ε_i و ε_r نشان از انرژی درونی ناشی از الکترون‌ها، یون‌ها و فوتون‌های پلاسما است. همچنین، ضرایب A ، B و G به ترتیب معرف ضریب انرژی تبدیلی میان الکترون‌ها و یون‌ها، ضریب ناشی از تابش ترمزی و ضریب ناشی از پراکندگی کامپتون معکوس می‌باشند. S_{di} و S_{de} به ترتیب نشان‌دهنده مقدار انرژی راه‌انداز یونی فرودی است که در الکترون‌ها و یون‌های پلاسما به اشتراک گذاشته می‌شود. با این توضیح، S_{ai} و S_{ae} کسری از انرژی ذرات آلفا است که ضمن شروع فرآیند همجوشی و طی آن، صرف گرمایش الکترون‌ها و یون‌ها می‌گردد. در پایان، عامل‌های \mathbf{q}_e ، \mathbf{q}_i و \mathbf{q}_r به ترتیب معرف شارش‌های انرژی/گرمای ناشی از الکترون‌ها، یون‌ها و فوتون‌ها است که در حالت کلی به صورت $\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$ نشان داده می‌شود که در آن κ ضریب رسانش حرارتی می‌باشد.

با توجه به اینکه، دمای یون‌های پلاسمای سوخت نسبت به دمای تابش و الکترون‌ها، نقش بیشتری را در برقراری شرایط آفرزش سوخت ایفا می‌نماید، در شکل‌های ۳ (پ) و ۳ (ت) تحول مکانی دمای یونی سوخت پلاسمایی، $T_{i,DT}$ ، به ازای برخورد دو ریز-خوشه تولید شده طی دو زمان $T_0 = 21/6$ و $T_0 = 47/3$ با گام مکانی 0.1 نشان داده شده است. در این بررسی دمای اولیه سوخت DT مقدار 0.1 keV، چگالی اولیه آن 400 g/cc مقدار $DT=0$ ، به عنوان مکان اولیه برخورد ریز-خوشه به سوخت در نظر گرفته شده است. همچنین، توزیع انرژی دو ریز-خوشه پروتونی و الکترونی نیز در شکل‌های ۳ (الف) و ۳ (ب) مقایسه شده‌اند.



شکل ۳. چگونگی توزیع انرژی ریز-خوشه‌های (الف) پروتونی و (ب) الکترونی طی دو زمان متفاوت. (پ) و (ت) مقایسه‌ای از تحولات دمای یونی سوخت DT طی آفرزش سریع ناشی از ریز-خوشه پروتونی تنها و ریز-خوشه تلفیقی پروتون-الکترون.

مطابق شکل، با افزایش زمان شتابدهی، ضمن افزایش چگالی توزیع و نیز قدرت میدان شتابدهی، گستره انرژی ریز-خوشه‌ها افزایش خواهد یافت. با این حال، این گستره انرژی در ریز-خوشه پروتونی حدوداً ۱۰ برابر ریز-خوشه الکترونی است. به علاوه، همگرایی توزیع انرژی در هر دو ریز-خوشه محسوس می‌باشد. با این وجود، تعداد پروتون‌های شتابدار حدود ۱۰۰۰ برابر تعداد الکترون‌ها خواهد بود. با نگاهی به شکل‌های ۳ (پ) و ۳ (ت) می‌توان دریافت که هرگاه تعداد محدود ریز-خوشه الکترونی به عنوان راه‌انداز افروزش سریع، به ریز-خوشه پروتونی اضافه گردد، شروع افزایش دمای یونی پلاسما نسبت به ریز-خوشه پروتونی تنها، در عمق‌های نفوذ کمتری رخ می‌دهد. به عبارتی، ریز-خوشه الکترونی با توزیع انرژی همگرایی خود منجر به تسهیل بیشتر گرمایش موضعی سوخت خواهد شد. با در نظر گرفتن یون‌های طلا، مقدار چگالی اولیه سوخت به اندازه Z_{Au} افزایش خواهد یافت که در آن Z_{Au} معرف عدد اتمی یون‌های طلا می‌باشد. مطابق شکل، این افزایش چگالی در افروزش سریع با ریز-خوشه تلفیقی، منجر می‌شود تا ضمن افزایش برخوردهای مؤثر در سوخت، دمای یون‌های در عمق‌های اولیه، با تسریع بیشتری افزایش یابد. با این وجود، در عمق‌های بالاتر، بیشینه دمای یونی در این حالت نسبت به شرایط افروزش سریع مشابه اما در غیاب یون‌های طلا کمتر خواهد بود.

۴. نتیجه‌گیری

تولید ریز-خوشه‌های یونی در محیط‌های گازی با چگالی نزدیک بحرانی، از حیث مزایایی چون کاهش آلاینده‌های ناشی از هدف‌های جامد تحت شتاب، افزایش آهنگ تکرار تولید باریکه و کاهش هزینه، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در این مقاله، با تکیه بر چنین سازوکاری، افروزش سریع به روش کانونیگی مخروطی، با رهیافت متفاوتی دنبال گردید. بدین منظور، ایده مخروط هادی پر شده با گاز هیدروژن کم چگال مطرح گردید. از طریق شبیه‌سازی دو بعدی ذره در سلول، چگونگی تولید ریز-خوشه‌های پروتون و الکترون طی انتشار پالس لیزر PW ۲/۳ از درون مخروط هادی طلا، طی دو بازه زمانی T_0 ۲۱/۶ و T_0 ۴۷/۳ بررسی گردید. بررسی ما نشان داد که اختلاف مکانی میان دو ریز-خوشه پروتون و الکترون کمتر از $0.1 \mu m$ می‌باشد. همچنین، میدان‌های طولی/عرضی ایجاد شده طی انتشار ریز-خوشه‌ها از نوک مخروط، بر روی کندگی یون‌های طلا با درصد‌های تقریبی ۰.۲۳-۰.۰۶ چگالی کل مخروط تأثیرگذار خواهد بود. حضور این یون‌های طلا نسبت به شرایط غیاب آن‌ها منجر به گرمایش سریع‌تر سوخت در لحظات ابتدایی برخورد ریز-خوشه به سوخت خواهد شد. مطابق با بررسی‌های ما، اگرچه گستره انرژی و تعداد ریز-خوشه پروتونی به ترتیب حدوداً ۱۰ برابر و ۱۰۰۰ برابر ریز-خوشه الکترونی است؛ با این وجود، سهم الکترون‌های شتابدار و همگرا می‌تواند با کاهش تقریبی ۱۵ درصدی عمق نفوذ، شرایط رسیدن به دمای افروزش سوخت DT (۱۰-۵ keV) را با سرعت بیشتری فراهم آورد.

مراجع

- [1] M. Martis et al. *modeling the interaction of an ultra-high intensity laser pulse with an ultra-thin nanostructured foil target*, Plasma Phys. Control. Fusion. **62**, 095014 (2020).
- [2] P. K. Singh et al. *Electrostatic shock acceleration of ions in near-critical-density plasma driven by a femtosecond petawatt laser*, Sci. Rep. **10**, 18452 (2020).
- [3] J. L. H. East et al. *Hydrodynamic motion of guiding elements within a magnetic switchyard in fast ignition condition*, Phys. Plasmas. **27**, 062701 (2020).
- [4] G. Zhang, Q. Liang, and X. Xia. *Relativistic self-focusing in the interaction of laser beam and plasma with periodical density ripple*, Laser Part. Beams. **38**, 244 (2020).
- [5] T. D. Arber et al. *Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modeling*, Plasma Phys. Control. Fusion. **57**, 113001 (2015).
- [6] C. P. Ridgers et al. *Modelling gamma-ray photon emission and pair production in high-intensity laser-matter interactions*, Journal of computational physics, **260**, 273 (2014).
- [7] M. Nishiuchi et al. *Acceleration of highly charged GeV Fe ions from a low-Z substrate by intense femtosecond laser*. Physics of Plasmas, **22**, 033107 (2015).