

## مطالعه رهیافت افروزش موج ضربه‌ای در هدف‌های DT با مقیاس راکتور در گداخت یون سنگین

صبریه حسنی<sup>۱</sup>، بهناز کالجی<sup>۱</sup> و سهیل خوشبین فر<sup>۲</sup>

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گیلان، رشت

پست الکترونیکی: b.kaleji@du.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۱۱/۱۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۰۴/۰۳)

### چکیده

افروزش سوخت از پیش فشرده توسط موج ضربه‌ای همگرا، به عنوان طرح جدیدی در همجوشی محصورسازی لختی، تحت عنوان افروزش ضربه‌ای با هدف دستیابی به مقدار بهره بالا و فراهم کردن افروزش در آستانه انرژی پایین‌تر مورد توجه است. در این پژوهش بهینه‌سازی انرژی با توجه به بازده هیدرودینامیکی و بهره انرژی در یک ساچمه سوخت پنج لایه‌ای با مقیاس‌های راکتورهای گداخت هسته‌ای با راه انداز یونی سنگین توسط کد یک بعدی ۴ DEIRA انجام شده است. سپس با جایگزینی تپ جعبه‌ای توسط تپ سه مرحله‌ای افروزش موج ضربه‌ای، توان و زمان هر مرحله از پالس بهینه‌سازی شده و تأثیر آن بر مقدار انرژی مصرفی، بهره سوخت و کاهش ناپایداری‌های رایلی-تیلور بررسی شده است. محاسبات نشان می‌دهد که در هدف بهینه شده مورد نظر با سوخت DT با اعمال تپ سه مرحله‌ای باریکه یون سنگین سرب- $^{207}$ ، مقدار بهره انرژی ۵۴۲ متناظر با ۲۱٪ افزایش در بهره انرژی و ۱۹٪ کاهش در انرژی راه انداز، حاصل شد. همچنین کاهش سرعت انفجار درونی و پارامتر رشد نمایی<sup>۱</sup> نشان دهنده پایداری بیشتر سوخت در افروزش موج ضربه‌ای در برابر ناپایداری‌های هیدرودینامیکی نسبت به افروزش مرکزی می‌باشد.

**واژه‌های کلیدی:** افروزش موج ضربه‌ای، راه انداز یونی سنگین، پارامتر رشد نمایی، ناپایداری‌های رایلی-تیلور

### ۱. مقدمه

خارجی لیزری یا یونی انجام می‌شود. انتظار می‌رود که در حین این فرایند که شامل انفجار درونی لایه جامد سوخت و افروزش آن توسط لکه داغ مرکزی است، سرعت انفجار درونی بسیار بالای لایه‌های شتابان ( $300-400$  km/s) آن را نسبت به رشد ناپایداری‌های رایلی-تیلور بسیار حساس کند که می‌تواند منجر به شکسته شدن لایه سوخت در زمان شتابدهی، مخلوط شدگی مواد لایه‌های مجاور و سرانجام خاموشی سوخت افروزشی در

روش افروزش جرقه‌ای مرکزی یکی از نخستین راهکارهای عملی پیش رو در همجوشی به روش محصورسازی لختی (ICF)<sup>۲</sup> است که در آن تابش دهی هدف کروی با سوخت هم مولار دوتریوم-تریتیوم (DT)، مستقیماً توسط راه انداز

۱. e-fold

۲. Inertial confinement fusion

لحظه ایستایی شود [۱]. در روش های تابش دهی غیرمستقیم نیز با توجه به هدر رفت کسری از انرژی باریکه فرودی هنگام تبدیل به پرتو ایکس در دیواره هوهلرام، بهره انرژی دلخواه را نتیجه نمی دهد [۲]. استفاده از سوخت های پیشرفته ای نظیر  $D^3He$  یا  $p^1B$  و مغزی DT، به عنوان راهکار بعدی در افروزش جرقه ای مرکزی با راه انداز مستقیم پیشنهاد می شود که در آن مغزی DT نقش جرقه و آغاز افروزش و اشتعال در سوخت اصلی را بر عهده دارد [۳-۵]. افروزش سریع در سال (۱۹۹۴) توسط تبک و همکاران به عنوان راهکاری عملی برای مدیریت رشد ناپایداری های هیدرودینامیکی مرحله انفجار درونی پیشنهاد شد و به سرعت جنبه های مختلف آن بررسی و گسترش یافت [۶]. مبنای اصلی کارکرد این روش استفاده از لیزرها یا باریکه یونی با شدت بالا ( $> 10^{18-19} W/cm^2$ ) می باشد که مسائلی چون ترابرد باریکه افروزشی، تولید مدیریت شده باریکه الکترونی یا یونی افروزشی با انرژی و توزیع دلخواه کماکان از موضوعات چالشی است [۷-۹].

در مقابل، در سرعت های انفجار درونی پایین تر توسط راه اندازهای مستقیم، قرص سوخت از نظر هیدرودینامیکی پایدارتر و دستیابی به مقادیر بالاتر بهره، حاصل خواهد شد. در مطالعات اخیر ICF، افروزش سوخت از پیش فشرده، در روشی به نام افروزش موج ضربه ای<sup>۱</sup>، توسط موج ضربه ای همگرا انجام می شود [۱۰-۱۲]. در افروزش موج ضربه ای با جداسازی مراحل فشرده و افروزش سوخت، مقدار سرعت انفجار درونی سوخت در مرحله فشرده گی جهت اشتعال آن ناکافی و بنابراین از پالسی جداگانه با شدت بسیار بالاتر برای اشتعال سوخت استفاده می شود که با برخورد به موج های رفت و برگشتی سوخت در زمان بیشینه فشرده گی، موجب به وجود آمدن یک موج ضربه ای یکنواخت به سمت مرکز سوخت می شود و سوخت را تا مرحله تشکیل لکه داغ فشرده می کند. همجوشی محصور شده لختی متعارف با پیکربندی ناحیه افروزشی داغ احاطه شده با سوخت سرد، به صورت هم فشار می باشد؛ در حالی که در افروزش موج ضربه ای فشار لکه داغ به

طور قابل ملاحظه ای از فشار سوخت چگال اطرافش بیشتر می باشد. تحقیقات نشان می دهد برای یک جرم مشابه از سوخت، در فرایند غیرهم فشار، انرژی کمتری نسبت به فرایند هم فشار مورد نیاز است [۱۳]. بنابراین انتظار می رود در فرایند غیر هم فشار افروزش موج ضربه ای، بتوان به بهره های انرژی بالاتر و آستانه افروزش پایین تر دست یافت [۱۴ و ۱۵]. از سوی دیگر با مصرف انرژی کمتر در مرحله فشرده سازی، مقدار سرعت انفجار درونی کاهش یافته و آهنگ رشد ناپایداری های رایلی-تیلور کمتر خواهد شد. انرژی راه انداز مورد نیاز برای تولید بهره همجوشی بالا در همجوشی ICF متعارف در حدود چند مگاژول است، با این وجود، در مطالعات اخیر با استفاده از روش افروزش موج ضربه ای این میزان انرژی به مرتبه بزرگی ۱۰۰ keV کاهش یافته است و سرعت انفجار درونی آن در حدود (۲۹۰-۲۲۰ km/s) خواهد بود [۱۶].

باسکو، در یک مطالعه تحلیلی روی هدف های پنج لایه ای با سوخت DT و راه انداز یونی سنگین بیسموت ۲۰۹، بهره انرژی در روش افروزش مرکزی با انرژی ورودی ۶ MJ بررسی شده است و به بهره انرژی  $G > 400$  و سرعت انفجار درونی  $4 \times 10^9 m/s$  دست یافته اند [۱۷]. در این پژوهش، طبق هدف های موجود در سند جامع راکتور گداخت لختی یونی HAIBALL و اطلاعات ورودی پیش فرض مرجع، ساختار کروی پنج لایه ای برای هدف در نظر گرفته شده است که توسط باریکه یون های سنگین سرب -۲۰۷ مورد تابش قرار می گیرد [۱۸]. باریکه های یونی سنگین توسط شتابدهنده ها تولید می شوند و مناسب ترین راه انداز برای همجوشی محصور شده لختی هستند. در مقایسه با باریکه یونی سبک، در این پروژه، باریکه های یونی سنگین، به دلیل قابلیت بالای جذب و نیز انتقال انرژی بهتر در ساچمه های سوخت و دارا بودن توان توقف بیشتر در ماده، مورد استفاده قرار گرفته است. همچنین در مقایسه با باریکه لیزری، شتابدهنده های یون سنگین می توانند تپ هایی با بهره وری و نرخ تکرار بالا ایجاد کنند. شتابدهنده های نوین، قادرند باریکه هایی پراثری با انرژی جنبشی فراتر از ۱۰۰ MeV/u و با شدت کافی تولید کنند [۱۹].

۱. Shock Ignition

جدول ۱. مشخصات هندسی هدف در مرجع ۱۷ و باریکه یونی فرودی.

| جنس لایه | ضخامت (mm) | چگالی ( $\text{g.cm}^{-3}$ ) | جرم (mg) |
|----------|------------|------------------------------|----------|
| DT gas   | ۴,۲۸۰      | ۰,۰۰۰۳۲                      | ۰,۱۰۵    |
| DT solid | ۰,۲۲۰      | ۰,۲۲۵                        | ۱۱,۹۲۰   |
| Au       | ۰,۰۱۲      | ۱۹,۵۰                        | ۵۹,۷۰۵   |
| Be       | ۰,۳۱۰      | ۱,۹۰                         | ۱۶۱,۲۷۰  |
| Au       | ۰,۰۹۰      | ۱۹,۵۰                        | ۵۲۲,۴۲۰  |

جمله بازه زمانی مناسب برای تابش هر تپ و توان‌های مربوط به آنها در مراحل متوالی به دست آمده است. در پایان، تأثیر فرایند افروزش موج ضربه‌ای بر کاهش ناپایداری‌های ریلی-تیلور خطی نیز مورد بررسی قرار گرفته است.

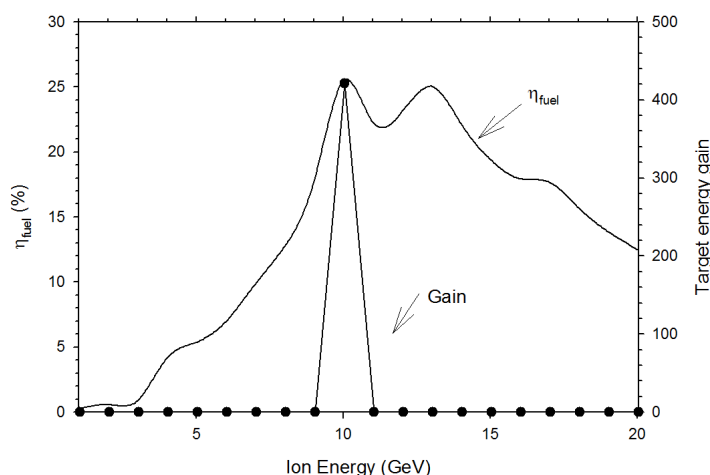
## ۲. ساختمان هدف و باریکه فرودی

در یک توان ورودی راه انداز ثابت، با افزایش انرژی یون‌ها، شدت جریان کاهش پیدا می‌کند و بنابراین انتقال و تمرکز باریکه بهتر انجام می‌شود. علاوه بر این، با افزایش انرژی یون‌ها، برد آنها و از این رو، نفوذ آنها در ماده بیشتر می‌شود [۱۹]. اصولاً، انرژی یون‌های فرودی باید در دو لایه بیرونی با توجه به شدت جریان مطلوب و همچنین برد مناسب نهشت کنند و جهت پرهیز از پیش گرمایش، به لایه سوخت نرسد. جدول ۱، پیکربندی هدف مورد مطالعه در این پژوهش را نشان می‌دهد که به عنوان پیکربندی با بیشینه بهره انرژی گداخت یونی و مناسب برای راکتور گداخت لختی پیشنهاد شده است [۱۷].

طراحی ساختمان هدف به نوع باریکه فرودی وابسته است. در اینجا، راه انداز یونی سنگین شامل یون‌های  $^{207}\text{Pb}$  پیشنهاد شده است و هدف تک پوسته‌ای، دارای ساختار پنج لایه‌ای می‌باشد و در آن، درونی ترین لایه یعنی بخار رقیق DT، توسط لایه سوخت دوتریوم-تریتیوم (DT) جامد، در بر گرفته شده است. وجود بخار سوخت موجب کنترل آنتروپی در لحظه ایستایی و بهبود شرایط تشکیل لکه داغ خواهد شد. لایه بعدی، لایه نازک هل دهنده طلا است که از ماده‌ای با عدد اتمی بالا تشکیل شده و موجب یکنواخت سازی تابش درون حجم

بنابراین به دلیل مزیت‌های ذکر شده، در اینجا نیز از باریکه یونی سنگین که به طور مستقیم بر روی هدف می‌تابد استفاده شده است. مطابق سند طراحی راکتور به روش یونی، ابعاد هندسی هدف بین ۴-۵ mm در نظر گرفته می‌شود. علاوه بر لایه اصلی سوخت، لایه کوبه جهت جلوگیری از هم گسیختگی سوخت در حین انفجار درونی و افزایش جفت شدگی باریکه، لایه جاذب نیز جهت جذب انرژی لایه کوبه و تبدیل آن به تکانه و لایه هل دهنده نیز جهت محافظت از اتلاف تابشی و افزایش بازده هیدرودینامیکی نقش اساسی خواهند داشت.

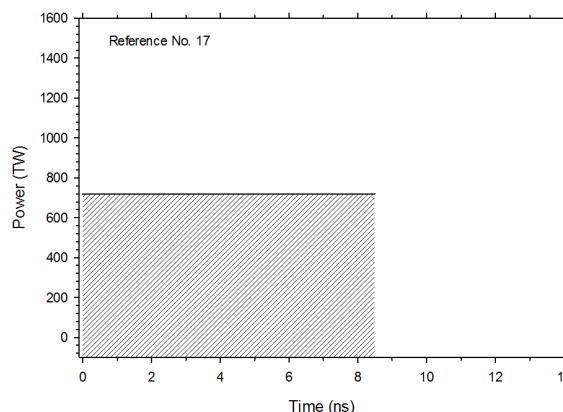
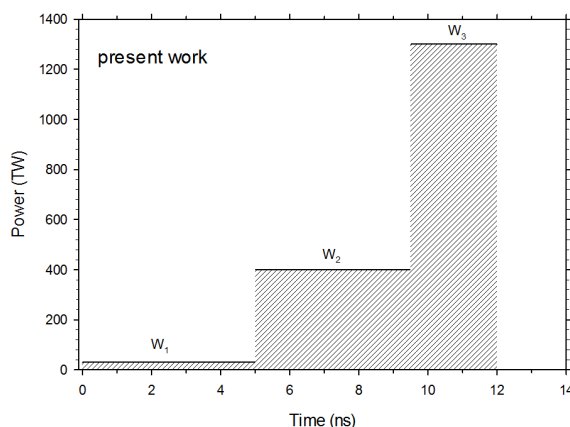
در کلیه محاسبات این پژوهش، از کد کامپیوتری سه دمایی ۴ DEIRA که برای شبیه‌سازی عددی فرایند همجوشی لختی با باریکه یونی بهینه سازی شده است، استفاده می‌شود. در این برنامه کامپیوتری، فرایندهای مهم فیزیکی نهشت و ترابرد انرژی باریکه فرودی، هیدرودینامیک لایه‌های هدف، شرایط فیزیکی افروزش و اشتعال، ساز و کارهای تبادل انرژی از جمله رسانش گرمایی الکترون‌ها و ترابرد انرژی تابشی، انرژی نهشتی ذرات آلفا با انرژی ۳/۵ MeV و نوترون‌های ۱۴ MeV و سینماتیک چگالی ذرات سوخت در نظر گرفته شده است [۲۰]. بر این اساس، ساختار مقاله شامل بخش‌های زیر است: در بخش ۲، به فرایند بهینه‌سازی انرژی یون‌های باریکه فرودی، با توجه به ساختار هندسی هدف و رسیدن به شرایط بیشینه بهره هیدرودینامیکی سوخت و بهره انرژی هدف پرداخته می‌شود. در بخش ۳، با تغییر شکل تپ باریکه فرودی و مناسب در روش افروزش موج ضربه‌ای، شرایط مطلوب با مصرف توان و انرژی کمتر برای دستیابی بهره‌های بالاتر استخراج می‌شود. مقدار بهره انرژی هدف به ازای پارامترهای افروزش شوکی از



شکل ۱. تغییرات بهره انرژی هدف  $G_T$  و بهره هیدرودینامیکی سوخت  $\eta_f$  بر حسب انرژی یون‌های باریکه.

لایه جاذب می‌شود و تکانه محسوسی برای انفجار درونی حاصل نمی‌شود. با افزایش انرژی یون‌های باریکه، بهره هیدرودینامیکی و نیز بهره انرژی هدف نیز افزایش یافته و نهایتاً در محدوده انرژی  $E_b = 10 \text{ GeV}$  به بیشینه مقدار خود خواهد رسید. بنابراین مقدار  $10 \text{ GeV}$  مطلوب‌ترین انرژی برای یون‌های باریکه در این پیکربندی ساختمان هدف است. علاوه بر این، با بررسی میزان جفت شدگی باریکه-هدف برای پیکربندی مرجع [۱۷] نشان داده شد که استفاده از باریکه فرودی سرب نسبت به باریکه فرودی بیسموت نتایج بهتری به همراه دارد، به طوری که با تغییر نوع باریکه فرودی یون‌های  $^{209}\text{Bi}$ ، در میان نامزد های مطرح، از یون‌های  $^{207}\text{Pb}$  و  $^{12}\text{C}$  استفاده شد، تا بهترین نوع باریکه گزینش شود؛ مشاهده شد که ازای یون‌های بیسموت بهره انرژی هدف  $G_T = 443$  و یون‌های سرب بهره انرژی هدف اندکی فراتر معادل با  $G_T = 447$  به دست آمده است. با این وجود، طبق انتظار، یون‌های کربن، به دلیل توان نهشتی اندک، توانایی ایجاد فرایند همجوشی برای چنین هدفی را نداشته و گداخت خود نگهدار حاصل نمی‌شود. بنابراین یون‌های سرب- $207$  به عنوان نوع باریکه فرودی مناسب در نظر گرفته شده است. همچنین با افزایش بازه زمان تابش دهی از  $t_{in} = 8.5 \text{ ns}$  در مرجع [۱۷]، برای هر سه نوع باریکه مذکور، کاهش بهره انرژی مشاهده شد. از این رو، زمان تابش دهی  $8.5 \text{ ns}$  به

سوخت، جلوگیری از خروج انرژی تابشی از محیط گداخت و افزایش بهره هیدرودینامیکی می‌شود که مقدار نوعی آن در هدف‌های کروی تو خالی با راه انداز یون سنگین در حدود  $0.3 - 0.2$  به دست می‌آید [۲۱]. لایه جاذب بریلیم با عدد اتمی پایین (Be)، نقش بسزایی در برابر انرژی جذب شده لایه هل دهنده و هیدرودینامیک لایه سوخت ایفا می‌کند. بیرونی‌ترین لایه، لایه هل دهنده با عدد اتمی بالا، توان ایستاندگی بر واحد جرم بالایی داشته و گزینه مناسبی برای جذب انرژی فرودی است. علاوه بر این، در پایداری ساختار هدف در مرحله انفجار درونی و افزایش ضریب جفت شدگی باریکه-هدف مؤثر خواهد شود. در برخورد باریکه یونی، بخشی از لایه کوبه یونیزه شده و به صورت هاله‌ای از پلاسما در اطراف سوخت در می‌آید. در شکل ۱، با ثابت نگه داشتن پارامترهای هدف اشاره شده در جدول ۱ و با تغییر انرژی یون‌های باریکه  $E_b$ ، بهره هیدرودینامیکی سوخت  $\eta_f$  و همچنین بهره انرژی هدف  $G_T$  در انرژی ورودی  $E_{in} = 6.12 \text{ MJ}$  و توان  $W_{in} = 720 \text{ TW}$ ، به ازای انرژی‌های مختلف یون‌های باریکه رسم شده است. چنانچه مشاهده می‌شود در انرژی‌های پایین، بهره هیدرودینامیکی سوخت بسیار کم و نشان دهنده عدم تغییر محسوس انرژی درونی لایه سوخت در مرحله انفجار درونی است و در نتیجه عدم وقوع فرایند افروزش و اشتعال می‌باشد. در این حالت، راه انداز خارجی تنها موجب گرمایش اندک



شکل ۲. تغییر شکل تپ فرودی در رهیافت افروزش موج ضربه‌ای.

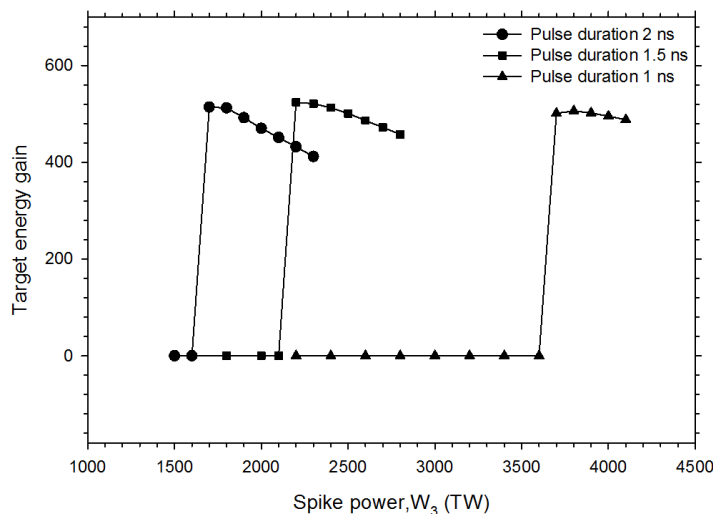
شده است، به منظور کاهش ناپایداری‌های لیزر- پلاسما و همچنین کاهش ناپایداری‌های هیدرودینامیکی، شرایط افروزش موج ضربه‌ای با به کارگیری لیزر طول موج کوتاه KrF با هدف رسیدن به بهره بالا، مورد مطالعه قرار گرفت [۲۲ و ۲۳]. در شبیه‌سازی افروزش موج ضربه‌ای سه پارامتر تپ افروزشی شامل زمان آغاز تپ، مدت زمان تابش آن و همچنین قله توان از اهمیت ویژه‌ای برخوردارند و تأثیر بسزایی در بهره انرژی نهایی هدف خواهند داشت [۲۴ و ۲۵]. بر همین مبنا، به جای تپ جعبه‌ای یون‌های سرب با توان  $720 \text{ TW}$  در مدت زمان  $8.5 \text{ ns}$  و انرژی مجموع  $6.12 \text{ MJ}$  در مرجع [۱۷]، از یک تپ تغییر شکل یافته استفاده می‌شود که در شکل ۲ نشان داده شده است. پس از آزمودن تپ‌هایی با شکل‌دهی متفاوت به لحاظ مقدار توان و بازه زمانی تابش، استفاده از سه تپ با پیکربندی شکل ۲. ب به نتایج بهینه منجر شده است. بدین ترتیب که ابتدا، تپ اولیه  $w_1$  با توان  $30 \text{ TW}$  در مدت زمان  $t_1=5 \text{ ns}$  به منظور پیش گرمایش اولیه به هدف می‌تابد. مطالعات اخیر در افروزش موج ضربه‌ای با باریکه لیزری نشان می‌دهد، این پیش گرمایش نقش بسیار مؤثری در بهبود فرایند گداخت داشته و باعث کاهش ناپایداری‌های هیدرودینامیکی می‌شود [۱۹]. سپس تپ فشرده ساز  $w_2$  با توان  $400 \text{ TW}$  در مدت  $t_2=5 \text{ ns}$  فرصت فشرده‌سازی کامل را به هدف می‌دهد و در پایان، تپ افروزشی  $w_3$  با توان بالا، در مدت زمان کوتاه شرایط لازم برای افروزش را مهیا می‌سازد.

عنوان مناسب‌ترین مدت زمان برای تابش راه انداز فرودی انتخاب شد.

### ۳. نتایج و بحث

افروزش موج ضربه‌ای، روشی نوین در همجوشی به روش محصورسازی لختی است که در آن مراحل فشرده‌سازی و افروزش سوخت به طور جداگانه انجام می‌شود. بدین گونه که ابتدا توسط تپ اولیه متعارف، هدف فشرده شده تشکیل می‌شود، اما فشرده‌سازی در حدی نیست که دما و چگالی را برای افروزش مهیا کند، سپس با یک تپ بسیار قوی با توان تپ بالا، هدف از پیش فشرده شده به افروزش می‌رسد [۱۹ و ۲۲]. به منظور مطالعه حالت متناظر در چارچوب رهیافت افروزش موج ضربه‌ای، تپ‌های سه مرحله‌ای با تأخیر زمانی مناسب، جایگزین تپ یک مرحله‌ای جعبه‌ای (مکعبی) مرجع [۱۷] شده است که در سوخت چگال، به طور مؤثرتری شرایط افروزش را برقرار می‌کند. بدین منظور با افزودن زیر- برنامه نوشته شده برای شکل دهی تپ فرودی و الحاق آن به کد اصلی، تغییرات زمانی توان‌ها و زمان‌های مختلف اعمال هر تپ، برای سه مرحله پرتودهی در کد ۴ DEIRA، اعمال شده است. تاکنون افروزش موج ضربه‌ای با باریکه لیزری مورد توجه دانشمندان زیادی بوده است. به عنوان نمونه در FTF<sup>۱</sup>، مرکز آزمون همجوشی که با هدف گسترش فناوری و دانش همجوشی ایجاد

<sup>۱</sup> Fusion Test Facility



شکل ۳. تغییرات بهره انرژی هدف به ازاء بیشینه توان تپ سوم،  $W_3$ ، در سه بازه زمانی متفاوت.

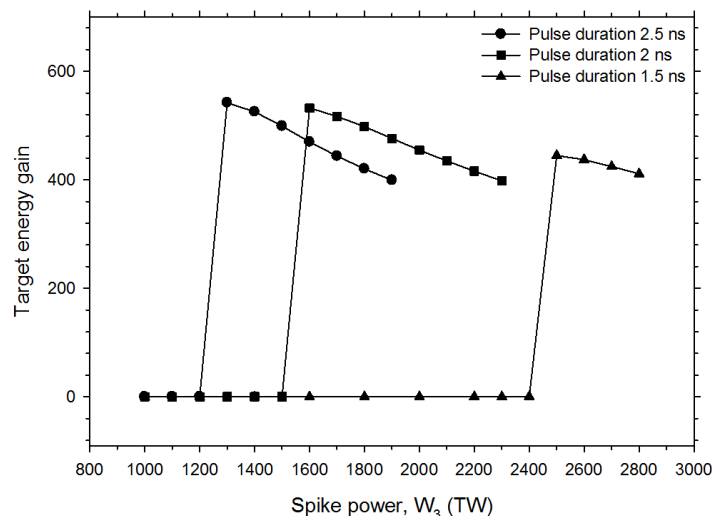
جدول ۲. پارامترهای بهینه در بیشینه توان تپ سوم در حالت اول مورد بررسی.

| $W_1$<br>(TW) | $t_1$<br>(ns) | $W_2$<br>(TW) | $t_2$<br>(ns) | $W_3$<br>(TW) | $t_3$<br>(ns) | $E_{in}$<br>(MJ) | $G_T$ |
|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|------------------|-------|
| ۳۰            | ۵             | ۴۰۰           | ۵/۵           | ۱۷۰۰          | ۲             | ۵/۳۹             | ۵۱۴   |
| ۳۰            | ۵             | ۴۰۰           | ۵/۵           | ۲۲۰۰          | ۱/۵           | ۵/۱۷             | ۵۲۴   |
| ۳۰            | ۵             | ۴۰۰           | ۵/۵           | ۳۸۰۰          | ۱             | ۵/۲۹             | ۵۰۶   |

بهره انرژی بررسی شده است. نمودار شکل ۳ تغییرات بهره انرژی هدف به ازای بیشینه توان تپ سوم را نشان می‌دهد، که در سه بازه زمانی متفاوت ۱، ۱/۵، ۲ و ۵ نانوثانیه، رسم شده است. همان طور که مشاهده می‌شود، در هر سه منحنی، بهره انرژی در ابتدا صفر بوده، سپس در یک توان آستانه مشخص، خیز برداشته و افزایش قابل ملاحظه‌ای داشته و سپس به کندی افت می‌کند. مشاهده می‌شود با کاهش بازه زمانی موج افروزشی، توان باریکه افروزشی به شدت افزایش می‌یابد. برای مثال در بازه زمانی ۲ ns برای تپ سوم، بهره انرژی در ۱۷۰۰ TW به بیشینه می‌رسد و در بازه زمانی ۱ ns برای تپ سوم، در توان ۳۸۰۰ TW بیشینه بهره انرژی به دست می‌آید که تولید چنین توانی از باریکه یونی سنگین بسیار مشکل می‌باشد.

بیشینه بهره انرژی در هر یک از سه مورد مذکور در جدول ۲ گزارش شده است. همان طور در این جدول مشاهده می‌شود، انرژی ورودی راه انداز در هر سه مورد نزدیک به مقدار ۵ MJ است که در مقایسه با تپ جعبه‌ای با انرژی

چنانچه در شکل مشاهده می‌شود، با مقایسه سطح زیر نمودار توان-زمان معادل با انرژی کل ورودی پرتو راه انداز می‌توان دریافت که نسبت به حالت اولیه، در وضعیت تپ شکل دهی شده افروزش ضربه‌ای، انرژی کل در حدود ۱ MJ کاهش یافته است. بدین ترتیب، با کاهش انرژی لازم جهت فشردگی سوخت، در انرژی‌های پایین، امکان پرتو دهی یکنواخت سوخت میسر تر خواهد بود و می‌توان یک پرتو دهی یکنواخت را در مرحله فشردگی حاصل کرد و بنابراین حضور ناپایداری‌های رایلی تیلور کمرنگ می‌شود. توان و زمان در هر مرحله از فرایند افروزش موج ضربه‌ای در شکل ۲ مربوط به حالت بهینه‌ای است که در ادامه با هدف مصرف انرژی کمتر و مقدار بهره انرژی بالاتر حاصل می‌شود. با تغییر شش پارامتر مذکور، به نتایج نسبتاً مطلوبی دست می‌یابیم و بهینه‌سازی نهایی پیرامون این مقادیر انجام شده است. ابتدا با ثابت نگه داشتن مشخصات تپ اول و دوم، به بهینه‌سازی تپ سوم می‌پردازیم. در حالت اول با تغییر توان تپ سوم در سه بازه زمانی متفاوت، تغییرات



شکل ۴. تغییرات بهره انرژی هدف به ازاء بیشینه توان تپ سوم،  $W_3$ ، در سه بازه زمانی متفاوت، در حالت دوم.

جدول ۳. پارامترهای بهینه در بیشینه توان تپ سوم در حالت دوم مورد بررسی.

| $W_1$<br>(TW) | $t_1$<br>(ns) | $W_2$<br>(TW) | $t_2$<br>(ns) | $W_3$<br>(TW) | $t_3$<br>(ns) | $E_{in}$<br>(MJ) | $G_T$ |
|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|------------------|-------|
| ۳۰            | ۵             | ۴۰۰           | ۴٫۵           | ۱۳۰۰          | ۲٫۵           | ۵٫۱۰             | ۵۴۲   |
| ۳۰            | ۵             | ۴۰۰           | ۴٫۵           | ۱۶۰۰          | ۲             | ۵٫۰۴             | ۵۳۲   |
| ۳۰            | ۵             | ۴۰۰           | ۴٫۵           | ۲۵۰۰          | ۱٫۵           | ۵٫۵۴             | ۴۴۴   |

در ابتدا صفر بوده، سپس در توان به خصوصی افزایش قابل ملاحظه داشته و پس از آن به کندی کاهش می‌یابد. بدین ترتیب با کاهش بازه زمانی تابش تپ افروزشی، باید توان بزرگ‌تری برای ایجاد افروزش مورد استفاده قرار گیرد.

برای این حالت نیز بیشینه بهره انرژی در هر یک از سه مورد مذکور، در جدول ۳ گزارش شده است. از مجموع شش مورد در هر دو حالت اخیر، بالاترین مقدار بهره انرژی ۵۴۲ به دست آمد. این بهره انرژی مربوط به ردیف اول جدول ۳ می‌باشد که تپ افروزشی ۱۳۰۰ TW را در مدت زمان ۲٫۵ ns بر هدف اعمال می‌کند و نکته قابل توجه میزان صرفه‌جویی انرژی در این حالت می‌باشد که در این مورد ۵٫۱ MJ انرژی ورودی راه انداز است و نسبت به حالت تپ مکعبی با انرژی ورودی راه‌انداز ۶٫۱۲ MJ، تقریباً ۱ MJ انرژی کمتر مصرف شده است.

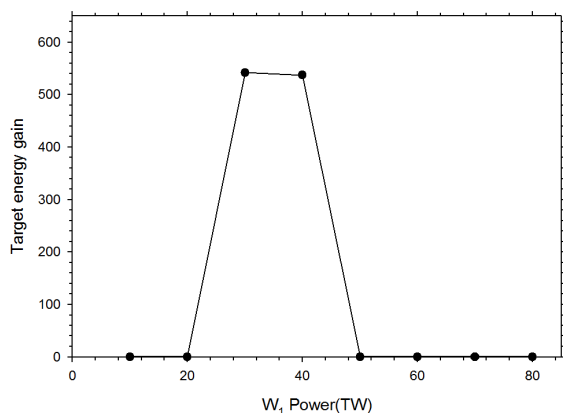
نکته قابل توجه دیگر در بررسی این دو حالت، نقش تعیین کننده زمان آغاز تپ افروزشی می‌باشد و تأثیر مستقیمی در به

ورودی ۶٫۱۲ MJ، کاهش قابل ملاحظه‌ای داشته و باعث صرفه‌جویی چشمگیری در مصرف انرژی شده است. علاوه بر این، مقدار بهره انرژی ایده‌آل از مقدار ۴۴۷ در تپ جعبه‌ای در هر سه مورد گزارش شده در جدول، به مقادیر بیشتر از ۵۰۰ افزایش یافته است که این موضوع، خود گویای کارآمدی روش افروزش موج ضربه‌ای با باریکه یونی سنگین می‌باشد.

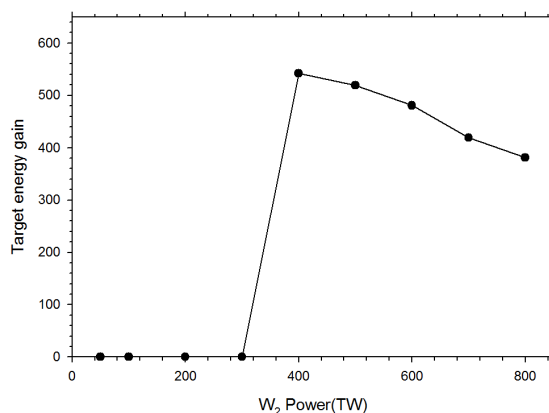
در قسمت بعدی، هنگام بررسی بیشینه توان تپ سوم و بازه زمانی مربوط به آن، کمی متفاوت از حالت اول عمل می‌شود. در این حالت، با کاهش بازه زمانی تپ دوم از ۵٫۵ ns به ۴٫۵ ns، تپ افروزشی زودتر آغاز می‌شود. سپس با تغییر بیشینه توان تپ سوم در سه بازه زمانی ۲٫۵، ۲ و ۱٫۵ نانوثانیه و بررسی بهره انرژی هدف، به گزینش بهترین حالات پرداخته شده است. نمودار شکل ۴ نیز، تغییرات بهره انرژی به ازای بیشینه توان تپ افروزشی در حالت دوم را نشان می‌دهد. مشابه وضعیت پیشین، رفتار تغییرات هر سه منحنی مانند حالت قبل است. بهره انرژی

جدول ۴. مقایسه پارامترهای حالت بهینه در تپ سه مرحله‌ای و تپ یک مرحله‌ای.

|                                                      | تپ سه مرحله‌ای |         | تپ یک مرحله‌ای |        |
|------------------------------------------------------|----------------|---------|----------------|--------|
| $E_{in}$ (MJ)                                        | ۵,۱۰           | ۳۰ TW   | ۶,۱۲           | ۷۲۰ TW |
| $W_{in}$ (TW)                                        | ۵,۰ ns         | ۴۰۰ TW  | ۸,۵ ns         | ۴۰۰ TW |
|                                                      | ۲,۵ ns         | ۱۳۰۰ TW |                |        |
| $\eta_h$                                             | ۰,۲۲           |         | ۰,۲۵           |        |
| $\eta_f$                                             | ۰,۱۸           |         | ۰,۱۷           |        |
| $\langle \rho r \rangle_{max}$ (g.cm <sup>-۲</sup> ) | ۳,۰۱           |         | ۲,۷۰           |        |
| $T_i$ (keV)                                          | ۳۶۸            |         | ۳۴۴            |        |
| $\rho_{DT}$ (g.cm <sup>-۳</sup> )                    | ۱۷۱            |         | ۱۶۸            |        |
| $f_b$                                                | ۰,۶۰           |         | ۰,۵۴           |        |
| Energy Gain                                          | ۵۴۲            |         | ۴۴۷            |        |



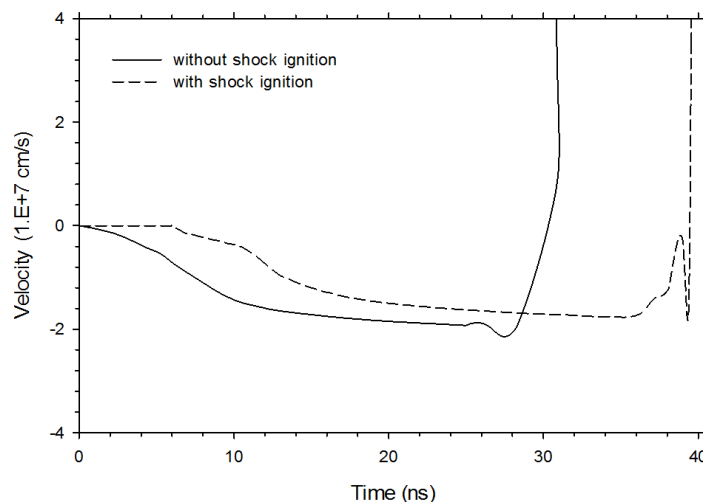
شکل ۶. تغییرات بهره انرژی هدف برحسب بیشینه توان تپ اول در تپ سه مرحله‌ای شکل ۳.



شکل ۵. تغییرات بهره انرژی هدف بر حسب بیشینه توان تپ دوم در تپ سه مرحله‌ای شکل ۳.

تابعی از پارامتر محصورسازی است و از رابطه  $f_b = \langle \rho r \rangle / (\langle \rho r \rangle + v g \text{ cm}^{-2})$  به دست می‌آید. همان طور که مشاهده می‌شود، پارامتر محصورسازی  $\langle \rho r \rangle$ ، دمای یونی، چگالی و همچنین کسر مصرف سوخت پس از اعمال افروزش شوکی با تپ‌های سه مرحله‌ای، افزایش یافته و تنها بهره هیدرودینامیکی کمی کاهش یافته است. کاهش انرژی راه انداز به اندازه ۱ MJ و افزایش بهره انرژی هدف از ۴۴۷ به ۵۴۲ معادل با صرفه‌جویی بالغ بر ۲۰ درصدی در مصرف انرژی اولیه می‌باشد. توان هر مرحله از تپ سه مرحله‌ای در جدول ۳، حاصل بهینه‌سازی‌های انجام شده با توجه به بهره انرژی هدف می‌باشد. نمودارهای شکل های ۵ و ۶ مقادیر بهینه برای تپ اول و تپ

دست آوردن حالات بهینه دارد. در حالت کلی می‌توان نتیجه گرفت که هر شش پارامتر مربوط به بیشینه توان تپ‌ها و بازه‌های زمانی متناظرشان، باید طوری با هم تناسب داشته باشند تا در نتیجه آن، همه فرایندها در افروزش ضربه‌ای، از جمله مراحل فشرده‌سازی و افروزش، با کیفیت بالا انجام شوند. به عبارت دیگر، دستیابی به بهره انرژی بالا، گویای کیفیت فرایند و تناسب این پارامترها می‌باشد. جدول ۴، حالت بهینه محاسبه شده در این پژوهش را با حالت اولیه مرجع [۱۷] مقایسه کرده است. افزایش پارامتر محصورسازی  $\langle \rho r \rangle$  که پارامتری تأثیرگذار و ضروری برای ایجاد شرایط افروزش ICF است، در زمان بیشینه فشرده‌گی به بیشینه مقدار خود می‌رسد. کسر مصرف سوخت



شکل ۷. تغییرات سرعت انفجار درونی بیرونی ترین سلول سوخت جامد DT، بر حسب زمان در افروزش موج ضربه‌ای و بدون آن.

دوم را مشخص کرده است. همان طور که مشاهده می‌شود در بیشینه توان تپ دوم کمتر از  $400 \text{ TW}$  بهره انرژی به شدت کاهش یافته و نزدیک صفر خواهد شد.

به ازای توان‌های بزرگ‌تر از  $400 \text{ TW}$  نیز بهره انرژی به صورت ملایم کاهش می‌یابد. بنابراین، با توجه به مصرف انرژی کمتر و دستیابی به مقدار بهره بالاتر، مقدار  $400 \text{ TW}$  به عنوان توان بهینه تپ دوم انتخاب شده است. با توجه به شکل ۶ نیز بالاترین بهره انرژی مربوط به توان  $30 \text{ TW}$  برای توان تپ اول است.

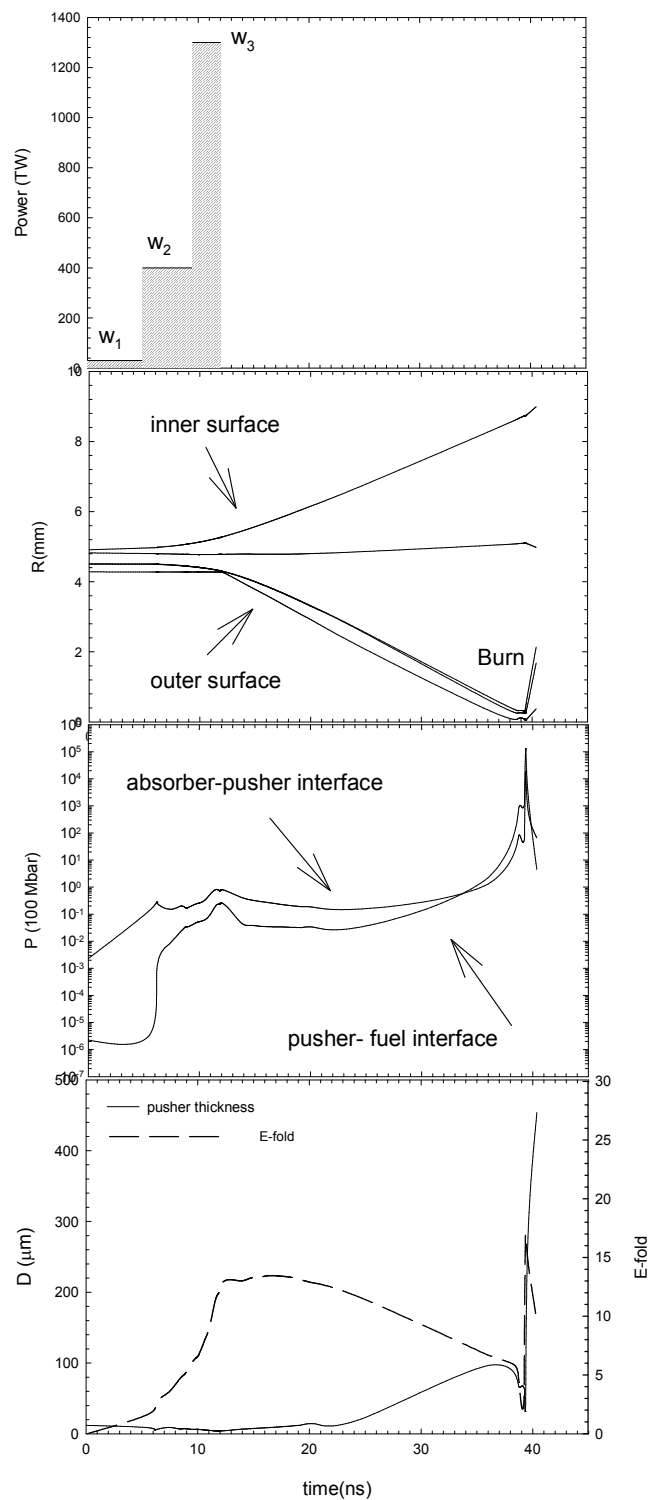
شکل ۷، تغییرات سرعت انفجار درونی بر حسب زمان را نشان می‌دهد. این نمودار برای حالت بهینه جدول ۸ با بهره انرژی ۵۴۲ رسم شده است. همان طور که مشاهده می‌شود مقدار کمی سرعت انفجار درونی در همه زمان‌ها و در افروزش ضربه‌ای کمتر از مقادیر سرعت انفجار درونی بدون افروزش موج ضربه‌ای می‌باشد. لازم به ذکر است با کاهش پارامتر نسبت ظاهری پروازی<sup>۱</sup> (IFAR)، آهنگ رشد ناپایداری‌های رایلی-تیلور نیز کاهش می‌یابد [۲۲]. این پارامتر به صورت  $IFAR \propto U_{im}^2$  به سرعت انفجار درونی ارتباط می‌یابد [۲۳]. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت با کاهش سرعت انفجار درونی و در نتیجه آن کاهش پارامتر IFAR، ناپایداری‌ها در افروزش موج

ضربه‌ای کاهش می‌یابند.

در شکل ۸، تغییرات شعاعی لایه‌های مختلف سوخت، در مراحل انفجار درونی و افروزش سوخت برای حالت بهینه در فرایند افروزش موج ضربه‌ای، رسم شده است. در این نمودار، روند تبخیر لایه‌های خارجی، فشردگی لایه سوخت و نیز تشکیل لکه داغ در افروزش ضربه‌ای به راحتی قابل مشاهده است. همچنین فشار سطح مشترک لایه‌های جاذب و هل دهنده و همچنین سطح مشترک لایه‌های هل دهنده و سوخت نیز رسم شده است. یک فرض اساسی در طراحی هدف با راه انداز باریکه یونی سنگین، حفظ تقارن کروی آن در طول انفجار درونی است. پلاسمای داغ در ناحیه مرزی مشترک میان لایه هل دهنده و سوخت نسبت به آهنگ رشد ناپایداری‌های رایلی-تیلور بسیار حساس می‌باشد. با توجه به محاسبات یک بعدی تنها می‌توان نتایج کیفی آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور را مورد بررسی قرار داد که در درک کیفی فرایند افروزش ضربه‌ای اخیر بسیار با ارزش است. با توجه به شتاب سطح مشترک سوخت-هل دهنده و ضخامت لایه هل دهنده طلا، با محاسبه انتگرال زمانی زیر می‌توان رشد ناپایداری رایلی-تیلور خطی را بررسی کرد [۲۴].

$$\Gamma = \int \sqrt{\frac{a(t)}{D(t)}} dt \quad (1)$$

۱. Inflight aspect ratio



شکل ۸. تحول زمانی توان پالس سطوح مشترک لایه‌های هدف فشار در سطوح مشترک لایه‌های هدف ضخامت هل دهنده و پارامتر رشد نمایی ناپایداری رایلی-تیلور در لایه هل دهنده با اعمال افروزش ضربه‌ای.

می‌شود پایداری هیدرودینامیکی در افروزش ضربه‌ای با کاهش فشردگی لایه‌ی هل دهنده بیشتر خواهد بود.

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، فرایند افروزش ضربه‌ای توسط باریکه یون سنگین سرب- $^{207}\text{Pb}$ ، با بهینه‌سازی شکل‌دهی تپ پالس فرودی بر روی هدفی با مقیاس‌های راکتورهای گداخت هسته‌ای انجام شد. در واقع با تغییر شکل تپ فرودی می‌توان با صرف انرژی کمتر به بهره‌های بالاتر دست یافت. بر همین مبنا، به منظور افزایش مقدار بهره، تپ سه مرحله‌ای افروزش موج ضربه‌ای جایگزین تپ یک مرحله‌ای فرودی، شده است و زمان و توان بهینه هر مرحله پالس به دست آمد و در بهترین حالت بهره انرژی از ۴۴۷ به ۵۴۲ رسید و انرژی از ۶/۱۲ MJ به ۵/۱۰ MJ کاهش یافت. بنابراین با اعمال افروزش موج ضربه‌ای، با کاهش انرژی فرودی، سرعت انفجار درونی در مرحله فشرده سازی نیز کاهش یافته و در نتیجه از حساسیت‌های مربوط به تقارن انفجار و ایجاد ناپایداری‌های رایلی-تیلور کاسته خواهد شد. لازم به ذکر است این پژوهش توسط کد یک بعدی انجام شده است و در نتیجه مقدار واقعی بهره انرژی از مقدار ذکر شده کمتر می‌باشد، اما در هر صورت ملاحظات مربوط به کاهش انرژی و کاهش آهنگ رشد ناپایداری‌های هیدرودینامیکی برقرار است.

پارامتر رشد نمایی، ضریب نمای آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور،  $\Gamma$ ، می‌باشد و مقدار آن عددی است که به عنوان معیاری از خطر پذیری سلول سوخت شتابان نسبت به مخلوط شدگی ناشی از ناپایداری رایلی-تیلور معرفی می‌شود [۲۶]. منحنی تغییرات زمانی این کمیت، در مرحله انفجار درونی در نمودار پایانی شکل ۸ رسم شده است. در مورد پالس مکعبی، بیشینه مقدار آن بالغ بر ۲۴ و در افروزش ضربه‌ای این مقدار به کمتر از ۱۵ ns کاهش یافته است. این بیشینه مقدار در بازه زمانی ۱۵ ns رخ می‌دهد که مطابق شکل ۷ در این زمان، سرعت انفجار درونی کمتر از  $1.2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$  می‌باشد که در حالت غیر افروزش ضربه‌ای، سرعت انفجار درونی فراتر از ۳۰٪ افزایش یافته است. علاوه بر این در حالت افروزش ضربه‌ای، با شیب ملایم و طولانی تر سرعت انفجار درونی مرز مشترک، ضخامت هل دهنده به طور صعودی افزایش می‌یابد که در مجموع به کاهش آهنگ رشد ناپایداری منجر خواهد شد. با رسیدن به لحظه ایستایی و کاهش شدید تغییرات سرعت، ضریب رشد نمایی نیز کاهش می‌یابد. با این حال صفر نمی‌شود که علت آن ناشی از کاهش ضخامت هل دهنده و افزایش نسبت شتاب به ضخامت در رابطه (۱) می‌باشد. با آغاز افروزش و انتشار موج اشتعالی، در کسر کوتاهی از زمان (چند ده پیکو ثانیه) سوخت به بیرون پرتاب می‌شود که در نتیجه آن، ضریب رشد نمایی نیز با آهنگ شدید افزایش می‌یابد. بدین منظور، برای بهتر نشان دادن ناحیه‌ای که این اختلاف در آن مشهود است ضخامت لایه هل دهنده نیز بر حسب زمان رسم شده است. چنانچه مشاهده

#### مراجع

1. R S Craxton, et al., *Physics of Plasmas* **22** (2015) 110501.
2. T R Dittrich, et al., *Physics of Plasmas* **6** (1999) 2164.
3. H Nakashima, M Shinohara, Y Wakuta, T Honda, Y Nakao and H Takabe, *Laser and Particle Beams*, **11** (1993) 137.
4. T Ohmura, M Katsube, Y Nakao, T Johzaki, K Mima and M Ohta, *Journal of Physics: Conference Series*, **112** (2008) 022068.
5. S Khoshbinfar and S A Taghavi, *Iranian Journal of Physics Research*, **16** (2016) 179.
6. M Tabak, J Hammer, M E Glinsky, W L Kruer, S C Wilks, J Woodworth, E M Campbell, and M D Perry, *Physics of Plasmas*, **1** (1994) 1626.
7. M Roth, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **51** (2009) 014004.
8. A Ghasemizad and M J Tabatabai, *Iranian Journal of Physics Research*, **7** (2007) 31.
9. J C Fernandez, B J Albright, F N Beg, M E Foord, B M Hegelich, J J Honrubia, M Roth, R B Stephens, and L Yin, *Nuclear fusion*, **54** (2014) 054006.
10. R Betti, C D Zhou, K S Anderson, L J Perkins, W Theobald, and A A Solodov, *Physical Review*

- Kernforschungszentrum Karlsruhe (1985).
19. R C Arnold, J Meyer-ter-Vehn, Atoms, Molecules and Clusters, **9** (1988) 65.
20. M Basko, A DEIRA 1-D, 3-T Hydrodynamic Code for Simulating ICF Targets Driven by Fast Ion Beams, Version 4/Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, 2001.
21. M M Basko, *Nuclear Fusion*, **30** (1990) 2443.
22. S Atzeni, A Marocchino, and A Schiavi, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **57** (2015) 1.
23. S Atzeni, *et al.*, *Nuclear fusion*, **54** (2014) 1.
24. N Metzler and J Meyer-Ter-Vehn, Laser and Particle Beams, **2** (1984) 27.
25. M. Lafon, X. Ribeyre and G. Schurtz, *Applied Physics Letters*, **20** (2013) 1.
26. A Keith N Long, A Tahir, *Physical Review A*, **35** (1987) 2631.
11. L J Perkins, R Betti, K N LaFortune, W H Williams, *Physical Review Letters*, **103** (2009) 2.
12. X Ribeyre, M Lafon, G Schurtz, M Olazabal-Loume, J Breil, S Galera and S Weber, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **51** (2009) 124030.
13. A Farahbod A, S Ghasemi, *Iranian Journal of Physics Research*, **12** (2013) 347.
14. B Canaud and M Temporal, *New Journal of Physics*, **12** (2010) 043037.
15. S A Ghasemi, A H Farahbod, S Sobhanian, *Iranian Journal of Physics Research*, **16** (2016) 345.
16. M Tabak, P Norreys, V T Tikhonchuk and K A Tanaka, *Nuclear Fusion*, **54** (2014) 1.
17. M M Basko, *Nuclear Fusion*, **32** (1992) 1515.
18. B Badger, *et al.*, Rep. UWFD625, University of Wisconsin, (1985); Rep. KfK-3840, *Letters*, **98** (2007) 155001.