

تحلیل پایداری تراژد باریکه افروزشی پروتون در سوخت دوتریوم-تری‌تیوم آلاینده کربنی

هانیه اسمعیل پور دوست کوهی، سهیل خوشبین فر*

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، صندوق پستی ۱۹۱۴، رشت، ایران

چکیده:

در این پژوهش، در چارچوب مدل‌های سیال سرد و داغ، آهنگ رشد ناپایداری طولی در سیستم باریکه پروتونی-پلاسمای سوخت DT با آلاینده‌گی کربنی مطالعه شده است. بر این اساس، تاثیر غلظت نسبی ناخالصی بر مکان و ارتفاع قله دو-جریانی بررسی شده است. مشاهده می‌شود که در چارچوب مدل سرد، با غلظت چگالی نسبی باریکه پروتونی ۰/۱ و با افزایش غلظت نسبی کربن در محدوده مجاز افروزشی، ناپایداری سریعاً فروکش می‌کند. این ویژگی در چارچوب مدل جنبشی محسوس تر است. انتظار می‌رود تا اثرات حرارتی پلاسمای افروزشی به همراه کسر ناچیز ناخالصی کربنی، به تشدید فروکش کردن قله دو-جریانی در تراژد باریکه پروتونی کمک کند.

کلیدواژه‌ها: افروزش سریع، باریکه افروزشی پروتون، ناپایداری باریکه-پلاسمای، مدل سرد، اثرات جنبشی

Stability Analysis of proton Ignition Beam in a Deuterium-Tritium Fuel Contaminated by Carbon Ion

Hanieh Esmaeilpour, Soheil Khoshbinfar

Physics Department, Faculty of Science, University of Guilan, P.O.Box 1914, Rasht, Iran

Abstract:

In this study, in the framework of cold and hot plasma fluid models, the growth rate of longitudinal instability in proton beam-DT fuel plasma system with carbon contamination has been studied. Accordingly, the effect of relative impurity concentration on the position and height of the two-stream peak is investigated. It is observed that in the cold model, with the relative density of the proton beam density of 0.1 and with increasing the relative concentration of carbon in the allowable ignition interval, the instability decreases rapidly. This feature is more noticeable in the context of the kinetic model. The thermal effects of the igniting plasma, together with the small fraction of carbon impurities, are expected to contribute to the intensification of the two-stream peak in the proton beam transport.

Keywords: fast ignition, proton ignition beam, beam-plasma instability, cold model, kinetic effects

* Email: skhoshbinfar@guilan.ac.ir

۱. مقدمه

یکی از محور های اصلی در انرژی گداخت لختی هدف هایی با سوخت دوتریوم-تریٹیوم (DT)، دستیابی به بهره انرژی هدف ۱۰-۱۰۰ در مقیاس نیروگاهی است. در چارچوب روش استاندارد آموزش سوخت DT و تشکیل لکه داغ، راه اندازی مستقیم به عنوان راه کار اصلی پیشنهاد می شود که در آن باریکه خارجی لیزری یا یونی به صورت مستقیم بر سطح خارجی هدف کروی تابیده می شود. تشکیل لکه داغ و انتشار موج گرما هسته ای منوط به دستیابی به سرعت انفجار درونی نزدیک به 3×10^7 cm/s می باشد. در انفجار درونی هدف کروی با ابعاد چند mm و شامل لایه هایی از جنس های مختلف، برقراری چنین سرعتی معمولاً همراه با آهنگ رشد سریع ناپایداری های ماکروسکوپی ویرانگر به ویژه ناپایداری ریلی-تیلور همراه می شود. در اثر مخلوط شدگی فزاینده مواد در مرز مشترک، سلامت فرایند انفجار درونی و تشکیل لکه داغ با خطر جدی مواجه می شود [۱]. از جمله عوامل اصلی بروز ناپایداری ریلی تیلور، ناپیکنواختی تابش باریکه راه انداز خارجی بر سطح هدف و وجود لایه هایی با چگالی متفاوت (عدد آتوود بزرگتر از واحد) در ساختمان هدف کروی است. راه کار پیشنهادی برای غلبه بر یکی از مهم ترین عوامل آهنگ رشد ناپایداری های ماکروسکوپی، ایده راه اندازی غیر مستقیم هدف به کمک ایده کاواک است که با نام تخصصی هولرام شناخته می شود. بدین ترتیب تا حد زیادی نگرانی های بروز ناپایداری های هیدرودینامیکی به قیمت کاهش بهره انرژی هدف از میان می رود.

در سال ۱۹۹۴ میلادی، ایده آموزش سریع برای مدیریت شرایط آموزش و اشتعال و همچنین رفع محدودیت های موجود در ایده راه اندازی مستقیم و غیر مستقیم پیشنهاد شد [۲]. در این سازوکار جدید، فرایند فشرده سازی و آموزش و اشتعال از یکدیگر جدا شدند. پیکربندی سوخت آماده آموزش نیز در شرایط مدل تک چگال شکل می گرفت. در مرحله نخست، به مدد سامانه های لیزری یا باریکه ای موجود، هدف فشرده می شود. با این حال، شرایط دما و چگالی آن برای شروع آموزش مناسب نیست و نیازمند تابش باریکه ثانوی پر شدت در مدت زمانی بسیار کوتاه تر است. در ایام آغازین ظهور این ایده از باریکه های لیزری با توان حدود 1 PW و پالسی از مرتبه 10 ps به عنوان باریکه آموزشی استفاده می شد. با تابش لیزر و تولید باریکه الکترونی نسبیتی، انرژی راه انداز قادر به نفوذ به ناحیه سوخت چگالی است. با این حال، به دلیل واگرایی شدید باریکه الکترونی هنگام ترابرد در سوخت چگال با چگالی جرمی نزدیکی به 3 g/cm³، 300 ، ایده هدایتگر مخروطی تعبیه شده در ساختمان هدف پیشنهاد شد تا به کمک آن باریکه آموزشی الکترونی بتواند به عمق سوخت فشرده شده برسد و شرایط آموزش و سپس اشتعال بهبود یابد.

در سال ۲۰۰۱ میلادی ایده باریکه آموزشی پروتونی به کمک شتاب دهی پروتون ها در اثر برهمکنش لیزر-فویل پیشنهاد شد. به دلیل نسبت جرمی بزرگتر و ترابرد با کیفیت پروتون در مقابل الکترون، ایده جدید مورد استقبال قرار گرفت. محاسبات نظری نشان می دهد، برای آنکه باریکه آموزشی پروتون قادر به تشکیل لکه داغ و انتشار موج گرما هسته ای به عمق سوخت باشد، انرژی راه انداز از مرتبه 10 kJ خواهد بود. با توجه به ماهیت ماکسولوی باریکه شتاب دهی شده پروتونی در چارچوب شتابدهی عمود بر غلاف سوخت (TNSA)، این انرژی معادل شتاب دهی 10^{16} ذره است. در ایام آغازین پیشنهاد آموزش سریع پرتونی، شار ذرات شتابدهی شده بسیار کمتر از این محدوده بود. از آن پس ایده باریکه آموزشی پروتون به شدت در مطالعات نظری و مراکز تجربی انرژی گداخت دنبال شده است و به کمک راه کار خلاقانه جدید یا بهبود سازوکار TNSA، شار ذرات بزرگتری تولید شده است [۳].

تشکیل سوخت پیش فشرده، معمولاً با مخلوط شدگی مواد لایه های دیگر چون لایه قطع کننده از جنس بریلیوم آلاییده (Be) یا هیدرو-کربن (CH) با سوخت DT همراه است. به صورت بالقوه، نفوذ این عناصر در پلاسمای سوخت یا هاله اطراف آن تاثیرات ناخوشایندی بر کیفیت ترابرد باریکه آموزشی، نهشت انرژی آن، افزایش شار تابش ترمزی و کاهش دمای سوخت در مرحله آموزش می گذارد [۴]. با این حال، وجود کسر اندکی از ناخالصی یونی در سوخت در رسیدن به پارامتر فشرده سازی بزرگتر (pR) هنگام انفجار درونی کمک می کند. همچنین، موجب افزایش راندمان نهشت انرژی باریکه آموزشی نیز می گردد. از این رو، در سالیان اخیر ایده ناخالصی یونی گنجانده شده در پیکربندی سوخت های همجوشی مطرح شده است.

یکی از مباحث جذاب در استفاده از باریکه ذرات به عنوان باریکه افروزشی در روش افروزش سریع بروز ناپایداری های میکروسکوپی است. بر خلاف ناپایداری های ماکرو، ناپایداری های میکرو، موجب تخریب ساختمان هدف و عدم تشکیل لکه داغ نمی شوند. با این حال، می توانند به شدت بر کیفیت نهشت انرژی باریکه افروزشی و تشکیل لکه داغ صدمه بزنند. نفوذ باریکه های الکترونی به پلاسمای افروزشی اغلب با بروز انواع ناپایداری های الکترواستاتیکی چون دو-جریانی و به ویژه الکترومغناطیسی چون رشته ای و ترکیب آنها همراه است، به طوریکه در مطالعه آهنگ رشد ناپایداری، باید سهم رشد دامنه ناپایداری های در امتداد و همچنین عمود بر امتداد باریکه تابیده شده را بررسی کرد. در این مقاله قصد داریم، با بهره گیری از دسته معادلات حاکم بر ترازد باریکه افروزشی در پلاسمای سوخت دوتریوم-ترتیوم آلیایده شده با یون های کربن، در آغاز آهنگ رشد ناپایداری دو-جریانی و بونمن را در چارچوب مدل سیال سرد بدست آوریم. سپس با در نظر گرفتن اثرات جنبشی در پلاسمای سوخت تعادلی، آهنگ رشد ناپایداری را برای باریکه فرودی پروتونی شبه تک انرژی تعمیم دهیم. در پایان، با مقایسه نتایج بدست آمده میان سوخت DT خالص و سوخت DT آلیایده شده کربنی، شرایط میرایی ناپایداری بررسی می شود.

۲. روش کار

همزمان با نفوذ باریکه افروزشی پروتون به داخل پلاسمای همگن دوتریوم-ترتیوم، جریان برگشتی الکترونی به موازات باریکه پروتونی شکل می گیرد. بدین ترتیب، تلاش می شود تا شرایط خنثی بودن بار و جریان در پلاسمای حفظ شود. با توجه به اختلاف بار میان پروتون و الکترون های پلاسمای، جریان برگشتی همسو با راستای باریکه فرودی در پلاسمای ایجاد می شود. در حالی که در مورد باریکه افروزشی الکترونی نسبیتی، جهت جریان برگشتی الکترونی پلاسمای، خلاف جهت باریکه فرودی است. بدین ترتیب، با توجه به ایجاد جابجایی بار الکتریکی ناشی از تفاوت سوق الکترون و پروتون، میدان الکتریکی محوری در امتداد راستای باریکه فرودی به تدریج تقویت می شود. این میدان عامل ایجاد ناپایداری های طولی دو-جریانی و بونمن خواهد بود. در این حالت، در بازه معینی از مقادیر عدد موج k ، دامنه ناپایداری رشد محسوسی می یابد.

۱.۲. معادلات فیزیکی و استخراج رابطه پاشندگی

به منظور شناسایی و بررسی ناپایداری های طولی در سیستم باریکه-پلاسمای، در گام نخست به سراغ مدل سرد می رویم. در این چارچوب از حرکات جنبشی ذرات، $T=0$ ، چشم پوشی می شود. بر این اساس، اندرکنش میان باریکه فرودی با الکترون ها و زمینه یونی ثابت پلاسمای مطالعه می گردد. فرض می شود که پلاسمای دوتریوم-ترتیوم، همگن، همسانگرد و نامتناهی باشد. نشان داده می شود که برای باریکه پروتونی مد های ناپایداری عرضی، در مقایسه با مد طولی، فرصت زمانی لازم برای رشد را ندارند [۵].

برای توصیف سیستم باریکه-پلاسمای از مدل سیالی پلاسمای غیربرخوردی استفاده می شود. دسته معادلات فیزیکی حاکم بر سیستم باریکه پروتونی-پلاسمای DT شامل معادله پیوستگی، معادله تکانه و معادله پواسون می باشد:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{v}_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{p}_j}{\partial t} + (\vec{v}_j \cdot \vec{\nabla}) \vec{p}_j = q_j \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_j \times \vec{B}}{c} \right) \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3)$$

میدان مغناطیسی $B=0$ فرض می شود. تاثیر میدان مغناطیسی خارجی، جهت مدیریت واگرایی فضایی باریکه، تنها برای سیستم اندرکنشی با باریکه های فرودی سبک تر مانند الکترون دارای اهمیت فیزیکی است. سپس، معادلات ۱ تا ۳ خطی سازی می شود و به دنبال آن پاسخ امواج تخت همبند با مد ناپایداری طولی استخراج می شود. فرض می کنیم که N_j ، V_j و m_j به ترتیب چگالی و سرعت مرتبه صفر و اول ذره j ام با بار q_j و جرم m_j باشند. اگر کمیت

های مرتبه اول به صورت $\exp\left[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)\right]$ تغییر کنند، آنگاه معادلات سیالی سرد خطی ۱ تا ۳ به صورت زیر نوشته می شوند.

$$-\omega n_j + N_j \vec{k} \cdot \vec{v}_j + \vec{k} \cdot \vec{V}_j n_j = 0 \quad (۴)$$

$$-\omega v_j + \vec{k} \cdot \vec{V}_j v_j = -\frac{iq_j \vec{E}}{m_j} \quad (۵)$$

$$i\vec{k} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_j n_j q_j \quad (۶)$$

که در آن j عبارت است از پروتون باریکه فرودی، الکترون ها و یون های پلاسمای دوتریوم-تریوم و یون های ناخالصی. فرض می شود که شرط خنثی بودن بار پلازما برای کمیت های مرتبه ۰ ام برقرار باشد. به عبارت دیگر،

$$\sum_j q_j N_j = 0 \quad (۷)$$

معادلات ۴ و ۵ به راحتی حل می شوند و مقادیر n_j و v_j بدست می آیند.

$$n_j = \frac{iq_j N_j \vec{k} \cdot \vec{E}}{m_j (\omega - \vec{k} \cdot \vec{V}_j)^2} \quad (۸)$$

$$\vec{v}_j = \frac{iq_j \vec{E}}{m_j (\omega - \vec{k} \cdot \vec{V}_j)} \quad (۹)$$

با جانشانی معادله ۸ در رابطه ۶، رابطه پاشندگی نوسانات طولی سیستم باریکه-پلازما در مدل سرد بدست می آید

$$1 = \sum_{j=e,dt,p,imp} \frac{N_j q_j^2}{\epsilon_0 m_j (\omega - \vec{k} \cdot \vec{V}_j)^2} \quad (۱۰)$$

حضور نیروی لورنتسی در سمت راست معادله ۲، نقشی در رابطه پاشندگی ندارد زیرا در بررسی مد های ناپایداری طولی، میدان الکتریکی E به موازات بردار عدد موج k است و در تقریب اول میدان مغناطیسی $\vec{b} = (c/\omega) \vec{k} \times \vec{E}$ است و خود به خود حذف می شود. مطابق رابطه ۸ و ۹ مشاهده می شود که افت و خیز چگالی و سرعت هر مؤلفه، با سرعت مرتبه ۰ ام آن در ارتباط است. هنگامی که سرعت در امتداد k باشد آنگاه $\vec{k} \cdot \vec{V}_j / k$ تقریباً برابر سرعت فاز موج می شود. برای چنین حالتی، افت و خیز چگالی و سرعت بسیار بزرگتر است.

مقیاس زمانی عبور پروتون با انرژی چندین MeV از سوخت پیش فشرده با شعاع تقریبی $100 \mu\text{m}$ از مرتبه زمانی 10^{-12} s است. با مقایسه میان این زمان و مقیاس زمانی آهنگ رشد ناپایداری در چگالی تقریبی 10^{-25} cm^{-3} از مرتبه 10^{-14} s، مشاهده می شود که هنگام عبور باریکه، زمانی کافی برای رشد ناپایداری و بروز اثرات جنبشی در اختیار است. در این حالت، اثرات جنبشی نقش مهمی در کاهش آهنگ رشد ناپایداری ایفا می کنند. هنگامی که پلازما در حالت تعادل باشد، تابع توزیع مولفه های پلازما از تابع توزیع سرعت ماکسول پیروی می کند.

هرگاه بردار k در امتداد راستای باریکه فرودی باشد، آنگاه با انجام محاسبات مشابه قبل، می توان در حالت مدل جنبشی، رابطه پاشندگی سیستم اندرکنشی باریکه-پلازما غیر مغناطیسی را به صورت کلی زیر استخراج کرد

$$1 = \sum_{j=e,dt,p,imp} \frac{\omega_{pj}}{n_j k^2} \int_v \frac{\partial f_{0j}}{\partial v_j} \frac{1}{(v_j - \omega/k)} dv \quad (۱۱)$$

که در آن تابع توزیع f_{0j} عبارت است از

$$f_{0j}(v) = n_j \frac{m_j}{2\pi k_B T_j} \exp\left(-\frac{m_j v^2}{2k_B T_j}\right) \quad (۱۲)$$

۳. نتایج و بحث

در چارچوب مدل سیال سرد، سیستم باریکه-پلازما شامل پلاسمایی با مولفه‌های الکترونی، یون‌های دوتریوم، تریتیوم و ناخالصی به همراه باریکه پروتون فرودی است. یون‌های پلاسمای زمینه ساکن و فاقد حرکت فرض می‌شوند. از این رو، در رابطه پاشندگی ۱۰، سرعت سوق آنها صفر در نظر گرفته می‌شود. در ادامه با معرفی متغیرهای بدون بعد زیر، رابطه پاشندگی بدون بعد سازی می‌شود.

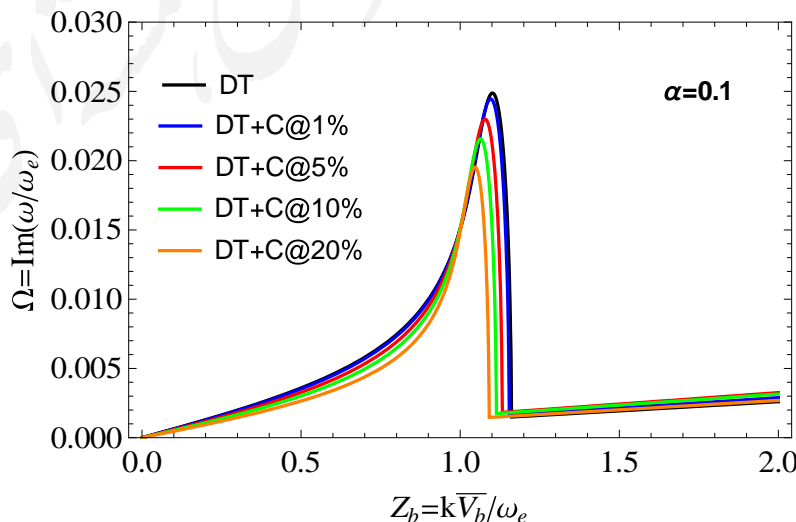
$$x = \frac{\omega}{\omega_{pe}}, Z = \frac{kv_b}{\omega_{pe}}, R_b = \frac{m_e}{m_b}, R_{dt} = \frac{m_e}{m_{dt}}, R_{imp} = \frac{m_e}{m_{imp}}, \alpha_b = \frac{n_b}{n_{dt}}, \alpha_{imp} = \frac{n_{imp}}{n_{dt}} \quad (13)$$

بر این اساس، رابطه پاشندگی سیستم اندرکنشی پروتون-پلاسمای DT ناخالص به صورت زیر نوشته می‌شود

$$1 = \frac{R_{dt}}{1 + \alpha_b + \alpha_{imp} Z_{imp}} \frac{1}{x^2} + \frac{R_b \alpha_b}{1 + \alpha_b + \alpha_{imp} Z_{imp}} \frac{1}{(x - Z_b)^2} + \frac{1}{\left(x - \frac{\alpha_b}{1 + \alpha_b + \alpha_{imp} Z_{imp}} Z_b\right)^2} \quad (14)$$

$$+ Z_{imp} \frac{R_{imp} Z_{imp}^2 \alpha_{imp}}{1 + \alpha_b + \alpha_{imp} Z_{imp}} \frac{1}{x^2}$$

که در آن Z_{imp} درجه یونش ناخالصی یونی است. با حل معادله بالا، آهنگ رشد ناپایداری طولی دو-جریانی و بونمن سیستم اندرکنشی بدست می‌آید. آهنگ رشد ناپایداری، بخش موهومی بزرگترین ریشه معادله ۱۴ در هر مقدار Z_b می‌باشد. مطابق شکل ۱، مشاهده می‌شود که در چگالی نسبی باریکه پروتونی $\alpha = 0.1$ و سوخت دوتریوم-تریتیوم با ناخالصی کربنی با درصد چگالی‌های نسبی متفاوت ۵، ۱۵ و ۲۰٪، به تدریج قلّه ناپایداری دو - جریانی کاهش می‌یابد. از طرفی، طول موج کاهیده $Z_b \rightarrow 1$ میل می‌کند. به عبارت دیگر، ناپایداری به حالت تشدید بسامد نوسانات پلازما $\omega = \omega_{pe}$ نزدیک تر می‌شود. در این شکل، منحنی سیاه رنگ، مربوط به حالت سوخت خالص DT است. حضور ضریب $\alpha_{imp} Z_{imp}$ در مخرج جمله سوم رابطه ۱۴ به تقویت سهم اندرکنش باریکه پروتونی فرودی و جریان برگشتی الکترون منجر می‌شود. بنابراین، با افزایش عدد اتمی ناخالصی یونی و همچنین چگالی نسبی آن، میزان افت قلّه محسوس تر است.



شکل ۱. آهنگ رشد ناپایداری دو-جریانی سوخت DT با ناخالصی کربنی در مدل سرد.

در مقابل، با افزایش درصد غلظت نسبی ناخالصی، قلّه مد ناپایداری بونمن به سمت بسامد‌های بالاتر سریعاً جابجا می‌شود. لازم به توضیح است که این مد در تمام گستره طیفی گسترده شده است. در حالی که مد دو-جریانی در محدود

Z های بین صفر و $\alpha \sim 1$ محدود است. در چارچوب مدل جنبشی، با در نظر گرفتن تابع توزیع ماکسولی برای باریکه و پلاسمای سوخت DT با ناخالصی یونی و اعمال متغیرهای بدون بعد رابطه ۱۳ در رابطه ۱۱ داریم:

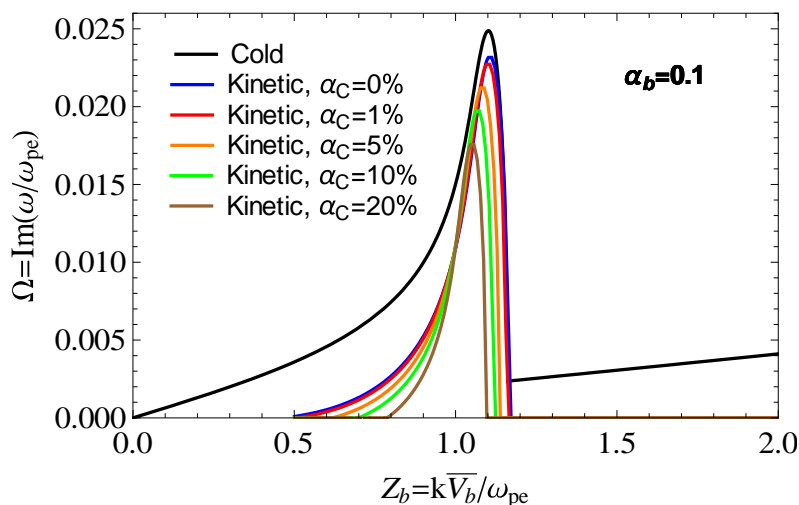
$$1 = \frac{R_b \alpha_b}{1 + \alpha_b + \alpha_{imp} Z_{imp}} \frac{2}{\rho_{ib}^2 Z_b^2} \mathcal{Z} \left(\frac{x - Z_b}{Z_b \rho_{ib}} \right) - \frac{2}{\rho_{te}^2 Z_b^2} \mathcal{Z} \left(\frac{x - \frac{\alpha_b}{1 + \alpha_b + \alpha_{imp} Z_{imp}} Z_b}{Z_b \rho_{te}} \right) \quad (15)$$

$$- \frac{R_{dt}}{1 + \alpha_b + \alpha_{imp} Z_{imp}} \frac{2}{\rho_{idt}^2 Z_b^2} \mathcal{Z} \left(\frac{x}{Z_b \rho_{idt}} \right) - \frac{R_{imp} Z_{imp}^2 \alpha_{imp}}{1 + \alpha_b + \alpha_{imp} Z_{imp}} \frac{2}{\rho_{iimp}^2 Z_b^2} \mathcal{Z} \left(\frac{x}{Z_b \rho_{iimp}} \right)$$

که در آن $\mathcal{Z}(\xi)$ تابع پاشندگی پلاسما است. همچنین، پارامترهای ρ_{ij} به صورت زیر تعریف می‌شوند.

$$\rho_{ij} = \frac{v_{Tj}}{v_b}, \quad v_{Tj}^2 = \frac{2k_B T_j}{m_j} \quad (16)$$

برای محاسبه آهنگ رشد ناپایداری در مدل جنبشی، مقادیر ارتفاع و محل قله بدست آمده در مدل سرد به عنوان ورودی اولیه در استخراج مدل جنبشی استفاده می‌شود. مطابق شکل ۲، آهنگ رشد ناپایداری دو-جریانی در چارچوب مدل جنبشی برای پلاسمای سوخت DT با ناخالصی کربن، هم‌نگر با داده‌های مدل سرد رسم شده در شکل ۱ و به ازای مقادیر نوعی $\rho_{ib} = 0.01$, $\rho_{te} = 0.01$, $\rho_{iimp} = 0.002$, $\rho_{idt} = 0.008$ رسم شده است. در این محاسبات، باریکه پروتونی شبه تک انرژی با انرژی متوسط 10 MeV وارد پلاسمای DT با چگالی تقریبی 10^{22} cm^{-3} معادل با هاله اطراف مغزی می‌گردد. همانگونه که مشاهده می‌شود در حالت مدل جنبشی سوخت خالص DT، ارتفاع قله ناپایداری نسبت به مدل سرد کاهش یافته است. در حالت مدل جنبشی نیز، با افزایش تدریجی چگالی نسبی ناخالصی کربنی، روند کاهشی ارتفاع قله سرعت می‌گیرد. به عبارت دیگر، حضور ناخالصی به فروکش کردن مد ناپایداری دو جریانی کمک می‌کند. دلیلی این کاهش ناشی از افزایش جمعیت الکترونی پلاسما نسبت به سوخت خالص DT است که منجر به تقویت تبادل انرژی میان باریکه فرودی و جریان برگشتی الکترونی پلاسما می‌گردد. این اثر تابعی از چگالی نسبی ناخالصی یونی افزوده شده است. بر خلاف مدل سرد، در مدل جنبشی، دامنه ناپایداری از بسامد صفر شروع نمی‌شود و دارای بسامد آستانه است. این بسامد، با افزایش چگالی نسبی ناخالصی به سمت بسامد تشدید پلاسما متمایل است.



شکل ۲. آهنگ رشد ناپایداری دو-جریانی سوخت DT با ناخالصی کربنی در مدل جنبشی.

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش آهنگ مد ناپایداری طولی دو جریانی در سیستم اندرکنشی باریکه پروتونی با پلاسمای سوخت پیش فشرده DT آلاینده با ناخالصی یون های کربن به صورت عددی بررسی شده است. مطابق روابط بدست آمده در چارچوب مدل های پلاسمای سرد و داغ، مشاهده می شود که با افزایش غلظت نسبی ناخالصی، از ارتفاع قله ناپایداری کاسته می شود. این کاهش با افزایش غلظت ناخالصی کربنی تشدید می شود. با افزایش غلظت نسبی باریکه پروتونی، مشاهده می شود که در مدل سرد، در حالت غلظت نسبی اشباع چگالی باریکه فرودی، ارتفاع قله نسبت به حالت $\alpha_b=0/1$ دو برابر می شود. مد ناپایداری بونمن نیز در مدل پلاسمای سرد، با افزایش غلظت ناخالصی، قله ناپایداری به سمت بسامد های بلند تر جابجا می شود. از طرفی به دلیل تزریق یون های کربن، با افزایش غلظت نسبی آنها، سهم اندرکنش باریکه/یون های پلاسمای نیز افزایش می یابد. در نتیجه، ارتفاع قله ناپایداری بونمن به تدریج بزرگتر می شود.

۵. منابع علمی

- [1] V.A. Smalyuk, et al; "Review of hydrodynamic instability experiments in inertially confined fusion implosions on National Ignition Facility ", *Plasma Physics and Controlled Fusion* **62** (2020) 014007 (9pp).
- [2] M. Tabak, et al; "Ignition and high gain with ultra-powerful lasers"; *physics of plasmas* **1** (1994), 1626.
- [3] J. Badziak, et al.; "Progress and prospect of fast ignition of ICF targets"; *Plasma Physics and Controlled Fusion* **49** (2007) B651.
- [4] S. Khatami, S. Khoshbinfar, "The impact of impurity ion in deuterium-tritium fuel on the energy deposition pattern Of the Proton Ignitor Beam", *Chinese Journal of Physics* **66** (2020) 620-629.
- [5] A. Bret, "Stable Transport in Proton Driven Fast ignition", *Physics of Plasmas* **16** (2009) 94505.