

## مدل جنبشی مطالعه ناپایداری دو-جریانی در روش افروزش سریع یونی

خوشبین فر، سهیل

دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

### چکیده:

با توجه به گسترش روز افزون روش‌های نوین شتاب دهی یون‌ها مناسب جهت استفاده در ایده افروزش سریع یونی، موضوع رشد و تاثیر پذیری کیفیت نهشت انرژی باریکه افروزشی مورد توجه قرار گرفته است. در این پژوهش به کمک مدل جنبشی در پلاسما پیش فشرده افروزش سریع، پارامترهای فیزیکی موثر در ترابرد پایدار انرژی باریکه فرودی بررسی گردید. در اینجا نشان داده شد که برای باریکه فرودی سنگین تر از پروتون از جمله دوتریوم، لیتیوم، کربن و آلومینیوم می‌توان با برقراری توازن و کنترل کمیت‌های باریکه - پلاسما، شامل انرژی باریکه فرودی  $E_b$ ، دمای سوخت پیش فشرده  $TDT$  و کسر غلظت باریکه فرودی  $\alpha$ ، آهنگ رشد ناپایداری دو-جریانی را میرا نمود.

**کلمات کلیدی:** ناپایداری الکترواستاتیکی، مدل جنبشی، افروزش سریع یونی، نهشت انرژی.

### مقدمه :

روش افروزش سریع در ایده همجوشی محصور شده لختی به دلیل فواید نهفته از جمله کاهش مصرف انرژی راه انداز و افزایش بهره انرژی، کاهش و تضعیف آهنگ رشد ناپایداری‌های ماکروسکوپی رایلی - تیلور در سال ۱۹۹۴ میلادی توسط م. تبک و مقارن با ابداع لیزرهای CPA پیشنهاد گردید [۱]. در ایده اولیه لیزرهای با شدت و توان موجود و به صورت متقارن انرژی خود را صرف فشرده سازی سوخت نموده، با این تفاوت که قصد رساندن به شرایط افروزشی سوخت دوتریوم-تریتیوم در دستور کار آنها نمی‌باشد. در مرحله بعد لیزری پرشدت در بازه زمانی کوتاهی از مرتبه ps، فرایند افروزش را رقم می‌زند. به دلیل ممانعت و عبور سخت لیزر فرودی از پلاسما چگال بحرانی پیش رو، امید اصلی در رخداد فرایند افروزشی به کمک تولید باریکه الکترونی فوق نسبیتی حاصل از آندرکنش لیزر-پلاسما مسئولیت این کار را بر عهده گرفت. به دلیل واگرایی و عدم نهشت انرژی موثر این باریکه، به زودی با مخروط هدایتگر مجهز شد به طوریکه این عنصر، نقش هدایت و نهشت انرژی به عمق پلاسما سوخت پیش فشرده را تسهیل می‌نمود [۲]. در سال ۲۰۰۰ میلادی و به دنبال آزمایشات موفق در تولید باریکه‌های پروتونی با انرژی  $10-20$  MeV و شدت مناسب برای استفاده در مرحله افروزشی، م. روث ایده افروزش سریع پروتونی را مطرح نمود. علی‌رغم برتری‌های ذاتی پروتون نسبت به الکترون از جمله نسبت جرمی و مسیر ترابردی، به دلیل راندمان پایین کمتر از ۵ درصد تولید باریکه پروتونی در برهمکنش لیزر-فویل پیشرفت سریعی حاصل

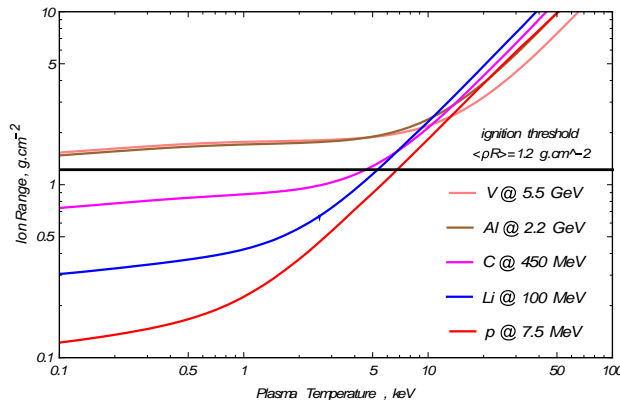
نشده [۳]. در سالیان بعد و به کمک پیشرفت های عمده در روش های شتابدهی نوین حاصل از برهمکنش لیزر - ماده از جمله BOA, TNSA و ... مسیر تولید باریکه های یونی به سمت انرژی بالاتر و یون های سنگین تر تغییر جهت داد، به طوریکه به کمک شبیه سازی های الکترومغناطیسی باریکه های پروتونی تا مرز انرژی ۱۰۰ MeV و باریکه یونی سنگین چون کربن، آلومینیوم، سدیم و وانادیوم پر انرژی تولید گشته اند [۴]. این موضوع نویدبخش جایگزینی این روش ها با طرح شتابدهنده ها جهت تامین باریکه یونی مورد نیاز در افروزش سریع می باشد. مطالعات اخیر نشان می دهد که آهنگ رشد ناپایداری میکرو-مقیاس الکترواستاتیکی نظیر دو-جریانی و بونمن قادرند پس از نفوذ باریکه به محیط پلاسمای داغ موجبات رشد تشدید ناپایداری گردید و بر کیفیت نهشت انرژی موضعی باریکه در تشکیل لکه داغ تاثیر مهمی بگذارند [۵]. در این مقاله با تکیه بر مدل جنبشی و تاثیر حرکت حرارتی یون ها در نهشت انرژی باریکه یونی سبک و سنگین در پلاسمای داغ غیر-نسبیتی، غیر-مغناطیسی و یک بعدی افروزش سریع، آهنگ رشد مد ناپایداری دو-جریانی بررسی گردد. سپس، شرط میرایی آن نیز استخراج شود.

## نهشت انرژی باریکه یونی:

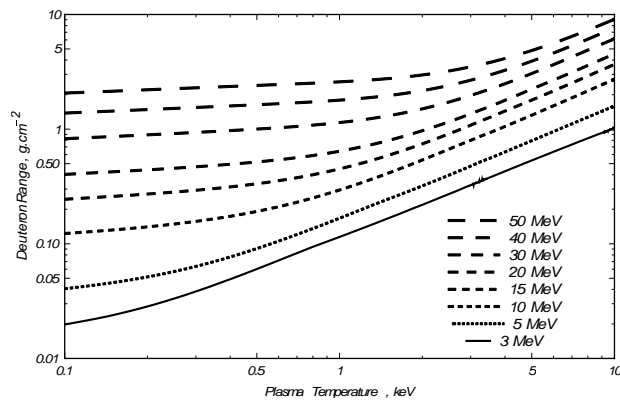
یکی از مزایای باریکه پروتونی نسبت به حالت الکترونی در روش افروزش سریع، مسیر تراژد نسبتاً مستقیم آن و همچنین وجود نهشت گذاری انرژی موضعی در انتهای مسیر نفوذ خود (قله براگ) می باشد. این موضوع برای یون های سنگین تر مناسب تر می شود به طوریکه انتظار می رود برای آنها، قله براگ تیز و کاملاً مشخصی در عمق پلاسمای سوخت DT ایجاد می شود. برد جرمی باریکه آفروشی برای تشکیل لکه داغ در روش افروزش سریع در حدود  $1/2 \text{ g.cm}^{-2}$  برآورد شده است که مطابق شکل ۱، برای باریکه پروتونی همزمان با گرمایش پلاسمای و افزایش دمای محیط به مرز دمایی ۱۰ keV این شرط برآورده می شود [۶]. در مورد باریکه یونی سنگین تر این مرز برد جرمی در دماهای پایین تر برقرار می گردد به طوریکه برای باریکه های سنگین تر از کربن برای پلاسمای پیش فشرده از پیش برقرار است. علاوه بر این به دلیل نهشت انرژی موثر باریکه های یونی سنگین تر، شدت باریکه آفروشی مورد نیاز نیز در این حالت کاهش می یابد، به طوریکه برای باریکه آفروشی آلومینیوم تعداد یون های مورد نیاز دو مرتبه بزرگی کاهش می یابد. تعداد یون های مورد نیاز باریکه آفروش پروتونی از مرتبه  $10^{15-16}$  ذره در واحد حجم است.

نکته دیگر، طیف انرژی باریکه فرودی است. فناوری های کنونی در عرصه تولید باریکه های یونی شتابدار شده از برهمکنش لیزر- فویل دارای دو طیف شبه تک انرژی و ماکسولی هستند. یکی از ویژگی های طیف انرژی ماکسولی، اثر کشیدگی برد در سهم نهشت انرژی کل است به طوریکه ناحیه نهشتی در پایان کاملاً موضعی نبوده و تقریباً بیضوی شکل خواهد شد. این موضوع بدین معنی است ذرات باریکه پراثری در لبه پیش روی طیف، شرط مرزی برد جرمی را در دماهای پایین تر برآورده کرده و انرژی شان را به نهشت می گذارند. بخش کم انرژی تر طیف با افزایش دمای حاصل شده در محیط قادرند تقریباً به همان میزان در

نهشت انرژی نهایی سهیم باشند. این مطلب در شکل ۲، برای باریکه آفرزشی دوترون نمایش داده شده است. این اثر برای باریکه های تولید روش TNSA مفید است. با این وجود، نهشت انرژی باریکه های شبه تک انرژی با FWHM در حدود ۱۰٪ انرژی سوق باریکه فرودی، برآیند بهتری در نهشت موضعی از خود به جا می گذارند که همراهی این موضوع با استفاده از باریکه های یونی سنگین تر بر کیفیت لکه داغ نهایی می افزاید. هونروپیا و همکاران نشان دادند که این مقادیر بهینه انرژی باریکه آفرزشی که شرط انرژی آفرزشی ۱۰ kJ را برآورده می کنند برای یون های لیتیوم و کربن، به ترتیب برابر با ۱۰۰ MeV و ۴۵۰ خواهد شد [۶].



شکل ۱: برقراری شرط مرز آفرزشی برای باریکه های فرودی با انرژی بهینه



شکل ۲: نهشت انرژی باریکه آفرزشی دوترون با طیف ماکسولی

## رابطه پاشندگی سیستم باریکه - پلاسما:

سیستم فیزیک مورد مطالعه شامل جفت باریکه - پلاسما است. محیط پلاسمای سوخت پیش فشرده همگن، غیر برخوردار، غیر مغناطیسی و غیر نسبیتی در نظر گرفته می شود. باریکه فرودی با چگالی  $n_b$  و سرعت  $v_b$  و چگالی مؤلفه های پلاسما نیز به ترتیب  $n_i$  و  $n_e$  می باشند. با ورود باریکه یونی فرودی، جریانی از الکترون ها در خلاف جهت شکل می گیرد. حرکت جریان های متقابل منجر به ظهور رشد ناپایداری الکترواستاتیکی می گردد. برقراری شرط خنثی بودن بار و جرم  $\sum q_j n_j = \sum q_j n_j \vec{V}_j = 0$ ، برای سیستم باریکه - پلاسما

بدین معنی است که باریکه جریان الکترونی شرایط شبه ختشی بودن پلاسما را حفظ می کند. در این حالت دو مد ناپایداری دو - جریانی و بونمن ظاهر می شود. ویژگی مد دو - جریانی ناشی از حرکت جریان های متقابل باریکه یونی فرودی و الکترون های پلاسما بوده، در حالی که مد ناپایداری بونمن ناشی از حرکت مؤلفه های هم غلظت پلاسما با یکدیگر است. از ویژگی های مد ناپایداری بونمن قله تشدید پهن در طول موج های بلند بوده، در حالیکه قله تشدید دو - جریانی تیز و در طول موج های کوتاه ظاهر می شود. برای استخراج رابطه پاشندگی سیستم با فرض اینکه بردار موج باریکه فرودی با  $k_z$  مشخص شود و رشد ناپایداری صرفا در همین راستا باشد، می توان به کمک معادلات پیوستگی، تکانه و ماکسول زیر

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

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

و اعمال اختلال ناچیز حول وضعیت تعادلی سیستم به صورت موج تخت  $e^{i(kx-\omega t)}$  به صورت کلی زیر استخراج می گردد.

$$\xi(\omega, k) = 1 + \sum_{a=e,i,b} \frac{\omega_{pa}^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial f_a(V_z)}{\partial V_z} \frac{dV_z}{(\omega - kV_z)} \quad (3)$$

برای یافتن موقعیت قله تشدید ناپایداری برای باریکه های یونی مختلف از مدل هیدرودینامیکی سیال سرد استفاده می شود که در آن از جنبش یون ها در زمینه پلاسما صرف نظر می شود. برای باریکه پروتونی فرودی با انرژی ۱۵ MeV، غلظت نسبی ۰/۱، مکان قله با عدد موج کاهیده  $Z=1$  ( $Z=kV/\omega$ ) نشان داده می شود. برای باریکه فرودی یونی سنگین به ازا انرژی بهینه باریکه آموزشی و غلظت نسبی یکسان، برای باریکه های دوترن، لیتیوم و کربن، مقادیر عدد موج کاهیده  $Z$  به ترتیب برابرند با ۱/۰۲، ۱/۳۵ و ۰/۴۲ می گردد. مکان قرار گیری قله برای باریکه سبک ( $Z_b < 6$ ) حرکت پیش رونده و برای یون های سنگین روند کاهنده سریع از خود نشان می دهد [۷]. علاوه بر این، برای باریکه های یونی سنگین قله تشدید دو - جریانی به تدریج پهن تر شده و درون قله رو به رشد بونمن حل می گردد. بنابراین در چنین شرایطی، به سختی می توان این قله را از یکدیگر تفکیک نمود. با توجه به سوق باریکه فرودی و جریان الکترونی، برای این دو عنصر از تابع توزیع جابجا شده ماکسولی و برای یون های زمینه پلاسما که تنها اثرات حرکت حرارتی شان در نظر گرفته می شود از تابع توزیع ماکسول استفاده می گردد.

$$f_a(V) = \frac{n_a}{\sqrt{2\pi V_{Ta}}} e^{-\frac{(V-V_a)^2}{V_{Ta}^2}}; V_{Ta}^2 = \frac{2kT_a}{M_a} \quad (4)$$

با قرار گیری رابطه ۴ در رابطه ۳، بدون بعد سازی کمیت ها به صورت زیر

$$X = \omega / \omega_e, \alpha = n_b / n_i, R_{ei} = m_e / m_i, R_{eb} = m_e / m_b, K_b = k_z V_b / \omega_e \quad (5)$$

و انتگرال گیری، صورت نهایی رابطه پاشندگی به شکل زیر خواهد شد:

$$\varepsilon(X, \alpha, z_b) = 1 - \frac{R_i z_i}{1 + z_b / (\alpha z_i)} \frac{1}{\beta_{Ti}^2 K_b^2} Z[(X - K_b) / \beta_{Ti} K_b] - \frac{R_b z_b}{1 + z_i / (\alpha z_b)} \frac{1}{\beta_{Tb}^2 K_b^2} Z[(X - K_b) / \beta_{Tb} K_b] - \frac{1}{\beta_{Te}^2 K_b^2} Z\left[\left(X - \frac{z_b}{z_i} \left(\frac{1}{1 + z_i / (\alpha z_b)}\right) K_b\right) / \beta_{Te} K_b\right] \quad (6)$$

که در آن  $Z(\xi)$  تابع پخش پلاسما غیر نسبیتی می باشد.

$$Z(\xi) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - \xi} dt \quad (7)$$

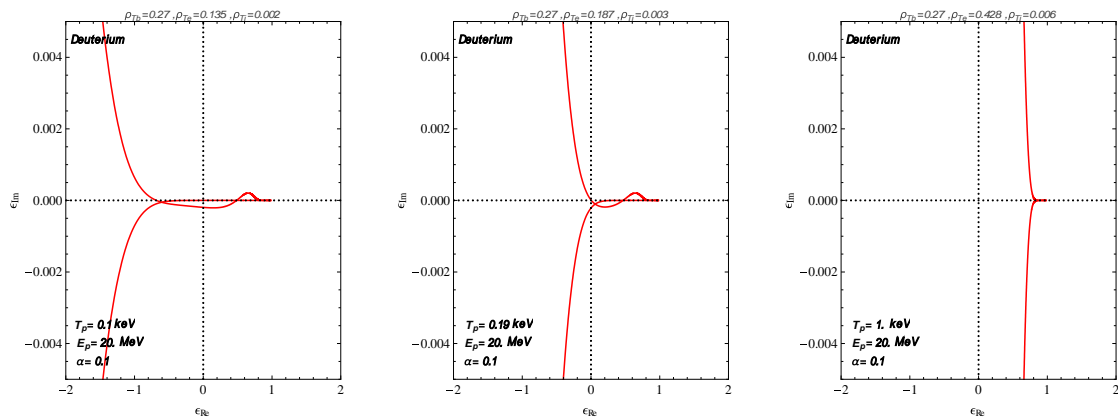
و ضرایب  $\beta$  نیز به صورت زیر تعریف می گردند.

$$\beta_{Ti} \equiv \frac{V_{Ti}}{V_b}, \beta_{Te} \equiv \frac{V_{Te}}{V_b}, \beta_{Tb} \equiv \frac{V_{Tb}}{V_b} \quad (8)$$

بدین ترتیب، در ادامه برای جستجوی ناپایداری دو - جریانی در سیستم باریکه - پلاسما، با حل عددی رابطه ۶، شرایط ناپایداری سیستم بررسی می گردد.

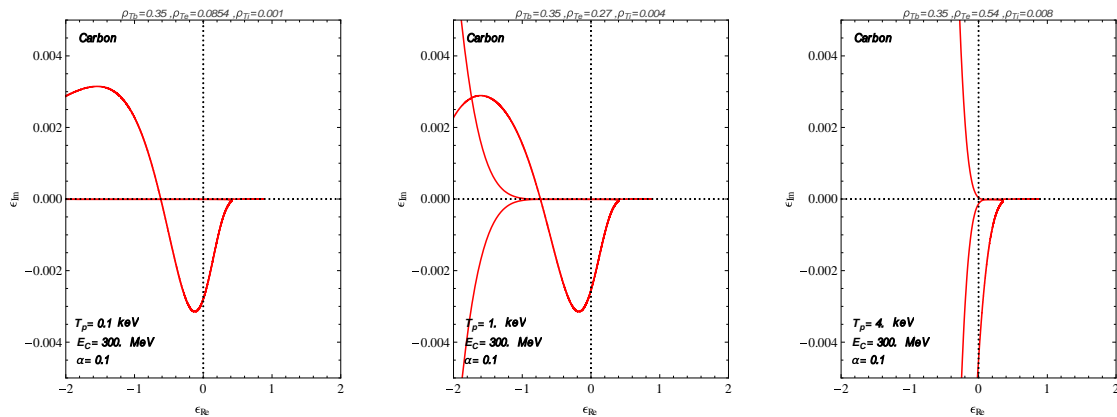
### تحلیل پایداری - نمودار نایکوئست:

ناپایداری پلاسما نسبت به اختلال الکترواستاتیکی به معنی وجود جواب رابطه پاشندگی  $\varepsilon(\omega, k) = 0$  دارای پاسخ  $\text{Im}(\omega) > 0$  می باشد. به عبارتی رابطه پاشندگی در نیم صفحه بالایی  $\omega$  صفر می شود. نمودار نایکوئست (Nyquist Diagram) شرطی جهت بررسی پایداری سیستم بوده به طوری اگر با رسم مؤلفه های حقیقی و موهومی تابع پاشندگی، مسیر منحنی نقطه مبدا مختصات را در بر گیرد، آنگاه سیستم پلاسما به ازاء آن پیکربندی ناپایدار است. بدیهی است اگر به ازاء پارامتر های دینامیکی سیستم این رخداد به وقوع نپیوندد، می توان نتیجه گرفت که سیستم به پایداری خواهد رسید و در نتیجه موج اختلالی تشدید می شود - جریانی در سیستم پلاسما سریعاً میرا خواهد شد. مطابق شکل ۳، برای باریکه افروزشی پروتونی با انرژی میانگین ۲۰ MeV و دمای باریکه ۱ MeV و غلظت  $\alpha = 0.1$  شرایط پایداری باریکه کاملاً برقرار می باشد.



شکل ۳: نمودار نایکوئست مرز پایداری باریکه افروزشی در افروزش سریع دوترونی.

مطابق این شکل، مشاهده می‌شود که باریکه دوترون، به ازاء دمای پلاسما  $0.19 \text{ keV}$  مرز پایداری برقرار و در دمای پلاسما پیش فشرده  $1 \text{ keV}$  سیستم باریکه-پلاسما کاملاً پایدار می‌گردد. به طور مشابه، مطابق شکل ۴، برای باریکه افروزشی کربنی، با انرژی میانگین  $300 \text{ MeV}$  و دمای باریکه  $30 \text{ MeV}$  و غلظت نسبی  $\alpha=0.1$  شرایط پایداری باریکه برقرار می‌باشد. مطابق این شکل، مشاهده می‌شود که برخلاف باریکه دوترون، اکنون در دمای خود-افروزشی ایده آل، پلاسما به مرز پایداری رسیده و در هنگام افروزش سوخت، سیستم باریکه-پلاسما کاملاً پایدار می‌ماند.



شکل ۴: نمودار نایکوئست مرز پایداری باریکه افروزشی در افروزش سریع کربنی.

## نتیجه گیری :

در این مقاله نشان داده شد که در سیستم برهمکنشی باریکه-پلاسما، مد طولی ناپایداری دو جریانی، تنها با کنترل دمای پلاسما می‌توان به پایداری دست یافت. لازم به توضیح است که برخلاف سیستم الکترون-پلاسما در این حالت مد عرضی رشته‌ای فرصت رشد ندارد که با توجه به مسیر تراپردی مستقیم باریکه‌ها دور از انظار نیز نمی‌باشد. شبیه سازی اخیر نشان داده‌اند که برای افروزش سریع یون سنگین هنوز نقش رشد ناپایداری طولی دو-جریانی نگران کننده بود و تراپرد در هر شرایطی پایدار نخواهد ماند.

## مراجع :

- [1] M. Tabak, J. Hammer, M.E. Glinsky, W.L. Kruer, S.C. Wilks, J. Woodworth, E.M. Campbell, and M.D. Perry, Phys. Plasma 1, 1626 (1994).
- [2] J. Meyer-ter-Vehn, J. Honrubia, M. Geissler, S. Karsch, F. Krausz, G. Tsakiris, and K. Witte, Plasma Phys. Control. Fusion 47, B807 (2005).
- [3] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry, and H. Powell, Phys. Rev. Lett. 86, 436 (2001).
- [4] A. Macchi, A. Antonicci, S. Atzeni, D. Batani, F. Califano, F. Cornolti, J.J. Honrubia, T.V. Lisseikina, F. Pegoraro, and M. Temporal, Nucl. Fusion 43, 362 (2003).
- [5] A. Bret, Phys. Plasma 16, 094505 (2009).

- [6] J.J. Honrubia, J.C. Fernandez, B.M. Hegelich, M. Murakami, and C.D. Enriquez, Laser Part. Beams 32, 419 (2014).

[7] س. خوشبین فر، صفحات ۲۱-۲۴ مقاله نامه چهارمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما، ۳۰ و ۳۱ اردیبهشت ۱۳۹۵، دانشگاه یزد.