

آهنگ رشد ناپایداری رشته ای باریکه الکترونی افروزنده در میدان مغناطیسی مایل

سهیل خوشبین فر^{۱*}، معصومه خلیلی^۲

^۱ دانشیار فیزیک هسته ای، دانشگاه گیلان، رشت، skhoshbinfar@guilan.ac.ir (نویسنده مسئول)

^۲ کارشناس ارشد فیزیک هسته ای، دانشگاه گیلان، رشت، masome.khalili1373@gmail.com

چکیده

چگال خواهند بود. جریان باریکه الکترونی بالغ بر 100MA است. ترابرد باریکه الکترونی همراه با تولید میدان های الکتریکی و مغناطیسی قوی است. از این رو، نفوذ باریکه الکترونی نسبتی در پلاسما چگال، موجب بروز ناپایداری های خرد الکترواستاتیکی و الکترومغناطیسی می شود که مانع از تزریق موضعی انرژی باریکه فرودی، تشکیل ناحیه داغ برای آغاز افروزش می شوند.

مبحث آهنگ رشد ناپایداری های میکروسکوپی، بحثی شناخته شده در فیزیک پلاسما استاندارد است. با این حال، از اواسط دو دهه گذشته، همزمان با پیشرفت های پیاپی نظری و تجربی در حوزه افروزش سریع، دوباره توجهات به این موضوع و درک عمیق تر آن در پلاسما فوق چگال همجوشی محصور شده لختی معطوف گردید. در این میان، برای باریکه های الکترونی، اثر ناپایداری دو-جریانی و رشته ای در پلاسما پیش فشرده شده سوخت DT با اهمیت تر خواهد بود [۳-۶]. هنگامی که باریکه الکترونی نسبتی وارد محیط پلاسما می شود، سرعت الکترون های نسبتی فرودی بسیار بیشتر از سرعت الکترون های هدف پلاسمایی بوده است. از این رو، اختلالات ناشی از جابجایی بار الکتریکی در امتداد و عمود بر مسیر حرکت باریکه فرودی موجب شکل گیری میدان های الکتریکی و مغناطیسی اختلالی می شود. همین میدان ها در شکل گیری ناپایداری های طولی و عرضی پلاسما نقش اساسی دارند. بروز این دسته از ناپایداری ها برخلاف ناپایداری ماکروسکوپی ریلی-تیلور منجر به تخریب کامل فرایند و توقف مراحل افروزش و اشتعال سوخت نمی شود. با این وجود، به دلیل تولید نواحی مساعد برای رشد ناپایداری در حجم ناحیه انرژی نهشتی در بازه زمانی واهلش سوخت پیش فشرده، منجر به افروزش معیوب سوخت خواهد شد.

در این مقاله، تلاش می شود که آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته ای در ترابرد پایدار باریکه الکترونی نسبتی افروزشی در چارچوب مدل سرد هیدرودینامیکی با راستا و بزرگی اختیاری میدان مغناطیسی نسبت به امتداد باریکه فرودی به صورت پارامتری تحلیل می گردد. بدین منظور با استخراج تانسور دی الکتریکی، رابطه پاشندگی برای موج اختلالی عرضی بدست می آید. سپس، با حل عددی آن، آهنگ رشد ناپایداری رشته ای خالص بر حسب پارامتر های آزاد سیستم اندرکنشی باریکه الکترونی-پلاسما سوخت استخراج می شود.

در چارچوب مدل سرد کاملا نسبی، آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته ای برای باریکه الکترونی فرودی مناسب در افروزش سریع به صورت عددی بررسی می گردد. در اینجا، سیستم اندرکنشی باریکه-پلاسما دوتریوم-تریتیوم (DT) در معرض میدان مغناطیسی خارجی مایل نسبت به امتداد باریکه الکترونی فرودی قرار دارد. بدین منظور، در چارچوب نظریه خطی، با حل دسته معادلات پیوستگی، تکانه نسبی و معادلات ماکسول، تانسور دی الکتریک استخراج گردید. آهنگ رشد ناپایداری رشته بر حسب پارامتر های بدون α ، γ_b و Ω_e و θ بدست می آید. نشان داده می شود که آهنگ رشد ناپایداری رشته در محدوده اعداد موج کوچکتر از یک، روند صعودی سریعی دارد و سپس به حالت اشباع می رسد. با افزایش زاویه پراکندگی روند کیفی این تغییرات حفظ می شود. همچنین، با افزایش انرژی باریکه فرودی و تشدید اثرات نسبی در رابطه پاشندگی، دامنه رشد ناپایداری افزایش یافته و مجدداً به حالت اشباع می رسد. در پایان نیز نشان داده می شود که با تغییر شدت نسبی میدان مغناطیسی خارجی و تثبیت بقیه پارامتر ها، بیشترین آهنگ رشد ناپایداری به ازاء مقادیر $\Omega_e < 1$ رخ می دهد.

واژه های کلیدی

مدل پلاسما سرد، مد ناپایداری الکترومغناطیسی، باریکه های الکترونی نسبتی، میدان مغناطیسی مایل

مقدمه

افروزش سریع ره آوردی نوین در همجوشی محصور شدگی لختی است که نخستین بار توسط تَبک و همکارانش در سال ۱۹۹۴ مطرح شد. در این ایده، مراحل فشرده سازی و افروزش از یکدیگر جدا می شوند. این روش ملزومات تقارن انفجار درونی را کاهش می دهد و بهره بیشتر با انرژی کمتر راه انداز را حاصل می کند [۱-۲]. در مرحله افروزش، باید انرژی افروزشی به قلب سوخت پیش فشرده تزریق گردد تا با تشکیل لکه داغ، افروزش و سپس اشتعال سراسری رخ دهد. یکی از نخستین راه کار های پیشنهادی، تولید باریکه های الکترونی نسبتی در اندرکنش لیزر-پلاسما در نزدیکی هدف آماده افروزش است. در اثر برهمکنش لیزر-هاله پلاسما بیرونی، الکترون ها شتاب گرفته و از طریق کانال حفر شده لیزری، قادر به نفوذ به اعماق سوخت سرد و

روش کار، معادلات فیزیکی و استخراج رابطه پاشندگی

مدل هیدرودینامیکی سال سرد یکی از ساده ترین و در عین حال رایج ترین مدل های نظری بررسی دامنه ناپایداری های خرد پلاسمایی است که در آن از اثرات دمایی باریکه و پلازما صرف نظر می گردد. در این مدل، تابع توزیع ذرات محیط پلازما پس از ورود باریکه به محیط پلازما، تابع دلتای دیراک در نظر گرفته می شود. این مدل، بیشتر مربوط به لحظات اولیه ی ورود باریکه به پلازما می باشد و درباره رفتار پایداری سیستم اندرکنشی اطلاعات مفیدی در اختیار می گذارد. با این حال، برای درک بیشتر نیازمند استفاده از مدل های جنبشی با در نظر گرفتن اثرات حرارتی هستیم. در بررسی ناپایداری های خرد در سیستم های مغناطیسی به دلیل پیچیدگی رفتار دینامیکی سیستم و رقابت مد های مختلف، غالباً برای درک آهنگ رشد ناپایداری به مدل های سیال سرد بسنده می شود. برای استخراج پاسخ سیستم برهمکنشی، علاوه بر حل دسته معادلات هیدرودینامیکی سیال پلازما، نیازمند در نظر گرفتن معادلات ماکسول نیز می باشیم. در چارچوب نظریه اختلالی خطی برای پارامتر های دینامیکی سیستم اندرکنشی باریکه - پلازما، دسته معادلات حاکم بر چنین دستگاهی عبارتند از [۸، ۷]:

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

$$\frac{\partial \mathbf{p}_j}{\partial t} + (\mathbf{v}_j \cdot \nabla) \mathbf{p}_j = q_j \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_j \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_0)}{c} \right) \quad (2)$$

در روابط بالا، پوندز نشان دهنده سهم مشارکت [آمین گونه است، به طوری که \mathbf{j} معرف، یعنی به ترتیب باریکه الکترونی (b)، جریان بازگشتی پلازما (e) و یون های پلازما (dt) می باشند. در رابطه بالا، $\mathbf{p}_j = \gamma_j m_j \mathbf{v}_j$ بردار تکانه نسبیتی و γ_j ضریب لورنتس تعریف می باشند. همچنین، n_j چگالی ذرات (باریکه و پلازما)، q_j بار الکتریکی، \mathbf{v}_j بردار سرعت، \mathbf{E} بردار میدان الکتریکی و \mathbf{B}_0 بردار میدان مغناطیسی خارجی است. معادلات ۱ و ۲ به همراه معادلات ماکسول تصویر کاملی از مقادیر بسامد های اختلالی سیستم برهمکنشی را در اختیار می گذرانند. با فرض آنکه تغییرات کمیت های اصلی رفتار خطی داشته باشد می توان متغیرهای هیدرودینامیکی و الکترومغناطیسی سیستم را مجموع سهم های جملات تعادلی و جمله اختلالی بنویسیم که اثرات تغییرات خطی به شکل جمله اختلالی به صورت $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ وارد می گردد. بدین ترتیب، عبارت های اختلالی مرتبه نخست برای چگالی مؤلفه های n_{j1} ذرات، \mathbf{v}_{j1} بردار سرعت آنها، \mathbf{B}_1 بردار میدان مغناطیسی، و میدان الکتریکی \mathbf{E}_1 بدست می آید. معادلات خطی سازی شده ۱ و ۲ را می توان به صورت زیر بدست آورد:

$$n_{j1} = n_{j0} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j1}}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j0})} \quad (3)$$

$$i\gamma_j \left(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j0} \right) \left(\mathbf{v}_{j1} + \frac{\gamma_j^2}{c^2} (\mathbf{v}_{j0} \cdot \mathbf{v}_{j1}) \mathbf{v}_{j0} \right) = \quad (4)$$

$$\frac{e_j}{m_j} \left(\mathbf{E}_1 + \frac{(\mathbf{v}_{j0} + \mathbf{v}_{j1}) \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{v}_{j0} \times \mathbf{B}_1}{c} \right)$$

به کمک معادله فارادی، میدان مغناطیسی اختلالی مرتبه نخست $\mathbf{B}_1 = (c/\omega) \mathbf{k} \times \mathbf{E}_1$ محاسبه و در رابطه ۴ جایگزین می گردد. از این رو، سرعت اختلالی \mathbf{v}_{j1} بر حسب میدان اختلالی محاسبه می شود. در ادامه، فرض می شود که شرایط خنثی بودن بار و جریان الکتریکی پلازما $\sum q_j n_j = \sum q_j n_j \mathbf{v}_j = 0$ برقرار باشد. در گام پایانی، با خطی سازی معادله آمپر، صورت نهایی تانسور دی الکتریک سیستم برهمکنشی باریکه-پلازما، $\mathbf{T}(\mathbf{E}_1)$ بدست می آید. رابطه پاشندگی نیز به کمک دترمینان تانسور دی الکتریک، $\det(\mathbf{T})=0$ استخراج می شود.

نتایج

سیستم فیزیکی مورد بررسی، باریکه الکترونی شتاب دهی شده در برهمکنش لیزر- پلاسمای هدایتگر مخروطی قرار گرفته در پیکربندی سوخت پیش فشرده دوتریوم-تریتیوم (DT) است. باریکه الکترون فرودی در هاله پلازما با چگالی جرمی $\sim 1 \text{ g/cm}^3$ معادل با چگالی عددی $10^{22} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ وارد می شود. در سوخت پیش فشرده با چگالی بیشینه 300 g/cm^3 ، باریکه افزوننده فرودی، می بایست انرژی چندین kJ را در بازه زمانی ۲۰ ps و در حجمی به شعاع $20 \mu\text{m}$ به نهشت می گذارد. این مقادیر معادل چگالی توان نهشتی W/cm^3 10^{22} است. در این حالت، چگالی عددی ذرات باریکه الکترونی حدود $10^{20} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ می گردد. بنابراین، چگالی نسبی ذرات باریکه نسبت به پلاسمای زمینه حدود 0.1 می باشد که در نظام باریکه رقیق ($\alpha \ll 1$) قرار می گیرد. انرژی باریکه الکترونی از مرتبه بزرگی ۱ MeV است و در محدوده انرژی های نسبیتی، $\gamma_b \gg 1$ قرار دارد. بنابراین، تانسور دی الکتریک استخراج شده کاملاً نسبیتی است. از آنجایی که در چارچوب نظام باریکه رقیق ($\alpha \ll 1$) هستیم، ضریب لورنتس جریان الکترونی برگشتی $\gamma_p \rightarrow 1$ میل می کند.

رابطه پاشندگی نهایی که صورت ریاضی پیچیده ای و طولانی دارد و نمی توان آن را در قالب رابطه ریاضی جمع و جوری در اینجا ارائه کرد. برای استخراج مد های ناپایدار سیستم برهمکنشی، متغیر های بدون بعد زیر تعریف می شوند.

$$x = \frac{\omega}{\omega_p}, Z_x = \frac{k_x V_b}{\omega_p}, \alpha = \frac{n_b}{n_{dt}}, R = \frac{m_e}{m_{dt}}, \Omega_B = \frac{\omega_B}{\omega_p} \quad (5)$$

که در آن ω_B بسامد سیکلوترونی الکترونی، Z_x عدد موج کاهیده باریکه الکترونی، α چگالی نسبی ذرات باریکه نسبت به جمعیت ذرات پلازما و R نسبت جرم الکترون به یون های پلاسمای دوتریوم-تریتیوم می باشند.

فرض می شود که امتداد باریکه فرودی به عنوان راستای مرجع در نظر گرفته شود. از این رو، در انتشار موج اختلالی باریکه الکترونی در صفحه \mathbf{k} ، دو مد ناپایداری طولی (ناپایداری الکترواستاتیکی) و عرضی (ناپایداری الکترومغناطیسی) حائز اهمیت هستند. ناپایداری

$$\begin{aligned} \varepsilon_{zz} = & 1 - \frac{Z_x^2}{\beta^2} - \frac{Z_x^2 \alpha (1 + \alpha \gamma_b)}{2x^4 \gamma_b} \\ & - \frac{x^2 + Z_x^2 \alpha^2 / 2}{x^2 - \Omega_b^2} - \frac{(x^2 + Z_x^2 / 2) \alpha \gamma_b}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \\ & - \frac{Rx^2 (1 + \alpha)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} \\ & + \Omega_b^2 \left(\frac{1}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{R^3 (1 + \alpha)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} \right) \cos(\theta)^2 \\ & + \frac{\alpha}{x^2 \gamma_b^3 - \gamma_b \Omega_b^2} \\ & \frac{Z_x \alpha \Omega_b^2 \sin(2\theta)}{x^3 - x \Omega_b^2} \\ & Z_x \alpha \Omega_b^2 \left(\begin{array}{c} Z_x \left(\frac{\alpha}{2x^4 - 2x^2 \Omega_b^2} \right) \\ \frac{1}{2x^4 \gamma_b^3 - 2x^2 \gamma_b \Omega_b^2} \\ \sin(2\theta) \\ + \frac{\sin(2\theta)}{x^3 \gamma_b^3 - x \gamma_b \Omega_b^2} \end{array} \right) \cos(2\theta) \end{aligned} \quad (12)$$

همانگونه که مشاهده می شود، در رابطه ۶، به دلیل حضور میدان مغناطیسی مایل، تانسور دی الکتریک فاقد عناصر صفر می باشد و صورت ریاضی آن پیچیده و طولانی است. از این رو، حل عددی رابطه پاشندگی نیز بر عکس سیستم باریکه پلاسمای غیر مغناطیسی ساده نخواهد بود. با حل عددی دترمینان تانسور دی الکتریک در رابطه ۶، آهنگ رشد ناپایداری رشته ای به ازاء مقادیر پارامتری ثابت α ، γ_b و Ω_e و θ بر حسب عدد موج کاهیده Z_x برآورد می شود. در شکل های ۱ تا ۳، تغییرات آهنگ رشد ناپایداری رشته ای بر حسب پارامترهای آزاد شدت نسبی میدان مغناطیسی، Ω_e ، زاویه تمایل میدان مغناطیسی، θ ، و ضریب لورنتس باریکه الکترونی فرودی، γ_b ، نمایش داده شده اند. در شکل ۱، آهنگ رشد ناپایداری رشته در محدوده $Z_x < 1$ روند صعودی سریعی دارد و سپس به حالت اشباع می رسد. با افزایش زاویه پراکندگی روند کیفی این تغییرات حفظ می شود. با این وجود، دامنه آهنگ رشد افزایش می یابد به طوریکه در زوایای $\theta > 75^\circ$ به حالت حدی $\text{Im}(x)_{\max} \rightarrow 0.11$ میل می کند. مطابق شکل ۲، با افزایش انرژی باریکه فرودی و تشدید اثرات نسبیتی در رابطه پاشندگی، با افزایش عددی موج k_x ، دامنه رشد ناپایداری سریعاً صعودی می شود و سپس به حالت اشباع خواهد رسید. با این وجود، بیشترین اثرات افزایشی در محدوده ضرایب لورنتس ~ 3 γ_b ظاهر می شود. به ازاء پارامتر $\Omega_e = 2$ و $\gamma_b > 3$ اثرات ناپایداری دو-جریانی بر ناپایداری رشته برتری می یابد و از شدت اثرات مد رشته ای کاسته می شود [۶].

الکترومغناطیسی رشته ای خالص با جانشانی بردار موج $k = (k_x, 0, 0)$ در دترمینان تانسور T بدست می آید که عبارت است از:

$$T = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{xy}^* & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz}^* & \varepsilon_{yz}^* & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (6)$$

عناصر تانسور دی الکتریک سیستم باریکه-پلاسمای ε_{ij} ، به صورت زیر تعریف می شوند.

$$\varepsilon_{xx} = -\frac{\alpha + \gamma_b}{\gamma_b} + \frac{1}{2} x \left(\begin{array}{c} 4x + \frac{2x}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{\alpha x \gamma_b}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \\ + \frac{2R(1 + \alpha)(2x)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} \end{array} \right) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & - \Omega_b^2 \left(\begin{array}{c} \left(\frac{1}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{\alpha}{x^2 \gamma_b^3 - \gamma_b \Omega_b^2} \right) \cos(2\theta) \\ + \frac{2R^3(1 + \alpha) \sin(\theta)^2}{(x^2 - R^2 \Omega_b^2)} \end{array} \right) \\ \varepsilon_{xy} = & -ix \Omega_b \left(\begin{array}{c} \frac{R^2(1 + \alpha)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} + \frac{1}{x^2 - \Omega_b^2} \\ + \frac{\alpha}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \end{array} \right) \cos(\theta) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xz} = & Z_x \alpha \left(\frac{\gamma_b - 1}{x \gamma_b} + \frac{2x}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{2x \gamma_b}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \right) \\ & + 2\Omega_b^2 \left(\begin{array}{c} Z_x \alpha \left(\frac{1}{x^3 - x \Omega_b^2} \right) \cos(2\theta) \\ - \frac{1}{x^3 \gamma_b^3 - x \gamma_b \Omega_b^2} \end{array} \right) \\ & + \left(\frac{1}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{R^3(1 + \alpha)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} + \frac{\alpha}{x^2 \gamma_b^3 - \gamma_b \Omega_b^2} \right) \sin(2\theta) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\varepsilon_{yy} = x^2 - \frac{Z_x^2}{\beta^2} - \frac{x^2}{x^2 - \Omega_b^2} - \frac{x^2 \alpha \gamma_b}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} + \frac{Rx^2(1 + \alpha)}{-x^2 + R^2 \Omega_b^2} \quad (10)$$

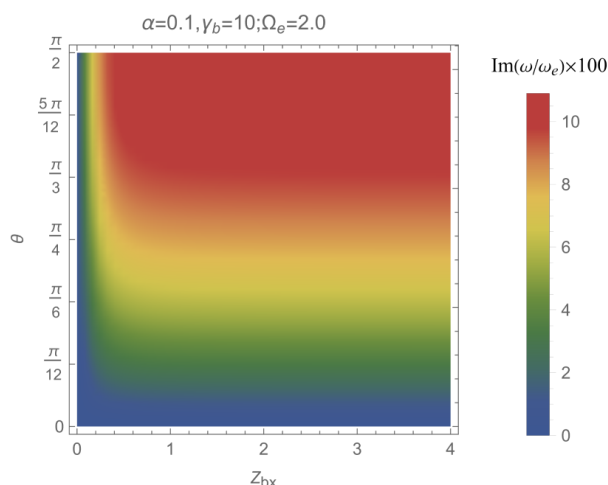
$$\varepsilon_{yz} = ix \Omega_b \left(\begin{array}{c} -\frac{Z_x \alpha \cos(\theta)}{x^3 - x \Omega_b^2} + \frac{Z_x \alpha \cos(\theta)}{x^3 \gamma_b^2 - x \Omega_b^2} \\ -\frac{\sin(\theta)}{x^2 - \Omega_b^2} - \frac{\alpha \sin(\theta)}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \\ + \frac{R^2(1 + \alpha) \sin(\theta)}{-x^2 + R^2 \Omega_b^2} \end{array} \right) \quad (11)$$

نتیجه‌گیری و جمع‌بندی

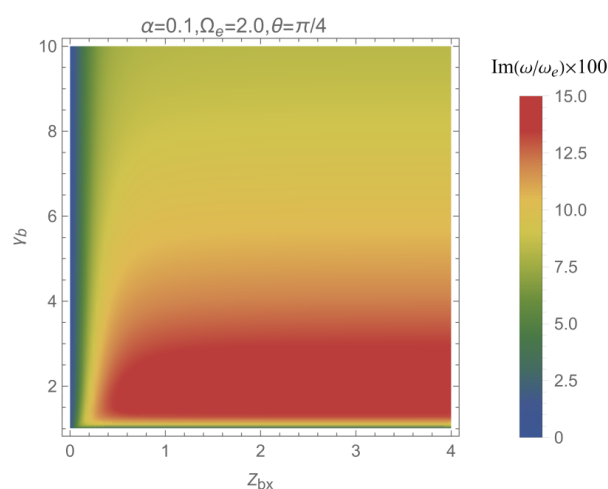
روش افروزش سریع باریکه یونی به ویژه با باریکه پروتونی در سالیان اخیر با اقبال چشمگیری مواجه شده است. از طرفی، به دنبال پیشرفت های اخیر در شتابدهی باریکه های پر شدت ذرات (الکترون و یون) در سال های اخیر، ایده افروزش مغناطوس-لختی به سرعت پیشرفت کرده است. نفوذ باریکه فرودی ذرات پراثرژی در پلاسمای داغ زمینه، سبب بروز انواع ناپایداری های الکتروستاتیکی و الکترومغناطیسی می شود. ناپایداری های دو جریانی و بونمن از جمله مهم ترین ناپایداری های الکتروستاتیکی هستند. در صورتی که ناپایداری رشته‌ای به عنوان یکی از ناپایداری های الکترومغناطیسی در این پژوهش مورد استفاده قرار گرفته است. این ناپایداری ها سبب ایجاد آشفتگی می شود که این آشفتگی کل فرایند افروزش را به خطر می اندازد. در این پژوهش، به بررسی ناپایداری موجود در اثر ورود باریکه الکترونی به محیط پلاسمای گداخت که به سرعت یک جریان برگشتی در پلاسمای هدف تولید می کند، پرداخته شد. در نتیجه، با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی ایستای مایل نسبت به امتداد باریکه فرودی، آهنگ رشد مد ناپایداری الکترومغناطیسی بررسی می شود و نشان داده می شود که می توان با تغییرات نسبی میان پارامترهای زاویه تمایل میدان مغناطیسی، جمعیت نسبی باریکه ذرات، شدت نسبی میدان مغناطیسی و ضریب لورنتس باریکه فرودی از آهنگ رشد ناپایداری کاهش داده و مدیریت شود.

مراجع و منابع

- [1] M.M. Basko, "New developments in the theory of ICF targets, and fast ignition with heavy ions", *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 45, A125 (2003).
- [2] K. Mima, V. Tikhonchuk, and M. Perlado, "Inertial fusion experiments and theory", *Nuclear Fusion*. 9, 094004 (2011).
- [3] B. B. Godfrey, W. R. Shanahan, and L. E. Thode, "Linear theory of a cold relativistic beam propagating along an external magnetic field", *Physics of Fluids*. 18, 346 (1975).
- [4] M. Karlický, "Electron beam-plasma interaction and the return-current formation", *The Astrophysical Journal*. 690, 189 (2008).
- [5] A. Bret, and C. Deutsch, "A fluid approach to linear beam plasma electromagnetic instabilities", *Physics of plasmas*. 13, 042106(2006).
- [6] A. Bret, L. Gremillet, and M.E. Dieckmann, "Multidimensional electron beam-plasma instabilities in the relativistic regime", *Physics of Plasmas*. 17, 120501(2010).
- [7] A. Bret, "Filamentation instability in a quantum", *plasma Physics of Plasmas*. 14, 084503(2007).
- [8] A. Bret, "Weibel, two-stream, filamentation, oblique, bell, buneman... which one grows faster?", *The Astrophysical Journal*. 2, 990(2009).

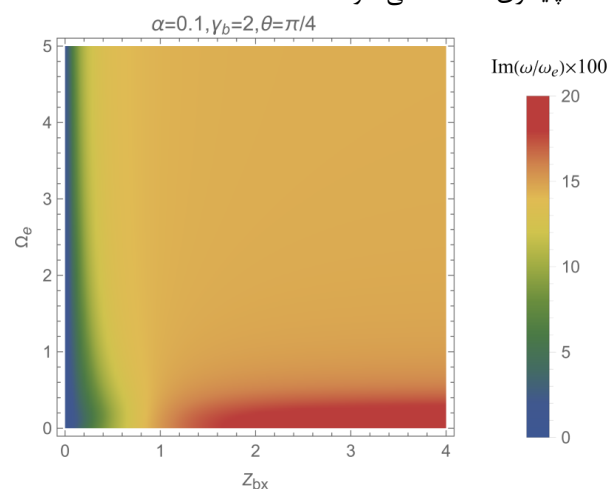


شکل ۱: آهنگ رشد ناپایداری بر حسب زاویه تمایل میدان مغناطیسی.



شکل ۲: آهنگ رشد ناپایداری بر حسب تغییرات ضریب لورنتس باریکه.

مطابق شکل ۳، با تغییر پارامتر Ω_e به ازاء زاویه تمایل ثابت میدان مغناطیسی 45° ، با افزایش Z_x ، آهنگ رشد مد رشته ای به حالت اشباع می رسد. با این وجود به ازاء مقادیر $\Omega_e < 1$ ، بیشترین آهنگ رشد ناپایداری مشاهده می شود.



شکل ۳: آهنگ رشد ناپایداری بر حسب تغییرات پارامتر $\Omega_e = \omega_B / \omega_p$