

بررسی ناپایداری‌های جریانی الکترواستاتیک کوانتومی در حضور فشار فرمی

کمال حاجی شریفی*، حسن مهدیان، طاهره کریم‌نیا؛
دانشگاه خوارزمی، دانشکده فیزیک

پذیرش: ۹۸/۸/۲۰

دریافت: ۹۷/۹/۱

چکیده

در این مقاله ناپایداری‌های دوجریانی و چندجریانی تحت تاثیر فشار فرمی در یک سیستم پلاسمای کوانتومی بررسی شدند. با به دست آوردن رابطه پاشندگی با استفاده از مدل هیدرودینامیکی غیرنسبیتی کوانتومی نشان داده شد برای سرعت‌های کم‌تر از سرعت فرمی انرژی آزادی در سیستم وجود نداشته و سیستم پلاسمایی پایدار است. از طرفی مشاهده شد تحت تاثیر فشار فرمی نرخ رشد این ناپایداری‌ها کاهش یافته ولی مقدار عدد موج قطع افزایش می‌یابد. نرخ رشد و عدد موج قطع ناپایداری دوجریانی با توجه به متمرکز بودن انرژی نسبت به ناپایداری چند جریانی بیش‌تر است.

واژگان کلیدی: ناپایداری دوجریانی، ناپایداری چندجریانی، پلاسمای کوانتومی، فشار فرمی

مقدمه

با توجه به خصوصیت رفتار دسته جمعی الکترون‌ها و یون‌ها در یک محیط پلاسمایی انواع متفاوت موج می‌تواند در این محیط تهییج شود، در این حالت هر حرکت جمعی می‌تواند پایدار یا ناپایدار باشد [۱]. عبور یک باریکه پر انرژی از ذرات درون یک محیط پلاسمایی و یا برخورد پوسته‌های پلاسمایی با یکدیگر می‌تواند سیستم‌هایی با انرژی‌های آزاد ناشی از سرعت‌های سوق گونه‌های مختلف نسبت به یکدیگر در محیط را نتیجه دهد که این انرژی آزاد می‌تواند ناپایداری‌های متفاوت الکترواستاتیکی و الکترومغناطیسی را بر سیستم تحمیل نماید. در این حالت سیستم پلاسمایی سرد تحت تاثیر یک اختلال اولیه می‌تواند رشد و کاهش تجمع بار در ناحیه‌های مجاور و یا رشد و کاهش چگالی‌های جریان در این ناحیه‌ها را تجربه نماید که به ترتیب منجر به ایجاد ناپایداری‌های جریانی الکترواستاتیکی (دوجریانی یا چندجریانی) و ناپایداری‌های جریانی الکترومغناطیسی (ناپایداری رشته‌ای) در سیستم خواهد شد [۲، ۳]. در این میان ناپایداری‌های جریانی الکترواستاتیک به دلیل نرخ رشد بالا از مخرب‌ترین ناپایداری‌ها بخصوص در سیستم‌های غیرنسبیتی به شمار می‌آیند [۳]. بررسی‌های انجام شده بر روی ناپایداری سیستم‌های پلاسمایی غیرنسبیتی نشان می‌دهد که ناپایداری‌های الکترواستاتیک کنترل سیستم را تحت اختیار داشته به گونه‌ای که می‌توان اثرات دیگر ناپایداری‌ها در دینامیک سیستم را صرف نظر نمود. بنابراین در این سیستم‌ها عمدتاً انرژی آزاد سیستم به انرژی الکتریکی تبدیل می‌شود [۴]. ناپایداری دوجریانی نمونه‌ای از ناپایداری‌های الکترواستاتیک

*نویسنده مسئول: k.hajisharifi@gmail.com

فضای سرعت است که می‌تواند با استفاده از روش مد نرمال از طریق حل معادلات اختلالی سیالی مطالعه شود. در بررسی این ناپایداری در این روش، بردار انتشار مد نرمال اختلالی هم‌راستا با جهت جریان باریکه‌های پلاسما در نظر گرفته می‌شود تا از ایجاد میدان‌های مغناطیسی در سیستم تحت تأثیر ناپایداری‌های الکترومغناطیسی رشته‌ای جلوگیری شود [۳].

در سال‌های اخیر بررسی پلاسماهای کوانتومی با توجه به کاربردهای وسیع در زمینه‌های مختلف مانند اجسام ابرچگال اختر فیزیکی، دستگاه‌های بسیار ریز میکروالکترونی و پدیده‌شناختی اختر فیزیکی در آزمایشگاه‌های لیزر-پلاسما بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند [۷-۵]. اثرات کوانتومی در پلاسما زمانی اهمیت پیدا خواهند کرد که انرژی فرمی گونه‌های پلاسما بیش‌تر از انرژی حرارتی آن‌ها شود. چنین شرایطی می‌تواند در پلاسماهای طبیعی با چگالی بالا مانند اتمسفر ستاره‌های نوترونی و کوتوله‌های سفید و یا در سیستم‌های پلاسمایی آزمایشگاهی مانند هم‌جوشی محصور شده به روش لختی یافت شود [۸]. در مطالعه سیالی یک سیستم پلاسمایی کوانتومی در مقایسه با یک سیستم پلاسمای کلاسیکی جملاتی شامل پتانسیل بوهم، فشار فرمی و اثرات اسپینی ظاهر گردیده که بررسی اثرات این جملات کوانتومی در نرخ رشد ناپایداری‌های چنین سیستم‌هایی می‌تواند از اهمیت بالایی برخوردار باشد [۹]. اثر کوانتومی موج-ذره از طریق جمله پتانسیل بوهم (جمله متناسب با \hbar^2) و اثرات آماری کوانتومی ناشی از اصل طرد پائولی در یک گاز فرمیونی چگال با استفاده از جمله فشار فرمی در معادلات انتقال تکانه سیالی ظاهر می‌شود [۱۰-۱۲]. بیان کوانتومی پلاسما توضیح ضروری از مدل‌سازی بسیاری از پدیده‌های چگال قابل مشاهده محیط اطراف می‌باشد که رژیم کلاسیکی با جایگذاری $\hbar \rightarrow 0$ به دست می‌آید [۸].

در برخورد دو پوسته پلاسمایی در ناحیه خلا، پوسته‌های برخوردی می‌توانند با انتخاب دستگاه مختصات مرکز جرم مناسب به عنوان یک سیستم با جریان‌های مخالف در نظر گرفته شوند در حالی که وجود چنین دستگاه مختصاتی در سیستم‌های واقعی شامل برخورد پوسته‌های پلاسمایی در زمینه‌ای از پلاسمای سوم امکان‌پذیر نخواهد بود. در این سیستم‌ها ناگزیر به بررسی سیستم‌های پلاسمایی برخوردکننده غیرموازی خواهیم بود [۸]. وجود پلاسمای پس‌زمینه می‌تواند بر میزان نرخ رشد ناپایداری‌ها تأثیر مستقیم بگذارد [۱۳]. در سال‌های اخیر ناپایداری‌های جریانی کوانتومی پوسته‌های پلاسمایی غیرنسبیتی و غیرموازی برخوردی در زمینه‌ای از یک محیط پلاسمای خنثی با استفاده از معادلات سیالی کوانتومی کوپل شده با معادلات ماکسول تحت تأثیر اثر کوانتومی پتانسیل بوهم به طور گسترده بررسی شده‌اند [۲، ۸، ۱۴، ۱۵]. از طرف دیگر تأثیر فشار فرمی بر تحولات زمانی یک مد عرضی برانگیخته شده در یک پلاسمای کوانتومی مغناطیده با استفاده از مدل هیدرودینامیکی غیرنسبیتی کوانتومی نیز بررسی شده‌اند [۱۲]. در این مقاله تأثیر فشار فرمی بر ناپایداری‌های دوجریانی و چند جریانی الکتروستاتیک کوانتومی غیرنسبیتی با استفاده از معادلات سیالی کوانتومی بررسی خواهد شد. این مطالعه گامی نخست و مهم در بررسی اثرات فشار فرمی در ناپایداری یک سیستم کوانتومی واقعی شامل برخورد غیرموازی سیستم‌های پلاسمایی کوانتومی در آینده خواهد بود.

مدل فیزیکی و رابطه پاشندگی مد الکترواستاتیکی تهییج شده

الف- ناپایداری دو جریانی الکترواستاتیک

دو باریکه الکترونی با چگالی n_0 و تابع توزیع تعادلی فرمی - دیراک در دمای صفر که با سرعت های متوسط یکسان v در جهت های مخالف یکدیگر در زمینه ای از یون های مثبت سنگین با چگالی n_0 فرو رفته اند را در نظر بگیرید. در بررسی دینامیک چنین سیستمی پس از اختلال فرض می کنیم تمام متغیرهای دینامیکی شامل یک قسمت مرتبه صفر و یک قسمت مرتبه یک بوده که جمله مرتبه صفر نسبت به زمان و فضا ثابت است در حالی که قسمت شامل مرتبه یک به صورت $\exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$ تغییر می کنند که در آن $\vec{k} = (0, 0, k_z)$ بردار موج اختلال و ω فرکانس زاویه ای موج اختلال می باشد. در این بررسی به منظور مطالعه ناپایداری الکترواستاتیکی دو جریانی میدان الکتریکی اختلالی هم راستا با بردار انتشار موج در نظر گرفته شده است. با استفاده از مجموعه معادلات سیالی کوانتومی و معادلات ماکسول به صورت زیر [۱۲، ۳]

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

$$\frac{\partial \vec{v}_j}{\partial t} + \vec{v}_j \cdot \nabla \vec{v}_j = -\frac{\nabla P_j}{m n_j} - \frac{q}{m} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_j \times \vec{B}}{c} \right) + \frac{\hbar^2}{2m^2} \vec{\nabla} \left(\frac{\nabla^2 \sqrt{n_j}}{\sqrt{n_j}} \right), \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi \sum_j n_j q_j, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{1}{c} \nabla \times \vec{E}, \quad (4)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_j n_j \vec{v}_j + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (5)$$

و استفاده از تئوری خطی اختلال می توان رابطه پاشندگی مربوط به مد اختلالی الکترواستاتیک تهییج شده در چنین سیستمی را به دست آورد. در این روابط چگالی تعداد ذرات باریکه j و v_j سرعت آن باریکه را نشان می دهند. q و m به ترتیب جرم و بار الکترون، E و B میدان های الکتریکی و مغناطیسی، \hbar ثابت پلانک و P فشار اسکالر مربوط به باریکه های الکترونی هستند. در این معادلات، اثر موج ذره کوانتومی با وارد کردن جمله پتانسیل بوهم (جمله متناسب با \hbar^2) و اثر آماری کوانتومی ناشی از اصل طرد پائولی در گازهای فرمیونی چگال با حضور جمله فشار فرمی به صورت [۱۶]:

$$P_j = \frac{2n_0 E_F}{D+2} \left(\frac{n_j}{n_0} \right)^3, j = 1, 2, \quad (6)$$

در معادلات در نظر گرفته شده است. در رابطه (۶) $E_F = \hbar^2 (3\pi^2 n_0)^{2/3} / (2m)$ انرژی فرمی و D تعداد درجات آزادی سیستم می باشد [۱۶]. از این رو برای سیستم در حال بررسی با سه درجه آزادی، جمله فشار فرمی به صورت $P_j = \frac{2n_0 E_F}{5} \left(\frac{n_j}{n_0} \right)^3$ در محاسبات به کار گرفته خواهد شد.

با استفاده از تئوری اختلال خطی برای اختلالات با دامنه های بسیار کوچک و در نظر گرفتن $\vec{B}_0 = \vec{E}_0 = 0$ ، پارامترهای فیزیکی اختلالی الکترون های سیستم و میدان های اختلالی با خطی سازی معادلات (۱) و (۲) به صورت زیر به یکدیگر مربوط می شوند:

$$n_{j1} = n_{j0} \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}_{j1}}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}_{j0}}, \quad (7)$$

$$i(\vec{k} \cdot \vec{v}_{j0} - \omega) \vec{v}_{j1} = -\frac{q}{m} \left(E_1 + \frac{\vec{v}_{j0} \times B_1}{c} \right) - i \frac{\hbar^2 k^2 n_{j1}}{4m^2} \vec{k} - i \frac{3}{5} v_F^2 \frac{n_{j1}}{n_{j0}} \vec{k}. \quad (8)$$

با جای‌گذاری معادلات (۷) و (۸) در معادله (۳) خواهیم داشت:

$$ik_z E_1 = ik_z \frac{4n_0 e^2}{m} E_1 \left(\frac{1}{(\omega - kv_0)^2 - \left(\frac{3}{5} k^2 v_F^2\right) - \frac{\hbar^2 k^4}{4m^2}} + \frac{1}{(\omega + kv_0)^2 - \left(\frac{3}{5} k^2 v_F^2\right) - \frac{\hbar^2 k^4}{4m^2}} \right), \quad (9)$$

از تقسیم معادله (۹) بر $ik_z E_1$ رابطه پاشندگی به صورت

$$1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - kv_0)^2 - \left(\frac{3}{5} k^2 v_F^2\right) - \frac{\hbar^2 k^4}{4m^2}} - \frac{\omega_p^2}{(\omega + kv_0)^2 - \left(\frac{3}{5} k^2 v_F^2\right) - \frac{\hbar^2 k^4}{4m^2}} = 0. \quad (10)$$

به دست می‌آید که در آن $\omega_p = \left(\frac{4n_0 e^2}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$ فرکانس پلاسما و $v_F = \left(\frac{2E_F}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$ سرعت فرمی الکترون‌ها است. با استفاده از روابط بدون بعد زیر

$$x = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \mathbf{K} = \frac{\mathbf{kv}}{\omega_p}, \quad V_F = \frac{v_F}{c}, \quad \theta = \left(\frac{\hbar \omega_p}{2mv^2}\right)^2 = \frac{\theta_c}{\beta^4}, \\ \theta_c = \left(\frac{\hbar \omega_p}{2mc^2}\right)^2, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad (11)$$

خواهیم داشت:

$$x^4 - 2x^2 \left(1 + K_z^2 + \frac{3K_z^2 V_F^2}{5\beta^2} + K_z^4 \theta \right) - K_z^2 \left(1 - \frac{3V_F^2}{5\beta^2} - K_z^2 \theta \right) \\ \left(2 - K_z^2 \left(1 - \frac{3V_F^2}{5\beta^2} \right) + K_z^4 \theta \right) = 0. \quad (12)$$

با حل این معادله برای پارامتر x^2 و در نظر گرفتن وجود جواب موهومی مثبت برای فرکانس اختلال در حالت $x^2 < 0$ شرط ناپایداری سیستم را به صورت زیر خواهیم داشت:

$$-K_z^2 \left(1 - \frac{3V_F^2}{5\beta^2} - K_z^2 \theta \right) \left(2 - K_z^2 \left(1 - \frac{3V_F^2}{5\beta^2} \right) + K_z^4 \theta \right) < 0. \quad (13)$$

از آن جایی که تنها برای طول موج اختلال قابل مقایسه یا کوچک‌تر از فاصله بین ذرات جمله پتانسیل بوهم بر جمله فشار فرمی غالب می‌شود و در این حالت استفاده از مدل سیالی امکان پذیر نیست، بنابراین جمله‌های متناسب با $K_z^4 \theta$ نقش ناچیزی در ناپایداری داشته و می‌توان این جملات را در رابطه پاشندگی به دست آمده نادیده گرفت [۱۲]. بنابراین هنگامی که $\beta^2 < \frac{3}{5} V_F^2$ باشد نابرابری (۱۱) برقرار بوده و در نتیجه انرژی آزادی لازم جهت ایجاد ناپایداری دوجریانی در سیستم وجود خواهد داشت.

ب- ناپایداری چند جریانی الکترواستاتیک

در این بخش به منظور ناپایداری چند جریانی الکترواستاتیک سیستمی شامل دو پوسته پلاسمایی غیرنسبیتی و موازی با چگالی و سرعت یکسان n و v_0 (هر پوسته پلاسمایی به تنهایی به لحاظ بار و جریان اولیه خنثی در نظر گرفته شده است) که بر زمینه‌ای از یک پلاسمای غیرمغناطیده و خنثی با چگالی N انتشار می‌یابند در نظر بگیرید. در حالتی که پوسته‌های پلاسمایی هم جهت باشند ($\phi = 0$)، که در آن ϕ زاویه بین دو پوسته پلاسمایی است، از دید دستگاه مختصات متصل به پلاسمای پس‌زمینه ساکن، سیستم متشکل از یک پوسته پلاسمایی برخوردکننده با چگالی $2n$ با یک پلاسمای پس‌زمینه با چگالی N بوده که می‌تواند متحمل ناپایداری دو جریانی الکترواستاتیکی شود. در حالتی که دو پوسته پلاسمایی به صورت سر به سر در هم فرو رفته باشند (زاویه بین دو پوسته پلاسمایی $\phi = \pi$ باشد) با سیستمی شامل سه جمعیت الکترونی با سرعت‌های اولیه متفاوت متشکل از دو جمعیت الکترونی با چگالی n و سرعت‌های v و $-v$ و یک جمعیت الکترونی با چگالی N و سرعت صفر روبرو خواهیم بود که می‌تواند متحمل ناپایداری چندجریانی الکترواستاتیکی شود. در تمامی بررسی‌ها از دینامیک یون‌ها به دلیل جرم بالای این ذرات در مقایسه با الکترون‌ها صرف نظر شده است. برای به دست آوردن رابطه پاشندگی و نرخ رشد امواج الکترواستاتیکی تحریک شده در این سیستم می‌توان از کوپل معادلات ماکسول با معادلات سیالی کوانتومی (۱) و (۲) که در آن زیرنویس ۲ و ۱ برای جمعیت‌های الکترونی پوسته‌های پلاسمایی و $z=3$ برای جمعیت الکترونی پلاسمای پس‌زمینه در نظر گرفته شده است استفاده نمود.

در حالت تعادل سرعت جمعیت‌های الکترونی دو پوسته پلاسمایی به ترتیب به صورت $\vec{v}_{20} = \vec{v}_{10} = (0, 0, v)$ و $(v \sin\phi, 0, v \cos\phi)$ و سرعت الکترون‌های پلاسمای پس‌زمینه در دستگاه مختصات متصل به این ذرات به صورت $\vec{v}_{30} = 0$ در نظر گرفته شده است. همان‌گونه که اشاره شد، حالت $\phi = 0$ برای سیستم دو جمعیتی و حالت $\phi = \pi$ برای حالت سه جمعیتی بررسی خواهد شد. حال با استفاده از معادلات اختلالی به دست آمده (۷) و (۸) و استفاده از معادلات خطی سازی شده و معادلات ماکسول برای رابطه پاشندگی امواج الکترواستاتیکی تحریک شده در سیستم برای دو حالت تعادلی $\phi = 0$ و $\phi = \pi$ خواهیم داشت:

$$\text{حالت } \phi = 0 \quad (۱)$$

$$x^2 \left(-1 - 2\alpha + x^2 - \frac{K_z^2}{\beta^2} \right)^2 \left(1 - \frac{\alpha}{(K_z - x)^2 - \frac{3K_z^2 V_F^2}{5\beta^2} - K_z^4 \theta} - \frac{1}{x^2 - \frac{3K_z^2 V_F^2}{5\beta^2} - K_z^4 \theta} + \frac{\alpha}{-(K_z - x)^2 + \frac{3K_z^2 V_F^2}{5\beta^2} + K_z^4 \theta} \right) = 0, \quad (۱۴)$$

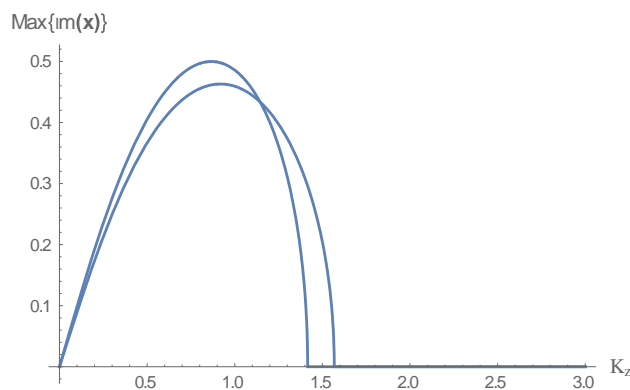
$$\text{حالت } \phi = \pi \quad (۲)$$

$$x^2 \left(-1 - 2a + x^2 - \frac{K_z^2}{\beta^2} \right)^2 \left(1 - \frac{\alpha}{(-K_z - x)^2 - \frac{3K_z^2 V_F^2}{5\beta^2} - K_z^4 \theta} - \frac{1}{x^2 - \frac{3K_z^2 V_F^2}{5\beta^2} - K_z^4 \theta} + \frac{\alpha}{-(K_z - x)^2 + \frac{3K_z^2 V_F^2}{5\beta^2} + K_z^4 \theta} \right) = 0. \quad (۱۵)$$

در این روابط V_F و V_F' به ترتیب سرعت‌های فرمی بدون بعد شده جمعیت الکترونی پوسته پلاسمایی و الکترون‌های پس‌زمینه بوده و α نسبت چگالی پوسته‌های پلاسمایی به چگالی پلاسمای زمینه ($\alpha = \frac{n}{N}$) است. در این روابط بدون بعدسازی پارامترها بر حسب فرکانس جمعیت الکترونی زمینه ($\omega_p = \left(\frac{4Ne^2}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$) صورت پذیرفته است.

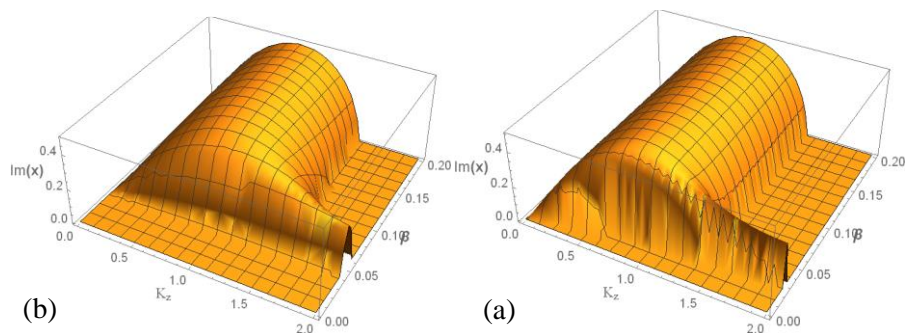
تحلیل عددی روابط پاشندگی به دست آمده

در شکل ۱ بیشینه نرخ رشد نرمال شده ناپایداری دوجریانی سیستمی متشکل از دو باریکه الکترونی یکسان در هم فرو رفته با سرعت‌های برابر و خلاف جهت به ازای $\beta = 0.1$ و چگالی $n_0 = 10^{26} \text{cm}^{-3}$ بر حسب عدد موج بدون بعد تحت تأثیر فشار فرمی و در غیاب آن از طریق حل عددی رابطه پاشندگی به دست آمده (۱۲) رسم شده است. همان‌گونه که مشاهده می‌شود حضور فشار فرمی سبب کاهش بیشینه نرخ ناپایداری ممکن در سیستم می‌شود در حالی که افزایش پهنای باند ناپایداری از طریق بزرگ‌تر کردن عدد موج قطع را در پی خواهد داشت.



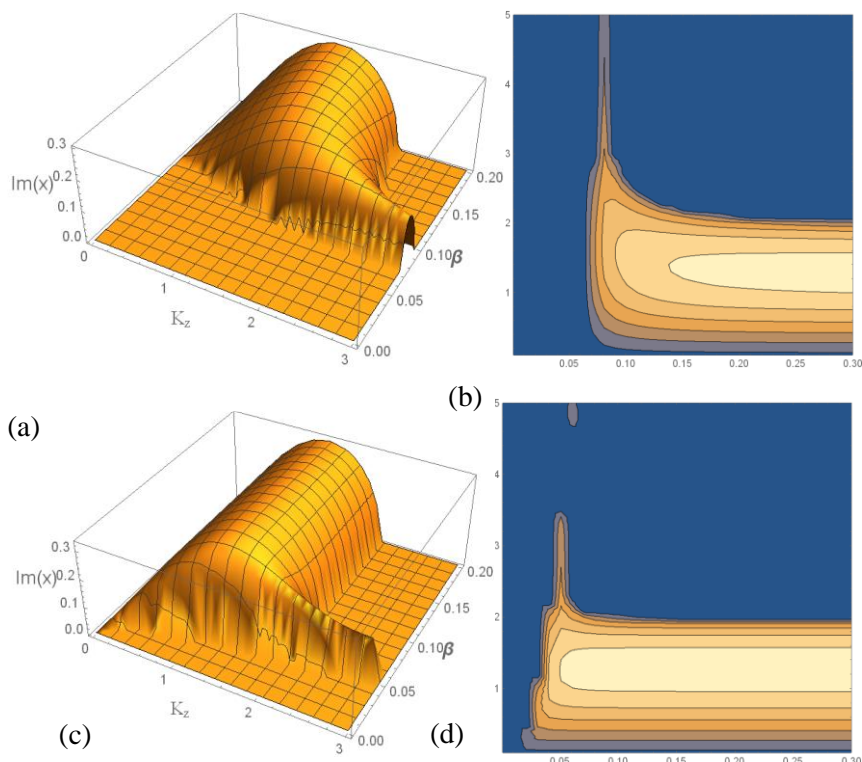
شکل ۱- نمودار $\text{Im}(x)$ بر حسب K_z در دو حالت (a) تحت تأثیر فشار فرمی و (b) بدون فشار فرمی

در شکل ۲ نمودار سه‌بعدی بیشینه نرخ رشد ناپایداری دوجریانی برای سیستم توصیف شده در شکل ۱ بر حسب عدد موج K_z و سرعت‌های متفاوت باریکه‌های الکترونی β نمایش داده شده است. بدون در نظر گرفتن فشار فرمی در دینامیک چنین سیستم‌هایی، سیستم همواره به ازای تمامی سرعت‌های اولیه β در اعداد موج کوچک ناپایدار است. به ازای یک سیستم مشخص با سرعت اولیه معین، با افزایش عدد موج اختلال مقدار ناپایداری در عدد موجی مشخص (عدد موج قطع) به مقدار صفر رسیده و پس از آن سیستم پایدار می‌شود. همان‌گونه که در شکل ۲ مشاهده می‌شود عدد موج قطع در یک β مشخص دارای بیشینه مقدار خود می‌باشد. به عنوان نتیجه‌ای بسیار مهم بررسی نرخ رشد ناپایداری دوجریانی در حضور فشار فرمی (شکل (b) ۲) نشان می‌دهد که چنین سیستم‌هایی با سرعت‌های اولیه کوچک، $\beta \lesssim \sqrt{\frac{3}{5}} V_F$ ، به ازای تمامی اعداد موج اختلالی پایدار می‌باشند. این امر بدان دلیل است که در حضور فشار فرمی در سرعت‌های اولیه کم‌تر از سرعت فرمی $\beta \lesssim \sqrt{\frac{3}{5}} V_F$ ذرات تماماً ترازهای پایین انرژی را پر کرده‌اند و انرژی آزادی در سیستم جهت تحمیل ناپایداری دو جریانی بر سیستم وجود نخواهد داشت. در این حالت بیشینه عدد موج قطع در سرعت‌های نزدیک به $\sqrt{\frac{3}{5}} V_F$ در سیستم قابل مشاهده خواهد بود.



شکل ۲- نمودار $\text{Im}(x)$ بر حسب β و K_z (a) در حضور فشار فرمی (b) در غیاب فشار فرمی

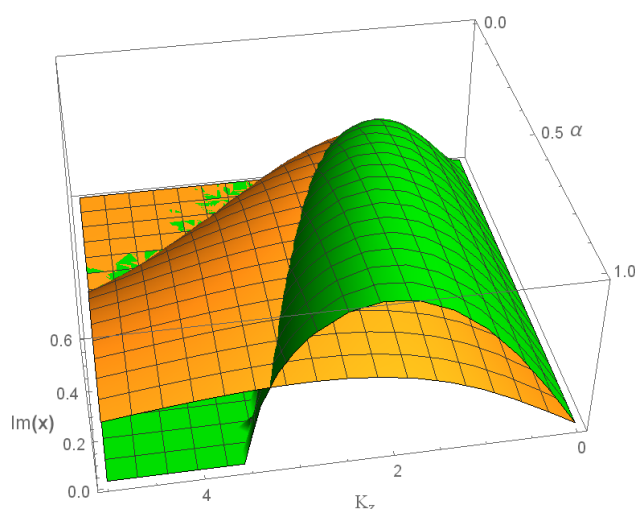
در شکل ۳ نمودار بیشینه نرخ رشد ناپایداری دوجریانی برای سیستم توصیف شده در قسمت (ب) بخش قبل در حالت $\phi = 0$ مربوط به برخورد یک پوسته پلاسمایی با چگالی n و سرعت β با یک پلاسمای ساکن با چگالی N بر حسب عدد موج اختلال K_z و سرعت های متفاوت β برای چگالی $n_0 = 10^{26} \frac{1}{\text{cm}^3}$ و $\alpha = 0.1$ تحت تأثیر فشار فرمی و در غیاب آن رسم شده است. همان گونه که مشاهده می شود در این جا نیز نتایج کلی مشابه نتایج ارائه شده برای ناپایداری دوجریانی در سیستم شامل برخورد دو باریکه الکترونی در قسمت قبل می باشد.



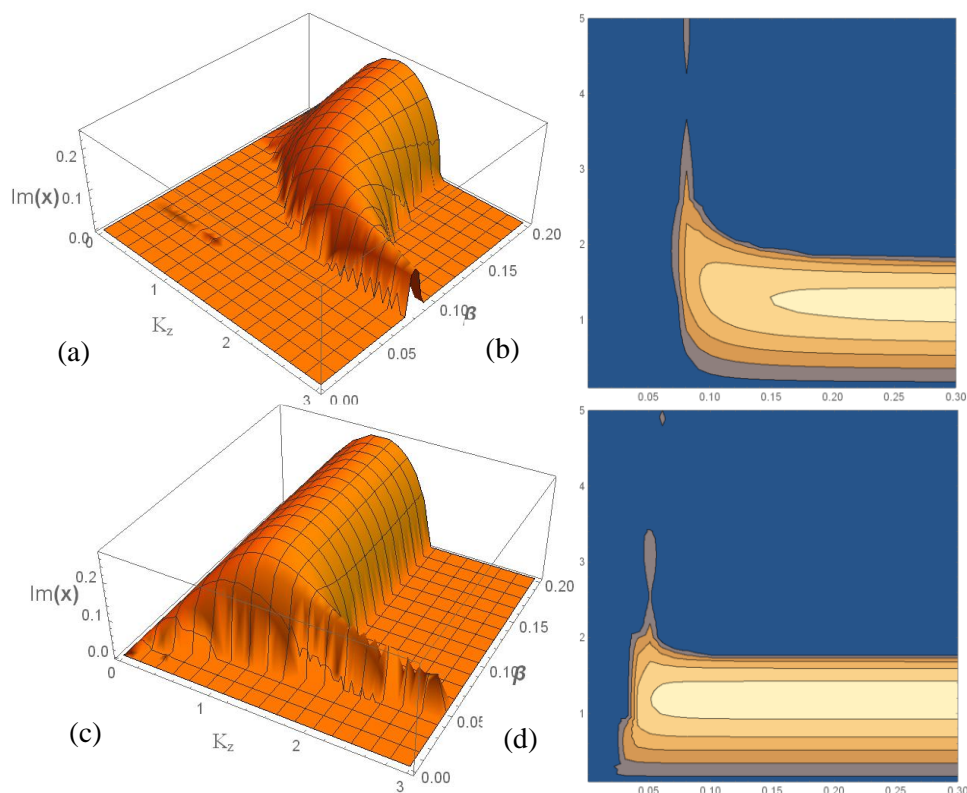
شکل ۳- نمودار $\text{Im}(x)$ بر حسب β و K_z و نمایش دوبعدی متناظر (a, b) در حضور فشار فرمی (c, d) در غیاب فشار فرمی

در شکل ۴ بیشینه نرخ رشد ناپایداری دوجریانی توصیف شده در شکل ۳ بر حسب نسبت چگالی‌های متفاوت α و اعداد موج اختلالی K_z در حضور و عدم حضور فشار فرمی ترسیم شده است. همان‌گونه که در این شکل به خوبی دیده می‌شود با افزایش نسبت چگالی α در حضور و عدم حضور فشار فرمی به دلیل افزایش انرژی آزاد سیستم، نرخ رشد ناپایداری دوجریانی افزایش یافته است. در حالی که در حضور فشار فرمی، با توجه به رابطه فشار فرمی با چگالی، در سیستم‌های با نسبت چگالی بالاتر α عدد موج قطع بزرگ‌تر و در نتیجه پهنای باند ناپایداری دوجریانی نیز بیش‌تر می‌باشد.

در شکل ۵ نرخ رشد بیشینه ناپایداری چند جریانی در سیستم شامل برخورد سر به سر دو پوسته موازی در زمینه‌ای از پلاسمای ساکن (سیستم توصیف شده در قسمت (ب) بخش قبل در حالت $\phi = \pi$) بر حسب سرعت‌های اولیه β و اعداد موج نرمال شده K_z ، به تصویر کشیده شده است. مقایسه شکل ۲ و شکل ۵ نقش حضور پلاسمای زمینه بر ناپایداری الکترواستاتیک تحمیل شده بر سیستم را به خوبی نشان می‌دهد. همان‌گونه که مشاهده می‌شود در این حالت به دلیل نقش پلاسمای زمینه بر ناپایداری سیستم، در مقایسه با شکل ۲ نرخ رشد ناپایداری کاهش یافته در حالی که پهنای باند ناپایداری الکترواستاتیکی سیستم افزایش یافته است. برای ناپایداری چند جریانی نیز همانند ناپایداری دوجریانی همچنین تحت تأثیر فشار فرمی برای سرعت‌های کمتر از $\sqrt{\frac{3}{5}} V_F$ ناپایداری در سیستم مشاهده نمی‌شود. مقایسه شکل‌های ۳ و ۵ نشان می‌دهد نرخ رشد و عدد موج قطع ناپایداری دوجریانی ($\phi = 0$) به دلیل متمرکزتر بودن انرژی نسبت به ناپایداری چندجریانی ($\phi = \pi$) بیش‌تر است.



شکل ۴ نمودار $\text{Im}(x)$ بر حسب α و K_z . (نمودار زرد) تحت تأثیر فشار فرمی (نمودار سبز) بدون فشار فرمی



شکل ۵- نمودار $\text{Im}(x)$ بر حسب β و K_z و نمایش دوبعدی متناظر (b, a) در حضور فشار فرمی (d, c) در غیاب فشار فرمی

نتیجه گیری

در این مقاله با استفاده از رهیافت سیالی کوانتومی در حضور پتانسیل بوهم، تأثیر فشار فرمی بر ناپایداری های الکترواستاتیک دوجریانی و چندجریانی بررسی شده است. نتایج نشان می دهد که در حضور فشار فرمی به ازای سرعت های اولیه کم جریان های برخورد کننده $V < \sqrt{\left(\frac{3}{5}\right)} V_F$ که در آن V_F سرعت فرمی الکترون های سیستم است انرژی آزادی در سیستم وجود نداشته و سیستم پایدار است. از طرفی مشاهده شد که تحت تأثیر فشار فرمی بیشینه نرخ رشد ناپایداری دو جریانی و چند جریانی در سیستم کاهش یافته در حالی که پهنای باند ناپایداری افزایش می یابد و بیشینه عدد موج قطع تقریباً در سرعت $V \approx \sqrt{\left(\frac{3}{5}\right)} V_F$ اتفاق می افتد. مقایسه نرخ رشد ناپایداری های دوجریانی و چندجریانی در سیستم های سه جمعیتی نشان داد که نرخ رشد و پهنای باند ناپایداری دوجریانی با توجه به متمرکز بودن انرژی نسبت به ناپایداری چندجریانی بیش تر است. همچنین در ناپایداری دوجریانی تحت تأثیر فشار فرمی با افزایش نسبت چگالی باریکه الکترون به جمعیت الکترونی ساکن، عدد موج قطع بزرگ تر و در نتیجه پهنای باند ناپایداری بیش تر می شود.

منابع

1. Chen, F., "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion", Springer (2015).
2. Mehdian, H., Hajisharifi, K., and Hasanbeigi, A., "The general dispersion relation of induced streaming instabilities in quantum outflow systems", AIP Advances 5(2015) 117236
3. Krall, N.A., Trivelpiece, A.W., "Principles of plasma physics", McGraw-Hill (1973).
4. Eliezer, S. and Eliezer, Y., "The Fourth State of Matter", Plasma Physics (2001).
5. Markowich, P., Ringhofer, C. and Schmeiser, C., "Semiconductor Equations", Springer, New York (1990).
6. Kull, H. and Plagne, L., "Quantum-mechanical dielectric model of the electron-ion collision frequency in strong laser fields", Phys. Plasmas 8(2001)5244.
7. Opher, M., Silva, L.O., Dauter, D.E., Decyk, V.K. and Dawson, J.M., "Nuclear reaction rates and energy in stellar plasmas: The effect of highly damped modes", Phys. Plasmas 8(2001)2454.
8. Mehdian, H., Hajisharifi, K., and Hasanbeigi, A., "The effect of plasma background on the instability of two non-parallel quantum plasma shells in whole K space", Physics of Plasmas 21 (2014)072106.
9. Covlea, V., "Quantum Plasmas", Faculty of physics (2012).
10. Riggs, P. J., "Reflections on the deBroglie-Bohm Quantum Potential", Springer 68 (2008)21-39.
11. Ghosh, D. B., Chandra, S. and Paul, S. N., "Amplitude modulation of electron plasma waves in a quantum plasma", Phys. Plasmas 18 (2011) 012106
12. Haas, F., Eliasson, B., "A new two-stream instability mode in magnetized quantum plasma", Phys. Scr. 90 (2015) 088005.
13. Bret, A., "Fast growing instabilities for non-parallel flows", Phys. Lett. A 373(2009)871-873
14. Mehdian, H., Hasanbeigi, A., and Hajisharifi, K., "The instability of two non-parallel shells plasma in quantum", Astrophys Space Sci 346 (2013):421-430
15. Mehdian, H., Hajisharifi, K. and Hasanbeigi, A., "Quantum instability of two non-parallel flows: Parallel wave propagation", Phys. Lett. A 377 (2013)34-36.
16. Haas, F., "Quantum Plasmas", Springer (2011).