

بررسی ناپایداری سیستم پلاسمای غبار آلود لایه ای چسبان برخوردی نیوتنی در حد هیدرودینامیکی: با استفاده از مدل سیالی

مرجان مهدوی غروی^۱ · کمال حاجی شریفی^۲ · حسن مهدیان^۳
^۱ ایران، تهران، دانشگاه خوارزمی، دانشکده فیزیک، کدپستی ۱۵۶۱۴: ایمیل: mahdavi97@gmail.com
^۲ ایران، تهران، دانشگاه خوارزمی، دانشکده فیزیک، کدپستی ۱۵۶۱۴: ایمیل: k.hajisharifi@gmail.com
^۳ ایران، تهران، دانشگاه خوارزمی، دانشکده فیزیک، کدپستی ۱۵۶۱۴: ایمیل: Mehdian@khu.ac.ir

چکیده. در این مقاله، ناپایداری در یک سیستم پلاسمای غبار آلود لایه ای چسبان نیوتنی در حد هیدرودینامیکی با در نظر گرفتن اثرات چسبندگی و برخوردی به روش سیالی مورد بررسی قرار گرفته است. با بررسی تعادل اولیه سیستم غبار آلود لایه ای در حضور برخورد ذرات غبار با اتم های خنثی با به کارگیری معادله هیدرودینامیکی تعمیم یافته وابستگی مکانی سرعت اولیه بدست آمده است. با در نظر گرفتن رابطه مکانی سرعت اولیه بدست آمده، اختلال خطی اعمال شده بر یک سیستم غبار آلود لایه ای با استفاده از تقریب موضعی بررسی شده و رابطه پاشندگی چنین سیستمی بدست آمده است. نتایج حاصل از تحلیل عددی رابطه پاشندگی نشان می دهد که عامل اصلی تولید ناپایداری انرژی آزاد ناشی از نیروی چسبندگی است به گونه ای که با حذف اثر چسبندگی ناپایداری در سیستم از بین می رود، این در حالیست که اثر برخورد نقش پایدارکنندگی برای سیستم بازی می کند و باعث کاهش نرخ رشد ناپایداری سیستم پلاسمای غبار آلود لایه ای چسبان نیوتنی در حد هیدرودینامیکی می شود.

واژه های کلیدی: پلاسمای غبار آلود لایه ای: قویاً جفت شده: چسبندگی: برخورد: ناپایداری

The investigation of the Newtonian collisional viscous shear dusty plasma system in the hydrodynamic regime: Using fluid model

Marjan Mahdavi-Gharavi¹ · Kamal Hajisharifi¹ · Hassan Mehdian¹

¹ Department of Physics and Institute for Plasma Research, Kharazmi University, 49 Dr. Mofatteh Avenue, Tehran 15614, Iran;
email: mahdavi97@gmail.com
email: k.hajisharifi@gmail.com email: Mehdian@khu.ac.ir

Abstract. The fluid description is employed to investigate the instability of Newtonian viscous shear dusty plasma system in hydrodynamic regime, taking into account both viscosity and collision effects. Describing the equilibrium configuration in the presence of the binary collision terms between dust grains and neutral particles and using the local approximation method, the dispersion relation is obtained by applying the generalized hydrodynamic equation to find the spatial dependence of the initial velocity in equilibrium state. Analyzing the obtained dispersion relation shows that the main factor of free energy source to arise the instability of the system is due to the viscous force. While the collision effect plays a stabilizing role for the system by reducing the growth rate of the instability of the Newtonian strongly coupled dusty plasma system in the hydrodynamic regime.

Keywords: Shear dusty plasma: strongly coupled: viscosity: collision: instability

۱ مقدمه

امروزه به دلیل کاربردهای فراوان سیستم های پلاسماهای غبار آلود، به منظور درک بهتر پدیده های طبیعی، در محدوده وسیعی از سیستم های پلاسماهای آزمایشگاهی تا سیستم های پلاسماهای فضایی به ویژه در ساختارهای لایه ای از قبیل محیط بین ستاره ای، دنباله دارها، حلقه های سیاره ای و ستارگان بسیار مورد توجه قرار گرفته اند [۱، ۲، ۳، ۴، ۵، ۶، ۷، ۸، ۹]. در طی سال های اخیر، مطالعه بر روی حرکت ذرات غبار محیط پلاسماهای لایه ای به موضوعی حائز اهمیت در توصیف فیزیکی محیط پیرامون تبدیل شده است [۱۰، ۱۱، ۱۲، ۱۳، ۲۲]. محیط پلاسماهای غبار آلود، محیط پلاسماهای متشکل از الکترون - یون به علاوه یک مؤلفه باردار اضافی با سایز میکرونی یا زیر میکرونی است. ذرات غبار غوطه ور در محیط پلاسما یک بار الکتریکی بزرگ را کسب می کنند و یک مؤلفه بار اضافی را بنا می نهند. به دلیل وجود چنین بارهای بزرگی، انرژی الکتروستاتیکی ناشی از برهمکنش بین ذرات غبار بسیار زیاد خواهد بود در نتیجه حضور انرژی الکتروستاتیکی می تواند منجر به شکل گیری جفت شدگی های قوی در محیط های پلاسماهای غبار آلود شود. از اینرو، شکل گیری یک ساختار منظم و حتی کریستالی شکل در یک سیستم پلاسماهای غبار آلود امکان پذیر خواهد شد. یکی از مهم ترین مشخصه های محیط پلاسماهای غبار آلود پارامتر جفت شدگی کولمب است که امکان تشکیل یک سیستم پلاسماهای غبار آلود کریستالی با استفاده از این مشخصه تعیین می شود. در یک سیستم پلاسماهای غبار آلود پارامتر جفت شدگی بصورت نسبت انرژی پتانسیل ذره غبار به انرژی حرارتی آن تعریف می شود که انرژی پتانسیل کولمبی بین دو ذره غبار با رابطه $\varepsilon_c = (q_d^2/a) \times \exp(-a/\lambda_d)$ بیان می شود، در این رابطه a متوسط فاصله بین ذرات غبار است. از اینرو، پارامتر جفت شدگی کولمب به صورت $\Gamma = (z_d^2 e^2)/(k_B T_d a)$ تعریف می شود که در آن a با چگالی ذرات غبار n_d به صورت $(a \approx (n_d)^{-1/3})$ رابطه دارد، علاوه بر این در رابطه جفت شدگی k_B و T_d ، به ترتیب چگالی ذرات غبار، دمای ذرات غبار و ثابت بولتزمن هستند [۱۰، ۱۵، ۱۶]. سیستم های پلاسماهای متشکل از ذرات غبار با در نظر گرفتن پارامتر جفت شدگی کولمب به دسته های مختلف طبقه بندی می شوند. در این دسته بندی، زمانی که انرژی پتانسیل ذرات تشکیل دهنده بسیار کوچکتر از انرژی جنبشی آن ها است ($\Gamma \ll 1$)، سیستم پلاسماهای غبار آلود، سیستم جفت شده ضعیف نامیده می شود این در حالی است که سیستم پلاسماهای غبار آلود یک سیستم قویاً جفت شده خوانده می شود برای زمانیکه انرژی پتانسیل ذرات تشکیل دهنده بسیار بیشتر از انرژی جنبشی آن ها باشد ($\Gamma \gg 1$). در این طبقه بندی، بیشتر پلاسماهای غبار آلود فضایی و آزمایشگاهی به علت دمای پایین ذرات غبار و بار زیاد آن ها در دسته پلاسماهای قویاً جفت شده قرار می گیرند. سیستم های پلاسماهای غبار آلود قویاً جفت شده با در نظر گرفتن پارامتر جفت شدگی بحرانی، Γ_c ، به دو زیر گروه با ویژگی های متفاوت دسته بندی می شوند: الف) $\Gamma > \Gamma_c$ ، در این ناحیه اثر الاستیسیته بر اثر چسبندگی محیط غالب است، ب) $\Gamma < \Gamma_c$ و $1 \ll \Gamma$ ، در این محدوده هر دو اثر چسبندگی و الاستیسیته به یک میزان در تحلیل رفتار سیستم نقش بازی می کنند. به منظور بررسی و تحلیل رفتار سیستم گروه (ب)، حرکت ذرات غبار توسط مدل هیدرودینامیکی تعمیم یافته (GH) بررسی می شود که در حد هیدرودینامیکی به معادلات هیدرودینامیکی معمول ختم می شود که در بیان حالات زیر گروه دوم مورد استفاده قرار می گیرد [۱۰، ۱۷، ۱۸، ۱۹، ۲۰]. در این راستا، تجزیه و تحلیل رفتار سیستم های پلاسماهای غبار آلود لایه ای تحت تأثیر شرایط فیزیکی مختلف مورد توجه قرار گرفته است که از این میان می توان به بررسی نرخ رشد ناپایداری و وابستگی آن به اثراتی از جمله چسبندگی و برخورد اشاره کرد که به موضوعی مورد علاقه در شاخه های مختلف فیزیک پلاسماهای غبار آلود تبدیل شده است [۱۰، ۱۲، ۲۰]. اخیراً مطالعاتی که بر روی پلاسماهای غبار آلود قویاً جفت شده انجام شده است نشان می دهند که در سیستم های پلاسماهای لایه ای بدون برخورد گرادیان سرعت می تواند منجر به ناپایداری سیستم شود [۲۱] این در حالیست که برای یک سیستم پلاسماهای غبار آلود در ناحیه فرکانس کوتاه برخورد بین ذرات غبار و خنثی پس زمینه نقش مهمی بر روی پایداری سیستم بازی می کند [۲۲]. تا جائیکه مطالعات نشان می دهند بررسی های انجام شده بیشتر به سیستم پلاسماهای بدون برخوردی محدود می شوند [۱۲، ۲۱]. از اینرو هدف اصلی این مقاله بررسی پایداری سیستم پلاسماهای غبار آلود لایه ای چسبنده برخوردی برای یک سیستم نیوتنی (سیستمی که ضریب چسبندگی آن مقداری ثابت در نظر گرفته می شود) است. در این مقاله به بررسی نقش قابل توجه وابستگی مکانی سرعت لایه ای سیستم و اثرات چسبندگی و برخورد بر روی پایداری سیستم های پلاسماهای غبار آلود لایه ای قویاً جفت شده پرداخته شده است. بر این اساس، با به کارگیری معادله هیدرودینامیکی تعمیم یافته برخوردی برای یک پلاسما نیوتنی به همراه معادلات ماکسول، تحولات سیستم پلاسماهای غبار آلود لایه ای در ناحیه قویاً جفت شده با مطالعه رابطه پاشندگی بدست آمده سیستم بررسی شده است. از اینرو، با در نظر گرفتن یک سیستم پلاسماهای غبار آلود لایه ای نیوتنی متشکل از الکترون، یون و ذرات غبار منفی وابستگی مکانی سرعت در حالت تعادل بدست آمده است. در ادامه، به منظور مطالعه هر چه دقیق تر یک سیستم پلاسماهای غبار آلود قویاً جفت شده ($1 \ll \Gamma < \Gamma_c$)

با توجه به نقش معمول چسبندگی سیستم و همچنین تأکید بر خواص سیال گونه سیستم در حد هیدرو دینامیکی رابطه پاشندگی با استفاده از تقریب موضعی در امتداد ناپوشندگی سیستم در حد هیدرودینامیکی، $\omega\tau_m \ll 1$ ، محاسبه شده است. از آنجاییکه رفتار سیستم پلاسمای غبار آلود لایه ای در ناحیه قویاً جفت شده تحت تأثیر شرایط فیزیکی مختلف قرار دارد، در تجزیه و تحلیل عددی به بررسی نرخ رشد بیشینه ناپایداری سیستم با استفاده از رابطه پاشندگی بدست آمده در حد هیدرودینامیکی پرداخته شده و وابستگی آن به اثراتی از جمله چسبندگی و برخورد بحث شده است. در پایان نقش پایدارکنندگی اثرات چسبندگی و برخورد در سیستم مورد مطالعه قرار گرفته است.

۲ حالت تعادل و پروفایل سرعت اولیه

یک سیستم پلاسمای غبار آلود قویاً جفت شده متشکل از الکترون های گرم، یون های گرم و ذرات منفی غبار را به گونه ای در نظر می گیریم که شرط شبه خنثی ای در حالت تعادل برآورده شود. یون ها و الکترون ها به دلیل دمای بالاتر و بار کمترشان نسبت به ذرات غبار در حالت جفت شده ضعیف قرار می گیرند. از اینرو، به منظور بررسی تحولات زمانی سیستم در ناحیه فرکانس پایین، $\omega \ll kv_{Te(i)}$ ، $v_{Te(i)}$ به سرعت دمایی یون ها و الکترون ها اشاره دارد) ذرات سبک، الکترون ها و یون ها، زمان کافی برای رسیدن به تعادل بولتزمن را خواهند داشت.

$$n_{e(i)} = n_{oe(i)} \exp(\pm e\varphi/T_{e(i)}), \quad (1)$$

که در آن φ و $T_{e(i)}$ ، $n_{oe(i)}$ به ترتیب چگالی اولیه، دمای تعادلی و پتانسیل الکتروستاتیکی الکترون ها و یون ها می باشند. این در حالیست که ذرات سنگین غبار منفی به دلیل داشتن دمای پایین تر و بار بیشتر نسبت به الکترون ها و یون ها در ناحیه قویاً جفت شده در نظر گرفته می شوند. از اینرو، حرکت ذرات غبار توسط مدل هیدرودینامیکی تعمیم یافته (GH) بررسی می شود که همبستگی قوی بین آن ها با پارامتر مشخصه جفت شدگی (Γ) بیان می شود. در این مقاله با توجه به مدل هیدرودینامیکی تعمیم یافته در ناحیه $1 \ll \Gamma < \Gamma_c$ ، که هر دو مشخصه چسبندگی و الاستیسیته نقش بازی می کنند، ذرات غبار به گونه ای در نظر گرفته شده اند که در پس زمینه ای از ذرات خنثی ساکن با پروفایل سرعت $v_o(x)e_y$ در حال حرکت باشند. از اینرو، معادله حاکم بر ذرات غبار را با در نظر گرفتن اثر برخوردی می توان به صورت زیر بیان کرد [۲۰، ۱۹، ۱۸، ۱۷، ۱۰]:

$$[1 + \tau_m(\partial/\partial t)][\rho_d((\partial/\partial t) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} + \vec{\nabla} p_d + q + dn_d \vec{E} + m_d n_d \nu \vec{v}] = \partial(\sigma_{ij})/\partial x_j, \quad (2)$$

در رابطه بالا اثر برخورد ذرات غبار- خنثی با پارامتر ν نشان داده شده است و پارامترهای ν ، m_d ، n_d ، p_d و \vec{E} به ترتیب بیانگر فشار ذرات غبار، چگالی ذرات غبار، جرم ذرات و بردار میدان الکتریکی می باشند. همچنین تانسور چسبندگی، σ_{ij} ، برای یک سیستم تراکم ناپذیر به صورت زیر تعریف می شود.

$$\sigma_{ij} = \eta(\partial(v_i)/\partial x_j + \partial(v_j)/\partial x_i) + (\xi - 2/3\eta)\delta_{ij}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}), \quad (3)$$

به منظور یافتن پروفایل سرعت تعادلی، رابطه (۲) را با در نظر گرفتن شرایط اولیه سیستم می توان به صورت زیر نوشت:

$$[\rho_d(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} + \vec{\nabla} p_d + q + dn_d \vec{E} + m_d n_d \nu \vec{v}] = \partial(\sigma_{ij})/\partial(x_j), \quad (4)$$

با در نظر گرفتن فرضیات حاکم بر سیستم در حالت تعادل رابطه پروفایل سرعت لایه ای زیر را می توان برای ذرات غبار در نظر گرفت.

$$\vec{v}_{oy}(x) = (v_o + v_o \alpha x)e_y, \quad (5)$$

که α به صورت $(m_d n_{od} \nu / \eta)^{1/2}$ تعریف می شود.

۳ رابطه پاشندگی

در این بخش با استفاده از نظریه اختلال تحولات زمانی یک سیستم غبار آلود تراکم ناپذیر دوبعدی (صفحه $x - y$) بررسی شده است. از اینرو معادله هیدرودینامیکی تعمیم یافته این سیستم در دو راستای x و y به فرم زیر حاصل می شوند:

$$[1 + \tau_m(\partial/\partial t)][\rho_d(\partial/\partial t) + v_{1x}(x, y, t)\partial/(\partial x) + (v_{oy}(x) + v_{1y}(x, y, t))\partial/(\partial y)]v_{1x}(x, y, t) + \quad (۶)$$

$$\rho_d v_{1x}(x, y, t) = \eta(\partial^2 v_{1x}(x, y, t)/\partial y^2 + \partial^2 v_{1y}(x, y, t)/\partial y \partial x),$$

و

(۷)

$$[1 + \tau_m(\partial/\partial t)][\rho_d(\partial/\partial t) + v_{1x}(x, y, t)\partial/\partial x + (v_{oy}(x) + v_{1y}(x, y, t))\partial/\partial y(v_{oy}(x) + v_{1y}(x, y, t)) +$$

$$\rho_d v(v_{oy}(x) + v_{1y}(x, y, t))] = \eta(\partial^2 v_{1y}(x, y, t)/\partial x^2 + \partial^2 v_{1x}(x, y, t)/\partial x \partial y + \partial^2 v_{oy}(x)/\partial x^2),$$

که $v_{1x}(x, y, t)$ سرعت اختلالی می باشد. با استفاده از تبدیل فوریه در راستای y ، تابعیت سرعت اختلالی را می توان به صورت $v_{1x}(x, y, t) = v_{1x}(x) \exp(ik_y y - i\omega t)$ در نظر گرفت که بردار موج در راستای y می باشد. علاوه بر این، در راستای x ، که ناهمگنی در سیستم با $\lambda_{scal} = v_o/(v'_o)$ (که v'_o مشتق v_o نسبت به x) تعریف می شود، می توان با استفاده از تقریب موضعی ($k_x \lambda_{scal} \gg 1$) وابستگی تابع سرعت اختلالی به x را این گونه در نظر گرفت، $(v_{1x}(x) \sim \exp(ik_x x))$ ، بنابراین، با فرض چنین تابعیت مکانی ای برای سرعت اختلالی معادلات (۶) و (۷) به صورت زیر بدست می آیند:

$$v_{1x}(x)[-i\omega\rho_d + ik_y\rho_d v_{oy}(x) + \rho_d v - \rho_d \tau_m \omega^2 + \omega k_y \rho_d \tau_m v_{oy}(x) - i\rho_d \tau_m \nu \omega + \eta(k_y)^2] + \quad (۸)$$

$$\eta k_y k_x v_{1y}(x) = 0,$$

و

$$v_{1y}(x)[-i\omega\rho_d + ik_y\rho_d v_{oy}(x) + \rho_d v - \rho_d \tau_m \omega^2 + \omega k_y \rho_d \tau_m v_{oy}(x) - i\rho_d \tau_m \nu \omega + \eta(k_x)^2] + v_{1x}(x)[\quad (۹)$$

$$\rho_d(\partial v_{oy}(x)/\partial x) - i\omega\rho_d \tau_m(\partial v_{oy}(x)/\partial x) + \eta k_x k_y] = 0.$$

با فرض ($\omega \gg k_y v_o$) و جاگذاری پروفایل سرعت (اولیه بدست آمده در بخش قبل) در روابط فوق، با انجام عملیات جبری، رابطه پاشندگی ناپایداری ناشی از اثر تغییرات مکانی سرعت لایه ای بر حسب کمیت های بدون بعد

$$\gamma = (\omega)/(\omega_{pd}), K_{x(y)} = k_{x(y)} \lambda_{scale}, \tau = \tau_m \omega_{pd}, \bar{v} = v/(\omega_{pd}), \quad (۱۰)$$

$$\eta^* = (\eta)/(\rho_d \omega_{pd} (\lambda_{scale})^2), V_o = (v_{oy}(x))/(\omega_{pd} \lambda_{scale})$$

که به فرکانس پلاسما ذرات غبار و طول مقیاس سیستم بدون بعد شده اند در حالت هیدرودینامیکی ($\omega \tau_m \ll 1$) به صورت زیر بدست خواهد آمد:

$$[-i\gamma + \bar{v} + \eta^*(K_y)^2][-i\gamma + \bar{v} + \eta^*(K_x)^2] - \eta^* K_y K_x [V_o \alpha + \eta^* K_y K_x] = 0. \quad (۱۱)$$

فرکانس پلاسما ذرات غبار ($\omega_{pd} = (\frac{4}{3}\pi z_d e^2 n_{od}/m_d)^{1/2}$) در بدون بعد کردن کمیت ها استفاده شده است.

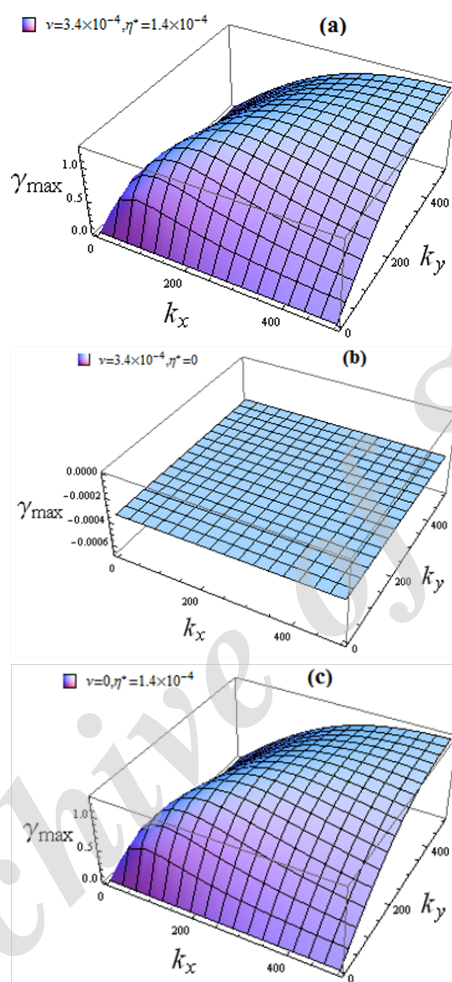
۴ تجزیه و تحلیل عددی

در این قسمت با حل عددی رابطه پاشندگی بر حسب پارامترهای مناسب، نرخ رشد بیشینه ناپایداری (γ_{max}) و وابستگی آن به پارامترهای چسبندگی و برخوردی مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. شکل ۱ قسمت a تصویر سه بعدی نرخ رشد بیشینه (γ_{max}) بر حسب اعداد موج بدون بعد شده، K_x و K_y ، را نشان می دهد که با مورد غیر چسبیده (شکل ۱ قسمت b) و بدون برخورد (شکل ۱ قسمت c) همان سیستم مقایسه شده است، در همه تصاویر K_x عدد موج بدون بعد شده در راستای عمود بر راستای سرعت لایه ای و K_y عدد موج بدون بعد شده در راستای سرعت لایه ای است. برای رسم شکل ۱ پارامترها به صورت $\eta^* = 1/4 \times 10^{-4}$ و $\bar{v} = 3/4 \times 10^{-4}$ استفاده شده است [۲۳]. تصاویر (شکل ۱) نشان می دهند که بیشترین مقدار نرخ رشد نا پایداری برای هر دو سیستم پلاسمای غبار آلود برخوردی و غیر برخوردی در نظر گرفته شده با افزایش اعداد موج بدون بعد شده، افزایش می یابد این در حالیست که سیستم غیر چسبیده (به دلیل نرخ رشد منفی نشان داده شده در شکل) پایدار باقی خواهد ماند. مقایسه سه حالت شکل ۱ نشان می دهد که در این سیستم پلاسمای غبار آلود لایه ای اثر چسبندگی نقش قابل توجهی بر پایداری سیستم ایفا می کند. به عنوان یک نتیجه مهم می توان بیان کرد که عامل اصلی انرژی آزاد مورد نیاز برای تولید ناپایداری در یک سیستم پلاسمای غبار آلود لایه ای از نیروی چسبندگی و لایه ای بودن پروفایل سرعت سیستم ناشی می شود. تصویر دو بعدی نرخ رشد بیشینه بر حسب K_x (K_y) برای مقدار ثابت ($K_x = 100$ ($K_y = 10$)) در شکل ۲ رسم شده است. شکل ۲(a) بیشینه مقدار نرخ رشد بدون بعد شده را بر حسب عدد موج بدون بعد شده K_x در مقدار ثابت ($K_y = 10$) برای پارامترهایی که با فرضیه های در نظر گرفته شده مطابقتند، را نشان می دهد. در شکل ۲(a) برای بدست آوردن مقدار عددی بیشینه مقدار نرخ رشد ناپایداری رابطه پاشندگی بدست آمده پارامترهای $v_0\alpha = 2/6$ و $\eta^* = 1/4 \times 10^{-8}$ در نظر گرفته شده اند و منحنی های شکل بر حسب دو مقدار داده شده برای فرکانس بدون بعد شده $\bar{v} = 0$ (شکل ۲(a) - قرمز) و $\bar{v} = 3/4 \times 10^{-4}$ (شکل ۲(a) - سبز) رسم شده اند. همانگونه که در این منحنی ها دیده می شود، نرخ رشد نا پایداری بدون بعد شده با افزایش فرکانس برخورد برای هر مقدار K_x دلخواه کاهش می یابد. نرخ رشد بدون بعد شده به عنوان تابعی از K_y در شکل ۲(b) برای مقدار ثابت $K_x = 100$ با استفاده از دیگر پارامترهای مشابه در نظر گرفته شده در شکل ۲(a)، ترسیم شده است. همانطور که در این شکل نشان داده شده است، رفتار نرخ رشد بدون بعد شده برای پارامترهای مشابه داده شده همانند شکل ۲(a) است. نتایج بدست آمده از شکل ۲ حاکی از آن است که در سیستم غبار آلود لایه ای چسبان با در نظر گرفتن برخوردهای دوتایی با افزایش ضریب برخورد بین ذرات غبار و خنثی نرخ رشد بیشینه ناپایداری سیستم به میزان کمی کاهش می یابد. علاوه بر این، مقادیر بیشینه برای نرخ رشد ناپایداری در حالت بدون برخوردی سیستم اتفاق می افتد. بنابراین می توان نتیجه گرفت که جمله برخوردی دارای یک اثر پایدار کننده بر نا پایداری سیستم پلاسمای غبار

آلود لایه ای چسبان برخوردی نیوتنی در حد هیدرودینامیکی دارد. شکل ۳ بیشینه مقدار نرخ رشد بدون بعد شده را بر حسب عدد موج بدون بعد شده K_x (K_y) برای مقدار ثابت $K_y = 100$ ($K_x = 100$) رسم شده است. در شکل های ۳(a) و ۳(b) برای بدست آوردن مقدار عددی بیشینه مقدار نرخ رشد ناپایداری رابطه پاشندگی بدست آمده پارامترهای $v_0\alpha = 2/6$ و $\eta^* = 1/4 \times 10^{-8}$ در نظر گرفته شده اند و منحنی های شکل بر حسب دو مقدار داده شده برای ضریب چسبندگی بدون بعد شده $\bar{v} = 1/4 \times 10^{-8}$ (شکل ۳(a) - قرمز) و $\bar{v} = 3/4 \times 10^{-8}$ (شکل ۳(b) - سبز) رسم شده اند. همانگونه که در این منحنی ها دیده می شود، نرخ رشد ناپایداری بدون بعد شده در هر دو شکل ۳(a) و ۳(b) با افزایش ضریب چسبندگی برای هر مقدار K_x (K_y) دلخواه افزایش قابل توجهی می یابد و در هر دو شکل رفتار مشابهی را نشان می دهند. علاوه بر این، مقادیر بیشینه برای نرخ رشد ناپایداری برای حالتی با ضریب چسبندگی بیشتر اتفاق می افتد. از اینرو می توان نتیجه گرفت که وجود اثر چسبندگی بین لایه ها، نا پایداری سیستم پلاسمای غبار آلود لایه ای چسبان برخوردی نیوتنی در حد هیدرودینامیکی را افزایش می دهد که این نتیجه دست آورد اساسی این مقاله مبنی بر وجود اثر چسبندگی به عنوان عاملی مهم برای تولید ناپایداری در چنین سیستمی را تأیید می کند.

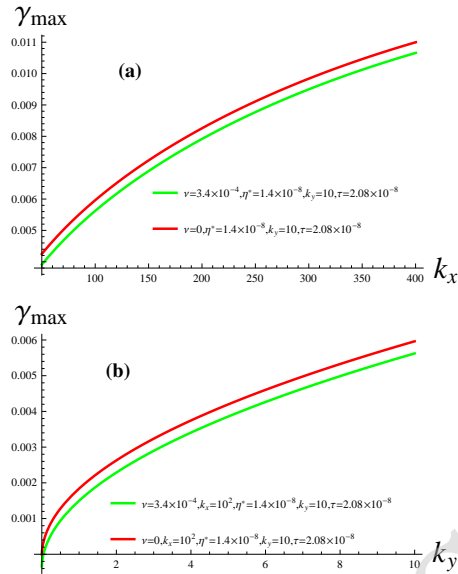
۵ نتایج

امروزه به دلیل مشاهدات فراوان مربوط به سیستم های پلاسمای غبار آلود در محیط های مختلف اخترفیزیکی از قبیل دیسک های برافزایشی بررسی عوامل مؤثر بر دینامیک چنین سیستم هایی به خصوص در زمینه های پدیدار شناختی از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است. در بررسی چنین سیستم هایی انتظار می رود که حضور گونه های جدید مانند

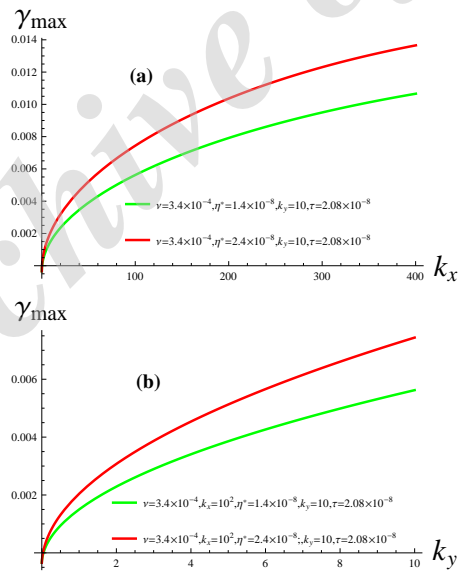


شکل ۱: تصویر سه بعدی تغییرات بیشینه مقدار نرخ رشد بر حسب اعداد موج بدون بعد شده با استفاده از مقادیر ثابت $\bar{\nu} = 1/4 \times 10^{-4}$ و $\eta^* = 1/4 \times 10^{-4}$ شکل (a) و $\bar{\nu} = 3/4 \times 10^{-4}$ و $\eta^* = 0$ شکل (b) و $\bar{\nu} = 0$ و $\eta^* = 1/4 \times 10^{-4}$ شکل (c).

بررسی ناپایداری سیستم پلاسمای غبار آلود لایه ای چسبان برخوردی نیوتنی در حد هیدرودینامیکی: با استفاده از مدل سیالی ۱۵۷



شکل ۲: تغییرات نرخ رشد برای فرکانس برخورد های متفاوت در مورد $\bar{\nu} = 0$ (قرمز)، $10^{-4} \times 3/4$ (سبز) و $v_0 \alpha = 2/6$ و $\eta^* = 1/4 \times 10^{-8}$ ؛ برای مقدار ثابت $K_y = 10$ برحسب K_x و K_x برای مقدار ثابت $K_y = 100$ برحسب K_x .



شکل ۳: تغییرات نرخ رشد برای ضرایب چسبندگی های متفاوت در مورد $\eta^* = 1/4 \times 10^{-8}$ ، $2/4 \times 10^{-8}$ (قرمز) و $v_0 \alpha = 2/6$ و $\bar{\nu} = 3/4 \times 10^{-4}$ ؛ برای مقدار ثابت $K_y = 10$ برحسب K_x و K_x برای مقدار ثابت $K_y = 100$ برحسب K_x .

ذرات غبار اثرات جدیدی بر رفتار جمعی در پلاسما داشته باشد به گونه ای که پلاسما قادر به توصیف بسیاری از پدیده های جدید در محیط های اخترفیزیکی نسبت به محیط های پلاسمای ساده الکترون یون باشد. یکی از محیط های مورد توجه در مطالعات اخترفیزیکی نواحی جریان لایه ای هستند که به عنوان مناطق اتلافی مهمی که در آن ها انرژی جنبشی به واسطه ناپایداری موجود در سیستم به انرژی های الکتریکی و مغناطیسی تبدیل می شود، به حساب می آیند. امروزه ناپایداری های موجود در چنین سیستم هایی به عنوان کاندیداهای اصلی در تولید میدان مغناطیسی بسیار بزرگ در فضای بین سیاره ای و کهکشانی، انتشار تابش های فضایی و شتاب ذرات به شمار می آیند. بنابراین، امروزه مطالعه ناپایداری سیستم های اخترفیزیکی لایه ای با در نظر گرفتن جزئیات کاملتری از محیط های تحت بررسی به منظور گشایش پنجره ای نو به درک بهتر پدیده های اخترفیزیکی و ارائه مدل تئوری قوی در توصیف این پدیده ها بسیار مورد توجه بوده است. از آنجائیکه در بسیاری از موارد بین نتایج ارائه شده به صورت تئوری و مشاهداتی اختلاف قابل توجهی وجود دارد انتظار می رود که در نظر گرفتن ویژگی های کاملتری از این سیستم های اخترفیزیکی مانند حضور ذرات غبار و گنجانیدن اثرات چسبندگی و برخورد در بررسی انجام شده در این مقاله بتواند به منظور تطبیق هر چه بیشتر مشاهدات و تئوری بسیار کار آمد باشد و قدمی رو به جلو برای درک هر چه عمیقتر و بهتر مشاهدات تجربی اخترفیزیکی باشد. در این راستا، در این مقاله، ناپایداری سیستم های پلاسمای غبار آلود لایه ای نیوتنی با تکیه بر اثر چسبندگی و برخورد بین ذرات غبار و خنثی مورد مطالعه قرار گرفته است. برای این منظور، با توجه به اینکه برای الکترون ها و یون ها توزیع های بولتزمنی در نظر گرفته می شود، با استفاده از مدل هیدرودینامیکی تعمیم یافته برای ذرات غبار حالت های تعادلی و رابطه پاشندگی برای مد های فوریه در سیستم های مختل شده خطی با بکارگیری روش تقریب موضعی مورد بررسی قرار گرفته اند. تحقیقات در مورد تأثیرات چسبندگی و برخورد بر روی نرخ رشد ناپایداری مد ها برای سیستم نیوتنی نشان می دهد که حضور اثر چسبندگی عامل اصلی تولید ناپایداری در سیستم است. علاوه بر این، در یک سیستم چسبنده افزایش مقدار ضریب چسبندگی منجر به افزایش قابل توجهی در میزان نرخ رشد ناپایداری در حد هیدرودینامیکی می شود. لازم به ذکر است که وجود ناپایداری در یک سیستم لایه ای غبار آلود چسبان هیدرودینامیکی ناشی از ویژگی ناهمگنی نیروی چسبندگی در سیستم است. در چنین سیستمی سرعت لایه ای تأمین کننده انرژی آزاد مورد نیاز برای ناپایداری سیستم است که این ناپایداری می تواند تحت تأثیر عوامل متفاوتی نظیر برخورد بین ذرات غبار و خنثی قرار گیرد. مطالعات حاضر نشان می دهند که وجود اثر برخوردی خاصیت پایدار کنندگی را در سیستم بازی می کند که با افزایش فرکانس برخورد مقدار نرخ رشد ناپایداری کاهش می یابد. از اینرو می توان بیان کرد که عامل چسبندگی در سیستم پلاسمای غبار آلود لایه ای چسبان نیوتنی در حد هیدرودینامیکی باعث رشد ناپایداری سیستم می شود، این در حالیست که برای چنین سیستمی اثر برخورد به پایداری سیستم کمک می کند. نتایج بدست آمده می توانند اهمیت بسیار بالایی در تطبیق مشاهدات تجربی و بررسی های تئوری و همچنین در پیش بینی بسیاری از پدیده های اخترفیزیکی علی الخصوص در زمینه ی بزرگی میدان های مغناطیسی اخترفیزیکی و تابش های فضایی داشته باشد.

مراجع

- [1] Usenov Y. A., Ramazanov T. S., Dzhuma gulova K. N., and Dosbolayen M. K., 2014, EPL, 105, 15002
- [2] Whipple E. C., Northrop T. G., and Mendis D. A., 1985, J. Geophys. Res., [Oceans] 90, 7405
- [3] Whipple E. C., 1981, Rep. Prog. Phys., 24, 1197
- [4] Mendis D. A., and Rosenberg M., 1994, Rev. Astron. Astrophys., 32, 419
- [5] Angelis U. de, 1992, Phys. Scr., 45, 465
- [6] Goertz C. K., 1989, Rev. Geophys., 27, 271
- [7] Horanyi M., Houppis H. L. F., and Mendis D. A., 1988, Astrophys. Space Sci., 144, 215
- [8] Tsytoich V. N., Morfill G. E., Bingham R., and Angelis U. de, 1990, Comments Plasma Phys. Control. Fusion, 13, 153

- [9] Thomas H., Morfill G. E., Demmel V., Goree J., Feuerbacher B., and Mohlmann D., 1994, Phys. Rev. Lett., 73, 652
- [10] Rosenberg M., Kalman G., 1997, Physical Review E, 56, 7166
- [11] Gruzinov A., 2008, arXiv preprint arXiv: 0803.1182 magnetic fields, cosmic rays, and emission from first principles?
- [12] Pesceli H. L., Rasmussen J. J., and Thomsen K., 1984, Phys. Rev. Lett., 52, 2148
- [13] Ikezi H., 1986, Phys. Fluids, 29, 1764
- [14] Jana S., Banerjee D., and Chakrabarti N., 2015, Physics of Plasmas, 22, 083704
- [15] Nunomura S., Misawa T., Ohno N., and Takamura S., 1999, Phys. Rev. Lett., 83, 1970
- [16] Mishra A., Kaw P. K., Sen A., 2000, Physics of Plasmas, 7, 3188
- [17] Frenkel Y., Kinetic Theory of Liquids (Clarendon, Oxford), 1946
- [18] Shukla P. K., Mamun A. A., 2001, IEEE Transaction on plasma Science., 29, 221
- [19] Kaw P. K., 2001, Phys. Plasmas, 8, 1870
- [20] El-Awady EI, Djebli M., 2012, Astrophys Space Sci., 342, 105
- [21] Banerjee D., Janaki M. S., Chakrabarti N., and Chaudhuri M., 2010, New J. Phys., 12, 123031
- [22] Jana S., Banerjee D., and Chakrabarti N., 2015, Physics of Plasma, 22, 083704
- [23] Feng Y., Goree J., and Liu B., 2012, Physical Review E, 85(6), 066402

Archive of SID