انتشار امواج رانشی الکتروستاتیک در مغناطوپلاسمای کوآنتومی نایکنواخت و غیر ایده‌آل

احمد مهرآمیز*، بابک محمدحسینی، الهام شعبان سلیمانی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بین المللی امام خمینی (ره)، قزوین، ایران

دریافت: ۱۳۹۶/۰۱/۱۰ بازنگری کلی: ۱۳۹۶/۱۰/۱۴ پذیرش: ۱۳۹۶/۱۱/۰۷

چکیده

در این پژوهش، انتشار امواج رانشی الکتروستاتیک در یک پلاسمای ناهمگن و کوآنتومی بررسی شده و با در نظر گرفتن مقاومت ویژه و جنبه‌های کوآنتومی برای محیط، رابطهٔ پاشندگی امواج به‌گونه‌ای تحلیلی به‌دست آورده می‌شود. نشان داده می‌شود که آثار کوآنتومی، پاشندگی مدهای رانشی را تحت تأثیر قرار می‌دهند و دو موج رانشی دیامغناطیسی الکترون و یون صوتی، با تصحیحات کوآنتومی نمایان می‌شوند. نتایج به‌دست آمده گویای اینست که سرعت این دو موج، بزرگتر از مقدار به‌دست آمده تحت شرایط کلاسیکی است. علاوه بر این، تحلیل نموداری گویای اینست که شاخه الکترونی موج رانشی در حالت کلاسیکی تقریباً نوسانی است ولی شاخهٔ یونی آن منتشر می‌شود. همچنین، بررسی‌های انجام شده نشان می‌دهد که مقاومت ویژه در پلاسمای کوآنتومی، باعث ناپایداری موج رانشی الکترونی می‌شود، در حالی‌که شاخه یونی این امواج میرا است. از سوی دیگر، در غیاب آثار کوآنتومی و در شرایط حدی که مقاومت ویژهٔ پلاسما به صفر میل می‌کند، دو موج یون صوتی و رانشی الکترونی پایدار ایجاد می‌شوند.

کلیدواژگان: امواج رانشی، پلاسمای ناهمگن، پلاسمای کوآنتومی

مقدمه

در طبیعت، اغلب پلاسماها ناهمگن هستند و این ناهمگنی، موجب حرکت رانشی و امواج رانشی وابسته به آن می‌شود. به بیان دیگر، در یک پلاسمای مغناطیده، ناهمگنی می‌تواند به‌صورت گرادیان دما، چگالی و یا هر دو وجود داشته باشد و ذرات تشکیل دهندهٔ محیط، سوقی وابسته به آن گرادیان‌ها پیدا کنند. درچنین حالتی، نوسانات و امواجی برانگیخته شده و با سرعت فازی هم مرتبه با سرعت‌های رانشی در عرض میدان مغناطیسی پلاسما پدیدار می‌گردند. انتشار چنین امواجی در بسیاری از محیط‌های پلاسما، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار بوده و در رژیم کلاسیکی بررسی و بحث شده‌اند [۱و۲].

از سوی دیگر، در سال‌های اخیر ثابت شده است که جنبه‌های کوآنتومی نیز تأثیر به‌سزایی بر رفتار بسیاری از محیط‌های پلاسمایی دارند [۳]. در واقع هنگامی که طول موج دوبروی ذرات باردار محیط، بزرگتر یا مساوی با فاصلهٔ بین ذره‌ای ($d \propto n^{-3}$) در محیط پلاسما باشند، آثار کوآنتومی مهم می‌شوند. برای درک بسیاری از جنبه‌های تاکنون نادیده انگاشته شده پلاسماهای ابر چگال اختر فیزیکی، همچون ستاره‌های نوترونی، ابرنواخترها [۴و۵] و محیط‌های برهم‌کنش لیزر با پلاسما [۶]، بررسی اثرات کوآنتومی راهگشا بوده است. این تأثیرات در دیگر محیط‌های پلاسمایی مانند پلاسماهای ابر سرد [۷] و ساختارهای فوق ریز الکترونیکی همچون دیودهای تونلی و سیم‌های کوآنتومی [۸] نیز مشاهده شده است.

*نویسنده مسئول: mehramiz@sci.ikiu.ac.ir

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کریتیو کامنز تخصیص ۴.۰ بین‌المللی می‌باشد.

Arhive of SID

www.SID.ir

نمونه‌هایی از پژوهش‌های انجام گرفته درباره تصحیحات کوآنتومی و امواج پلاسما، امواج کوآنتومی رانشی [۹] ، امواج یون صوتی کوآنتومی [۱۰] و میرایی لاندئو کوآنتومی [۱۱] است.

پیامدهای تصحیحات کوآنتومی بر امواج رانشی الکتروستاتیک نیز تاکنون مورد مطالعه قرار گرفته است. در مرجع [۱۲] امواج رانشی در یک پلاسمای ایده آل و فاقد آثار اتلافی و با در نظر گرفتن الکترون‌ها به‌صورت گاز فرمی کم دما مورد مطالعه قرار گرفته است. در پژوهش فوق، تأثیر جنبه‌های کوآنتومی، میدان مغناطیسی و ناهمگنی فضایی بر رابطهٔ پاشندگی این امواج خاطر نشان شده و با حالت کلاسیک مقایسه گردیده است.

در سیستم‌های پلاسمایی علاوه بر تأثیرات کوآنتومی، آثار اتلافی نیز می‌توانند بر رفتار پلاسما و امواج پلاسمایی مؤثر باشند. این در حالی است که در بیشتر پژوهش‌های صورت گرفته تاکنون از مدل‌های آرمانی استفاده شده است. در نظر گرفتن حالت‌های غیر ایده‌آل و لحاظ کردن ویژگی‌های اتلافی می‌تواند به درک واقعی‌تری از رفتارها و مدهای موجی پلاسما کمک نماید.

در پژوهش حاضر، تأثیر جنبه‌های کوآنتومی و مقاومتی (مقاومت ویژه پلاسما) را بر رفتار و پاشندگی امواج رانشی الکتروستاتیک در یک پلاسمای ناهمگن مورد مطالعه قرار می‌دهیم. بدین منظور، از معادلات سیال کوآنتومی (معادلات مدل هیدرودینامیک و اصلاح شده با تصحیحات کوآنتومی) استفاده می‌شود.

معادلات و مدل فیزیکی

در مدل حاضر، یک پلاسمای نایکنواخت را برای مطالعه امواج رانشی با در نظر گرفتن اثرات کوآنتومی به‌صورت یک تک سیال ترکیبی و متشکل از الکترون‌ها و یون‌های تک بار یونیده و در معرض میدان مغناطیسی خارجی در نظر می‌گیریم. فرض می‌شود چگالی ذرات پلاسما $n_o(x)$، در راستای محور x دارای پروفایلی ناهمگن باشد. علاوه براین، پلاسما دارای مقاومت ویژه η است. برای توصیف پلاسمای مورد نظر، مجموعه‌ای از معادلات فیزیکی شامل قانون اهم تعمیم یافته، معادله‌های اویلر و پیوستگی در نظر گرفته می‌شوند. قانون تعمیم یافتهٔ اهم، یکی از معادلات مناسبی است که جنبه‌های کوآنتومی و مقاومتی محیط را به شکل زیر در بر دارد [۱۳و۱۴]:

۱

$$\vec{E}+\vec{u}\times\vec{B}-\frac{m_i}{\rho_m e}\vec{J}\times\vec{B}-\frac{\hbar^2}{2em_e}\vec{\nabla}\frac{\nabla^2\sqrt{\rho_m}}{\sqrt{\rho_m}}=\eta\vec{J}$$
$$-\frac{m_i}{\rho_m e}\vec{\nabla}p_e$$

که در آن، کمیت‌های $\vec{E}$ ، $\vec{u}$ ، $\vec{B}$ ، m_i ، $\vec{J}$ ، m_e و p_e به‌ترتیب نشان دهندهٔ میدان الکتریکی، سرعت سیال، میدان مغناطیسی در راستای z، جرم یون، چگالی جریان، جرم الکترون و فشار الکترون هستند.

با توجه به استفاده از مدل هیدرودینامیکی تک سیال، چگالی جرمی کل در حالت شبه خنثایی (که n_i برابر n_e است)، به‌شکل زیر قابل نوشتن است:

$$\rho_m = n_e\left(m_e+m_i\right) \qquad ۲$$

برای رسیدن به رابطهٔ پاشندگی امواج رانشی لازم است معادلهٔ اویلر اصلاح شده که به‌شکل زیر است نیز مورد استفاده قرار گیرد:

۳

$$\rho_m\left(\frac{\partial\vec{u}}{\partial t}+\left(\vec{u}.\vec{\nabla}\right)\vec{u}\right)=-\vec{\nabla}p_e+\vec{J}\times\vec{B}+\frac{\hbar^2}{2m_e m_i}\vec{\nabla}\frac{\nabla^2\sqrt{\rho_m}}{\sqrt{\rho_m}}$$

با استفاده از خطی سازی جملات رابطهٔ ۳، مؤلفه‌های x و y اختلالی مرتبهٔ اول معادله حرکت به‌ترتیب، به‌شکل زیر به‌دست می‌آیند:

٤

$$-i\omega\rho_o u_x=-\frac{\partial p_1}{\partial x}+J_{y1}B_{zo}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\hbar^2k^2}{4m_e m_i}\frac{\rho_1}{\rho_o}\right)$$

و

Arhive of SID

www.SID.ir

$$-i\omega\rho_o u_y = -ik_y p_1 - J_{x1}B_{zo} - ik_y\left(\frac{\hbar^2k^2}{4m_e m_i}\frac{\rho_1}{\rho_o}\right)$$

۵

با گرفتن مشتق نسبت به x از معادلهٔ۵ و ترکیب عبارت حاصل با رابطهٔ٤ به معادلهٔ زیر می‌رسیم:

٦

$$-i\omega\rho_o u_x = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\omega\rho_o u_y}{k_y}\right) - iB_{zo}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{J_{x1}}{k_y}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\hbar^2k^2}{4m_e m_i}\frac{\rho_1}{\rho_o}\right) + J_{y1}B_{zo} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\hbar^2k^2}{4m_e m_i}\frac{\rho_1}{\rho_o}\right)$$

در ادامه، معادلهٔ پیوستگی بار به شکل زیر را یادآوری می‌کنیم:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{V}.\vec{J} = o$$

۷

با استفاده از معادلهٔ ۷ و اندکی عملیات، رابطهٔ ٦ به‌شکل زیر تبدیل می‌شود:

$$-i\omega\left(\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho_o u_y\right) - ik_y\rho_o u_x\right) = ik_z B_{zo}J_z$$

۸

با در نظر گرفتن شرط تراکم ناپذیری $\vec{V}.\vec{u}_\perp = o$، جملهٔ $\frac{\partial}{\partial x}u_y$ در معادلهٔ ۸، شکل زیر را به‌خود می‌گیرد:

$$\frac{\partial}{\partial x}u_y = \frac{i}{k_y}\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}$$

۹

بنابراین، با استفاده از عبارت۹ و جای‌گذاری آن در رابطهٔ۸ و با توجه به اینکه $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$، همچنین با فرض ناهمگنی فضایی کوچک (و کاربرد تقریب WKB) [۱۲]، $\frac{\partial^2}{\partial x^2} = \left(ik_x\right)^2$ است. در نهایت مؤلفه z چگالی جریان، برابر می‌شود با:

$$J_z = \frac{i\omega k_\perp^2\rho_o u_x}{k_y k_z B_{zo}}$$

۱۰

از طرف دیگر، مؤلفهٔ موازی میدان رابطهٔ۱ را به‌صورت زیر داریم:

$$E_z = \eta J_z - ik_z\frac{\hbar^2k^2}{4em_e\rho_{mo}}\rho_{m1} - ik_z\frac{m_i}{\rho_m e}p_{e1}$$

۱۱

با استفاده از $E_z = -\vec{\nabla}\varphi$ و $u_x = \frac{E_y}{B_{zo}} = \frac{-ik_y\varphi}{B_{zo}}$، مؤلفه موازی میدان الکتریکی برحسب مؤلفهٔ x سرعت به‌دست می‌آید:

$$E_z = -ik_z\varphi = \frac{k_z u_x B_{zo}}{k_y}$$

۱۲

با ترکیب روابط ۱۱ و ۱۲، شکل کوآنتومی قانون اهم در مسأله حاضر برابر می‌شود با:

$$\frac{k_z u_x B_{zo}}{k_y} = \eta J_z - ik_z\frac{\hbar^2k^2}{4em_e\rho_{mo}}\rho_{m1} - ik_z\frac{m_i}{\rho_m e}p_{e1}$$

۱۳

با توجه به جرم بسیار زیاد یون‌ها ($m_e \ll m_i$)، رابطهٔ۲ شکل ساده‌تر زیر را به‌خود می‌گیرد:

$$\frac{\rho_m}{m_i} = n_e\left(1 + \frac{m_e}{m_i}\right) \simeq n_e$$

۱٤

اکنون با به‌کار بردن رابطهٔ۱٤، معادلهٔ۱۳ ساده‌تر شده و در نهایت با توجه به تعریف فشار گرمایی الکترونی $p_{e1} = K_B T_{eo} n_{e1}$ و $K_B \approx 1$، بدین شکل ظاهر می‌شود:

$$k_z u_x B_{zo} = k_y\left(\eta J_z - \frac{ik_z n_{e1}}{n_e e}\left[\frac{\hbar^2k^2}{4m_e} + T_{eo}\right]\right)$$

۱۵

در ادامه، عبارتی برای چگالی اختلالی الکترون (n_{e1}) به‌دست می‌آوریم. بدین منظور، شکل اختلالی مؤلفهٔ موازی معادلهٔ حرکت به‌شکل زیرنوشته می‌شود:

$$-i\omega u_z = -ik_z\frac{\hbar^2k^2 n_{e1}}{4m_i m_e n_{eo}} - \frac{ik_z p_{e1}}{\rho_m}$$

۱٦

همچنین، از شکل خطی شده معادلهٔ پیوستگی بارداریم:

$$-i\omega n_{e1} + u_x\frac{dn_{eo}}{dx} + ik_z n_{eo}u_z = o$$

۱۷

Arhive of SID

www.SID.ir

اکنون با ترکیب معادلات۱۶ و ۱۷، معادلهٔ زیر به‌دست خواهد آمد:

$$-i\omega n_{e1}+u_x\frac{dn_{eo}}{dx}+i\left(k_z n_{eo}\right)\times\left(k_z\frac{\hbar^2k^2n_{e1}}{4m_im_e\omega n_{eo}}+\frac{k_zp_{e1}}{\omega\rho_m}\right)=o \qquad ۱۸$$

با توجه به تعریف فشار گرمایی الکترون و فاکتورگیری از جملهٔ مشترک $-i\omega n_{e1}$، رابطهٔ۱۸ تبدیل می‌شود به:

$$-i\omega n_{e1}\left(1-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_im_e\omega^2}-\frac{k_z^2T_{eo}n_{eo}}{\omega^2\rho_m}\right)=-u_x\frac{dn_{eo}}{dx} \qquad ۱۹$$

بنابراین، $n_{e1}=-i\frac{u_x}{\omega}\frac{dn_{eo}}{dx}\left[\frac{1}{\left(1-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_im_e\omega^2}-\frac{k_z^2T_{eo}n_{eo}}{\omega^2\rho_m}\right)}\right]$

چگالی اختلالی الکترون به‌شکل زیر به‌دست می‌آید:

$$\frac{k_zu_xB_{zo}}{k_y}=\eta J_z-\frac{ik_z}{n_ee}\times\left[\frac{-i\frac{u_x}{\omega}\frac{dn_{eo}}{dx}}{\left(1-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_im_e\omega^2}-\frac{k_z^2T_{eo}n_{eo}}{\omega^2\rho_m}\right)}\right]\times\left[\frac{\hbar^2k^2}{4m_e}+T_{eo}\right] \qquad ۲۰$$

با جای‌گذاری معادلهٔ ۲۰ در رابطهٔ۱۵ خواهیم داشت:

$$k_zu_xB_{zo}\left(1-\left[\frac{-\left(k_y\frac{T_{eo}}{n_eeB_{zo}}\frac{dn_{eo}}{dx}+\frac{\hbar^2k^2k_y}{4n_eem_eB_{zo}}\frac{dn_{eo}}{dx}\right)}{\left(\omega-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_im_e\omega}-\frac{k_z^2T_{eo}n_{eo}}{\omega\rho_m}\right)}\right]\right)=k_y\eta J_z \qquad ۲۱$$

رابطهٔ اخیر را به‌شکل زیر نیز می‌توان بازنویسی نمود:

$$k_zu_xB_{zo}\left(1-\left[\frac{k_yv_{de}+\frac{\hbar^2k^2k_yv_{de}}{4m_eT_{eo}}}{\left(\omega-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_im_e\omega}-\frac{k_z^2T_{eo}n_{eo}}{\omega\rho_m}\right)}\right]\right)=k_y\eta J_z \qquad ۲۲$$

با توجه به تعریف سرعت رانشی $v_{de}=-\frac{T_{eo}}{en_{eo}B_{zo}}\frac{dn_{eo}}{dx}$ [۲] و انجام برخی محاسبات، در نهایت رابطهٔ اخیر تبدیل می‌شود به:

$$k_zu_xB_{zo}\left(1-\left[\frac{k_yv_{de}+\frac{\hbar^2k^2k_yv_{de}}{4m_eT_{eo}}}{\left(\omega-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_im_e\omega}-\frac{k_z^2T_{eo}n_{eo}}{\omega\rho_m}\right)}\right]\right)=k_y\eta J_z \qquad ۲۳$$

در گام بعدی، از ترکیب روابط ۱۰ و ۲۳ عبارت زیر به‌دست می‌آید:

$$k_zu_xB_{zo}\left(1-\left[\frac{k_yv_{de}+\frac{\hbar^2k^2k_yv_{de}}{4m_eT_{eo}}}{\left(\omega-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_im_e\omega}-\frac{k_z^2T_{eo}n_{eo}}{\omega\rho_m}\right)}\right]\right)=k_y\eta\left(\frac{i\omega k_\perp^2\rho_ou_x}{k_yk_zB_{zo}}\right)\left(1-\left[\frac{k_yv_{de}+\frac{\hbar^2k^2k_yv_{de}}{4m_eT_{eo}}}{\left(\omega-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_im_e\omega}-\frac{k_z^2T_{eo}n_{eo}}{\omega\rho_m}\right)}\right]\right)=\frac{i\eta\omega k_\perp^2}{\mu_ok_z^2v_A^2} \qquad ۲۴$$

معادلهٔ بالا با توجه به تعریف سرعت آلفون ($v_A=\frac{B_{zo}}{\sqrt{\mu_o\rho}}$) و حذف کمیت‌های مشابه، به‌صورت زیر قابل بازنویسی است:

$$\omega-\frac{k_z^2n_{eo}T_{eo}}{\rho_m\omega}-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_em_i\omega}-k_yv_{de}-\frac{\hbar^2k^2k_yv_{de}}{4m_eT_{eo}}=i\eta\frac{k_\perp^2\omega}{\mu_ok_z^2v_A^2}\frac{1}{\omega}\left(\omega^2-\frac{k_z^2n_{eo}T_{eo}}{\rho_m}-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_em_i}\right) \qquad ۲۵$$

بنابراین، رابطهٔ پاشندگی موج رانشی (معادلهٔ۲۵) برابر می‌شود با:

در نهایت پس از ساده‌سازی مختصر و با توجه به تعریف سرعت یون صوتی ($C_s=\sqrt{\frac{T_{eo}}{m_i}}$)، رابطهٔ

$$\omega^2-\frac{k_z^2n_{eo}T_{eo}}{\rho_m}-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_em_i}-\omega k_yv_{de}-\frac{\hbar^2k^2k_yv_{de}}{4m_eT_{eo}}=i\eta\frac{k_\perp^2}{\mu_ok_z^2v_A^2}\left(\omega^2-\frac{k_z^2n_{eo}T_{eo}}{\rho_m}-\frac{\hbar^2k^2k_z^2}{4m_em_i}\right) \qquad ۲۶$$

Archive of SID

www.SID.ir

پاشندگی موج رانشی با احتساب جنبه‌های کوآنتومی و مقاومتی، بدین صورت قابل نوشتن است:

$$\omega-\frac{k_z^2C_s^2}{\omega}\left(1+\frac{\hbar^2k^2}{4m_eT_{eo}}\right)-k_yv_{de}\left(1+\frac{\hbar^2k^2}{4m_eT_{eo}}\right)$$
$$=i\eta\frac{k_\perp^2}{\mu_ok_z^2v_A^2}\left(\omega^2-k_z^2C_s^2\left[1+\frac{\hbar^2k^2}{4m_eT_{eo}}\right]\right)$$

۲۷

در رابطهٔ اخیر، می‌توان دو سرعت جدید یون صوتی و رانش دیامغناطیسی الکترون را بدین شکل تعریف نمود:

$$v_{qde}=v_{de}+\frac{\hbar^2k^2v_{de}}{4m_eT_{eo}}\quad C_{qs}^2=C_s^2+\frac{\hbar^2k^2C_s^2}{4m_eT_{eo}}$$

۲۸

از ترکیب روابط ۲۷ و ۲۸، معادلهٔ زیر برای پاشندگی موج رانشی در پلاسما حاصل می‌گردد:

$$\omega-\frac{k_z^2C_{qs}^2}{\omega}-k_yv_{qde}=i\eta\frac{k_\perp^2}{\mu_ok_z^2v_A^2}\left(\omega^2-k_z^2C_{qs}^2\right)$$

۲۹

این معادله، شکل تعمیم یافته‌ای از رابطهٔ پاشندگی امواج رانشی را نشان می‌دهد.

بحث و بررسی

نتیجهٔ به‌دست آمده در بخش قبل (معادلهٔ۲۹)، طیف وسیعی از مدهای موجی الکتروستاتیک پایدار، میرا، ناپایدار و غیره را در بر می‌گیرد. در ادامه به بررسی حالت‌های مختلف امواج منتشر شونده در پلاسمای مورد نظر پرداخته می‌شود.

حالت اول) پلاسمای کوآنتومی ایده‌آل

اگر جنبه‌های مقاومتی برای محیط نادیده گرفته شوند یعنی ($\eta\to o$)، معادلهٔ۲۹، برابر می‌شود با:

$$\omega-\frac{k_z^2C_{qs}^2}{\omega}-k_yv_{qde}=o$$

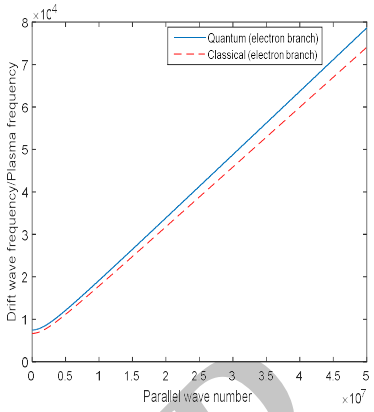
۳۰

در پلاسمای یکنواخت که $v_{de}=o$ است، رابطهٔ اخیر به $\omega^2=k_z^2C_{qs}^2$ تبدیل می‌شود که موج یون صوتی با احتساب اثر کوآنتومی است. همچنین در حالت حدی به‌صورت $k_zC_{qs}\ll k_yv_{qde}$، موج رانشی الکترونی با فرکانس $\omega\approx k_yv_{qde}$ خواهیم داشت. بنابراین رابطهٔ۲۹، معادله‌ای درجهٔ دو از ω است که برای مقادیر مختلف k_y و k_z دو شاخه از موج رانشی را در بر می‌گیرد. شاخهٔ اول آن، شاخهٔ الکترونی موج رانشی نامیده می‌شود (شکل۱) و دیگری، شاخهٔ یونی موج رانشی نام دارد (شکل۲). هر دو شاخهٔ اثرات کوآنتومی را نیز همراه دارند.

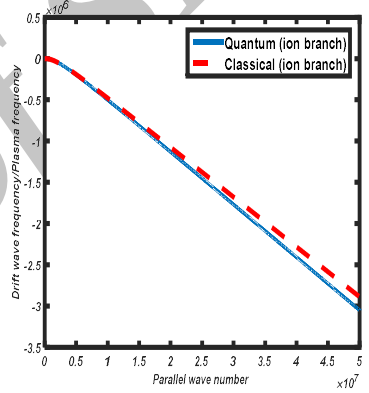
از سوی دیگر، با در نظر گرفتن عدد موج موازی به‌عنوان پارامتر متغیر و رسم نمودار فرکانس برحسب عدد موج عمودی (در هر دو حالت کلاسیکی و کوآنتومی) به دو شاخه از امواج رانشی (شاخهٔ الکترونی (شکل۳) و شاخهٔ یونی (شکل٤) دست پیدا می‌کنیم. تحت چنین شرایطی، در شاخهٔ الکترونی موج رانشی در حالت کلاسیک فرکانس تقریباً تابع ثابتی از عدد موج عمودی است (شکل۳) و تنها در راستای x و y تقریباً نوسان داریم. در عوض برای حالت کوآنتومی باتوجه به شکل۳ انتشار وجود دارد و با افزایش عدد موج عمودی، فرکانس موج نیز افزایش می‌یابد و در حد عدد موج‌های عمودی کوتاه نمودار در حالت کوآنتومی با نتیجهٔ کلاسیکی‌اش مطابقت دارد. برای شاخهٔ یونی موج رانشی (شکل٤) در حالت کلاسیک پدیدهٔ جذب اتفاق می‌افتد. برای عدد موج‌های بسیار بلند (محدودهٔ طول موج‌های کوتاه) تصحیحات کوآنتومی این جذب را تقویت می‌نماید و در حد طول‌موج‌های بلند، تطابق خوبی بین محاسبات کلاسیکی و کوآنتومی به چشم می‌خورد.

Arhive of SID

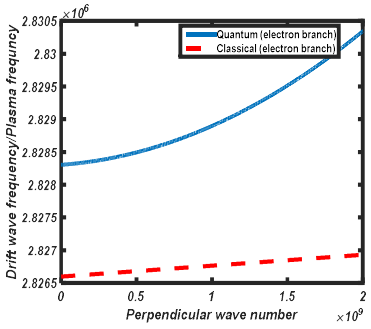
www.SID.ir



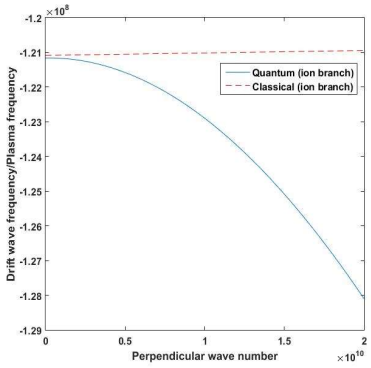
شکل۱. فرکانس شاخهٔ الکترونی موج رانشی برحسب عدد موج موازی، عدد موج عمودی برابر با $k_{perpen}=۲\times۱۰^{۱۰}m^{-۱}$ (حالت‌های کلاسیکی و کوآنتومی).



شکل۲. فرکانس شاخهٔ یونی موج رانشی برحسب عدد موج موازی، عدد موج عمودی برابر با $k_{perpen}=۲\times۱۰^{۱۰}m^{-۱}$ (حالت‌های کلاسیکی و کوآنتومی).



شکل۳. فرکانس شاخهٔ الکترونی موج رانشی برحسب عدد موج عمودی، عدد موج موازی برابر با $k_{para}=۲\times۱۰^{۹}m^{-۱}$ (حالت‌های کلاسیکی و کوآنتومی).



شکل۴. فرکانس شاخهٔ یونی موج رانشی برحسب عدد موج عمودی، عدد موج موازی برابر با $k_{para}=۲\times۱۰^{۹}m^{-۱}$ حالت‌های کلاسیکی و کوآنتومی).

حالت دوم) پلاسمای غیر ایده‌آل و کوآنتومی

بنابر رابطهٔ ۲۹، با در نظر گرفتن جنبه‌های کوآنتومی و حضور مقاومت ویژه، فرکانس موج می‌تواند شکل مختلطی به‌خود بگیرد، (یعنی $\omega\to\omega_r+i\gamma$)، که در آن ($\gamma$) معرف نرخ رشد است. با اندکی عملیات می‌توان نشان داد این کمیت به‌صورت زیر بیان می‌گردد:

$$\gamma=\frac{\eta k_{\perp}^{2}}{\mu_o}\frac{\omega^{2}\left(\omega^{2}-k_z^{2}C_{qs}^{2}\right)}{k_z^{2}v_A^{2}\left(\omega^{2}+k_z^{2}C_{qs}^{2}\right)} \qquad ۳۱$$

معادلهٔ۳۱، نشان می‌دهد که موج رانشی در حالت $|\omega|>|k_zC_{qs}|$، ناپایدار است.

اکنون برای تحلیل رابطهٔ پاشندگی موج رانشی تعمیم یافته، به بررسی نموداری آن با توجه به (شکل‌های ۱و۲) می‌پردازیم. با توجه به‌شکل۱، شاخهٔ موج الکترونی شاخه‌ای است که در آن $|\omega|>|k_zC_{qs}|$ و موج همیشه ناپایدار است (γ مثبت) و شاخهٔ یونی شکل۲، که برای آن $|\omega|<|k_zC_{qs}|$ است، نشانگر میرایی موج خواهد بود (γ منفی).

Arhive of SID

www.SID.ir

حالت سوم)پلاسمای غیر کوآنتومی وایده‌آل

با توجه به تعاریف موجود در رابطهٔ۲۸، اگر اثرات کوآنتومی و مقاومت ویژه هر دو نادیده گرفته شوند، رابطهٔ۲۹، به‌شکل زیر تبدیل می‌شود:

$$\omega-\frac{k_z^2C_s^2}{\omega}-k_y v_{de}=o \qquad ۳۲$$

این رابطه، پاشندگی امواج رانشی در یک محیط پلاسمای کلاسیک و ایده‌آل را نشان خواهد داد [۲]. با حل معادلهٔ۳۷، دو رابطهٔ پاشندگی به‌شکل زیر پدید می‌آید:

$$\omega=k_z C_s, \qquad ۳۳$$

$$\omega=k_y v_{de} \qquad ۳٤$$

این دو رابطه به‌ترتیب بیانگر موج یون صوتی و موج رانشی الکترونی پایدار است.

نتیجه‌گیری

در این مطالعه، با در نظر گرفتن مجموعه‌ای از معادلات سیال کوآنتومی برای یک سیستم پلاسمای نایکنواخت، رابطهٔ پاشندگی امواج رانشی الکتروستاتیک در حضور اثرات مقاومتی و کوآنتومی به‌دست آورده شد. نتیجه به‌دست آمده نشان داد که پاشندگی موج به‌شدت تحت تأثیر آثار مقاومتی و کوآنتومی قرار می‌گیرد. در این حالت، فرکانس موج رانشی مختلط شده و یک قسمت موهومی پیدا می‌کند. شاخهٔ الکترونی این موج همیشه ناپایدار (γمثبت) و شاخهٔ یونی آن میرا (γمنفی) است. ظهور سرعت رانشی دیامغناطیسی و سرعت یون صوتی جدیدی (که از مقادیر قبلی آن‌ها در حالت کلاسیکی بزرگتر است)، به‌دلیل لحاظ کردن جنبه‌های کوآنتومی برای حامل‌های جریان محیط است. در چنین وضعیتی (اعمال تأثیرات کوآنتومی) مقدار فرکانس در امواج مذکور افزایش یافته است.

بررسی حالت‌های ویژه نشان دادند که در صورت چشم پوشی از مقاومت ویژهٔ محیط، دو شاخه از امواج رانشی کوآنتومی پدیدار می‌شوند، یکی شاخهٔ الکترونی موج رانشی و دیگری شاخهٔ یونی، که هر دو پایدارند. همچنین، شاخهٔ الکترونی موج رانشی در حالت کلاسیکی، تحت شرایطی که فرکانس موج برحسب عدد موج عمودی ارزیابی می‌شود تقریباً نوسانی است. در مقابل برای حالت کوآنتومی شاخهٔ مذکور، موج رانشی انتشار می‌یابد. از سوی دیگر، شاخهٔ یونی این موج، تحت چنین موقعیتی در حالت کلاسیکی جذب محیط می‌شود و به‌علاوه تصحیحات کوآنتومی برای این شاخه، میزان جذب را افزایش می‌دهد. در حد طول موج‌های بلند، هر دو حد کلاسیکی و کوآنتومی برای شاخه‌های الکترونی و یونی، تطابق خوبی باهم دارند. در حالت حدی آخر، که از هر دو اثر کوآنتومی و مقاومتی چشم پوشی گردید، معادله‌های پاشندگی تعمیم یافته امواج رانشی و یون صوتی به حالت کلاسیکی خود تبدیل می‌شوند و وجود دو نوع موج یون صوتی و رانشی پایدار را نشان می‌دهند. نتایج این تحقیق در محیط‌های پلاسمایی ابر چگال همچون کوتوله‌های سفید و ستاره‌های نوترونی قابل طرح و کاربرد هستند.

مراجع

[1] W. Horton, Nonlinear drift waves and transport in magnetized plasmas, *Physics Reports* **192** (1990) 1-177.

[2] N.A. Krall, A.W. Trivelpiece, *Principles of plasma physics*, Mc Graw-Hill Company, (1973).

[۳]م. شاه منصوری، تأثیر پتانسیل تبادلی بر امواج الکتروستاتیکی در پلاسمای نیم‌رسانای کوآنتومی، *مجلهٔ پژوهش سیستم‌های بس‌ذره‌ای* ۷ (۱۳۹٦)، ۱۰۳ـ۹۵.

Arhive of SID

www.SID.ir

[3] M. Shahmansouri, Effect of exchange potential on the electrostatic waves in quantum semiconductor plasmas, *Journal of Research on Many-body Systems* **7** (2017) 95-103.

[4] G. Chabrier, F. Douchin, A.Y. Potekhin, Dense astrophysical plasmas, *Journal* of *Physics: Condensed Matter* **14** (2002) 9133-9139.

[5] Y.D. Jung, Quantum-mechanical effects on electron–electron scattering in dense high- temperature plasmas, *Physics of Plasmas* **8** (2001) 3842-3844.

[6] D. Kremp, Th. Bornath, M. Bonitz and M. Schlanges, Quantum kinetic theory of plasmas in strong laser fields, *Physical Reveiw E* **60** (1994) 4725-4732.

[7] Li. Wenhui, P.J. Tanner, T.F. Gallagher, Dipole-Dipole Excitation and Ionization in an Ultracold Gas of Rydberg Atoms, *Physical Review Letters* **94** (2005) 173001-173005.

[8] H. G.Craighead, Nanoelectromechanical Systems, *Science* **290** (2000) 1532-1535.

[9] B. Shokri and A.A. Rukhadze, Quantum drift waves, *Physics of Plasmas* **6** (1999) 4467-4472.

[10] F. Haas, L.G. Garcia, J. Goedert, G. Manfredi, Quantum ion-acousti waves, *Physics of Plasmas* **10** (2003) 3858-3867.

[11] N. Suh, M.R. Feix, P. Bertrand, Numerical simulation of the quantum Liouville-Poisson system, *Journal of Computational. Physics* **94** (1991)403-418.

[12] Z. Wu, H. Ren, J. Cao, P.K. Chu, Electrostatic drift waves in Nonuniform quantum magnetized plasmas, *Physics of Plasmas* **15** (2008) 082103-1-6.

[13] F. Hass, A magnetohydrodynamic model for quantum plasmas, *Physics of Plasmas* **12** (2005) 062117-1-9.

[14] J.A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics*(3th Ed), Springer-Ver1ag New York (2004).

Arhive of SID

www.SID.ir

Propagation of Electrostatic Drift Waves in Nonuniform and Nonideal Quantum Magnetoplasma

Ahmad Mehramiz*, Babak Mohammadhosseini, Elham Shaban Soleimani

Department of Physics, Faculty of Science, Imam Khomeini International University, Qazvin. Iran

Received: 30.03.2017 Final revised: 04.01.2018 Accepted: 27.01.2018

Abstract

In this study, the propagation of the electrostatic drift waves is investigated in a non-uniform quantum plasma medium. The analytical expression for dispersion relation of the waves is derived by taking into account the resistivity and quantum aspects of the medium. It has been shown that the quantum effects, alter the dispersion relation of the drift modes. The result is the appearance of modified electron diamagnetic drift waves as well as ion acoustic waves. Furthermore, the velocities of these waves are greater than their classical case. The graphical analysis also revealed that the quantum corrections cause electron branch of the drift waves to become propagative. In the presence of resistivity, the electron drift wave is always unstable, whereas the ion branch of the drift wave becomes damped. On the other hand, in the absence of quantum aspects and given zero resistivity, the two generated ion acoustic and electron drift waves are completely stable.

Keywords: Drift waves, Inhomogeneous plasma, Quantum plasma

Arhive of SID

* Corresponding Author: mehramiz@sci.ikiu.ac.ir

www.SID.ir