

تأثیر نیروهای کوآنتومی بر امواج الکترومغناطیس یونی در یک پلاسمای کوآنتومی اسپینی

حسین لطفی گوگرچین، احمد مهرآمیز*

گروه فیزیک، دانشگاه بین‌المللی امام خمینی (ره)، قزوین، ایران

تاریخ دریافت: 1396/05/09 ویرایش نهایی: 1396/10/22 پذیرش: 1396/11/07

چکیده

در کار حاضر، رفتار امواج الکترومغناطیس یونی در یک پلاسمای گرم با در نظر گرفتن نیروهای کوآنتومی مربوط به اسپین الکترون و افت و خیز کوآنتومی چگالی همه ذرات پلاسما مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج حاصل نشان می‌دهند که تصحیح ناشی از افت و خیز چگالی یون‌ها و الکترون‌ها، تأثیر به‌سزایی بر پاشندگی امواج دارد و باعث پدیدار شدن جملاتی غیر خطی در رابطه پاشندگی می‌شود. می‌یابیم که اسپین الکترون باعث اصلاح رابطه مربوط به سرعت آلفون شده و بخشی خطی به رابطه پاشندگی می‌افزاید. علاوه بر این، تأثیر اسپین الکترون به‌گونه‌ای ظاهر می‌شود که از سهم دیگر پتانسیل کوآنتومی بر پاشندگی مدهای موجی بکاهد. در پایان، برخی حالت‌های ویژه در رژیم‌های کلاسیکی و کوآنتومی نیز بررسی می‌گردند.

کلیدواژگان: پلاسمای کوآنتومی، اسپین الکترون، امواج الکترومغناطیس یونی، رابطه پاشندگی

مقدمه

از سوی دیگر، مطالعه امواج و ناپایداری‌ها در پلاسماهای کوآنتومی برای درک رفتارهای جمعی در برهم‌کنش‌های شدید لیزر-پلاسما، دستگاه‌های میکروالکترونیک و نانو ساختارهای فلزی اهمیت اساسی دارد. در بسیاری از محیط‌های فیزیکی گفته شده، اثرات کوآنتومی زمانی مهم می‌شوند که طول موج دوبروی ذرات پلاسما (λ_B) قابل مقایسه با فاصله متوسط بین ذرات پلاسما (d) باشد.

در دهه 1960 میلادی نخستین بار بحث‌هایی درباره پلاسمای کوآنتومی توسط پینس [1 و 2]، در رژیم‌هایی فیزیکی با چگالی بالا و دمای پایین مطرح گردید. پس از آن تا حدود چهار دهه توجه کمتری به بحث فوق گردید تا اینکه بیش از یک دهه پیش مجدداً بخش زیادی از پژوهش‌های مرتبط با فیزیک پلاسما به آن اختصاص پیدا کرد. دلیل این توجه ارتباط بحث فوق با پیشرفت‌ها و زمینه‌هایی نوپدید در سیستم‌های فیزیکی مانند وسایل الکترونیکی فوق ریز [3]، دستگاه‌های نیمه رسانا [4-6]، نقطه‌های کوآنتومی [7]، نانو لوله‌های کربنی [8]، میکرو پلاسمها [9]، سیستم‌های اختر فیزیکی چگال [10 و 11] و غیره است.

در بحث امواج پلاسما یکی از رده‌های مهم، امواج الکترومغناطیس یونی هستند. این امواج فرکانس پایین بخشی از ناحیه مغناطوهیدرودینامیک در نمودار براژینسکی را تشکیل می‌دهند [12 و 13]. وجود این امواج در محیط‌های پلاسمایی گوناگون به اثبات رسیده

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

فرضیات و معادلات پایه

فرض می‌شود محیط پلاسما ناهمسانگرد و شامل الکترون‌ها و یون‌هایی باشد که در معرض میدان مغناطیسی خارجی $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{z}$ قرار دارند. با در نظر گرفتن اسپین الکترون‌ها و پتانسیل کوآنتومی برای یون‌ها و الکترون‌ها و همچنین صرف نظر از اسپین یون به دلیل اینرسی بالایی که نسبت به الکترون‌ها دارند به تحلیل رفتار الکترودینامیکی محیط و امواج موجود در آن می‌پردازیم، بدین منظور نخست معادله حرکت مربوط به ذرات پلاسما را یادآوری می‌کنیم:

$$\partial_t \mathbf{v}_\sigma + \mathbf{v}_\sigma \cdot \nabla \mathbf{v}_\sigma = \frac{q_\sigma}{m_\sigma} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_\sigma \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla p_\sigma}{m_\sigma n_\sigma} - \frac{\mathbf{F}_{\sigma Q}}{m_\sigma n_\sigma} \quad 1$$

در این معادله، q_σ معرف بار ذرات، n_σ چگالی ذرات، ∇p_σ نیروی فشار کلاسیکی، \mathbf{v}_σ سرعت ذرات پلاسما و $\sigma (= i, e)$ معرف هر یک از دو گونه ذرات پلاسما (به ترتیب یون و الکترون) است، و $\mathbf{F}_{\sigma Q}$ نیروی کوآنتومی است که با رابطه زیر بیان می‌شود [16]:

$$\mathbf{F}_{\sigma Q} = \frac{\hbar^2}{4m_\sigma} \nabla (\nabla^2 n_{\sigma 1}) + \frac{2n_{e0}\mu_e}{\hbar} \nabla (\mathbf{S} \cdot \mathbf{B}) \quad 2$$

در رابطه اخیر، جمله اول مربوط به پتانسیل کوآنتومی ناشی از افت و خیز چگالی است و جمله دوم نیروی مغناطش اسپین ناشی از برهم کنش اسپین با میدان مغناطیسی خارجی \mathbf{B}_0 است که این رابطه در محیط‌های شدیداً مغناطیسی و چگال اهمیت بالایی دارد. از طرفی، عبارت کوآنتومی ناشی از افت و خیز چگالی در تمام پلاسماهای کوآنتومی چگال و نیمه‌چگال (نیم‌رساناها)، محیط‌های مغناطیسی و غیرمغناطیسی، پلاسماهای سرد و گرم، اهمیت دارد. همچنین در این رابطه \mathbf{s} ، اسپین الکترون به‌عنوان یک کمیت فیزیکی ثابت در نظر گرفته شده است و متغیر

و تحت رژیم‌های مختلف فیزیکی مورد پژوهش قرار گرفته است. پژوهش‌هایی که تا کنون درباره این امواج صورت گرفته، بیشتر در رژیم‌های کلاسیکی و یا نسبییتی انجام شده است. مواردی نیز تأثیر جنبه‌های کوآنتومی بر رفتار این امواج در قالب پاشندگی کوآنتومی ناشی از پتانسیل کوآنتومی بوهم الکترون‌ها بررسی شده است. به‌طور مثال در مرجع [14] برای امواج الکترومغناطیس یونی در یک پلاسما سرد و نسبییتی با استفاده از نظریه جنبشی یک رابطه پاشندگی غیرخطی به‌دست آمده شده است. همچنین در مواردی مثل مرجع [15] به مطالعه امواج خطی در پلاسما کوآنتومی با استفاده از مدل مغناطوایدرویدینامیک کوآنتومی با در نظر گرفتن پتانسیل کوآنتومی بوهم و تبهگنی الکترون‌ها پرداخته شده است. در بسیاری از موارد گفته شده، بخشی از اجزای پلاسما کوآنتومی و بخشی کلاسیکی در نظر گرفته شده‌اند و یا اینکه تأثیر ویژگی اسپین ذرات پلاسما نادیده گرفته شده است. بررسی‌ها نشان می‌دهد مطالعات انجام شده قبلی فاقد موردی است که در آن آثار ناشی از اسپین الکترون و جنبه‌های کوآنتومی تمام اجزا پلاسما هم‌زمان مورد نظر قرار گرفته باشند.

در کار حاضر، با استفاده از معادلات اصلاح شده هیدرویدینامیک کوآنتومی، نخست با لحاظ کردن اسپین الکترون‌ها و همچنین در نظر گرفتن پتانسیل کوآنتومی برای یون‌ها و الکترون‌های تشکیل دهنده پلاسما، به بررسی معادلات فیزیکی حاکم بر محیط پرداخته می‌شود. سپس، در حالتی تعمیم یافته رابطه پاشندگی و انتشار امواج الکترومغناطیس یونی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. در ادامه کار حالت‌های مختلف محیط و چگونگی پاشندگی امواج در آن بررسی می‌گردد. در پایان نیز نتیجه‌گیری پژوهش ارائه می‌شود.

$$\partial_t \mathbf{v}_{i1} = \frac{e}{m_i} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_{i1} \times \mathbf{B}_0) - \frac{\gamma_i k_B T_i \nabla n_{i1}}{n_0 m_i} + \frac{\hbar^2}{4m_i^2 n_0} \nabla (\nabla^2 n_{i1}) \quad 5$$

که در آن، m_i جرم یون، γ_i نسبت گرماهای ویژه، T_i دمای سیال یونی و k_B ثابت بولتزمن است. پتانسیل کوآنتومی یون‌ها در جمله آخر رابطه بالا لحاظ شده است. معادله حرکت مرتبه اول اختلال برای الکترون‌ها را نیز به شکل زیر می‌توان نوشت:

$$\partial_t \mathbf{v}_{e1} = \frac{-e}{m_e} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_{e1} \times \mathbf{B}_0) - \frac{\gamma_e k_B T_e \nabla n_{e1}}{n_0 m_e} + \frac{\hbar^2}{4m_e^2 n_0} \nabla (\nabla^2 n_{e1}) - \frac{2\mu_e}{\hbar m_e} \nabla (\mathbf{s} \cdot \mathbf{B}_1) \quad 6$$

در رابطه اخیر، جنبه‌های کوآنتومی در قالب دو جمله آخر برای الکترون‌ها لحاظ شده است. m_e جرم الکترون، γ_e نسبت گرماهای ویژه و T_e دمای سیال الکترونی است.

رابطه پاشندگی امواج الکترومغناطیس یونی

برای تحلیل پاشندگی سیستم، مرتبه اول کمیت‌های اختلالی متناسب با $\exp[iky - i\omega t]$ را به کار می‌گیریم. فرض می‌شود میدان الکتریکی نوسانی در راستای محور x باشد، بنابراین، با تبدیل فوریه، $(\partial_t \rightarrow -i\omega$ و $\nabla \rightarrow i\mathbf{k}$ برای رابطه 4 خواهیم داشت:

$$(\omega^2 - c^2 k^2) E_x = -\frac{i\omega}{\varepsilon_0} (en_0 (v_{ix} - v_{ex}) + J_{sp}) \quad 7$$

در محاسبات بعدی با جای‌گذاری مؤلفه‌های سرعت یون‌ها و الکترون‌ها از معادلات اصلاح شده اولر و همچنین چگالی جریان مغناطش، نوعی رابطه پاشندگی به دست می‌آوریم. بنابراین، با توجه به معادله پیوستگی 3، چگالی اختلالی برای یون‌ها و الکترون‌ها شکل زیر را به خود می‌گیرد:

دینامیکی نیست. بنابراین، اسپین در معادله حرکت، نقش نیروی مغناطش اسپین را بازی می‌کند (از تمام جملات غیرخطی اسپین صرف می‌شود) و $\mu_e = \frac{e\hbar}{2m_e}$ نشانگر مگنتون بوهر است. با فرض کوچک بودن دامنه نوسانات، می‌توانیم با خطی سازی معادلات حاکم بر محیط، سیستم را مورد بررسی قرار دهیم. سرعت‌های هر دو گونه ذرات در حالت تعادل، صفر در نظر گرفته می‌شوند ($\mathbf{v}_{i0} = \mathbf{v}_{e0} = 0$) و چگالی تعادلی را به صورت $n_{i0} = n_{e0} = n_0$ نیز در نظر می‌گیریم.

از سوی دیگر، شکل عمومی معادله پیوستگی برای ذرات سیستم به صورت زیر خواهد بود:

$$\partial_t n_\sigma + \nabla (n_\sigma \mathbf{v}_\sigma) = 0 \quad 3$$

علاوه بر معادلات پیوستگی و حرکت، با تعریف میدان مغناطیسی کل به صورت $\mathbf{B}_{tot} \equiv \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$ ، که \mathbf{B}_0 میدان مغناطیسی تعادلی و \mathbf{B}_1 میدان مغناطیسی اختلالی است، قانون آمپر را می‌توان به صورت $\nabla \times \mathbf{B}_{tot} = \mu_0 (\varepsilon_0 \partial_t \mathbf{E} + (\mathbf{j}_f + \mathbf{j}_{sp}))$ نوشت. این رابطه، چگالی جریان ناشی از مغناطش اسپین $\left(\mathbf{j}_{sp} = \nabla \times \left(\frac{2n\mu_B \mathbf{S}}{\hbar} \right) \right)$ را نیز در بر دارد. برای توصیف امواج الکترومغناطیسی علاوه بر قانون آمپر به قانون فارادی به صورت $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}_{tot}$ نیاز داریم. با انجام اندکی عملیات آنالیز برداری بر روی دو معادله ماکسول و ترکیب آنها به رابطه زیر می‌رسیم:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{j}_f + \mathbf{j}_{sp}) \quad 4$$

در ادامه شکل اختلالی معادله حرکت یون‌ها را می‌توان به صورت زیر به دست آورد:

$$-i\omega\mathbf{v}_{i1} = \frac{e}{m_i}(E\hat{x} + \mathbf{v}_{i1} \times \mathbf{B}_0) - \frac{i\gamma_i k_B T_i n_{i1} k \hat{y}}{n_0 m_i} - \frac{i\hbar^2}{4m_i^2 n_0} k^3 n_{i1} \hat{y} \quad 12$$

و

$$-i\omega\mathbf{v}_{e1} = \frac{-e}{m_e}(E\hat{x} + \mathbf{v}_{e1} \times \mathbf{B}_0) - \frac{i\gamma_e k_B T_e n_{e1} k \hat{y}}{m_e n_0} - \frac{i\hbar^2}{4m_e^2 n_0} k^3 n_{e1} \hat{y} + \frac{i\eta(\alpha)\mu_e B k \hat{y}}{m_e} \quad 13$$

در ادامه مؤلفه‌های سرعت ذرات را از روی روابط 12 و 13، به صورت زیر به دست می‌آوریم:

$$\mathbf{v}_{ix} = \frac{\omega^2(1-R_i)}{[\omega^2(1-R_i) - \omega_{ci}^2]} \left(\frac{ie}{\omega m_i} E_x \right) \quad 14$$

$$\mathbf{v}_{ex} = \left[\left(-\frac{ie}{\omega m_e} E_x \right) - \left(\frac{i\omega_{ce}\eta(\alpha)\mu_e k^2}{m_e \omega(1-R_e)\omega^2} E_x \right) \right] \times \left(\frac{\omega^2(1-R_e)}{\omega^2(1-R_e) - \omega_{ce}^2} \right) \quad 15$$

$$\mathbf{v}_{ey} = \frac{\eta(\alpha)\mu_e k^2}{m_e(1-R_e)\omega^2} E_x + \left[\omega_{ce} \frac{eE_x}{\omega^2 m_e(1-R_e)} + \frac{\omega_{ce}^2 \eta(\alpha)\mu_e k^2 E_x}{m_e \omega^4 (1-R_e)^2} \right] \times \left[\frac{\omega^2(1-R_e)}{\omega^2(1-R_e) - \omega_{ce}^2} \right] \quad 16$$

در این روابط برای ساده‌سازی از تعاریف زیر استفاده شده است:

$$R_e = \frac{\left(v_e^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m_e^2} \right) k^2}{\omega^2}, R_i = \frac{\left(v_i^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m_i^2} \right) k^2}{\omega^2} \quad 17$$

که در آن، $v_e = \left(\frac{\gamma_e k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}$ و $v_i = \left(\frac{\gamma_i k_B T_i}{m_i} \right)^{1/2}$ ، سرعت‌های حرارتی هستند. با قرار دادن رابطه 16 در 11 جریان مغناطش به صورت زیر حاصل می‌شود:

18

$$n_{e1} = \frac{n_0 k \hat{y}}{\omega} \mathbf{v}_{e1}, n_{i1} = \frac{n_0 k \hat{y}}{\omega} \mathbf{v}_{i1} \quad 8$$

در گام بعدی باید شکل تعادلی اسپین را مشخص کنیم. بنابراین، وقتی میدان مغناطیسی خارجی به صورت $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{z}$ باشد، مرتبه صفر مغناطش \mathbf{M}_{S0} که ناشی از پارامغناطیس اسپین پائولی است به شکل زیر نوشته می‌شود [17]:

$$\mathbf{M}_{S0} = n_0 \mu_B \eta \left(\frac{\mu_B B_0}{K_B T} \right) \hat{z} \quad 9$$

که در آن برای ساده‌تر شدن، تابع لانگوین به صورت $\eta(x) = [\coth(x) - x^{-1}]$ معرفی شده است. به طور کلی، مغناطش اسپین \mathbf{M}_S و بردار اسپین \mathbf{S} به گونه زیر با هم رابطه دارند:

$$\mathbf{S} = \frac{\hbar \mathbf{M}_S}{2n_e \mu_B} \quad 10$$

در این صورت مرتبه صفر بردار اسپین از ترکیب روابط 9 و 10 به شکل $\mathbf{S}_0 = \left(\frac{\hbar}{2} \right) \eta(\mu_B B_0 / K_B T) \hat{z}$ حاصل می‌شود.

با جای‌گذاری \mathbf{S}_0 و n_{e1} ، جریان مغناطش اسپین شکل زیر را به خود می‌گیرد:

$$\mathbf{j}_{sp} = \frac{i\mu_e \eta(\alpha) n_0 k^2 \mathbf{v}_{ey} \hat{x}}{\omega} \quad 11$$

که در آن برای ساده‌نویسی از تعریف $\eta\left(\frac{\mu_B B_0}{K_B T}\right) = \eta(\alpha)$ استفاده شده است. از سوی دیگر، با استفاده از قانون فارادی میدان مغناطیسی اختلافی را به شکل $\mathbf{B}_1 = B \hat{z} = -\frac{kE}{\omega} \hat{z}$ می‌توان نوشت.

با اعمال تبدیل فوریه برای معادلات اوپلر 5 و 6 خواهیم داشت:

الف: حالت تقریبی کوآنتومی و اسپینی

در این حالت، رابطه به دست آمده 19 تحت شرایط فرکانس پایین، $\omega^2 \ll \omega_{ce}^2$ ، $\omega^2 \ll \omega^2 R_e$ و $\omega^2 \gg \omega_{ci}^2$ شکل زیر را به خود می‌گیرد:

$$\omega^2 = \left(\frac{c^2 k^2}{c^2 + v_A^2} \right) \times \left(\tilde{v}_A^2 + v_s^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m_i^2} + \frac{\hbar^2 k^2}{4m_e m_i} (1 - \eta^2(\alpha)) \right) \quad 20$$

در رابطه به دست آمده فوق، $v_s = \left(v_i^2 + \frac{m_e v_e^2}{m_i} \right)^{1/2}$

بیانگر سرعت صوت و $v_A = \frac{B_0}{(\mu_0 \rho_i)^{1/2}}$ به عنوان

سرعت آلفون معرفی شده است. \tilde{v}_A نیز سرعت آلفون اصلاح شده اسپینی است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\tilde{v}_A = v_A \left(1 - \frac{2n_0 \eta(\alpha) \mu_e}{c^2 \varepsilon_0 B_0} \right)^{1/2} \quad 21$$

همان‌طور که رابطه 20 نشان می‌دهد، عبارت مربوط به اسپین در جمله آخر طرف راست ظاهر شده و به جرم‌های هر دو گونه ذرات وابسته است. برآورد عددی برای یک محیط پلاسمایی اختر فیزیکی با مقادیر عددی پارامترهای چگالی $n_0 = 10^{36} m^{-3}$ ، میدان مغناطیسی $B_0 = 10^{10} T$ ، و دمای $T = 10^8 K$ [18 و 19]، نشان

می‌دهد که تصحیح کوآنتومی ناشی از افت و خیز چگالی برای الکترون‌ها نسبت به دیگر تصحیحات کوآنتومی ظاهر شده در رابطه 20 نقش مهم‌تری دارد. همچنین تصحیح ناشی از اسپین نسبت به پتانسیل کوآنتومی یون‌ها تأثیر بیشتری روی پاشندگی این امواج دارد. نکته مهم دیگر این است که، اثر مغناطش اسپین بر خلاف جملات پراش کوآنتومی، سهم کاهنده‌ای در پاشندگی امواج را نشان می‌دهد. علاوه بر نکات گفته شده، برآورد عددی بر روی رابطه 21 نیز نشان می‌دهد

$$j_{sp} = \left[\frac{i\omega_{ce}\eta(\alpha)\mu_e k^2 n_0}{\omega^2(1-R_e)m_e\omega} E_x + \frac{i\eta^2(\alpha)\mu_e^2 k^4 n_0 E_x}{m_e\omega^2(1-R_e)\omega} \right] \times \left[\frac{\omega^2(1-R_e)}{\omega^2(1-R_e) - \omega_{ce}^2} \right]$$

با جای‌گذاری سرعت‌های 15 و 16، و رابطه 18 در معادله 7 به عبارت زیر خواهیم رسید:

$$\omega^2 - c^2 k^2 = \omega_{pi}^2 \left(\frac{\omega^2(1-R_i)}{\omega^2(1-R_i) - \omega_{ci}^2} \right) + \omega_{pe}^2 \left(1 + \frac{2\omega_{ce}\eta(\alpha)\mu_e k^2}{e\omega^2(1-R_e)} + \frac{\eta^2(\alpha)\mu_e^2 k^4}{e^2\omega^2(1-R_e)} \right) \times \left[\frac{\omega^2(1-R_e)}{\omega^2(1-R_e) - \omega_{ce}^2} \right] \quad 19$$

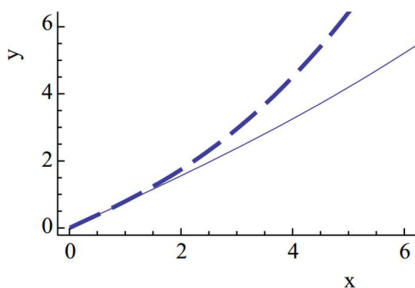
این رابطه، پاشندگی امواج الکترومغناطیس یونی در محیط پلاسما و در حضور آثار حرارتی، پتانسیل کوآنتومی بوهم برای الکترون‌ها و یون‌ها و اسپین الکترون را نشان می‌دهد. در معادله فوق $\omega_{pi}^2 = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m_i}$ و $\omega_{pe}^2 = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m_e}$ برای یون‌ها و الکترون‌ها و $\omega_{ci} = \frac{eB_0}{m_i}$ و $\omega_{ce} = \frac{eB_0}{m_e}$ نیز به ترتیب نشان دهنده فرکانس سیکلوترونی یون و الکترون هستند. در بخش بعدی نشان داده می‌شود که حالت‌های ویژه این معادله، روابط و نتایج شناخته شده‌ای را در بر خواهد داشت.

بحث و بررسی

معادله 19 شکل نسبتاً پیچیده‌ای دارد و تأثیر عوامل مختلف در آن آشکار است. در ادامه به بررسی حالت‌های مختلف آن پرداخته می‌شود.

تحلیل نموداری

در شکل 1، وجود و عدم وجود اثر مغناطش اسپین در رابطه پاشندگی امواج الکترومغناطیس یونی نشان داده شده است. نمودار خط چین، مربوط به رابطه 22 است که حالت کوآنتومی غیر اسپینی را نشان می‌دهد و نمودار خط پر، مربوط به رابطه 20 است که اثر مغناطش اسپین را نیز در بر دارد. با توجه به نمودار زیر، اثر مغناطش اسپین الکترون‌ها باعث کاهش پاشندگی امواج الکترومغناطیس یونی می‌شود.



شکل 1. نمودار پاشندگی امواج الکترومغناطیس یونی با حضور (خط پر) و عدم حضور (خط چین) مغناطش اسپین رسم شده است، در اینجا $y = 10^{-21} \omega$ و $x = 10^{-21} ck$ است. مقادیر فیزیکی دیگر مانند میدان مغناطیسی خارجی و چگالی ذرات نیز همان مقادیر ذکر شده در متن است.

نتیجه گیری

در کار حاضر، انتشار امواج الکترومغناطیس یونی در یک محیط پلاسما با در نظر گرفتن تصحیحات کوآنتومی متأثر از نیروی کلی کوآنتومی بوهم و اسپین الکترون مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج به دست آمده نشان داد که تصحیح کوآنتومی ناشی از افت و خیز چگالی هر دو گونه ذرات پلاسما از مرتبه k^4 است که تأثیر به‌سزایی بر پاشندگی این امواج دارد. بنابراین، تصحیح کوآنتومی بوهم بخشی غیر خطی در رابطه پاشندگی می‌افزاید که می‌تواند برای k های بزرگ مهم باشد. از سوی دیگر اثر اسپین در قالب جمله‌ای با فاکتور $(1 - \eta^2(\alpha))$ از معادله 20 ظاهر می‌شود، که

که تصحیح کوآنتومی ناشی از اسپین [به صورت $2n_0\eta(\alpha)\mu_e/c^2\epsilon_0B_0 \approx 10^{-3}$] باعث کاهش در حدود 0.001 در سرعت آلفون می‌شود.

ب: حالت کوآنتومی غیر اسپینی

با چشم‌پوشی از اثر اسپین الکترون ($\eta(\alpha) \rightarrow 0$) در معادله پاشندگی 20، به رابطه زیر می‌رسیم [20 و 21]:

$$\omega^2 = \left(\frac{c^2 k^2}{c^2 + v_A^2} \right) \left(v_A^2 + v_s^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m_i^2} + \frac{\hbar^2 k^2}{4m_e m_i} \right) \quad 22$$

در این حالت تصحیح کوآنتومی مربوط به پتانسیل کوآنتومی یون‌ها و الکترون‌ها دیده می‌شود. از رابطه اخیر پیداست که در این حالت پتانسیل‌های بوهم یون‌ها و الکترون‌ها سهمی افزاینده در پاشندگی امواج دارند، هر چند پاشندگی وابسته به یون‌ها کمتر است. سرعت آلفون اصلاح شده اسپینی نیز به سرعت آلفون کلاسیکی v_A تبدیل می‌شود.

پ: حالت کلاسیکی

اگر هیچ یک از آثار کوآنتومی را در نظر نگیریم، یعنی در حد $\hbar \rightarrow 0$ رابطه پاشندگی 20 به صورت زیر خواهد شد:

$$\omega^2 = c^2 k^2 \left(\frac{v_A^2 + v_s^2}{v_A^2 + c^2} \right) \quad 23$$

این رابطه پاشندگی مربوط به موج مغناطصوتی کلاسیکی است [22].

از سوی دیگر، معادله 20 در حد $\hbar \rightarrow 0$ و $K_B T \rightarrow 0$ معرف موج تغییر یافته آلفون و در غیاب میدان مغناطیسی نشانگر موج صوتی معمولی خواهد بود.

[7] G.V. Shapatakovskaya, Semiclassical model of a one-dimensional quantum dot, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **102** (2006) 466-474.

[8] L. Wei, Y.N. Wang, Quantum ion-acoustic waves in single-walled carbon nanotubes studied with a quantum hydrodynamic model, *Physical Review B* **75** (2007) 193407.

[9] K. Becker, A. Koutsospyros, S.M. Yin, C. Christodoulatos, N. Abramzon, J.C. Joaquin, G. Brelles-Marino, Environmental and biological applications of microplasmas, *Plasma physics and controlled fusion* **47** (2005) B513.

[10] M. Oper, L.O. Silva, D.E. Dauger, V.K. Decyk, J.M. Dawson, Nuclear reaction rates and energy in stellar plasmas: The effect of highly damped modes, *Physics of Plasmas* **8** (2001) 2454.

[11] F.A. Asenjo, The quantum effects of the spin and the Bohm potential in the oblique propagation of magnetosonic waves, *Physics letters A* **376** (2012) 2496-2500.

[12] D.G. Swanson, *plasma waves*, Academic press, (2003).

[13] T.E. Stringer; Low-frequency waves in an unbounded plasma, *Plasma physics* **5** (1963) 89.

[14] M. Marklund, P.K. Shukla, kinetic theory of electromagnetic ion waves in relativistic plasmas, *physics plasmas* **13** (2006) 094503.

[15] Z. Jun, Dispersion Relation of Linear Waves in Quantum Magnetoplasmas, *Plasma Science and Technology* **7** (2016) 703-707.

[16] M. Marklund, G. Brodin, Dynamics of spin 1/2 quantum plasmas, *Physical review letters* **98** (2007) 025001.

[17] R.K. Pathria, *Statistical mechanics*, Butter worth, (1996).

[18] P.K. Shukla, B. Eliasson, Colloquium: Nonlinear collective interactions in quantum

همیشه مثبت است. بنابراین، بر خلاف پتانسیل‌های بوهم که باعث افزایش پاشندگی این امواج می‌شود، اسپین الکترون‌ها اثری کاهنده بر پاشندگی امواج دارند. همچنین محاسبات انجام شده نشان می‌دهد در غیاب میدان مغناطیسی خارجی تأثیر اسپین از بین رفته و فقط آثار کوآنتومی ناشی از پتانسیل‌های بوهم باقی می‌ماند. همچنین، در غیاب آثار کوآنتومی و میدان مغناطیسی، موج الکترومغناطیس یونی به یک موج مغناطیسی صوتی و یا موج صوتی معمولی تبدیل می‌شود.

مرجع‌ها

[1] D. Pines, Classical and quantum plasmas, *Journal of Nuclear Energy. Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research* **2** (1961) 5.

[2] D. Pines, *Elementary Excitations in Solids*, Oxford Westview press, (1999).

[3] P.A. Markowich, C.A. Ringhofer, C. Schmeiser, *Semiconductor Equations*, Springer-Verlag, New York, (1990).

[4] A. Mehramiz, J. Mahmoodi, S. Sobhanian, Approximation method for a spherical bound system in the quantum plasma, *Physics of Plasmas* **17** (2010) 082110.

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

[6] M. Shahmansouri, Effect of exchange potential on the electrostatic waves in quantum semiconductor plasmas, *Journal of research on many-body systems* **13** (2017) 95-103.

[6] م. شاه منصور، تأثیر پتانسیل تبدلی بر امواج الکتروستاتیکی در پلاسمای نیم رسانای کوآنتومی، *مجله پژوهش سیستم‌های بس‌ذره‌ای* **13**(1396)

plasmas with degenerate electron fluids, *Reviews of Modern Physics* **83** (2011) 885.

[19] G. Chabrier, D. Saumon, A.Y. Potekhin, Dense plasmas in astrophysics: from giant planets to neutron stars, *Journal of Physics A: Mathematical and General* **39** (2006) 4411.

[20] A. Mehramiz, E.S. Soleimani, Dispersion of magneto-acoustic waves in a quantum plasma, *Iranian Journal of Physics Research*, under press (2018).

[21] A. Mehramiz, E.S. Soleimani, Effects of thermal and quantum aspects on propagation of electromagnetic ion waves in a plasma, *The fourth conference of engineering and Physics of Plasmas*, Yazd University (2016).

[21] ا. مهرآمیز، ا. شعبان سلیمانی، تأثیر جنبه‌های حرارتی و کوانتومی بر انتشار امواج الکترومغناطیس یونی در یک پلاسما، چهارمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما، دانشگاه یزد (1395).

[22] F.F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, Plenum press, New York, (1984).