

## تأثیر پتانسیل تبدالی بر امواج الکتروستاتیکی در پلاسمای نیم‌رسانای کوآنتومی

مهران شاه منصور\*  
گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اراک، اراک ۸۸۳۴۹-۳۸۱۵۶، ایران

دریافت: ۱۳۹۵/۱۰/۱۴ ویرایش نهائی: ۱۳۹۵/۱۲/۲۱ پذیرش: ۱۳۹۵/۱۲/۲۳

### چکیده

انتشار امواج الکتروستاتیکی در یک پلاسمای نیم‌رسانای کوآنتومی در حضور یک میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت، به کمک مدل هیدرودینامیکی کوآنتومی مورد بررسی قرار گرفته است. تأثیر آثار کوآنتومی همچون، فشار فرمی، پتانسیل بوهم و پتانسیل تبدالی بر ویژگی‌های انتشاری امواج الکتروستاتیکی بررسی شده است. ما دریافتیم آثار کوآنتومی و میدان مغناطیسی خارجی فرکانس امواج الکتروستاتیکی را به طور قابل ملاحظه‌ای تحت تأثیر قرار می‌دهند.

کلیدواژگان: پلاسمای نیم‌رسانا، مدل هیدرودینامیکی، آثار کوآنتومی

### مقدمه

ذرات پلاسماست) می‌توانند با هم برهم‌کنش داشته باشند. بنابراین بر خلاف گاز ایده‌آل، همبستگی بین ذرات پلاسمای معمولاً غیر قابل چشم‌پوشی است [۱]. از طرفی، وقتی طول موج دوبروی با فاصله میانگین بین ذرات پلاسمای قابل مقایسه می‌شود، آثار کوآنتومی نقش مهمی را در رفتار دینامیکی پلاسمای بازی می‌کنند [۲-۷]. در سال‌های اخیر، پلاسمای کوآنتومی به عنوان یکی از حوزه‌های جالب و پر کاربرد، توجه بسیاری از محققین را به خود جلب کرده است [۲-۱۳]. مدل هیدرودینامیکی کوآنتومی (به عنوان یک مدل سیالی) به طور وسیع برای مطالعه ویژگی‌های انتشاری در سیستم‌های پلاسمایی کوآنتومی به کار گرفته شده است [۱۴، ۱۵]. بونیتز و همکاران به کمک پارامتر جفت‌شدگی بروکنر  $r_s$  [۱۶] (که نسبت فاصله میانگین ذرات به شعاع اتمی بوهر است و به صورت:  $r_s = me^2(3/4\pi n_0)^{1/3}/\hbar^2$ )

پلاسمای مجموعه‌ای از تعداد زیادی ذرات باردار است، که این مجموعه از ذرات باردار از نگاه آماری معمولاً به عنوان یک سیستم بس‌ذره‌ای در نظر گرفته می‌شود. ساده‌ترین سیستم بس‌ذره‌ای، مجموعه‌ای از ذرات نقطه‌ای غیر برهم‌کنشی است، مانند یک گاز ایده‌آل. مکانیک آماری تعادلی مربوط به یک گاز ایده‌آل به معادله حالت  $P = nk_B T$  منجر می‌شود. معادله حالت یک گاز واقعی، معمولاً به صورت یک سری توانی بر حسب چگالی ذرات گاز بیان می‌شود:  $P = nk_B T[1 + nB(T) + n^2C(T) + \dots]$ ، که جملات مرتبه بالاتر (یعنی  $B(T)$ ،  $C(T)$  و غیره) از برهم‌کنش بین ذرات ناشی می‌شوند و به ضرائب ویریا معروفند. اما ذرات باردار پلاسمای به واسطه پتانسیل الکتروستاتیکی شان با بردی بلندتر از فاصله میانگین بین ذرات ( $n_0^{-1/3}$ )، که  $n_0$  چگالی تعادلی

\* نویسنده مسئول: m-shahmansouri@araku.ac.ir

## معادلات اساسی

اگر چه داشتن دانشی دقیق از حالت یک سیستم بس ذره‌ای نیازمند معلوم بودن موقعیت و سرعت همه ذرات سیستم است، اما بسیاری از رفتارهای چنین سیستمی می‌توانند برحسب کمیت‌های ماکروسکوپی مثل چگالی، دما، سرعت میانگین و فشار توصیف شوند. این کمیت‌ها توسط معادلات دینامیکی همچون معادله پیوستگی و معادله حرکت با هم در ارتباط هستند. این کمیت‌ها و معادلات برای توصیف بسیاری از آثار و کاربردهای پلاسما کفایت می‌کنند. دستگاه معادلاتی که رفتار دینامیکی الکترون‌ها و حفره‌های پلاسما نیم‌رسانای کوآنتومی مغناطیسی را توصیف می‌کنند، عبارتند از [۲۲]:

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

$$m_j^* \frac{d\mathbf{v}_j}{dt} = -q_j \nabla \phi + q_j \mathbf{v}_j \times \bar{\mathbf{B}}_0 - \frac{1}{n_j} \nabla P_j - \nabla V_{qj} - \nabla V_{xcj} \quad 2$$

که در آن اندیس  $j$  به الکترون‌ها ( $e$ ) و یا حفره‌ها ( $h$ ) اشاره دارد، و  $q_j$ ،  $m_j^*$  و  $n_{j0}$  به ترتیب به بار، جرم مؤثر و چگالی تعادلی مولفه  $j$ ام پلاسما اشاره دارد. معادله ۱ معادله پیوستگی و معادله ۲ معادله حرکت مؤلفه‌های پلاسما نیم‌رسانا (الکترون‌ها و حفره‌ها) است [۲۲]. اولین جمله در سمت راست معادله ۲ به پتانسیل الکتروستاتیکی و دومین جمله به تأثیر میدان مغناطیسی خارجی اشاره دارند. جمله سوم نیروی ناشی از فشار فرمی است. در این مقاله فرض شده است که مؤلفه‌های پلاسما نیم‌رسانا از معادله حالت فرمی تبعیت می‌کنند، بنابراین جمله مربوط به فشار به شکل  $P_j = (m_j^* V_{Fj}^2 / 3n_{j0}^2) n_j^3$

بیان می‌شود. نشان دادند که این مدل برای پلاسما کوآنتومی ضعیف جفت شده ( $r_s \leq 0.1$ ) و متوسط جفت شده ( $r_s < 1$ ) معتبر است. برای مطالعه پلاسما قویاً جفت شده باید از رهیافت نظریه جنبشی استفاده شود. در سیستم‌های پلاسمایی کوآنتومی چگال که شامل تعداد زیادی الکترون هستند، برهم‌کنش بین الکترون‌ها می‌تواند به دو بخش تفکیک شود، که یکی از آنها از پتانسیل الکتروستاتیکی ناشی می‌شود (جمله هارتری) و دیگری به اثر تبدالی الکترونی معروف است [۱۷، ۱۸]. اثر تبدالی الکترونی تابع پیچیده‌ای از چگالی الکترون‌هاست و از طریق تقریب چگالی موضعی بی در رو [۱۷، ۱۸] به دست می‌آید. جانگ و اکبری مغانجوقی [۱۹] تأثیر پتانسیل تبدالی الکترون بر فرآیند شکار بار در پلاسما کوآنتومی تبهگن را بررسی کرده‌اند. همچنین اثر پتانسیل تبدالی الکترونی بر انتشار پلاسماهای سطحی در سطح پلاسما نیمه محدود کوآنتومی توسط ما بررسی شده است [۷]. علی‌رغم بررسی تأثیر پتانسیل تبدالی کوآنتومی بر ویژگی‌های انتشاری امواج الکتروستاتیکی در پلاسما کوآنتومی [۲۰، ۱۵، ۱۴، ۶]، تا کنون این اثر بر انتشار امواج الکتروستاتیکی در یک پلاسما نیم‌رسانای کوآنتومی مغناطیسی بررسی نشده است. به همین دلیل در این مقاله قصد داریم به مطالعه این اثر بپردازیم. به این منظور از مدل هیدرودینامیکی کوآنتومی (که از معادلات هارتری خودسازگار [۶] یا معادلات ویگنر-پواسون [۲۱]) که شامل یک جمله اضافی ناشی از پتانسیل برهم‌کنشی تبدالی است، استفاده می‌کنیم.

توصیف می‌کند) باشد، از معادلات ۴ تا ۶ می‌توان رابطه پاشندگی سیستم را به شکل زیر به دست آورد:

$$\omega^2 = \frac{1}{2}A(k) \pm \frac{1}{2}\sqrt{A(k)^2 - 4B(k)} \quad ۸$$

که در آن ضرائب  $A(k)$  و  $B(k)$  عبارتند از:

$$A = \omega_{ch}^2 + \omega_{ce}^2 + \omega_{ph}^2 + \omega_{pe}^2 + (\xi_e + \xi_h)k^2 \quad ۹$$

$$B = (\omega_{ch}^2 + \xi_h k^2)(\omega_{ce}^2 + \xi_e k^2) + \omega_{ph}^2(\omega_{ce}^2 + \xi_e k^2) + \omega_{pe}^2(\omega_{ch}^2 + \xi_h k^2) \quad ۱۰$$

و همچنین سایر تعاریف استفاده شده در این معادلات

عبارتند از:  $\omega_{pj} = \sqrt{4\pi n_{j0} e^2 / m_j^*}$

و  $\omega_{cj} = eB_0 / m_j^*$  و  $\xi_j = \alpha_j^2 / 3 + \beta_j^2 k^2$ . معادله ۸ دو

مد مجزا با سرعت فاز متفاوت (به‌ازای علامت مثبت و

منفی) را نشان می‌دهد. سرعت فاز به‌ازای علامت

مثبت، بزرگتر از حالت مربوط به علامت منفی است،

بنابراین این مد به مد سریع و دیگری به مد کند معروف

است. علاوه بر آن فرکانس مد سریع (کند) از فرکانس

سیکلوترونی بزرگتر (کوچکتر) است. در حد طول

موج‌های کوتاه، مد سریع به مد الکترون صوتی و مد

کند به مد حفره صوتی تبدیل می‌شود.

## تحلیل عددی

در این بخش ما به‌طور عددی به بررسی ویژگیهای

پاشندگی امواج الکتروستاتیکی در پلاسما نیم‌رسانای

کوآتومی پرداخته و تأثیر پتانسیل تبدالی کوآتومی و

میدان مغناطیسی را بر آن مطالعه می‌کنیم. در تحلیل

عددی می‌توان از پارامترهای عددی مربوط به

نیم‌رسانای GaAs استفاده کرد [۲۴]، که عبارتند از:

$$m_e^* / m_e = 0.067, \quad n_0 = 4.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$m_h^* / m_e = 0.5$  و  $\varepsilon = 12.8$ . به‌ازای این مقادیر عددی

فرکانس پلاسما یی الکترون‌ها در حد  $\sim 1.32 \times 10^{13} \text{ Hz}$

است. قبل از ادامه کار، برای سادگی کمیت‌های فیزیکی

ظاهر شده در سیستم را نسبت به مقادیر مشخصه

به‌نجار می‌کنیم، به‌این منظور کمیت‌های بدون بعد زیر

تعریف می‌شود، که در آن  $V_{Fj} = \sqrt{2k_B T_{Fj} / m_j^*}$

سرعت فرمی مولفه  $j$ ام پلاسما است. چهارمین

جمله، پدیده تونل‌زنی کوآتومی را از طریق پتانسیل

بوهم توصیف می‌کند، طوری که [۲۳]:

$$V_{qj} = -(\hbar^2 / 2m_j^*) \nabla^2 \sqrt{n_j} / \sqrt{n_j}$$

معادله ۲ نیز به پتانسیل تبدالی کوآتومی اشاره دارد،

که در آن پتانسیل تبدالی کوآتومی دارای تعریف زیر

است [۱۸ و ۱۷]:

$$V_{xcj} = -0.985(n_j^{1/3} e^2 / \varepsilon) [1 + (0.034 / n_j^{1/3} a_{Bj}) \times \ln(1 + 18.376 n_j^{1/3} a_{Bj})]$$

در این معادله  $a_{Bj} = e\hbar^2 / m_j^* e^2$  شعاع اتمی بوهر

است. شکل خطی شده معادلات ۱ و ۲ و معادله

پواسون عبارت خواهد شد از:

۴

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + n_{j0} \nabla \cdot \mathbf{v}_j = 0$$

$$m_j^* n_{j0} \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial t} = -q_j n_{j0} \nabla \phi + q_j n_{j0} B_0 \mathbf{v}_j \times \hat{z} - \frac{\alpha_j^2}{3} \nabla n_j + \beta_j^2 \nabla \nabla^2 n_j$$

۶

$$\nabla^2 \phi = 4\pi e (n_h - n_e)$$

ضریب  $\alpha_j$  ظاهر شده در معادله ۵ دارای تعریف زیر

است:

$$\alpha_j = V_{Fj} [3 - (3\pi^2)^{2/3} H_j^2 (0.985 + \frac{0.616}{1 + 1.9/H_j^2})]^{1/2} \quad ۷$$

که در آن جمله اول از فشار فرمی ناشی می‌شود و جمله

دوم از آثار تبدالی کوآتومی ناشی می‌شود. در معادله ۷

پارامتر  $H_j = \hbar \omega_{pj} / m_j V_{Fj}^2$  یک پارامتر کوآتومی

بدون بعد است و نسبت انرژی پلاسما یی به انرژی

فرمی مولفه‌های پلاسما را اندازه می‌گیرد. همچنین

ضریب  $\beta_j$  در معادله ۵ عبارت است از:

$\beta_j = \hbar / 2m_j^*$  با فرض آنکه وابستگی فضا-زمانی

کمیت‌های اختلالی به شکل  $\exp(ik \cdot r - i\omega t)$  (که

در آن  $k$  عدد موج و  $\omega$  فرکانس موج اختلال را

$$\bar{\alpha}_h = \alpha_h / V_{Fe} \quad , W_{ph} = \omega_{ph} / \omega_{pe}$$

$$. H_h = \hbar \omega_{ph} / m_h V_{Fe}^2$$

در شکل ۱، تأثیر آثار کوآنتومی مختلف بر رابطه پاشندگی با هم مقایسه شده‌اند. در سه بخش اول این شکل به ترتیب اثر پتانسیل بوهم، تبدالی و بوهم و تبدالی در رژیم کوآنتومی ضعیف جفت شده ( $r_s \cong 0.18$ ) بر روی مد سریع نشان داده شده است. در سه بخش دوم شکل ۱، رفتار مد کند بررسی شده است. بخش اول و چهارم شکل ۱ نشان می‌دهد که پتانسیل بوهم باعث افزایش فرکانس هر دو مد (کند و سریع) می‌شود. این تأثیر روی مد سریع، محسوس‌تر از مد کند است. اما پتانسیل تبدالی تأثیر کاهشی بر پتانسیل هر دو مد دارد (بخش دوم و پنجم شکل ۱). این نتیجه شبیه نتایج مراجع ۷ و ۱۷ است. ترکیب تأثیر پتانسیل بوهم و پتانسیل تبدالی در بخش‌های سوم و ششم شکل ۱ نشان داده شده است. این شکل نشان می‌دهد که فرکانس موج در رقابت بین این دو اثر، بسته به گستره طول موج می‌تواند یک افزایش و یا کاهش را تجربه کند. در خصوص مد سریع (بخش سوم شکل ۱-۱) یک کاهش در فرکانس را تجربه می‌کند، در حالی که مد کند، ابتدا (به‌ازای  $K < 2.02$ ) یک کاهش و سپس (به‌ازای  $K > 2.02$ ) یک افزایش در فرکانس را تجربه می‌کند. شکل ۱ همچنین نشان می‌دهد که وابستگی مد سریع به آثار کوآنتومی (نسبت به مد کند) بیشتر است.

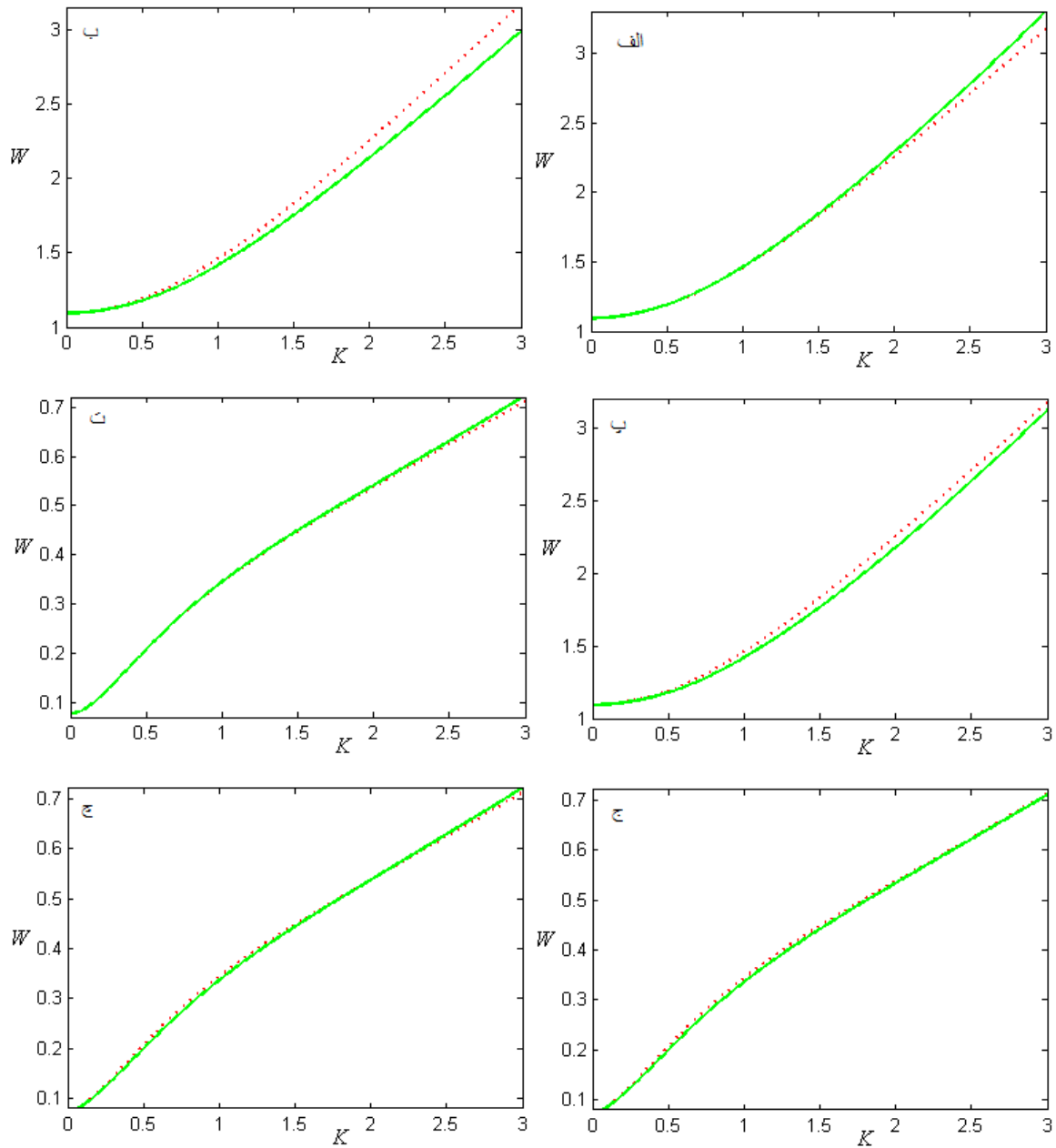
را معرفی می‌کنیم:  $K = k / (\omega_{pe} / V_{Fe})$  ،  $\Xi_j = \xi_j / V_{Fe}^2$  و  $\Omega_{cj} = \omega_{cj} / \omega_{pe}$  ،  $W = \omega / \omega_{pe}$  در حد فرکانس‌های پائین، با صرف‌نظر از لختی حامل‌های منفی پلاسما نیم‌رسانا در قیاس با حامل‌های مثبت [۲۵]، رابطه پاشندگی امواج حفره-صوتی در پلاسما نیم‌رسانای کوآنتومی مغناطیسی عبارت خواهد شد از:

$$W^2 = \Omega_{ch}^2 + \Xi_h K^2 + \frac{Z_h K^2}{1 + \Xi_e K^2} \quad ۱۱$$

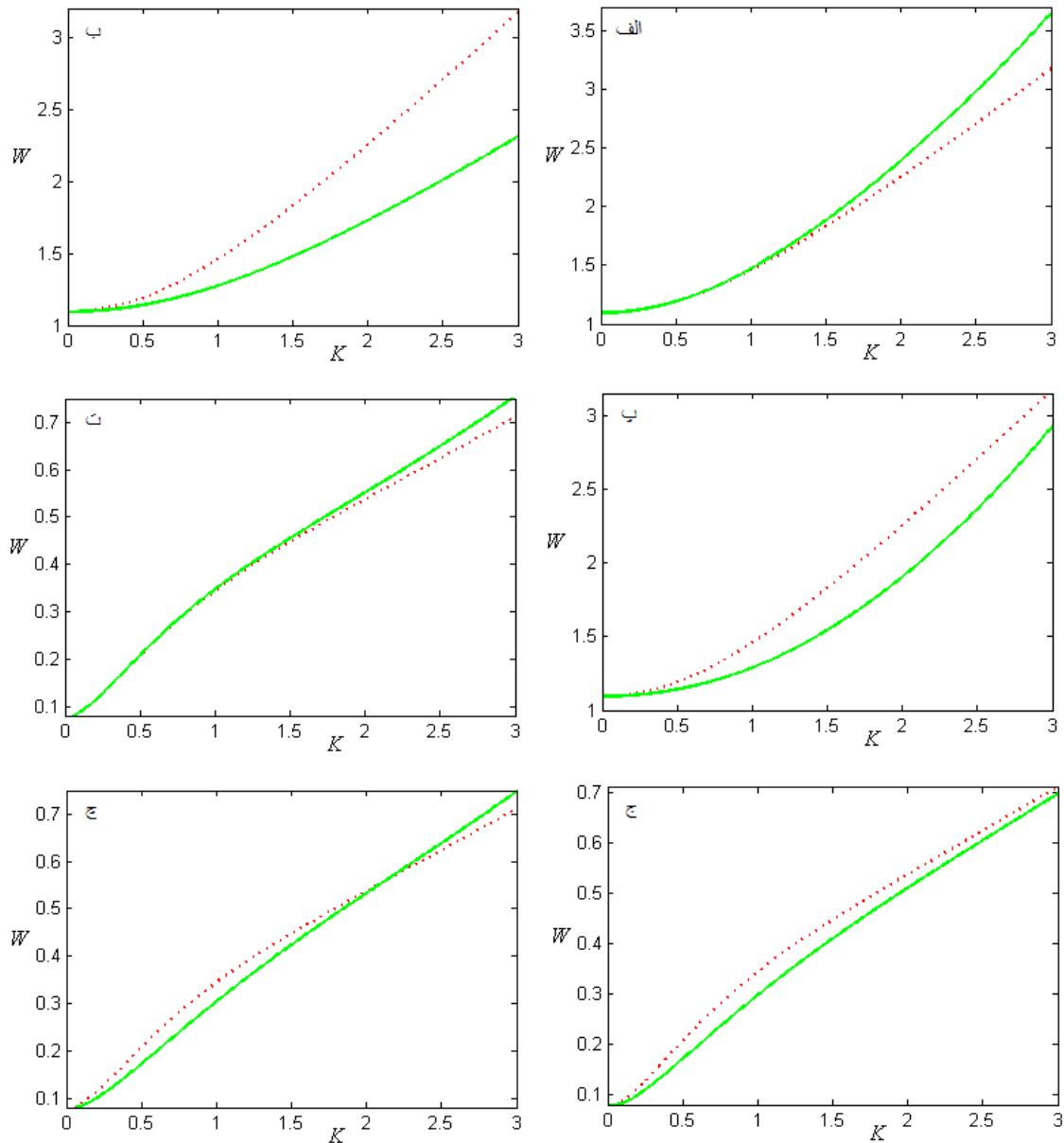
که در آن  $Z_h = \omega_{ph}^2 \Xi_e / \omega_{pe}^2$  است. معادله ۱۱ رابطه پاشندگی استاندارد امواج حفره-صوتی در پلاسما نیم‌رسانای کوآنتومی را در حضور اثر پتانسیل تبدالی کوآنتومی و میدان مغناطیسی خارجی توصیف می‌کند. اولین جمله در این معادله به اثر میدان مغناطیسی، دومین جمله به اثر فشار فرمی، پتانسیل بوهم و پتانسیل تبدالی، و جمله سوم به برهم‌کنش میدان الکتروستاتیکی، اشاره دارد. در حد طول موج‌های کوچک و در غیاب میدان مغناطیسی، معادله ۱۱ به شکل زیر در می‌آید:

$$W^2 = W_{ph}^2 + \frac{1}{3} \bar{\alpha}_h^2 K^2 + \frac{1}{4} H_h^2 K^4 \quad ۱۲$$

این نتیجه شبیه به رابطه پاشندگی امواج الکتروستاتیکی در پلاسما کوآنتومی تک مؤلفه‌ای است، که توسط الیاسون و شوکلا [۲۶] به‌دست آمده است. در معادله ۱۲ از کمیت‌های بدون بعد زیر استفاده شده است:



شکل ۱. تغییرات فرکانس بهنجار شده  $W$  برحسب عدد موج بهنجار شده  $k$ ، در رژیم ضعیف جفت‌شده ( $r_p \cong 0.18$ ) برای مد سریع: الف) تأثیر پتانسیل بوهم، ب) تأثیر پتانسیل تبادلی، پ) تأثیر پتانسیل‌های بوهم و تبادلی، و برای مد کند، ت) تأثیر پتانسیل بوهم، ج) تأثیر پتانسیل تبادلی، چ) تأثیر پتانسیل‌های بوهم و تبادلی. نقطه‌چین‌ها فقط اثر فشار فرمی را شامل می‌شوند، و خط‌های توپر سایر آثار کوانتومی را نیز شامل می‌شوند. در این حالت  $H_p = 0.2$  و  $\Omega_{pe} = 0.2$  است.

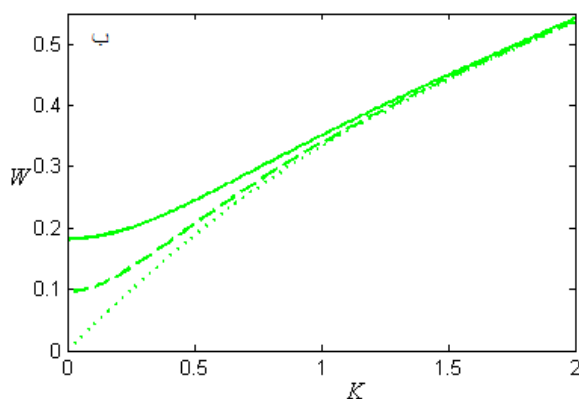


شکل ۲. تغییرات فرکانس بهنجار شده  $W$  برحسب عدد موج بهنجار شده  $k$ ، در رژیم متوسط جفت شده ( $r_s \cong 0.72$ ) برای مد سریع: الف) تأثیر پتانسیل بوهم، ب) تأثیر پتانسیل تبادلی، پ) تأثیر پتانسیل های بوهم و تبادلی، و برای مد کند: ت) تأثیر پتانسیل بوهم، ج) تأثیر پتانسیل تبادلی، چ) تأثیر پتانسیل های بوهم و تبادلی. نقطه چین ها فقط اثر فشار فرمی را شامل می شوند، و خط های توپر سایر آثار کوآنتومی را نیز شامل می شوند. در این حالت  $\Omega_{pe} = 0.2$  و  $H_e = 0.4$  است.

حالت این آثار غیر قابل چشمپوشی هستند. با توجه به تعریف پارامتر جفت شدگی بروکنر [۱۶] (یعنی  $(r_s = me^2(3/4\pi m_0)^{1/3}/\hbar^2)$ ، با افزایش چگالی حامل ها در نیم رسانا فاصله میانگین بین مؤلفه های پلاسما کوچکتر شده و در نتیجه آثار کوآنتومی مهم تر

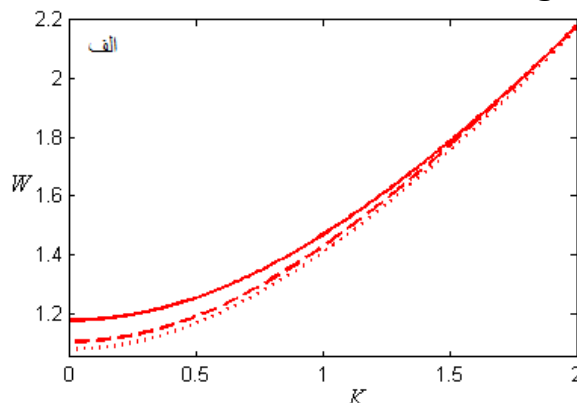
در شکل ۲، شکل قبلی در حد پلاسما کوآنتومی متوسط جفت شده ( $r_s \cong 0.72$ ) دوباره ترسیم شده است. همان طور که بخش های مختلف این شکل نشان می دهند، تأثیر آثار کوآنتومی به ازای مقادیر بزرگتر پارامتر جفت شدگی، بزرگتر بوده و در نتیجه در این

تغییرات فرکانس بهنجار شده بر حسب عدد موج بهنجار شده، به ازای مقادیر مختلف فرکانس سیکلوترونی، برای مد سریع (بخش اول) و مد کند (بخش دوم) در شکل ۳ نمایش داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با افزایش فرکانس سیکلوترونی، فرکانس هر دو مد به سمت فرکانس‌های بالا میل می‌کند. باید اضافه کرد که تأثیر میدان مغناطیسی در حد طول موجهای بزرگ، مهم‌تر است. علاوه بر آن، میدان مغناطیسی فرکانس قطع موج الکتروستاتیکی را افزایش می‌دهد.



خواهند شد. به همین دلیل است که با افزایش پارامتر بروکنر، اختلاف حالت کلاسیکی و کوآنتومی در شکل ۲ مشهودتر است. از طرف دیگر، اگر چه با افزایش پارامتر جفت شدگی، اهمیت و تأثیر آثار کوآنتومی نیز بیشتر می‌شوند، اما باید توجه داشت که مدل هیدرودینامیک کوآنتومی فقط به ازای  $r_s < 1$  کاربرد داشته و به ازای  $r_s > 1$  اعتبار خود را از دست می‌دهد. بنابراین نتایج این تحقیق به پلاسمای ضعیف جفت شده و متوسط جفت شده (حد  $r_s < 1$ ) محدود می‌شود.

برای مطالعه تأثیر میدان مغناطیسی بر رفتار انتشاری امواج الکتروستاتیکی در پلاسمای تحت مطالعه،



شکل ۳. تغییرات فرکانس بهنجار شده  $W$  بر حسب عدد موج بهنجار شده  $k$  برای الف) مد سریع و ب) مد کند، به ازای مقادیر مختلف فرکانس سیکلوترونی بهنجار شده:  $\Omega_{ce} = 0$  (نقطه چین)،  $\Omega_{ce} = 0.25$  (خط چین) و  $\Omega_{ce} = 0.5$  (خط تو پر). در این حالت  $H_e = 0.2$  است.

نمی‌توان از این آثار صرف‌نظر کرد. همچنین فرکانس موج تحت تأثیر پتانسیل بوهم یک افزایش را تجربه می‌کند، اما پتانسیل تبدلی تأثیر معکوسی بر فرکانس دارد. از طرفی، وابستگی مد سریع (در مقایسه با مد کند) به آثار کوآنتومی بیشتر است. علاوه بر آن میدان مغناطیسی خارجی نیز باعث افزایش فرکانس امواج الکتروستاتیکی در پلاسمای نیم‌رسانای کوآنتومی تحت بررسی می‌شود.

## نتیجه‌گیری

در این مقاله، انتشار امواج الکتروستاتیکی در یک پلاسمای نیم‌رسانای کوآنتومی مغناطیسی مورد مطالعه قرار گرفته است. تأثیر آثار کوآنتومی همچون، فشار فرمی، پتانسیل بوهم، پتانسیل تبدلی و اثر میدان مغناطیسی خارجی بر ویژگی‌های انتشاری امواج الکتروستاتیکی بررسی شده است. ما دریافتیم که اگرچه آثار کوآنتومی در رژیم کوآنتومی ضعیف جفت شده ( $r_s \cong 0.18$ ) ممکن است قابل چشم‌پوشی باشند، ولی در رژیم کوآنتومی متوسط جفت شده ( $r_s \cong 0.72$ )

component quantum plasma, *Iranian Journal of Physics Research* **16** (2016) 91-96.

[13] M.R. Rouhani, Z. Mohammadi, A. Akbarian, Characteristic of ion acoustic shock waves in a dissipative quantum pair plasma with dust particulates, *Astrophysics and Space Science* **349** (2014) 265-271.

[14] M. Shahmansouri, A.P. Misra, Elliptically polarized electromagnetic waves in a magnetized quantum electron-positron plasma with effects of exchange-correlation, *Physics of Plasmas* **23** (2016) 072105.

[15] K. Ourabah, M. Tribeche, Quantum ion-acoustic solitary waves: The effect of exchange-correlation, *Physical Review E* **88** (2013) 045101.

[16] M. Bonitz, E. Pehlke, T. Schoof, Attractive forces between ions in quantum plasmas: Failure of linearized quantum hydrodynamics, *Physical Review E* **87** (2013) 033105.

[17] N. Crouseilles, P.-A. Hervieux, G. Manfredi, Quantum hydrodynamic model for the nonlinear electron dynamics in thin metal films, *Physical Review B* **78** (2008) 155412.

[18] R.M. Dreizler, E.K.U. Gross, *Density Functional Theory: An Approach to the Quantum Many-Body Problem*, Springer-Verlag, Berlin, (1990).

[19] Y.D. Jung, M. Akbari-Moghanjoughi, Electron-exchange effects on the charge capture process in degenerate quantum plasmas, *Physics of Plasmas* **21** (2014) 032108.

[20] H. Khalilpour, Low-frequency surface waves on semi-bounded magnetized quantum plasma, *Physics of Plasmas* **22** (2015) 122112.

[21] G. Manfredi, P.-A. Hervieux, Autoresonant control of the many-electron dynamics in nonparabolic quantum wells, *Applied Physics Letters* **91** (2007) 061108.

[22] P.K. Shukla, B. Eliasson, Nonlinear aspects of quantum plasma physics, *Physics-Uspekhi* **53** (2010) 51.

[23] Y. Liu, S.Q. Liu, Nonlinear Behavior of Electromagnetic Waves in Ultra-Relativistic Electron-Positron Plasmas, *Contributions to Plasma Physics* **51** (2011) 698.

## مرجع‌ها

[1] N.A. Krall, A.W. Trivelpiece, *Principles of plasma physics*, McGraw Hill, New York, (1973).

[2] L. Stenflo, P.K. Shukla, M.Y. Yu, Nonlinear propagation of electromagnetic waves in magnetized electron-positron plasmas *Astrophysics and Space Science* **117** (1985) 303.

[3] M.Y. Yu, P.K. Shukla, L. Stenflo, Alfvén vortices in a strongly magnetized electron-positron plasma *Astrophysical Journal* **309** (1986) L63.

[4] M. Marklund, B. Eliasson, P.K. Shukla, Nonlinear propagation of broadband intense electromagnetic waves in an electron-positron plasma, *Physics of Plasmas* **13** (2006) 083102.

[5] Y. Liu, S.Q. Liu, Nonlinear Behavior of Electromagnetic Waves in Ultra-Relativistic Electron-Positron Plasmas, *Contributions to Plasma Physics* **51** (2011) 698.

[6] G. Manfredi, How to model quantum plasmas *Fields Inst. Commun* **46** (2005) 263.

[7] M. Shahmansouri, The exchange-correlation effects on surface plasmon oscillations in semi-bounded quantum plasma, *Physics of Plasmas* **22** (2015) 092106.

[8] B. Shokri, A.A. Rukhadze, Quantum Surface Wave on A Thin Plasma Layer, *Physics of Plasmas* **6** (1999) 3450-3454.

[9] Y.D. Jung, M. Akbari-Moghanjoughi, Electron-exchange effects on the charge capture process in degenerate quantum plasmas, *Physics of Plasmas* **21** (2014) 032108

[10] M. Akbari-Moghanjoughi, A. Esfandyari-Kalejahi, Low-dimensional relativistic degeneracy in quantum plasmas, *Journal of Plasma Physics* **79** (2013) 1081-1087.

[11] A.R. Niknam, E. Rastbood, F. Bafandeh, S.M. Khorashadizadeh, Modulational instability of electromagnetic waves in a collisional quantum magnetoplasma, *Physics of Plasmas* **21** (2014) 042307.

[12] M.R. Rouhani, A. Akbarian, Z. Mohammadi, Electrostatic compressive and rarefactive dust ion-acoustic solitons in four



[26] B. Eliasson, P.K. Shukla, Dispersive properties of electrostatic oscillations in a quantum plasma *Journal of Plasma Physics* **76** (2010) 7.

[24] J.H. Luscombe, A.M. Bouchard, M. Luban, Electron confinement in quantum nanostructures: Self-consistent Poisson-Schrödinger theory, *Physical Review B* **46** (1992) 10262.

[25] S.M. SZE, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley, New York, (2006).

## **Effect of exchange potential on the electrostatic waves in quantum semiconductor plasmas**

**Mehran Shahmansouri\***

Department of Physics, Faculty of Science, Arak University, Arak 38156- 8 8349, Iran

Received: 03.01.2017    Final revised: 11.03.2017    Accepted: 13.03.2017

### **Abstract**

Propagation of electrostatic waves in a quantum semiconductor plasma has been investigated by a quantum hydrodynamic model in the presence of an external magnetic field. The influence of quantum effects such as Fermi pressure, Bohm potential and exchange potential on the propagation properties of electrostatic waves has been investigated. We found that the quantum effects and external magnetic field significantly modify the electrostatic wave frequency.

**Keywords:** Semiconductor plasma, Hydrodynamic model, Quantum effects

---

\* Corresponding Author: m-shahmansouri@araku.ac.ir