

ناپایداری امواج فراصوت در یک محیط کوانتومی نیمه رسانا

احمد مهرآمیز^{۱*}، مونا حسین زاده فیروزی^۲

۱- استادیار، ۲- کارشناسی ارشد، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بین المللی امام خمینی (ع)، قزوین
(دریافت: ۹۷/۰۳/۰۵، پذیرش: ۹۷/۱۱/۱۴)

چکیده: در این پژوهش، به شیوه‌ای تحلیلی ناپایداری و برانگیختگی پارامتریک امواج فراصوت در یک محیط نیمه‌رسانا و در حضور میدان الکتریکی نوسانی فرکانس بالا، بررسی می‌شود. بدین منظور، مجموعه‌ای از معادلات یک شاره کوانتومی به کار گرفته می‌شوند تا شرایط رخداد ناپایداری موج فراصوت عبوری از یک پلاسما نیمه‌رسانای پیزوالکتریک بررسی گردد. در ادامه پس از معرفی معادلات پایه شامل تصحیحات کوانتومی، رابطه پاشندگی موج فراصوت محاسبه شده و امکان ناپایداری موج در حوزه کوانتومی بررسی می‌گردد. نتایج نشان می‌دهند که وجود میدان الکتریکی فرکانس بالا (و نزدیک به فرکانس پلاسمایی) در محیط، با ایجاد جفت شدگی غیرخطی میان امواج فراصوت و امواج الکترونی پلاسما باعث رخداد ناپایداری می‌گردد. همچنین، نشان داده می‌شود که لحاظ کردن جنبه‌های کوانتومی برای محیط نیمه‌رسانا می‌تواند ناپایداری امواج فراصوت عبوری را افزایش دهد.

کلیدواژه‌ها: نیمه رسانای پیزوالکتریک، امواج فراصوت، پلاسمای کوانتومی

۱- مقدمه

موج فراصوت و امواج الکترونی پلاسما رخ می‌دهد [۵-۶]. تاکنون بیشتر پژوهش‌ها در این باره، در رژیم کلاسیکی صورت گرفته است. در کار حاضر، امکان رخداد ناپایداری موج فراصوت عبوری با در نظر گرفتن جنبه‌های کوانتومی برای یک محیط نیمه‌رسانای پیزوالکتریک آلاینده، مانند CdS نوع n (که به عنوان محیطی پلاسمایی فرض می‌شود) بررسی می‌گردد. به بیان دیگر، مجموعه‌ای از معادلات یک شاره کوانتومی به کار گرفته می‌شود تا شرایط رخداد ناپایداری موج فراصوت عبوری از محیط نیمه‌رسانای گفته شده تحلیل گردد. دلیل استفاده از کادمیوم سولفید در این بررسی بالا بودن میزان خاصیت پیزوالکتریسیته و داشتن مقاومتی بالا در حدود یک میلیون $\Omega\text{-cm}$ است [۷-۸].

به طور کلی در محیط‌هایی که چگالی حامل‌ها نسبتاً زیاد و دما کم است، پدیده‌های کوانتومی اجتناب ناپذیر هستند. به علاوه در پلاسماهای نیمه‌رسانا طول موج دوبروی حامل‌های بار با مشخصات طولی سیستم، مانند فاصله بین ذره‌ای یا شعاع ویگنر قابل مقایسه است و می‌توان محیط را کوانتومی در نظر گرفت. از سوی دیگر، بیشتر مطالعاتی که اخیراً با مدل‌های کوانتومی صورت گرفته است، تغییرات قابل توجهی را در ویژگی‌های الکترودینامیکی خطی و غیرخطی سیستم‌های نیمه‌رسانا نسبت به مدل کلاسیکی نشان می‌دهد [۹].

در ادامه پس از معرفی معادلات پایه شامل تصحیحات کوانتومی، رابطه پاشندگی موج فراصوت در حضور میدان الکتریکی

تحریک و تقویت پارامتریک امواج فراصوت در نیمه رساناهای پیزوالکتریک به دلایل کاربردی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار بوده و در سال‌های اخیر از جنبه‌های متفاوتی مورد بررسی قرار گرفته است [۱-۲]. یافته‌ها گویای آن است که این نیمه‌رساناها به دلیل خاصیت پیزوالکتریسیته، توانایی تبدیل انرژی مکانیکی به الکتریکی و برعکس را دارد [۳]. حضور یک میدان الکتریکی یکنواخت می‌تواند موج فراصوت عبوری از یک نیمه‌رسانای پیزوالکتریک (مانند CdS) را تقویت و یا تضعیف کند. شارش یک جریان مستقیم در محیط و در حضور یک موج فراصوت منجر به تولید میدان الکتریکی نوسانی شده که در نهایت با موج فراصوت برهم کنش می‌کند و هنگامی که سرعت رانش الکترون‌ها از سرعت صوت فراتر می‌رود تقویت رخ می‌دهد [۴]. به دلیل جفت‌شدگی الکترومکانیکی نسبتاً زیاد در این نیمه‌رساناها، وجود یک میدان الکتریکی نوسانی می‌تواند تغییرات قابل توجهی را در رابطه پاشندگی امواج فراصوت ایجاد کند. حضور میدان الکتریکی نوسانی فرکانس پایین (نزدیک به فرکانس موج فراصوت $\omega \approx \omega_0$)، سبب جفت‌شدگی میان مدهای مختلف موج فراصوت می‌گردد. اگر از یک میدان الکتریکی نوسانی فرکانس بالا استفاده شود (نزدیک به فرکانس امواج الکترونی پلاسما $\omega_p \approx \omega_0$)، جفت‌شدگی میان

روابط QHD (پیوستگی و تکانه) برای سیال الکترون‌ها به صورت زیر بیان می‌شود [۱۱].

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + (\vec{v}_0 \cdot \hat{x} \frac{\partial}{\partial x}) n_1 + n_0 (\hat{x} \frac{\partial}{\partial x}) \vec{v}_1 = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + (\vec{v}_0 \cdot \hat{x} \frac{\partial}{\partial x}) \vec{v}_1 = -\frac{e}{m} \vec{E} - \vec{v}_1 \nu - \frac{1}{mn_0} (\nabla P - \frac{\hbar^2 \nabla (\nabla^2 n_1)}{4m}) \quad (5)$$

رابطه (۵) تأثیرات پراش کوانتومی و آمار کوانتومی را بر سیستم‌های پلاسمایی نشان می‌دهد که در آن، پراش کوانتومی با جمله دارای \hbar^2 ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$) و h ثابت پلانک است) معرفی می‌شود [۹]. n_1 و n_0 چگالی‌های تعادلی و اختلالی الکترون‌ها و $P = mV_F^2 n_1^3 / 3n_0^2$ فشار فرمی است که در آن، $V_F^2 = 2k_B T_F / m$ (سرعت فرمی است) می‌باشد. k_B و T_F نیز به ترتیب ثابت بولتزمن و دمای فرمی هستند. بدین ترتیب معادله (۵) به صورت رابطه (۶) بازنویسی می‌شود:

$$\frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + (\vec{v}_0 \cdot \hat{x} \frac{\partial}{\partial x}) \vec{v}_1 = -\frac{e}{m} \vec{E} - \vec{v}_1 \nu - V_F^2 (1 + (\frac{k^2 V_F^2}{4\omega_p^2}) (\frac{\hbar^2 \omega_p^2}{4k_B^2 T_F^2})) \frac{\nabla n_1}{n_0} \quad (6)$$

در این رابطه، ω_p فرکانس پلاسمایی است که با رابطه $\omega_p^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{\epsilon m}$ معرفی می‌شود. برای انتشار طولی موج در یک کریستال متقارن، مناسب است که تقریب یک بعدی با ثابت‌های پیزوالکتریک و الاستیک اسکالر را در نظر بگیریم. از این رو فرض شده است که بردار میدان الکتریکی در جهت محور تقارن قرار دارد.

۳- محاسبات و بحث

ناپایداری امواج فراصوت ناشی از جفت‌شدگی با امواج الکترونی (پلاسمایی) محیط است که می‌تواند توسط میدان الکتریکی ایجاد شود. اختلال موج فراصوت در شبکه، افت و خیز چگالی الکترون‌ها را در همان فرکانس افزایش می‌دهد. این مساله باعث جفت شدن غیرخطی موج فراصوت با میدان الکتریکی خارجی می‌شود و از سوی دیگر سبب تحریک الکترون‌های محیط در فرکانس‌های تفاضلی و جمعی ($\omega_0 \pm \omega$) خواهد بود که قابل تنظیم و نزدیک به فرکانس پلاسمایی ω_p است. افت و خیز چگالی الکترون‌ها در فرکانس ω_p و نیز جفت‌شدگی غیرخطی می‌تواند سبب نوسان مجدد چگالی الکترون‌های شبکه و اختلال در فرکانس موج

فرکانس بالا (که مثلاً توسط پالس لیزر CO_2 تولید می‌شود) محاسبه شده و امکان ناپایداری موج در رژیم‌های کوانتومی بررسی می‌گردد. در بخش پایانی نیز تحلیلی عددی ارائه خواهد شد.

۲- فرضیات و معادلات

در این بخش یک نیمه‌رسانای آلاییده n-CdS در نظر گرفته می‌شود و با استفاده از معادلات حرکت برای شبکه و نیز معادلات مدل هیدرودینامیک کوانتومی (QHD) برای پلاسما، رابطه پاشندگی موج فراصوت به دست آورده می‌شود. گفتنی است که معادلات مدل گفته شده را می‌توان از روی مدل‌های میکروسکوپی ویگنر-پواسون و شرودینگر-پواسون به دست آورد [۹-۱۰]. مدل شرودینگر-پواسون رفتار هیدرودینامیکی اجزای پلاسما را در مقیاس کوانتومی تشریح می‌کند. مطالعه رفتارهای جنبشی کوانتومی در پلاسما نیز با مدل ویگنر-پواسون امکان‌پذیر است. مدل QHD با در نظر گرفتن گشتاورهای سرعت در روابط ویگنر به دست می‌آید. در واقع مدل QHD، هم ارز سیالی کلاسیک برای پلاسما است که با عبارت تصحیح کوانتومی (همچون پتانسیل بوهم)، کاملتر شده است. در این مدل تأثیر آماری کوانتومی نیز از طریق معادلات حالت لحاظ می‌گردد.

اولین معادله مورد نیاز، معادله حرکت برای الکترون‌ها است،

$$\frac{\partial \vec{v}_0}{\partial t} + \nu \vec{v}_0 = \frac{e}{m} \vec{E}_0 \cos \omega_0 t \quad (1)$$

این رابطه نشان می‌دهد که الکترون‌ها تحت تأثیر میدان الکتریکی $\vec{E}_0 \cos \omega_0 t$ نوسان می‌کنند. ν (با شرط $\omega_0 (\approx \omega_p) \gg \nu$)، فرکانس برخورد الکترون‌ها است. e و m نیز به ترتیب بار الکتریکی و جرم الکترون هستند. معادله لازم دیگر به صورت زیر است:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial x^2} - K \frac{\partial \vec{E}}{\partial x} \quad (2)$$

که حرکت شبکه در کریستال پیزوالکتریک را توضیح می‌دهد. \vec{u} جابه‌جایی شبکه، ρ چگالی کریستال، c ثابت الاستیک و K ضریب پیزوالکتریک است. میدان الکتریکی E نیز از رابطه پواسون به دست می‌آید.

$$\epsilon (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = \rho_e + \rho_{polarization} \quad (3)$$

عبارت دوم سمت راست در رابطه (۳)، $\rho_{polarization} = K \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ ،

سهم پیزوالکتریک در قطبش را نشان می‌دهد. همچنین $\rho_e = -n_1 e$ ، سهم الکترون‌های اختلالی در قطبش است. در این رابطه ϵ ثابت دی‌الکتریک نیمه‌رسانا بوده که در اختلالات فرکانس پایین $\epsilon = \epsilon_0$ و برای اختلالات فرکانس بالا $\epsilon = \epsilon_\infty$ است. حال

فراصوت شود. بنابراین، تحت شرایط گفته شده امواج الکترونی پلاسما و امواج فراصوت باعث ناپایداری یکدیگر در حضور میدان الکتريکی خارجی می‌شوند. به دلیل عدم وابستگی میدان الکتريکی خارجی به محیط، لازم است برای جفت شدگی غیرخطی، امواج فراصوت و امواج الکترونی پلاسما بردار موج با اندازه یکسان $|k|$ داشته باشند. فرض بر این است که $kl \ll 1$ و $\omega_p \gg \nu$ بنابراین، $k \lambda_D \ll 1$ که $\lambda_D = \left(\frac{\epsilon k_B T}{n_0 e^2} \right)^{1/2}$ طول دمای (T) دمای مطلق بر حسب کلویین است، k عدد موج و l میانگین طول برخورد الکترون‌ها است. برای این مقدار از k میرایی بسیار ضعیفی را برای امواج الکترونی پلاسما خواهیم داشت.

فرض بر این است که فرکانس تحریک ω_0 از فرکانس موج فراصوت بسیار بیشتر باشد. بنابراین شبکه به اختلالات با فرکانس نزدیک به ω_0 پاسخی نخواهد داد. از این رو چگالی و سرعت الکترون‌ها را طبق روابط (۷-۸) می‌نویسیم:

$$n = n_s + n_f \quad (7)$$

$$v = v_s + v_f \quad (8)$$

n_s و v_s مربوط به اختلالاتی است که نزدیک به فرکانس امواج فراصوت نوسان می‌کنند. n_f و v_f نیز شامل اختلالاتی با فرکانس بالاتر، یعنی فرکانس امواج پلاسمایی است. با فرض وابستگی اختلالات با فرکانس پایین به صورت $\exp(ikx - i\omega t)$ و کمک گرفتن از روابط (۲) و (۳) رابطه میان جابه‌جایی شبکه u و n_s را به دست می‌آوریم:

$$u(\omega^2 - k^2 \frac{c}{\rho} - \frac{4\pi k^2 K^2}{\epsilon_0 \rho}) = \frac{4\pi e K}{\epsilon_0 \rho} n_s \quad (9)$$

اگر $\omega_0 \gg \omega, \nu$ و $keE_0 / m\omega_0^2 \ll 1$ (یعنی طول مسیر الکترون‌ها در میدان الکتريکی خارجی در مقایسه با طول موج فراصوت کوچک باشد) معادلات (۳) تا (۵) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial^2 n_f}{\partial t^2} + \nu \frac{\partial n_f}{\partial t} + \omega_D^2 n_f = -ikn_s \frac{e}{m} E_0 \cos \omega_0 t \quad (10)$$

$$(\omega_D^2 - i\nu\omega)n_s + \frac{k^2 e n_0}{m} \frac{4\pi K}{\epsilon_0} u = ikn_f \frac{e}{m} E_0 \cos \omega_0 t \quad (11)$$

که، $\omega_D^2 = -\omega_p^2 - k^2 V_F^2 (1 + \frac{V_F^2 k^2}{16k_B^2 T_F^2} \hbar^2)$ فرکانس تغییر یافته

امواج الکترونی پلاسما است و شامل عبارت مربوط به تصحیح کوانتومی نیز می‌باشد. n_f دارای مؤلفه‌هایی در $\omega \pm \omega_0$ است. از آن جایی که $keE_0 / m\omega_0^2 \ll 1$ ، جمله‌های مرتبه بالاتر

معادله (۱۰) می‌تواند برای دو مقدار n_f حل شود تا با قرار گرفتن در رابطه (۱۱) دومین معادله بین n_f و u به دست آید. (اولین، رابطه (۹) است) با حذف دو متغیر، معادله پاشندگی اصلاح شده برای انتشار امواج فراصوت با عبارت تصحیح کوانتومی به دست می‌آید.

ابتدا فرض می‌کنیم $E_0 = 0$

$$(\omega_D^2 - i\nu\omega)n_s + \frac{k^2 e n_0}{m} \frac{4\pi K}{\epsilon_0} u = 0 \quad (12)$$

سپس با استفاده از روابط (۲) و (۳) و نیز تبدیل فوریه، رابطه زیر نوشته می‌شود

$$\omega^2 \rho u = -k^2 c u - \frac{4\pi e K}{\epsilon_0 m} n + \frac{4\pi K^2 k^2}{\epsilon_0} u \quad (13)$$

حال با استفاده از روابط (۱۲) و (۱۳)، رابطه پاشندگی در حالتی که میدان الکتريکی خارجی وجود ندارد، به دست آورده می‌شود

$$\omega^2 = k^2 \frac{c}{\rho} - \frac{4\pi}{\epsilon_0 \rho} k^2 K^2 (1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_D^2 - i\nu\omega}) \quad (14)$$

اگر \hbar در رابطه ω_D صفر باشد، آن‌گاه داریم:

$$\omega_D^2 = -\omega_p^2 - k^2 V_F^2$$

رابطه (۱۴) معادله پاشندگی را در حالت کلاسیکی نشان می‌دهد. پس با فرض $E_0 \neq 0$ خواهیم داشت:

$$\omega^2 - k^2 \frac{c}{\rho} - \frac{4\pi}{\epsilon_0} k^2 K^2 + A \omega_D^2 \left[1 - \frac{i\nu\omega}{\omega_D^2} + B \left(\frac{\omega_D}{\omega + \delta + 1/2i\nu} - \frac{\omega_D}{\omega - \delta + 1/2i\nu} \right) \right]^{-1} = 0 \quad (15)$$

که در آن، تعاریف زیر به کار رفته‌اند:

$$A = \frac{4\pi k^2}{\epsilon_0 \rho} K^2 \frac{\omega_p^2}{\omega_D^4},$$

$$B = \frac{e^2 k^2 E_0^2}{8m^2 \omega_D^4},$$

$$\delta = \omega_0 - \omega_D$$

رابطه (۱۴) یک موج فراصوت میرا را نشان می‌دهد که میرایی آن ناشی از جفت‌شدگی با الکترون‌ها است. با در نظر

همچنین تغییر متناسب در قسمت حقیقی فرکانس یا در واقع همان فاز سرعت در موج فراصوت نسبتاً کوچک است.

برای فهم بهتر نتایج به صورت عددی، می‌توان پارامترهای متداول نیمه رسانای CdS به شرح زیر را به کار برد

$$m = 0.19m_0$$

$$\rho = 4.826 \times 10^3 \text{ kgm}^{-3}$$

$$n_0 = 10^{22} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$$

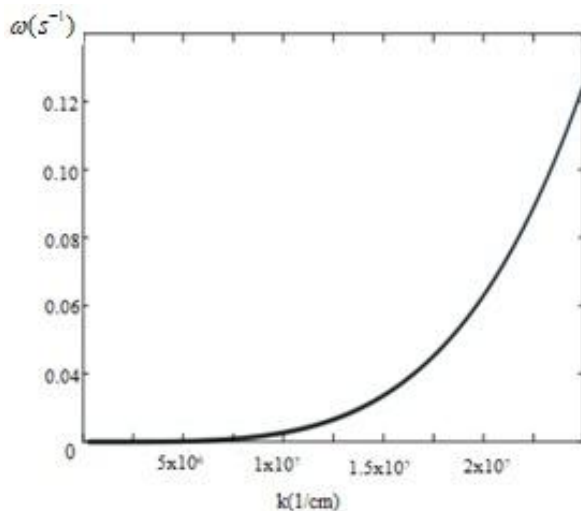
$$k = 10^5 \text{ m}^{-1}$$

$$K = 0.054 \times 10^{-2} \text{ m}^{-2}$$

$$v = 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

که در آن، m_0 جرم الکترون آزاد است. استفاده از مقادیر عددی فوق نشان می‌دهد که فرکانس پلاسمایی قابل مقایسه با فرکانس لیزر CO_2 با طول موج 10.6μ است.

وجود عبارت تصحیح کوانتومی در ω_D سبب افزایش ناپایداری موج فراصوت می‌گردد. نمودارهای شکل (۲-۱) رابطه پاشندگی (۱۴) را به ترتیب در دو حوزه کوانتومی و کلاسیکی نشان می‌دهند. این نمودارها نشان می‌دهند ناپایداری موج فراصوت در حالت کوانتومی ($\hbar \neq 0$) بیشتر از حالت کلاسیکی ($\hbar = 0$) است. سمت راست نمودار در جهت افزایش k می‌باشد که به معنای افزایش ناپایداری بوده و شرط $\omega_i < 0$ برقرار است. بر اساس رابطه (۵)، افزایش چگالی سبب افزایش تاثیرات کوانتومی و در نتیجه افزایش ناپایداری می‌گردد. شکل (۴-۳) نیز تأثیر تغییرات چگالی را بر رابطه پاشندگی نشان می‌دهد.



شکل (۱): نمودار پاشندگی موج فراصوت در حالت کوانتومی (تغییرات k نسبت به ω).

$$\rho = 4.826 \times 10^3 \text{ kgm}^{-3}, \varepsilon = 18, K = 0.054 \times 10^{-2} \text{ m}^{-2},$$

$$v = 3.5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}, n_0 = 10^{22} \text{ m}^{-3}.$$

گرفتن فرکانس موج فراصوت به صورت $\omega = \omega_r + i\omega_i$ و با استفاده از رابطه (۱۴) به عبارت زیر می‌رسیم

$$\omega_r^2 - \omega_i^2 = k^2 \frac{c}{\rho} - 2i\omega_r\omega_i$$

$$-\frac{4\pi}{\varepsilon_0\rho} k^2 K^2 \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_D^2 - i\omega_r v - \omega_i v} \right) \quad (16)$$

جمله $i\omega_r v$ نشان‌دهنده اثرات برخورد است، بنابراین برخوردهایی که در پلازما صورت می‌گیرد باعث میرایی امواج در پلازما می‌شود. شرط میرایی $v > 0$ است. اگر مقدار $B = \frac{e^2 k^2 E_0^2}{8m^2 \omega_D^4}$ محدود باشد در آن صورت برطبق رابطه (۱۵) موج فراصوت با شرط زیر ناپایدار می‌شود

$$[2B\delta\omega_D^2 / (\delta^2 + \frac{1}{4}v^2)^2] > 1 \quad (17)$$

در واقع اگر رابطه (۱۵) برای $\omega = \omega_r + i\omega_i$ و مقدار مثبت و حقیقی k حل شود مد ناپایداری با شرط $\omega_i < 0$ به دست می‌آید. فرض می‌کنیم $\omega_i \ll \omega_r$ و $\omega_r \sim k(c/\rho)^{1/2}$ [۱۰]، بنابراین، با جداسازی قسمت حقیقی و قسمت موهومی در رابطه (۱۵) به عبارت زیر می‌رسیم

$$\omega_i = -\frac{K^2 k^2}{2\gamma\varepsilon_0 c \omega_p^2 v}$$

$$\left[1 - 2\delta k^2 E_0^2 / \omega_D^3 (v^2 + \delta^2) \right]$$

در اینجا، $\gamma = 1 - \frac{v_0}{(c/\rho)^{1/2}}$ می‌باشد، و $v_s = (c/\rho)^{1/2}$

سرعت صوت است. نکته قابل توجه آن است که شرط ناپایداری به فرکانس موج فراصوت یعنی به ω بستگی ندارد زیرا قبلاً شرط $\omega \ll v$ در نظر گرفته شده بود. کمینه میدان الکتریکی آستانه با بهینه‌سازی عبارت سمت چپ و با توجه به δ و رابطه (۱۷) به دست می‌آید،

$$(E_0)_{th} = (m/ke)(2v^3)^{1/2}(\omega_D) \quad (19)$$

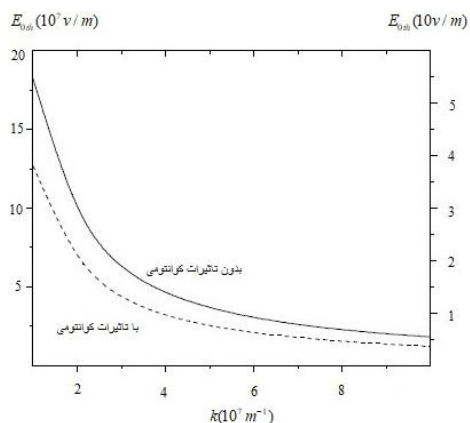
براین اساس $\delta = \frac{1}{2}v$ خواهد بود. در نتیجه شرط ناپایداری شکل زیر را به خود می‌گیرد:

$$\delta > 0 \quad (20\text{-الف})$$

یعنی $\omega_0 > \omega_D$ یا $\omega_0 \approx \omega_D + \frac{1}{2}v$ و:

$$(keE_0 / m\omega_D^2) > (2v^3 / \omega_D^3)^{1/2} \quad (20\text{-ب})$$

شکل (۵) نیز وابستگی میدان الکتریکی آستانه را به عدد موج k نشان می‌دهد. تصحیحات کوانتومی تاثیر زیادی بر میدان الکتریکی آستانه دارد، به طوری که سبب کاهش میدان آستانه مورد نیاز در محیط می‌گردد. همچنین مشاهده می‌شود که با افزایش عدد موج این میدان کاهش می‌یابد.



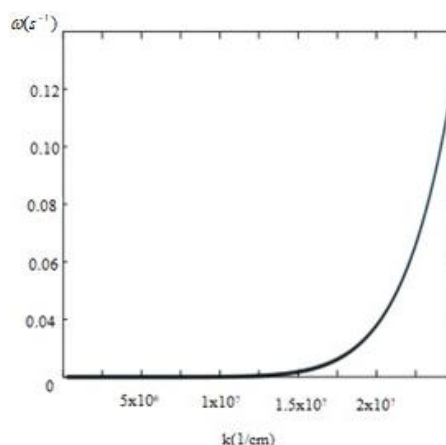
شکل (۵): نمودار تغییرات میدان الکتریکی آستانه $(E_0)_{th}$ بر حسب عدد موج k . $m/m_0 = 0.19, \nu = 10^{12}, n_0 = 10^{22} m^{-3}$. نقطه چین‌ها نمودار با تاثیرات کوانتومی و خط ممتد نمودار بدون تاثیرات کوانتومی است.

بر اساس رابطه (۱۷) اگر $\hbar = 0$ باشد مقدار 1.762×10^{-4} را خواهیم داشت که همواره از یک بزرگتر است و برای $\hbar \neq 0$ مقدار 2.053×10^{-4} به دست می‌آید و نشان‌دهنده افزایش ناپایداری است.

در فرضیات و محاسبات بخش‌های قبل محیط مورد نظر کوانتومی انگاشته شد. در این بخش، صحت چنین فرضی بر اساس یکی از معیارهای کوانتومی بودن (یا نبودن) محیط ارزیابی می‌گردد. بدین منظور دو معیار متفاوت را بیان می‌کنیم [۱۳-۱۲].

بر این اساس، اگر میانگین فاصله بین ذرات یا شعاع ویگنر $\frac{1}{a} = (3/4\pi n_0)^{1/3}$ با طول موج دوبروی قابل مقایسه یا کوچکتر باشد ($\lambda_B = \hbar / mv_T$)، در آن صورت این محیط همانند یک پلاسمای کوانتومی رفتار می‌کند. محیط مورد فرض ما نیمه‌رسانای CdS در دمای ۷۷ کلوین با چگالی الکترونی متغیر از $10^{22} m^{-3}$ تا $10^{24} m^{-3}$ است. برای این محیط شعاع در رنج $2.7564 \times 10^{-8} m$ تا $5.938 \times 10^{-9} m$ متغیر خواهد بود. (به‌طور خاص در چگالی $n_0 = 1.14 \times 10^{24} m^{-3}$ شعاع ویگنر برابر با $a = 5.938 \times 10^{-9} m$ می‌شود). درحالی‌که، λ_B برابر با

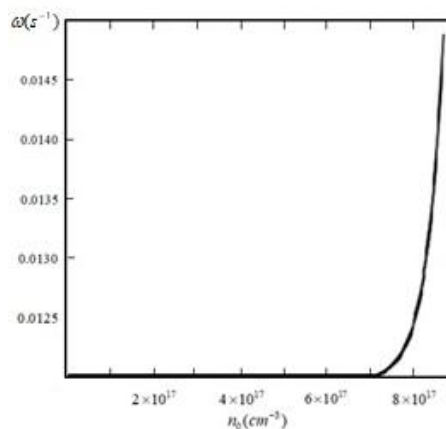
$4.882 \times 10^{-8} m$ است. بدین ترتیب براساس معیار معرفی‌شده محیط را می‌توان کوانتومی انگاشت. از طرف دیگر برای انگاشتن محیط به‌عنوان پلاسمای کوانتومی پارامتر تبه‌گنی هم باید بزرگتر



شکل (۲): نمودار پاشندگی موج فراصوت در حالت کلاسیکی. (تغییرات k نسبت به ω).

$$\rho = 4.826 \times 10^3 kgm^{-3}, \varepsilon = 18, K = 0.054 \times 10^{-2} m^{-2},$$

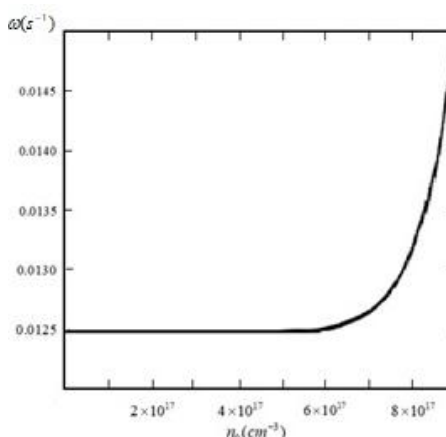
$$\nu = 3.5 \times 10^{11} s^{-1}, n_0 = 10^{22} m^{-3}.$$



شکل (۳): نمودار پاشندگی موج فراصوت بر حسب تغییرات چگالی در حالت کلاسیکی.

$$\rho = 4.826 \times 10^3 kgm^{-3}, \varepsilon = 18, K = 0.054 \times 10^{-2} m^{-2},$$

$$\nu = 3.5 \times 10^{11} s^{-1}, k = 10^5 m^{-1}.$$



شکل (۴): نمودار پاشندگی موج فراصوت بر حسب تغییرات چگالی n_0 در حالت کوانتومی.

$$\rho = 4.826 \times 10^3 kgm^{-3}, \varepsilon = 18, K = 0.054 \times 10^{-2} m^{-2},$$

$$\nu = 3.5 \times 10^{11} s^{-1}, k = 10^5 m^{-1}.$$

- [2] A. Singh, P.Aghamkar, "Parametric dispersion and amplification in semiconductor-plasmas: effects of carrier heating," Elsevier, Vol. 41, No.1, pp. 64-69, 2009.
- [3] A. Sodano, J. Inman, "A review of power harvesting from vibration using piezoelectric materials," The Shock and Vibration Digest, Vol. 36, No. 3, pp. 197-205, 2007.
- [4] L.White, "Amplification of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductors," J. Appl.Phys, Vol.33, No. 8, pp. 2547-2554, 1962.
- [5] K. Kaw, "Kinetic theory of parametric excitation of acoustic waves in piezoelectric semiconductors," Pramana, Vol. 2, No. 6, PP. 304-311, 1974.
- [6] K. Kaw, "Parametric excitation of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductors," Journal of Applied Physics, Vol. 44, No. 4, pp. 1497-1499, 1973.
- [7] S. Gosh, Banerjee, "Space-charge solitary waves and double layers in n-type compensated semiconductor quantum plasma," Pramana, Vol. 90, No. 42, pp. 1531-1534, 2017.
- [8] W. Smith, "Properties of Ohmic Contacts to Cadmium Sulfide Single Crystals," Physical Review Journals Archive, Vol. 97, No. 6, pp. 1525-1530, 1955.
- [9] F. Haas, "Quantum Plasmas A Hydrodynamic Approach", Springer, 2011.
- [10] CH. Uzma, "Stimulated Brillouin scattering of laser radiation in a piezoelectric semiconductor: Quantum effect," Journal of Applied Physics, Vol. 105, No.1, pp. 13307-13312, 2009.
- [11] A. Breazeale, "Parametric excitation of ultrasonic waves", The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 47, No. 82, pp. 82-86, 1970.
- [12] G. Manfredi, "How to mode quantum plasmas", Fields Inst, Commun, 2005.
- [13] K. Shukla, B. Eliasson, "Colloquium: Nonlinear collective interactions in quantum plasmas with degenerate electron fluids," Rev.Mod.Phys, Vol. 83, No. 3, pp. 885-910, 2011.

یا مساوی یک باشد [۹]. برآورد عددی نشان می‌دهد که این شرط نیز برقرار است.

۴- نتیجه‌گیری

در بخش‌های قبل، بررسی‌های تحلیلی بر اساس معادلات هیدرودینامیک کوانتومی برای یک نیمه رسانای تبهگن صورت گرفت. نشان داده شد که حضور میدان الکتریکی نوسانی فرکانس بالا با شرط $\omega_o \approx \omega_p$ سبب جفت‌شدگی امواج فراصوت و امواج الکترونی پلاسمایی در نیمه رساناهای پیزوالکتریک می‌شود. همچنین ارضای شرط (۲۰) موجب ناپایداری در امواج فراصوت می‌گردد.

مشخص شد میدان الکتریکی فرکانس بالا که می‌تواند توسط لیزر CO_2 ایجاد شود، باعث برانگیزش موج فراصوت می‌گردد. شرط ناپایداری موج فراصوت در رابطه (۲۰) به‌دست آمد و در آن جمله تصحیح کوانتومی در ω_D ظاهر شد. در حوزه کلاسیکی نیز که $\hbar = 0$ همین شرط برقرار است. مشاهده می‌شود که این شرط در هر دو حوزه کوانتومی و کلاسیکی برقرار است، اما بر اساس رابطه (۱۷) وجود جمله کوانتومی، میزان ناپایداری را افزایش می‌دهد.

۵- منابع

- [1] R. Sharma, S. Gosh, "Parametric excitation and amplification of an acoustic wave in a magnetized piezoelectric semiconductor," Phys. Stat. Sol, Vol. 184, No. 2, pp. 443-452, 2001.

Instability of ultrasonic waves in a semiconductor quantum medium

A. Mehramiz^{*}, M. Hosseinzade Firouzi

Imam Khomeini International University, Qazvin

(Received: 26/05/2018, Accepted: 03/02/2019)

Abstract

In this research, an analytical investigation has been performed on instability and excitation of ultrasonic waves in a semiconductor medium by the application of a high-frequency electric field. To this end, using a set of basic hydrodynamic equations including quantum corrections, dispersion relation of the ultrasonic waves in the presence of electric field is calculated and the possibility of waves instability in the quantum regime is investigated. The results show that the high-frequency electric field, near the electron-plasma frequency, produces a nonlinear coupling between the ultrasonic waves and electron-plasma waves and leads to ultrasonic waves instability which can be increased by taking into account quantum effects in a semiconductor medium.

Keywords: Piezoelectric Semiconductor, Ultrasonic Waves, Quantum Plasmas

^{*} Corresponding author E-mail: mehram@ikiu.ac.ir

Instability of Ultrasonic Waves in a Semiconductor Quantum Medium

A. Mehramiz^{*}, M. Hosseinzade Firouzi

Imam Khomeini International University, Qazvin

(Received: 26/05/2018, Accepted: 03/02/2019)

Abstract

In this research, an analytical investigation has been performed on instability and excitation of ultrasonic waves in a semiconductor medium by the application of a high-frequency electric field. To this end, using a set of basic hydrodynamic equations including quantum corrections, dispersion relation of the ultrasonic waves in the presence of electric field is calculated and the possibility of waves instability in the quantum regime is investigated. The results show that the high-frequency electric field, near the electron-plasma frequency, produces a nonlinear coupling between the ultrasonic waves and electron-plasma waves and leads to ultrasonic waves instability which can be increased by taking into account quantum effects in a semiconductor medium.

Keywords: Piezoelectric Semiconductor, Ultrasonic Waves, Quantum Plasmas

^{*} Corresponding author E-mail: mehram@ikiu.ac.ir