بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شهید چمران اهواز،
خوزستان، ایران.
۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰

تاثیر حامل‌های جریان بر ویژگی‌های امواج آکوستیک در محیط‌های جامد کوانتومی

مونا حسین‌زاده فیروزی، لیلا یوسفی، احمد مهرآمیز

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بین‌المللی امام خمینی (ره)، قزوین

Email: mehramiz@sci.ikiu.ac.ir

چکیده- در این پژوهش به شیوه ای تحلیلی، تغییرات بهره امواج آکو ستیک عبوری از یک محیط حالت جامد را مورد مطالعه قرار داده‌ایم. ابتدا با در نظر گرفتن تصحیحات ناشی از افت و خیز کوانتومی چگالی حاملین جریان، رابطه پاشندگی موج را به دست آورده و سپس به محاسبه ضریب بهره پرداخته ایم. نتایج تحلیلی و عددی نشان می‌دهد که تغییرات فرکانس موج و سرعت رانش حامل‌ها بر میزان بهره امواج آکوستیک تاثیر گذار بوده و حضور حاملین مثبت جریان باعث کاهش ضریب بهره می‌گردد.

کلید واژه-امواج آکوستیک، بهره، پلاسمای نیمه‌رسانا، پیزوالکتریک

The effect of current carriers on the properties of acoustic waves in solid state quantum mediums

Mona Hosseinzade Firouzi, Leila Yusefi, Ahmad Mehramiz

Imam Khomeini International University, Qazvin

Email: monafiroozi۸۹@gmail.com, lyousefiteach@gmail.com, mehramiz@sci.ikiu.ac.ir

Abstract- In this research, we have investigated analytically the changes in the acoustic waves gain across a solid-state medium using quantum fluid equations. First, by considering the corrections caused by the quantum fluctuation in the density of current carriers, we have obtained the wave dispersion relation and then we calculated the gain coefficient. Analytical and numerical results show that changes in wave frequency and drift velocity of carriers affect the acoustic waves gain and the presence of positive current carriers reduces the gain coefficient.

Keywords: Acoustic waves, Gain, Piezoelectric, Plasma semiconductor

[Downloaded from opsi.ir on 2024-04-19]

مقدمه

در چگالی‌های بالا، برهمکنش پالس شدید لیزر با مواد جامد نیمه رسانا می‌تواند سبب ایجاد پلاسماهایی از نوع الکترون-حفره شود. سازوکار مرتبط این است که الکترون‌ها، انرژی یک یا چند فوتون را جذب کرده و از باند والانس به باند رسانش منتقل می‌شوند و حفره‌هایی را در باند والانس ایجاد می‌کنند. در این حالت رفتار جمعی سیستم شبه خنثای مربوط به هر دو نوع حامل بار به اختلالات الکترومغناطیسی محیط، شرایط و رفتاری پلاسما گونه را باعث می‌شود[۱]. در نانو ساختارهای نیمه‌رسانا، الکترون‌ها و حفره‌ها، فرمیون در نظر گرفته می‌شوند و به دلیل اصل طرد پائولی، از توزیع فرمی-دیراک پیروی می‌کنند. یکی از مدل‌هایی که برای تحلیل رفتار چنین سیستم هایی بکار می‌رود، مدل سیال کوانتومی است. [۲]. این مدل بیانگر فرمول‌بندی سیالی پلاسماست و شامل تصحیحاتی کوانتومی همچون نیروی بوهم ناشی از افت و خیز چگالی حامل‌ها می‌شود. در این پژوهش تقویت امواج آکوستیک در یک پلاسمای الکترون-حفره پیزوالکتریک و با تاکید بیشتر بر نقش حفره ها پرداخته می‌شود؛ در پژوهش‌های دیگر، بیشتر به نقش الکترون‌ها توجه شده است. بدین منظور، با استفاده از مدل هیدرودینامیک کوانتومی جا به جایی الکتریکی و معادله پاشندگی را به دست آورده و سپس به محاسبه تحلیلی و ارائه تحلیل عددی آن می‌پردازیم.

معادلات و فرضیات

محیط نیمه رسانایی از نوع گالیم آرسناید (هر دو گونه n و p) را در نظر می‌گیریم. برای توضیح تحلیلی برهم کنش فونون‌ها با الکترون-حفره‌ها، تابع معرف رفتار الکترودینامیکی محیط را بدست می‌آوریم. تأثیر آمار کوانتومی نیز با معادله حالت لحاظ می‌گردد. فرض می‌شود که موج صوتی در جهت محورz منتشر می‌گردد، بنابراین جابه جایی شبکه u در جهت محور x خواهد بود. میدان الکتریکی را به صورت $\mathbf{k}\|\mathbf{z}$ خواهیم داشت. الکترون‌ها و حفره‌ها با توجه به راستای میدان الکتریکی با سرعت v_{0j} ($j=e,h$) و به ترتیب در جهت $\mathbf{E_0}\|\mathbf{(-z)}$ و $\mathbf{E_0}\|\mathbf{z}$ در محیط رانش می‌یابند. معادلات بیان کننده محیط پیزوالکتریک به صورت زیر تعریف می‌شوند

$$T = cS - \beta E_z \qquad (۱)$$

$$D = \beta S + \varepsilon E_z \qquad (۲)$$

که در آن‌ها c ثابت الاستیک ، ε ثابت گذردهی دی الکتریک، E میدان الکتریکی، T استرس(تنش)، β ثابت پیزوالکتریک وD جابه جایی الکتریکی است. از آنجایی که جا به جایی شبکه u فقط در راستایx است لذا تانسورهای کرنش و کشش را بصورت اسکالر در نظر می‌گیریم. کرنش را نیز به صورت $S=\partial u_x/\partial z$ می‌نویسیم. u جابه جایی فیزیکی در محیط است. معادلات QHD نرمالیزه شده و پایه‌ای را به صورت زیر می‌نویسیم [۳]

$$\frac{\partial n_{1j}}{\partial t}+v_{0j}\frac{\partial n_{1j}}{\partial z}+n_{0j}\frac{\partial v_{1j}}{\partial z}=0 \qquad (۳)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v_{1j}}}{\partial t}+\upsilon\mathbf{v_{1j}}+[\mathbf{v_{0j}}.\nabla]\mathbf{v_{1j}}=-\frac{q_j}{m_j}E_z - \frac{1}{m_j n_{0j}}\nabla P_j-\frac{\hbar^2}{4m_j^{\,2}n_{0j}}\nabla^3 n_{1j} \qquad (۴)$$

$$\rho\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}-\frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}+\beta\frac{\partial E_z}{\partial z}=0 \qquad (۵)$$

رابطه (۳) معادله پیوستگی و رابطه (۴) معادله حرکت است که تأثیر پراش کوانتومی و آمار کوانتومی بر سیستم پلاسما را شامل می‌شود. q_j ($j=e,h$) بار الکترون و حفره، n_{0j} و n_{1j} چگالی‌های تعادلی و اختلالی، m_j جرم موثر حامل ها، υ فرکانس برخورد الکترون-فونون (حفره-فونون) و v_j سرعت سیالی ذرات است. $P_j=m_j V_{Fj}^{\,2} n_{1j}^{\,3}/3n_{0j}^{\,2}$ فشار کوانتومی ناشی از چگالی بالای ذرات سیستم است و در آن V_{Fj} سرعت فرمی می‌باشد.

ε ضریب نفوذپذیری دی الکتریک و H_j^2 پارامتر کوانتومی که به صورت $H_j^2=\hbar^2\omega_{pj}^2/2k_BT$ تعریف می‌گردد. با استفاده از رابطه فشار فرمی معادله (۴) را بازنویسی می‌کنیم

$$\frac{\partial \mathbf{v_{1j}}}{\partial t}+\upsilon\mathbf{v_{1j}}+[\mathbf{v_{0j}}.\nabla]\mathbf{v_{1j}}= -\frac{q_j}{m_j}E_z-V_{Fj}^2\left(1+\frac{k^2V_{Fj}^2}{4\omega_{pj}^2}H_j^2\right)\frac{\nabla n_{1j}}{n_{0j}} \qquad (۶)$$

[Downloaded from opsi.ir on 2024-04-19]

در این رابطه $\omega_{pj}=\left(q_j{}^2 n_{0j}/m_j\varepsilon\right)^{1/2}$ فرکانس پلاسمایی است. رابطه (۵) نیز حرکت شبکه در کریستال پیزوالکتریک را توضیح می‌دهد . ρ چگالی کریستال، c ثابت الاستیک ، β ضریب پیزو الکتریک در شبکه است. ویژگی پیزوالکتریکی سبب جفت شدگی الکترون-حفره‌ها و فونون-ها از طریق میدان الکتریکی می شود. برای بررسی تاثیرات کوانتومی از روابط (۲) و (۵) جابه جایی الکتریکی را به دست می‌آوریم. برای به دست آوردن رابطه پاشندگی-که بیان کننده برهمکنش الکترون- فونون (حفره ها - فونون) است – جابه جایی الکتریکی را به دست آوریم

$$D_z=\varepsilon E_z\left[1+\frac{\beta^2k^2}{\varepsilon\left(-\omega^2\rho+ck^2\right)}\right] \qquad (۷)$$

برای تکمیل این رابطه، سرعت های اختلالی را به دست می آوریم. قبل از آن با استفاده از رابطه (۳) چگالی اختلالی را می نویسیم.

$$n_{1j}=kn_{0j}v_{1zj}/\omega-kv_{0j} \qquad (۸)$$

بنابراین با استفاده از رابطه (۶) سرعت ذرات در راستای میدان را به دست می آوریم

$$v_{1zj}=i\frac{q_j/m_j}{A_j}E_z \qquad (۹)$$

که در آن

$$A_j=\left[\omega-kv_{0j}-i\upsilon-\frac{k^2V_{Fj}^2\left[1+\frac{k^2V_{Fj}^2}{4\omega_{pj}^2}H_j^2\right]}{\omega-kv_{0j}}\right]$$

است. حال با استفاده از قانون گاوس در یک بعد و نیز رابطه (۸) معادله جا به جایی الکتریکی را باز نویسی می‌کنیم

$$D_{zj}=\frac{\left(n_{0j}q_j^2/m_j\right)}{\left(\omega-kv_{0j}\right)A_j}E_z-\frac{n_{0j}q_jk}{\left(\omega-kv_{0j}\right)} \qquad (۱۰)$$

با استفاده از روابط (۷) و (۱۰)، رابطه پاشندگی امواج آکوستیک در پلاسمای جامد کوانتومی به دست می‌آید:

$$\left(\omega^2-V_s^2k^2\right)\left[1-\frac{\omega_{pj}^2}{\left(\omega-kv_{0j}\right)A_j}\right]=k^2B^2V_s^2 \qquad (۱۱)$$

$B^2=\beta^2/\varepsilon c$ ثابت جفت شدگی الکترومکانیکی است. برای بررسی و مقایسه تاثیر برهمکنش الکترون-حفره با فونونها بر تقویت امواج، نیاز است تا ضریب بهره تقویت را محاسبه کنیم. فرض می‌کنیم که υ ω, kv_{0j} و تحت تقریب استاندارد $kv_s/\omega=1+i\alpha$ رابطه پاشندگی را حل کرده و ضریب بهره را به صورت زیر به دست می آوریم[۴].

$$\alpha_j=\frac{1}{2}B^2(\omega-kv_{0j})/ \left\{\left[\frac{kn_{0j}q_j}{\varepsilon E_z m_j}V_{zcj}\right]+\left[(\omega-kv_{0j})-\frac{\omega_{pj}^2}{A_j}\right]\right\} \qquad (۱۲)$$

رابطه (۱۲) ضریب بهره را در محیط جامد پیزوالکتریک بیان می‌کند. در این معادله تقویت موج عبوری از محیط با شرط $\alpha>0$ رخ می‌دهد. حال تقویت امواج عبوری را با در نظر گرفتن حفره‌ها در محیط پلاسمایی بررسی می‌کنیم. مقایسه دو رابطه (۱۱) و (۱۲) نشان می‌دهد که ضریب بهره در حالت کوانتومی مقدار کمتری دارد و با در نظر گرفتن تصحیحات کوانتومی کاهش می‌یابد. همچنین وجود پارامترهای کوانتومی سبب می‌شود تا بهره به سمت فرکانس کمتر شیفت پیدا کند.

تحلیل عددی

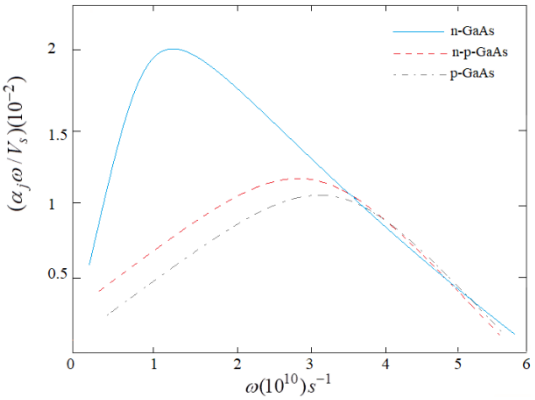
برای انجام تحلیل عددی، محیط نیمه رسانا را با چگالی بالا و پارامترهای محیط به شرح زیر در نظر گرفته می‌شوند [۵]:

$\varepsilon=12.8, m_e^*=0.067m_0, m_h^*=0.5m_0, \upsilon_e=0.05s^{-1},$
$\upsilon_h=0.04s^{-1}, V_{e,0}=1.5m/s, V_{h,0}=0.5m/s, \rho=5.32\ \mathrm{kg}m^{-3}$

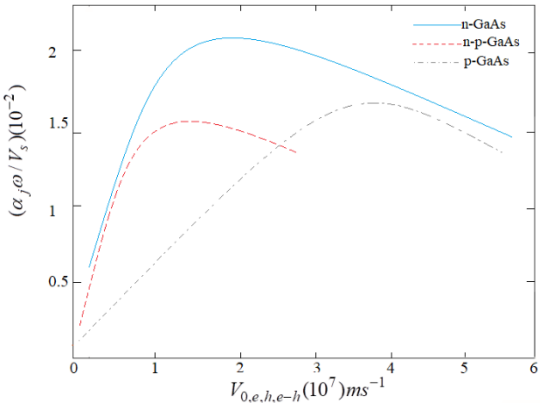
که m_0 جرم الکترون آزاد است. سه حالت آلاییده نوع n و نوع p و n-p را در نظر گرفته و تاثیر فرکانس موج و سرعت رانش الکترون ها v_0 بر بهره را بررسی می کنیم. در شکل ۱ تغییرات بهره در هر واحد طول $\left(\alpha_j\omega/V_s\right)$ نسبت به فرکانس موج بررسی شده است. مشاهده می‌شود که در نیمه‌رسانای نوع n ابتدا با افزایش فرکانس ω، بهره نیز شروع به افزایش کرده و سپس با رسیدن به نقطه ماکزیمم خود کاهش می یابد. در نیمه رساناهای نوع n-p و نوع p نیز ابتدا بهره با افزایش فرکانس افزایش یافته و بعد از رسیدن به مقدار ماکزیمم خود شروع به کاهش می‌کند. در این حالت سرعت تغییرات بهره در نیمه‌رساناهای نوع n-p و p نسبت به نیمه‌رسانای نوع n کمتر است. مشاهده می‌شود که در این نوع نیمه‌رساناها بهره میزان کمتری دارد. در نیمه

[Downloaded from opsi.ir on 2024-04-19]

رسانای نوع p باز هم میزان بهره کمتر از نیمه رسانای نوع n-p است. لذا حضور حفره ها در نیمه رسانا باعث افزایش فرکانس پلاسمایی می‌شود که بنابر رابطه (۱۲) نقش کاهشی در بهره موج دارد.



شکل ۱: تغییرات $\alpha_j\omega/V_s$ بر اساس تغییرات ω در چگالی $n_0=10^{23}m^{-3}$.



شکل ۲: تغییرات $\alpha_j\omega/V_s$ بر اساس تغییرات $V_{e,0,h,0}$ در چگالی $n_0=10^{23}m^{-3}$.

شکل ۲ تغییرات بهره $(\alpha_j\omega/V_s)$ را نسبت به سرعت رانش الکترون‌ها و حفره ها $V_{0,e}$ و $V_{0,p}$ نشان می‌دهد. در مقادیر پایین‌تر سرعت رانش الکترون‌ها و در نیمه رسانای نوع n، بهره به تدریج شروع به افزایش می‌کند و دوباره پس از رسیدن به یک نقطه بیشینه و با افزایش سرعت رانش کاهش پیدا می‌کند. در نیمه‌رسانای نوع n-p و p نیز ابتدا بهره با افزایش سرعت رانش زیاد شده و پس از رسیدن به نقطه بیشینه شروع به کاهش می‌کند. مشاهده می‌شود در این دو نیمه رسانا بهره از میزان کمتری برخوردار است. همانطور که از وابستگی ریاضی ضریب بهره به سرعت رانش حاملها و بویژه میزان حفره‌ها مشخص است، مشاهده می شود وجود حفره در نیمه‌رساناهای آلاییده نوع p و نوع n-p سبب کاهش میزان بهره می‌گردد. در نمودارهای مربوط به تغییرات فرکانس و سرعت رانش الکترون‌ها دامنه نمودارهای نیمه‌رسانای n-p و نوعp کاهش یافته است و نمایانگر آن است که در حضور حفره ضریب بهره از مقدار کمتری برخوردار است.

نتیجه گیری

در بخش‌های پیش، ویژگی های امواج آکوستیک در پلاسمای الکترون-حفره پیزوالکتریک نوع n و p بررسی گردید. با استفاده از معادلات هیدرودینامیک کوانتومی ب رابطه پاشندگی بدست آمد و تقویت امواج آکوستیک مطالعه شد. محاسبات نشان داد که بهره موج تحت تأثیر تغییرات فرکانس موج و سرعت رانش حامل‌ها قرار می‌گیرد. علاوه براین، نتایج به‌دست‌آمده گویای این بود که وجود حاملین مثبت جریان (حفره‌ها) از طریق تغییر پارامترهایی مثل فرکانس پلاسمایی و در نتیجه تغییر ضریب بهره، باعث کاهش بیشتر ضریب بهره می‌شود.

مرجع‌ها

[۱] S. R. Anton, H.A. Sodano, “A review of power harvesting using piezoelectric material”, IOP science, Vol. ۱۶, No. ۳, pp. R۱–۲۱, ۲۰۰۷.

[۲] M. Singh, A. Sangwan, Sanjay, Manjeet Singh, “Parametric oscillation of acoustical phonon mode in magnetized doped III-V semiconductors”, Journal of Optics, Vol. ۵۰, No. ۴۹, pp. ۲۰۹-۲۲۲, ۲۰۲۱.

[۳] A. Agrawal, N. Yadav, S. Gosh, “Study of quantum effects in brillouin scattering magnetized semiconductor plasma with high dielectric constant”, AIP Conference Proceeding, Vol. ۲۲۲۴, No. ۱, pp. ۰۴۰۰۷-۱۴, ۲۰۲۰.

[۴] C. L. Hinkle, A. M. Sonnet, M. Milojevic, F. S. Aguirre-Tostado, H. C. Kim, J. Kim, R. M. Wallace, and E. M. Vogel, “Comparison of n-type and p-type GaAs oxide growth and its effects on frequency dispersion characteristics", Applied Physics Letters, Vol. ۹۳, No. ۱۱, pp. ۱۱۳۵۰۶-۳, ۲۰۰۸.

[Downloaded from opsi.ir on 2024-04-19]