



## تولید جریان‌های غیرخطی و موج‌های هلیکون در یک پلاسمای کوانتومی نیم‌رسانا

احمد مهر آمیز\*، بهنام رجیبی

گروه فیزیک، دانشکده‌ی علوم پایه، دانشگاه بین‌المللی امام خمینی (ره)، صندوق پستی: ۹۶۸۱۸-۳۴۱۴۸، قزوین - ایران

**چکیده:** در این مقاله، به شیوه‌ای تحلیلی چگونگی برانگیزش چگالی جریان‌های غیرخطی و موج‌های هلیکون ناشی از برهم‌کنش پرتوهای الکترومغناطیسی پمپ شده به یک پلاسمای کوانتومی نیم‌رسانا مورد بررسی قرار می‌گیرد. بدین منظور، مدل سیالی تعمیم‌یافته‌ای برای به دست آوردن پاسخ غیرخطی الکترون‌های محیط در حضور میدان مغناطیسی خارجی به کار گرفته می‌شود. نشان داده می‌شود که در نتیجه‌ی برهم‌کنش دو موج الکترومغناطیسی، یک نیروی پاندرماتیو در محیط نیم‌رسانا ایجاد شده و باعث برانگیزش یک موج هلیکون می‌شود. علاوه بر این، چگالی توان موج هلیکون برانگیخته شده محاسبه شده و نسبت به پارامترهای مختلف محیط پلاسمای حالت جامد مورد ارزیابی قرار می‌گیرد. هم‌چنین با تحلیل نموداری نشان داده می‌شود که چگالی توان موج برانگیخته با افزایش میدان مغناطیسی خارجی و چگالی تعادلی الکترون‌ها افزایش و با افزایش بسامد برخورد الکترون-فونون کاهش می‌یابد.

**کلیدواژه‌ها:** جریان‌های غیرخطی، پلاسمای نیم‌رسانا، موج هلیکون

## Generation of Nonlinear Currents and Helicon Waves in a Semiconductor Quantum Plasma

A. Mehramiz\*, B. Rajabi

Physics Department, Faculty of Science, Imam Khomeini International University, P.O.Box: 34148-96818, Qazvin - Iran

**Abstract:** In this paper, an analytical investigation has been presented on the excitation of nonlinear current densities and helicon waves resulting from the interaction of the electromagnetic pump waves in a semiconductor quantum plasma. For this purpose, a system of modified fluid equations has been used to find the nonlinear response of electrons in the semiconductor in the presence of an external magnetic field. It is shown that due to the interaction of two electromagnetic pump waves in the semiconductor medium, a pondermotive force at the beating frequency becomes finite and generates a helicon wave. Furthermore, the power carried by the excited helicon wave is calculated and evaluated relative to the typical parameters of a solid state plasma medium. The results indicate that the power of the excited wave gradually increases with the external magnetic field, as well as, the equilibrium density of the carriers, and decreases by the electron-phonon collision frequency.

**Keywords:** Nonlinear Currents, Semiconductor Plasma, Helicon Wave



## ۱. مقدمه

حامل‌های بار در نیم‌رساناها پلاسمایی را تشکیل می‌دهند که همانند پلاسماهای گازی از خود رفتاری جمعی به نمایش می‌گذارد. در سه دهه‌ی گذشته پژوهش‌های بسیاری در ارتباط با برانگیختگی موج‌های خطی، غیرخطی و ناپایداری‌های آن‌ها در پلاسماهای حالت جامد صورت گرفته است. بخش زیادی از این پژوهش‌ها بر روی روش‌های موجی مهمی هم‌چون موج‌های آلفون یا هلیکون به عنوان ابزار تشخیصی مؤثری برای مطالعه‌ی ساختار و ویژگی‌های مواد صورت گرفته است [۱-۳]؛ چنین مطالعاتی اهمیت زیادی در انتخاب مناسب‌ترین مواد نوری غیرخطی به منظور ساخت دستگاه‌های نور-الکترونیکی دارند [۴، ۵].

هلیکون‌ها موج‌های الکترومغناطیسی قطبیده‌ی دایره‌ای و بسامد - پایینی هستند که می‌توانند در پلاسماهای در معرض میدان مغناطیسی به وجود آیند. بازه‌ی بسامد موج‌های هلیکون عموماً بین  $\omega_{ce}$  و بسامد آمیخته‌ی پایین  $\omega_1$  قرار دارد. به دلیل کاربرد موفق موج‌های هلیکون در تولید پلاسما، منبع‌های هلیکون به طور گسترده‌ای استفاده می‌شوند زیرا این توانایی را دارند که پلاسمای بسیار کارآمد با چگالی‌های کوچک‌تر یا مساوی  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  تنها با چند کیلو وات توان RF تولید کنند [۶-۸].

در پژوهش‌های پیشین و در بسیاری از کارهای مشابه دیگر، بیشتر، جنبه‌های کلاسیکی ذره‌های پلاسما مورد توجه بوده و اثرهای کوانتومی لحاظ نشده‌اند. از سوی دیگر در سال‌های اخیر تأثیر جنبه‌های کوانتومی ذره‌ها بر رفتار محیط‌های پلاسمایی مورد توجه قرار گرفته و بخش قابل ملاحظه‌ای از مطالعه‌ها را به خود اختصاص داده است. نشان داده شده است که در بسیاری از موردها لحاظ کردن جنبه‌های کوانتومی برای ذره‌های پلاسما، رابطه‌ها و نتیجه‌های محاسبه‌های گوناگون تحلیلی را نسبت به حالت کلاسیک تغییر می‌دهد. پس از محاسبه‌های تحلیلی، برآوردهای عددی و نموداری میزان و اهمیت تأثیر و یا عدم تأثیرگذاری تصحیح‌های کوانتومی را نسبت به نتیجه‌های عددی حالت کلاسیک مشخص می‌کند. دلیل توجه و پرداختن به این محاسبه‌ها و برآوردها، امکان تأثیرگذاری و ارتباط آن با پیشرفت‌ها و زمینه‌های نوپدید در سیستم‌های فیزیکی مانند وسایل الکترونیکی فوق‌ریز [۹]، دستگاه‌های نیم‌رسانا [۱۰]، نقطه‌های کوانتومی [۱۱]، نانولوله‌های کربنی [۱۲]، ریزپلاسماها [۱۳] و سیستم‌های

اخترفیزیکی چگال [۱۴] و غیره است. از سوی دیگر، مطالعه‌ی موج‌ها و ناپایداری‌ها در پلاسماهای کوانتومی برای درک رفتارهای جمعی در برهم‌کنش‌های شدید لیزر- پلاسما، دستگاه‌های ریزالکترونیک و نانو ساختارهای فلزی اهمیت اساسی دارد. در بسیاری از محیط‌های فیزیکی پیش گفته شده، اگر طول موج دوبروی ذره‌های پلاسما ( $\lambda_B$ ) قابل مقایسه با مقیاس فضایی پلاسما (d) باشد، اثرهای کوانتومی ممکن است تأثیرگذار باشند. می‌توان گفت که بحث پلاسماهای نیم‌رسانای کوانتومی از سال ۲۰۱۰ آغاز شده است [۱۵، ۱۶] ولی تعداد پژوهش‌های صورت گرفته در ارتباط با شناخت رفتار و ویژگی‌های موج‌ها در پلاسماهای نیم‌رسانای کوانتومی زیاد نیست. در یکی از این پژوهش‌ها با استفاده از مدل هیدرودینامیک کوانتومی ویژگی‌های خطی موج الکترو- جنبشی طولی در یک پلاسما نیم‌رسانای کوانتومی به هر دو روش تحلیلی و عددی مطالعه شده است [۱۷]. در پژوهشی دیگر ویژگی‌های انتشار شیوه‌های الکترو- جنبشی در روندهای کلاسیکی و کوانتومی مورد تحلیل قرار گرفته است [۱۸].

در این مقاله برانگیختگی موج‌های هلیکون در یک پلاسما نیم‌رسانا با در نظر گرفتن جنبه‌های کوانتومی برای حامل‌های جریان مورد مطالعه قرار می‌گیرد. بدین منظور، نیروی بوهم (ناشی از افت و خیزهای کوانتومی چگالی) را وارد معادله‌ها می‌کنیم. افزودن این نیرو باعث پدیدار شدن جمله‌های اضافی در بیش‌تر کمیت‌ها می‌شود. رابطه‌های مربوط به چگالی جریان غیرخطی، میدان‌ها، چگالی توان و غیره اصلاح شده و شکلی تعمیم یافته پیدا می‌کنند. نشان داده می‌شود در حد کلاسیکی ( $\hbar \rightarrow 0$ ) اثرهای کوانتومی از معادله‌ها حذف شده و به معادله‌های کلاسیکی می‌رسیم. در پایان، تغییرهای چگالی توان موج برانگیخته نسبت به پارامترهای مختلف محیط بررسی و تحلیلی نموداری ارائه می‌شود.

## ۲. فرض‌ها و معادله‌های پایه

دو پرتو الکترومغناطیسی با بسامدهای  $\omega_1$  و  $\omega_2$  (در ناحیه‌ی ریزموج) را در نظر می‌گیریم که به درون یک محیط پلاسما نیم‌رسانا انتشار می‌یابند. فرض می‌شود که پلاسما در معرض یک میدان مغناطیسی خارجی  $\hat{z}$  قرار دارد. میدان‌های الکتریکی وابسته به پرتوهای الکترومغناطیسی پمپ شده به درون پلاسما در



که در آن  $E$  میدان الکتریکی،  $V$  سرعت سوق الکترون‌ها،  $e$  بار الکترون،  $v_{Th}$  سرعت گرمایی الکترون‌ها،  $n_0$  چگالی تعادلی الکترون،  $n_e$  چگالی اختلالی الکترون،  $V$  بسامد برخورد الکترون-فونون،  $F$  نیروی پاندرماتیو است.

جمله‌ی آخر در معادله‌ی ۵ معرف نیروی بوهم است که به معادله اضافه شده و باعث پدیدار شدن اثرهای کوانتومی در ادامه‌ی محاسبه‌ها می‌شود. معادله‌های لازم دیگر به ترتیب زیر، معادله پیوستگی و معادله‌های ماکسول هستند:

$$\partial_t n_e + \nabla \cdot (n_e v) = 0 \quad (6)$$

$$\nabla \times E = -\partial_t B \quad (7)$$

$$\nabla \times B = \mu_0 J + \mu_0 \epsilon_0 \partial_t E \quad (8)$$

در معادله‌ی ۸،  $J$  چگالی جریان است. با استفاده از معادله‌های ۷ و ۸، معادله‌ی موج چنین به دست می‌آید

$$-k^2 E + k(k \cdot E) = -\frac{\omega^2}{c^2} E - \frac{4\pi i \omega}{c^2} J^{nl} \quad (9)$$

به کمک معادله‌ی ۹، معادله‌ی پاشندگی موج هلیکون برانگیخته در حد کلاسیکی چنین به دست می‌آید

$$\omega = \frac{\omega_c c^2 k^2 \cos \theta}{\omega_p^2} \quad (10)$$

### ۳. محاسبه‌ی چگالی جریان غیرخطی

برای محاسبه‌ی چگالی جریان غیرخطی ایجاد شده نخست مؤلفه‌های سرعت حامل‌های جریان را محاسبه می‌کنیم. بدین منظور با خطی‌سازی و تبدیل فوریه‌ی رابطه‌های ۴، ۵ و ۶ مؤلفه‌های سرعت الکترون‌ها به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} v_x &= \frac{1}{\omega'^2 + \omega_c^2} \left[ \frac{e}{m^*} (\omega' E_x - \omega_c E_y) - \frac{e^2 \omega'}{4m^* \omega \omega_r} ik_x (E_1, E_r^*) \right] \\ v_y &= \frac{1}{\omega'^2 + \omega_c^2} \left[ \frac{e}{m^*} (\omega_c E_x + \omega' E_y) - \frac{e^2 \omega_c}{4m^* \omega \omega_r} ik_x (E_1, E_r^*) \right] \\ v_z &= -\frac{1}{m^* \omega'} \left[ -e E_z - \frac{e^2}{4m^* \omega \omega_r} ik_z (E_1, E_r^*) \right] \end{aligned} \quad (11)$$

امتداد محور  $X$  و بردارهای انتشار آن‌ها ( $k_x$  و  $k_y$ ) در صفحه‌ی  $XZ$  در نظر گرفته می‌شوند به طوری که با محور  $Z$  زاویه‌ی  $\theta$  ( $0 < \theta < 90^\circ$ ) می‌سازند. با در نظر گرفتن میدان‌های الکتریکی دو پرتو به صورت

$$E_{1,r} = E_{1,r} \hat{x} \exp[-i(\omega_{1,r} t - k_{1,r} \cdot r)] \quad (1)$$

میدان‌های مغناطیسی و بردارهای انتشار دو پرتو منتشر شونده در محیط پلاسما چنین به دست می‌آید

$$B_{1,r} = -\frac{ic}{\omega_{1,r}} (\nabla \times E_{1,r}) \quad (2)$$

$$k_{1,r} = \frac{\omega_{1,r}}{c} \left[ \epsilon_1 - \frac{\omega_p^2 (\omega_{1,r}^2 \epsilon m^{*2})}{\omega_{1,r} (\omega_{1,r} (\omega_{1,r}^2 \epsilon m^{*2} - \hbar^2 k^2) - \omega_c (\omega_{1,r}^2 \epsilon m^{*2}))} \right]^{1/2} \quad (3)$$

در این معادله‌ها  $c$  سرعت نور،  $\omega_p$  بسامد پلاسما،  $\omega_c$  بسامد سیکلوترونی الکترون‌ها،  $m^*$  جرم مؤثر الکترون‌ها،  $\hbar$  ثابت پلانک کاهیده و  $\epsilon_1$  ثابت دی الکتریک شبکه است. معادله‌ی ۳ شکلی تعمیم یافته و کوانتومی دارد و در حد ( $\hbar \rightarrow 0$ ) شکل کلاسیکی آن بازیابی می‌شود [۱۹]. دو پرتو با بسامدهای متفاوت  $\omega_1$  و  $\omega_2$  در پلاسما برهم کنش می‌کنند و یک نیروی پاندرماتیو غیرخطی را تولید می‌کنند. نیروی پاندرماتیو به صورت زیر داده می‌شود [۲۰]:

$$F = \left[ m^* (v_1 \cdot \nabla) v_r^* + \frac{e}{c} v_1 \times B_{1,r}^* \right] = \frac{e^2}{4m^* \omega \omega_r} \nabla (E_1 \cdot E_r^*) \quad (4)$$

این نیروی غیرخطی باعث افزایش سرعت غیرخطی در الکترون‌ها می‌شود. بنابراین الکترون‌ها با میدان مغناطیسی خارجی برهم کنش کرده و باعث برانگیختگی موج هلیکون می‌شوند. برای بررسی برانگیختگی موج هلیکون به مجموعه‌ای از معادله‌های پایه نیازمندیم. نخستین معادله، مربوط به حرکت حامل‌های جریان محیط است

$$m^* \partial_t v = -eE - \frac{m^* v_{Th}^2}{n_0} \nabla n_e - \frac{e}{c} v \times B_0 - F - m^* v v + \frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla \left( \frac{\nabla^2 \sqrt{n}}{\sqrt{n}} \right) \quad (5)$$



که در آن،  $\mathbf{I}$  تانسور یکه و  $\vec{\epsilon}$  تانسور دی‌الکتریک محیط است و از رابطه‌ی تانسوری زیر به دست می‌آید:

$$\vec{\epsilon} = \vec{1} + \frac{\mathbf{i}}{\epsilon_0 \omega} \vec{\sigma} \quad (17)$$

که در آن  $\vec{\sigma}$  تانسور رسانندگی است. با استفاده از رابطه‌ی  $\mathbf{J} = \vec{\sigma} \cdot \mathbf{E}$  تانسور رسانندگی به دست می‌آید

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \frac{\omega_p^2(-i\omega)}{-\omega^2 - \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} + \omega_c^2} & \frac{\omega_p^2(-\omega_c)}{-\omega^2 - \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} + \omega_c^2} & 0 \\ \frac{\omega_p^2 \omega_c}{-\omega^2 - \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} + \omega_c^2} & \frac{\omega_p^2(-i\omega)}{-\omega^2 - \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} + \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\omega_p^2}{-i\omega + \frac{i\hbar^2 k^2}{4m^*}} \end{pmatrix} \quad (18)$$

با جای گذاری ماتریس رسانندگی به دست آمده، تانسور دی‌الکتریک شکل زیر را به خود می‌گیرد:

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} - \omega_c^2} & \frac{i\omega_p^2 \omega_c}{\omega \left( \omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} - \omega_c^2 \right)} & 0 \\ \frac{i\omega_p^2 \omega_c}{\omega \left( \omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} - \omega_c^2 \right)} & \epsilon_1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} - \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*}} \end{pmatrix} \quad (19)$$

با استفاده از معادله‌های ۱۵، ۱۶ و ۱۹ میدان الکتریکی به دست می‌آید

$$E_x = iE \left[ \frac{\omega^2 \omega_c^2 \omega_p^2 \left( \omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} - \omega_c^2 \right)}{\left( k^2 c^2 \cos^2 \theta - \omega^2 T \right) \left( k^2 c^2 - \omega^2 T \right) \left( \omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m^*} - \omega_c^2 \right) - \omega^2 \omega_c^2 \omega_p^2} \right] \sin \theta \quad (20)$$

که در آن‌ها  $\omega'$  چنین تعریف شده است

$$\omega' = \left( v - i\omega + \frac{\mathbf{i}k^2 v_{Th}^2}{\omega} + \frac{i\hbar^2 k^2}{4m^* \omega} \right) \quad (12)$$

در معادله‌ی ۱۲ جمله‌ی کوانتومی  $\frac{i\hbar^2 k^2}{4m^* \omega}$ ، از اعمال نیروی بوهم حاصل شده است. برای به دست آوردن چگالی جریان غیرخطی، بخش غیرخطی سرعت از رابطه‌های ۱۱ به شکل زیر جدا می‌شود:

$$v^{nl} = -\frac{\mathbf{i}e^2 E_x E_y^*}{4m^* \omega_x \omega_y} \left[ \frac{k_x}{\omega'' + \omega_c'} \left\{ \omega' \hat{i} + \omega' \hat{j} \right\} + \frac{k_z \hat{k}}{\omega'} \right] \quad (13)$$

با استفاده از رابطه‌ی ۱۳ و  $\mathbf{J}^{nl} = -en_0 v^{nl}$  چگالی جریان غیرخطی چنین به دست می‌آید

$$\mathbf{J}^{nl} = \frac{n_0 \mathbf{i}e^2 E_x E_y^*}{4m^* \omega_x \omega_y} \left[ \frac{k_x}{\omega'' + \omega_c'} \left\{ \omega' \hat{i} + \omega_c' \hat{j} \right\} + \frac{k_z \hat{k}}{\omega'} \right] \quad (14)$$

در ادامه با داشتن چگالی جریان غیرخطی، می‌توان میدان الکتریکی و چگالی توان موج را محاسبه کرد.

#### ۴. محاسبه‌ی میدان‌ها و چگالی توان موج

برای محاسبه‌ی چگالی توان موج، نخست میدان الکتریکی موج محاسبه می‌شود. با استفاده از معادله‌های ۷ و ۸ معادله‌ی زیر به دست می‌آید [۲۱]:

$$\Lambda \cdot \mathbf{E} = \frac{4\pi i \omega}{c^2} \mathbf{J}^{nl} \quad (15)$$

که در آن  $\Lambda$  تانسور پاشندگی است و چنین معرفی می‌شود

$$\Lambda = \left[ \mathbf{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\epsilon} \right] \mathbf{I} - \mathbf{k} \mathbf{k} \quad (16)$$



که در آن  $T$  چنین تعریف شده است

$$T = \epsilon_1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{16m^{*2}\omega^2} - \omega_c^2} \quad (21)$$

با در دست داشتن میدان الکتریکی، چگالی توان موج هلیکون برانگیخته چنین داده می‌شود [۲۲]

$$P_H = \frac{v_g}{8\pi} E \cdot E^* \partial_\omega (\omega) + \frac{v_g}{8\pi} B_f \cdot B_f^* \quad (22)$$

که در آن  $v_g$  سرعت گروه موج هلیکون و  $B_f$  میدان مغناطیسی نوسان کننده است که با استفاده از معادله‌ی ۷ به دست می‌آید

$$B_f \cdot B_f^* = \frac{2k^2 c^2}{\omega^2} E_x E_x^* \cos^2 \theta \quad (23)$$

نهایتاً با استفاده از معادله‌های ۲۰ تا ۲۳ چگالی توان موج به دست می‌آید

$$P_H = X \left[ Y + \left( Y + \frac{2k^2 c^2}{\omega^2} \right) \cos^2 \theta \right] Z \cos \theta \sin^2 \theta \quad (24)$$

که در آن،

$$X = \frac{2kc^2 \omega_c}{\omega_p^2} \frac{\omega_p^2 k^2 c^2 (E_x E_x^*) (E_y E_y^*)}{178\pi m^{*2} \omega^2 \omega_p^2 T^2}$$

$$Y = \epsilon_1 + \omega_p^2 \frac{\omega^2 - \frac{2\hbar^2 k^2}{16m^{*2}\omega^2} + \omega_c^2}{\left( \omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{16m^{*2}\omega^2} - \omega_c^2 \right)^2}$$

$$Z = \left[ \frac{T\omega_p^2 \left( \omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{16m^{*2}\omega^2} - \omega_c^2 \right) \omega^2}{(v^2 + \omega_c^2) \left( (k^2 c^2 \cos^2 \theta - \omega^2 T) (k^2 c^2 - \omega^2 T) \left( \omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{16m^{*2}\omega^2} - \omega_c^2 \right) - \omega^2 \omega_p^2 \right)} \right] \quad (25)$$

## ۵. حد کلاسیکی

در بخش‌های قبل مشاهده کردیم که معادله‌هایی مثل ۱۸، ۱۹ و ۲۰ تا ۲۵، شکلی تغییر یافته و متأثر از پتانسیل بوهم را دارا هستند. تغییر کوانتومی در بردارهای انتشار پرتوها، سرعت سوق الکترون‌ها، چگالی جریان غیرخطی الکترون‌ها، میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی و چگالی توان موج هلیکون برانگیخته ظاهر شده است. در حد کلاسیکی ( $\hbar \rightarrow 0$ ) اثرهای کوانتومی از معادله‌ها حذف شده، و به رابطه‌های مشابه با برخی منبع‌ها در روند کلاسیکی می‌رسیم [۱۹، ۲۳].

## ۶. تحلیل نموداری

رابطه‌ی به دست آمده برای چگالی توان و عبارت‌های به کار رفته در آن شکل پیچیده‌ای دارد. در ادامه به تحلیل نموداری و وابستگی چگالی توان به دست آمده بر حسب کمیت‌های فیزیکی مختلف پرداخته می‌شود. بدین منظور از پارامترهای مربوط به یک محیط فیزیکی واقعی کمک گرفته می‌شود. پارامترهای زیر مربوط به نیم‌رسانای ایندیم آنتیموناید است که همراه با مشخصه‌های دو پرتو ریزموج ( $\omega_1$  و  $\omega_2$ ) در محاسبه‌ی نتیجه‌ها استفاده می‌شوند

$$\omega_1 = 2.1 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}, \quad \omega_2 = 2.0 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}, \quad \omega_p = 1.0^{11} \text{ s}^{-1}, \quad v = 1.0^{11} \text{ s}^{-1}$$

$$\epsilon_1 = 16, T_e = 300 \text{ K}, m^* = 0.014 m_e, m_e$$

(جرم الکترون آزاد)

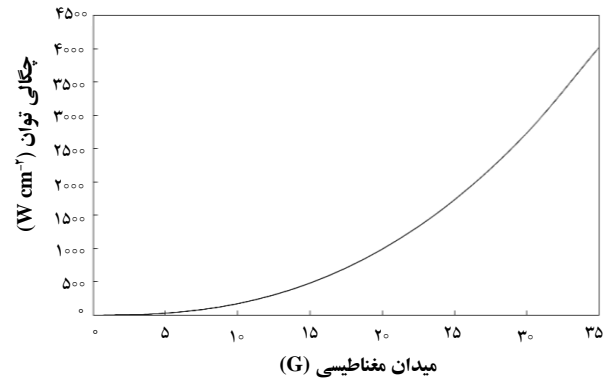
در شکل ۱ چگالی توان موج هلیکون برانگیخته به صورت تابعی از میدان مغناطیسی (با استفاده از نرم‌افزار متلب) رسم شده است. شکل ۱ نشان می‌دهد که چگالی توان موج با افزایش میدان مغناطیسی، افزایش می‌یابد. در شکل ۲ تغییرات چگالی توان به صورت تابعی از بسامد برخورد الکترون-فونون رسم شده است. این نمودار بیان‌گر آن است که با افزایش بسامد برخورد الکترون-فونون، چگالی توان موج کاهش می‌یابد. شکل ۳ رابطه‌ی چگالی توان موج هلیکون با چگالی تعادلی الکترون ( $n_0$ ) را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با افزایش چگالی الکترون، چگالی توان موج برانگیخته شده افزایش پیدا می‌کند. نمودارهای فوق با در نظر گرفتن جمله‌های کوانتومی حاصل شده است. با وجود این، تحلیل مشابه در روند کلاسیک نشان‌گر هم‌پوشانی نمودارهای ترسیمی در هر دو روند است. بنابراین، جمله‌ی ناشی از اثرهای کوانتومی در رابطه‌ی چگالی توان موج بسیار کوچک است و تغییر قابل‌ملاحظه‌ای را در نمودارها نسبت به حالت کلاسیک سبب نمی‌شود.



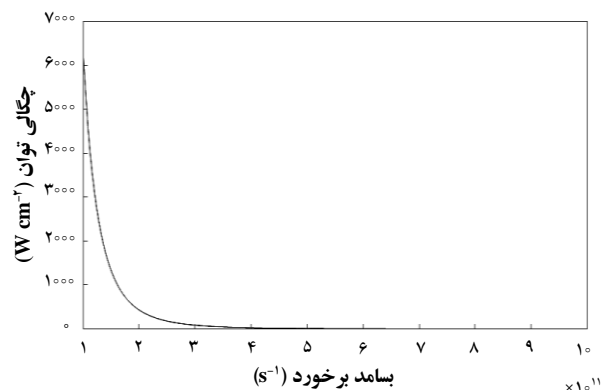
افزایش چگالی تعادلی الکترون‌ها و میدان مغناطیسی خارجی، چگالی توان موج هلیکون را افزایش می‌دهد در حالی که افزایش بسامد برخورد الکترون-فونون باعث کاهش چگالی توان موج می‌شود. به دلیل کوچک بودن اثرهای کوانتومی، تغییرهای قابل‌ملاحظه‌ای در نمودارهای چگالی توان نسبت به حالت کلاسیک مشاهده نشد.

### مرجع‌ها

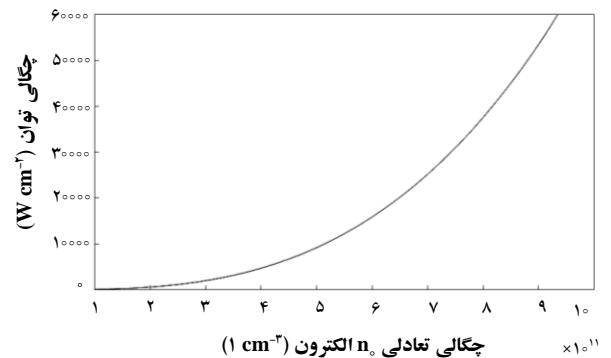
- [1] P.K. Gupta, P.K. Sen, The role of electrostriction on parametric dispersion and amplification in doped piezoelectric semiconductors, *Nonlinear Optics-Reading*, 26, 4 (2001) 361-377.
- [2] S. Ghosh, G.R. Sharma, P. Khare, M. Salimullah, Modified interactions of longitudinal phonon-plasmon in magnetized piezoelectric semiconductor plasmas, *Physica B: Condensed Matter*, 351, 1 (2004) 163-170.
- [3] S. Ghosh, G. Sharma, M. Salimullah, Dispersion and absorption of Alfvén wave in ion-implanted group-IV semiconductor, *Physica B: Condensed Matter*, 355, 1 (2005) 37-43.
- [4] G. Sharma, S. Ghosh, Optical parameters of a magnetized space-charge neutral group IV semiconductor, *Journal of Applied Physics*, 91, 8 (2002) 4910-4916.
- [5] G. Sharma, S. Ghosh, Optical parameters of a magnetized semiconductor plasma with nonparabolic band structure, *Journal of Applied Physics*, 89, 9 (2001) 4741-4746.
- [6] R.W. Boswell, Very efficient plasma generation by whistler waves near the lower hybrid frequency, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 26, 10 (1984) 1147.
- [7] F.F. Chen, Experiments on helicon plasma sources, *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 10, 4 (1992) 1389-1401.
- [8] R.W. Boswell, F.F. Chen, Helicons-the early years, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 25, 6 (1997) 1229-1244.



شکل ۱. چگالی توان به صورت تابعی از میدان مغناطیسی B.



شکل ۲. چگالی توان به صورت تابعی از بسامد برخورد  $\nu$ .



شکل ۳. چگالی توان به صورت تابعی از چگالی تعادلی الکترون  $n_0$ .

### ۷. نتیجه‌گیری

نشان داده شد که برهم‌کنش غیرخطی دو پرتو ریزموج در یک محیط پلاسمای نیم‌رسانا در میدان مغناطیسی خارجی می‌تواند موج‌های هلیکون را برانگیزاند. چگالی جریان غیرخطی حاملین جریان محاسبه شد. میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موج برانگیخته و چگالی توان حمل شده توسط آن در حضور اثرهای کوانتومی محاسبه شد. تحلیل نموداری بر روی چگالی توان نسبت به پارامترهای مختلف محیط به انجام رسید. نشان داده شد که



- [9] P.A. Markowich, C.A. Ringhofer, C. Schmeiser, *Semiconductor Equations*, Springer-Verlag Wien New York (1990).
- [10] Y.D. Jung, Quantum-mechanical effects on electron–electron scattering in dense high-temperature plasmas, *Physics of Plasmas*, 8, 8 (2001) 3842-3844.
- [11] G.V. Shpatakovskaya, Semiclassical model of a one-dimensional quantum dot, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 102, 3 (2006) 466-474.
- [12] L. Wei, Y.N. Wang, Quantum ion-acoustic waves in single-walled carbon nanotubes studied with a quantum hydrodynamic model. *Physical Review B.*, 75, 19 (2007) 193407.
- [13] 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, 12B (2005) B513.
- [14] M. Opher, 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, 5 (2001) 2454-2460.
- [15] A. Mehramiz, J. Mahmoodi, S. Sobhanian, Approximation method for a spherical bound system in the quantum plasma, *Physics of Plasmas*, 17, 8 (2010) 082110.
- [16] I. Zeba, C. Uzma, M. Jamil, M. Salimullah, P.K. Shukla, Colloidal crystal formation in a semiconductor quantum plasma, *Physics of Plasmas*, 17, 3 (2010) 032105.
- [17] A. Muley, S. Ghosh, Effect of quantum parameter–H on longitudinal electro–kinetic wave characteristic in magnetized semiconductor plasma, *International journal of engineering sciences & research.*, 4, 2 (2015) 88-95.
- [18] S. Ghosh, A. Muley, Novel modes of longitudinal electrokinetic waves in semiconductor quantum plasmas, *Journal of Physics and Chemistry of Materials.*, (2014) 1-7.
- [19] K.P. Maheshwari, G. Tarey, Resonant excitation of helicon waves by two microwave beams in a solid state plasma, *physica status solidi (b)*, 133, 1 (1986) 417-423.
- [20] M.S. Sodha, A.K. Ghatak, V.K. Tripathi, *Self Focusing of Laser Beams*, New Delhi, Tata McGraw-Hill Publ. Co. (1974) .
- [21] A. F. Aleksandrov, L.S. Bogdankevich, A.A. Rukhadze, *Principles of plasma electrodynamics*, Moscow Izdatel Vysshiaia Shkola. (1978).
- [22] V.L. Ginzburg, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma*, New York, Gordon & Breach. (1960).
- [23] A.A. Mamun, M.N. Alam, Excitation of Alfvén waves at the difference frequency of two microwave beams in a highly collisional magnetoactive compensated semiconductor, *Physical Review B*, 45, 11 (1992) 5868.