

بررسی توان جذب امواج الکترومغناطیسی توسط لایه نازک پلاسمای کوانتومی مغناطیده

علی رضا عبدی کیان*

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ملایر

تاریخ پذیرش: ۱۳۹۵/۷/۲۴

تاریخ دریافت: ۱۳۹۵/۲/۲۸

شناسه دیجیتال (DOI): [10.22113/jmst.2016.34436](https://doi.org/10.22113/jmst.2016.34436)

چکیده

در این مقاله طیف انعکاسی، عبوری و جذبی از نانولایه فلزی با استفاده از معادلات هیدرودینامیکی کوانتومی مورد بررسی قرار گرفته است. از نانولایه‌های فلزی می‌توان جهت پوشش وسایل برای جلوگیری از ردیابی آن‌ها استفاده کرد که روی سطح خارجی زیردریایی‌ها، کشتی‌ها، هواپیماها و غیره لایه‌نشانی می‌شوند. همچنین از پوشش این نانولایه‌ها در وسایل گوناگون نظیر سلول‌های خورشیدی، شیشه‌های رفلکسی و غیره استفاده می‌شود. در بعضی از وسایل برای مثال سلول‌های خورشیدی هر چه توان جذب افزایش یابد کارایی سیستم زیاد می‌شود و در برخی وسایل بهتر است که توان انعکاسی بالا باشد، برای نمونه شیشه‌های رفلکسی. بنابراین مطالعه توان بازتاب، جذب و انتشار امواج الکترومغناطیسی در تیغه پلاسمای کوانتومی حائز اهمیت است. با تلفیق معادلات هیدرودینامیکی کوانتومی با معادلات ماکسول در حضور میدان مغناطیسی ضرایب انعکاس، عبور و جذب امواج الکترومغناطیسی از نانولایه که آنرا بصورت تیغه پلاسمایی کوانتومی در نظر گرفته‌ایم بدست آورده شده است. بطور واضح نشان داده شده است که با در نظر گرفتن جمله پتانسیل بوهم کوانتومی باعث پیدایش ضریب شکست کوانتومی برای موج لانگموئر می‌شود که این ضریب شکست مشابه کلاسیکی ندارد. با استفاده از مقادیر عددی و با بهره‌گیری از نرم افزار ممتیکا ضرایب جذب در حالت‌های گوناگون رسم شدند. روش ارائه شده ما را قادر می‌سازد که در کاربردهای عملی با تنظیم میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت به کنترل توان انعکاسی و یا جذب امواج الکترومغناطیسی در تیغه پلاسمایی کوانتومی بپردازیم.

واژگان کلیدی: توان انعکاس، جذب و انتقال، معادلات هیدرودینامیکی کوانتومی، تیغه پلاسمای کوانتومی و میدان مغناطیسی یکنواخت

۱. مقدمه

مواد جاذب الکترومغناطیسی موادی هستند که می-توانند برخی از طیف‌های موج الکترومغناطیسی را جذب کنند و می‌توان از آن‌ها بصورت پوشش، اطراف اجسام مورد دلخواه (برای عدم‌ردیابی یا رادارگریزی) استفاده کرد. کاربرد زیادی که مواد جاذب الکترومغناطیسی در وسایل ارتباطی و ادوات نظامی دارند باعث شده است که تحقیقات علمی روی این مواد اهمیت داشته باشند. امروزه برای رادارگریز کردن زیردریایی‌ها، کشتی‌ها و هواپیماها با استفاده از دستگاه‌های ولتاژ، هاله‌ای از پلاسما دور بدنه آنها تولید می‌کنند که باعث مخفی شدن آنها از دید رادارها می‌گردند. باند فرکانسی X با محدوده فرکانسی $f \rightarrow (8-12.5)GH$ یک باند شناخته شده برای رادارهای کنترل اسلحه می‌باشد. رادار کنترل اسلحه و رادارهای هواشناسی روی هواپیماها و ناورها (با بهره‌گیری از قانون دوپلر) در این باند فرکانس کار می‌کنند. بدلیل خواص منحصر بفرد پلاسما می‌توان از آن بعنوان جایگزین مواد جاذب استفاده کرد. چگونگی برهمکنش امواج الکترومغناطیسی با پلاسما مسئله جالب و مهمی در فیزیک پلاسما بخصوص مهندسی ارتباطات است (Bawa'aneh et al, 2013, Jin et al, 2006). انتشار امواج الکترومغناطیسی در محیط یونیزه شده در حضور میدان مغناطیسی اولین بار توسط نظریه آپلتون- هارتی بررسی شد (Giovannini et al, 2016). لاروسی بازتاب، جذب و انتشار امواج میکرو را در سیلندری از پلاسما فشار بالایی که بطور یکنواخت مغناطیده شده بود را بطور عددی محاسبه کرد (Tang et al, 2003).

از سویی دیگر، در سال‌های اخیر رهیافت پلاسما کوانتومی مورد توجه قرار گرفته و فعالیتهای تحقیقاتی مربوط به آن گسترش یافته است. پلاسما کوانتومی را می‌توان در محیط‌های گوناگون از اجرام اختر فیزیکی خیلی چگال تا کوانتوم نقطه‌ها و کربن نانولوله‌ها یافت

(Abdikian et al, 2013, Bagheri et al, 2014, Jung 2007, Shpatakovskaya 2006, Wei et al, 2007). در پلاسما کوانتومی طول موج دوبروی ذرات قابل مقایسه با مقیاس اتمی در پلاسما کوانتومی می‌شود. اثر کوانتومی که در معادلات هیدرودینامیکی کوانتومی (QHD) با پتانسیل بوهم نشان داده می‌شود ویژگی‌های متفاوتی را با حالتی که معادلات هیدرودینامیکی معمولی تعریف می‌شود آشکار می‌کند. بطور مثال اگر-چه موج لانگوئیر در پلاسما کلاسیک نمی‌تواند منتشر شود (Chen 1984)، ولی (Ren et al, 2007) نشان دادند که بخاطر در نظر گرفتن پتانسیل بوهم، نوسانات لانگوئیر می‌تواند در پلاسما کوانتومی منتشر شود. طبق مدل درود می‌توان یک جامد فلزی را بصورت سیال الکترونی در حال حرکت در نظر گرفت (Reitz et al, 2008). بنابراین مطالعه توان بازتاب، جذب و انتشار امواج الکترومغناطیسی در تیغه پلاسما کوانتومی حائز اهمیت است. تا جاییکه می‌دانیم هنوز هیچگونه کار تحقیقاتی در مورد چگونگی بازتاب، انعکاس و انتشار امواج الکترومغناطیسی از یک تیغه پلاسمایی کوانتومی در حضور میدان مغناطیسی انجام گرفته نشده است. در این مقاله با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی ثابت، موازی یا عمود بر لایه نازک فلزی و با بکارگیری مجموعه کامل QHD، سعی شده که تابع دی الکترونیک و سپس ضریب شکست امواج الکترومغناطیسی بدست آید. ساختار این مقاله بصورت زیر است: در بخش دو، با معرفی تابع دی الکترونیک در حضور میدان مغناطیسی وقتی که موازی یا عمود بر لایه نازک فلزی باشد، ضریب شکست امواج الکترومغناطیسی با استفاده از مدل هیدرودینامیکی کوانتومی برای سیال الکترونی بدست آورده شده است. در بخش سه با رسم روابط پاشندگی، به تحلیل آن پرداخته شده است. آخرین بخش این مقاله به نتیجه‌گیری اختصاص داده شده است.

۲. مواد و روش‌ها

قیاس با ابعاد ماده باشد. از آنجاییکه ابعاد نانو پوششها از مرتبه نانومتر است لذا برای بررسی دقیقتر باید اثرات کوانتومی در نظر گرفته شود. با استفاده از نگرش سیالی و با فرض اینکه یونها بدون حرکت باشند، این پلازما با مجموعه معادلات حرکت کوانتومی، پیوستگی و پواسون توصیف می‌شود. یعنی

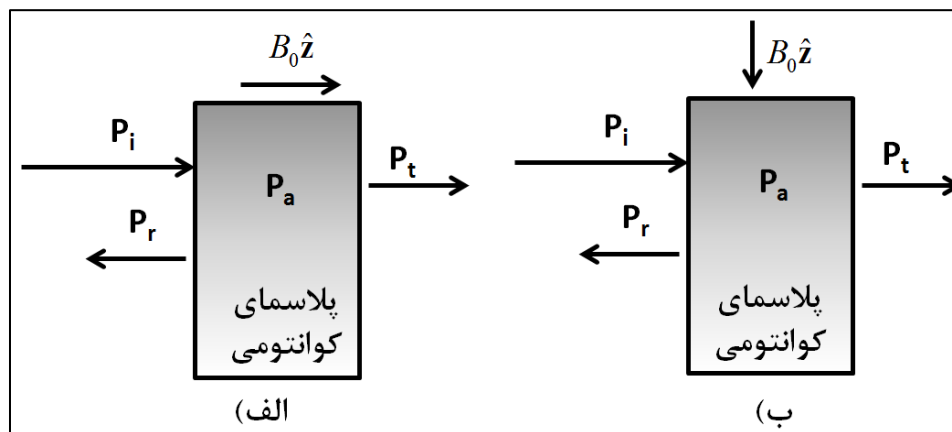
$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n \vec{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{e}{m_e} [-\vec{\nabla} \Phi + \vec{v} \times \vec{B}_0] + \frac{\hbar^2}{2m_e} \vec{\nabla} \left(\frac{\nabla^2 \sqrt{n}}{\sqrt{n}} \right) - \nu \vec{v}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n - n_0) \quad (3)$$

کنیم (Manfredi 2005). جمله سوم طرف راست معادله (۲)، همان پتانسیل بوهم است که به دلیل اثرات کوانتومی در معادلات حرکت ظاهر شده است. بعد از انجام مراحل ذکر شده در مرجع (Ren et al, 2007) برای معادلات بالا، می‌توانیم تابع نفوذپذیری دی‌الکتریک محیط را بصورت زیر بنویسیم.

که در آنها n ، \vec{v} ، Φ و ν به ترتیب چگالی عددی الکترون، سرعت سیال، پتانسیل الکتروستاتیکی و فرکانس برخورد الکترون با یونها هستند. پارامترهای e ، m_e ، n_0 ، ϵ_0 و \hbar به ترتیب بار الکترون، جرم الکترون، چگالی عددی الکترون در حال تعادل، ثابت گذردهی خلا و ثابت پلانک تقسیم بر 2π هستند. از فرکانس برخورد الکترون با الکترون بدلیل کوچکی صرفنظر می‌-



شکل ۱: بره پلاسمای کوانتومی که در معرض (a) میدان مغناطیسی که موازی با جهت انتشار و (b) میدان مغناطیسی که عمود بر جهت انتشار قرار گرفته است.

$$\hat{\varepsilon} = \hat{I} - \frac{\omega_p^2}{f(\omega + i\nu)\omega} \begin{pmatrix} -(\omega + i\nu)^2(1 - g'k_x^2) & i(\omega + i\nu)\omega_c(1 - g'k_x^2) & (\omega + i\nu)^2 g'k_x k_z \\ -i(\omega + i\nu)\omega_c(1 - g'k_x^2) & -(\omega + i\nu)^2 & i(\omega + i\nu)\omega_c g'k_x k_z \\ (\omega + i\nu)^2 g'k_x k_z & -i(\omega + i\nu)\omega_c g'k_x k_z & f(1 - g'k_x^2) - (\omega_c g'k_x k_z)^2 \end{pmatrix} \quad (۴)$$

است. با ترکیب معادله (۴) و مجموعه معادلات ماکسول، می توان رابطه پاشندگی پلاسمای کوانتومی در معرض میدان مغناطیسی را بصورت زیر نوشت.

که در آن $\omega_p = \sqrt{e^2 n_0 / (\varepsilon_0 m)}$ فرکانس پلاسمایی، $\omega_c = e B_0 / m$ فرکانس سیکلوترونی، $f = \omega_c^2 - (\omega + i\nu)^2 - g'k_x^2 \omega_c^2$

$$g = -\frac{i \hbar^2 k^2}{\omega 4m^2} \quad \text{و} \quad g' = g / (gk^2 + i(\omega + i\nu)^2)$$

$$\text{Det} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} - N^2 \cos^2 \vartheta & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} + N^2 \sin \vartheta \cos \theta \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} - N^2 & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} + N^2 \sin \vartheta \cos \theta & -\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} - N^2 \sin^2 \vartheta \end{pmatrix} = 0, \quad (۵)$$

حالت موازی؛ وقتی که $\vartheta = 0$ انتخاب شود (یعنی بردار موج \vec{k} موازی با میدان مغناطیسی \vec{B}_0 باشد)، آنگاه $k_x = 0$ و $k_z = k$ شده و معادله (۵) بصورت زیر می شود

که در آن $N = ck / \omega$ و $\vartheta = k_x / k_z$ به ترتیب ضریب شکست و زاویه بردار موج نسبت به محور z است. برای بدست آوردن معادله ضریب شکست کوانتومی آپلتون- هارتی باید دترمینال (۵) را گرفت (Inan et al, 2010). در این مقاله ما علاقمند به دو حالت خاص هستیم.

$$\text{Det} \begin{pmatrix} 1 + \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{f\omega} - N^2 & -i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{f\omega} & 0 \\ i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{f\omega} & 1 + i \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{f\omega} - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_p^2(1 - g'k^2)}{f(\omega + i\nu)\omega} \end{pmatrix} = 0 \quad (۶)$$

(۸) رابطه (۷) یک ضریب شکست جدیدی است که مشابه کلاسیکی نداشته و تنها با در نظر گرفتن اثرات کوانتومی ظاهر می شود. این ضریب شکست به میدان مغناطیسی وابسته نیست. رابطه (۸) مشابه رابطه (۱۴)، مقاله (Jin et al, 2006) است.

با محاسبه دترمینال (۶)، می توانیم ضرایب شکست برای امواج L و R را بدست آوریم

$$N^2 = \frac{c^2}{\lambda_q^2 \omega_p \omega} \sqrt{(\omega^2 - \omega_p^2) + i\nu\omega}, \quad (۷)$$

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega \mp \omega_c)}{\omega[(\omega \mp \omega_c)^2 + \nu^2]} + i \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega[(\omega \mp \omega_c)^2 + \nu^2]}$$

است)، آنگاه $k_x = k$ و $k_z = 0$ شده و معادله (۵) بصورت زیر می‌شود

$$\text{Det} \begin{pmatrix} 1 + \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{f\omega}(1 - g'k^2) & -i\frac{\omega_p^2\omega_c}{f\omega}(1 - g'k^2) & 0 \\ i\frac{\omega_p^2\omega_c}{f\omega}(1 - g'k^2) & 1 + \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{f\omega} - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega + i\nu)\omega} - N^2 \end{pmatrix} = 0, \quad (9)$$

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega - i\nu)}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (10)$$

و

حالت عمودی؛ وقتی که $\vartheta = \pi/2$ انتخاب شود (یعنی بردار موج $\bar{\mathbf{k}}$ عمود بر میدان مغناطیسی $\bar{\mathbf{B}}_0$

با محاسبه دترمینال رابطه (۹)، می‌توانیم ضرایب شکست امواج عادی (O) و غیرعادی (X) (Chen 1984) را بدست آوریم

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega(\omega + i\nu) - \omega_p^2(1 - g'k^2)}{\omega_c^2(1 - g'k^2) - (\omega + i\nu)^2 + \omega_p^2(1 - g'k^2)(\omega + i\nu)/\omega}, \quad (11)$$

توان بازتابی P_r ، توان عبوری P_t و توان جذب P_a را می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد (Laroussi et al, 1993)

$$P_r = P_i |\Gamma|^2, \quad (15)$$

$$P_t = (P_i - P_r) \exp(-2\alpha d), \quad (16)$$

$$P_a = P_i - P_r - P_t, \quad (17)$$

که در آنها P_i توان فرودی موج الکترومغناطیسی است. یک بره فلزی به پهنای $d = 10\lambda_q$ که چگالی ذرات پلاسما $n_0 = 5.9 \times 10^{28} m^{-3}$ و فرکانس برخورد الکترون با ذرات خنثی را $\nu = 10^{14} s^{-1}$ را در نظر می‌گیریم (Jung et al, 2013, Manfredi 2005). توان نرمالیزه شده جذب P_a/P_i در شکل ۲ بر حسب فرکانس نرمالیزه شده ω/ω_p رسم شده است.

۳. نتایج

در حالت کلی یک موج الکترومغناطیسی در یک محیط می‌تواند شکل زیر را داشته باشد

$$E = E_0 e^{-\alpha z} e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (12)$$

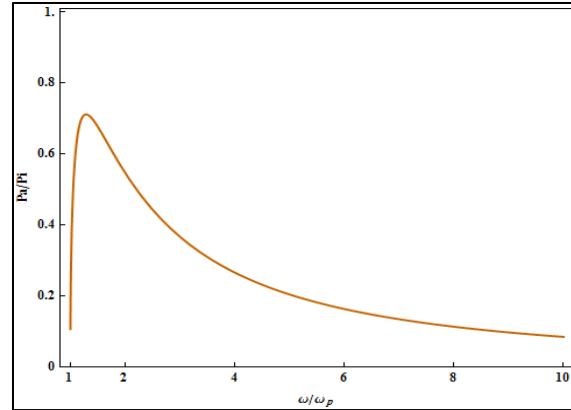
که در آن α ضریب میرایی (عمق نفوذ) و β ضریب فاز (عدد موج) است. رابطه‌ای بین α ، β و N بصورت زیر برقرار است (Jackson 1999, Reitz et al, 2008)

$$\alpha + i\beta = i\sqrt{N} \frac{\omega}{c}, \quad (13)$$

ضریب بازتاب برای موج فرودی در فصل مشترک بین بره پلاسما کوانتومی به پهنای d و فضای آزاد بصورت زیر است

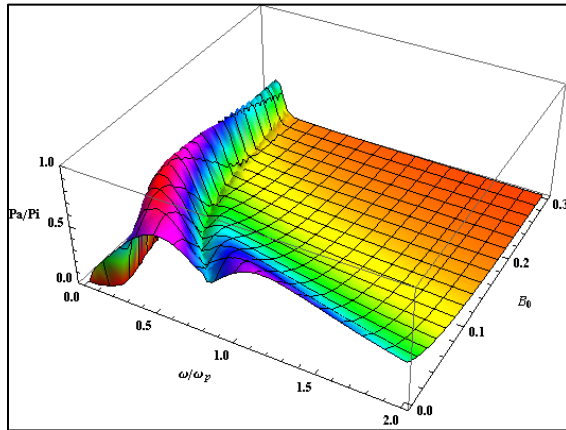
$$\Gamma = \frac{1 - \sqrt{N}}{1 + \sqrt{N}}, \quad (14)$$

از شکل ۳ واضح است که پهنای جذب تشدید از فرکانس کم به فرکانس زیاد با افزایش میدان مغناطیسی حرکت می‌کند. طبق این گفته، توان بازتابی بطور پیوسته با افزایش B_0 برای موج راستگرد $\theta = 0^\circ$ کاهش می‌یابد. توان نرمالیزه شده جذب P_a / P_i برای ضریب شکست موج چپگرد (L) (رابطه ۸) در شکل ۳ بر حسب فرکانس نرمالیزه شده ω / ω_p و میدان مغناطیسی B_0 رسم شده است.



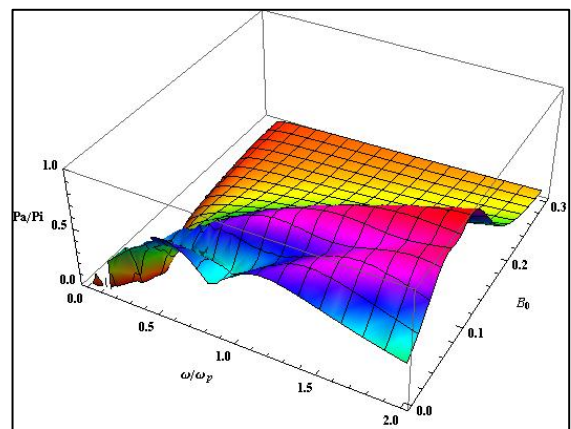
شکل ۲: توان نرمالیزه شده جذبی P_a / P_i بر حسب فرکانس نرمالیزه شده ω / ω_p .

از شکل ۲ روشن است، توان جذب موج لانگموئیر با افزایش فرکانس در حوالی $\omega = 1.5\omega_p$ زیاد شده و سپس به آرامی کاهش می‌یابد. این نوع موج نمی‌تواند در پلاسما معمولی منتشر شود ولی با در نظر گرفتن حالت کوانتومی امکان دارد. زیرا اثرات کوانتومی که با جمله پتانسیل بوهم در معادلات حرکت ظاهر می‌شود می‌تواند چگالی عددی مختل شده‌ای را القا کند که باعث انتشار موج لانگموئیر شوند (Ren et al, 2007). افزایش توان جذب موج لانگموئیر به این دلیل است که توان بازتابی موج لانگموئیر کاهش می‌یابد. توان نرمالیزه شده جذب P_a / P_i برای ضریب شکست موج راستگرد (R) (رابطه ۸) در شکل ۲ بر حسب فرکانس نرمالیزه شده ω / ω_p و میدان مغناطیسی B_0 رسم شده است.



شکل ۴: توان نرمالیزه شده جذبی P_a / P_i موج چپگرد بر حسب فرکانس نرمالیزه ω / ω_p و میدان مغناطیسی B_0

از شکل ۴ واضح است که پهنای جذب تشدید از فرکانس کم به فرکانس زیاد با افزایش میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد. طبق این گفته، توان بازتابی بطور پیوسته با افزایش B_0 برای موج راستگرد $\theta = 0^\circ$ کاهش می‌یابد. فرکانس سیکلوترونی با شدت میدان مغناطیسی تغییر می‌کند این فرکانس با علامت \mp در رابطه (۸) برای امواج راستگرد (R) و چپگرد (L) ظاهر می‌شود. با تغییر مقدار فرکانس و نزدیک شدن آن به فرکانس سیکلوترونی مقدار ضریب شکست برای موج راستگرد (چپگرد) زیاد (کم) می‌شود. توان نرمالیزه شده جذب P_a / P_i برای ضریب شکست موج عادی (O) (رابطه ۱۰) در شکل ۵ بر حسب فرکانس نرمالیزه شده ω / ω_p رسم شده است.

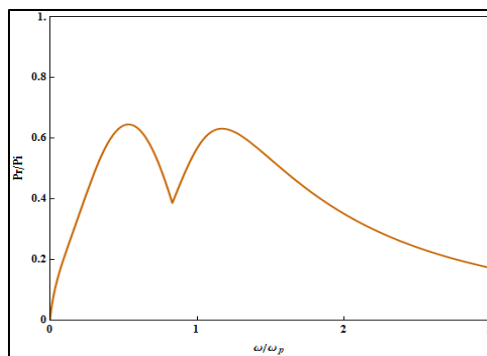


شکل ۳: توان نرمالیزه شده جذبی P_a / P_i موج راستگرد بر حسب فرکانس نرمالیزه ω / ω_p و میدان مغناطیسی B_0

توان جذب شده موج غیرعادی در شکل ۶ برحسب توابع فرکانس و میدان مغناطیسی برای وقتی که ضریب شکست بزرگتر از یک باشد رسم شده است. همانطور که از شکل مشخص است، تغییرات اندازه توان جذب موج غیرعادی بیشتر تحت تاثیر فرکانس است تا میدان مغناطیسی و همچنین اثرات کوانتومی تاثیری زیادی بر روی ضریب شکست موج غیرعادی X ندارند.

۴. بحث و نتیجه گیری

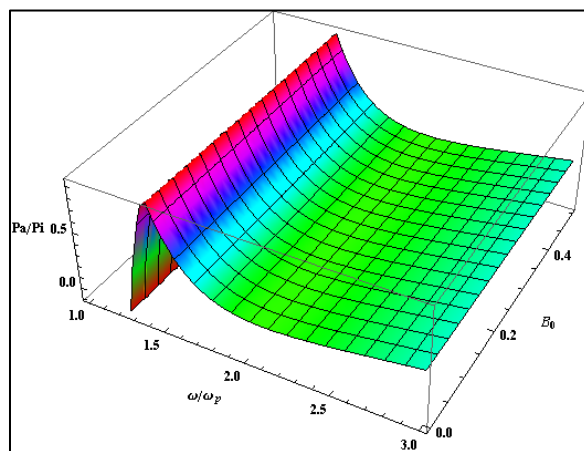
با استفاده از معادلات هیدرودینامیکی کوانتومی در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت، ضرایب شکست یک پلاسمای کوانتومی گرم مغناطیسه بررسی شده‌اند. نتایج ما نشان می‌دهد که اضافه کردن جمله پتانسیل بوهم کوانتومی باعث پیدایش ضریب شکست کوانتومی برای موج لانگموئیر می‌شود که مشابه کلاسیکی ندارد. در ضرایب شکست موج عادی، موج دست چپ، و موج راست دست هیچ اثر کوانتومی را مشاهده نشد یعنی ضرایب شکست این امواج مشابه حالت کلاسیکی است. در مقایسه با ضریب شکست موج لانگمویر، اثرات کوانتومی تاثیری زیادی بر روی ضریب شکست موج غیرعادی X نمی‌گذارد. در تحلیل برای سادگی محاسبات، ما تنها دو نوع از بردار موج را در نظر گرفته ایم: یکی به موازات میدان مغناطیسی و دیگری عمود بر به میدان مغناطیسی، البته می‌توان آنرا در آینده نزدیک تعمیم داد. در انتها، یک روش ساده که از محاسبه اعداد مختلط دوری می‌کند ارائه شده است که می‌توان از این مدل در بررسی توان انعکاس، جذب و انتقال امواج الکترومغناطیسی در یک بره مورد استفاده کرد. با استفاده از محاسبات عددی مشخص شد که به دلیل کاهش توان بازتابی موج لانگموئیر توان جذب موج لانگموئیر افزایش می‌یابد. و چون ضرایب شکست امواج راستگرد (R) و چپگرد (L) به فرکانس سیکلوترونی وابسته‌اند لذا با تغییر مقدار فرکانس و نزدیک شدن آن



شکل ۵: توان نرمالیزه شده جذب P_a / P_i موج عادی بر حسب فرکانس نرمالایز ω / ω_p .

همانطور که از شکل ۵ معلوم است، توان جذب موج عادی (O) با افزایش فرکانس ابتدا به سرعت زیاد شده و سپس به سرعت کاهش می‌یابد و دوباره در حوالی $\omega = 1.5\omega_p$ زیاد شده و به بیشترین مقدار خود می‌رسد و سپس به آرامی کاهش می‌یابد. تغییرات اندازه توان جذب موج عادی را می‌توان به عکس تغییرات اندازه توان بازتابی موج عادی مربوط کرد.

توان نرمالیزه شده جذب P_a / P_i برای ضریب شکست موج غیرعادی (X) (رابطه ۱۱) در شکل ۶ بر حسب فرکانس نرمالیزه شده ω / ω_p و میدان مغناطیسی B_0 رسم شده است.



شکل ۶: توان نرمالیزه شده جذب P_a / P_i موج غیر عادی (X) بر حسب فرکانس نرمالایز ω / ω_p و میدان مغناطیسی B_0 .

یا جذب امواج الکترومغناطیسی در بره پلاسمایی کوانتومی بپردازیم.

به فرکانس سیکلوترونی مقدار ضریب شکست برای موج راستگرد (چپگرد) زیاد (کم) می‌شود. روش ارائه شده ما را قادر می‌سازد که در کاربردهای عملی با تنظیم میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی به کنترل توان انعکاس و

منابع

- Abdikian A., Bagheri M., 2013. Electrostatic waves in carbon nanotubes with an axial magnetic field, *Phys. Plasmas*, 20, 102103.
- Abdikian A., Ehsan Z., 2017. Propagation of electrostatic surface waves in a thin degenerate plasma film with electron exchange-correlation effects, *Phys. Lett. A*, 35, 2539.
- Appleton, E. V., 1932. Wireless studies of the ionosphere, *IEEE*, 7, 257.
- Bagheri M., Abdikian A., 2014. Space-charge waves in magnetized and collisional quantum plasma columns confined in carbon nanotubes, *Phys. Plasmas*, 21, 042506.
- Bawa'aneh M. S., Al-Khateeb A. M., Sawalha A. S., 2013. and Microwave Propagation in Warm, Collisional Magnetoionic Media, *Plasma Science, IEEE*, 41, 2496.
- Chen, F. 1984. Introduction to plasma physics and controlled fusion, Plenum Press, New York.
- Hartree D., 1929. The propagation of electromagnetic waves in a stratified medium, 97.
- Inan U. S., Gołkowski, M., 2010. Principles of plasma physics for engineers and scientists, Cambridge University Press.
- Jackson John D., 1999. Classical electrodynamics, John Wiley & Sons, Inc., New York, NY.
- Jin F., Tong H., Shi Z., Tang D., Chu P. K. 2006. Effects of external magnetic field on propagation of electromagnetic wave in uniform magnetized plasma slabs, *Computer physics communications*, 175, 545.
- Jung Y. D. 2001. Quantum-mechanical effects on electron-electron scattering in dense high-temperature plasmas, *Phys. Plasmas*, 8, 3842.
- Jung Y. D., Hong W. P., 2013. Quantum and geometric effects on the symmetric and anti-symmetric modes of the surface plasma wave, *Phys. Lett. A*, 377, 560.
- Laroussi M., 1995. Interaction of microwaves with atmospheric pressure plasmas, *International journal of infrared and millimeter waves*, 16, 2069.
- Laroussi M., Anderson W. T., 1998. Attenuation of electromagnetic waves by a plasma layer at atmospheric pressure, *International journal of infrared and millimeter waves*, 19, 453.
- Laroussi M., Roth J. R., 1993. Numerical calculation of the reflection, absorption, and transmission of microwaves by a nonuniform plasma slab, *Plasma Science, IEEE*, 21, 366.
- Manfredi G., 2005. How to model quantum plasmas, *Fields Inst. Commun.* 46, 263.
- Reitz J. R., Milford F. J., Christy R. W., 2008. Foundations of electromagnetic theory, Addison-Wesley Publishing Company.
- Ren H., Wu Z., Chu P. K., 2007. Dispersion of linear waves in quantum plasmas, *Phys. Plasmas*, 14, 062102.
- Shpatakovskaya G. V., 2006. Semiclassical model of a one-dimensional quantum dot, *J. Exp. Theor. Phys*, 102, 466.
- Tang D., Sun A., Qiu X., Chu P. K., 2003. Interaction of electromagnetic waves with a magnetized nonuniform plasma slab, *Plasma Science, IEEE*, 31, 405.
- Wei L., Wang Y.-N., 2007. Quantum ion-acoustic waves in single-walled carbon nanotubes studied with a quantum hydrodynamic model, *Phys. Rev. B*, 75, 193407.

Investigating of the Absorption Power of Electromagnetic Waves by a Thin Layer of Magnetized Quantum Plasma

Alireza Abdikian*

Department of Physics, Faculty of Science, Malayer University, Malayer

Abstract

In this article, spectrum of the reflection, transmission and absorption of the thin metal nano-layer by using quantum hydrodynamic equations is studied. The thin metal nano-layer can be used to cover the equipment and devices to avoid detection which coated the outer surface of the submarines, ships, planes. It is also used the nano-layers to cover the various devices such as solar cells, glass reflex. In some devices, for example the solar cells, the more increase the absorption ratio, the more increase the efficiency and in some other devices, for example the reflex glasses, it is better to be high the reflection ratio. Hence, the study of the reflection, transmission and absorption ratio of electromagnetic waves are important in quantum plasma slabs. By combining the quantum hydrodynamic equations and the Maxwell's equations in the presence of a magnetic field can be obtained the coefficients of the reflection, transmission and absorption of electromagnetic waves in thin metal nano-layer in which we have taken the slab as quantum plasma. Clearly, it is shown that by taking term of the quantum Bohm's potential cause to appearance of the quantum refractive index for the Langmuir wave that this new refractive index does not have any similar relation in the classical plasma. Using the numerical values and the Mathematica software, the absorption coefficients have drawn in various conditions. This proposed method enables us practically to control the reflection or absorption power of electromagnetic waves in quantum plasma slab by adjusting a uniform external magnetic field.

Keywords: Reflection, transmission and absorption power, quantum hydrodynamic equations, quantum plasma slab, uniform magnetic field.

List of tables & figures

Fig 1: Schematic diagram of the quantum plasma slab exposed a) magnetic field is parallel to the the wave propagation direction and b) vertical to the wave propagation direction.

Fig 2: The normalized absorption P_a / P_i versus the normalized frequency ω / ω_p .

Fig 3: the normalized absorption P_a / P_i for the refractive index of R wave versus the normalized frequency ω / ω_p and magnetic field B_0 .

Fig 4: the normalized absorption P_a / P_i for the refractive index of L wave versus the normalized frequency ω / ω_p and magnetic field B_0 .

Fig 5: the normalized absorption P_a / P_i for the reflective index of the ordinary wave versus the normalized frequency ω / ω_p .

*Corresponding author, E-mail: abdykian@malayeru.ac.ir