

پراکندگی امواج الکترومغناطیسی توسط یک آنتن پلاسمایی گرم با سطح مقطع بیضوی

سمیه پیریزاد هجران دوست^۱، عباس عبدلی آرانی^{۲*}، زینب رحمانی^۳

۱- دانشجوی دکتری، ۲- دانشیار، ۳- استادیار، دانشگاه کاشان

(دریافت: ۱۴۰۰/۰۱/۱۶، پذیرش: ۱۴۰۰/۰۹/۱۳)

چکیده

در این مقاله پراکندگی امواج الکترومغناطیسی با طول موج بلند، از یک ستون پلاسمایی گرم با سطح مقطع بیضوی بررسی می شود. فرض می کنیم طول موج فرودی، خیلی بزرگتر از ابعاد سطح مقطع ستون بیضوی باشد و اثرات حرارتی را با استفاده از معادله بوهم گراس در محاسبات وارد می کنیم. با حل معادلات پیوستگی و انتقال تکانه و معادله پواسون و نیز با استفاده از شرایط مرزی مناسب، پتانسیل الکتریکی و همچنین میدان الکتریکی را در نقاط داخل و خارج ستون پلاسمایی با مقطع بیضوی محاسبه می کنیم. سپس معادله پاشندگی را در این حالت به دست می آوریم و نشان می دهیم در حالت حدی به معادله پاشندگی در ستون پلاسمایی با مقطع دایره ای تبدیل می شود. با در نظر گرفتن شرط تشدید پلاسمای در ستون پلاسمایی با مقطع بیضوی، بسامد تشدید در این پیکربندی را محاسبه می کنیم. نمودارهای دامنه پتانسیل در نقاط داخل و خارج را ترسیم می کنیم. متذکر می شویم که با استفاده از بسامد تشدید، ویژگی های آنتن پلاسمای مورد مطالعه، همچون چگالی پلاسمای را می توانیم محاسبه نماییم.

کلید واژه ها: پلاسمای گرم، ستون پلاسمای بیضوی، بسامد تشدید، آنتن پلاسمایی

۱- مقدمه

می گردد. از نمونه های پلاسمای در طبیعت می توان به یونسفر و شیت یک ماهواره یا موشک که وارد اتمسفر می شود اشاره کرد و البته بسیاری از ساختارهای پلاسمایی با توجه به کاربردهای مختلف آن به صورت آزمایشگاهی و دست ساخت بشر می باشند [۸، ۶].

در بسیاری از موقعیت ها تمایل داریم بدون برهم زدن ویژگی های یک محیط پلاسمایی، به خصوصیات آن پی بریم و یا اینکه دسترسی نزدیک به آن نداشته و استفاده از پروی های سنجنده جهت سنجش و شناسایی، عملاً غیر ممکن است؛ در چنین شرایطی بهره گیری از پراکندگی امواج الکترومغناطیسی توسط پلاسمای و تحلیل پاسخ پلاسمای به موج فرودی تنها تکنیک تشخیصی خواهد بود. طیف تابش پراکنده شده از جسم پلاسمایی به چگالی پلاسمای، دمای الکترون و یون در پلاسمای، فرکانس برخورد و سایر ویژگی های آن بستگی خواهد داشت. به طور معکوس می توان مؤلفه های پلاسمای را براساس توان پراکندگی ناشی از آن کنترل کرد. از چنین روشی در طراحی پراکنده های پلاسمایی یا پوشیده با پلاسمای جهت تقویت یا تضعیف توان پراکنده شده ناشی از آن، با کمک تنظیم مؤلفه ها و ابعاد شیء پلاسمایی، استفاده می شود [۹، ۱۵].

ما در این مقاله به بررسی پراکندگی امواج رادیویی که به صورت عمود بر یک ستون طویل پلاسمایی با سطح مقطع بیضوی فرود می آید، می پردازیم. وقتی موج الکترومغناطیسی به ستون پلاسمای فرود می آید الکترون های پلاسمای تحت تاثیر میدان الکتریکی موج

مطالعه پراکندگی امواج الکترومغناطیسی از ساختارهای مختلف به دلیل کاربردهای متنوعی که در زمینه های نظامی، رادار و شناسایی اشیا مجهول دارد از دیرباز مورد توجه بوده و همچنان نیز از موضوعات جالب و مورد علاقه روز دنیا می باشد. تحلیل چگونگی برهمکنش امواج الکترومغناطیسی و محیط های فعال الکترومغناطیسی که در زمینه های همچون ساخت عنصرهای پردازشگر سیگنال، کنترل سطح مقطع پراکندگی ریدوم های هوا بُرد، جاذب های رادار، طراحی و ساخت آنتن های میکرو استریپ با عملکرد بالا و شناسایی اشیا با ویژگی های مجهول و... از اهمیت بسزایی برخوردار است. در سال های اخیر استفاده از محیط های پلاسمایی به دلیل ویژگی های منحصر به فرد و انعطاف پذیری فوق العاده آن، به صورت ویژه در آنتن های مدرن، کاربردهای مخفی سازی و عملیات شناسایی به طور فزاینده مورد توجه قرار گرفته است [۵، ۱]. پلاسمای یک محیط گازی به شدت یونیزه است که شامل یون ها و الکترون های آزاد و نیز درصد کوچکی از ذرات خنثی همچون اتم ها و مولکول ها می باشد. پلاسمای از لحاظ الکتریکی یک محیط شبه خنثی محسوب می شوند بدین معنی که مجموع بار مثبت و منفی آن ها صفر می باشد اما وجود بارهای آزاد باعث بروز ویژگی های الکترومغناطیسی خاص در آن

* رایانامه نویسنده مسئول: abdoliabbas@kashanu.ac.ir

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi \quad (1)$$

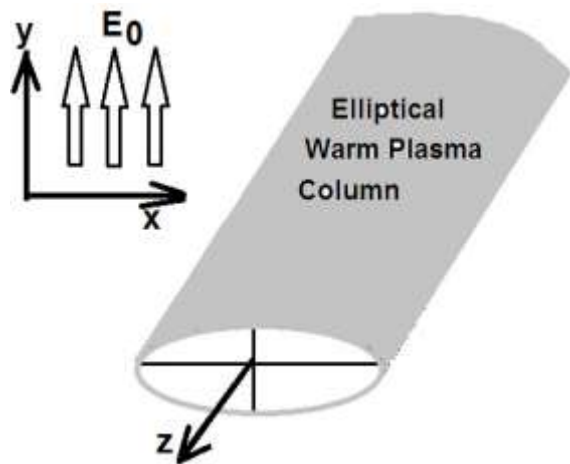
شکل (۲) سطح مقطع ستون پلاسما را نشان می‌دهد. با توجه به تقارن ساختار، استفاده از مختصات بیضوی حل تحلیلی مسئله را ممکن می‌سازد. رابطه بین مختصه‌های بیضوی و دکارتی به صورت ذیل می‌باشد.

$$x = l \cosh \xi \cos \eta \quad (2)$$

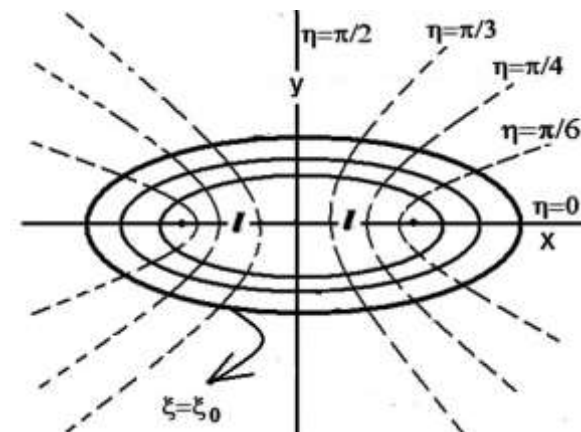
$$y = l \sinh \xi \sin \eta,$$

$$z = z$$

که l فاصله کانونی بیضی (مقطع پلاسما) و دامنه تغییرات مختصه زاویه‌ای و شعاعی بیضوی به ترتیب $0 \leq \eta \leq 2\pi$ و $0 \leq \xi \leq \infty$ می‌باشد. نیم قطر بزرگ و کوچک بیضی به ترتیب b, a می‌باشند و مرز ستون پلاسمایی توسط $\xi = \xi_0$ مشخص می‌شود که $\xi_0 = \tanh^{-1}(b/a)$.



شکل (۱): ستون پلاسمای گرم با سطح مقطع بیضوی تحت تابش موج الکترومغناطیسی.



شکل (۲): سطح مقطع ستون پلاسما ی بیضوی.

شروع به حرکت نوسانی می‌کنند در فرکانس خاصی از موج فرودی که مرتبط با ویژگی‌های ساختار پلاسمایی است، فرایند تشدید رخ می‌دهد و در این حالت دامنه پراکندگی موج به بیشترین مقدار خود می‌رسد. از این ویژگی جهت تشخیص چگالی، هندسه و سایر ویژگی‌های یک ستون پلاسمایی که می‌تواند به‌عنوان آنتن بکار رفته باشد، استفاده می‌کنیم. در کار حاضر پلاسما به‌صورت گرم غیرمغناطیده می‌باشد و اثر پاشندگی حرارتی بر روی فرکانس تشدید و پراکندگی امواج رادیویی از ستون پلاسما بررسی می‌گردد.

در پایان جهت اثبات اعتبار روش به‌کار رفته و نتایج حاصل، جواب‌های مسئله پیش‌رو در شرایط حدی یعنی شرایطی که سطح مقطع ستون پلاسما به دایره نزدیک می‌شود با مورد دایروی بررسی شده در مرجع معتبر علمی مقایسه می‌گردد [۱۶].

این تحقیق در سه بخش تنظیم شده است که مقدمه به‌عنوان بخش اول در نظر گرفته می‌شود. در بخش دوم پراکندگی از یک ستون پلاسمای گرم بیضوی تحت تابش امواج الکترومغناطیسی با طول موج بلند بررسی می‌گردد. مختصات بیضوی معرفی و معادله متیو و جواب‌های آن ارائه می‌شوند. معادلات مربوط به توزیع پتانسیل و میدان در نقاط داخل و خارج پلاسما با در نظر گرفتن شرایط مرزی مناسب محاسبه می‌گردند. با استفاده از شرط تشدید ستون پلاسمای گرم، بسامد تشدید در ستون پلاسمای گرم بیضوی به‌دست می‌آید. نتایج به‌دست آمده به‌صورت گرافیکی ارائه می‌شوند و در بخش سوم یک نتیجه‌گیری از کار انجام شده ارائه می‌شود.

۲- مدل نظری و پتانسیل و بسامد تشدید ستون پلاسمای گرم بیضوی

در این بخش پیکربندی و معادلات اساسی مسئله ارائه می‌شود. همان‌طور که در شکل (۱) نشان داده شده است یک ستون پلاسمایی با سطح مقطع بیضوی و حاوی پلاسمای گرم غیر برخوردار، تحت تابش موج فرودی که توسط یک موج‌بر می‌تواند در جهت دلخواه هدایت شود قرار می‌گیرد. موج الکترومغناطیسی به‌صورت عمود بر ستون پلاسما فرود می‌آید. به‌منظور یافتن جواب‌های تحلیلی مسئله پراکندگی کار حاضر، مدل ایده‌آل آن یعنی پراکندگی از یک ستون پلاسمای بیضوی بدون هیچ‌گونه حفاظ فیزیکی بررسی می‌شود و نیز میدان الکتریکی فرودی تغییری در راستای محور ستون پلاسما ندارد. در اینجا امواج فرودی با طول موج بلند را در نظر می‌گیریم به گونه‌ای که طول موج فرودی آنقدر بزرگتر از ابعاد مقطع ستون پلاسماست که می‌توان گفت میدان الکتریکی موج در ستون پلاسما تقریباً غیر چرخشی است ($\vec{\nabla} \times \vec{E} \approx 0$) و بنابراین توزیع میدان می‌تواند از یک تابع پتانسیل نرده‌ای حاصل شود:

بر پتانسیل نرده‌ای اختلالی Φ_1 به دست می‌آید:

$$\nabla^2(\nabla^2 + k^2)\Phi_1 = 0 \quad (۸)$$

k ، به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\gamma K_B T / m} = \frac{1}{3\lambda_d^2} \left(\frac{\omega^2}{\omega_p^2} - 1 \right) \quad (۹)$$

در خارج از پلازما که چگالی بار صفر است معادله پواسون به معادله لاپلاس تبدیل می‌شود و تابع پتانسیل در معادله زیر صدق می‌کند.

$$\nabla^2\Phi = 0 \quad (۱۰)$$

با توجه به تقارن مسئله نسبت به محور Z (راستای محور ستون پلازما)، تابع پتانسیل بیرون پلازما در معادله لاپلاس عرضی $\nabla_{\perp}^2\Phi=0$ صدق می‌کند که در مختصات بیضوی به این شکل نوشته می‌شود:

$$\nabla^2\Phi = \frac{1}{l^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta)} \left[\frac{\partial^2\Phi}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial\eta^2} \right] = 0 \quad (۱۱)$$

جواب مناسب معادله بالا که پتانسیل در خارج از پلازما را به دست می‌دهد، با شرط وجود میدان فرودی با دامنه E_0 به صورت زیر است:

$$\Phi_{out} = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \exp(-n\xi) \sin n\eta - E_0 \sinh\xi \sin\eta \quad (۱۲)$$

جمله دوم سمت راست معادله بالا در حقیقت پتانسیل میدان فرودی است که با $-E_0 \sinh \xi \sin \eta$ مشخص می‌شود. معادله:

$$(\nabla^2 + k^2)\Phi_1 = 0 \quad (۱۳)$$

در مختصات بیضوی به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\left[\frac{\partial^2\Phi}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial\eta^2} \right] + k^2 l^2 (\cosh^2\xi - \cos^2\eta)\Phi = 0 \quad (۱۴)$$

که به عنوان معادله دیفرانسیل متیو شناخته می‌شود. جواب‌های معادله متیو به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\begin{aligned} \Phi &= \sum_{n=1}^{\infty} A'_n S e_n(\xi, q) s e_n(\eta, q) \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} B'_n C e_n(\xi, q) c e_n(\eta, q) \end{aligned} \quad (۱۵)$$

زمانی که موج الکترومغناطیسی به ستون پلازما فرود می‌آید، الکترون‌های آن در بسامد خاصی در پاسخ به میدان موج شروع به نوسان با بیشترین دامنه می‌کنند. این بسامد که بسامد تشدید نامیده می‌شود به شکل هندسی ساختار پلاسمایی و ویژگی‌های محیطی آن بستگی دارد. الکترون‌ها با حرکت شتابدار خود امواج الکترومغناطیسی را باز تشعشع یا پراکنده می‌کنند. در حالت تشدید چون الکترون با بیشترین دامنه نوسان می‌کند توان پراکندگی به ماکزیمم مقدار خود می‌رسد. در یک ستون پلاسمای سرد غیر برخورداری با مقطع بیضوی بسامد تشدید به صورت می‌باشد [۱۷]، بدین معنی که در چنین بسامدی منحنی توان پراکنده شده دارای ماکزیمم خواهد بود.

$$\omega = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \coth \xi_0}} \quad (۱۶)$$

اکنون در صدد هستیم اثرات حرکت حرارتی الکترون‌ها در نحوه پاسخ چنین ستون پلاسمایی به فرود یک موج الکترومغناطیسی با طول موج بلند را بررسی کنیم. در کار حاضر، ابعاد قطر ستون بیضوی از مرتبه سانتیمتر می‌باشد، مسیر آزاد میانگین الکترون‌های پلازما خیلی بزرگتر از ابعاد مقطع ستون تخلیه الکتریکی است و بنابراین پلازما غیر برخورداری است. همچنین از حرکت یون‌ها در پاسخ به میدان الکتریکی به دلیل سنگینی آنها در قیاس با الکترون‌ها چشم‌پوشی می‌کنیم. همچنین می‌دانیم که معادله پاشندگی بوهم-گراس [۱۶]:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3K_B T}{m_e} \quad (۱۷)$$

برای یک پلاسمای همگن گرم، اثرات حرارتی را در خود دارد. به علاوه، حرکت الکترون می‌تواند با استفاده از معادلات سیالی و معادلات ماکسول تعیین گردد:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{v}) = 0 \quad (۱۸)$$

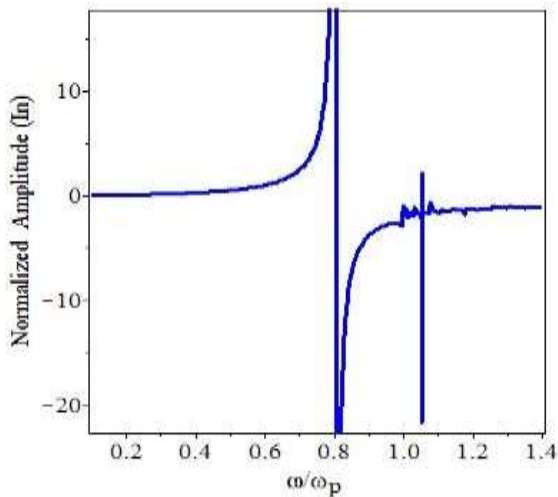
$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = \frac{e}{m} \vec{\nabla}\Phi - \frac{1}{nm} \vec{\nabla} \quad (۱۹)$$

که n و \vec{v} به ترتیب چگالی و سرعت اختلالی الکترون‌ها هستند. p فشار گرمایی پلازما است که به دلیل همگنی پلازما یک کمیت اسکالر است. پتانسیل نرده‌ای Φ باید در معادله پواسون به صورت ذیل صدق کند:

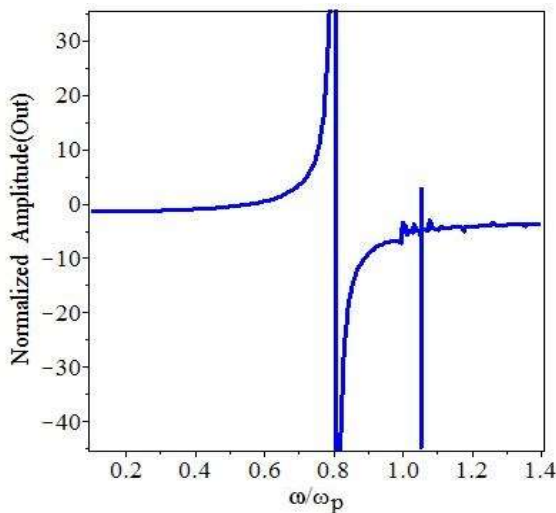
$$\nabla^2\Phi = -4\pi e(n_i - n) \quad (۲۰)$$

که n_i چگالی یون‌ها است. با خطی‌سازی این روابط، معادله حاکم

داخل و خارج بسیار زیاد می‌شوند. از روی نمودارها، نسبت بسامد تشدید به بسامد پلاسما پلاسمایی مشخص است. به این روش می‌توانیم بسامد تشدید ستون پلاسما گرم را به دست آوریم و با استفاده از آن چگالی پلاسما را محاسبه نماییم.



شکل (۳): دامنهٔ بهنجار شدهٔ پتانسیل داخل ستون پلاسما گرم بیضوی تحت تابش موج الکترومغناطیسی با طول موج بلند، برحسب ω/ω_p



شکل (۴): دامنهٔ بهنجار شدهٔ پتانسیل خارج ستون پلاسما گرم بیضوی تحت تابش موج الکترومغناطیسی با طول موج بلند، برحسب ω/ω_p

در شکل‌های (۵) و (۶) دامنهٔ بهنجار شدهٔ پتانسیل داخل و خارج ستون پلاسما گرم بیضوی تحت تابش موج الکترومغناطیسی با طول موج بلند، برحسب ω/ω_p و ξ_0 ، ترسیم شده‌اند. در شکل‌های (۵) و (۶) ملاحظه می‌شود که برای ستون‌های پلاسما گرم بیضوی با ابعاد مختلف، بسامدهای تشدید متفاوت هستند. بسامد تشدید به ابعاد هندسی ستون پلاسما بستگی دارد.

که A'_n و B'_n ثابت‌هایی هستند که در مسیله محاسبه می‌شوند. Se_n و Ce_n ، توابع متیوی شعاعی مرتبهٔ n ام فرد و زوج و se_n و ce_n ، توابع متیوی زاویه‌ای مرتبهٔ n ام فرد و زوج هستند [۱۸]. همچنین:

$$q = \frac{k^2 l^2}{4} \quad (17)$$

اما تابع پتانسیل در داخل ستون پلاسما که در معادله (۸) صدق می‌کند، به شکل زیر در می‌آید:

$$\Phi_{in} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\sinh n \xi}{\sinh n \xi_0} \sin n \eta + B_n \frac{\cosh n \xi}{\sinh n \xi_0} \frac{Se_n(\xi, q)}{Se'_n(\xi_0, q)} se_n(\eta, q) \quad (18)$$

C_n, A_n, B_n ضرایب ثابت هستند و توسط اعمال شرایط مرزی در مرز پلاسما-خلاء تعیین می‌گردند و $Se_n(\xi, q)$ تابع متیوی شعاعی نوع اول فرد مرتبه n می‌باشد [۱۸].

$$E_{\xi out} = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{n}{h} \exp(-n \xi) \sin n \eta + \frac{1}{h} E_0 \cosh \xi \sin \eta \quad (24)$$

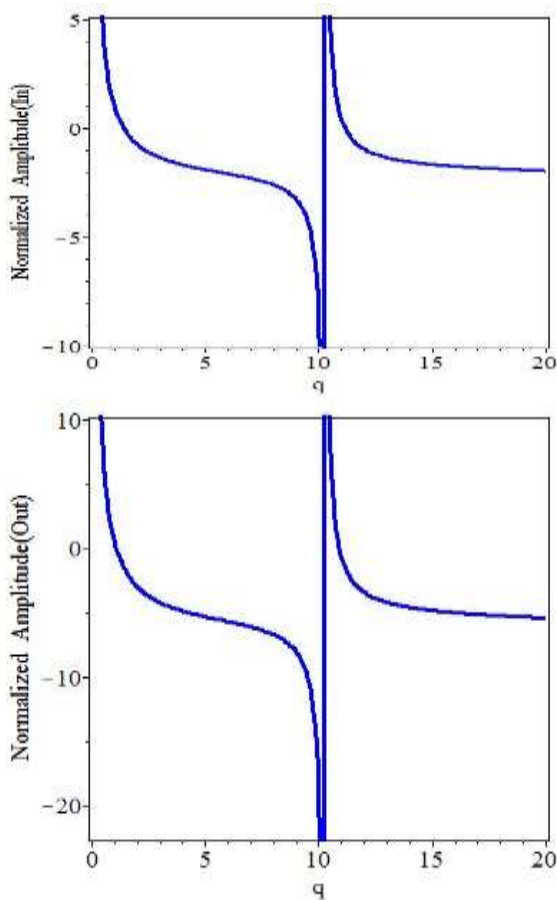
$$E_{\eta out} = \sum_{n=1}^{\infty} -C_n \frac{n}{h} \exp(-n \xi) \cos n \eta + \frac{1}{h} E_0 \sinh \xi \cos \eta \quad (25)$$

و برای نقاط خارج:

$$E_{\xi in} = \sum_{n=1}^{\infty} -A_n \frac{n}{h} \left[\frac{\cosh n \xi}{\sinh n \xi_0} - (1 + \frac{3K_B T}{m \omega_p^2} k^2)^{-1} \frac{\cosh n \xi_0}{\sinh n \xi_0} \frac{Se'_n(\xi, q)}{Se'_n(\xi_0, q)} \right] \sin n \eta \quad (26)$$

$$E_{\eta in} = \sum_{n=1}^{\infty} -A_n \frac{n}{h} \left[\frac{\sinh n \xi}{\sinh n \xi_0} - n(1 + \frac{3K_B T}{m \omega_p^2} k^2)^{-1} \frac{\cosh n \xi_0}{\sinh n \xi_0} \frac{Se_n(\xi, q)}{Se'_n(\xi_0, q)} \right] \cos n \eta \quad (27)$$

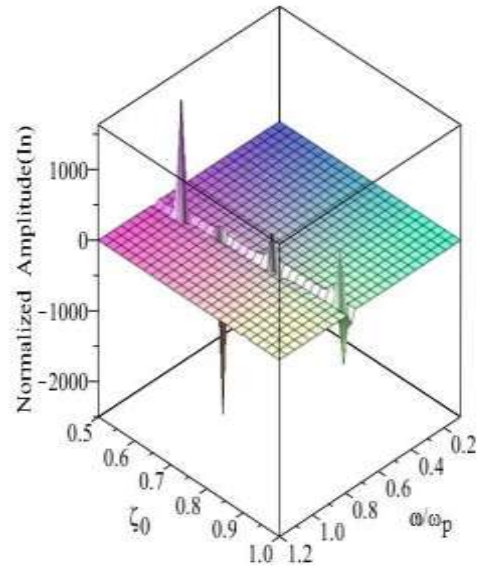
در شکل‌های (۳) و (۴) دامنهٔ بهنجار شدهٔ پتانسیل داخل و خارج ستون پلاسما گرم بیضوی تحت تابش موج الکترومغناطیسی با طول موج بلند، برحسب ω/ω_p ، ترسیم شده‌اند. شکل‌های (۳) و (۴) نشان می‌دهند که در بسامد تشدید دامنه پتانسیل در نقاط



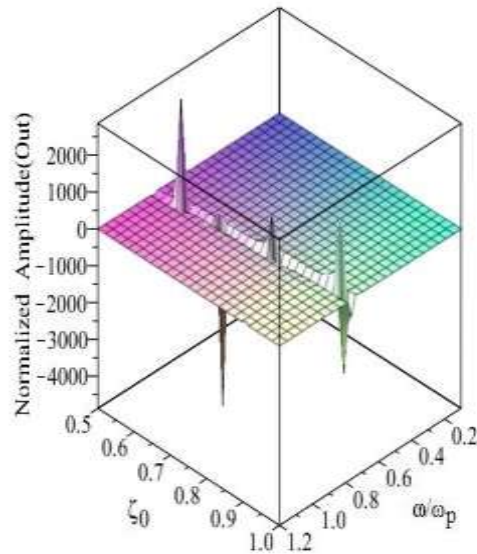
شکل (۷): دامنهٔ بهنجار شدهٔ پتانسیل داخل و خارج ستون پلاسمای گرم بیضوی تحت تابش موج الکترومغناطیسی با طول موج بلند، بر حسب q حساب

۳- نتیجه‌گیری

با توجه به این که در حال حاضر پلاسمایا به دلیل ویژگی‌های منحصر به فرد خود کاربردهای جالب توجه و فراوانی را در زمینه‌های مخابراتی و راداری به خود اختصاص داده‌اند. عملیات مخفی‌سازی توسط ایجاد ساختارها و لایه‌های پلاسمایی با خصوصیات مختلف مورد توجه قرار گرفته است. در کار انجام شده، پراکندگی امواج رادیویی توسط یک آنتن پلاسمایی با سطح مقطع بیضوی مورد مطالعه قرار گرفته است. طول موج فرودی در مقایسه با ابعاد مقطع ستون پلاسمای بسیار بزرگ است و پلاسمای گرم غیر برخوردی در نظر گرفته شد. تعیین ویژگی‌های آنتن پلاسمای مورد مطالعه، همچون چگالی و دمای پلاسمای و شکل هندسی آن با محاسبهٔ پتانسیل و میدان الکتریکی نقاط داخل و خارج و محاسبهٔ بسامد تشدید در ستون پلاسمای بیضوی انجام گرفت. در نهایت جهت بررسی صحت و دقت روش و



شکل (۵): دامنهٔ بهنجار شدهٔ پتانسیل داخل ستون پلاسمای گرم بیضوی تحت تابش موج الکترومغناطیسی با طول موج بلند، بر حسب ξ_0 و ω/ω_p



شکل (۶): دامنهٔ بهنجار شدهٔ پتانسیل خارج ستون پلاسمای گرم بیضوی تحت تابش موج الکترومغناطیسی با طول موج بلند، بر حسب ξ_0 و ω/ω_p

در شکل (۷) دامنهٔ بهنجار شدهٔ پتانسیل داخل و خارج ستون پلاسمای گرم بیضوی تحت تابش موج الکترومغناطیسی با طول موج بلند، بر حسب q ، ترسیم شده‌اند. از نمودارهای شکل (۷)، می‌توانیم مؤلفه q را مشخص کنیم که به ازای آن در ستون پلاسمای تشدید اتفاق افتاده است و دامنه پتانسیل در نقاط داخل و خارج بسیار زیاد شده است. این مؤلفه q متناظر با همان بسامد تشدید در نمودارهای شکل های (۳) و (۴) می‌باشد.

- Plasma Sci. vol.18, pp. 733–741, 1990.
- [7] T. J. Dwyer, J. R. Greig, D. P. Murphy, J. M. Perin, R. E. Pechacek, and M. Raileigh, "On the Feasibility of using an Atmospheric Discharge Plasma as an RF Antenna," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 32, pp.141–146, 1984.
- [8] R. Dutta, R. Biswas, and N. Roy, "Reduction of attenuation of EM wave inside plasma formed during supersonic or hypersonic re-entry of missile like flight vehicles by the application of DC magnetic field—a technique for mitigation of RF Blackout," In *Proc. of the IEEE Applied Electromagnetics Conf.*, India, December 2011.
- [9] A. B. Petrin, "Transmission of microwaves through magnetoactive plasma, *IEEE Trans. Plasma Sci.* vol. 29, pp. 471–478, 2001.
- [10] W. W. Destler, J. E. Degrangle, H. H. Fleischmann, J. Rodgers, and Z. Segalov, "Experimental studies of high-power microwave reflection, transmission, and absorption from a plasma-covered plane conducting boundary," *J. Appl. Phys.* vol.69, pp. 6313–6318, 1991.
- [11] Y. Zhong-Cai and S. Jia-Ming, "Collisional, nonuniform plasma sphere scattering calculation by FDTD employing a Drude model," *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* vol. 28, pp. 987–992, 2007.
- [12] Y. Li, M. Wang, Q. Dong, and G. Tang, "Anisotropic scattering for a magnetized coldplasma sphere," *Energy Power Eng.* 2, pp. 122–126, 2010.
- [13] T. Naito and O. Sakai, "Analytical formulation for radiation characteristics of a surface wave sustained plasma antenna," *Phys. Plasmas*, vol. 26, p. 73, 2019.
- [14] Y. L. Geng, "Scattering of a plane wave by an anisotropic plasma-coated conducting sphere," *Int. J. Antennas Propagat.* Article ID 409764, p.6, 2011.
- [15] Y. L. Geng, X. Wu, and L. W. Li, "Analysis of electromagnetic scattering by a plasmaanisotropic sphere," *Radio Sci.* vol. 38, pp. 1104–1112, 2003.
- [16] N. A. Krall and A. W. Trivelpiece, "Principles of Plasma Physics, McGraw-Hill, New York, 1973.
- [17] A. Abdoli-Arani, R. Ramezani-Arani, B. Jazi, and S. Golharani, "Scattering from an elliptical cylindrical plasma for electromagnetic waves with wavelength much greater than the dimensions of the plasma cross-section," vol. 22, no 3, pp. 370-382, 2012.
- [18] P. M. Morse and H. Feshbach, "Methods of Theoretical Physics," vol. 1, McGraw-Hill, New York, 1953.

محاسبات انجام شده، نتایج به دست آمده در حالت حدی با مورد پراکندگی از ستون پلاسمایی با مقطع دایروی مقایسه گردید. دامنه پتانسیل ها بر حسب مؤلفه های مختلف ترسیم گردید. در پایان متذکر می شویم که جهت ایجاد و محصور کردن پلازما در پیکربندی مورد نظر می توان از یک محفظه استوانه ای با مقطع بیضوی که دارای ضخامت ناچیز و شفاف در برابر عبور امواج رادیویی و مایکروویو باشد، استفاده کنیم. محفظه باید از جنسی انتخاب شود که ثابت دی الکتریک آن نزدیک به هوا باشد تا کمترین اختلال در موج حین عبور از آن ایجاد شود. در واقع می توان در یک چنین استوانه بیضوی دی الکتریکی به روش تخلیه الکتریکی پلازما ایجاد کرد. در عین حال توجه می کنیم که ما مسئله پراکندگی امواج الکترومغناطیسی توسط یک ستون پلاسمایی گرم با سطح مقطع بیضوی را به صورت نظری حل کرده ایم. آنچه هدف این مقاله بوده است فقط بررسی اثرات حرارتی روی بسامد تشدید پلازما می باشد. بدیهی است برای بررسی اثرات دیگر می توان اثرات مورد نظر را در مسئله وارد نمود و مسئله را حل کرد. به هر حال این شبیه سازی مقدمه ای برای بررسی مدل های واقعی تر با در نظر گرفتن اختلالات و تداخل های مختلفی که در کاربردهای عملی ظاهر می شود، می باشد و در حقیقت نقطه شروع برای استفاده از چنین ساختاری در کاربردهای عملی می باشد.

۴- مراجع

- [1] W. Ren and L.Q. Xiao, "Analysis of electromagnetic scattering by a plasma-coated conducting sphere using simplified wave functions," *J. Hangzhou Dianzi University*, vol. 28, pp. 1–6, 2008 (In Chinese.).
- [2] S. B. Liu, J. J. Mo, and N. C. Yuan, "Research on the absorption of EM-waves by inhomogeneous magnetized plasmas, *Acta Electronica Sinica*, vol. 31, pp. 372–375, 2003 (In Chinese).
- [3] D. J. Gregolre, J. Santoru, and R. W. "Schumacher, *Electromagnetic wave propagation in unmagnetized plasmas*, Accession No. ADA250710, Air Force Office of Scientific Research Boiling Air force Base, Washington, DC, p. 710, 1992.
- [4] Y. Chang, W. F. Chen, and N. Luo, "Analysis of the spatial scattering characteristic for thereentry target cloaked by plasma based on the physical optics method," *J. Microwave* vol. 24, pp. 2–6, 2008 (In Chinese).
- [5] M. Tohidlo, S. M. Hashemi, and F. Sadeghikia, "The Effect of Frequency and Waveform of AC Excitation on U-Shaped Monopole Plasma Antenna," *Journal of Radar*, vol. 7, no. 2, pp. 89-97, 2020. (In Persian)
- [6] R. J. Vidmar, "On the use of atmospheric pressure plasmas as electromagnetic reflectors and absorbers," *IEEE Trans.*

The Investigation of Electromagnetic Waves Scattering by a Warm Plasma Antenna with an Elliptical Cross Section

S. Pirizad Hejrandoost, A. Abdoli Arani*, Z. rahmani

* Department of Laser and Photonics, Faculty of Physics,,University of Kashan,,Kashan,
Islamic Republic of Iran

(Received: 05/04/2021, Accepted: 04/12/2021)

Abstract

In this paper, the scattering of long wavelength electromagnetic waves from a warm plasma column with an elliptical cross section is investigated. We assume that the incident wavelength is much larger than the cross-sectional area of the elliptical column and enter the thermal effects into the calculations using the Boehm-Gross equation. Using suitable boundary conditions, we calculate the electric potential as well as the electric field at the points inside and outside a plasma column with an elliptical cross section. Then we obtain the dispersion equation in this case and prove that in the limit state, this equation becomes the dispersion equation in a plasma column with a circular cross section. Considering the plasma resonance condition in an elliptical cross-section plasma column, we calculate the resonant frequency in this configuration. Finally, we plot the graphs of potential amplitude at the inside and outside points. Note that using the resonant frequency, we can calculate the characteristics of the plasma antenna under study, such as the plasma density.

Keywords: Warm Plasma, Elliptical Plasma Column, Resonant Frequency, Plasma Antenna

* Corresponding author E-mail: abdoliabbas@kashanu.ac.ir