

Electromagnetic Waves Propagation in a Perfect Electromagnetic Conductor Coaxial Waveguide Containing Chiro Plasma

M. Aghajani Baragoori^۱, A. Abdoli Arani^{۲*}

^۱, Kashan, PhD Student, Kashan University Iran. Email: m^oab@chmail.ir

^۲ Associate Professor, Department of Laser and Photonics, Faculty of Physics, Kashan University, Kashan, Iran (*Correspondence: abdiabbas@kashanu.ac.ir)

ARTICLE INFO

Article history:

Article Type: Research paper

Received: ۱۴ April ۲۰۲۰

Revised: ۲۹ May ۲۰۲۰

Accepted: ۰۰ July ۲۰۲۰

Available online: ۲۳ July ۲۰۲۰

*Correspondence:

abdiabbas@kashanu.ac.ir

Keywords:

Chiroplasma

Coaxial Waveguide

Perfect Electromagnetic Conductor

ABSTRACT

In this paper, the propagation of electromagnetic waves in a coaxial waveguide consisting of a core and a shell of a perfect electromagnetic conductor containing a chiro plasma is investigated. The components of the electromagnetic fields are calculated analytically. The dispersion relation of the hybrid modes is calculated by considering appropriate boundary conditions and its behavior is studied numerically by plotting figure for different modes. The effects of the chirality parameters, the perfect electromagnetic conductor admittance parameter and the inner and outer radii of the considered coaxial waveguide on the wave number are investigated. It is shown that the wave number and the cutoff frequency change with the change of various parameters.

Cite this article: Aghajani Baragoori, M., Abdoli Arani, A. (۲۰۲۰). Electromagnetic Waves Propagation in a Perfect Electromagnetic Conductor Coaxial Waveguide Containing Chiro Plasma. Journal of Applied Electromagnetics. ۲۰۲۰; ۱۳(۱):۱۱۱-۱۱۸.

DOI: <https://dor.isc.ac/dor/۲۰.۱۰۰.۱.۱.۲۶۴۰۰۱۰۳.۱۴.۰۴.۱۳.۱.۸.۳>

© Author(s) retain the copyright and full publishing rights

Publisher: Imam Hossein Comprehensive University.



انتشار امواج الکترومغناطیسی در یک موج برهم محور رسانای الکترومغناطیسی کامل حاوی

کایروپلازما

مقصود آقاجانی براگوری^۱، عباس عبدلی آرانی^{۲*}

^۱ دانشجوی دکتری، دانشکده فیزیک دانشگاه کاشان، کاشان، ایران ایمیل: m55ab@chmail.ir

^۲ دانشیار، دانشکده فیزیک دانشگاه کاشان، کاشان، ایران (نویسنده مسئول: abdoliabbas@kashanu.ac.ir)

مشخصات مقاله	چکیده
تاریخچه مقاله: نوع مقاله: علمی پژوهشی دریافت: ۱۴۰۴/۰۱/۲۵ بازنگری: ۱۴۰۴/۰۳/۰۸ پذیرش: ۱۴۰۴/۰۴/۱۴ ارائه آنلاین: ۱۴۰۴/۰۵/۰۱	در این مقاله، انتشار امواج الکترومغناطیسی در یک موج برهم محور شامل هسته و پوسته‌ی رسانای الکترومغناطیسی کامل که حاوی کایروپلازما می‌باشد، مورد بررسی قرار می‌گیرد. مؤلفه‌های میدان‌های الکترومغناطیسی به صورت تحلیلی محاسبه می‌شوند. رابطه‌ی پاشندگی مدهای هیبریدی با در نظر گرفتن شرایط مرزی مناسب محاسبه می‌شود و رفتار آن برای مدهای مختلف، به صورت عددی با رسم نمودار، مورد مطالعه قرار می‌گیرد. تأثیر پارامترهای کایرالیته‌ی، پذیرفتاری رسانایی الکترومغناطیسی کامل و شعاع داخلی و خارجی موج بر هم محور مذکور بر روی عدد موج بررسی می‌شوند. نشان داده می‌شود که عدد موج و بسامد قطع با تغییر پارامترهای مختلف تغییر می‌کند.
کلیدواژه‌ها: کایروپلازما موج برهم محور رسانای الکترومغناطیسی کامل	

استناد: آقاجانی براگوری، مقصود، عبدلی آرانی، عباس[©]. انتشار امواج الکترومغناطیسی در یک موج برهم محور رسانای الکترومغناطیسی کامل حاوی کایروپلازما. الکترومغناطیس کاربردی. (۱۴۰۴)؛ ۱۳ (۱): ۱۱۸-۱۱۱.

<https://dor.isc.ac/dor/۲۰.۱۰۰۱.۱.۲۶۴۵۵۱۵۳.۱۴۰۴.۱۳.۱.۸.۳>

© نویسنده(گان) حق نشر و حقوق کامل انتشار را برای خود محفوظ می‌دارند.



ناشر: دانشگاه جامع امام حسین(ع).

OPEN ACCESS

۱- مقدمه

مواد کایرال موادی هستند که خاصیت کایرال بودن از خود نشان می‌دهند، به این معنی که به دلیل ساختار مولکولی خود دارای خواص چپ‌دست یا راست‌دست هستند؛ بنابراین، آن‌ها را نمی‌توان بر روی تصویر آینه‌ای آن‌ها منطبق کرد، درست مانند دستان ما نمی‌توانند بر روی یکدیگر منطبق شوند. کارالیتی یک مفهوم هندسی است که به عدم تقارن یک شی اشاره دارد. این مواد در اپتیک بانام رایج‌تر مواد فعال نوری شناخته می‌شوند. از آنجاکه امکان گسترش خواص آن‌ها به طول‌موج‌های ریزموج یا میلی‌متری از طریق پیشرفت در علم پلیمر یا از طریق ساخت دی‌الکترونیک‌های مصنوعی وجود دارد، علاقه زیادی به مطالعه این مواد کایرال وجود داشته است. تحقیقات زیادی در مورد کایرال‌یته الکترومغناطیسی در کاربردهای گسترده این مواد کایرال منجر به مطالعه و بررسی تأثیر کایرال‌یته الکترومغناطیسی بر ساختارهای هدایت‌کننده موج و موج‌بر شد [۱-۲]. کنترل درجه کایرال‌یته یکی از مشکلات اصلی در مورد مواد کایرال است که اگر محیط ناهمسانگرد باشد می‌تواند حل شود. این واقعیت پلازما را به یک محیط جذاب تبدیل می‌کند، زیرا به دلیل وجود میدان مغناطیسی با یاس، یک محیط ناهمسانگرد است. تحقیقات نشان می‌دهد که شکل‌های خاصی از ناهمسانگردی باید معرفی شوند تا به کنترل کایرال‌یته در ساختارهای موج هدایت‌شده دست یابند. یکی از نامزدهای احتمالی، کایروپلازما است. پلاسمای کایرال نوعی پلازما است که خواص کایرال دارد و این خاصیت کایرال می‌تواند بر پراکندگی و انتشار امواج الکترومغناطیسی در پلازما تأثیر بگذارد و منجر به رفتارها و کاربردهای منحصربه‌فردی شود. پلاسمای کایرال ناهمسانگرد است و می‌تواند شکست منفی نشان دهد و مشابه مواد کایرال، پلاسمای کایرال می‌تواند صفحه قطبش امواج الکترومغناطیسی را بچرخاند. علاوه بر این، از آنجاکه موج‌برهای پلاسمای کایرال در الکترونیک ریزموج استفاده می‌شوند، بررسی میدان‌های الکترومغناطیسی، ویژگی‌های انتشار امواج الکترومغناطیسی و دیگر عوامل مؤثر بر انتشار امواج الکترومغناطیسی در این نوع ساختار مهم است. علاوه بر این، از آنجاکه موج‌برهای پلاسمای کایرال در الکترونیک ریزموج استفاده می‌شوند، بررسی میدان‌های الکترومغناطیسی، ویژگی‌های انتشار امواج الکترومغناطیسی و سایر عوامل مؤثر بر انتشار امواج الکترومغناطیسی در این نوع ساختار مهم است. بدیهی است که هرکدام از این ساختارها مزایای خود را دارند و بررسی هرکدام می‌تواند اهمیت خود را داشته باشد. تجزیه و تحلیل این نوع تحقیقات بسیار جالب است زیرا موج‌بر پلاسمای کایرو کاربردهای زیادی در مهندسی الکترومغناطیس دارد. رسانای الکترومغناطیسی کامل^۱ (PEMC) [۳-۴] تعمیم رسانای الکترونیک

کامل^۲ (PEC) و رسانای مغناطیسی کامل^۳ (PMC) است [۵].

انرژی و توان الکترومغناطیسی نمی‌توانند وارد محیط PEMC شوند زیرا بردار مختلط پوینتینگ، برای مقادیر حقیقی M ، موهومی می‌شود [۶-۷]. شرایط مرزی در سطح PEMC به صورت زیر بیان می‌شود

$$\hat{n} \times (\vec{H} + M\vec{E}) = 0; [۵]$$

$\hat{n} \cdot (\vec{D} - M\vec{B}) = 0$ که \hat{n} بردار یکه عمود^۴ M پارامتر پذیرفتاری^۵ PEMC را مشخص می‌کند و در حد $M=0$ و $M \rightarrow \pm\infty$ PEMC به ترتیب به PMC و PEC تبدیل می‌شود. موج‌برها با مواد مختلف کاربردهای متفاوتی در امواج تراهرتز، ریزموج، میلی‌متری و نوری دارند. بسته به کاربرد موج‌بر، آن‌ها سطح مقطع متفاوتی دارند و با مواد مختلفی پر می‌شوند. موج‌برهایی با مرز PEMC اهمیت ویژه‌ای در زمینه توصیف انتشار موج‌دارند [۸-۱۰]. تحقیقات زیادی در مورد استفاده از مواد PEMC انجام شده است [۱۱-۱۲]. لازم به ذکر است که مرز PMC دو ویژگی مفید و جالب را تضمین می‌کنند: اول، PMC نمی‌تواند اجازه دهد که امواج و جریان‌های الکترومغناطیسی وارد سطح شوند. دوم، سطوح PMC امپدانس سطح بسیار بالایی در یک محدوده فرکانسی محدود دارند و سطوح PMC امواج الکترومغناطیسی را بدون تغییر فاز میدان الکترونیک منعکس می‌کنند [۱۳]. موج‌بر با مرز PEMC [۱۰] و مرز PMC [۱۴-۱۵] و هسته کایرو پلازما [۱۶-۱۸] در توصیف انتشار موج الکترومغناطیسی مورد توجه زیادی قرار گرفته است. تحقیقات متنوعی در حوزه‌های مختلف پلاسمایی از قبیل تحریک و تقویت مدهای هیبریدی در موج‌برهای پلاسمایی [۱۹]، بررسی حرکت الکترون تزیریق‌شده در موج بری حاوی پلازما با سطح مقطع پیت هاین [۲۰]، محاسبه سطح مقطع راداری آنتن پلاسمایی [۲۱]، محاسبه بسامد تشدید یک پلاسمای چنبره‌ای [۲۲] انجام شده است. همچنین متذکر می‌شویم که موج‌بر هم‌محور از یک استوانه‌ی توپر رسانای داخلی هم‌محور با یک استوانه رسانای توخالی خارجی تشکیل شده است. سطح مقطع پوسته و هسته می‌تواند دارای شکل‌های مختلف مانند مستطیل، دایره، بیضی و غیره باشد. بین هسته و پوسته می‌تواند دی‌الکترونیک، هوا، پلازما و یا مواد دیگر قرار بگیرد. در این پژوهش، ما انتشار امواج الکترومغناطیسی را در موج‌برهای هم‌محور با سطح مقطع دایره‌ای حاوی کایروپلازما ی حلقوی احاطه‌شده توسط دیواره‌های رسانای الکترومغناطیسی کامل (CPCCW) مطالعه می‌کنیم. مؤلفه‌های میدان‌های الکترومغناطیسی را به صورت تحلیلی

^۱ Perfect Electric Conductor

^۲ Perfect Magnetic Conductor

^۴ Unit vector normal

^۵ Admittance parameter

^۱ Perfect Electromagnetic Conductor

$$\begin{aligned}\varepsilon_T &= \varepsilon \cdot \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}\right), \\ \varepsilon &= \varepsilon \cdot \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}, \\ \varepsilon_P &= \varepsilon \cdot \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)\end{aligned}\quad (10)$$

در اینجا $\omega_p = (n \cdot e^2 / m_e \varepsilon_0)^{1/2}$ و $\omega_c = eB / m_e$ به ترتیب به عنوان بسامد الکترونی پلاسما و بسامد سیکلوترونی الکترون تعریف می‌شوند.

میدان‌های الکترومغناطیسی را می‌توان به صورت مؤلفه‌های عرضی و طولی به صورت زیر نوشت:

$$\vec{E} = \vec{E}_T + \hat{e}_z E_z \quad (11)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_T + \hat{e}_z H_z \quad (12)$$

ما مؤلفه‌های طولی و عرضی میدان را برای حالت هیبریدی یک ناحیه کایروپلاسما در نظر می‌گیریم:

$$\begin{aligned}E_z(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [J_{\lambda m} J_m(p_1 \rho) + Y_{\lambda m} Y_m(p_1 \rho) \\ + J_{\gamma m} J_m(p_2 \rho) + Y_{\gamma m} Y_m(p_2 \rho)] e^{i(\omega t - \beta z + m\phi + \delta)}, \\ H_z(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (13)$$

$$\begin{aligned}E_\rho(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i [J_{\lambda m} \gamma_{\lambda} J_m(p_1 \rho) + Y_{\lambda m} \gamma_{\lambda} Y_m(p_1 \rho) \\ + J_{\gamma m} \gamma_{\gamma} J_m(p_2 \rho) \\ + Y_{\gamma m} \gamma_{\gamma} Y_m(p_2 \rho)] e^{i(\omega t - \beta z + m\phi + \delta)}, \\ H_\rho(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (14)$$

$$\begin{aligned}E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ i J_{\lambda m} \left[(v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) J'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. + (v_2 - v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + i Y_{\lambda m} \left[(v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) Y'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. + (v_2 - v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + i J_{\gamma m} \left[(v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) J'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. + (v_2 - v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] \right. \\ \left. + i Y_{\gamma m} \left[(v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) Y'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. + (v_2 - v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (15)$$

$$\begin{aligned}E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) J'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) Y'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + J_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) J'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) Y'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) J'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) Y'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + J_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) J'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) Y'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) J'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) Y'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + J_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) J'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) Y'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) J'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) Y'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + J_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) J'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) Y'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) J'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) Y'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + J_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) J'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) Y'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) J'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) Y'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + J_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) J'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) Y'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) J'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) Y'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + J_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) J'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) Y'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}E_\phi(\rho, \phi, z, t) \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) J'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\lambda m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) Y'_m(p_1 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\lambda}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] \right. \\ \left. + J_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) J'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] \right. \\ \left. + Y_{\gamma m} \left[(-v_2 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) Y'_m(p_2 \rho) \right. \right. \\ \left. \left. - (v_1 + v_{\gamma} \gamma_{\gamma}) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_\phi(\rho, \phi, z, t)\end{aligned}\quad (16)$$

محاسبه می‌کنیم. با اعمال شرایط مرزی مناسب رابطه پاشندگی مدهای هیبریدی را به دست می‌آوریم. با رسم رابطه پاشندگی محاسبه‌شده و رفتار آن را برای مدهای مختلف بررسی می‌کنیم. تأثیر پارامترهای کایرالیته، پذیرفتاری رسانایی الکترومغناطیسی کامل و شعاع داخلی و خارجی موج بر هم‌محور مذکور بر روی عدد را بررسی می‌کنیم. در واقع اثر مرز PEMC را روی انتشار میدان الکترومغناطیسی در موج بر مذکور بررسی می‌کنیم. این مقاله در چهار بخش ارائه می‌شود: بخش اول مقدمه است. در بخش دوم معادلات اساسی در پیکربندی در نظر گرفتن شده ارائه می‌شوند و میدان‌های الکترومغناطیسی و رابطه پاشندگی محاسبه می‌شوند. در بخش سوم، نتایج را به صورت عددی و با رسم نمودار بررسی می‌کنیم. در بخش چهارم یک نتیجه‌گیری بیان شده است.

۲- محاسبه میدان‌ها و معادله پاشندگی

یک CPCCW با هسته و پوسته PEMC را در نظر می‌گیریم. شعاع داخلی و خارجی مرزهای کایروپلاسمای حلقوی را با R_1 و R_2 نشان می‌دهیم.

برای کایروپلاسما در نظر می‌گیریم [۱۶-۱۸]:

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} + i\xi \vec{B} \quad (1)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B} + i\xi \vec{E} \quad (2)$$

که ξ به عنوان پذیرفتاری کایرالیته تعریف می‌شود و μ و ε به ترتیب تانسور دی‌الکتریک و نفوذپذیری نرده‌ای هستند. معادلات موج E_z و H_z به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$\begin{pmatrix} \nabla_T^2 + \varrho_1 & i\varrho_2 \\ i\varrho_3 & \nabla_T^2 + \varrho_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_z(\rho, \phi) \\ H_z(\rho, \phi) \end{pmatrix} = 0 \quad (3)$$

که

$$\varrho_1 = (\omega^2 \mu \varepsilon_T - \beta^2) \frac{\varepsilon_P}{\varepsilon_T} + \left(\frac{\beta \varepsilon}{\varepsilon_T} + \gamma \omega \mu \xi \right) \omega \mu \xi \quad (4)$$

$$\varrho_2 = \left(\frac{\beta \varepsilon}{\varepsilon_T} + \gamma \omega \mu \xi \right) \omega \mu \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \varrho_3 = \left(1 - \frac{\varepsilon_P}{\varepsilon_T} \right) \xi \beta^2 - \omega^2 \mu \xi (\varepsilon_T + \varepsilon_P - \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_T} \\ + \gamma \mu \xi^2) - \frac{\omega \varepsilon \beta}{\varepsilon_T} (\varepsilon_P - \mu \xi^2) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \varrho_4 = \omega^2 \mu \varepsilon_T - \beta^2 + \gamma \omega^2 \mu^2 \xi^2 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_T} (\omega^2 \mu \varepsilon \\ + \omega \mu \beta \xi) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\nabla_T^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (8)$$

علاوه بر این، تانسور $\vec{\varepsilon}$ به صورت زیر نشان داده می‌شود:

$$\vec{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_T & -i\varepsilon & \cdot \\ i\varepsilon & \varepsilon_T & \cdot \\ \cdot & \cdot & \varepsilon_P \end{pmatrix} \quad (9)$$

و بنابراین ε_P ، ε_T ، ε به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$H_z|_{\rho=R_1} + ME_z|_{\rho=R_1} = 0 \quad (39)$$

$$H_\phi|_{\rho=R_1} + ME_\phi|_{\rho=R_1} = 0 \quad (30)$$

معادله پاشندگی حاصل از شرایط مرزی بالا با مساوی صفر قرارداد دترمینان ماتریس ضرایب این معادلات به دست می‌آید.

دترمینان ضرایب به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$DR = \begin{vmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} & \alpha_{14} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} & \alpha_{24} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} & \alpha_{34} \\ \alpha_{41} & \alpha_{42} & \alpha_{43} & \alpha_{44} \end{vmatrix} \quad (31)$$

که

$$\alpha_{11} = T_{1a} J_m(p_1 R_1),$$

$$\alpha_{12} = T_{1a} Y_m(p_1 R_1),$$

$$\alpha_{13} = T_{2a} J_m(p_2 R_1),$$

$$\alpha_{14} = T_{2a} Y_m(p_2 R_1),$$

$$\alpha_{21} = T_{1b} J_m(p_1 R_2),$$

$$\alpha_{22} = T_{1b} Y_m(p_1 R_2),$$

$$\alpha_{23} = T_{2b} J_m(p_2 R_2),$$

$$\alpha_{24} = T_{2b} Y_m(p_2 R_2),$$

$$\alpha_{31} = T_{3a} J'_m(p_1 R_1) + T_{3a} \frac{m}{R_1} J_m(p_1 R_1),$$

$$\alpha_{32} = T_{3a} Y'_m(p_1 R_1) + T_{3a} \frac{m}{R_1} Y_m(p_1 R_1), \quad (32)$$

$$\alpha_{33} = T_{3a} J'_m(p_2 R_1) + T_{3a} \frac{m}{R_1} J_m(p_2 R_1),$$

$$\alpha_{34} = T_{3a} Y'_m(p_2 R_1) + T_{3a} \frac{m}{R_1} Y_m(p_2 R_1),$$

$$\alpha_{41} = T_{3b} J'_m(p_1 R_2) + T_{3b} \frac{m}{R_2} J_m(p_1 R_2),$$

$$\alpha_{42} = T_{3b} Y'_m(p_1 R_2) + T_{3b} \frac{m}{R_2} Y_m(p_1 R_2),$$

$$\alpha_{43} = T_{3b} J'_m(p_2 R_2) + T_{3b} \frac{m}{R_2} J_m(p_2 R_2),$$

$$\alpha_{44} = T_{3b} Y'_m(p_2 R_2) + T_{3b} \frac{m}{R_2} Y_m(p_2 R_2),$$

$$T_{1a} = (i\gamma_1 + M_1), \quad (33)$$

$$T_{2a} = (i\gamma_2 + M_1),$$

$$T_{1b} = (i\gamma_1 + M_2),$$

$$T_{2b} = (i\gamma_2 + M_2),$$

$$T_{3a} = -i(v_\phi + v_\gamma \gamma_1) + M_1(-v_\gamma + v_\phi \gamma_1), \quad (34)$$

$$T_{3b} = -i(v_\phi + v_\gamma \gamma_1) + M_2(-v_\gamma + v_\phi \gamma_1),$$

$$T_{3a} = i(v_\Delta - v_\gamma \gamma_1) - M_1(v_1 + v_\gamma \gamma_1), \quad (35)$$

$$T_{3b} = i(v_\Delta - v_\gamma \gamma_1) - M_2(v_1 + v_\gamma \gamma_1),$$

$$T_{3a} = -i(v_\phi + v_\gamma \gamma_2) + M_1(-v_\gamma + v_\phi \gamma_2), \quad (36)$$

$$T_{3b} = -i(v_\phi + v_\gamma \gamma_2) + M_2(-v_\gamma + v_\phi \gamma_2),$$

$$T_{3a} = i(v_\Delta - v_\gamma \gamma_2) - M_1(v_1 + v_\gamma \gamma_2), \quad (37)$$

$$T_{3b} = i(v_\Delta - v_\gamma \gamma_2) - M_2(v_1 + v_\gamma \gamma_2),$$

۳- نتایج شبیه‌سازی

در این بخش، ما یک CPCCW با هسته و پوسته PEMC را برای بررسی عددی در نظر می‌گیریم. در شکل ۱، منحنی‌های پاشندگی را در CPCCW با هسته و پوسته PEMC برای حالت‌های $m=0, 1$ رسم کردیم. شکل ۱ تأثیر پارامتر پذیرفتاری کایرالیته ξ روی منحنی‌های پاشندگی را نشان می‌دهد. واضح است که وقتی پارامتر پذیرفتاری کایرالیته دارای مقدار بالاتری باشد، مقدار بسامد قطع مربوطه کمتر می‌شود.

$$H_\rho(\rho, \phi, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ J_{1m} \left[(v_\Delta - v_\gamma \gamma_1) J'_m(p_1 \rho) - (v_\phi + v_\gamma \gamma_1) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] + Y_{1m} \left[(v_\Delta - v_\gamma \gamma_1) Y'_m(p_1 \rho) - (v_\phi + v_\gamma \gamma_1) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] + J_{2m} \left[(v_\Delta - v_\gamma \gamma_2) J'_m(p_2 \rho) - (v_\phi + v_\gamma \gamma_2) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] + Y_{2m} \left[(v_\Delta - v_\gamma \gamma_2) Y'_m(p_2 \rho) - (v_\phi + v_\gamma \gamma_2) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (17)$$

$$H_\phi(\rho, \phi, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ i J_{1m} \left[-(v_\phi + v_\gamma \gamma_1) J'_m(p_1 \rho) + (v_\Delta - v_\gamma \gamma_1) \frac{m}{\rho} J_m(p_1 \rho) \right] + i Y_{1m} \left[-(v_\phi + v_\gamma \gamma_1) Y'_m(p_1 \rho) + (v_\Delta - v_\gamma \gamma_1) \frac{m}{\rho} Y_m(p_1 \rho) \right] + i J_{2m} \left[-(v_\phi + v_\gamma \gamma_2) J'_m(p_2 \rho) + (v_\Delta - v_\gamma \gamma_2) \frac{m}{\rho} J_m(p_2 \rho) \right] + i Y_{2m} \left[-(v_\phi + v_\gamma \gamma_2) Y'_m(p_2 \rho) + (v_\Delta - v_\gamma \gamma_2) \frac{m}{\rho} Y_m(p_2 \rho) \right] \right\} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (18)$$

که $J_m(p_j \rho)$ و $Y_m(p_j \rho)$ ثابت هستند. J_{1m} و J_{2m} و Y_{1m} و Y_{2m} تابع بسل مرتبه m از نوع اول و دوم هستند. علاوه بر این:

$$v_1 = \frac{1}{T \varepsilon_T} (\rho_\gamma \omega \mu \varepsilon - \rho_\phi \beta \varepsilon_P + \rho_\phi \omega \mu \varepsilon \xi) \quad (19)$$

$$v_2 = -\frac{1}{T} (\omega \mu \rho_\gamma + \omega \mu \xi \rho_\phi) \quad (20)$$

$$v_3 = -\frac{1}{T} (\rho_1 \omega \mu \varepsilon + \rho_\gamma \beta \varepsilon_P - \rho_\gamma \omega \mu \varepsilon \xi) \quad (21)$$

$$v_4 = -\frac{1}{T} (\omega \mu \rho_1 - \omega \mu \xi \rho_\phi) \quad (22)$$

$$v_\Delta = -\frac{1}{T \varepsilon_T} (\rho_\gamma \beta \varepsilon_T + \rho_\gamma \omega \mu \xi \varepsilon + \rho_\phi \xi \beta \varepsilon_T - \rho_\phi \xi \beta \varepsilon_P + \rho_\phi \omega \mu \xi^2 \varepsilon) \quad (23)$$

$$v_\phi = \frac{1}{T} (\rho_\gamma \omega \mu \xi + \rho_\phi \omega \varepsilon_P + \rho_\phi \omega \mu \xi^2) \quad (24)$$

$$T = \rho_1 \rho_\phi + \rho_2 \rho_\gamma \quad (25)$$

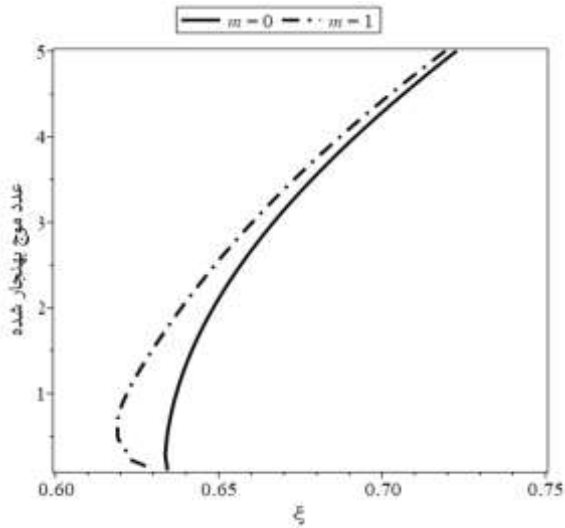
$$\gamma_{1,2} = \frac{1}{\rho_\gamma} (\rho_1 - p_{1,2}^2) \quad (26)$$

$$p_{1,2}^2 = \frac{1}{\gamma} \left\{ \rho_1 + \rho_\phi \pm \sqrt{(\rho_1 - \rho_\phi)^2 - 4 \rho_2 \rho_\gamma} \right\}$$

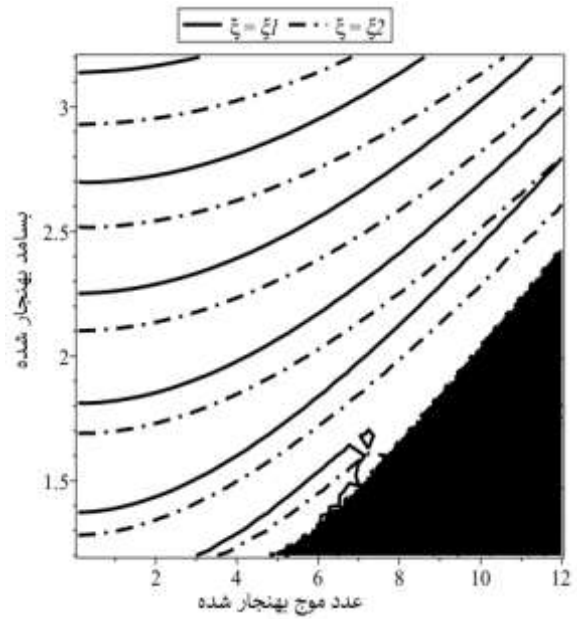
حال با استفاده از مؤلفه‌های میدان‌های الکترومغناطیسی محاسبه‌شده و نیز شرایط مرزی مناسب و سازگار در مرزها، میتوان معادله پاشندگی را به دست آورد. شرایط مرزی PEMC به صورت زیر بیان می‌شود [۱۰]:

$$H_z|_{\rho=R_1} + ME_z|_{\rho=R_1} = 0 \quad (27)$$

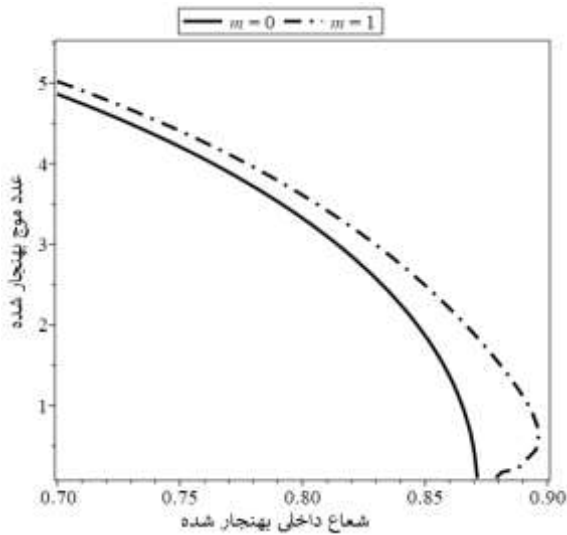
$$H_\phi|_{\rho=R_1} + ME_\phi|_{\rho=R_1} = 0 \quad (28)$$



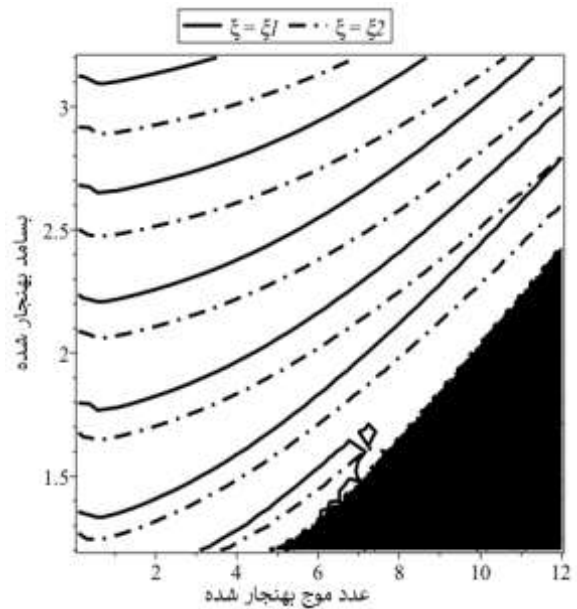
شکل (۲): عدد موج بهنجار شده، β_1 برحسب پارامتر پذیرفتاری کایرالیتهی در CPCCW با هسته و پوسته PEMC



(الف): برای $m=0$

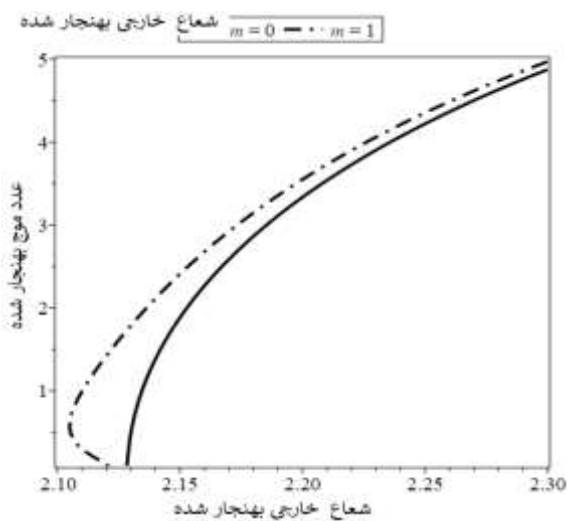


شکل (۳): عدد موج بهنجار شده، β_1 برحسب شعاع داخلی بهنجار شده در CPCCW با هسته و پوسته PEMC.



(ب): برای $m=1$

شکل (۱): نمودار رابطه پاشندگی در CPCCW با هسته و پوسته PEMC



شکل (۴): عدد موج بهنجار شده، β_1 برحسب شعاع پوسته در CPCCW با هسته و پوسته PEMC

شکل ۲ نشان می‌دهد که چگونه عدد موج بهنجار شده با پذیرفتاری کایرالیتهی در CPCCW با هسته و پوسته PEMC برای حالت‌های $m=0, 1$ تغییر می‌کند. می‌بینیم که عدد موج بهنجار شده با پذیرفتاری کایرالیتهی برای هر دو حالت $m=0$ و $m=1$ افزایش می‌یابد.

شکل ۳ و ۴ نشان می‌دهد که چگونه عدد موج بهنجار شده با شعاع ناحیه پر شده توسط کایروپلاسم تغییر می‌کند. هنگامی که ناحیه پر شده کوچک باشد، جفت‌شدگی بین محیط و موج بر کوچک است و هنگامی که افزایش می‌یابد، جفت‌شدگی افزایش می‌یابد.

Communications, vol. 68, no. 8, pp. 767-772, Mar. 2014, doi: 10.1016/j.aeu.2014.03.001.

۴- نتیجه گیری

- [۸] M. A. Baqir and P. K. Choudhury, "Dispersion characteristics of optical fibers under PEMC twists," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 28, no. 17, pp. 2124-2134, Nov. 2014, doi: 10.1080/09205071.2014.971974.
- [۹] A. Hussain and Q. A. Naqvi, "PERFECT ELECTROMAGNETIC CONDUCTOR (PEMC) AND FRACTIONAL WAVEGUIDE," *Electromagnetic Waves*, vol. 73, pp. 61-69, Jan. 2007, doi: 10.2528/pier.07032401.
- [۱۰] A. Ghaffar and M. a. S. Alkanhal, "Power flux distribution in chiroplasma-filled perfect electromagnetic conductor circular waveguides," *Radio Science*, vol. 51, no. 3, pp. 231-240, Mar. 2016, doi: 10.1002/2016rs0005736.
- [۱۱] I. V. Lindell and A. H. Sihvola, "The PEMC resonator," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 20, no. 7, pp. 849-859, Jan. 2006, doi: 10.1163/156939306776149824.
- [۱۲] I. V. Lindell and A. H. Sihvola, "Losses in the PEMC boundary," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 9, pp. 2503-2508, Sep. 2006, doi: 10.1109/tap.2006.880740.
- [۱۳] J. R. Sohn, K. Y. Kim, H.-S. Tae, and H. J. Lee, "COMPARATIVE STUDY ON VARIOUS ARTIFICIAL MAGNETIC CONDUCTORS FOR LOW-PROFILE ANTENNA," *Electromagnetic Waves*, vol. 61, pp. 27-37, Jan. 2006, doi: 10.2528/pier.0611701.
- [۱۴] A. Ghaffar and M. A. S. Alkanhal, "Propagation through chiroplasma waveguide using perfect magnetic conductor boundary conditions," *Canadian Journal of Physics*, vol. 93, no. 12, pp. 1460-1465, Jun. 2015, doi: 10.1139/cjpp-2015-0050.
- [۱۵] M. A. Baqir and P. K. Choudhury, "On the energy flux through a uniaxial chiral metamaterial made circular waveguide under PMC boundary," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 26, no. 16, pp. 2115-2125, Sep. 2012, doi: 10.1080/09205071.2012.729299.
- [۱۶] M. X. Gao, B. Guo, L. Peng, and X. Cai, "Dispersion relations for electromagnetic wave propagation in chiral plasmas," *Physics of Plasmas*, vol. 21, no. 11, Nov. 2014, doi: 10.1063/1.4901349.
- [۱۷] B. Guo, "Chirality-induced negative refraction in magnetized plasma," *Physics of Plasmas*, vol. 20, no. 9, Sep. 2013, doi: 10.1063/1.4821981.
- [۱۸] J. Gong, "Electromagnetic wave propagation in a chiroplasma-filled waveguide," *Journal of Plasma Physics*, vol. 62, no. 1, pp. 87-94, Jul. 1999, doi: 10.1017/s0022377899007692.
- [۱۹] M. Alizadehfar, Z. Rahmani, A. Abdoli Arani, "Excitation and amplification of hybrid modes in circular-elliptic combined plasma waveguides including relativistic electron beam," *Journal of Applied Electromagnetism*, vol. 11, Issue 1, pp. 61-73, 2012. [In Persian],

در این کار ارائه شده، یک موج برهم محور شامل هسته و پوسته از جنس رسانای الکترومغناطیسی کامل در نظر گرفتیم که فضای بین هسته و پوسته با کایروپلازما پر شده بود. مؤلفه های میدان های الکترومغناطیسی را به صورت تحلیلی محاسبه کردیم. با استفاده از شرایط مرزی مناسب در مرکز رسانای الکترومغناطیسی کامل، رابطه ی پاشندگی مدهای هیبریدی را محاسبه نمودیم. رابطه ی پاشندگی را برای مدهای مختلف رسم کردیم. تأثیر پارامترهای کایرالیته، پذیرفتاری رسانایی الکترومغناطیسی کامل و شعاع داخلی و خارجی موج برهم محور مذکور را بر روی عدد موج بررسی کردیم. نشان داده شد که عدد موج با تغییر پارامترهای مختلف تغییر می کند. در پایان لازم به ذکر است که نتایج به دست آمده در محدوده بسامد و پارامترهای در نظر گرفته شده است. اثرات مختلفی ممکن است در کاربردهای عملی ظاهر شود. ما برخی از اثرات را حذف کردیم. بالین حال، نتایج خوب و قابل قبول است.

۵- مراجع

- [۱] D. L. Jaggard, A. R. Mickelson, and C. H. Papas, "On electromagnetic waves in chiral media," *Applied Physics*, vol. 18, no. 2, pp. 211-216, Feb. 1979, doi: 10.1007/bf00934418.
- [۲] N. Engheta and P. Pelet, "Modes in chirowaveguides," *Optics Letters*, vol. 14, no. 11, p. 593, Jun. 1989, doi: 10.1364/ol.14.000593.
- [۳] I. V. Lindell and A. H. Sihvola, "Perfect electromagnetic conductor," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 19, no. 7, pp. 861-869, Jan. 2005, doi: 10.1163/1569393050750468741.
- [۴] I. V. Lindell and A. H. Sihvola, "Realization of the PEMC boundary," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, no. 9, pp. 2012-2018, Sep. 2005, doi: 10.1109/tap.2005.850524.
- [۵] S. Ahmed and Q. A. Naqvi, "Electromagnetic scattering from a perfect electromagnetic conductor circular cylinder coated with a metamaterial having negative permittivity and/or permeability," *Optics Communications*, vol. 281, no. 23, pp. 5664-5670, Sep. 2008, doi: 10.1016/j.optcom.2008.09.011.
- [۶] A. Ghaffar, M. Z. Yaqoob, M. A. S. Alkanhal, S. Ahmed, Q. A. Naqvi, and M. A. Kalyar, "Scattering of electromagnetic wave from perfect electromagnetic conductor cylinders placed in un-magnetized isotropic plasma medium," *Optik*, vol. 125, no. 17, pp. 4774-4783, Jun. 2014, doi: 10.1016/j.ijleo.2014.04.061.
- [۷] A. Ghaffar, M. Z. Yaqoob, M. A. S. Alkanhal, M. Sharif, and Q. A. Naqvi, "Electromagnetic scattering from anisotropic plasma-coated perfect electromagnetic conductor cylinders," *AEU - International Journal of Electronics and*

[۲۶] Golnaz Khojeh, Abbas Abdoli Arani, (۲۰۲۱). Calculation of the resonance frequency of a toroidal plasma, *Journal of Applied Electromagnetic*, ۹(۲), ۶۳-۷۰. magiran.com/p۲۳۲۱۹۰۱. [In Persian] <https://dor.isc.ac/dor/۲۰.۱۰۰۱.۱.۲۶۴۵۵۱۵۳.۱۴۰۰.۹.۲.۸.۷>

۲۰.۱۰۰۱.۱.۲۶۴۵۵۱۵۳.۱۴۰۲.۱۱.۱.۷.۸

[۲۰] B. Abrahimi, A. Abdoli Arani, "The effect of a strong uniform axial magnetic field on the TE and TM modes fields and the injected electron dynamics in a plasma waveguide with Piet Hein cross section", *Journal of Applied Electromagnetism*, vol. ۱۰, Issue ۲, pp. ۱۲۵-۱۳۸, ۲۰۲۲. [In Persian] magiran.com/p۲۳۲۱۹۰۱

[۲۱] Somayeh Pirizad Hejrandoost, Abbas Abdoli Arani, Zeinab Rahmani Nooshabadi, (۲۰۲۳). Calculation of radar cross section of the magnetized plasma antenna with elliptical cross-section, *Journal of "Radar"*, ۱۰(۱), ۰-۰. magiran.com/p۲۶۹۷۲۵۹. [In Persian]