

## ایجاد امواج سطحی بر روی پلاسمای برخوردی چگال ناهمگن

صدیقه میرابوطالبی<sup>۱</sup>، محمد کاظم خدیوی بروجنی<sup>۲</sup>، لیلا رجایی<sup>۳</sup> و ندا احمدی<sup>۱</sup>

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران شمال، تهران

۲. گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران

۳. گروه فیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه قم، قم

(دریافت مقاله: ۱۳۹۳/۳/۱۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۳/۱۱/۸)

### چکیده

در این مقاله به بررسی چگونگی عبور امواج الکترومغناطیسی از ساختاری متشکل از پلاسمای ابرچگال ناهمگن پرداخته می‌شود. این عبور به دلیل برانگیختگی مدهای سطحی پلازما یا همان پلاسمون‌ها می‌باشد. ساختار مورد بررسی به صورتی است که چگالی پلازما ابتدا به طور خطی، زیاد شده و از حد بحرانی می‌گذرد و سپس به طور خطی کاهش می‌یابد. برای محیط پلازما اثرات میرایی اعمال می‌شود. با محاسبه دامنه موج الکترومغناطیسی در داخل ساختار و ضریب انعکاس از آن، توزیع فضایی میدان الکتریکی در کل ساختار بدست آمده و مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرد. به این ترتیب، نشان داده می‌شود که ساختار معرفی شده، موجب تسهیل عبور غیر عادی امواج الکترومغناطیسی از پلاسمای ابر چگال می‌شود.

**واژه‌های کلیدی:** ماده با ضریب شکست منفی، پلاسمای ابرچگال، پلازما با چگالی متغییر، پلاسمای برخوردی، پلاسمون

### ۱. مقدمه

نوری [۶ و ۷]، تله‌های نانویی [۸] و به ویژه ابرلنزها [۹-۱۱]

استفاده می‌شود.

این گونه مواد عموماً شامل نواحی گذاری می‌شوند که طی آنها گذردهی الکتریکی معادل از مقادیر مثبت (PIM)<sup>۲</sup> به مقادیر منفی (NIM)<sup>۳</sup> می‌رسد. تا کنون پژوهش‌های تجربی و نظری

در سال‌های اخیر علاقه روز افزونی به مواد مصنوعی یا به عبارت دیگر شبه‌مواد دارای ضریب شکست درجه‌بندی شده<sup>۱</sup>، به وجود آمده است، [۲۱]. این گونه ساختارها کاربردهای نوظهور بسیاری در زمینه‌های مختلف علم و فن‌آوری یافته‌اند. از این مواد در پوشش‌های نامرئی [۳-۵]، متمرکز کننده‌های

۲. Positive Index Materials

۳. Negative Index Materials

۱. Graded index materials

در مقاله قبلی، [۱۵]، گذر موج الکترومغناطیسی از یک پلاسمای مغناطیده با چگالی متغییر خطی مورد بررسی قرار گرفته بود. این پژوهش در ادامه مقاله قبلی نویسندگان می‌باشد. اما در این مقاله پلاسمای غیر مغناطیده فرض می‌شود و همچنین برای آن اثرات میرایی در نظر گرفته می‌شود. در مقاله قبلی فقط موج سطحی که به سمت پشت لایه در جریان بود مورد بررسی قرار گرفت است. اما در اینجا با توجه به وجود اثرات میرایی نمی‌توان از موجی سطحی که به سمت جلوی لایه در جریان است صرف‌نظر نمود، که خود بخش قابل توجهی از انرژی موج را حمل می‌کند. از این رو در اینجا نقش دامنه انعکاس موج از ساختار هم اعمال می‌شود.

در این مقاله ابتدا به ارائه مدل ریاضی و معرفی تابع چگالی ساختار پلاسمای پرداخته می‌شود. با استخراج معادلات و با انتخاب مد عادی، پاسخ معادلات امواج در کل ساختار بدست می‌آید. با محاسبه دامنه موج در کل ساختار شکل فضایی تابع میدان الکتریکی برای فرود مایل، بررسی می‌شود.

## ۲. معادلات بنیادی امواج الکترومغناطیسی

در اینجا به بررسی عبور موج الکترومغناطیسی از داخل یک پلاسمای سرد چگال ناهمگن می‌پردازیم. معادلات ماکسول سیال خطی شده به صورت زیر می‌باشند:

$$c^2 \nabla \times \vec{B} = -\pi n_e e \vec{V} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \frac{-e}{m} \vec{E} - \nu \vec{V} \quad (3)$$

در این روابط  $\vec{E}$  و  $\vec{B}$  و  $\vec{V}$  به ترتیب میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی و سرعت حاملین بار الکتریکی می‌باشند. پارامترهای  $n_0$  و  $\nu$  به ترتیب فرکانس برخورد و چگالی حاملین بار الکتریکی هستند. همچنین یون‌ها بی حرکت فرض شده‌اند. بخش زمانی کمیات به شکل  $e^{-i\omega t}$  در نظر گرفته شده و در این صورت، از معادلات (۱) و (۲)، معادله موج خطی به شکل زیر در می‌آید:

$$\nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = -\frac{\pi i \omega n_e(x) e}{c^2} \vec{V} \quad (4)$$

فراوانی برای درک سازوکار حاکم بر برهم‌کنش بین امواج الکترومغناطیسی و چنین محیط‌هایی انجام شده است. این پژوهش‌ها نشان می‌دهند که عبور غیرعادی امواج الکترومغناطیسی و یا جذب تشدید این امواج، از این نوع مواد، ناشی از برانگیختگی مدهای سطحی و یا پلاسمون‌ها می‌باشد، [۱۲ و ۱۳].

این گونه مواد اصولاً به صورت مصنوعی تهیه می‌شوند. اما پلاسمای با چگالی بالای حد بحرانی به طور طبیعی همچون شبه‌مواد رفتار می‌کند. محیط پلاسمای برای امواجی که در محدوده فرکانسی خاصی باشند چون یک ماده NIM می‌باشد. در واقع ضریب گذردهی الکتریکی معادل یک پلاسمای به صورت  $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$  تعریف می‌شود، که وقتی  $\omega < \omega_p$  شود آنگاه  $\epsilon < 0$  خواهد شد. عبور غیرعادی نور از پلاسمای چگال نتیجه برانگیخته شدن مدهای سطحی یا همان پلاسمون‌ها است. اما برای برانگیخته شدن مناسب این مدهای سطحی نیاز به امواج میرا است. بنابراین لازم است که امواج انتشاری ابتدا از یک محیط دی‌الکتریک عبور داده شوند و سپس وارد محیط پلاسمای شوند. آنگاه تحت شرایط تشدید، برانگیختگی مدهای سطحی موجب عبور موج از پلاسمای خواهد شد، [۱۳ و ۱۴].

در این مقاله به بررسی چگونگی عبور موج الکترومغناطیسی از یک پلاسمای چگال می‌پردازیم. اما فرض می‌کنیم که چگالی حاملین بار الکتریکی دارای تغییرات فضایی است. در واقع نوسانات سه‌بعدی دامنه امواج الکترومغناطیسی که در محیط ناهمگن پلاسمایی منتشر می‌شود، در برهم‌کنش‌های غیرخطی تابش لیزرها بر پلاسمای و نیز روی گرم شدن یونسفر در فرکانس رادیویی دیده می‌شوند.

در این مقاله فرض می‌شود که لایه پلاسمای به طور تدریجی چگال شود و تابع خاصی برای چگالی حاملین بار الکتریکی در نظر می‌گیریم. در واقع فرض می‌کنیم که افزایش چگالی تا مرز NIM شدن پلاسمای، به طور خطی صورت گیرد. سپس چگالی پلاسمای به طور خطی کاهش یابد و بر روی سطح پستی به میزان قبلی برسد. با چنین تابع چگالی، به بررسی گذار موج از کل ساختار پلاسمای می‌پردازیم.

### ۳. پلاسمای چگال با چگالی صعودی و نزولی خطی

در مورد یک پلاسمای چگال به دلیل بالا بودن چگالی، فرکانس پلازما یعنی  $\omega_p$  می‌تواند از  $\omega$  بیشتر شود. زیرا  $\omega$  یافت می‌شود که در آن  $\omega < \omega_p$  و طبق معادله (۱۱) یعنی  $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2(x)}{\omega^2}$  ضریب گذردهی معادل منفی ( $\varepsilon < 0$ ) بدست آید. این حالت برای ما جالب است. زیرا در این حالت پلازما به صورت یک ماده NIM رفتار می‌کند.

در اینجا فرض می‌شود که پلازما به طور تدریجی مثلاً خطی، گذردهی الکتریکی منفی بیاید، یعنی گذردهی محیط از یک مقدار  $\varepsilon = 1$  شروع شده کاهش یابد سپس به صفر برسد و کاهش آن ادامه یابد تا به یک قدر مطلق بیشینه برسد  $\varepsilon = -1$  و باز افزایش یابد دوباره به صفر برسد و به همان ترتیب باز هم زیاد شود تا به مقدار اولیه  $\varepsilon = 1$  برسد. این شکل تغییرات فضایی ضریب گذردهی الکتریکی معادل پلازما در شکل ۱ مجسم شده است.

در این مدل فرض می‌شود که شیب تغییرات  $\varepsilon(x)$  با مکان  $x$  به صورت خطی باشد. همچنین فرض شده است که چگالی در مرکز لایه ( $x_0$ ) بیشینه شود و در لبه‌های برش پلازما کمتر باشد. از نظر عملی و فن‌آوری این فرض به واقعیت نزدیک است. لازم به توضیح است که پارامتر  $x_0$  در اینجا یک ثابت با بعد طول است.

بین فواصل  $1 < \frac{x}{x_0} < 3$  که برای آن ضریب گذردهی منفی می‌شود ( $\varepsilon < 0$ )، پلازما مثل شبه‌مواد عمل می‌کند. این امر در شکل ۱ دیده می‌شود. در فواصل  $0 < \frac{x}{x_0} < 1$  و  $3 < \frac{x}{x_0} < 4$  پلازما مثل دی‌الکترون معمولی، البته با ضریب گذردهی متغیر، رفتار می‌کند. حال به بررسی چگونگی انتشار موج از چنین محیطی می‌پردازیم. در بازه بین  $0 < x < x_0$  داریم:

$$\varepsilon(x) = 1 - \frac{x}{x_0}, \quad (12)$$

که از آن فرکانس ناحیه پلازما به شکل:

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{x}{x_0} \quad (13)$$

با قرار دادن رابطه (۳) در معادله (۴) خواهیم داشت:

$$\nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{s \omega^2} \right) \vec{E}, \quad (5)$$

که در آن فرکانس پلازما به صورت  $\omega_p^2 = \frac{4\pi n_0(x) e^2}{m}$  و ضریب  $s = 1 + i \frac{v'}{\omega}$  است.

ابعاد پلازما در راستاهای  $y$  و  $z$  بی‌نهایت فرض شده است. و تغییرات فضایی تمامی کمیات میدانی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$f(\vec{r}) = \psi(x) e^{ik_y y + ik_z z}. \quad (6)$$

در این صورت معادله (۵) به سه معادله زیر تبدیل می‌شود:

$$\left( k_y^2 + k_z^2 - k_0^2 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{s \omega^2} \right) \right) E_x + ik_y \frac{\partial E_y}{\partial x} + ik_z \frac{\partial E_z}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

$$ik_y \frac{\partial E_x}{\partial x} + i \frac{\omega_c}{\omega} k_y E_x - \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \left( k_z^2 - k_0^2 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{s \omega^2} \right) \right) E_y - k_y k_z E_z = 0, \quad (8)$$

$$ik_z \frac{\partial E_x}{\partial x} - k_y k_z E_y - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \left( k_y^2 - k_0^2 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{s \omega^2} \right) \right) E_z = 0, \quad (9)$$

که در این روابط  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  می‌باشد. در حالت خاص که  $\vec{E} = (0, 0, E_z)$  یا  $E_x = E_y = 0$ ، فقط معادله (۹) باقی می‌ماند و روابط (۷) و (۸) اطلاعات خاصی در بر ندارند. در این صورت معادله (۹) را با توجه به اینکه  $k_y = k_0 \sin \theta$ ، می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial x^2} + k_0^2 \left[ \varepsilon(x) - (\sin \theta)^2 \right] E_z = 0, \quad (10)$$

که در آن ضریب گذردهی الکتریکی تعمیم یافته  $\varepsilon(x)$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2(x)}{\omega^2}. \quad (11)$$

همان طور که نشان داده شده، این ضریب گذردهی الکتریکی تابعی از  $x$  است و ثابت نیست.

$$\eta = \left( \frac{k_z}{sx_0} \right)^{\frac{1}{3}} \left[ sx_0 \cos^2 \theta - \epsilon x_0 + x \right] \quad (19)$$

است. با اعمال این تغییر متغیر، معادله (۱۰) باز هم به شکل رابطه (۱۶) در می آید و جواب های آن را می توانیم به شکل زیر بنویسیم:

$$E_z(\eta) = B_1 A_1 i(-\eta) + B_2 B_1 i(-\eta) \quad (20)$$

که در آن ضرایب  $B_1$  و  $B_2$  ثابت های انتگرال گیری هستند. حال با دانستن معادله موج در هر دو ناحیه، به بررسی شکل موج در کل ساختار پلاسما که چگالی آن به طور خطی ابتدا افزایش و سپس کاهش می یابد، می پردازیم.

فرض می کنیم لایه پلاسما در خلاء قرار دارد و موج الکترومغناطیسی از خلاء وارد لایه می شود. بنابراین در جلوی لایه و پشت آن معادله موج به صورت زیر می باشد:

برای  $x < 0$ :

$$E_z(x) = E_0 \exp(ik_0 \cos \theta x) + \text{Re} \exp(-ik_0 \cos \theta x) \quad (21)$$

که در آن  $E_0$  و  $R$  به ترتیب دامنه موج فرودی و انعکاسی است. برای  $x > 4x_0$ :

$$E_z(x) = T \exp(ik_0 \cos \theta x) + \text{Re} \exp(-ik_0 \cos \theta x) \quad (22)$$

که  $T$  در آن دامنه موج انتقالی است.

برای یافتن ضرایب مجهول  $A_1, B_1, R$  و  $T$  از شرایط مرزی استفاده می کنیم. شرایط مرزی مورد استفاده در اینجا پیوستگی میدان الکتریکی و مشتق آن است. با توجه به اینکه سه مرز موجود است، به شش معادله خواهیم رسید و ضرایب مجهول را بر حسب دامنه موج فرودی  $E_0$  بدست می آوریم. روابط بدست آمده بر روی مرز اول ( $x = 0$ ) به صورت:

$$E_0 + R = A_1 A_1 i(-\xi^0) + A_2 B_1 i(-\xi^0) \quad (23)$$

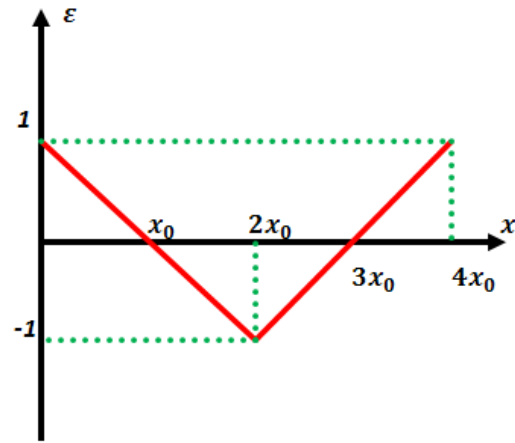
و

$$E_0 - R = -i \alpha \left( A_1 A_1 i(-\xi^0) + A_2 B_1 i(-\xi^0) \right) \quad (23)$$

که در آن علامت پریم به معنی مشتق تابع نسبت به شناسه در مقدار مشخص شده است. همین طور:

$$\alpha = \left[ \cos \theta (sk_0 x_0)^{-\frac{1}{3}} \right] \quad (24)$$

$$\xi^0 = \alpha^{-2} \quad (25)$$



شکل ۱. تغییرات فضایی ضریب گذردهی الکتریکی معادل ساختار پلاسما.

در می آید. در این صورت معادله (۱۰) به شکل زیر نوشته می شود:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + k_z^2 \left[ (\cos \theta)^2 - \frac{x}{sx_0} \right] E_z = 0 \quad (14)$$

با تغییر متغیر به شکل:

$$\xi = - \left( \frac{k_z}{sx_0} \right)^{\frac{1}{3}} \left[ sx_0 \cos^2 \theta - x \right] \quad (15)$$

معادله (۱۴) به شکل زیر ساده می شود:

$$\frac{d^2 E_z(\xi)}{d\xi^2} + \xi E_z(\xi) = 0 \quad (16)$$

جواب های این معادله توابع ایری نوع اول ( $Ai$ ) و نوع دوم ( $Bi$ ) هستند و به صورت زیر نوشته می شوند:

$$E_z(\xi) = A_1 Ai(-\xi) + A_2 Bi(-\xi) \quad (17)$$

ضرایب  $A_1$  و  $A_2$  ثوابت انتگرال گیری هستند.

حال به بررسی تابع موج برای ناحیه افزایشی  $\epsilon(x)$  یعنی بازه  $2x_0 < x < 4x_0$  می پردازیم. در این ناحیه تغییرات مکانی ضریب گذردهی الکتریکی معادل  $\epsilon(x)$  به صورت زیر می باشد:

$$\epsilon(x) = -3 + \frac{x}{x_0} \quad (18)$$

و مقدار آن بین  $-1 \leq \epsilon(x) \leq 1$  می شود. در این حالت تغییر متغیر به صورت:

شکل ۲، زاویه فرود  $\theta = 0^\circ$  در نظر گرفته شده است. به منظور بررسی اثر زاویه فرودی بر روی نتایج به دست آمده، در شکل ۳ همه موارد شکل ۲ برای زاویه فرود  $\theta = 30^\circ$  تکرار شده است. با مقایسه شکل ۲ و شکل ۳ به نظر می‌رسد تعداد افت و خیزها در زاویه فرود  $\theta = 30^\circ$  نسبت به زاویه فرود  $\theta = 0^\circ$  کاهش یافته است. علاوه بر این، هم دامنه موج و هم اثر میرایی در زاویه فرود  $\theta = 30^\circ$  نسبت به زاویه فرود  $\theta = 0^\circ$  کاهش یافته است.

در تمامی نمودارهای ذکر شده، مشاهده می‌شود که با کاهش  $\varepsilon(x)$  و یا به طور معادل با افزایش چگالی پلاسمای، دامنه موج هم کاهش می‌یابد و در میان لایه پلاسمای، که  $\varepsilon(x)$  کمینه است، به صفر می‌رسد. سپس دوباره رشد می‌کند. مطابق این شکل‌ها موج دقیقاً از نقطه ورود به ناحیه دوم، ناحیه صعودی  $\varepsilon(x)$ ، یعنی جایی که  $x = 2x_0$  است شروع به افزایش می‌کند و از این نقطه به بعد دامنه موج زیاد می‌شود. به این ترتیب موج بدون کاستی از درون پلاسمای چگال عبور می‌کند. همان طور که از شکل موج معلوم است، عبور موج به دلیل ایجاد امواج سطحی می‌باشد. زیرا به سمت لبه‌ها شدت موج بیشینه می‌شود. در حالی که در عمق پلاسمای، وقتی چگالی بالا است، موج کمینه است. این امر تأییدی بر این واقعیت است که در واقع ایجاد امواج سطحی سازوکار اصلی عبور موج الکترومغناطیسی از داخل پلاسمای چگال است.

گفتنی است که برانگیختگی موج سطحی از دو طرف لایه پلاسمای همزمان اتفاق می‌افتد. همانند فنرهایی که به یکدیگر جفت هستند، با ارتعاش یکی از آنها فنر دیگر هم زمان برانگیخته می‌شود و شروع به ارتعاش می‌کند.

شکل ۴، نمودار توزیع مکانی دامنه موج را برای سه مقدار متفاوت از زاویه برخورد  $\theta$  نشان می‌دهد. در این شکل  $v = k_0 x_0 = 7$  و  $v = 0.02$  می‌باشد. مطابق این شکل با افزایش زاویه فرودی  $\theta$ ، تعداد نوسانات موج سطحی کم می‌شود و همین طور دامنه ورودی و خروجی از کل لایه پلاسمای کاهش می‌یابد.

که در آن  $\xi^0 = \xi(x=0)$  در واقع مقدار  $\xi$  طبق رابطه (۱۵) در  $x = 0$  است.

بر روی مرز دوم ( $x = 2x_0$ )، روابط به صورت:

$$(A_1 - B_1)A_i(-\xi^2) = (B_2 - A_2)B_i(-\xi^2),$$

و

$$(A_1 + B_1)A_i(-\xi^2) = -(B_2 + A_2)B_i(-\xi^2), \quad (26)$$

است، که در این روابط:

$$\xi^2 = \xi(x = 2x_0) = \eta(x = 2x_0) = \left( \frac{k_0^2 x_0^2}{s} \right)^{1/2} [s \cos^2 \theta - 2] \quad (27)$$

است. همین طور بر روی مرز سوم ( $x = 4x_0$ ) روابط به شکل زیر در می‌آیند:

$$B_1 A_i(-\xi^0) + B_2 B_i(-\xi^0) = T \exp(i k_0 x_0 \cos \theta),$$

و

$$B_1 A_i(-\xi^0) + B_2 B_i(-\xi^0) = -\frac{i}{\alpha} T \exp(i k_0 x_0 \cos \theta), \quad (28)$$

که در این رابطه هم  $\xi^0 = \xi(x = 4x_0) = \eta(x = 4x_0)$  می‌شود.

با حل شش معادله روابط (۲۳)، (۲۶) و (۲۸)، ضرایب مجهول بدست می‌آیند. در اینجا این عمل با یک روش نمره‌ای انجام شده است و نتایج برای شکل موج سطحی ایجاد شده در داخل پلاسمای با شکل‌های ۲ تا ۵ داده می‌شوند.

در شکل ۲ نمودار توزیع میدان الکتریکی (شدت موج)،

یعنی  $\left| \frac{E_z}{E_0} \right|^2$  بر حسب مکان، به ازای سه مقدار از پارامتر یا

فرکانس برخورد ( $v' = v$ )، رسم شده است. خط ممتد در

عدم وجود برخورد، خط چین برای  $v = 0.02$  و نقطه چین

مربوط به  $v = 0.05$  است. مطابق با این نمودار با افزایش

فرکانس برخورد دامنه موج سطحی هم کاهش می‌یابد. به

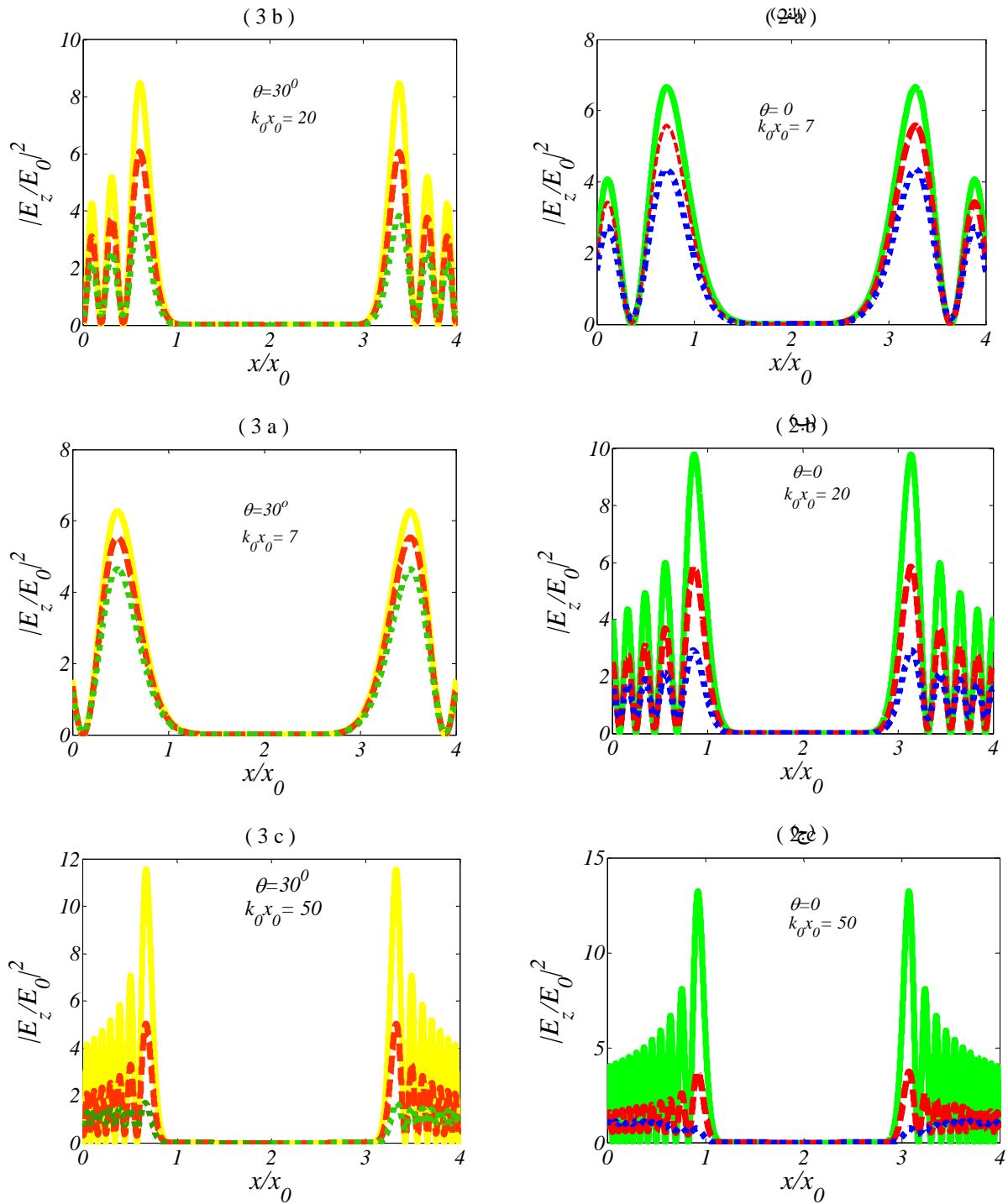
منظور بررسی این امر به ازای  $k_0 x_0$  های متفاوت، این نمودار

برای سه مقدار متفاوت از  $k_0 x_0$  تکرار شده است. در

شکل‌های ۲ (الف) تا (ج) به ترتیب  $k_0 x_0 = 7$ ،  $k_0 x_0 = 20$  و

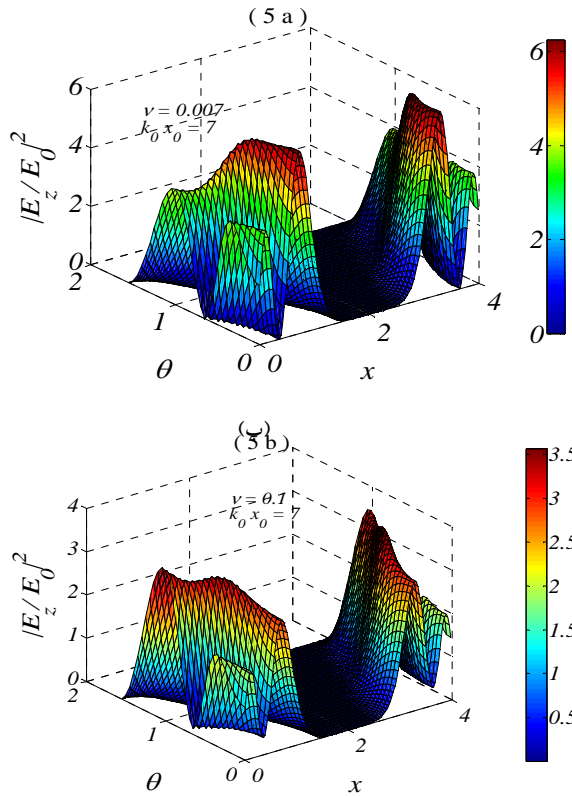
$k_0 x_0 = 50$  می‌باشد. با زیاد شدن  $k_0 x_0$  دامنه موج هم

افزایش می‌یابد. اما از طرفی اثر میرایی هم زیادتر می‌شود. در



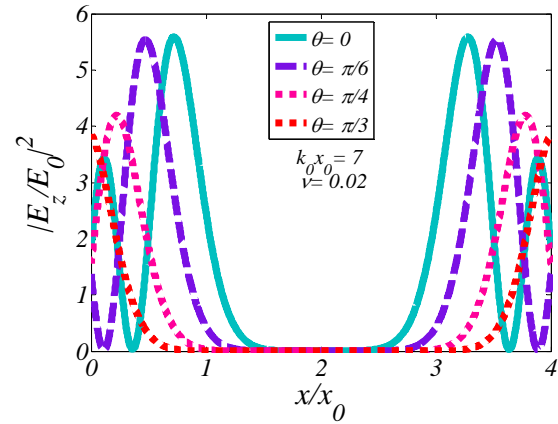
شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار شکل تابع موج برای سه مقدار متفاوت از  $k_0 x_0$  زاویه فرود  $\theta = 30^\circ$  است. خط ممتد مربوط به  $\nu = 0$ ، خط چین برای  $\nu = 0.02$  و نقطه چین مربوط به  $\nu = 0.05$  است.

شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار شکل تابع موج برای سه مقدار متفاوت از  $k_0 x_0$  زاویه فرود  $\theta = 0$  است. خط ممتد مربوط به  $\nu = 0$ ، خط چین برای  $\nu = 0.02$  و نقطه چین مربوط به  $\nu = 0.05$  است.



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) دامنه توزیع شدت موج بر حسب زاویه فرودی و فاصله از سطح رویی پلازما. فاصله  $x$  بر حسب  $x_0$  و زاویه بر حسب رادیان می‌باشد. گرفته شده است.

به طور کلی ساز و کار اصلی عبور امواج الکترومغناطیسی از پلاسمای ابرچگال برانگیختگی تشدید امواج سطحی است این امر برای پلاسمای ابرچگال با چگالی ثابت، قبلاً بررسی و اثبات شده است. در این پژوهش، شرایط تشکیل امواج سطحی از روی سطح یک ساختار از پلاسمای چگال با چگالی متغیر خطی پرداخته شده است. کل ساختار غوطه‌ور در خلاء فرض شده و ضرایب موج در داخل ساختار و ضریب انعکاس از کل ساختار محاسبه شدند. ساختار پلازما به گونه‌ای در نظر گرفته شده که دارای چگالی صعودی-نزولی باشد. بدین صورت که فرض شد ابتدا چگالی افزایش یابد به یک مقدار بیشینه رسیده و سپس کاهش یابد. در این حالت ضریب گذردهی به تدریج از مقادیر مثبت به منفی



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) توزیع مکانی دامنه میدان الکتریکی به ازای چهار زاویه فرود متفاوت  $\theta = 0^\circ$ ،  $\theta = 30^\circ$ ،  $\theta = 45^\circ$  و  $\theta = 60^\circ$ .

در شکل ۵ توزیع شدت موج در داخل لایه پلازما بر حسب فاصله و زاویه فرودی برای دو مقدار متفاوت از فرکانس برخورد، رسم شده است. در این شکل سه بعدی به خوبی امواج سطحی ایجاد شده بر سطوح مرزی پلازما دیده می‌شود. علاوه بر این مشاهده می‌شود که با افزایش زاویه فرود موج، امواج سطحی تولیدی بر روی لبه‌ها ضعیف‌تر می‌شوند. پس هر چه زاویه فرودی عمودی‌تر باشد، گذار موج بهتر انجام می‌شود. علاوه بر این با مقایسه نمودارهای ۵ (الف) و (ب) اثر میرایی به خوبی دیده می‌شود. بیشینه‌های دامنه با زیادتر شدن فرکانس برخورد کاهش یافته است. همچنین دامنه ورودی و خروجی موج هم با افزایش فرکانس برخورد کم می‌شود.

#### ۴. بحث و نتیجه‌گیری

در این پژوهش نیز همانند مقاله قبلی [۱۵] به بررسی تشکیل امواج سطحی بر روی ساختاری از پلازما با چگالی بالای حد بحرانی پرداختیم. با این تفاوت عمده که برخلاف مقاله قبلی، در اینجا پلازما از ابتدا مغناطیس‌دهی در نظر گرفته نشده است. همچنین در این مقاله محیط پلازما برخوردی است و از اثرات میرایی صرف نظر نشده است. همچنین در اینجا اثرات مهم ضریب انعکاس موج الکترومغناطیسی از کل ساختار هم در نظر

شکل‌های به دست آمده کاملاً دیده می‌شود. علاوه بر این مشاهده شد که برای فرودهایی با زاویه شیب فرودی کمتر (فرود متمایل به عمود) میزان عبور موج الکترومغناطیس از ماده ابرچگال افزایش می‌یابد. این بدین معنی است که تحت این زوایا پلاسمای کدر تبدیل به یک محیط شفاف می‌شود که می‌تواند با انتقال بالای انرژی موج از میان خود مانند یک ابرلنز عمل می‌کند. همچنین، همانطور که انتظار می‌رفت، مشاهده شد که با افزایش فرکانس برخورد و زیاد شدن اثرات میرایی از شدت موج سطحی ایجاد شده کاسته می‌شود.

می‌رسد و سپس در نیمه دیگر لایه، از مقادیر منفی به مقادیر مثبت می‌رسد. همچنین اثرات برخوردی برای لایه پلاسمای در نظر گرفته شد. با این فرضیات، به بررسی چگونگی عبور موج از ساختار پرداختیم. با بررسی شکل موج و تابع توزیع شدت آن مشاهده شد ساختار معرفی شده به خوبی شرایط تشکیل امواج سطحی را دارد. با این معنی که بر روی سطح کلی ساختار امواج سطحی ایجاد می‌شوند. در میانه پلاسمای دامنه موج کمینه است. در واقع گذار موج از داخل لایه پلاسمای مورد نظر بدلیل همین مدهای سطحی صورت می‌گیرد که در

## مراجع

10. R Merlin, *Applied Physics Letters* **84** (2004) 1290.
11. J B Pendry, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2001) 3966.
12. R Dragila, B Luther-Davies, and S Vukovic, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 1117.
13. L Rajaei, S Miraboutalebi and B Shokri, *Phys. Scr.* **84** (2011) 015506.
14. S Miraboutalebi, L Rajaei, and M K Khadivi Borogeni, *Journal of Theoretical and Applied Physics* **7** (2013) 1.
15. ص میرابوطالبی، م ک خدیوی بروجنی، و ل رجایی، مجله پژوهش سیستم‌های بس ذره‌ای ۴ (۱۳۹۱) ۳۷.
1. N M Litchinitser and V M Shalaev, *J. Opt. Soc. Am. B* **26** (2009) 161.
2. V M Shalaev, *Science* **322** (2008) 384.
3. J B Pendry, D Schurig, and D R Smith, *Science* **312** (2006) 1780.
4. U Leonhardt, *Science* **312** (2006) 1777.
5. W Cai, U K Chettiar, A V Kildishev, and V M Shalaev, *Nature Photonics* **1** (2007) 224.
6. A V Kildishev and V M Shalaev, *Opt. Lett.* **33** (2008) 43.
7. E E Narimanov and A V Kildishev, *Appl. Phys. Lett.* **95** (2009) 041106.
8. E P Furlani and A Baev, *Phys. Rev. E* **79** (2009) 026607.
9. A O Pinchuk and G C Schatz, *J. Opt. Soc. Am. A* **24** (2007) A39.