

Research Paper

Electromagnetic Plasma Waves in a Non-uniform Quantum Electron-Ion and Electron-Positron-Ion Magnetoplasmas in the Presence of a Short Pulse Laser¹

Maryam Asgharzadeh² and Hossein Zahed^{*3}

Received: 2022.01.05

Revised: 2022.08.05

Accepted: 2022.10.04

Abstract

Electromagnetic plasma waves related to nonuniform electron-ion and electron-positron-ion plasma in interaction with short pulse laser in the quantum state have been investigated. These investigations have been done in low-frequency approximation. In these two plasmas, the initial quantities of number density, streaming velocity, and external magnetic field are inhomogeneous. The investigations have shown that in the perpendicular direction, the amount of these initial quantities affects the wave velocities, their instability rate, and their gradients affect the waves, strongly. The behavior of the perpendicular waves has been analyzed for variation in these initial quantities and the investigations show that these behaviors are different in these two plasmas. In the parallel direction, the factor that most affects the waves is the ponderomotive force related to the laser, so an increase in this force cause to increase in the wave velocities and their instability rate. The dependence of the parallel waves on the initial quantities of the number density and streaming velocity is direct, and their reliance on the external magnetic field is through the ponderomotive force (presence of laser). The waves in this direction are not affected by the transverse gradients of the initial quantities. The plasma waves in both plasmas have also been affected by the quantum correction terms. It has been demonstrated that our resulting equations are in accordance with the references mentioned in the article.

Keywords: *Electromagnetic Wave, Electron- Positron-Ion Plasma, Short Pulse Laser, Magnetoplasma.*

¹ DOI: 10.22051/ijap.2022.38853.1256

² PhD Student, Physics Department, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran. Email: m_asgharzadeh@sut.ac.ir

³ Associate Professor, Physics Department, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran. (Corresponding Author). Email: zahed@sut.ac.ir

<https://jap.alzahra.ac.ir>



امواج الکترومغناطیس پلاسماهای الکترون- یون و الکترون- پوزیترون- یون غیریکنواخت کوانتومی مغناطیسی در حضور تب لیزری کوتاه^۱

مریم اصغرزاده^۲ و حسین زاهد^{۳*}

تاریخ دریافت: ۱۴۰۰/۱۰/۱۵

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۱/۰۵/۱۴

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۱/۰۷/۱۲

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال دوازدهم، پیاپی ۳۱، زمستان ۱۴۰۱

صص ۲۳ - ۴۲

چکیده:

امواج الکترومغناطیس مربوط به مغناطوبلاسمای الکترون- یون و الکترون- پوزیترون- یون غیریکنواخت در اندرکنش بالیزر تب کوتاه در حالت کوانتومی و در تقریب بسامد کوتاه مورد بررسی قرار گرفته است. در این پلاسماها پارامترهای اولیه شامل چگالی عددی، سرعت شارهای و میدان مغناطیسی خارجی در صفحه عمود بر انتشار لیزر به صورت غیریکنواخت می باشند. بررسی ها نشان داده اند که در صفحه عمود بر انتشار تب لیزر افزون بر این که مقدار این پارامترها بر سرعت انتشار امواج و میزان ناپایداری آنها مؤثر هستند، بلکه میزان شیب عرضی آنها نیز، به عنوان منبع انرژی، به شدت بر امواج انتشار یافته در این راستا تأثیرگذار است. رفتار امواج در راستای عمود، به ازای تغییر هر یک از شیب های عرضی بررسی شده است. بررسی ها نشان می دهد که رفتار امواج در راستای عمود در دو پلاسماهای الکترون- یون و الکترون- پوزیترون- یون متفاوت هستند. در راستای موازی عاملی که بیشترین تأثیر را بر امواج می گذارد، نیروی اثرگذار لیزر است و این تأثیر به صورت مستقیم بر سرعت امواج و میزان ناپایداری آنها است. وابستگی امواج در راستای موازی به کمیت های اولیه چگالی و سرعت اولیه به صورت مستقیم بوده و وابستگی آنها به میدان مغناطیسی تنها از راه حضور نیروی اثرگذار است. امواج در این جهت تحت تأثیر شیب عرضی کمیت های اولیه قرار نمی گیرند. امواج پلاسما در هر دو پلاسما نیز تحت تأثیر شرایط تصحیح کوانتومی قرار گرفته و سرعت و میزان ناپایداری آنها متأثر از این تصحیحات می باشد. نشان داده شده است که معادلات به دست آمده در کار حاضر در هماهنگی کامل با منابع بیان شده در مقاله است.

واژگان کلیدی: موج الکترومغناطیس، پلاسماهای الکترون- پوزیترون- یون، لیزر تب کوتاه، مغناطوبلازما.

^۱ DOI: 10.22051/ijap.2022.38853.1256

^۲ دانشجوی دکترا، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران. Email: m_asgharzadeh@sut.ac.ir

^۳ دانشیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران. (نویسنده مسئول). Email: zahed@sut.ac.ir



۱. مقدمه

پلاسماهای جفت الکترون-پوزیترون در محیطهای چگال نجومی از جمله ستارههای نوترونی، کوتولههای سفید، مغناطوسپهر پولسارها، هستههای فعال کهکشانی، در کمربندهای وان آلن، و همچنین در جهان اولیه و غیره یافت می شود. تصور بر این است که جهان اولیه شامل نوترونها، آنتی نوترونها، جفت های الکترون-پوزیترون و فوتونها باشند [۱]. پلاسماهای جفت الکترون-پوزیترون می توانند در مغناطوسپهر پولسارها از راه فرآیند تولیدمثل آبخاری تولید شوند [۲]. از دیدگاه دیگر، پلاسماهای جفت الکترون-پوزیترون می توانند در همجوشی های لختی محصور شده [۳،۴]، در توکاماک های بزرگ [۵]، و همچنین از راه انتشار لیزرهای بسیار قوی کوتاه تب، در پلازما تولید شوند [۶]. توانایی تولید لیزرهای بسیار قوی می توانند امکان تولید پلاسماهای الکترون-پوزیترون خیلی چگال را فراهم کنند [۷]. در یک طرح، باریکه الکترونی نسبتی بر روی یک هدف با عدد اتمی بالا تابانده می شود و پوزیترونها به مقدار فراوان شروع به تولید شدن می کنند، سپس پلازما در آینه مغناطیسی به دام افتاده و با ساطع کردن تشعشع تا دماهای پایین سرد می شود [۸]. ذرات پلاسماهای فضایی نیز می توانند از راه تشعشع سیکلوترون تا سرعت های غیرنسبیتی سرد شوند [۹]. همچنین خود پوزیترونها می توانند از راه منابع رادیواکتیو جمع آوری شده [۱۰] و به پلاسماهای کوانتومی مورد نظر تزریق شوند.

با توجه به اطلاعات در دسترس اگرچه جفت الکترون-پوزیترون جزء اصلی بسیاری از محیطهای نجومی می باشد، اما جمعیت کمی از یونها نیز در آنها وجود دارد [۱۱،۱۲]. از جمله این که در مورد نواحی نوک تیز مغناطوسپهر ستارههای چرخنده که تصور می رود شامل پلاسماهای الکترون-پوزیترون در اثر تابش شدید امواج الکترومغناطیس باشند، احتمال دارد تجمع پروتونها با دیگر یونها در چنین محیطهایی سبب تبدیل پلاسمای جفت به یک پلاسمای سه مولفه ای الکترون-پوزیترون-یون (ای-پی-آی) شود [۱۳،۱۴]. جنبه های مختلف حضور یونها در پلاسماهای جفت در مقالات مختلف مورد بررسی قرار گرفته است [۱۱،۱۲]. از سوی دیگر به دلیل طول عمر کافی پوزیترونها، اکثر پلاسماهای فضایی و همچنین پلاسماهای آزمایشگاهی الکترون-یون (ای-آی) نیز به صورت پلاسماهای مختلط ای-پی-آی هستند [۱۵]، انتشار تب های قوی و کوتاه لیزر در یک پلاسمای الکترون-یون می تواند منجر به تولید زوج و در نتیجه تشکیل یک پلاسمای سه مولفه ای ای-پی-آی شود [۱۶]. چنین پلاسمایی کمی پیچیده بوده و مدهای جالبی در محدوده های



مختلف را شامل می‌شوند که در سال‌های اخیر توجهات بسیاری را به خود جلب کرده‌اند [۱۳، ۱۴]. حضور پوزیترون‌ها در پلاسماهای آی-آی سبب می‌شود که ویژگی‌های مختلف پلاسما با نوع معمولی آن (پلاسماهای آی-آی) تفاوت پیدا کند، از این رو، بررسی هم‌زمان این دو پلاسما دارای اهمیت خواهد بود.

به تازگی پلاسماهای کوانتومی [۱۷ - ۲۱] به دلیل کاربرد بسیار در محیط‌های نجومی چگال از جمله ستاره‌های نوترونی و کوتوله‌های سفید [۲۲-۲۴]، وسیله‌های الکترونی بسیار کوچک [۲۵]، پلاسماهای غباری [۲۶]، پلاسماهای تولید شده با لیزر [۲۷] و از این قبیل، توجهات بسیاری را به خود جلب کرده است. نشان داده شده است که پیامدهای کوانتومی تأثیرات بسزایی در ویژگی‌های پاشندگی و ناپایداری مدهای تحریک شده دارد [۲۸، ۲۹].

زمانی که باریکه لیزر در پلاسما منتشر می‌شود پدیده‌های جالب توجه بسیار با کاربردهای دارای اهمیت از جمله تولید اشعه x ، شتاب دهنده‌های ذرات رانده شده توسط لیزر، تولید اشعه x نرم و غیره می‌باشد، همچنین در پژوهش‌های مربوط به همجوشی‌های هسته‌ای القاء شده با لیزر کاربردهای فراوان دارد [۳۰ - ۳۲].

در اندرکنش لیزرهای با شدت بالا با پلاسما نیروی اثرگذار لیزر اهمیت بسزایی دارد. این نیرو یک نیروی با فرکانس کوتاه می‌باشد که با استفاده از اندرکنش‌های غیرخطی میدان‌های با فرکانس بالا در محیط‌های الکترومغناطیس القا می‌شود. پیامدهای این نیرو می‌تواند به صورت اختلال در چگالی پلاسما، زمینه‌ای پدیدار شود که منجر به تغییر ویژگی‌های دی‌الکتریکی پلاسما می‌شود. این نیرو نقش اساسی در زمینه‌های مختلف پدیده‌های غیرخطی از جمله: خودکانونی لیزر، ناپایداری‌های پارامتریک، تشکیل سولیتون و کاویتون [۳۳ - ۴۴]، همچنین در تولید میدان‌های مغناطیسی قوی [۴۵]، شتاب‌دهی الکترون‌ها و یون‌ها [۴۶ - ۴۸] و غیره ایفا می‌کند. چندین روش برای شتاب‌دهی الکترون با تحریک به وسیله لیزر چون شتاب‌دهی مستقیم لیزر و شتاب‌دهی با استفاده از نیروی اثرگذار القایی لیزر در شکل‌های مختلف وجود دارد. نیروی اثرگذار یا الکترون را به صورت مستقیم شتاب می‌دهد و یا یک موج پلاسمایی با دامنه بزرگ تحریک می‌کند که می‌تواند به صورت غیرمستقیم الکترون‌ها را شتاب دهد [۴۹، ۵۰]. مطالعات زیادی در زمینه اندرکنش لیزر با پلاسما و پیامدهای این نیرو انجام شده است از جمله: شتاب‌دهی الکترون از راه نیروی اثرگذار با استفاده از تب لیزری خودکانونی شده که توسط سینگ و همکاران (در سال ۲۰۱۰) مورد مطالعه قرار گرفته است [۵۱]. اندرکنش تب لیزری با قطبش اختیاری با یک پلاسما نازک در فرایند شتاب‌دهی توسط سازرگاری و

همکاران (در سال ۲۰۰۶) مورد مطالعه قرار گرفته است [۵۲]. مدل جنبشی تب‌های کوتاه لیزری منتشر شده در پلاسما و همچنین پیامدهای نیروی اثرگذار بر روی شتاب الکترون با استفاده از موج پلاسمایی از راه تب‌های کوتاه لیزری توسط مورا و آنتنسون (۱۹۹۷) و لیو و تریپاتی (۲۰۰۵)، مورد بررسی قرار گرفته است [۵۳، ۵۴]. انتشار امواج الکترومغناطیس با طول موج کوتاه از میان پلاسماهای کوانتومی مغناطیسی توسط شوکاری و همکاران (۲۰۰۳)، شوکلا (۲۰۰۶) و علی (۲۰۰۶)، مورد مطالعه قرار گرفته است [۵۵-۵۷]. لیو و همکاران نیز نشان دادند که شتاب الکترون وابسته به شدت لیزر و نسبت فرکانس سیکلوترون به فرکانس لیزر می‌باشد [۵۸].

در این مقاله، امواج الکترومغناطیس پلاسمایی در تقریب فرکانس کوتاه برای مغناطوپلاسماهای غیریکنواخت الکترون- یون و الکترون- پوزیترون- یون (غیریکنواخت در چگالی اولیه، سرعت شاره‌ای و میدان مغناطیسی خارجی) در حضور نیروی اثرگذار لیزر، بررسی شده است. این موضوع با وجود اهمیت، تاکنون مورد بررسی قرار نگرفته است.

در بخش دوم، در حضور نیروی اثرگذار و با در نظر گرفتن پارامترهای غیریکنواخت اولیه، رابطه پاشندگی برای پلاسماهای الکترون- یون و الکترون- پوزیترون- یون بدست آمده، بیان می‌شود. در بخش سوم رابطه پاشندگی بدست آمده در دو راستای موازی و عمود با انتشار لیزر با رسم نمودارهای امواج مربوطه به صورت جزء به جزء بررسی و پیامد هر کدام از پارامترهای اولیه مورد مطالعه قرار گرفت. در بخش آخر نتایج مطالعات بیان شده است.

۲. معادلات اساسی

رابطه پاشندگی مربوط به مغناطوپلاسماهای الکترون- یون و الکترون- پوزیترون- یون غیریکنواخت کوانتومی در حضور نیروی اثرگذار لیزر بدست آمده و به ازای پارامترهای مختلف اولیه مورد بررسی قرار گرفته است. کمیت‌های زمینه‌ای اولیه در دو جهت x و y غیریکنواخت هستند. میدان مغناطیسی در جهت z در نظر گرفته شده است: $B_0 = B_0(x, y)\hat{z}$.

سرعت‌ها به صورت $\mathbf{U}_{\mathcal{G}} = U_{\mathcal{G}x}\hat{x} + U_{\mathcal{G}y}\hat{y} + (U_{\mathcal{G}z} + U_{\mathcal{G}0}(x, y))\hat{z}$ است که در آن $U_{\mathcal{G}x}$ ، $U_{\mathcal{G}y}$ و $U_{\mathcal{G}z}$ به ترتیب سرعت‌های اختلالی ذرات در سه راستای x ، y و z و $U_{\mathcal{G}0}(x, y)$ سرعت شاره‌ای ذرات در راستای z می‌باشد، که اندیس \mathcal{G} اشاره به نوع ذرات الکترون، پوزیترون و یون دارد. البته باید توجه داشت که در کار حاضر، سرعت شاره‌ای برای ذرات یون صفر در نظر گرفته شده است. به همین صورت، شرط $U_{p0}(x, y) = U_{e0}(x, y) \cong U_0(x, y)$ برای ذرات الکترون و پوزیترون در پلاسمای ای-پی-آی در نظر گرفته شده است.



شرط شبه ختشی بودن برای ذرات در حالت کلی به صورت: $\beta Z n_{i0}(x, y) + n_{p0}(x, y) - n_{e0}(x, y) = 0$ می باشد، که در آن β اشاره به علامت بار ذرات یون و Z اشاره به اندازه بار یون دارد. باید توجه داشت که برای پلاسماهای الکترون- یون جملات مربوط به پوزیترون حذف خواهند شد.

اعمال لیزر با شدت بالا منجر به تولید نیروی اثرگذار می گردد. این نیرو در حالت کلی به صورت $\mathbf{F}_p = \mathbf{F}_{ps} + \mathbf{F}_{pt}$ در نظر گرفته می شود، که در آن \mathbf{F}_{pt} مربوط به تغییرات زمانی و \mathbf{F}_{ps} مربوط به تغییرات مکانی پوش دامنه لیزر می باشد. میدان الکتریکی لیزر به صورت یک مد عادی $\mathbf{E}(r, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_l(z, t) \exp(-i\omega_l t + ik_l z) + c.c$ در آن پوش دامنه موج الکترومغناطیس لیزر در زمان t و مکان Z می باشد و k_l و ω_l به ترتیب عدد موج لیزر و فرکانس آن می باشند. همچنین، $C.c$ اشاره به مزدوج مختلط دارد. و داریم:

$$F_{ps} = \frac{N-1}{16\pi} \nabla |E_1|^2 \quad (1)$$

و

$$F_{pt} = \frac{1}{16\pi} \frac{k_1}{\omega_1} \frac{\partial [\omega_1^2 (N-1)]}{\partial \omega_1} \frac{\partial}{\partial t} |E_1|^2 \quad (2)$$

که در آن N ، ضریب شکست برای یک مغناطی پلاسما کوانتومی با سرعت شارهای الکترونی U_{e0} به صورت زیر است [۵۹،۶۰]:

$$\frac{k_l^2 c^2}{\omega_l^2} = N = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_l^2} \left(+ \frac{k_l^2 U_{e0}^2}{\omega_l^2 - \omega_{ce}^2 - k_l^2 V_{Fe}^2 - \omega_q^2} \right) \quad (3)$$

که در آن، $\omega_{pe} = \left(4\pi n_{e0} e^2 / m_e \right)^{1/2}$ بسامد الکترونی پلاسما، e و m_e به ترتیب بار و جرم الکترون می باشند. فرکانس ژیرومغناطیس الکترون برابر $\omega_{ce} = eB_0 / mc$ می باشد. همچنین، C سرعت نور در خلاء است و شرط $m_i = M$ و $m_p = m_e = m$ در نظر گرفته شده است. $\omega_q = \frac{\hbar k^2}{2m_e}$ فرکانس مربوط به نیروی بوهم کوانتومی در اثر پدیده تونل زنی در

پلاسماهای چگال می باشد، که در آن \hbar عدد پلانک تقسیم بر 2π می باشد. $V_{Fe} = \left(\frac{2T_{Fe}}{m} \right)^{1/2}$ سرعت حرارتی فرمی الکترون، و T_{Fe} دمای حرارتی فرمی در واحد انرژی می باشد.



چنانچه مشخص هست جملات ω_q و ω_{ce} مربوط به حضور میدان مغناطیسی در حالت کوانتومی می باشند، که در یک پلاسمای غیرمغناطیسی غیرکوانتومی این جملات حضور ندارند، و در حالت کوانتومی V_{Fe} (سرعت حرارتی فرمی) جایگزین V_{Te} (سرعت حرارتی معمولی) شده است. حضور این جملات سبب تفاوت در مقدار ضریب شکست و برابر با آن نیروی اثرگذار برای یک مغناطوپلاسمای کوانتومی با یک پلاسمای غیرمغناطیسی غیرکوانتومی است.

معادلات هیدرودینامیک کوانتومی برای مطالعه پیامدهای گوناگون جمعی شامل نیروهای کوانتومی مختلف بسیار مفید می باشد [۶۱]. در کار پیش رو، برای به دست آوردن رابطه پاشندگی از معادلات مغناطویدرودینامیک کوانتومی حرکت، پیوستگی، ماکسول و قانون آمپر استفاده شده است. معادلات در اختلال مرتبه اول و در تقریب فرکانس کوتاه در مقایسه با فرکانس ژیرومغناطیس یون برای هر دو پلاσμα، $\omega_{ci} \ll \left| \frac{\partial}{\partial t} \right|, \left| U_0 \frac{\partial}{\partial z} \right|, \left| \vec{v}_\perp \right| \ll \left| \frac{\partial}{\partial z} \right|$ ، که در آن $\omega_{ci} = \frac{\beta Ze B_0}{Mc}$ می باشد، حل شده اند.

از طرفی با توجه به تغییر کمیت های اولیه در هر دو راستای x و y ، امکان استفاده از تقریب فوریه حالت های سینوسی به صورت هم زمان در هر دو راستا وجود ندارد. افزون بر این، با این فرض که اختلالات به وجود آمده بسیار کمتر از مقیاس طولی است که کمیت های تعادلی در آن تغییر کنند، می توان با تقریب خوبی از تقریب موج تخت برای اختلالات به دست آمده استفاده نمود. در ادامه (برای حل این مشکل) از تقریب WKB به صورت زیر استفاده می کنیم. برای یک کمیت اختلالی مرتبه اول $\Gamma_1(x, y, z, t)$ تقریب WKB به صورت زیر می باشد [۶۲]:

$$\Gamma_1(x, y, z, t) = \hat{\Gamma}_1(x, y) e^{i \int^x k_x(x') dx'} e^{i \int^y k_y(y') dy'} e^{i(k_z z - \omega t)} \quad (4)$$

که در آن $\hat{\Gamma}_1(x, y)$ پوش دامنه تغییرات و $k_x(x)$ و $k_y(y)$ اعداد موج این اختلات می باشند که توابع کند تغییری از x و y در نظر گرفته می شوند. از این رو، به راحتی می توان از تقریب موج تخت به صورت $\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow ik_x$ و $\frac{\partial}{\partial y} \rightarrow ik_y$ استفاده و معادلات را حل نمود. با در نظر گرفتن میدان های الکترومغناطیس به صورت $\mathbf{B}_\perp = \nabla \times \mathbf{A}_z$ و $\mathbf{E} = -\nabla \varphi - c^{-1} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_z}{\partial t} \right) \hat{z}$ پتانسیل الکتروستاتیک می باشد، معادلات مغناطویدرودینامیک کوانتومی حرکت برای هر سه نوع ذره الکترون، پوزیترون و یون در سه راستای x ، y و z به صورت زیر می باشد [۶۴، ۶۳، ۷]:



$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_{g0} \frac{\partial}{\partial z}\right) U_{gx} = -\frac{e_g}{m_g} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{e_g U_{g0}}{m_g c} \frac{\partial A_z}{\partial x} - \frac{v_{Fg}^2}{3n_{g0}} \frac{\partial n_{g1}}{\partial x} + \frac{e_g}{m_g c} B_0 U_{gy} + \frac{\hbar^2}{4m_g^2 n_{g0}} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 n_{g1} \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_{g0} \frac{\partial}{\partial z}\right) U_{gy} = -\frac{e_g}{m_g} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{e_g U_{g0}}{m_g c} \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{v_{Fg}^2}{3n_{g0}} \frac{\partial n_{g1}}{\partial y} - \frac{e_g}{m_g c} B_0 U_{gx} + \frac{\hbar^2}{4m_g^2 n_{g0}} \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 n_{g1} \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_{g0} \frac{\partial}{\partial z}\right) U_{gz} + \left(U_{gx} \frac{\partial}{\partial x} + U_{gy} \frac{\partial}{\partial y}\right) U_{g0} = -\frac{e_g}{m_g} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{e_g}{m_g c} \frac{\partial A_z}{\partial t} - \frac{v_{Fg}^2}{3n_{g0}} \frac{\partial n_{g1}}{\partial z} + \frac{\hbar^2}{4m_g^2 n_{g0}} \frac{\partial}{\partial z} \nabla^2 n_{g1} + \frac{F_{Pzg}}{m_g n_{g0}} n_{g1} \quad (7)$$

و معادله پیوستگی برای هر سه ذره [۶۳]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_{g0} \frac{\partial}{\partial z}\right) n_{g1} + \frac{\partial}{\partial x} (n_{g0} U_{gx}) + \frac{\partial}{\partial y} (n_{g0} U_{gy}) + n_{g0} \frac{\partial}{\partial z} (U_{gz}) = 0 \quad (8)$$

باید توجه کرد که برای مد عادی لیزر در نظر گرفته شده در این مقاله نیروی اثرگذار در جهت z خواهد بود. با توجه به اینکه یون‌ها به صورت سرد، غیرتبهگن و ثابت در زمینه با $U_{i0} \cong 0$ و $T_i \cong 0$ در نظر گرفته شده‌اند، جملاتی که شامل U_{i0} و T_i (و به تبع آن V_{Fi}) می‌باشند برای معادلات مربوط به یون حذف خواهند شد. از طرفی با توجه به بزرگی بودن جرم یون‌ها، نیروهای ناشی از اصلاحات کوانتومی: $\frac{\hbar^2}{4m_g^2 n_{g0}} \nabla^2 n_{g1}$ و همین‌طور نیروی اثرگذار القاء شده بر یون‌ها با توجه به تعریف آن (و وابستگی آن به معکوس جرم) و نسبت $F_{Pzi}/F_{Pze} = M/m$ در مقابل نیروی اثرگذار الکترون، قابل چشم‌پوشی خواهند بود. باید توجه داشت که $F_{Pzp} = F_{Pze}$ است. با استفاده از معادلات (۵) و (۶) برای هر سه ذره الکترون، پوزیترون و یون به صورت جداگانه، با اعمال تقریب فرکانس کوتاه و جای‌گذاری آن‌ها در رابطه (۸)، داریم:

$$U_{gz} = \left[\frac{\omega_g}{n_{g0} k_z} + \frac{m_g c \chi_g}{e_g n_{g0} k_z} (k_y \mathfrak{B} - k_x \mathfrak{R}) \right] n_{g1} + \frac{c}{n_{g0} k_z} (k_y \mathfrak{B}_g - k_x \mathfrak{R}_g) \varphi - \frac{1}{n_{g0} k_z} \left[\left(\mathfrak{B}_g U_{g0} + \epsilon_g \frac{e_g n_{g0}}{m_g c} \mathfrak{U}_{gx} \right) k_y - \left(\mathfrak{R}_g U_{g0} + \epsilon_g \frac{e_g n_{g0}}{m_g c} \mathfrak{U}_{gy} \right) k_x \right] A_z \quad (9)$$

که در آن:

$$\begin{aligned} \mathfrak{B} &= -\frac{1}{B_0} \left(\frac{\partial}{\partial x} \ln B_0 \right) = -\frac{1}{B_0} \mathfrak{L}_{Bx} \quad , \quad \mathfrak{B}_\varphi = \frac{n_{\varphi 0}}{B_0} \left(\frac{\partial}{\partial x} \ln \frac{n_{\varphi 0}}{B_0} \right) = \\ & \frac{n_{\varphi 0}}{B_0} (\mathfrak{L}_{n_{\varphi x}} - \mathfrak{L}_{Bx}) \quad , \\ \mathfrak{R} &= -\frac{1}{B_0} \left(\frac{\partial}{\partial y} \ln B_0 \right) = -\frac{1}{B_0} \mathfrak{L}_{By} \quad , \quad \mathfrak{R}_\varphi = \frac{n_{\varphi 0}}{B_0} \left(\frac{\partial}{\partial y} \ln \frac{n_{\varphi 0}}{B_0} \right) = \\ & \frac{n_{\varphi 0}}{B_0} (\mathfrak{L}_{n_{\varphi y}} - \mathfrak{L}_{By}) \quad , \quad \mathfrak{U}_{\varphi x} = \frac{1}{\omega_c} \frac{\partial U_{\varphi 0}}{\partial x} \quad , \quad \mathfrak{U}_{\varphi y} = \frac{1}{\omega_c} \frac{\partial U_{\varphi 0}}{\partial y} \\ & \omega_\varphi = \omega - k_z U_{\varphi 0} \quad , \quad \chi_\varphi = \left(\frac{V_{F\varphi}^2}{3} + \frac{\hbar^2 k^2}{4m_\varphi^2} \right) \quad , \end{aligned}$$

فرض‌های در نظر گرفته شده، $\chi_i \cong 0$ و $\mathfrak{U}_{ix} \cong 0$ و $\mathfrak{U}_{iy} \cong 0$ خواهند بود. از این رو، رابطه مورد نظر برای یون‌ها به صورت زیر است:

$$U_{iz} = \frac{\omega}{n_{i0} k_z} n_{i1} + \frac{c}{n_{i0} k_z} (k_y \mathfrak{B}_i - k_x \mathfrak{R}_i) \varphi \quad (10)$$

با جایگذاری رابطه (۹) در (۷) در تقریب فرکانس کوتاه، رابطه زیر برای هر سه ذره الکترون، پوزیترون و یون بدست می‌آید:

$$\lambda_{\varphi 1} n_{\varphi 1} + \lambda_{\varphi 2} \varphi + \lambda_{\varphi 3} A_z = 0 \quad (11)$$

که در آن:

$$\lambda_{\varphi 1} = \frac{\omega_\varphi^2}{n_{\varphi 0} k_z} + \frac{\chi_\varphi}{n_{\varphi 0}} \left[\frac{m_\varphi c \omega_\varphi}{e_\varphi k_z} (k_y \mathfrak{B} - k_x \mathfrak{R}) - (k_z - \epsilon_\varphi (\mathfrak{U}_{\varphi x} k_y - \mathfrak{U}_{\varphi y} k_x)) \right] - \frac{iF_{Pz\varphi}}{m_\varphi n_{\varphi 0}} \quad (12)$$

$$\lambda_{\varphi 2} = \frac{c}{n_{\varphi 0} k_z} \omega_\varphi (k_y \mathfrak{B}_\varphi - k_x \mathfrak{R}_\varphi) - \frac{e_\varphi}{m_\varphi} (k_z - \epsilon_\varphi (\mathfrak{U}_{\varphi x} k_y - \mathfrak{U}_{\varphi y} k_x)) \quad (13)$$

$$\lambda_{\varphi 3} = -\frac{\omega_\varphi}{n_{\varphi 0} k_z} \left[\left(\mathfrak{B}_\varphi U_{\varphi 0} + \epsilon_\varphi \frac{e_\varphi n_{\varphi 0}}{m_\varphi c} \mathfrak{U}_{\varphi x} \right) k_y - \left(\mathfrak{R}_\varphi U_{\varphi 0} + \epsilon_\varphi \frac{e_\varphi n_{\varphi 0}}{m_\varphi c} \mathfrak{U}_{\varphi y} \right) k_x \right] - \frac{e_\varphi U_{\varphi 0}}{m_\varphi c} \epsilon_\varphi (\mathfrak{U}_{\varphi x} k_y - \mathfrak{U}_{\varphi y} k_x) + \frac{e_\varphi \omega}{m_\varphi c} \quad (14)$$

که البته این روابط برای یون به صورت زیر کاسته می‌شود:

$$\lambda_{i1} = \frac{\omega^2}{n_{i0} k_z} \quad (15)$$

$$\lambda_{i2} = \frac{c}{n_{i0} k_z} \omega (k_y \mathfrak{B}_i - k_x \mathfrak{R}_i) - \frac{\beta Z e}{M} k_z \quad (16)$$

$$\lambda_{i3} = \frac{\beta Z}{Mc} \quad (17)$$



با توجه به فرض‌های در نظر گرفته شده برای سرعت‌های اشاره‌ای الکترون و پوزیترون به صورت:
 $\mathcal{U}_{ex} = -\mathcal{U}_{px} =$ روابط: $\frac{\partial U_{e0}}{\partial y} = -\frac{\partial U_{p0}}{\partial y} = \frac{\partial U_0}{\partial y}$ و $\frac{\partial U_{e0}}{\partial x} = -\frac{\partial U_{p0}}{\partial x} = \frac{\partial U_0}{\partial x}$
 $U_{p0} \cong U_{e0} =$ شرط بر اساس $\mathcal{U}_{ey} = -\mathcal{U}_{py} = \mathcal{U}_y$ و \mathcal{U}_x
 U_0 رابطه $\dot{\omega}_p = \dot{\omega}_e = \dot{\omega}$ برقرار است که در این صورت ضرایب λ_{g1} ، λ_{g2} و λ_{g3} برای الکترون و پوزیترون به صورت زیر در خواهد آمد:

$$\lambda_{g1} = \frac{\dot{\omega}^2}{n_{g0}k_z} + \frac{\chi_g}{n_{g0}} \left[\frac{mc}{e_g} \dot{\omega} (k_y \mathfrak{B} - k_x \mathfrak{R}) - (k_z + (\mathcal{U}_x k_y - \mathcal{U}_y k_x)) \right] - \frac{iF_{PZg}}{mn_{g0}} \quad (18)$$

$$\lambda_{g2} = \frac{c}{n_{g0}k_z} \dot{\omega} (k_y \mathfrak{B}_g - k_x \mathfrak{R}_g) - \frac{e_g}{m} (k_z + (\mathcal{U}_x k_y - \mathcal{U}_y k_x)) \quad (19)$$

$$\lambda_{g3} = -\frac{\dot{\omega}}{n_{g0}k_z} \left[(\mathfrak{B}_g U_0 - \frac{e_g n_{g0}}{mc} \mathcal{U}_x) k_y - (\mathfrak{R}_g U_0 - \frac{e_g n_{g0}}{mc} \mathcal{U}_y) k_x \right] + \frac{e_g U_0}{mc} (\mathcal{U}_x k_y - \mathcal{U}_y k_x) + \frac{e_g \omega}{mc} \quad (20)$$

حال با استفاده از قانون آمپر به صورت [۷]:

$$\nabla_{\perp}^2 A_z = -\frac{4\pi}{c} J_z \quad (21)$$

که در آن، برای پلاسماهای ای-پی-آی $J_z = \beta Z n_{i0} U_{iz} + e n_{p0} U_{pz} - e n_{e0} U_{ez} +$ برای پلاسماهای ای-آی-آی: $J_z = \beta Z n_{i0} U_{iz} - e n_{e0} U_{ez} - e U_0 (n_{p1} - n_{e1})$ از طرفی با توجه به رابطه شبه‌خستگی بودن روابط: $\beta Z \mathfrak{B}_i + \mathfrak{B}_p - \mathfrak{B}_e = 0$ و $\beta Z \mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_p - \mathfrak{R}_e = 0$ برای U_{gz} ، و رابطه (۱۱)، رابطه زیر برای پلاسماهای ای-پی-آی بدست خواهد آمد:

$$\mathcal{H}_{1epi} A_z + \mathcal{H}_{2epi} \varphi = 0 \quad (22)$$

که در آن:

$$\mathcal{H}_{1epi} = \frac{1}{k_z} \left\{ (\beta Z \lambda_{i3} \lambda_{e1} \lambda_{p1} + \lambda_{p3} \lambda_{i1} \lambda_{e1} - \lambda_{e3} \lambda_{i1} \lambda_{p1}) \omega + \frac{mc}{e} (k_y \mathfrak{B} - k_x \mathfrak{R}) (\chi_p \lambda_{p3} \lambda_{i1} \lambda_{e1} - \chi_e \lambda_{e3} \lambda_{i1} \lambda_{p1}) + \left[U_0 (k_y (\mathfrak{B}_p - \mathfrak{B}_e) - k_x (\mathfrak{R}_p - \mathfrak{R}_e)) + \frac{e}{mc} (n_{p0} + n_{e0}) (\mathcal{U}_y k_x - \mathcal{U}_x k_y) + \frac{ck_z}{4\pi e} (k_x^2 + k_y^2) \right] \lambda_{e1} \lambda_{i1} \lambda_{p1} \right\} \quad (23)$$

$$\mathcal{H}_{2epi} = \frac{1}{k_z} \left\{ (\beta Z \lambda_{i2} \lambda_{e1} \lambda_{p1} + \lambda_{p2} \lambda_{i1} \lambda_{e1} - \lambda_{e2} \lambda_{i1} \lambda_{p1}) \omega + \frac{mc}{e} (k_y \mathfrak{B} - k_x \mathfrak{R}) (\chi_p \lambda_{p2} \lambda_{i1} \lambda_{e1} - \chi_e \lambda_{e2} \lambda_{i1} \lambda_{p1}) \right\} \quad (24)$$



که این رابطه برای پلاسمای ای-آی به صورت زیر در خواهد آمد:

$$\mathcal{H}_{1ei}A_z + \mathcal{H}_{2ei}\varphi = 0 \quad (25)$$

که در آن:

$$\mathcal{H}_{1ei} = \frac{1}{k_z} \left\{ (\beta Z \lambda_{i3} \lambda_{e1} - \lambda_{e3} \lambda_{i1}) \omega + \frac{mc}{e} \chi_e (k_y \mathfrak{B} - k_x \mathfrak{R}) \lambda_{e3} \lambda_{i1} + \left[U_0 (\mathfrak{R}_e k_x - k_y \mathfrak{B}_e) + \frac{e}{mc} n_{e0} (\mathfrak{U}_y k_x - \mathfrak{U}_x k_y) + \frac{ck_z}{4\pi e} (k_x^2 + k_y^2) \right] \lambda_{e1} \lambda_{i1} \right\} \quad (26)$$

$$\mathcal{H}_{2ei} = \frac{1}{k_z} \left\{ (\beta Z \lambda_{i2} \lambda_{e1} - \lambda_{e2} \lambda_{i1}) \omega + \frac{mc}{e} (k_y \mathfrak{B} - k_x \mathfrak{R}) \chi_e \lambda_{e2} \lambda_{i1} \right\} \quad (27)$$

از طرفی با استفاده از معادله پوآسون به صورت کلی: $\nabla^2 \varphi = 4\pi \sum_{e,p,i} e_g n_{g1}$ ، و استفاده از رابطه (۱۱)، رابطه زیر برای پلاسمای ای-پی-آی به صورت زیر بدست می آید:

$$\mathcal{H}_{3epi}A_z + \mathcal{H}_{4epi}\varphi = 0 \quad (28)$$

که در آن:

$$\mathcal{H}_{3epi} = 4\pi e (\beta Z \lambda_{i3} \lambda_{p1} \lambda_{e1} + \lambda_{p3} \lambda_{e1} \lambda_{i1} - \lambda_{e3} \lambda_{p1} \lambda_{i1}) \quad (29)$$

$$\mathcal{H}_{4epi} = k^2 \lambda_{i1} \lambda_{e1} \lambda_{p1} + 4\pi e (\beta Z \lambda_{i2} \lambda_{p1} \lambda_{e1} + \lambda_{p2} \lambda_{e1} \lambda_{i1} - \lambda_{e2} \lambda_{p1} \lambda_{i1}) \quad (30)$$

و برای پلاسمای ای-آی به صورت:

$$\mathcal{H}_{3ei}A_z + \mathcal{H}_{4ei}\varphi = 0 \quad (31)$$

که در آن:

$$\mathcal{H}_{3ei} = 4\pi e (\beta Z \lambda_{i3} \lambda_{e1} - \lambda_{e3} \lambda_{i1}) \quad (32)$$

$$\mathcal{H}_{4ei} = k^2 \lambda_{e1} \lambda_{i1} + 4\pi e (\beta Z \lambda_{i2} \lambda_{e1} - \lambda_{e2} \lambda_{i1}) \quad (33)$$

حال برای هر دو پلاسمای ای-پی-آی و ای-آی دستگاه معادلات را به صورت جداگانه حل کرده و رابطه پاشندگی را برای هر پلاسمای ای-پی-آی و ای-آی بدست می آوریم، برای پلاسمای ای-پی-آی رابطه پاشندگی از حل معادله زیر بدست می آید:

$$\mathcal{H}_{1epi} \mathcal{H}_{4epi} - \mathcal{H}_{2ep} \mathcal{H}_{3ep} = 0 \quad (34)$$

و برای پلاسمای ای-آی رابطه پاشندگی از حل معادله زیر بدست می آید:

$$\mathcal{H}_{1ei} \mathcal{H}_{4ei} - \mathcal{H}_{2ei} \mathcal{H}_{3ei} = 0 \quad (35)$$



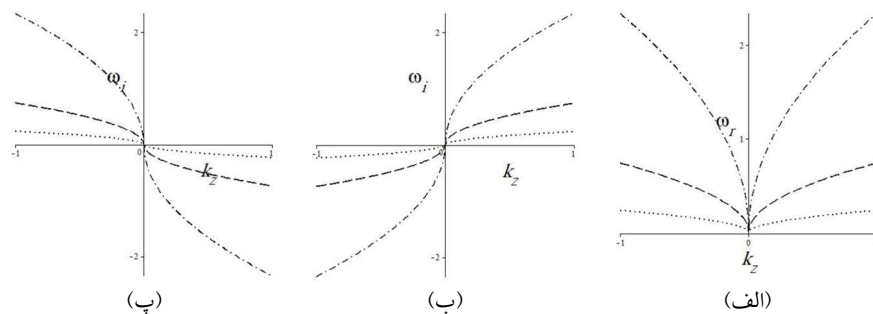
هر یک از این روابط پاشندگی به ازای پارامترهای اولیه پلاسما مورد نظر و همچنین شیب عرضی آنها، در دو راستای موازی و عمود بر راستای انتشار لیزر به صورت جداگانه بررسی شده است. این روابط در نبود نوآوری‌های اعمال شده به روابط موجود در مقالات منبع کاهش یافته و با روابط آنها همخوانی کامل دارد. از جمله این که:

الف) در نبود تب لیزری و برای یک پلاسما یکنواخت، رابطه پاشندگی در این مقاله به رابطه پاشندگی منبع [۷] کاهش می‌یابد.

ب) در حضور تب لیزری و در یک پلاسما غیر کوانتومی یکنواخت نتایج ما با روابط موجود در منبع [۶۴] در هماهنگی کامل است.

پ) در نبود تب لیزری و برای امواج الکتروستاتیک نتایج این مطالعه به روابط موجود در منبع [۶۳] کاهش می‌یابد.

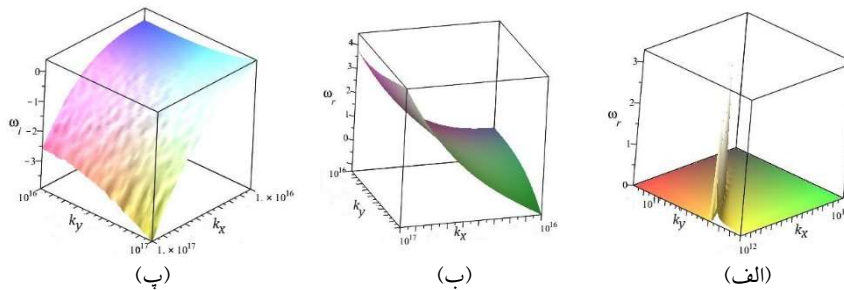
روابط بدست آمده در این مقاله بسیار پیچیده و طولانی بوده و مقادیر عددی آنها و همچنین نمودارها با استفاده از نرم‌افزار میپل رسم شده‌اند.



شکل ۱ منحنی مربوط به قسمت حقیقی (ω_r) و موهومی (ω_i) امواج موازی بر حسب k_z ، در هر دو پلاسما ای-آی و ای-پی-آی، برای دو حالت جذب تب لیزری در پلاسما ($F_{pz} > 0$): منحنی‌های (الف) و (ب)، و تقویت تب لیزری ($F_{pz} < 0$): منحنی‌های (الف) و (ب)، برای سه مقدار متفاوت نیروی اثرگذار: $F_{pz} = 10^{-4}$ (dash-dot) $F_{pz} = 10^{-5}$ (dash) $F_{pz} = 10^{-6}$ (dot).

۳. بررسی امواج موازی و عمود برای پلاسماهای الکترون-پوزیترون-یون و الکترون-یون

امواج الکترومغناطیس در دو پلاسما ی-ای-پی-آی و ای-آی-آی به ازای مقادیر مختلف کمیت‌های زمینه‌ای پلاسما مورد نظر و همین‌طور شدت‌های مختلف نور لیزر، در دو راستای موازی و عمود بر راستای انتشار لیزر بررسی شده است. این بررسی‌ها به ازای مقادیر کمیت‌های اولیه [۶۵-۶۹] از جمله چگالی اولیه ذرات پلاسما، n_{e0} ، n_{p0} و n_{i0} در حدود 10^{20} cm^{-3} تا 10^{21} cm^{-3} ، و همچنین $\beta = 1$ ، $Z = 1$ و $M = 1.6744 \times 10^{-24} \text{ g}$ برای یون، شدت میدان مغناطیسی B_0 از 10^6 G تا 10^7 G و سرعت اولیه U_0 از 10^5 cm/s تا 10^7 cm/s در نظر گرفته شده است. شیب‌های نسبی \mathcal{L}_{By} ، \mathcal{L}_{Bx} ، \mathcal{L}_{ngy} ، \mathcal{L}_{ngx} ، \mathcal{U}_{gy} و \mathcal{U}_{gx} مقادیری بین ۰ تا ۱ اتخاذ می‌کنند. لیزر تب کوتاه، فرکانسی در حدود 10^{15} Hz و بیشتر دارد، بنابراین این لیزر می‌تواند در پلاسما مورد بحث نفوذ کند. نیروی اثرگذار متوسط اعمالی بر یک ذره به ازای مقادیر 10^{-4} ، 10^{-5} ، 10^{-6} dyn ، هم برای حالت تقویت لیزر و هم برای میرایی آن در پلاسما مورد مطالعه قرار گرفته است.



شکل ۲ امواج عمود مربوط به پلاسما الکترون-یون در صفحه k_x و k_y . شکل (الف): مربوط به امواج به سرعت‌های جایگزیده به ازای $\mathcal{L}_{By} = 0.7$ ، $\mathcal{L}_{Bx} = 0.3$ ، $\mathcal{L}_{ney} = \mathcal{L}_{niy} = 0.8$ ، $\mathcal{L}_{nex} = \mathcal{L}_{nix} = 0.3$ و $\mathcal{U}_y = 0.6$ و $\mathcal{U}_x = 0.3$ ، شکل (ب): قسمت حقیقی امواج، و شکل (پ): ناپایداری‌های مربوط به این امواج به ازای $(\mathcal{L}_{By} = 0.4$ و $\mathcal{L}_{Bx} = 0.1)$ ، را نشان می‌دهد. ω_r از مرتبه 10^{34} و ω_i از مرتبه 10^{26} .

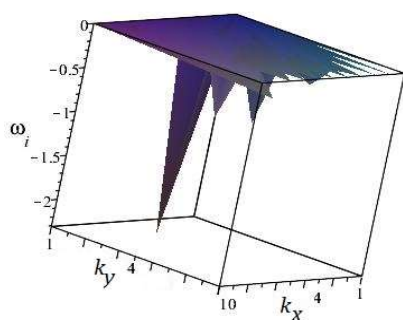
۳-۱ امواج موازی

بررسی امواج موازی تحت تأثیر امواج لیزر در شرایط یکسان پلاسمایی برای هر دو پلاسما ی-ای-پی-آی و ای-آی-آی رفتار مشابهی نشان داد. مشخص شد که مؤثرترین عامل برای هر دو پلاسما در راستای موازی، نیروی اثرگذار لیزر، با توجه به جهت در نظر گرفته شده برای این نیرو می‌باشد. به

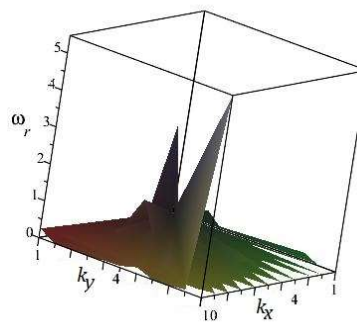


صورتی که، مطابق با شکل (۱)، افزایش این نیرو سبب افزایش سرعت‌های فاز و گروه امواج پلاسمایی و میزان ناپایداری آن‌ها می‌شود. باید توجه داشت که این نیرو در حالت کوانتومی دارای جملات اصلاحی اضافی می‌باشد.

بنابراین در حالت کوانتومی سرعت‌های امواج و همچنین میزان ناپایداری آن‌ها تغییر می‌کند. از طرفی برای پلاسمای در معرض میدان مغناطیسی، نیز این نیرو تغییر می‌یابد. از این رو، برای یک مغناطوپلاسمای کوانتومی سرعت‌های امواج و میزان ناپایداری آن‌ها نسبت به یک پلاسمای غیرمغناطیسی غیر کوانتومی تغییر خواهد کرد. همچنین، بر اساس بررسی‌ها امواج در راستای موازی تنها تحت تأثیر مقادیر کمیت‌های اولیه چگالی عددی و سرعت‌های اولیه ذرات می‌باشند و تأثیر آن‌ها از میدان مغناطیسی خارجی از راه حضور نیروی اثرگذار لیزر می‌باشد. لازم به یادآوری است که مقدار شیب عرضی این کمیت‌های اولیه هیچ تأثیری در انتشار امواج موازی ندارد.



(ب)



(الف)

شکل ۳ امواج عمود مربوط به پلاسمای الکترون-پوزیترون-یون در صفحه k_x و k_y . شکل (الف) مربوط به قسمت حقیقی فرکانس موج و شکل (ب) مرتبط با ناپایداری‌های امواج مربوطه (به ازای $E_{By} = E_{Bx} = 0.4$) می‌باشند. ω_r و ω_i از مرتبه 10^4 می‌باشند.

بر اساس تعریف نیروی اثرگذار، چنانچه این نیرو مثبت باشد، $F_{pz} > 0$ ، در حقیقت دامنه موج لیزر در جهت حرکت کاهش پیدا کرده، که این موضوع بر اساس بررسی‌ها موجب تقویت امواج پلاسمایی شده که در جهت لیزر حرکت می‌کنند و در جهت مخالف آن میرا می‌شوند. در حالی که،

در صورت منفی بودن این نیرو، $F_{pz} < 0$ ، امواج پلاسمایی انتشار یافته در جهت لیزر میرا شده، و در خلاف جهت آن رشد خواهند کرد.

۳-۲ امواج عمود

براساس بررسی‌ها، مشاهده شد که این دو پلاسما رفتارهای متفاوتی را در جهت عمود بر انتشار لیزر از خود نشان می‌دهند. در هر دو پلاسما امواج عمودی به صورت مستقیم تحت تأثیر مقادیر کمیت‌های اولیه چگالی عددی، سرعت اولیه و میدان مغناطیسی خارجی است. این امواج بسیار زیاد تحت تأثیر شیب عرضی این کمیت‌ها می‌باشند. به صورتی که رفتار امواج پلاسمایی به ازای حضور تک تک شیب‌ها در هر دو پلاسما به صورت کامل در بخش بعد بررسی شده است.

۳-۲-۱ بررسی حالت‌های مختلف حضور شیب عرضی کمیت‌های اولیه بر روی امواج عمود در هر دو پلاسمای ای-پی-آی و ای-آی

الف) در نبود همه شیب‌های عرضی:

در این حالت برای هر دو پلاسما مشاهده شد که انتشاری وجود ندارد، به عبارتی در غیاب همه شیب‌های عرضی زمانی که پلاسما در صفحه x و y یکنواخت هست موج پلاسمایی منتشر نمی‌شود.

ب) در حضور شیب سرعت اولیه ($u_x \neq 0, u_y \neq 0$):

در این صورت نیز مشاهده می‌شود که در هیچ کدام از دو پلاسمای ای-پی-آی و ای-آی انتشار عمودی وجود ندارد، به عبارتی حضور شیب سرعت اولیه در هیچ کدام از دو پلاسما، نمی‌تواند عامل انتشار امواج الکترومغناطیس پلاسمایی در این راستا باشد.

پ) در حضور شیب چگالی عددی اولیه ($n_x \neq 0, n_y \neq 0$):

در این حالت مشاهده شد که در هر دو پلاسما امواج به ازای طول موج‌های مشخص سرعت‌های بالایی دارند و در دیگر طول موج‌ها سرعت‌ها ناچیز می‌باشند، مشابه با شکل ۲ (الف) (به اصطلاح این حالت را با نام سرعت‌های جایگزیده تعریف می‌کنیم) و امواج در این حالت به صورت پایا منتشر می‌شوند.

ت) در حضور شیب میدان مغناطیسی خارجی ($B_x \neq 0, B_y \neq 0$):

در این حالت مشخص شد که امواجی که در دو پلاسما منتشر می‌شوند رفتارهای متفاوتی دارند. بر اساس بررسی‌های انجام شده در پلاسمای ای-آی و با توجه به شکل ۲ (ب) و (پ)، امواج به همراه



ناپایداری در بازه‌هایی مشخص از طول موج منتشر می‌شوند. در پلاسمای ای-پی-آی امواج می‌توانند به همراه ناپایداری و یا در بعضی طول موج‌ها بدون ناپایداری منتشر شوند (شکل ۳).

ث) در حضور هم‌زمان شیب‌های چگالی اولیه و سرعت اولیه ($E_{nx} \neq 0, E_{ny} \neq 0$ و $U_x \neq 0, U_y \neq 0$):

در این حالت نیز در هر دو پلاسما مشاهده شد که امواج به ازای طول موج‌های مشخص سرعت‌های بالایی دارند به عبارتی امواج با سرعت‌های جایگزیده همانند شکل ۲ (الف)، و به حالت پایا منتشر می‌شوند.

ج) در حضور هم‌زمان شیب‌های میدان مغناطیسی و چگالی اولیه ($E_{Bx} \neq 0, E_{By} \neq 0$ و $E_{nx} \neq 0, E_{ny} \neq 0$):

بر اساس بررسی‌ها مشاهده شد که در این حالت رفتار امواج در دو پلاسمای مورد بحث متفاوت می‌باشد. به صورتی که، در پلاسمای ای-آی امواج در بازه‌هایی مشخص از طول موج به صورت ناپایدار می‌توانند منتشر شوند، همین‌طور امواجی با سرعت‌های جایگزیده ناپایدار نیز مشاهده شد. اگرچه در پلاسمای ای-پی-آی امواج مشاهده شده بدون ناپایداری می‌توانند منتشر شوند.

چ) در حضور هم‌زمان شیب‌های میدان مغناطیسی و سرعت اولیه ($U_x \neq 0, U_y \neq 0$ و $E_{Bx} \neq 0, E_{By} \neq 0$):

در این حالت مشاهده شد که در پلاسمای ای-آی امواج در بازه‌هایی مشخص از طول موج می‌توانند منتشر شوند، همین‌طور امواج با سرعت‌های جایگزیده نیز مشاهده شد، این امواج به صورت ناپایدار در پلاسما انتشار می‌یابند. در حالی که در پلاسمای ای-پی-آی امواج با رفتارهای متفاوت به صورت پایا و یا در بعضی طول موج‌ها به صورت ناپایدار می‌توانند منتشر شوند.

ح) در حضور هم‌زمان هر سه شیب میدان مغناطیسی، چگالی اولیه و سرعت اولیه ($U_x \neq 0, U_y \neq 0$ و $E_{nx} \neq 0, E_{ny} \neq 0$ ، $E_{Bx} \neq 0, E_{By} \neq 0$):

در این حالت نیز رفتار امواج در هر دو پلاسما متفاوت می‌باشد. به صورتی که، در پلاسمای ای-آی امواج در بازه‌های مشخصی از طول موج می‌توانند منتشر شوند، همچنین، امواج با سرعت‌های جایگزیده نیز مشاهده شد. امواج منتشر شده در این پلاسما ناپایدار می‌باشند. در حالی که در پلاسمای ای-پی-آی در این حالت امواج به صورت پایا منتشر می‌شوند.

۴. نتیجه گیری

امواج الکترومغناطیس در مغناطوپلاسماهای ای-پی-آی و ای-آی در حالت کوانتومی در اندرکنش با نور لیزر با تب کوتاه در دو جهت موازی و عمود بر جهت انتشار لیزر مورد بررسی قرار گرفت. بررسی ها نشان دادند که پاسخ این دو پلاسما در شرایط مشابه در جهت موازی نسبت به نور لیزر کمابیش یکسان می باشد، ولی در جهت عمود رفتارهای متفاوتی نشان می دهند، که در متن مقاله این تفاوت ها به صورت کامل بیان شده اند. این تفاوت رفتار زمانی خود را نشان می دهد که شیب میدان مغناطیسی حضور دارد. چرا که در نبود این شیب و در شرایط مشابه در دو پلاسما، یا امواج عمود منتشر نمی شوند و یا امواج با سرعت های جایگزیده، بدون ناپایداری (به حالت پایا) منتشر می شوند. در حالی که در حضور این شیب امواج انتشار یافته در پلاسما ای-آی به همراه ناپایداری بوده ولی در پلاسما ای-پی-آی امواج می توانند به حالت پایا نیز وجود داشته و رفتار امواج در دو پلاسما در شرایط مشابه متفاوت می باشد.

بر اساس بررسی ها، امواج در جهت موازی بیشترین تأثیر را از نیروی اثرگذار لیزر دارند، به صورتی که افزایش این نیرو سبب افزایش سرعت های فاز و گروه امواج پلاسمایی و میزان ناپایداری آن ها می شود. از طرفی اصلاحات کوانتومی در یک مغناطوپلاسما، سبب تغییر مقدار این نیرو نسبت به یک پلاسما غیر کوانتومی غیر مغناطیسی شده و سرعت های امواج پلاسمایی و میزان ناپایداری آن ها را تغییر می دهد. کمیت های اولیه چگالی عددی و سرعت اولیه به صورت مستقیم بر امواج در این راستا تأثیر دارند، در حالی که تأثیر میدان مغناطیسی خارجی به دلیل حضور نیروی اثرگذار لیزر می باشد. شیب عرضی این کمیت ها هیچ تأثیری بر انتشار امواج در این راستا ندارند. در حالی که در جهت عمود نه تنها کمیت های اولیه چگالی عددی، سرعت اولیه و میدان مغناطیسی خارجی هر سه به صورت مستقیم بر سرعت های امواج و میزان ناپایداری آن ها تأثیر دارند، بلکه شیب عرضی آن ها نیز به شدت امواج پلاسمایی در این راستا را تحت تأثیر قرار می دهند. منحنی های رسم شده نشان دادند که جذب لیزر در پلاسما موجب تقویت امواج انتشار یافته در جهت لیزر شده، و امواج انتشار یافته در جهت مخالف را میرا می کند. از این رو، نیروی اثرگذار از راه تقویت امواج پلاسمایی می تواند سبب شتاب دهی ذرات پلاسما شود. از طرفی چنانچه موج لیزر در پلاسما تقویت شود می تواند سبب میرایی امواج انتشار یافته در جهت لیزر و سبب رشد آن ها در جهت مخالف شود. نشان داده شد که روابط به دست آمده برای پلاسماهای مورد بحث در حالات ویژه به روابط موجود در منابع [۶۴،۶۳،۷] کاهش یافته و با آن ها در هماهنگی کامل است.



نتایج به دست آمده ما را در درک امواج انتشار یافته در پلاسماهای فضایی، که اغلب شامل حضور یون‌ها افزون بر پوزیترون‌ها در پلاسماهای ای-پی هستند، یاری می‌کنند. همچنین، در آزمایشگاه می‌توان با تنظیم پارامترهای اولیه پلاسما و شدت نور لیزر، پلاسما را برای اهداف ویژه تنظیم نمود.

۵. تقدیر و تشکر

نویسندگان از دانشگاه صنعتی سهند به دلیل حمایت‌های همه‌جانبه تشکر می‌کنند.

منابع

- [1] Ress M.J., In: Gbbons W.G, Siklos S., editors. The Very Early Universe. Cambridge: Cambridge University Press; 1993.
- [2] Ruderman M.A., Shutterland P.G., Theory of pulsars-Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation, *Appl. Phys.* **196**, 51, 1975.
- [3] Liang E.P., Wilks S.C., Tabak M., Pair Production by Ultraintense Lasers, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 4887, 1998; Gahn C., Tsakiris G.D., Pretzler G., et al., Generation positrons with femtosecond-laser pulses, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2662, 2000.
- [4] Berezhiani V.I., Tskhakaya D.D., Shukla P. K., Pair production in a strong wake field driven by an intense short laser pulse, *Phys. Rev. A*, **46**, 6608, 1992; Marklund M., Shukla P.K., Nonlinear collective effects in photon-photon and photon-plasma interactions, *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 591, 2006.
- [5] Helander P., and Ward D.J., Positron Creation and Annihilation in Tokamak Plasmas with Runaway Electrons, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 135004, 2003.
- [6] Mourou G.A., Barty C.P.J., Perry M.D., Ultrahigh-Intensity Lasers: Physics of Extreme on a Tabletop, *Phys. Today*, **51**, 22, 1998.
- [7] Khan S. A., Ayub M. K., and Ahmad Ali, Low frequency electromagnetic oscillations in dense degenerate electron-positron pair plasma, with and without ions, *Physics of plasma*, **19**, 102104, 2012.
- [8] Trivelpiece A.W., *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion*, **1**, 57, 1972.
- [9] Zank G.P., and Greaves R.G., Linear and nonlinear modes in nonrelativistic electron-positron plasmas, *Phys. Rev. E*, **51**, 6079, 1995.
- [10] Surko C.M., Levental M., Passner A., Positron Plasma in the Laboratory, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 901-904, 1989.
- [11] Shatashvili N.L., Rao N.N., Localized nonlinear structures of intense electromagnetic waves in two-electron-temperature electron-positron-ion plasmas, *Phys. Plasmas*, **6**, 66-71, 1999.
- [12] Tsintsadze L.N., Stability of a charged plane surface of an electron-positron-ion plasma, *Physics of Plasma*, **11**, 4107, 1998.
- [13] Saleem H., Haque Q., Vranješ J., Nonlinear drift waves in electron-positron-ion plasmas, *Phys Rev. E*, **67**, 057402, 2003.
- [14] Haque Q., Vortex structures in dense electron-positron-ion plasmas. *Phys. Scr.* **80**, 055501, 2009.
- [15] Tajima T., Taniuti T., Nonlinear interaction of photons and phonons in electron-positron plasmas, *Phys. Rev. A*, **42**, 3587-3602, 1990.
- [16] Chen F.F., Resistive Overstabilities and Anomalous "Diffusion", *Phys. Fluids*, **8**, 912, 1965.
- [17] Andreev P.A., Spin-electron acoustic waves: The Landau damping and ion contribution in the spectrum, *Phys. Plasmas*, **23**, 062103, 2016.



- [18] Andreev P.A., Polyakov P.A., Kuz'menkov L.S., on a mechanism of high-temperature superconductivity: Spin-electron acoustic wave as a mechanism for the cooper pair formation, *Phys. Plasmas*, **24**, 102103, 2017.
- [19] Andreev P.A., Extraordinary SEAWs under influence of the spin-spin interaction and the quantum Bohm potential, *Phys. Plasmas*, **25**, 062114, 2018.
- [20] Moradi A., Energy behavior of extraordinary waves in magnetized quantum plasmas, *Phys. Plasmas*, **25**, 052123, 2018.
- [21] Jan Q., Mushtaq A., Ikram M., Non-linear Alfvén waves in spin-1/2 quantum plasma, *Phys. Plasmas*, **25**, 022903, 2018.
- [22] Jung Y.D., Quantum-mechanical effects on electron-electron scattering in dense high-temperature plasmas, *Phys. Plasmas*, **8**, 3842-3844, 2001.
- [23] Opher M., Silval L.O., Dauger D.E., Decyk V.K., Dawson J.M., Nuclear reaction rates and energy in stellar plasmas: The effect of highly damped modes, *Phys. Plasmas*, **8**, 2454-2460, 2001.
- [24] Chabrier G., Douchin F., Potekhin A.Y., Dense astrophysical plasmas, *J. Phys. Condense Matter*, **14**, 9133-9139, 2002.
- [25] Sentef M., Kampf A.P., Hembacher S., Mannhart J., Focusing quantum state on surfaces: A rout towards the design of ultrasmall electronic devices, *Phys. Rev. B*, **74**, 153407, 2006.
- [26] Shukla P.K., A new dust mode in quantum plasmas, *Phys. Lett. A*, **352**, 242-243, 2006.
- [27] Kremp D., Bornath Th., Bonitz M., Schlanges M., Quantum kinetic theory of plasmas in strong laser fields, *Phys. Rev. E*, **60**, 4725-4732, 1999.
- [28] Andreev P.A., Quantum kinetics of spinning neutral particles: General theory and Spin wave dispersion, *Phys. A*, **432**, 108-126, 2015.
- [29] Wang Y., Lu X., Eliasson B., Modulational instability of spin modified quantum magnetosonic waves in Fermi-Dirac-Pauli plasmas, *Phys. Plasmas*, **20**, 112115, 2013.
- [30] Chien T.Y., Chang C.L., Lee C. H., Lin J.Y., Wang J., Chen S.Y., Spatially Localized Self-Injection of Electrons in a Self-Modulated Laser-Wakefield Accelerator by Using Laser-Induced Transient Density Ramp, *Phys. Rev. Lett*, **94**, 115003, 2005.
- [31] Close D.H., Giuliano C.R., Hellwarth R.W., Hess L.D., McClung F.J., Wagner W.G., The self-focusing of the light of different polarizations, *IEEE J Quantum Electron*, **2**, 553-557, 1966.
- [32] Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A., Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE Trans Plasma, Sci* **PS-24**, 252-288, 1996.
- [33] Landau L., Lifshitz E., *Electrodynamics of Continuous Media*, 2nd Ed. (Pergamon, Oxford, (1984) Vol. 8 of Course of theoretical physics, pp. 62 and 260.
- [34] Washimi H., Karpman V., Ponderomotive force of a high-frequency electromagnetic field in a dispersive medium, *Sov. Phys. JETP* **44**, 528, 1976.
- [35] Pitaevskii L., Electric forces in a transparent dispersive medium, *Sov. Phys. JETP*, **12**, 1008, 1961.
- [36] Barash Y., Karpman V., Ponderomotive force of a high-frequency field in media with temporal and spatial dispersion, *Sov. Phys. JETP*, **58**, 1139, 1984.
- [37] Vladimirov S., On electric forces in a time-dependent medium, *Phys. Lett. A*, **219**, 233-237, 1996.
- [38] Klima R., Petrzilka V., On radiation pressure forces in cold magnetised plasma, *J. Phys. A*, **11**, 1687-1695, 1978.
- [39] Akama H., Nambu M., Ponderomotive forces for a Vlasov plasma, *Phys. Lett. A*, **84**, 68-70, 1981.
- [40] Lee N., Parks G., Ponderomotive force in a warm two-fluid plasma, *Phys. Fluids*, **26**, 724, 1983.
- [41] Ghildyal V., Kalra G., Ponderomotive force in an anisotropic temperature plasma, *Phys. Plasmas*, **5**, 390-394, 1998.



- [42] Lee N., Parks G., Ponderomotive force in a nonisothermal plasma, *Phys. Fluids*, **31**, 90-94, 1988.
- [43] D'Ippolito D., Myra J., Quasilinear theory of the ponderomotive force: Induced stability and transport in axisymmetric mirrors, *Phys. Fluids*, **28**, 1895, 1985.
- [44] Kentwell G., Jones D., The time-dependent ponderomotive force, *Phys. Rep*, **145**, 319-403, 1987.
- [45] Lehner T., Intense magnetic field generation by relativistic ponderomotive force in an underdense plasma, *Phys. Scr*, **49**, 704-711, 1994.
- [46] Mora P., Antenson T.M., Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas, *Jr. Phys. Plasma*, **4**, 217-229, 1997.
- [47] Naghashima K., Kishimoto Y., Takuma H., propagation of a relativistic ultrashort laser pulse in a near-critical-density plasma layer, *Phys. Rev. E*, **58**, 4937-4940, 1998.
- [48] Andreev A.A., Limpouch J., Ion acceleration in short-pulse laser-target interactions, *J. Plasma Phys*, **62**, 179, 1999.
- [49] Khachatryan A.G., Trapping, compression, and acceleration of an electron bunch in the nonlinear laser wakefield, *Phys. Rev. E*, **65**, 046504, 2002.
- [50] Tajima T., Dawson J.M., Laser electron accelerator, *Phys. Phys. Rev. Lett.*, **43**, 267-270, 1979.
- [51] Singh R., Sharma A., Tripathi V.K., Ponderomotive acceleration of electron by a self-focused laser pulse, *Phys. Plasmas*, **17**, 123109, 2010.
- [52] Sazergari V., Muizale M., Shokui B., Ponderomotive acceleration of electrons in the interaction of arbitrarily-polarized laser pulse with a tenuous plasma, *Phys. Plasmas*, **13**, 033102, 2006.
- [53] Mora P., Antonsen T.M., Kinetic modeling of intense short laser pulses propagating in tenuous plasmas, *Physics of Plasmas* **4**, 217-229, 1997.
- [54] Liu C.S., Tripathi V.K., Ponderomotive effect on electron acceleration by plasma wave and betatron resonance and short pulse laser, *Phys. Plasmas*, **12**, 043103, 2005.
- [55] Shokari B., Khorashady S.M., Pramana M., Oblique modulation of electron-acoustic waves in a Fermi electron-ion plasma, *Phys. Plasmas*, **61**, 1, 2003.
- [56] Shukla P.K., Dispersive electromagnetic drift modes in non-uniform quantum magneto plasmas, *Phys. Plasmas*, **13**, 082101, 2006.
- [57] Ali S., Dispersion properties of compressional electromagnetic waves in quantum dusty magnetoplasmas, *Phys. Plasmas*, **13**, 052113, 2006.
- [58] Liu H., He X.T., Chen S.G., Resonance acceleration of electrons in combined strong magnetic fields and intense laser fields, *Phys. Rev. E*, **69**, 066409, 2004.
- [59] Shukla P.K., Shukla Nitin, Stenflo L., Generation of magnetic fields by the ponderomotive force of electromagnetic waves in dense plasmas, *J. Plasma Physics*, **76**, 25-28, 2010.
- [60] Shukla Nitin, Shukla P. K., Eliasson B., and Stenflo L., Magnetization of a quantum plasma by photons, *Physics Letters A*, **374**, 1749-1750, 2010.
- [61] Shukla P.K., Eliasson B., Formation and Dynamics of Dark Solitons and Vortices in Quantum Electron Plasmas, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 245001, 2006.
- [62] Goldston R.J., Rutherford P.H., Introduction to plasma physics (IoP 1995), p. 365.
- [63] Moslem W.M., Ali S., Shukla P.K., Eliason B., Three dimensional electrostatic waves in a nonuniform quantum electron-positron magnetoplasma, *Physics Letters A*, **372**, 3471-3475, 2008.
- [64] Eliezer Shalom, The Interaction of High Power Lasers with Plasmas, IoP Publishing, Bristol and Philadelphia, 69-73, 2002.
- [65] Djebli Mourad, Dense Electron-Positron Pair Plasma Expansion, *Z. Naturforsch*, **70**, 875-880, 2015.
- [66] Shi Yuan, Qin Hong, and Fisch Nathaniel J., Laser-plasma interaction in magnetized environment, *Physics of Plasmas*, **25**, 055706, 2018.



- [67] Abdikian A., and Mahmood S., Acoustic solitons in a magnetized quantum electron-positron-ion plasma with relativistic degenerate electrons and positrons pressure, *Physics of Plasmas*, **23**, 122303, 2016.
- [68] El-Taibani W.F., Moslem W.M., Wadati Miki, Shukla P.K., On the instability of electrostatic waves in a nonuniform electron-positron magnetoplasma, *Physics Letters A*, **372**, 4067-4075, 2008.
- [69] Zheng Peng, Ridgers C.P., and Thomas A.G. R., The effect of nonlinear quantum electrodynamics on relativistic transparency and laser absorption in ultrarelativistic plasma, *NewJ. Phys.*, **17**, 043051, 2015.

© 2022 Alzahra University, Tehran, Iran. This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

