

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک اتمی ملکولی-پلاسما

بررسی پدیده خودکانونی موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا در پلاسمای مغناطیده

نگارنده: حامد قلندری

استاد راهنما:

دکتر مجتبی هاشم‌زاده

بهمن ۹۹

شماره:
تاریخ:

باسمه تعالی



فرم شماره (۳) صورتجلسه نهایی دفاع از پایان نامه دوره کارشناسی ارشد

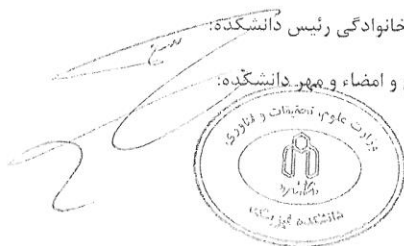
با نام و یاد خداوند متعال، ارزیابی جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد آقای حامد قلندری با شماره دانشجویی ۹۶۳۵۲۰۴ رشته فیزیک گرایش پلاسما تحت عنوان بررسی پدیده خودکانونی موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا در پلاسمای مغناطیده که در تاریخ ۱۳۹۹/۱۱/۲۹ با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می گردد:

☐ الف) درجه عالی: نمره ۲۰-۱۹	☐ ب) درجه خیلی خوب: نمره ۱۸-۱۸/۹۹
☐ ج) درجه خوب: نمره ۱۷/۹۹-۱۶	☐ د) درجه متوسط: نمره ۱۵/۹۹-۱۴
☐ ه) کمتر از ۱۴ غیر قابل قبول و نیاز به دفاع مجدد دارد	
نوع تحقیق: ☒ نظری ☐ عملی	

عضو هیأت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبه علمی	امضاء
۱- استاداراهنمای اول	دکتر مجتبی هاشم زاده	استادیار	
۲- نماینده تحصیلات تکمیلی	دکتر مرتضی رفیعی	استادیار	
۳- استاد ممتحن اول	دکتر مهدی مومنی	استادیار	
۴- استاد ممتحن دوم	دکتر سمیه مهرابیان	استادیار	

نام و نام خانوادگی رئیس دانشکده:

تاریخ و امضاء و مهر دانشکده:



به پاس تعبیر عظیم و انسانی شان از کلمه ایثار و از خودگذشتگیان
به پاس عاطفه سرشار و گرمای امید بخش وجودشان که در این سردترین روزگار ان
بهترین پشتیبان است
به پاس قلب های بزرگشان که فریاد رس است و سرکردانی و ترس در پناهشان به
شجاعت می گراید
و به پاس محبت های بی دریغشان که هرگز فروکش نمی کند
این مجموعه را به پدر و مادر عزیزم تقدیم می کنم.

اکنون که به یاری پروردگار و یاری و راهنمایی اساتید بزرگ موفق شده‌ام این
پایان نامه را به اتمام برسانم، وظیفه خود دانسته که نهایت سپاسگزاری را از تمامی
عزیزانی که در این راه به من کمک کرده‌اند را به عل آورم.

از استاد بزرگ آقای دکتر مجتبی هاشم زاده که راهنمایی این پایان نامه را به عهده
داشته‌اند کمال تشکر را دارم.

خالصانه از تمامی اساتید و معلمان و مدرسانی که در مقاطع مختلف تحصیلی به من علم
آموخته و مرا از سرچشمه دانایی سیراب کرده‌اند تشکر می‌کنم.

تعمدنامه

اینجانب **حامد قلندری** دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته **پلاسما** دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان‌نامه **بررسی پدیده خودکانونی موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا در پلاسمای مغناطیده تحت راهنمایی دکتر مجتبی هاشم-زاده** متعهد می‌شوم.

- تحقیقات در این پایان‌نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است .
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است .
- مطالب مندرج در پایان‌نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است .
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « **Shahrood University of Technology** » به چاپ خواهد رسید .
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان‌نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است .
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است .

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنامه های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود . استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

در این تحقیق، ما انتشار پالس لیزر با شدت بالا را با پلاسماهای کم‌چگال مورد بررسی قرار دادیم و تغییرات چگالی، ضریب گذردهی دی‌الکتریک و پارامتر پهنای پرتو را در حضور نیروی پاندراوتیو، میدان مغناطیسی خارجی و ناهمگنی چگالی و دمایی به دست آوردیم. مشخص شد که با افزایش نیروی پاندراوتیو، چگالی الکترون‌ها روی محور پرتو کاهش یافته و در نتیجه ضریب گذردهی دی‌الکتریک افزایش پیدا می‌کند. با بررسی ناهمگنی‌های چگالی و دمایی دریافتیم که نقطه‌ی عطف دمایی وجود دارد که رفتار پارامتر پهنای پرتو در اطراف این نقطه با هم متفاوت است. همچنین ما برای تغییرات ناهمگنی چگالی دریافتیم که همانند دما، برای چگالی نیز یک نقطه‌ی عطف چگالی وجود دارد. و در نهایت اثر میدان مغناطیسی خارجی را بر پارامتر پهنای پرتو به دست آوریم. مشخص شد که با افزایش میدان مغناطیسی خارجی پدیده خود کانونی در پلاسما از حالت کانونی به غیرکانونی تغییر می‌کند.

کلمات کلیدی: نیروی پاندراوتیو، تیزشدگی چگالی، میدان مغناطیسی خارجی، ناهمگنی چگالی، پدیده خودکانونی

لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

- 1- H.Ghalandari, and M. Hashemzadeh, Enhancement of electron density in the interaction of high-power electromagnetic waves with inhomogeneous magnetized plasma, *Contributions to Plasma Physics* (2020), **61**(2),1-9.

فهرست مطالب

فصل ۱: مقدمه‌ای بر لیزر و پلاسما ۱

۱-۱ مقدمه ۲

۲-۱ ویژگی‌های نور لیزر ۶

۳-۱ کاربرد لیزر ۷

۴-۱ لیزر تیتانیوم-سفایر ۷

۵-۱ پلاسما ۸

۶-۱ نظریه‌های توصیفی پلاسما ۱۰

۷-۱ فرکانس پلاسما ۱۲

۸-۱ پلاسمای کلاسیکی و کوانتومی ۱۲

۹-۱ رژیم‌های پلاسما ۱۶

فصل ۲: برهمکنش لیزر با پلاسما ۱۹

۱-۲ پلاسمای تولید شده توسط لیزر شدت بالا ۲۰

۲-۲ نیروی پاندرا موتیو ۲۴

فصل ۳: افزایش چگالی الکترون در برهمکنش امواج الکترومغناطیسی فرکانس بالا با

پلاسمای مغناطیده‌ی ناهمگن ۲۹

۱-۳ مقدمه ۳۰

۲-۳ معادلات پایه و معادلات هیدرودینامیکی ۳۳

۳-۳ نتایج عددی و تشریح مسئله ۳۷

۴-۳ نتیجه گیری ۴۳

فصل ۴: خودکانونی و غیرکانونی شدن پرتو لیزر گوسی در پلاسمای ناهمگن برخوردی با

ناهمگنی خطی چگالی و دمایی ۴۵

۱-۴ مقدمه ۴۶

۲-۴ معادلات اساسی و هیدرودینامیکی ۴۹

۳-۴ نتایج ۵۸

۴-۴ نتیجه گیری ۷۳

فصل ۵: بررسی خودکانونی پالس لیزر در حضور میدان مغناطیسی خارجی

۱-۵ مقدمه ۷۶

۲-۵ معادلات پایه و هیدرودینامیکی ۷۷

۳-۵ نتایج ۸۰

۴-۵ نتیجه گیری ۸۶

فصل ۶: نتیجه گیری ۸۷

پیشنهادهات: ۸۹

مراجع : ۹۰

فهرست جداول

جدول ۱-۱. سیر تحول پارامترهای لیزر..... ۵

فهرست اشکال

- شکل ۱-۱. تقویت پالس چرپ شده ۳
- شکل ۲-۱. روند کلی دستیابی به شدتهای بالای لیزر در ۶۰ سال گذشته ۴
- شکل ۱-۲. برهمکنش پرتو لیزر با سطح هدف جامد ۲۰
- شکل ۱-۳. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پروفایل میدان الکتریکی ۳۷
- شکل ۲-۳. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پروفایل میدان مغناطیسی ۳۸
- شکل ۳-۳. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پروفایل چگالی الکترون ها ۳۹
- شکل ۴-۳. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پروفایل ضریب گذردهی دی الکتریک ۴۰
- شکل ۵-۳. اثر تغییرات شدت بر پروفایل ضریب گذردهی دی الکتریک ۴۱
- شکل ۶-۳. مقایسه ی ضریب گذردهی دی الکتریک همگن و غیرهمگن ۴۲
- شکل ۱-۴. تغییرات پارامتر پهنای پرتو بر حسب فاصله انتشار. ۶۰
- شکل ۱-۵. اثر تغییرات دامنه میدان الکترواستاتیکی بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله انتشار ۸۱
- شکل ۲-۵. اثر دمای اولیه الکترون بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله انتشار ۸۲
- شکل ۳-۵. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله پراکندگی ۸۳
- شکل ۴-۵. اثر تغییرات طول مقیاس ناهمگنی دمایی بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله ی پراکندگی ۸۵
- شکل ۴-۵. اثر تغییرات طول مقیاس ناهمگنی دمایی بر پارامتر پهنای پرتو ۸۴

فصل ۱: مقدمه ای بر لنیر و پلاسما

۱-۱ مقدمه

برهمکنش پالس‌های لیزر با شدت بالا با مواد جامد (مایع، گاز)، باعث یونیزاسیون سریع اتم‌هایی می‌شود که در معرض این پالس‌ها قرار می‌گیرند و این فرآیند به تشکیل پلاسما در امتداد پالس‌های لیزر منجر می‌شود. امروزه با پیشرفت‌هایی که در ساخت لیزرهای با توان بالا به دست آمده است، زمینه‌های تحقیقاتی گسترده‌ای برای دانشمندان به وجود آمده است. از جمله یکی از این زمینه‌ها که امروزه بسیاری از دانشمندان فیزیک، خصوصاً گرایش‌هایی مانند فیزیک اتمی-ملکولی و فیزیک هسته‌ای را به خود معطوف کرده است برهمکنش لیزر شدت بالا با پلاسما است [۱].

اولین لیزر در سال ۱۹۶۰ توسط میمن^۱ با طول زمانی پالس^۲ بین ۱ms تا ۱۱s ساخته شد. افزایش سریع شدت لیزر با ساخت اولین لیزر سوئیچ^۳Q در سال ۱۹۶۱ با استفاده از لیزر یاقوت و اولین لیزر قفل شدگی مد^۴ در سال ۱۹۶۹ با استفاده از لیزر تیتانیوم-سفایر^۵ محقق شد. این پیشرفت‌ها با کاهش چشمگیر طول زمانی پالس لیزر از رژیم میکروثانیه ($1\mu s = 10^{-6}s$) به نانوثانیه ($1ns = 10^{-9}s$) با استفاده از تکنیک سوئیچ^۳Q، و از رژیم نانوثانیه به فمتوثانیه ($1fs = 10^{-15}s$) با استفاده از تکنیک قفل شدگی مد امکان‌پذیر شد و همچنین توان لیزر از مرتبه کیلووات (KW) به مگاوات (MW) و بعدها به گیگاوات (GW) افزایش یافت [۲][۳].

با پیدایش روش قفل زنی مد، طول زمانی پالس لیزر چنان کوتاه بود که تقویت پالس موجب ظاهر شدن اثرات غیرخطی می‌شد [۳].

اثرات غیرخطی در شدت‌های بالای لیزر، باعث کاهش کیفیت باریکه و همچنین آسیب به اجزاء تقویت‌کننده می‌شد که با وجود تلاش‌های فراوان پیشرفت قابل توجهی به منظور افزایش توان لیزر فراتر از حد گیگاوات و شدت لیزر فراتر از $10^{14} \frac{W}{cm^2}$ تا دهه ۸۰ حاصل نشد [۴].

در سال ۱۹۸۵ استریکلند^۶ و مورو^۷ در دانشگاه روچستر^۸ انقلاب عظیمی در صنعت لیزر به وجود آوردند. آنها با دستیابی به تکنیک تقویت پالس چرپ‌شده^۹ (CPA) توانستند لیزرهایی با طول زمانی پالس فمتوثانیه تا شدت $10^{18} \frac{W}{cm^2}$ تولید کنند. با استفاده از این تکنیک مشکل آسیب دیدن المان-

¹ Maiman

² pulse duration

³ Q switching

⁴ mode locking

⁵ Ti-sapphire laser

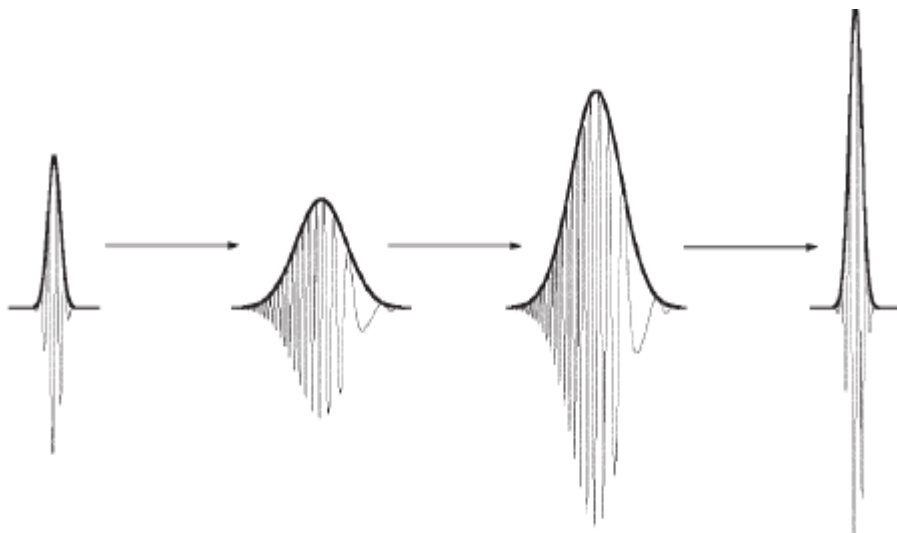
⁶ Strickland

⁷ Mourou

⁸ Rochester

⁹ Chirped pulse amplification

های اپتیکی و کیفیت باریکه برطرف شد. روش CPA به این صورت است که ابتدا یک پالس با طول زمانی نانوثانیه را کشیده سپس توسط یک تقویت کننده آن را تقویت می‌کنند. در مرحله بعد پالس تقویت شده را فشرده می‌کنند به طوری که طول زمانی آن به فمتوثانیه برسد. با استفاده از این تکنیک همچنین دامنه لیزر به طور چشمگیری افزایش پیدا می‌کند. در شکل (۱-۱) شماتیکی از این مراحل نشان داده شده است [۵].



شکل ۱-۱. تقویت پالس چرپ شده

تاکنون برهکنش لیزر با پلاسما برای چگالی‌های خطی و رژیم غیرنسبیتی و پس از دستیابی به روش CPA و افزایش شدت لیزرها برای چگالی‌های غیرخطی و نسبیتی مورد بررسی قرار گرفته است و نتایج جالب توجهی حاصل شده است [۶].

لیزرهای فمتوثانیه، لیزرهایی با طول زمانی پالس کمتر از 1ps هستند و طول زمانی پالس این لیزرها در خلأ می‌تواند تا فمتوثانیه کاهش یابد. اما چه چیزی باعث جذابیت لیزرهای فمتوثانیه شده است؟

۱- طول زمانی پالس فوق کوتاه^۱

۲- این لیزرها می‌توانند با توانی در محدوده‌ی تراوات ($1\text{TW}=10^{12}\text{W}$) در ابعاد رومیزی^۲ و آزمایشگاه‌های کوچک مورد استفاده قرار گیرند.

۳- دستیابی به توان بسیار بالا در حدود پتاوات ($1\text{PW}=10^{15}\text{W}$) [۱] [۲]

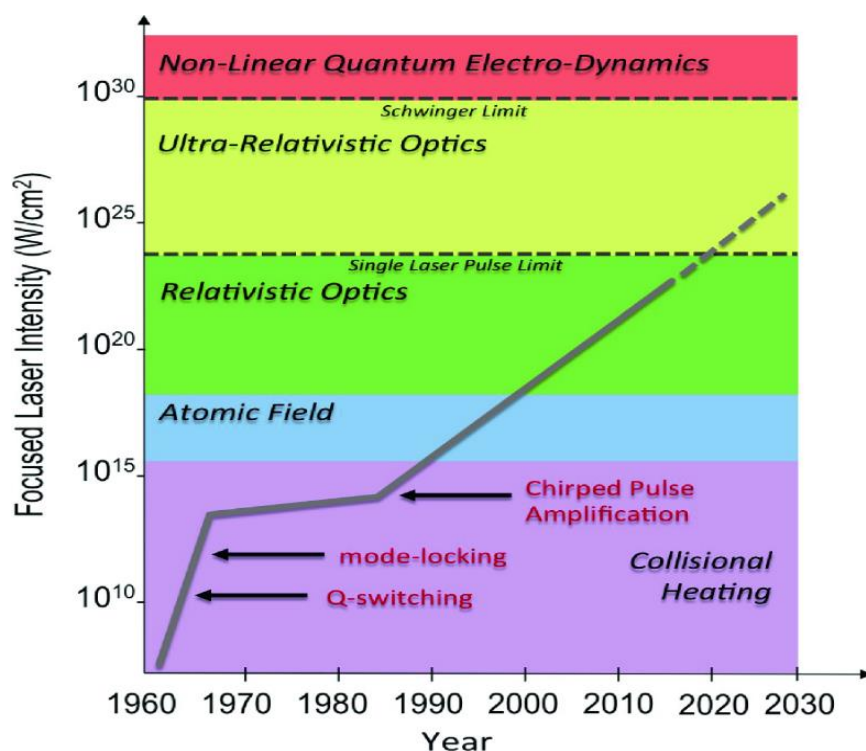
^۱ Ultra-short pulse

^۲ Tabletop

۴- لیزرهای مدرن کنونی، با توانی در محدوده‌ی پتاوات قادرند تنها در ۳۰ فمتوثانیه توان نوری معادل با چندین برابر توان الکتریکی مصرفی مورد استفاده در تمام دنیا را تولید کنند. با همگرا کردن چنین توانی در باریکه‌ای به قطر ۱ میکرومتر^۱، می‌توان به شدتی متجاوز از $10^{22} \frac{W}{cm^2}$ دست یافت [۷].

۵-

شکل (۱-۲) روند کلی افزایش شدت لیزر را نشان می‌دهد.



شکل ۱-۲. روند کلی دستیابی به شدت‌های بالای لیزر در ۶۰ سال گذشته

دهه‌ی ۶۰ سرآغاز اپتیک غیرخطی محسوب می‌شود و تاکنون مطالعات فراوانی بر روی اپتیک غیرخطی در رژیم‌های مختلف بررسی شده است. اپتیک غیرخطی به مطالعه‌ی پدیده‌هایی می‌پردازد که به دلیل تغییر ویژگی‌های اپتیکی مواد در حضور نور رخ می‌دهد. پدیده‌های غیرخطی مانند تشکیل پلاسما^۲ و جرم نسبی^۳، در برهمکنش لیزر با شدت بالا یعنی $I \geq 10^{18} \frac{W}{cm^2}$ با پلاسما ظاهر می‌-

^۱ $\mu m = 10^{-6}m$

^۲ Plasma

^۳ Relativistic mass

شوند. در شدت‌های پایین، پرتوهای نور معمولی از اصل برهم‌نهی تبعیت می‌کنند، می‌توانند از میان مواد بگذرند یا از سطوح مرزی بازتاب یابند بدون آنکه با یکدیگر برهم‌کنش داشته باشند. اما قضیه برای نور لیزر کاملاً متفاوت است. امواج نور لیزر می‌توانند با یکدیگر برهم‌کنش داشته باشند و تکانه و انرژی مبادله کنند و از اصل برهم‌نهی تبعیت نمی‌کنند. در برهم‌کنش لیزر شدت بالا با پلاسما اثرات غیرخطی می‌توانند ناشی از $\nabla \cdot (nV)$ ، $V \cdot \nabla V$ ، $V \times B$ ، نیروی پاندراوتیو^۱، فرکانس برخورد وابسته به سرعت و... باشد. در فصل‌های بعدی درمورد نیروی پاندراوتیو و پدیده‌های غیرخطی‌ای که این نیرو باعث ایجادشان می‌شود به طور مفصل بحث خواهیم کرد [۴].

به طور کلی لیزر براساس چهار پارامتر مشخص می‌شود که این چهار پارامتر عبارتند از: ۱- طول موج فرودی (λ) ۲- طول زمانی پالس لیزر (τ) ۳- شدت لیزر (I) ۴- توان لیزر (P) [۲]. این پارامترها پس از کشف تکنیک CPA به شکل قابل ملاحظه‌ای تغییر کردند. در جدول (۱-۱) سیر تحول پارامترهای لیزر، قبل و بعد از دستیابی به روش CPA نشان داده شده است.

جدول ۱-۱: سیر تحول پارامترهای لیزر

توان	شدت	طول زمانی پالس	طول موج	
$P < 10^9 W$	$I < 10^{16} \frac{W}{cm^2}$	$\tau > 1 ps$	$\lambda > 100 nm$	قبل از CPA
$10^9 < P < 10^{13} W$	$10^{16} < I < 10^{22} \frac{W}{cm^2}$	$10^{-3} < \tau < 1 ps$	$1 < \lambda < 100 nm$	بعد از CPA

¹ Ponderomotive force

۱-۲ ویژگی‌های نور لیزر

نور لیزر از نظر ماهیت با دیگر منابع نوری تفاوتی ندارد ولی نور لیزر دارای خصوصیات است که باعث تمایز این منابع تولید امواج الکترومغناطیس، با نور معمولی می‌شود. همدوسی^۱ یکی از مهم‌ترین ویژگی‌های نور لیزر است که بسته به نوع لیزر متفاوت است. ویژگی دوم نور لیزر، واگرایی کم یا جهت‌مندی^۲ است به این معنا که جبهه‌ی موج در لیزر، یک جبهه‌ی شبه تخت است. سومین ویژگی نور لیزر، تک‌رنگی^۳ یا تک‌رنگی است که یکی از ویژگی‌های بسیار مهم لیزرهاست، اگرچه تاکنون لیزر تک‌رنگ ایده آل ساخته نشده است اما پهنای طیفی فرکانس لیزرها در مقایسه با دیگر منابع نوری بسیار کمتر است به‌طوری که با استفاده از روش‌های مختلف می‌توان پهنای طیف فرکانسی لیزرها را کم کرد و همچنین طول موج خروجی لیزر را نیز تغییر داد. چهارمین ویژگی نور لیزر درخشائی^۴ است، درخشائی به صورت توان گسیل شده در واحد سطح و واحد زاویه‌ی فضایی تعریف می‌شود. این ویژگی برای لیزرها بسیار بیشتر از دیگر منابع نوری است. [۸] در حالت کلی لیزرها را می‌توان بر اساس نوع عملکرد به دو دسته پیوسته و پالسی تقسیم بندی کرد. در صورتی که پمپ محیط بهره لیزر به صورت پیوسته باشد، نوسانات پالس‌های لیزری برقرارند و لیزر به صورت پیوسته کار می‌کند. توان خروجی لیزرهای پیوسته از محدوده‌ی چند میلی وات شروع شده و گاهی برای کاربردهای نظامی به چند مگاوات می‌رسد. لیزرهای پالسی انرژی را در محیط بهره ذخیره می‌کنند و آن را به صورت لحظه‌ای و کنترل شده آزاد می‌کنند که به همین خاطر دارای توان بسیار بالا هستند که در لیزرهای مدرن کنونی این توان تا مرتبه‌ی پتاوات ارتقا پیدا کرده است. همچنین بسته به نوع پالسی کردن، مدت زمان پالس این نوع از لیزرها از میلی ثانیه شروع شده و تا چند فمتوثانیه می‌رسد. لیزرهای سوئیچ Q و قفل مدی از نوع لیزرهای پالسی هستند.

لیزرها را از جنبه‌های مختلفی تقسیم بندی می‌کنند. لیزرها براساس نوع محیط بهره به این صورت تقسیم بندی می‌شوند [۹]:

- ۱- لیزرهای جامد
- ۲- لیزرهای گازی
- ۳- لیزرهای نیمه هادی
- ۴- لیزرهای فیبرنوری

¹ Choerency

² Directionality

³ Monochromaticity

⁴ Brightness

۵- لیزرهای الکترون آزاد

۶- لیزرهای رنگ‌دانه‌ای.

هر کدام از این لیزرها بر اساس کاربرد دارای محیط بهره منحصر به فردی هستند. به عنوان مثال لیزرهای تیتانیوم-سفایر (Ti:Sa) و نئودیم-یگ (Nd:YAG) معروف‌ترین لیزرهای حالت جامد هستند که بازدهی بسیار بالایی دارند. هر کدام از انواع این لیزرها دارای خصوصیات جالبی هستند به طور مثال لیزرهای گازی در مقایسه با لیزرهای جامد، بازدهی کم و پهنای طیف بسیار کمتری دارند و پمپ آن‌ها به صورت تخلیه الکتریکی انجام می‌شود. لیزرهای نیمه هادی به لحاظ ساخت، دارای ابعاد کوچک هستند و همچنین تولید این لیزرها در مقایسه با دیگر لیزرها مقرون به صرفه‌تر است و از دیگر ویژگی‌های این لیزر بازده بسیار مطلوب است به طوری که به عنوان پمپ برای دیگر لیزرها مورد استفاده قرار می‌گیرند. لیزرهای فیبر نوری بازدهی بسیار بالایی دارند و می‌توانند پالس‌های پرتوان تولید کنند [۱۰].

۳-۱ کاربرد لیزر

تقریباً از ساخت اولین لیزر، پژوهشگران شروع به استفاده از آن در راستاهای مختلف نمودند و پس از ساخت لیزرهای قدرتمند، که توان لیزری تا مرتبه پتاوات ارتقا یافته بود و همچنین با استفاده از تکنیک CPA مدت زمان پالس لیزر تا فمتوثانیه تقلیل یافته بود، استفاده از لیزر در بسیاری از علوم گسترش چشمگیری داشته است.

در ابتدا از لیزر به عنوان وسیله‌ای برای مسافت‌یابی استفاده می‌شد، به این صورت که با اندازه‌گیری طول زمانی پالس برگشتی از هدف می‌توانستند مکان دقیق هدف را اندازه‌گیری کنند. اما در ادامه استفاده از لیزر در بسیاری از علوم جایگزین روش‌های قدیمی‌تر شد. از کاربردهای لیزر می‌توان به استفاده در پزشکی، فناوری اطلاعات، صنعت، تجهیزات نظامی، طیف‌سنجی، جوشکاری، برشکاری، حکاکی و ... اشاره کرد [۱۱].

۴-۱ لیزر تیتانیوم-سفایر

اولین لیزر تیتانیوم-سفایر در سال ۱۹۸۲ توسط پروفیسور مولتون در دانشگاه لینکون ساخته شد [۱۱]. وی چهار سال بعد با استفاده از نتایج تجربی نشان داد که لیزرهای تیتانیوم-سفایر دارای سطح مقطع جذب مناسب هستند و همچنین بالاترین پهنای فرکانسی نشر را در میان تمام محیط‌های فعال

موجود دارند به همین خاطر این لیزرها گزینه‌ی مناسبی از نظر تنظیم پذیری و تولید پالس‌های فوق کوتاه هستند که این قابلیت باعث شده در سال‌های اخیر مورد توجه قرار گیرند [۱۲]. از لیزرهای تیتانیوم-سفایر تنظیم پذیر در طیف سنجی فروسرخ، فاصله یابی، سنجش از راه دور، رادارهای لیزری، تولید هارمونیک دوم^۱ و سوم استفاده می‌شود، همچنین این لیزر برای تولید پالس‌های کوتاه اشعه ایکس مورد استفاده قرار می‌گیرد به طوری که با کانونی کردن^۲ این لیزر روی سطح جامد، پلاسمای چگال^۳ با دمای بالا تولید شده که پلاسمای ایجاد شده، اشعه ایکس با شار بالا تولید می‌کند [۱۱].

لیزرهای جالت جامد بخش عظیمی را از لیزرها شامل می‌شوند که خود به دو دسته نیمه هادی‌ها و دی الکتریک‌های آلائیده تقسیم می‌شوند. لیزرهای حالت جامد مزیت‌های فراوانی دارند که از این میان می‌توان به پایداری زیاد محیط بهره، حجم کم و بازدهی بالا اشاره کرد. لیزر تیتانیوم-سفایر از لحاظ محیط بهره در زمره‌ی لیزرهای حالت جامد قرار دارند و از نوع لیزرهای دی الکتریک آلائیده است. دی الکتریک میزبان در این لیزر بلور اکسید آلومینیوم یا سفایر (Al_2O_3) است که یون تیتانیوم به عنوان ناخالصی به آن افزوده می‌شود. این لیزر به صورت پالسی پمپ می‌شود و از نوع لیزرهای قفل مدی هستند. البته با توجه به نوع مصرف، این لیزرها به صورت پیوسته هم مورد استفاده قرار می‌گیرند [۱۳].

۱-۵ پلاسما

تابش یک شار انرژی بالای لیزر بر سطح جامد، باعث یونیزه شدن اتم‌های سطح جامد می‌شود به طوری که الکترون‌ها و یون‌هایی که در معرض تابش قرار می‌گیرند از هم جدا می‌شوند و روی سطح جامد هاله‌ای به نام پلاسما تشکیل می‌شود. پلاسما در برهمکنش لیزر با شدت بالا با سطح هدف تشکیل می‌شود و به همین خاطر ما در ادامه از واژه‌ی پلاسما به جای جسم جامد استفاده می‌کنیم. پلاسما گاز شبه‌خنثایی است مملو از ذرات بادار و خنثی که ذرات در آن رفتار دسته جمعی نشان می‌دهند. پلاسما را به این خاطر شبه‌خنثی^۴ در نظر می‌گیریم چون هیچ بار اضافی در طی این فرآیند تولید نمی‌شود یا از بین نمی‌رود، در واقع بار خالص کل، در پلاسما صفر است به این منظور که تعداد الکترون‌های آزاد ایجاد شده در پلاسما با تعداد یون‌های مثبت برابر است و همچنین رفتار دسته

^۱ Second harmonic generation

^۲ Focusing

^۳ Overdense plasma

^۴ Quasineutral

جمعی ناشی از این است که رفتار یک ذره در پلاسما نه تنها به شرایط موضعی بستگی دارد بلکه هر ذره تحت تأثیر حرکت ذرات دوردست نیز قرار می‌گیرد. در واقع تمرکز بارهای منفی و مثبت (در کره دبای بارهای هم‌نام یک بار غیر هم‌نام را احاطه می‌کنند) باعث تولید میدان‌های الکتریکی شده که این میدان‌ها بر حرکت ذرات باردار در دوردست اثر می‌گذارد [۱۴][۱۵].

تقریباً ۹۹ درصد کل جهان از پلاسما تشکیل شده است. شفق قطبی و یونسفری که اطراف کره زمین را احاطه کرده است نمونه‌های بارزی از پلاسما هستند. در سال‌های اخیر بحث انرژی بسیار مورد توجه قرار گرفته است از این رو همجوشی کنترل شده یا ساخت خورشید مصنوعی با استفاده از برهمکنش لیزر با پلاسما به عنوان منبعی بی‌نهایت از انرژی پاک، محققان و دانشمندان را به تکاپو واداشته است.

گازه یونیزه شده باید از سه پارامتر زیر تبعیت کند که بتوانیم آن را پلاسما بنامیم:

۱- حفاظ دبای^۱: یون‌ها به دلیل نیروی جاذبه و دافعه در پلاسما به وسیله‌ی الکترون‌ها احاطه می‌شوند و بالعکس، به طوری که در مقیاس‌های بزرگ همان طور که در بالا ذکر کردیم بار کل در پلاسما خنثی می‌ماند یا به عبارتی دیگر چگالی الکترون‌ها با چگالی یون‌ها برابر خواهد بود $(n_e = Zn_i)$. اگر یک الکترون به مدت زمان $\frac{1}{\omega_{pe}}$ با سرعت گرمایی V_{th}

حرکت کند مسافتی به اندازه‌ی λ_D را طی می‌کند که این مسافت طول دبای نام دارد $\left(\frac{2K_B T}{m}\right)^{1/2}$ (طول دبای ضخامت از الکترون‌ها و یون‌ها می‌باشد که کره‌ی دبای را تشکیل می‌دهد تا اثر پتانسیل خارجی را خنثی کند). در واقع طول دبای فاصله‌ای است که در ورای آن، بین انرژی حرارتی ذره که تمایل به مختل کردن خنثایی الکتریکی دارد و انرژی الکترواستاتیکی ناشی از هر نوع جدایی بار که سبب حفظ خنثایی بار می‌شود تعادل برقرار باشد (انرژی حرارتی ذرات مانع خنثی شدن اثر پتانسیل خارجی می‌شود، در حالی که انرژی الکترواستاتیکی بین ذرات باردار باعث خنثی شدن اثر پتانسیل خارجی می‌شود). اگر طول پلاسما را L در نظر بگیریم به عنوان معیار اول باید $L \gg \lambda_D$ باشد.

رابطه λ_D به این صورت است: $\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 K_B T_e}{n_e e^2}\right)^{1/2}$ که ϵ_0 ضریب گذردهی در خلأ، K_B ثابت بولتزمن، T_e دمای الکترون، n_e چگالی الکترون و e بار الکتریکی الکترون می‌باشد.

۲- به عنوان پارامتر دومی که بتوان گاز یونیده را پلاسما تلقی کرد تعداد ذراتی که در کره‌ای به شعاع طول دبای قرار می‌گیرند باید خیلی زیاد باشند.

¹ Debye shielding

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \gg 1$$

۳- به عنوان اصل سوم، برای اینکه گاز به عنوان پلاسما رفتار کند نه یک گاز خنثی، باید حاصل- ضرب فرکانس نوسانات نوعی ذرات پلاسما در زمان بین برخوردهای ذرات باردار با اتم‌های خنثی بزرگتر از یک باشد تا ذرات باردار در برخورد با ذرات خنثی بی‌تاثیر بمانند ($\omega\tau > 1$) یعنی فرکانس اختلال باید بسیار سریع‌تر از فرکانس برخورد در داخل یک محیط منتقل شود بدان معنا که نیروی غالب در پلاسما از نوع الکترومغناطیسی باشد نه هیدرودینامیکی [۱۵].

۱-۶ نظریه‌های توصیفی پلاسما

سه روش مختلف برای توصیف پلاسما وجود دارد که هر کدام از این روش‌ها با استفاده از یک تقریب خاص، ابزاری توانمند را در اختیار ما قرار می‌دهند که بتوانیم پلاسما را در شرایط متفاوت مورد بررسی قرار دهیم. این سه نظریه توصیفی عبارتند از: توصیف ذره‌ای، توصیف سیالی و توصیف جنبشی. به طور معمول اکثر پدیده‌های پلاسما که در آزمایشگاه مشاهده می‌کنیم با استفاده از نظریه-ی سیالی که یک الگوی نسبتاً ساده‌ای را دنبال می‌کند قابل توصیفند.

۱- توصیف ذره‌ای: در این توصیف، حرکت تک ذره منفرد که در میدان الکتریکی و مغناطیسی قرار دارد با استفاده از معادله‌ی لورنتس آغاز می‌شود:

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B})$$

اگرچه توصیف پلاسما با بی‌شمار ذره به وضوح کاری امکان‌ناپذیر است اما امروزه با استفاده از شبیه‌سازی کامپیوتری ذره در جعبه می‌توان شکاف بین نظریه‌ها و آزمایشات را پر کرد [۱۶].

۲- توصیف سیالی: در این مدل حرکت تک ذرات نادیده گرفته می‌شود و پلاسما را بعنوان دو یا چند سیال در هم آمیخته در نظر می‌گیرند. معمولاً توصیف این مدل با استفاده از معادله پایستگی بار، معادله انتقال تکانه، معادلات ماکسول و همچنین معادله‌ی حالت برای گاز کامل یا بی‌دررو صورت می‌پذیرد. به مجموعه‌ی این معادلات، معادلات مگنتو هیدرو دینامیک^۱ (MHD) گفته می‌شود.

¹ Magneto hydro dynamic

۳- توصیف جنبشی: در این مدل برای ذرات پلاسما یک تابع توزیع در نظر گرفته می‌شود. در اینجا از معادله بولتزمن برای توصیف رفتار پلاسما استفاده می‌شود و البته این مدل دیگر به سادگی مدل سیالی نیست [۱۵].

همان طور که در فصل اول بیان کردیم، لیزرها به دو دسته لیزرهای پالسی و پیوسته تقسیم می‌شوند که لیزرهای پالسی با متمرکز کردن پرتو و رسیدن به توان بالا قادرند اثرات غیرخطی را در پلاسما به وجود آورند [۴].

قبل از آنکه به کمیت‌ها و پارامترهای مورد نیاز در پلاسما و محاسبه‌ی آنها بپردازیم، معادلات ماکسول، معادله‌ی انتقال تکانه و معادله‌ی پایستگی بار را یادآوری می‌کنیم. معادلات ماکسول به صورت زیر هستند:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 4\pi\rho_e \quad (۱-۱)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (۲-۱)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (۳-۱)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (۴-۱)$$

در این معادلات $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ و $\vec{B} = \mu \vec{H}$ است و $\vec{E}$ ، $\vec{D}$ ، $\vec{B}$ ، $\vec{H}$ ، ϵ ، μ ، ρ و $\vec{J}$ به ترتیب میدان الکتریکی، بردار جابجایی الکتریکی، القای مغناطیسی، شدت میدان مغناطیسی، ضریب گذردهی دی الکتریک، تراوایی مغناطیسی، چگالی بار خارجی و جریان خارجی هستند.

معادله‌ی پایستگی بار و انتقال تکانه برای یون با اندیس i و برای الکترون با اندیس e به صورت زیر هستند:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0 \quad (۵-۱)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0 \quad (۶-۱)$$

$$m_e n_e \left[\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_e \right] = -en_e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_e}{c} \times \vec{B} \right) - \vec{\nabla} P_e + n_e \vec{F}_{pe} \quad (۷-۱)$$

$$m_i n_i \left[\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + (\vec{v}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_i \right] = Zen_i \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_i}{c} \times \vec{B} \right) - \vec{\nabla} P_i + n_i \vec{F}_{pi} \quad (۸-۱)$$

در این معادلات $\vec{F}_{pi}$ و $\vec{F}_{pe}$ به ترتیب جرم، چگالی، سرعت شارش در پلاسما، فشار و نیروی پاندراوتیو برای الکترون و یون می‌باشند [۱۵].

۱-۷ فرکانس پلاسما

فرکانس پلاسما در سیستم گوسی به صورت زیر است:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2} \quad (9-1)$$

که در اینجا n_e و m_e به ترتیب چگالی الکترونی پلاسما و جرم الکترون می‌باشند. فرکانس در نظر گرفته شده فرکانس الکترونی پلاسما است. رابطه‌ای مشابه رابطه‌ی بالا برای یونها وجود دارد که در اینجا بخاطر سنگین بودن جرم یون، این فرکانس قابل اغماض است. بنابراین فرکانس الکترونی پلاسما را فرکانس پلاسما می‌نامند.

۱-۸ پلاسمای کلاسیکی و کوانتومی

مطالعه پلاسما در اوایل قرن بیستم زمانی آغاز شد که دانشمندان به فیزیک تخلیه گازها علاقه‌مند شدند. پس از جنگ جهانی دوم، عمدتاً به دلیل کاربردهای بالقوه همجوشی هسته‌ای، پلاسما مورد تحقیقات تجربی و نظری قرار گرفت، هم کاربرد نظامی (بمب هیدروژن) و هم صلح آمیز (تولید انرژی از طریق همجوشی حرارتی هسته‌ای کنترل شده). به موازات آن، فیزیک پلاسما نیز توسط اخترفیزیکدانان و ژئوفیزیکدانان پیشرفت کرد، که جای تعجب نیست، حدود ۹۰٪ کل ماده موجود در جهان مرئی به صورت پلاسما است. به طور دقیق‌تر، پلاسما در سطح خورشید، کمربند مغناطیسی کره زمین و فضای بین سیاره‌ای و بین ستاره‌ای مشاهده می‌شود. هر دو پلاسمای همجوشی و فضایی با رژیم‌هایی با درجه حرارت بالا و چگالی کم مشخص می‌شوند، که برای آنها اثرات کوانتومی کاملاً ناچیز است. [۱۹] دینامیک پلاسمای کوانتومی را می‌توان با مطالعه‌ی نانوساختارهای فلزی بررسی کرد. از این رو انتظار می‌رود که اثرات کوانتومی، مانند پدیده تونل زنی، نقشی اساسی در تجهیزات الکترونیکی ساخته شده در سالهای آینده داشته باشد. پلاسمای کوانتومی همچنین در برخی از اجرام اخترفیزیکی در شرایط بالای دما و چگالی، مانند ستاره‌های کوتوله سفید، که در آن چگالی حدود ده برابر بزرگتر از جامدات معمولی است، رخ می‌دهد [۱۷].

پیش‌تر ذکر کردیم که یک سیستم کلاسیکی از ذرات باردار را وقتی می‌توانیم پلاسما بنامیم که در آن شرایط شبه‌خنثائیت و اثرات دسته جمعی برقرار باشد. شبه خنثایی به این معنا که جدایش بارها یا یونیزه شدن بارها در فواصل کوچکی به نام طول دبای رخ دهد و در ورای طول دبای پلاسما اساساً خنثی است. منظور ما از "اثرات دسته جمعی" حرکت ذراتی است که نه تنها به شرایط موضعی، بلکه به طور عمده به موقعیت و سرعت سایر ذرات در پلاسما بستگی دارد. در فیزیک حالت جامد و هسته‌ای، اثرات دسته جمعی معمولاً اثرات "میدان میانی" نامیده می‌شوند، زیرا از میانگین میدان ایجاد شده توسط همه ذرات ناشی می‌شوند. چنین رفتار جمعی به دلیل ماهیت دوربرد نیروهای الکترومغناطیسی امکان پذیر است. در مقابل، برای گازهای خنثی، مکانیسم کنش متقابل غالب توسط نیروهای مولکولی کوتاه‌برد از نوع لنارد-جونز^۱ است که مولکول‌های منفرد در گاز بدون مزاحمت حرکت می‌کنند تا با مولکولی دیگر برخورد کنند. باید اضافه کرد که پلاسمای واقعی اغلب فقط تا حدی یونیزه می‌شود، به طوری که کسری از مولکول‌های خنثی نیز وجود دارد. برای داشتن یک رفتار واقعی پلاسما، باید میزان برخورد الکترون‌ها و یون‌ها با مولکول‌های خنثی در مقایسه با پدیده‌های جمعی معمولی نسبتاً کم باشد. در برهمکنش لیزر با پلاسما وقتی اثرات کوانتومی نقش داشته باشند، موضوع پیچیده‌تر خواهد شد زیرا برای هر ذره باردار باید مقیاس طولی دوبروی^۲ $\lambda_B = \frac{\hbar}{mv}$ تعریف کرد. طول موج دوبروی نشان دهنده‌ی گسترش فضایی تابع موج ذرات است که هرچقدر بزرگتر باشد نقش اثرات کوانتومی بیشتر است. از تعریف λ_B مشخص است که به دلیل اختلاف جرم زیاد، رفتار کوانتومی برای الکترون‌ها بسیار راحت‌تر از یون‌ها حاصل خواهد شد. در واقع، در همه‌ی شرایط عملی، حتی شدیدترین حالت، دینامیک یون همیشه کلاسیک است و فقط الکترون‌ها می‌توانند رفتار کوانتومی داشته باشند. ما فرکانس الکترونی پلاسما را به این صورت، $\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}\right)^{1/2}$ ، در نظر می‌گیریم که n_e و m_e به ترتیب چگالی و جرم الکترون می‌باشند. برای یون نیز رابطه‌ای مشابه رابطه بالا وجود دارد، اما به دلیل تفاوت بسیار زیاد جرم یون نسبت به الکترون، از فرکانس یونی پلاسما صرف‌نظر می‌کنیم.

نوسانات از این امر ناشی می‌شود که، وقتی قسمتی از پلاسما از الکترون تخلیه می‌شود (که یک بار خالص مثبت ایجاد می‌شود) نیروی کولن تمایل دارد که الکترون‌ها را به سمت بار مثبت (یون) عقب بکشد. به دلیل سنگین بودن و به تبع آن سرعت کمتر یون‌ها، الکترون‌ها با سرعت بیشتری نسبت به یون‌ها حرکت کرده که در صورت عدم برخورد، این اثر منجر به نوسانات الکترونی بدون میرایی در

^۱ Lennard-Jones

^۲ De Broglie

فرکانس پلاسما می‌شود.

در بخش قبلی، سرعت حرارتی و طول دبای را تعریف کردیم. طول دبای، پدیده‌ی مهم غربالگری الکترواستاتیک را توصیف می‌کند به طوری که اگر بار مثبت اضافی در پلاسما وارد شود، به سرعت توسط ابر الکترونی احاطه می‌شود. بنابراین یون‌ها برای سایر ذرات خارج از حفاظ دبای "نامرئی" خواهند بود. از نظر کمی، این بدان معناست که پتانسیل الکترواستاتیک تولید شده توسط بار اضافی، مانند خلا نیست که در فاصله $\frac{1}{r}$ افت پیدا کند، بلکه از پتانسیل یوکاوا^۱ $\exp\left(\frac{-r}{\lambda_D}\right)/r$ پیروی می‌کند که در فواصل دورتر از طول دبای به سرعت میرا می‌شود. با استفاده از پارامترهای e, T, m_e, n_e و ϵ_0 پارامتر بدون بعدی به نام پارامتر بدون اختلال^۲ یا پارامتر جفت‌شده را معرفی می‌کنیم:

$$g_c = \frac{e^2 n^{1/3}}{\epsilon_0 K_B T} \quad (10-1)$$

اگر در رابطه‌ی بالا فرض کنیم: $d = n^{-\frac{1}{3}}$ باشد آنگاه g_c را می‌توان برحسب نسبت انرژی برهمکنش $(E_{int} = \frac{e^2}{\epsilon_0 d})$ به انرژی جنبشی $(E_{kin} = K_B T)$ نوشت. بیان رابطه‌ی (۱۰-۱) به صورت:

$$g_c = \frac{E_{int}}{E_{kin}} \quad (11-1)$$

به ما اجازه می‌دهد که ارتباط فیزیکی بین پارامترهای کوبل شده را حدس بزنیم. وقتی $g_c < 1$ باشد، پلاسما تحت تاثیر اثرات حرارتی است و برهمکنش کولنی دو ذره ضعیف است. در این رژیم، عامل اصلی تاثیرگذار بر ذرات باردار، میدان میانگین غیرموضعی است که مسئول اثرات دسته جمعی است. همچنین این رژیم به عنوان رژیم غیر برخوردی^۳ شناخته می‌شود. برعکس، وقتی $g_c \geq 1$ باشد، برخورد دوتایی بین ذرات را نمی‌توان نادیده گرفت و به اصطلاح پلاسما برخوردی^۴ یا به شدت کوبل شده است. طبق معادله‌ی (۱۰-۱)، پلاسمای کلاسیک در دمای بالا و چگالی پایین غیربرخوردی است. همچنین g_c را می‌توان به صورت معکوس تعداد ذرات محاط در کره دبای به شکل زیر تعریف کرد:

^۱ Yukawa

^۲ Graininess

^۳ Collisionless

^۴ Collisional

$$g_c = \left(\frac{1}{n\lambda_D^3}\right)^{2/3} \quad (12-1)$$

این رابطه نشان می‌دهد وقتی مقدار طول دمای زیاد باشد، پلاسما غیربرخوردی خواهد بود. همچنین اثرات پلاسماهای کوانتومی را می‌توان با استفاده از طول موج حرارتی ذرات پلاسمای دوبروی اندازه‌گیری کرد:

$$\lambda_B = \frac{\hbar}{mv_T} \quad (13-1)$$

برای رژیم کلاسیک، طول موج دوبروی آنقدر کوچک است که می‌توان ذرات را به عنوان نقاط کوچکی در نظر گرفت. بنابراین در رژیم کلاسیکی هیچگونه همپوشانی توابع موج و تداخل کوانتومی وجود ندارد. اثرات کوانتومی وقتی ظاهر می‌شوند که طول موج دوبروی برابر یا بزرگتر از فاصله بین ذرات باشد ($n\lambda_B^3 \geq 1$). از طرفی طبق تعاریف مکانیک آماری، اثرات کوانتومی وقتی ظاهر می‌شوند که دمای ذرات از دمای فرمی^۱ T_F کوچکتر باشد. بنابراین نسبت دمای فرمی به دمای ذره که با پارامتر بدون بعد، $n\lambda_B^3$ در ارتباط است را به شکل زیر تعریف می‌کنیم:

$$\chi = \frac{T_F}{T} = \frac{1}{2} (3\pi^2)^{2/3} (n\lambda_B^3)^{2/3} \quad (14-1)$$

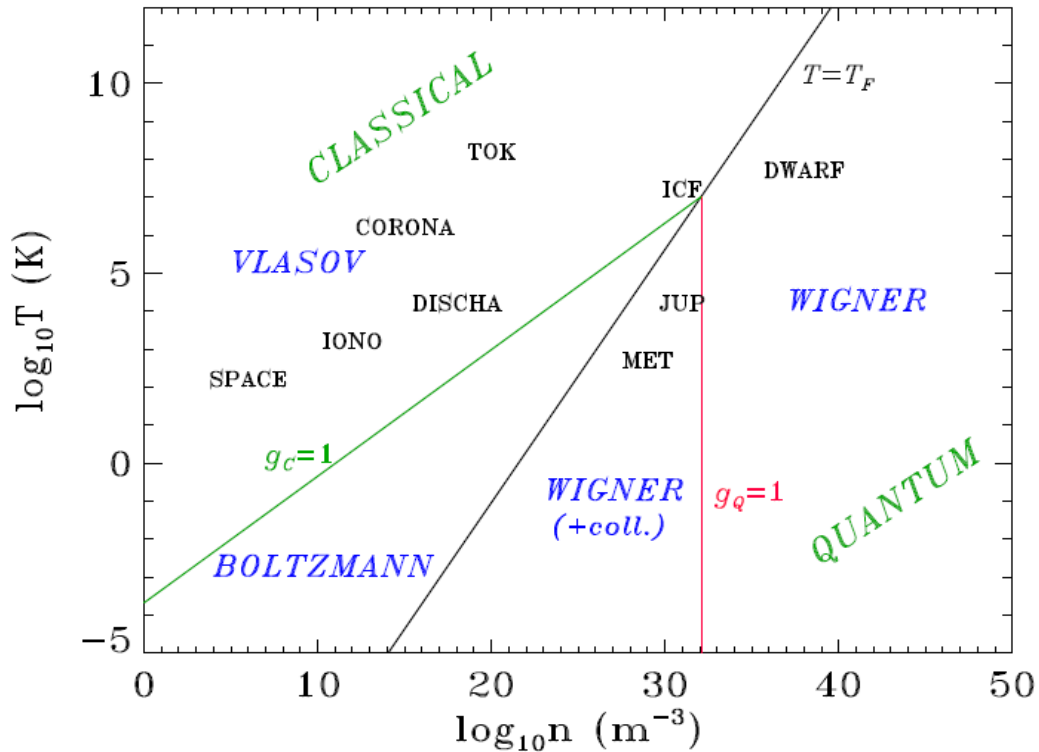
بنابراین وقتی مقدار $\chi \geq 1$ باشد، اثرات کوانتومی نقش مهمی دارند. برای پلاسمای کوانتومی همانند رابطه‌ی (۱۱-۱) می‌توان رابطه‌ای بی‌بعد تعریف کرد که بتوان حالت برخوردی را از غیربرخوردی تشخیص داد. این رابطه را به شکل زیر بیان می‌کنیم:

$$g_Q = \frac{E_{int}}{E_F} = \frac{2}{(3\pi^2)^{2/3}} \frac{e^2 m}{\hbar^2 \epsilon_0 n^{1/3}} \sim \left(\frac{1}{n\lambda_F^3}\right)^{2/3} \sim \left(\frac{\hbar\omega_p}{E_F}\right)^2 \quad (15-1)$$

بنابراین همانند پلاسمای کلاسیکی هنگامی که انرژی برهمکنش ذرات کمتر از انرژی فرمی باشد (یا به عبارتی $g_c < 1$ باشد) پلاسمای کوانتومی در حالت غیربرخوردی قرار دارد و برعکس، هنگامی که انرژی برهمکنش ذرات از انرژی فرمی بزرگتر باشد (یا به عبارتی $g_c \geq 1$ باشد) پلاسمای کوانتومی در رژیم برخوردی قرار دارد و اثرات حرارتی در رژیم برخوردی ضعیف می‌باشد [۱۸].

^۱Fermi

۹-۱ رژیم‌های پلاسما



شکل ۳-۱. نمودار دما-چگالی پلاسما در رژیم‌های مختلف

ما در بخش قبل سه پارامتر بدون بعد برای پلاسماهای کوانتومی و کلاسیکی در حالات برخوردی و غیربرخوردی تعریف کردیم و به صورت خلاصه داشتیم:

- 1- $\chi = \frac{T_F}{T}$ (کوانتومی/کلاسیکی)
- 2- $g_c = \frac{E_{int}}{E_{kin}}$ (کلاسیکی: برخوردی/غیربرخوردی)
- 3- $g_Q = \frac{E_{int}}{E_F}$ (کوانتومی: برخوردی/غیربرخوردی)

شکل (۳-۱) نمودار لگاریتمی دما-چگالی را نشان می‌دهد. همانطور که پیداست خطوط مستقیم $\chi = g_c = g_Q = 1$ رژیم‌های مختلف پلاسما را محدود می‌کنند [۱۹].

این نمودار به چهار قسمت تقسیم می‌شود. نواحی سمت چپ خط $T = T_F$ مربوط به پلاسمای کلاسیکی و نواحی سمت راست این خط مربوط به پلاسماهای کوانتومی است. سپس هر ناحیه به دو

بخش برخوردی و غیربرخوردی تقسیم می‌شود. پلاسمای کوانتومی در چگالی‌های بالا و پلاسمای کلاسیکی در چگالی پایین رخ می‌دهد. معادلات ولاسوف^۱ و ویگنر^۲ به ترتیب معادلات مناسبی برای مدل کردن پلاسماهای کلاسیکی و کوانتومی در رژیم غیربرخوردی هستند. برای توصیف پلاسمای کلاسیکی و در رژیم برخوردی از معادلات جنبشی یا به اصطلاح عمومی معادلات بولتزمن^۳ استفاده می‌شود. همچنین برای توصیف پلاسمای کوانتومی در حالت برخوردی از معادلات ویگنر (برخوردی) استفاده می‌شود. البته باید به این نکته توجه کنیم که شرایط موجود در شکل (۱-۳) برای حالتی است که تعادل حرارتی برقرار باشد و در خارج از تعادل حرارتی نتایج فوق ممکن است به طور کلی صحیح نباشد. در ارتباط به این شکل چند نکته وجود دارد که به اختصار به آنها می‌پردازیم. پلاسماهای فضایی و همجوشی مغناطیسی محصور شده در رژیم کلاسیکی غیربرخوردی قرار دارند، درحالی که پلاسمای همجوشی اینرسی محصور شده در رژیم کوانتومی یا به شدت کوبل شده قرار دارد. اجرام اختریفیزیکی بسیار چگال، مانند ستاره‌ی کوتوله‌ی سفید، قطعا در رژیم کوانتومی غیربرخوردی قرار دارند حتی اگر دمای آنها به اندازه‌ی پلاسمای خورشید یا همجوشی بالا باشد [۱۸]. هدف از آوردن دو بخش بالا در این پایان نامه مقایسه بین پلاسمای کلاسیکی و کوانتومی و همچنین شناخت رژیم‌های برخوردی و غیربرخوردی است. به دلیل اینکه پلاسما را در چگالی پایین و دمای بالا در نظر گرفته‌ایم بنابراین از اثرات کوانتومی صرف‌نظر می‌کنیم. به طور کلی در فصل اول مقدمه‌ای بر لیزر و همچنین پلاسما را بیان کردیم. در فصل بعدی به برهمکنش لیزر با پلاسما و همچنین نیروی پاندراوتیو غیرخطی خواهیم پرداخت.

^۱ Vlasov

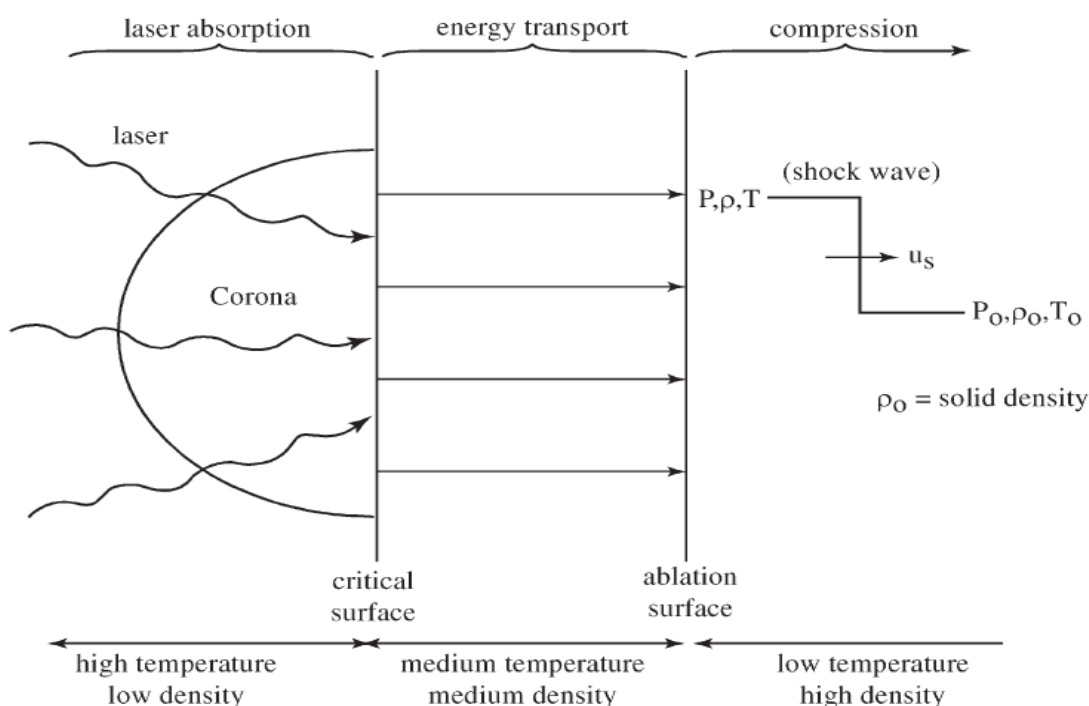
^۲ Wigner

^۳ Boltzmann

فصل ۲ : برهمکنش لیزر با پلاسما

۱-۲ پلاسمای تولید شده توسط لیزر شدت بالا

در این فصل به بررسی چگونگی تشکیل پلازما توسط یک لیزر با شدت بالا روی سطح هدف جامد می‌پردازیم. برهمکنش لیزر-پلازما شباهت زیادی با برهمکنش لیزر با سطح هدف جامد دارد به همین خاطر برای درک بهتر مطالب فیزیکی و نمود واقعی از شکل زیر بهره جسته‌ایم. منظور از شدت بالای لیزر شدتهایی بین $10^9 < I_L < 10^{20} \text{ W/cm}^2$ است. در ابتدا، طول زمانی پالس این لیزرها $10 \text{ ns} < \tau_L < 10 \text{ fs}$ بود که با افزایش توان موج لیزر تا $I\lambda^2 = 10^{20} (\text{W/cm}^2)\mu\text{m}^2$ ، مدت زمان پالس تا $\tau_L = 500 \text{ fs}$ افزایش یافت. با تابش یک لیزر شدت بالا در حدود $I \geq 10^{17} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ بر سطح یک هدف جامد، اتم‌هایی که در معرض تابش قرار می‌گیرند یونیزه می‌شوند و هاله‌ای به نام پلازما روی سطح تشکیل می‌شود و سطح از حالت جامد به حالت گاز گذار می‌کند. این هاله بسیار داغ است و چگالی بالایی دارد از این رو به آن پلاسمای چگال می‌گویند. سیستم پلازما از چگالی بحرانی به بعد (به سمت تابش لیزر) به عنوان تاج^۱ (کرونا) تعریف می‌شود. الکترون‌هایی که در داخل کرونا قرار دارند انرژی لیزر را جذب می‌کنند. این انرژی به واسطه‌ی چگالی بحرانی به مناطقی که در آن پلازما ایجاد شده است منتقل می‌شود. شماتیکی از آنچه که گفته شد در شکل (۱-۲) نشان داده شده است.



شکل ۱-۲. برهمکنش پرتو لیزر با سطح هدف جامد

¹ corona

برای آن که امواج الکترومغناطیسی بتوانند در پلاسمای تولید شده توسط لیزر انتشار پیدا کنند باید $\varepsilon \geq 0$ باشد (ضریب گذردهی دی‌الکتریک در پلاسما به صورت $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2}$ تعریف می‌شود که ω_{pe} و ω_L به ترتیب فرکانس الکترونی پلاسما و فرکانس لیزر می‌باشند) یا به عبارتی فرکانس موج فرودی لیزر باید بزرگتر یا مساوی با فرکانس الکترونی پلاسما باشد یعنی $\omega_L \geq \omega_{pe}$ (یا $n_{cr} > n_e$) باشد. در صورتی که $\omega_L < \omega_{pe}$ (یا $n_{cr} < n_e$) باشد موج الکترومغناطیسی اجازه‌ی انتشار ندارد و به صورت نمایی افت کرده یا به اصطلاح میرا می‌شود. به ناحیه‌ای که امواج الکترومغناطیسی در آن انتشار پیدا می‌کنند ناحیه‌ی زیرچگال (کم چگال) یا فروچگال^۱ می‌گویند که چگالی بحرانی در این ناحیه بزرگتر از چگالی الکترون‌ها است و به ناحیه‌ای که امواج الکترومغناطیسی در آن میرا می‌شوند ناحیه‌ی فوق چگال یا فرا چگال^۲ می‌گویند در این ناحیه چگالی بحرانی از چگالی الکترون‌ها کوچکتر است و به سطحی که این دو ناحیه را از هم جدا می‌کند سطح بحرانی^۳ می‌گویند. به خوبی در شکل فوق می‌توان دید که هر چه از سمت کرونا به سمت جسم جامد حرکت می‌کنیم دما نیز کمتر می‌شود و همچنین پس از تشکیل پلاسما روی سطح هدف جامد فشار زیادی از طرف پلاسما به محیط وارد می‌شود. به این فشار اعمالی از طرف پلاسما به محیط امواج ضربه‌ای^۴ می‌گویند. اگر بخواهیم مطالب گفته شده در این بخش را جمع‌بندی کنیم، می‌توانیم پلاسما را به سه ناحیه تقسیم کنیم:

- ۱- ناحیه‌ی زیرچگال یا فروچگال: ناحیه‌ای که امواج الکترومغناطیسی در آن انتشار پیدا می‌کنند. در این ناحیه $n_{cr} > n_e$ می‌باشد.
 - ۲- ناحیه‌ی فوق چگال یا فراچگال: ناحیه‌ای که امواج الکترومغناطیسی نمی‌توانند در آن انتشار پیدا کنند. در این ناحیه $n_{cr} < n_e$ می‌باشد.
 - ۳- سطح بحرانی: سطحی که این دو ناحیه را از هم جدا می‌کند که روی این سطح فرکانس موج فرودی لیزر برابر با فرکانس نوسانی پلاسما می‌باشد. در این ناحیه $n_{cr} = n_e$ می‌باشد.
- چگالی بحرانی از شرط سطح بحرانی بدست می‌آید و به صورت زیر است:

$$n_{cr} = \frac{m_e \omega_L^2}{4\pi e^2} \quad (۱-۲)$$

^۱ underdense region

^۲ overdense region

^۳ Critical surface

^۴ Shock wave

برای تکمیل این بخش معادلات و پارامترهای مورد نیاز در پلاسما را بیان می‌کنیم. در فصل‌های بعدی برای تبدیل برخی پارامترها به یکدیگر (مانند تبدیل شدت لیزر به دامنه میدان الکتریکی) از روابط زیر استفاده خواهیم کرد.

در سیستم گوسی بیشینه میدان‌های الکتریکی E_{max} و مغناطیسی B_{max} در خلأ به شکل زیر با شدت لیزر رابطه دارند:

$$I_L = \frac{cE_{max}^2}{8\pi} = \frac{cB_{max}^2}{8\pi} \quad (۲-۲)$$

و میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در سیستم گوسی به صورت زیر می‌باشند:

$$E_{max} \left[\left(\frac{V}{cm} \right) \right] \cong 2.75 \times 10^9 \left(\frac{I_L}{10^{16} W/cm^2} \right)^{1/2} \quad (۳-۲)$$

$$B_{max} [Gauss] \cong 9.2 \times 10^6 \left(\frac{I_L}{10^{16} W/cm^2} \right)^{1/2} \quad (۴-۲)$$

همچنین چگالی بحرانی به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$n_{cr} [cm^{-3}] = 1.21 \times 10^{21} \left(\frac{1\mu m}{\lambda} \right)^{1/2} \quad (۵-۲)$$

در رابطه‌ی فوق λ طول موج ورودی لیزر است و برحسب میکرومتر در معادله وارد می‌شود. چگالی بحرانی به نسبت عکس مجذور طول موج فرودی تغییر می‌کند.

در تابش بالای لیزر، در حدود $I\lambda^2 = 10^{14} \left(\frac{W}{cm^2} \right) \mu m^2$ دو نوع (یا بیشتر) الکترون تولید می‌شود:

۱- "الکترون‌های سرد" با دمای حدود keV ۱.

۲- "الکترون‌های داغ" با دمای بیش از keV ۱۰.

گاهی اوقات وضعیت بغرنج میشود چون یک تعادل ترمودینامیکی موضعی را نمی‌توان برای دو گونه‌ی الکترون "سرد" و "گرم" تعریف کرد. الکترون‌های سرد با فرآیند انتقال حرارتی انرژی را از نقطه‌ی جذب دور می‌کنند و الکترون‌های "داغ" انرژی خود را قبل از انتقال حرارتی الکترون‌های "سرد" منتقل می‌کنند و باعث می‌شود الکترون‌های "داغ" گرم‌تر شوند.

دو نوع فشار (یا بیشتر) در پلاسمای تولید شده توسط لیزر وجود دارد. نوع اول فشار تابشی^۱ است که در نتیجه‌ی تابش مستقیم لیزر است. معادله‌ی فشار تابشی لیزر به شکل زیر است:

$$P_L = \frac{I_L}{c} (1 + R) = 3.3 \text{ Mbar} \left(\frac{I_L}{10^{16} \text{ W/cm}^2} \right) (1 + R) \quad (۶-۲)$$

R بازتابندگی لیزر است به طوری که $(0 < R < 1)$ تغییر می‌کند. به عنوان مثال برای تابش لیزر شدت بالا از مرتبه‌ی $3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ فشار تابشی فوق العاده زیادی در حدود ۱ Gbar به دست می‌آید. یکی از اثرات فشار تابشی تیزشدگی چگالی در نزدیکی سطح بحرانی است [۱].
دومین نوع فشار، فشار حرارتی^۲ ذرات پلاسما می‌باشد: P_e فشار الکترون‌های "سرد"، P_H دمای الکترون‌های داغ و P_i دمای یون است با درجه حرارت‌های مختلف: T_e ، T_H و T_i . اگر الکترون موجود در تاج دارای دو توزیع سرعت مجزا باشد، دو دما نیز خواهد داشت.

با تقریب خوبی معادله‌ی حالت گاز ایده‌آل به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$P_e = n_e K_B T_e \approx 1.6 \text{ Mbar} \left(\frac{n_e}{10^{21} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T_e}{\text{Kev}} \right) \quad (۷-۲)$$

$$P_H = n_H K_B T_H \quad (۸-۲)$$

$$P_i = n_i K_B T_i \quad (۹-۲)$$

نکته‌ی آخر در این بخش این است که پارامترهای نسبیتی را بیان کنیم. در تابش لیزر شدت بالا، اثرات نسبیتی از اهمیت زیادی برخوردار است. در رژیم نسبیتی، فاکتور نسبیتی γ با انرژی ارتعاشی E_q رابطه دارد به طوری که می‌توان نوشت:

$$E_q = \gamma m_e c^2 = \left[(\gamma m_e v_q)^2 c^2 + m_e^2 c^4 \right]^{1/2} \quad (۱۰-۲)$$

همچنین سرعت ارتعاشی الکترون‌ها (در میدان الکترومغناطیسی لیزر) به صورت زیر است:

^۱ Light pressure

^۲ Thermal pressure

$$v_q = \frac{eE_L}{\gamma m_e \omega_L} \quad (۱۱-۲)$$

در این رابطه ω_L فرکانس موج الکترومغناطیسی است و برابر است با :

$$\omega_L = \frac{2\pi\lambda_L}{c} \quad (۱۲-۲)$$

که با استفاده از معادله‌ی (۲-۲) و معادلات فوق‌الذکر فاکتور نسبیتی γ به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\gamma \approx \left(1 + \frac{I\lambda^2}{1.4 \times 10^{18} \left(\frac{W}{cm^2} \right) \mu m^2} \right)^{1/2} \quad (۱۳-۲)$$

در شدت‌های بالاتر از $10^{18} \left(\frac{W}{cm^2} \right)$ الکترون‌ها دارای سرعت نسبیتی یعنی سرعتی قابل مقایسه با سرعت نور هستند. در فصل قبل به این نکته اشاره کردیم که یکی از اثرات برهمکنش شدت بالای لیزر با پلاسما، نیروی پاندراموتیو یا نیروی اثرگذار است. اینک می‌خواهیم به تشریح و تعریف این نیرو بپردازیم [۴].

۲-۲ نیروی پاندراموتیو

امواج نور، یک نیروی فشار تابشی به سطح هدف اعمال می‌کنند که این مقدار برای شدت‌های پایین بسیار ضعیف است و به سختی آشکارسازی می‌شود اما در شدت‌های بالا یعنی در رژیم نسبیتی این فشار ممکن است به چند صد هزار اتمسفر برسد. هنگامی که این نیرو به پلاسما اعمال می‌شود به ذرات درون پلاسما انتقال پیدا می‌کند. به این نیرو، نیروی پاندراموتیو می‌گویند. نیروی پاندراموتیو می‌تواند اثرات تابش امواج الکترومغناطیسی را توصیف کند و همچنین با استفاده از نیروی پاندراموتیو بسیاری از پدیده‌های غیرخطی در برهمکنش لیزر با پلاسما قابل توصیف هستند.

این نیروی غیرخطی ناشی از وجود یک گرادیان در پروفایل شدت لیزر می‌باشد. در برهمکنش لیزر با پلاسما، نیروی پاندراموتیو یکی از مهم‌ترین عوامل در ایجاد موج در محیط پلاسما می‌باشد. این نیرو ($\vec{F}_p \propto -\nabla I$) الکترون‌هایی که در مناطق با شدت بالا قرار دارند به سمت جلو و در مناطق با

شدت پایین به سمت عقب هل می‌دهد که باعث یک جدایش بار در محیط پلاسما می‌شود. البته باید توجه داشت که این نیرو وقتی قابل مشاهده است که طول زمانی پالس لیزر به اندازه کافی بلند باشد. برای بدست آوردن رابطه‌ای میان این نیرو در واحد حجم و شدت موج فرودی لیزر نقطه‌ای آغاز، بررسی حرکت یک الکترون در میداهای نوسان کننده E و B موج می‌باشد، چون حرکت الکترون‌ها در برهمکنش لیزر-پلاسما مشابه بوده بنابراین بررسی یک تک ذره کفایت می‌کند و همچنین از حرکت یون‌ها بخاطر لختی زیادشان صرفنظر می‌کنیم. ما از میدان‌های مستقیم E_0 و B_0 صرفنظر می‌کنیم. همچنین فرض می‌کنیم میدان الکتریکی موج به شکل زیر باشد:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cos \omega t \quad (۱۴-۲)$$

همچنین با در نظر گرفتن $\mu = 1$ در معادله (۴-۱)، میدان مغناطیسی به این صورت بدست می‌آید:

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r}) \sin \omega t = -\frac{c}{\omega} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \sin \omega t \quad (۱۵-۲)$$

در معادله‌ی (۱۴-۲) $\vec{E}(\vec{r})$ مختصات فضایی را در بر می‌گیرد. برای رژیم غیرنسبیتی معادله‌ی حرکت الکترون با استفاده از معادله‌ی لورنتس به صورت زیر بدست می‌آید:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \left(\vec{E} \cos \omega t + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \sin \omega t \right) \quad (۱۶-۲)$$

عبارت $\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}$ برای الکترون‌های غیرنسبیتی بسیار کوچک است و در مقابل میدان الکتریکی $\vec{E}$ قابل اغماض است. همچنین سرعت شارش الکترون $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ می‌باشد. در حالت خطی یعنی درجه‌ی اول از نیروی مغناطیسی در مقابل نیروی الکتریکی صرف نظر می‌کنیم و با بسط معادله‌ی (۱۶-۲) برای $\vec{E}$ حول نقطه‌ی $\vec{r} = \vec{r}_0$ داریم:

$$\vec{v}_1 = \frac{d\vec{r}_1}{dt} \text{ و } m_e \frac{d\vec{v}_1}{dt} = -e \vec{E}(\vec{r}_0) \cos \omega t \quad (۱۷-۲)$$

که جواب معادله‌ی بالا به صورت زیر است:

$$\vec{r}_1 = \frac{e \vec{E}(\vec{r}_0) \cos \omega t}{m_e \omega^2} \quad (۱۸-۲)$$

$$\vec{v}_1 = \frac{-e\vec{E}(\vec{r}_0)\sin\omega t}{m_e\omega} \quad (۱۹-۲)$$

برای یافتن اثرات غیرخطی (مرتبه‌ی دوم) عبارات درجه دو $\frac{\vec{v}_1}{c} \times \vec{B}_1$ را نگه داشته و با استفاده از کمیت‌های زیر:

$$\vec{E} = \vec{E}(r_0) + (r_1 \cdot \nabla) \vec{E}(\vec{r})|_{r=r_0}, \quad (۲۰-۲)$$

$$\vec{B} = \vec{B}(\vec{r}_0), \vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$$

و همچنین جایگذاری روابط معادله‌ی (۱۸-۲) و (۱۹-۲) در معادله‌ی (۱۶-۲) داریم:

$$m_e \frac{d\vec{v}_2}{dt} = -e \left[\left(\frac{e\vec{E}(\vec{r}_0)\cos\omega t}{m_e\omega^2} \cdot \nabla \right) \vec{E}(\vec{r})|_{r=r_0} \cos^2\omega t - \frac{e\vec{E}(\vec{r}_0)}{m_e c \omega} \times \vec{B}(\vec{r}_0) \sin^2\omega t \right] \quad (۲۱-۲)$$

حال با جایگذاری $\vec{B}$ از معادله‌ی (۱۵-۲) در معادله بالا و گرفتن میانگین از معادله‌ی به دست آمده با در نظر گرفتن اینکه $\frac{1}{2} \langle \sin^2\omega t \rangle = \frac{1}{2} \langle \cos^2\omega t \rangle$ و $\langle \sin\omega t \cos\omega t \rangle = 0$ معادله‌ی بالا به شکل زیر ساده می‌شود:

$$m_e \langle \frac{d\vec{v}_2}{dt} \rangle = -\frac{e}{2m_e\omega^2} \left[(\vec{E}(\vec{r}) \cdot \nabla) \vec{E}(\vec{r}) + \vec{E}(\vec{r}) \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r})) \right] \quad (۲۲-۲)$$

در معادله‌ی بالا جمله‌ی اول در سمت راست نیرویی است که باعث می‌شود الکترون در مسیر خطی حرکت کند اما جمله‌ی دوم نیرویی است که باعث خارج شدن الکترون از مسیر خطی می‌شود و مسیر الکترون‌ها به شکل 8 در می‌آید. جمله‌ی دوم سمت راست معادله فوق را با استفاده از قاعده‌ی بک-کب به شکل زیر ساده می‌کنیم [۴]:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r})) &= (\nabla \vec{E}(\vec{r})) \vec{E}(\vec{r}) - \vec{E}(\vec{r}) (\vec{E}(\vec{r}) \cdot \nabla) \\ &= \frac{1}{2} \nabla E^2 - \vec{E}(\vec{r}) (\vec{E}(\vec{r}) \cdot \nabla) \end{aligned} \quad (۲۳-۲)$$

با جایگذاری رابطه‌ی بالا در معادله‌ی (۲۲-۲) این رابطه به شکل زیر ساده می‌شود:

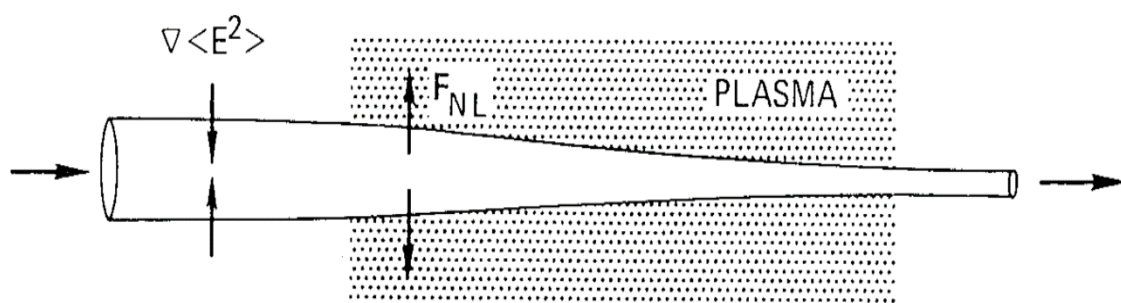
$$\vec{F}_{NL} = -\frac{e^2}{4m_e\omega^2}\nabla\vec{E}^2(\vec{r}) \quad (24-2)$$

با ضرب رابطه‌ی بالا در n_e نیروی پاندراموتیو به شکل زیر به دست می‌آید:

$$\vec{F}_{pe} = -\frac{\omega_{pe}^2}{16\pi\omega^2}\nabla\vec{E}^2(\vec{r}) = -\frac{\omega_{pe}^2}{8\pi\omega^2}\nabla|E|^2 \quad (25-2)$$

در اینجا ω فرکانس لیزر و ω_{pe} فرکانس الکترونی پلاسما است. $\vec{F}_{pe}$ نیروی پاندراموتیو در واحد حجم است که بر الکترون وارد می‌شود. این نیرو با گرادیان مربع شدت میدان الکتریکی متناسب است، با چگالی الکترون رابطه‌ی مستقیم و همچنین با مربع فرکانس لیزر را بطه‌ی عکس دارد. رابطه‌ی ای مشابه رابطه‌ی بالا برای یون‌ها نیز وجود دارد که با توجه به سنگین بودن جرم یون و به عبارتی کوچک بودن این نیرو در مقایسه با دیگر جملات دخیل در معادله‌ی انتقال تکانه یونی از نیروی پاندراموتیو وارد بر یون صرفنظر می‌کنیم. بسیاری از پدیده‌های غیرخطی در برهمکنش امواج الکترومغناطیسی فرکانس بالا با پلاسما با نیروی پاندراموتیو در ارتباط هستند. نیروی پاندراموتیو ناشی از تغییرات فضایی چگالی توان موج الکترومغناطیس فرکانس بالا (تغییرات گرادیان شدت) است و بر ذرات باردار در پلاسما اعمال می‌شود. این نیرو باعث خودکانونی^۱ موج الکترومغناطیسی و در نهایت تغییر در ضریب گذردهی دی الکتریک پلاسما می‌شود به این صورت که این نیرو (به دلیل علامت منفی در رابطه فوق) پلاسما را به خارج از باریکه‌ی لیزر می‌راند، در این فرآیند پلاسما به عنوان یک عدسی همگرا عمل کرده و شعاع باریکه را کاهش می‌دهد به طوری که شعاع باریکه‌ی پرتو لیزر از حالت معمول در خلا کمتر می‌شود و بعد از آن دوباره پرتو شروع به واگرایی می‌کند. از این رو با کاهش چگالی در داخل باریکه فرکانس الکترونی کاهش پیدا کرده و ضریب گذردهی دی الکتریک داخل باریکه در مقایسه با خارج از باریکه برزگتر می‌شود. شماتیکی از این فرآیند در شکل زیر نشان داده شده است [۱۶].

¹ Self-focusing



شکل ۲-۲. طرح‌واره کلی وارد شدن نیروی پاندراوتیو بر پلاسما

در این فصل برهمکنش پرتو لیزر با شدت بالا را با سطح هدف جامد (پلاسما) بررسی کردیم. یکی از اثرات برهمکنش لیزر شدت بالا با پلاسما ظاهر شدن نیروی پاندراوتیو غیرخطی است که این نیرو باعث کانونی شدن پرتو لیزر در پلاسما می‌شود. در فصل سوم برهمکنش لیزر شدت بالا را با پلاسما در حضور نیروی پاندراوتیو غیرخطی، میدان مغناطیسی خارجی و ناهمگنی چگالی بررسی می‌کنیم. در فصل چهارم به بررسی پدیده خودکانونی در حضور نیروی پاندراوتیو غیرخطی و ناهمگنی چگالی و دمایی خواهیم پرداخت و در فصل پنجم به بررسی پدیده خودکانونی در حضور نیروی پاندراوتیو غیرخطی، میدان مغناطیسی خارجی و همچنین ناهمگنی چگالی می‌پردازیم که در ادامه به طور مفصل در این باره بحث خواهیم کرد.

فصل ۳: افزایش چگالی الکترون در برهمکنش امواج

الکترومغناطیسی فرکانس بالا با پلاسما می‌مغناطیده می‌شود

ناممکن

۳-۱ مقدمه

بسیاری از پدیده‌های غیرخطی از لحاظ پراگندگی امواج الکترومغناطیسی با توان بالا در پلاسما با نیروی پاندراوتیو در ارتباطند [۴]. نیروی پاندراوتیو نتیجه‌ی تغییرات فضایی موج مغناطیسی فرکانس بالا است. این نیرو به ذرات باردار یا به طور واضح‌تر به الکترون‌ها وارد می‌شود. این نیرو ضریب گذردهی و توزیع فضایی الکترون‌ها را تغییر می‌دهد و همچنین پروفایل میدان مغناطیسی را در پلاسما اصلاح^۱ می‌کند [۲۰][۲۱][۲۲].

نیروی پاندراوتیو که از طریق برهمکنش پالس‌های لیزر با شدت بالا با پلاسما ایجاد می‌شود و در لبه جلوی پالس لیزر اتفاق می‌افتد، الکترون‌های پلاسما را از مناطق با شدت بالا دور می‌کند، که منجر به افزایش پروفایل چگالی الکترون‌ها می‌شود [۲۳]. همچنین این نیرو در پدیده‌های غیرخطی جالب توجهی مانند خودکانونی [۵][۲۴][۲۵]، تولید هارمونیک دوم [۲۶]، تولید میدان مغناطیسی [۲۷][۲۸]، همجوشی اینرسی محبوس شده^۲ [۲۹]، منابع اشعه ایکس^۳ [۳۰] و... کاربرد دارد [۳۱][۳۲].

بسیاری از دانشمندان در زمینه‌ی نیروی پاندراوتیو و کاربردهای آن در برهمکنش لیزر-پلاسما مطالعه می‌کنند.

نیروی پاندراوتیو هنگامی که به یک پرتو لیزر فضایی ناهمگن اعمال شود می‌تواند مکانیسم مهمی برای تولید یک میدان مغناطیسی محوری باشد. تجزیه و تحلیل‌های تئوری نشان می‌دهد که این میدان را می‌توان از طریق فرایندهای برخوردی و غیر برخوردی ایجاد کرد. برای شدت‌های بالاتر و طول موج‌های طولانی‌تر، سهم غیربرخوردی ناشی از ناهمگنی فضایی پلاسما غالب است. در شدت بالای لیزر محدوده‌ی این میدان بین ۰.۵ تا ۰.۶ مگاگوس (هر مگاگوس 10^6 گوس است) است [۳۹]. نیکنام^۴ و همکارانش نشان داده‌اند که طولانی شدن نوسانات میدان و تیزشدگی چگالی^۵ الکترون بواسطه‌ی نیروی پاندراوتیو غیرخطی رخ می‌دهد که از طریق ریزموج^۶ توان بالا بر پلاسما اعمال می‌شود. آنها همچنین دریافتند که غیر خطی بودن و تیزشدگی چگالی موج ممکن است در شار انرژی بالاتر رخ دهد [۳۳].

¹ modification

² inertial confinement fusion

³ X-ray sources

⁴ Niknam

⁵ Density steepening

⁶ Microwave

با استفاده از آزمایشات ژو^۱ و همکارانش نشان دادند و ثابت کردند که تیزشدگی پروفایل چگالی با نیروی پاندراوتیو در ارتباط است. همچنین این نکته شایان ذکر است که تیزشدگی به طول موج لیزر نیز وابسته است. از آنجا که نیروی پاندراوتیو متناسب با گرادیان میدان الکتریکی است، آنها نتیجه گرفتند که اصلاح شدن چگالی پلاسما، ناشی از نیروی پاندراوتیو است که به طور قابل ملاحظه ای تحت تأثیر میدان مغناطیسی قرار دارد [۳۴].

علاوه بر این، اصلاح یک پروفایل چگالی همگن چگالی تیزشده، هنگامی امکان پذیر است که در طول فعل و انفعالات لیزر با شدت بالا با پلاسما، رژیم پلاسما را آزادانه گسترش دهیم [۳۵]. کانت^۲ و همکارانش خودکانونی یک پالس لیزری کوتاه گوسی را در یک چگالی پلاسمای غیرهمگن مورد بررسی قرار دادند [۳۶].

تاگوچی^۳ و همکاران ساختار پرتو الکترونی استوانه‌ای را در یک پلاسمای تولید شده توسط لیزر مطالعه کردند. از طریق برهمکنش پالس‌های لیزر با شدت بالا با پلاسما، پرتوی لیزر تحت تأثیر ناپایداری ویبل قرار گرفته و به یک پرتو دایره‌ای تبدیل می‌شود. ناپایداری ویبل یک بی‌ثباتی در پلاسما است که در پلاسمای مغناطیده‌ی همگن یا تقریباً همگن وجود دارد. این ناپایداری مانند ناپایداری دو جریانی است، با این تفاوت که در ناپایداری ویبل اختلالات الکترومغناطیسی حاکم است و منجر به رشته‌ای شدن^۴ میدان می‌شود اما در ناپایداری دو جریانی اختلالات الکترواستاتیک حاکم است که منجر به ایجاد بار می‌شود. این ناپایداری همچنین منجر به رشد نمایی میدان الکترومغناطیسی در پلاسما می‌شود. آنها با استفاده از شبیه سازی ذره در سلول (particle-in-cell) دو بعدی مقدار عددی میدان مغناطیسی خارجی را اندازه گرفتند و مشاهده کردند که میدان‌ها در دو طرف پرتو حلقوی ایجاد می‌شوند [۳۷]. هاشم‌زاده^۵ و همکارانش اثر شار انرژی بر پروفایل میدان الکتریکی و توزیع چگالی الکترون را در یک رژیم ناهمگن بررسی کردند. آنها دریافتند که شدت لیزر نه تنها می‌تواند دامنه و طول موج میدان الکترومغناطیسی را اصلاح کند، بلکه همچنین می‌تواند توزیع چگالی را اصلاح کند [۳۸]. در مطالعاتی دیگر ایشان افزایش قله‌های چگالی الکترون غیرخطی را در تعامل بین پرتوهای پر قدرت تراهرتز و پلاسما با ناهمگنی^۶ های چگالی و دمای الکترون را مورد مطالعه قرار دادند [۳۹]. در حالی که در یک تحقیق دیگر وی اصلاح چگالی الکترون در یک پلاسمای

¹ xu

² Kant

³ Taguchi

⁴ filamentation

⁵ Hashemzadeh

⁶ ramp

غیرمغناطیده‌ی ناهمگن، در حضور نیروی پاندراوتیو نسبتی یک پرتو ریزموج را نزدیک چگالی بحرانی را مطالعه کرد. ناهمگنی تدریجی نتیجه‌ی به دام افتادن الکترون هاست. برای چگالی پلاسما به مقیاس طولی کوچکتر از طول موج، اثرات ناهمگنی پلاسما از اهمیت بیشتری نسبت به اثرات نسبیتی برخوردار است [۴۰]. بنابراین، در این پایان‌نامه، ما اثرات نسبیتی غیرخطی را نادیده می‌گیریم. هدف از این کار بررسی انتشار غیرخطی یک پرتو لیزر با توان بالا با در نظر گرفتن نیروی پاندراوتیو غیرخطی در پلاسمای مغناطیده‌ی ناهمگن است.

نیروی پاندراوتیو، الکترون‌ها را از ناحیه‌ی با شدت زیاد دور کرده و چگالی الکترون موضعی را تغییر می‌دهد، که این امر منجر به افزایش بیشتر ضریب گزردهی دی الکتریک پلاسما می‌شود.

در این پایان‌نامه ما برهمکنش یک موج الکترومغناطیسی با توان بالا با یک پلاسمای مغناطیده‌ی کم‌چگال بررسی کرده‌ایم. موج الکترومغناطیسی در داخل پلاسمای کم‌چگال منتشر شده سپس با برخورد به پلاسمای چگال منعکس می‌شود و منجر به تولید امواج ایستا می‌شود. پلاسمای کم‌چگال بین $z = 0$ تا $z = L$ در نظر گرفته شده است. پارامترهای مورد استفاده عبارتند از: $L = 2\mu m$ ، چگالی الکترون $n_e = 10^{21} cm^{-3}$ ، چگالی بحرانی $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} cm^{-3}$ ، طول موج لیزر $0.8\mu m$ و شار انرژی (شدت) لیزر برابر با $I = 10^{17} W/cm^2$ است. با استفاده از این پارامترها،

اندازه نقطه کانونی کمتر از $6\mu m$ است. علاوه بر این، ناپایداری‌های مانند خودکانونی نسبیتی، مدولاسیون و رشته‌ای شدن نادیده گرفته می‌شوند، زیرا این پدیده‌ها فقط زمانی رخ می‌دهند که توان پالس لیزر P بسیار بیشتر از توان بحرانی باشد به طوریکه توان بحرانی $P_c[GW] = 16.2 \times$ است که $(\omega/\omega_{pe})^2$ است که ω و ω_{pe} به ترتیب فرکانس‌های لیزر و پلاسما هستند. ما در این فصل انتشار امواج الکترومغناطیسی در پلاسمای ناهمگن با حضور میدان مغناطیسی خارجی و نیروی پاندراوتیو غیر خطی در رژیم غیرنسبیتی غیربرخوردی را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

با استفاده از معادلات ماکسول و قوانین آمپر و فارادی و با در نظر گرفتن معادلات انتقال حرکت برای الکترون‌ها و یون‌ها، توزیع چگالی غیرخطی الکترون و ضریب گزردهی دی الکتریک غیرخطی بدست می‌آید. معادلات موج غیرخطی با استفاده از تکنیک‌های عددی حل شده و نتایج بدست می‌آید.

پرو فایل امواج الکترومغناطیسی نشان می‌دهد که با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، طول موج نوسانات کاهش می‌یابد و با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، چگالی غیرخطی الکترون و ضریب گزردهی دی الکتریک افزایش می‌یابد. این فصل را در چهار بخش جمع بندی می‌کنیم. بخش اول شامل پیشینه‌ی تحقیق و مقدمه بود. در بخش دوم با استفاده از معادلات ماکسول و معادلات

هیدرودینامیکی غیرخطی برای الکترون‌ها و یون‌ها و با در نظر گرفتن نیروی پاندراوتیو، معادلات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بدست می‌آید. با در نظر گرفتن فاکتورهای ناهمگنی پلاسما، نیروی پاندراوتیو و میدان مغناطیسی خارجی، معادلات چگالی غیرخطی الکترون، ضریب گذردهی دی الکتریک غیرخطی و همچنین معادلات موج غیرخطی بدست می‌آید. این معادلات در بخش ۳ با استفاده از تکنیک‌های حل عددی، حل شده و پروفایل میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی، و همچنین پروفایل توزیع چگالی الکترون و ضریب گذردهی دی الکتریک رسم شده است. سرانجام، نتیجه گیری در بخش ۴ ارائه شده است.

۲-۳ معادلات پایه و معادلات هیدرودینامیکی

معادلات ماکسول نقطه آغازین برای توصیف میدان‌های الکترومغناطیسی پلاسما است. ما در ابتدا قوانین فارادی و آمپر را در غیاب هرگونه چگالی بار و جریان خارجی، به این صورت می‌نویسیم:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1-3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2-3)$$

که اینجا $\vec{B}$ و $\vec{E}$ به ترتیب میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی هستند. c سرعت نور در خلا، $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ بردار جابجایی و ϵ ضریب گذردهی دی الکتریک در پلاسما هستند. با گرفتن کرل از معادله‌ی (۱-۳) و جایگذاری آن در معادله‌ی (۲-۳) داریم:

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon \vec{E}) = 0. \quad (3-3)$$

ما فرض میکنیم انتشار موج در پلاسمای کم چگال یک جایی بین $z=0$ تا $z=L$ باشد. نیم فضای $z < 0$ خلا هست با ضریب گذردهی دی الکتریک $\epsilon = 1$.

اگر ابعاد لکه لیزر (در جهت $x-y$) بسیار بزرگتر از عمق پوسته باشد می‌توان مسئله را در یک بعد در نظر گرفت که عمق پوسته برابر است با: $\delta = \frac{c}{\omega_{pe}} \approx 1.68 \times 10^{-6} \left(\frac{10^{23} \text{cm}^{-3}}{n_e} \right) [\text{cm}]$ در اینصورت میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$\vec{E} = E_x e^{-i\omega t} \hat{x},$$

$$\vec{B} = B_y e^{-i\omega t} \hat{y},$$

به ترتیب $\hat{x}$ و $\hat{y}$ یک‌ه در جهت x و y هستند. بر اساس روابط بالا معادلات (۳-۱) تا (۳-۳) را به شکل زیر می‌توانیم بنویسیم:

$$\frac{dE_x}{dz} = \frac{i\omega}{c} B_y, \quad (۴-۳)$$

$$\frac{dB_y}{dz} = \frac{i\omega}{c} \epsilon E_x, \quad (۵-۳)$$

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon E_x = 0. \quad (۶-۳)$$

معادلات (۴-۳) و (۶-۳) مجموعه‌های کاملی هستند که میدان الکتریکی موج را در خلا و پلاسما توصیف می‌کنند. میدان مغناطیسی را می‌توان از معادله (۴-۳) بدست آورد. با استفاده از معادلات هیدرودینامیکی حاکم بر الکترون‌ها و یون‌ها و با در نظر گرفتن نیروی پاندراوتیو غیرخطی داریم:

$$-en_e \vec{E}_s + n_e \vec{F}_p - \nabla(n_e T_e) = 0, \quad (۷-۳)$$

$$Zen_i \vec{E}_s - \nabla(n_i T_i) = 0, \quad (۸-۳)$$

در این روابط n_e و n_i به ترتیب جرم الکترون‌ها و یون‌ها هستند. $\vec{E}_s$ میدان الکتریکی بار فضا و $\vec{F}_p$ نیروی پاندراوتیو در واحد حجم وارد بر الکترون‌های پلاسما است. از آنجا که جرم یون بسیار بیشتر از جرم الکترون است، نیروی پاندراوتیو وارد بر یون‌ها نادیده گرفته می‌شود. در معادله (۷-۳)، اصطلاح وابسته به زمان را به این دلیل که جرم الکترون، در مقایسه جرم یون بسیار کمتر است نادیده گرفته‌ایم بعلاوه، اصطلاح وابسته به زمان در معادله (۸-۳) نادیده گرفته می‌شود زیرا سرعت یون‌ها در مقایسه با سرعت الکترون‌ها قابل اغماض است و به عبارتی یون‌ها را ساکن در نظر می‌گیریم. با در نظر گرفتن $Z=1$ در معادله (۸-۳) و با ترکیب معادلات (۷-۳) و (۸-۳)، و با فرض شرط شبه خنثائیت $(n_e \approx n_i)$ می‌توان نوشت:

$$\vec{F}_p = T_e \nabla n_e. \quad (۹-۳)$$

در بدست آوردن معادله فوق، همچنین فرض بر این است که دمای الکترون بسیار بیشتر از دمای یون است. بنابراین، از درجه حرارت یون صرف نظر می‌شود. نیروی پاندراوتیو در معادلات (۷-۳) و

(۹-۳) در حضور میدان مغناطیسی خارجی بر اساس مطالعات جعفری^۱ و همکارانش، به شکل زیر بدست می‌آید [۴۱][۴۲]:

$$\vec{F}_p = -\frac{n_e e^2}{4m_e(\omega^2 + \nu_{ei}^2 - \omega_c^2)} \nabla(EE^*), \quad (۱۰-۳)$$

در معادله بالا m_e جرم الکترون است و ν_{ei} فرکانس برخورد الکترون-یون است. $\omega_c = |q|B/m_e$ فرکانس سیکلوترونی الکترون است و B میدان مغناطیسی خارجی ایستا است. فرض می‌شود که میدان مغناطیسی خارجی ایستا در جهت z باشد. با جایگذاری معادله (۱۰-۳) در معادله (۹-۳) و با توجه به یک بعدی بودن مسئله داریم:

$$\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz} = -\frac{e^2}{4m_e(\omega^2 + \nu_{ei}^2 - \omega_c^2)T_e} \frac{d^2 E_x}{dz^2}. \quad (۱۱-۳)$$

با گرفتن انتگرال از معادله‌ی بالا چگالی غیرخطی الکترون به شکل زیر خلاصه می‌شود:

$$n_e(z, E_x^2) = n_{e0}(z) \exp\left(-\frac{e^2 E_x^2}{4m_e(\omega^2 + \nu_{ei}^2 - \omega_c^2)T_e}\right). \quad (۱۲-۳)$$

در این معادله $n_{e0}(z)$ چگالی الکترون‌های پس زمینه در جایی است که میدان الکتریکی صفر است.

با این حال در رژیم پلاسمای کم‌چگال ضریب گذردهی به این صورت نوشته می‌شود:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \nu_{ei})}, \quad (۱۳-۳)$$

$\omega_{pe}^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ می‌باشد. فرکانس برخورد الکترون-یون ν_{ei} بصورت زیر تعریف می‌شود:

[۴]

$$\nu_{ei} = \frac{4(2\pi)^{1/2} Z^2 e^4 n_i \ln \Lambda}{3\sqrt{m_e} (K_B T_e)^2} \quad (۱۴-۳)$$

با توجه شرایط شبه خنثایت چگالی یون برابر چگالی الکترون است و Λ لگاریتم کلمب است. با در نظر گرفتن $n_e \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 5 \text{ keV}$ و $z = 1$ و $\Lambda \approx 10$ جایگذاری این مقادیر در رابطه

^۱ Jafari

(۳-۱۴) مقدار فرکانس برخورد برابر $9 \times 10^{12} \text{ Hz}$ بدست می‌آید. برای لیزری با طول موج $0.8 \mu\text{m}$ ، فرکانس برابر $2.36 \times 10^{15} \text{ Hz}$ است. در نتیجه چون فرکانس برخورد الکترون-یون بسیار کمتر از فرکانس لیزر است آنرا در نظر نمی‌گیریم. با توجه به شرایط مرزی و با در نظر گرفتن ناهمگنی چگالی الکترون، تغییرات چگالی پلاسمای کم-چگال در نقاط مختلف به شکل زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$n_{e0}(z) = n_{e00} + (n_{cr} - n_{e00}) \frac{z}{L}, \quad (۳-۱۵)$$

در معادله فوق n_{e00} چگالی اولیه پلازما در $z=0$ و n_{cr} چگالی بحرانی در $z=L$ است. با جایگذاری معادلات (۳-۱۲) و (۳-۱۵) در معادله (۳-۱۳) چگالی الکترون و ضریب گذردهی غیرخطی بصورت زیر خلاصه می‌شوند:

$$n_e(z, E_x^2) = \left(n_{e00} + (n_{cr} - n_{e00}) \frac{z}{L} \right) \exp \left(- \frac{e^2 E_x^2}{4m_e(\omega^2 - \omega_c^2)T_e} \right). \quad (۳-۱۶)$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi e^2}{m_e \omega^2} \left(n_{e00} + (n_{cr} - n_{e00}) \frac{z}{L} \right) \exp \left(- \frac{e^2 E_x^2}{4m_e(\omega^2 - \omega_c^2)T_e} \right). \quad (۳-۱۷)$$

در بدست آوردن معادلات فوق، از فرکانس برخورد صرفنظر می‌شود. با جایگذاری ضریب دی الکتریک در معادله (۳-۶)، می‌توانیم معادله دیفرانسیل غیرخطی را برای انتشار پالس لیزر شدت بالا در پلاسمای مغناطیده ناهمگن بدست آوریم.

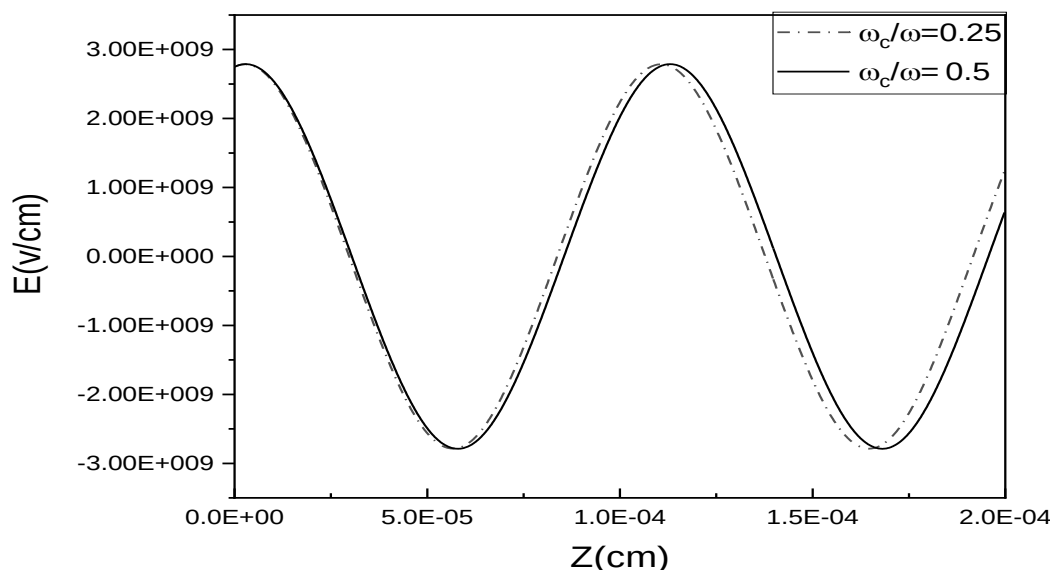
$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{4\pi e^2}{m_e \omega^2} \left(n_{e00} + (n_{cr} - n_{e00}) \frac{z}{L} \right) \exp \left(- \frac{e^2 E_x^2}{4m_e(\omega^2 - \omega_c^2)T_e} \right) \right) E_x = 0. \quad (۳-۱۸)$$

از معادله فوق می‌توان دریافت که هیچ اثری از یونها نیست. در واقع، در برهمکنش لیزر و پلازما، هنگامی که طول پالس لیزر کوتاهتر از زمان انتشار دوقطبی باشد، یونها تحت تأثیر پالس لیزر قرار نمی‌گیرند، در حالی که در طول پالس‌های طولانی، یونها همراه با الکترون‌ها از طریق فرآیند انتشار دوقطبی جابجا می‌شوند. در این مورد معادله موج با معادله پواسون ترکیب می‌شود [۴۳].

۳-۳ نتایج عددی و تشریح مسئله

در این بخش با در نظر گرفتن نیروی پاندراوتیو، پروفایل های میدان های الکتریکی و مغناطیسی یک موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا در یک پلاسمای کم چگال مغناطیده^۱ غیربرخوردی بررسی می شود. به منظور بدست آوردن توزیع میدان الکتریکی در پلاسما، معادله (۳-۱۹) باید حل شود. این معادله به شدت غیرخطی است و با استفاده از روش های تحلیلی حل نمی شود. بنابراین، باید با استفاده از رویه های عددی حل شود. به منظور حل معادلات (۳-۴) و (۳-۲۰)، از روش رانگ-کوتا^۱ مرتبه چهارم استفاده شده است. در شکل (۳-۱) و (۳-۲)، اثر فرکانس سیکلوترونی الکترون ω_c ، بر پروفایل های میدان الکتریکی و مغناطیسی به عنوان تابعی از Z نشان داده شده است.

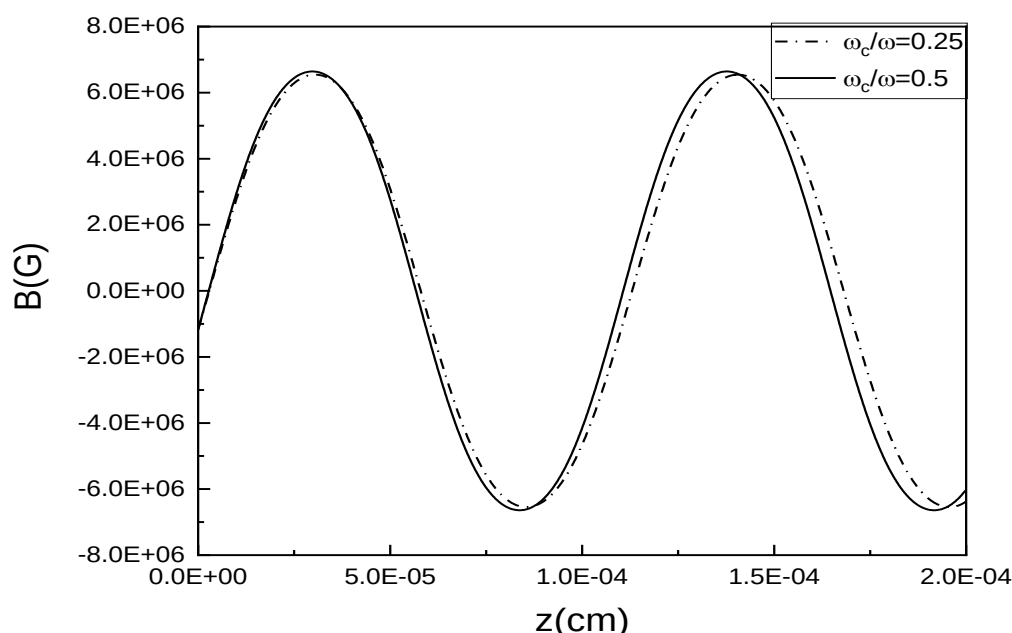
در این شکل ها، طول موج لیزر $\lambda = 0.8$ میکرومتر، شار انرژی (شدت) لیزر $I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ، چگالی اولیه الکترون $n_{e00} = 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ، چگالی بحرانی $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ، دمای الکترون $\text{Te} = 5 \text{ keV}$ و $\omega_{pe0}^2 = 4\pi n_{e00} e^2 / m_e$ است. از شکل (۳-۱) مشخص است که، با افزایش میدان مغناطیسی خارجی ایستا ω_c ، میدان الکتریکی کاهش می یابد. از آنجا که کل انرژی ثابت است، نتیجه می گیریم که اثر میدان مغناطیسی خارجی بر روی میدان مغناطیسی برعکس است.



شکل ۳-۱. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پروفایل میدان الکتریکی

¹ Runge – Kutta

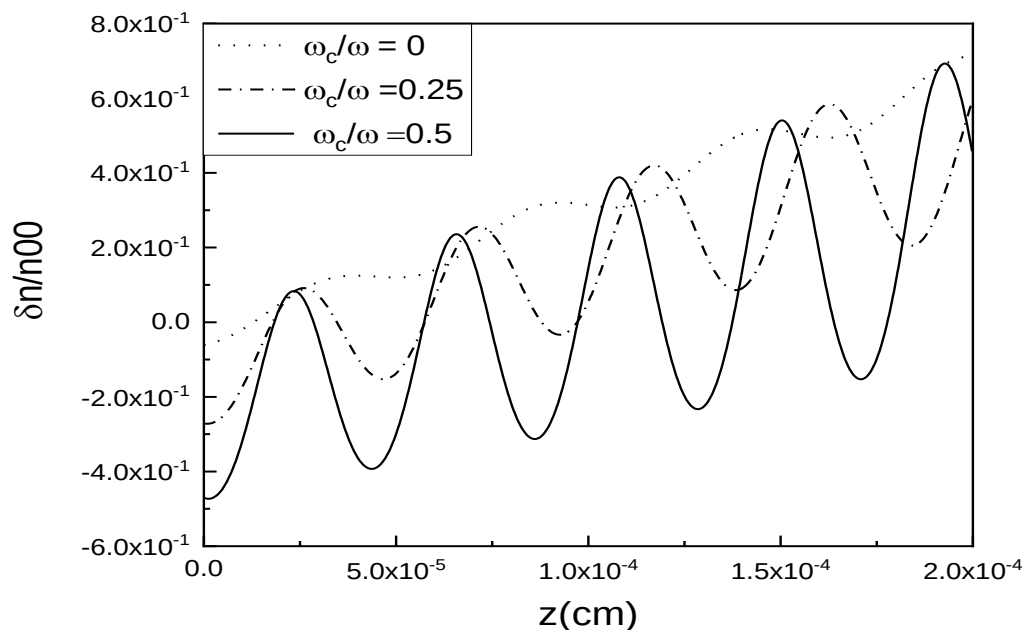
بنابراین، با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، میدان مغناطیسی افزایش می یابد.



شکل ۳-۲. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پروفایل میدان مغناطیسی

تفسیر فیزیکی کاهش یا افزایش میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی این است که، طبق معادلات (۳-۴) و (۳-۲۱)، این معادلات غیرخطی هستند. با افزایش پارامتر ω_c اصطلاح نمایی در معادله (۳-۱۶) افزایش می یابد. این امر منجر به کاهش چگالی غیرخطی الکترون می شود. در نتیجه، ضریب گذردهی دی الکتریک افزایش می یابد. با توجه به معادله (۳-۲۲)، این امر می تواند باعث تغییر پروفایل میدان الکتریکی شود. تغییر در میدان الکتریکی می تواند منجر به اصلاح چگالی غیرخطی الکترون شود. نکته مهم دیگری که از شکل‌های (۳-۱) و (۳-۲) متوجه آن شدیم این است که، با افزایش فرکانس سیکلوترونی الکترون، طول موج نوسانات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی کاهش می یابد. همانطور که در بالا ذکر شد، با افزایش فرکانس سیکلوترونی الکترون، چگالی غیرخطی الکترون کاهش می یابد. بنابراین، میزان ضریب گذردهی دی الکتریک افزایش می یابد. می دانیم که عدد موج متناسب است با $\sqrt{\epsilon}$ ، نتیجه می گیریم که، با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، عدد موج افزایش می یابد بنابراین طول موج نوسانات $\lambda = 2\pi/k$ کاهش می یابد. تغییرات چگالی الکترون $\delta n/n_{e00} =$

$n_e/n_{e00} - 1$ به عنوان تابعی از فاصله انتشار (z) برای مقادیر مختلف ω_c در شکل (۳-۳) رسم شده است.



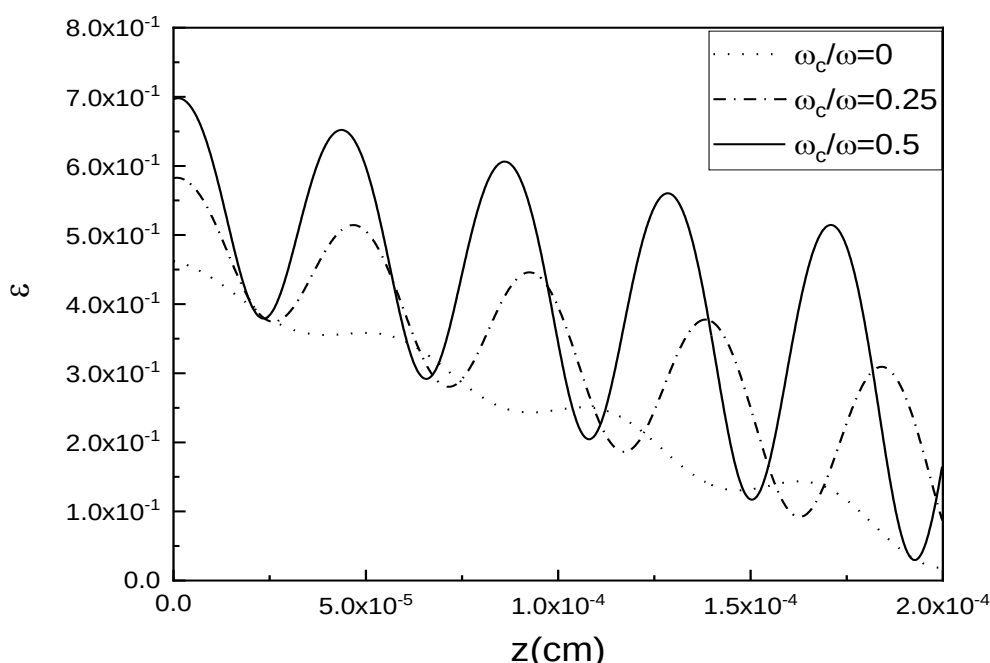
شکل ۳-۳. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پروفایل چگالی الکترون‌ها

به وضوح دیده می‌شود که با افزایش فرکانس سیکلوترونی الکترون، تغییرات چگالی الکترون افزایش می‌یابد. این افزایش تغییرات بیشتر در نزدیکی سطح بحرانی است. گرچه، با افزایش فرکانس سیکلوترونی الکترون، طول موج نوسانات چگالی الکترون کاهش می‌یابد. تفسیر فیزیکی این رفتارها مشابه آنچه در بالا ارائه شد است. با این حال، با افزایش شدت لیزر، چگالی الکترون تیز می‌شود. از این ساختار می‌توان در توری‌های چگالی متغیر پلاسما استفاده کرد [۴۴].

برای تأیید نتایجی که پیشتر ارائه شد، برخی از تحقیقات عملی را ارزیابی می‌کنیم. هونرابیا^۱ و همکارانش با استفاده از شبیه‌سازی ذره-در-سلول (PIC) ترکیبی از انتقال سریع الکترون‌ها و رسوب انرژی در همجوشی اهداف از قبل فشرده شده، با در نظر گرفتن کامل اثرات مغناطیسی جمعی و واکنش‌های هیدرودینامیکی پلاسمای پس زمینه ارائه دادند. آنها به این نتیجه رسیدند که نتایج

¹ Honrubia

شبیه‌سازی مطابقت خوبی با پروفایل تیزشده‌ی پیش‌بینی شده توسط کریسمن^۱ دارد [۴۴]. علاوه بر این، اصلاح پروفایل چگالی پلاسما و پتانسیل دو قطبی DC توسط نیروی پاندراوتیو مشاهده شده است که مقادیر برخی ذرات موجود در برهمکنش لیزر با پلاسما در این آزمایشات وجود دارند. با استفاده از چگالی غیرخطی الکترون، ضریب دی‌الکتریک غیرخطی به عنوان تابعی از فاصله انتشار (Z) در شکل (۴-۳) ترسیم شده است.

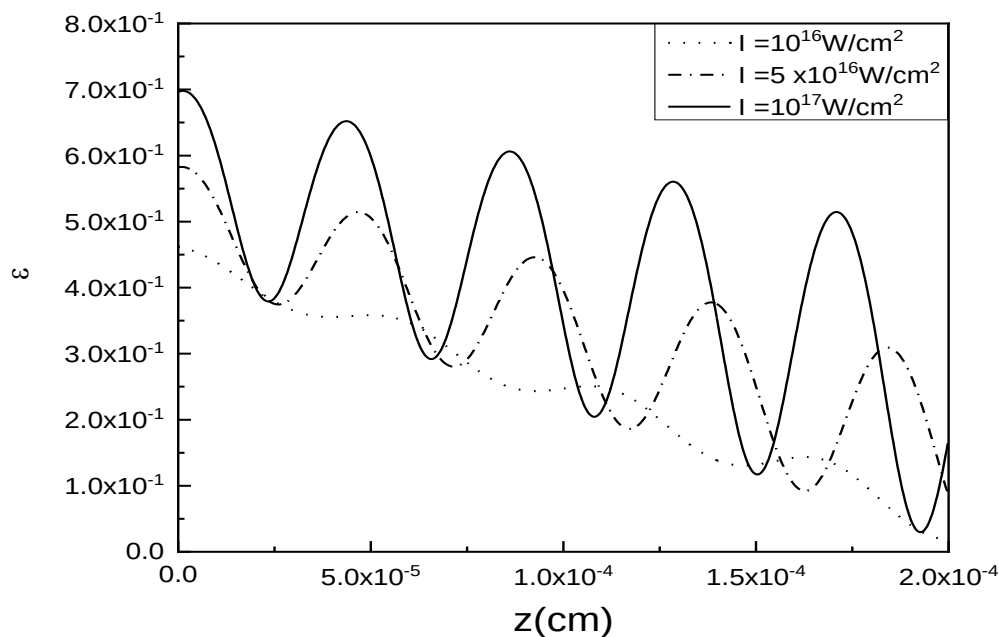


شکل ۴-۳. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پروفایل ضریب گذردهی دی‌الکتریک

از این شکل می‌توان فهمید که رفتار میدان مغناطیسی خارجی مشابه آنچه در شکل (۳-۳) ارائه شده است. شکل (۴-۳) همچنین نشان می‌دهد که، در مجاورت سطح بحرانی، ضریب دی‌الکتریک افزایش می‌یابد و ساختار آن تیز می‌شود. اگرچه تغییر در چگالی الکترون مثبت یا منفی است، اما ضریب دی‌الکتریک مثبت است، که این نشان می‌دهد موج الکترومغناطیسی به داخل پلاسما می‌گردد. چگال انتشار می‌یابد و هیچ میرایی در این پلاسما وجود ندارد.

¹ Chrisman

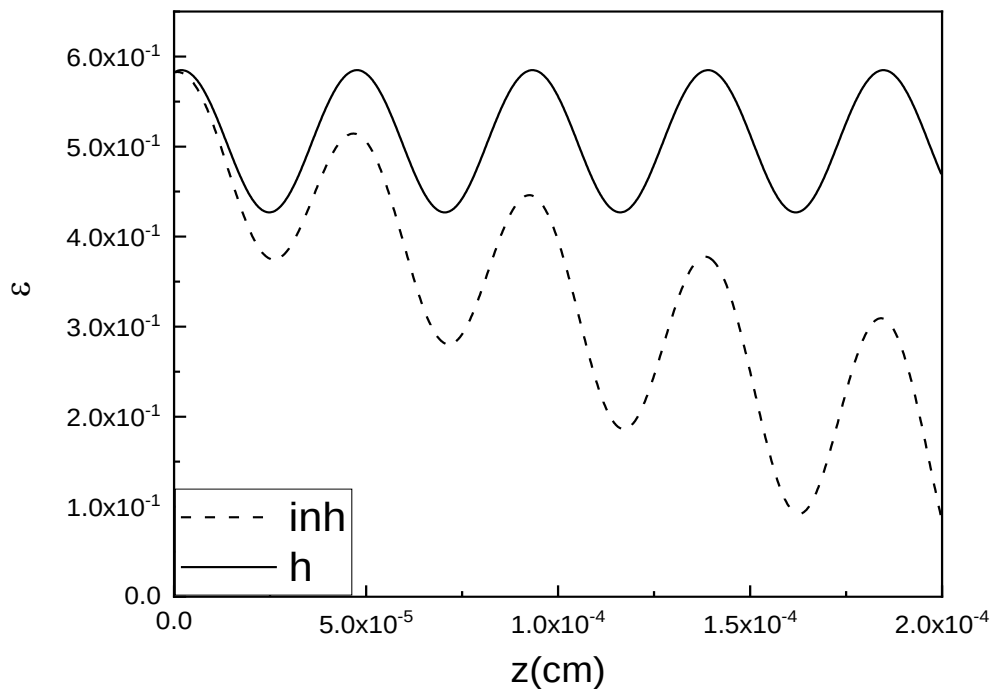
در شکل (۳-۵) اثر شدت لیزر بر روی ضریب گذردهی دی الکتریک به عنوان تابعی از z رسم شده است. از این شکل می توان نتیجه گرفت که با افزایش شدت لیزر، ضریب دی الکتریک افزایش می یابد. در این حالت، ضریب گذردهی دی الکتریک در نزدیکی سطح بحرانی تیز می شود. به عبارت دیگر، ضریب گذردهی دی الکتریک در شدت های کمتر، یعنی $I=10^{16} \text{ W/cm}^2$ ، یک رفتار نوسانی دارد. توجیه فیزیکی تیزشدگی در شدت های بالای لیزر به این شرح است: در برهمکنش لیزر با پلاسما، توزیع فضایی لیزر باعث ایجاد ذرات باردار، به ویژه الکترون ها می شود که این ذرات از نواحی با چگالی کمتر به نواحی با چگالی بیشتر می روند. این بدان معنی است که، در بعضی مناطق، تعداد الکترون ها افزایش می یابد؛ در حالی که در مناطق دیگر، تعداد الکترون ها کاهش می یابد. همچنین از رابطه (۳-۱۲) می توان نتیجه گرفت که مناطق با شدت زیاد (دامنه مربع میدان الکتریکی) مربوط به مناطقی با چگالی کم و در منطقه با شدت کم، چگالی الکترون زیاد است. که این را از شکل (۳-۱) تا (۳-۳) می توان متوجه شد.



شکل ۳-۵. اثر تغییرات شدت بر پروفایل ضریب گذردهی دی الکتریک

با استفاده از پروفایل چگالی الکترون، به راحتی می توان ضریب گذردهی دی الکتریک را بدست آورد. به منظور مقایسه ضریب گذردهی دی الکتریک در موارد همگن و ناهمگن، ضریب گذردهی دی

الکتریک به عنوان تابعی از z در شکل (۳-۶) نشان داده شده است. در این شکل $\omega_c/\omega_{pe0} = 0$ و سایر پارامترها در شکل (۳-۱) ارائه شده اند. در پلاسمای همگن، پروفایل ضریب گذردهی دی الکتریک نشان می دهد که حداکثر مقدار آن تقریباً 0.8 و حداقل مقدار آن تقریباً 0.4 است. تفاوت این دو مقدار تقریباً ثابت است. اما در پلاسمای ناهمگن، دامنه ضریب گذردهی دی الکتریک افزایش می یابد.



شکل ۳-۶. مقایسه‌ی ضریب گذردهی دی الکتریک همگن و غیرهمگن

در آخر، توجه به این نکته مهم است که میدان مغناطیسی خارجی مورد استفاده در این پایان نامه باید توسط داده های عملی تأیید شود. ما چگالی الکترون را $n_{e00} = 1 \times 10^{21} cm^{-3}$ و فرکانس پلاسما را $1.87 \times 10^{15} Hz$ در نظر می گیریم. بنابراین مقدار میدان مغناطیسی خارجی برای $\omega_c/\omega_{pe0} = 0.5$ برابر $51 MG$ می شود. تاگوچی و همکارانش از یک میدان مغناطیسی $31.7 MG$ برای انتشار پرتو الکترونی داغ استوانه‌ای در پلاسمای چگال استفاده کردند [۳۷]. در مطالعاتی دیگر بر روی انتقال الکترون‌های داغ تولید شده توسط لیزر در پلاسمای چگال، سنتوکو^۱ و همکارانش از یک

¹ Sentoku

میدان مغناطیسی 30 MG استفاده کردند. بر اساس مطالعات انجام شده که در بالا ذکر شد، می‌توان دریافت که مقادیر مختلف ω_c/ω_{pe0} که در این پایان نامه استفاده شده است قابل قبول است. با استفاده از شبیه سازی ذره-در-سلول آداک^۱ و همکارانش دینامیک فوق سریع یک لایه چگالی، نزدیک به جامد را بررسی کردند. آنها از چگالی الکترون $1.6 \times 10^{22}\text{ cm}^{-3}$ استفاده کردند. همچنین آنها توان لیزر را $P_L = 20\text{ W}$ ، طول زمانی پالس $\tau = 30\text{ fs}$ ، طول موج لیزر $\lambda = 0.8\mu\text{m}$ و شدت لیزر را $I_L = 10^{18}\text{ W/cm}^2$ در نظر گرفتند. در آزمایشی دیگر جیچول^۲ و همکارانش از شدت لیزر $I_L = 1.1 \times 10^{15}\text{ W/cm}^2$ ، دمای الکترون $T_e = 1.4\text{ keV}$ و چگالی الکترون $1.4 \times 10^{21}\text{ cm}^{-3}$ استفاده کردند. در این کار از دمای الکترون $T_e = 5\text{ keV}$ ، چگالی الکترون $n_e = 10^{21}\text{ cm}^{-3}$ ، شدت لیزر $I_L = 10^{17}\text{ W/cm}^2$ و طول موج لیزر $\lambda = 0.8\mu\text{m}$ استفاده شده است. بنابراین، پارامترهای استفاده شده در این پایان نامه با داده های عملی مطابقت خوبی دارند. نکته مهم دیگر این است که می‌توان نتایج این کار را در آزمایشات مربوط به اندازه گیری اشعه ایکس [۴۵] شتاب ذرات باردار [۴۶]، خودکانونی [۴۷]، و تولید هارمونیک دوم [۴۸] در یونوسفر اعمال کرد.

۳-۴ نتیجه گیری

در این فصل، برهمکنش یک پرتو لیزر شت بالا را با پلاسمای ناهمگن در یک رژیم غیرنسبیتی با در نظر گرفتن اثرات نیروی پاندراوتیو و میدان مغناطیسی خارجی مورد مطالعه قرار گرفت. با استفاده از معادلات ماکسول و انتقال جرم، چگالی غیرخطی الکترون، ضریب گذردهی دی الکتریک غیرخطی و معادلات موج برای یک پلاسمای مغناطیدهی ناهمگن بدست آمد. با استفاده از روش حل عددی، پروفایل‌های میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی، تغییرات چگالی الکترون و ضریب گذردهی دی الکتریک برای مقادیر مختلف ω_c بدست آمد. در حضور اصطلاحات غیرخطی، مشاهده شد که پروفایل میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از شکل سینوسی منحرف شده و طول موج نوسانات اصلاح شده است. علاوه بر این، با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، طول موج نوسانات کاهش یافته است. دریافتیم که با افزایش میدان مغناطیسی، چگالی الکترون در نزدیکی سطح بحرانی تیز می‌شود و دوره‌ی نوسانات کاهش می‌یابد. سرانجام، با مقایسه توزیع چگالی همگن و ناهمگن، نشان داده شد که، در حضور چگالی ناهمگن و میدان مغناطیسی خارجی، ضریب گذردهی دی الکتریک پلازما افزایش می‌یابد.

^۱ Adak

^۲ Jaechul

فصل ۴ : خودکانونی و غیرکانونی شدن پرتو لیزر کوسی

در پلاسمای نا، ممکن بر خوردی با نا، ممکن خطی چگالی و دمای

۴-۱ مقدمه

برهمکنش غیرخطی پالس لیزر با پلاسما به دلیل کاربردهای جذاب زیادی که دارد، مانند: تولید هارمونیک بالا [۳۰]، شتاب دهنده ذرات باردار [۴۹][۵۰] [۵۱][۵۲]، لیزر اشعه ایکس [۵۳][۵۴]، تولید شوک [۲][۵۵][۵۶] و ... مورد توجه بسیاری از دانشمندان قرار گرفته است. در این برهمکنش برخی از اثرات غیرخطی مانند برانگیختگی پراکندگی بریلوئن و رامان [۴۳][۴۷]، گرمایش اهمی و نیروی پاندراوتیو غیرخطی [۲۳][۲۲] و خودکانونی پرتو لیزر [۵۷] رخ می‌دهد. خودکانونی لیزر وقتی رخ می‌دهد، که شدت لیزر به اندازه کافی زیاد باشد. در این حالت، پرتو لیزر منتشر شده می‌تواند بر انکسار طبیعی غلبه کند و کانونی شود شرط لازم برای خودکانونی پرتو لیزر این است که توان موج الکترومغناطیسی از توان بحرانی $P_c(GW) = 16.2 \frac{n_e}{n_{cr}}$ بیشتر باشد [۵۸]. که در اینجا n_e و n_{cr} به ترتیب چگالی الکترون و چگالی بحرانی هستند [۱۶]. با در نظر گرفتن چگالی الکترونی $n_{e0} = 5 \times 10^{17} cm^{-3}$ ، چگالی بحرانی $n_{cr} = 1.2 \times 10^{20} cm^{-3}$ و شدت لیزر $I_L = \frac{10^{13} W}{cm^2}$ ، اندازه لکه کانونی d که $d = \sqrt{\frac{4P_c}{\pi I}}$ است برابر می‌شود با $29 \mu m$. با انتخاب این اندازه قطر لکه برای پالس لیزر با شدت بالا و با در نظر گرفتن شرایط فوق، پرتو لیزر می‌تواند در پلاسما کانونی شود. بسیاری از نویسندگان به بررسی نظری، آزمایشی و شبیه سازی ریانهای پدیده خودکانونی می‌پردازند. نظریه خودکانونی نسبیتی یک پرتو، در پلاسمای همگن توسط هورا^۱ ارائه شد [۵۹]. او نتیجه گرفت که در تابش لیزر، خودکانونی رابطه تنگاتنگی با ثابت های اپتیکی دارد. جونز^۲ و همکارانش اصلاح چگالی و تولید انرژی یون در خودکانونی نسبیتی موج لیزر در پلاسما را بررسی کردند. آنها دریافتند که ترکیب خودکانونی نسبیتی و نیروی پاندراوتیو محوری منجر به شتاب یونهای قلع در حدود Gev می‌شود. [۶۷] اشپرانگل^۳ و همکارانش یک فرم کلی از خودکانونی غیرخطی را برای لیزر الکترون آزاد جهت بررسی پدیده های خودکانونی و خود هدایتگری ارائه دادند [۶۰] [۴۹].

^۱ Hora

^۲ Jones

^۳ Sprangle

موری^۱ و همکاران با استفاده از شبیه سازی کامپیوتری، گسترش خودکانونی یک موج الکترومغناطیسی شدت بالا را مورد بررسی قرار دادند [۶۱]. خود کانونی نسبیتی و پاندراموتیو در برهمکنش لیزر با توان بالا با پلاسما توسط عثمان^۲ و همکارانش بررسی شد. آنها دریافتند که در شدت های بالای لیزر، خودکانونی پاندراموتیو نمایان می شود. ذکر این نکته حائز اهمیت است که وقتی سرعت الکترون بسیار زیاد می شود، اثرات نسبیتی نقش مهمی در فرآیند خودکانونی دارند [۲۰]. فاره^۳ و همکارانش به صورت تجربی، خودکانونی را در پلاسمای کم چگال بررسی کردند. آنها نشان دادند که علاوه بر توان بحرانی، طول زمانی پالس هم یک پارامتر مهم است [۶۵].

خودکانونی یک موج الکترومغناطیسی شدت بالا در پلاسمای مغناطیده برخوردی توسط نیکنام^۴ و همکارانش مورد بررسی قرار گرفت. با روش تحول منبع وابسته، نشان دادند که با افزایش فرکانس برخورد و میدان مغناطیسی خارجی، اندازه لکه لیزری کاهش می یابد، از طرفی خودکانونی یکی از مهمترین اثرات برهمکنش لیزر و پلاسما است. در رژیم غیرنسبیتی، نیروی پاندراموتیو غیرخطی به الکترون ها اعمال می شود. که این امر از ناهمگن بودن پرتو لیزر ناشی می شود. نیروی پاندراموتیو وارد به یون ها، به دلیل سنگین بودن جرم یون نسبت به الکترون قابل اغماض است. این نیروی غیرخطی، الکترون ها را از مناطق با شدت بالا دور میکند. نیروی پاندراموتیو، فرکانس موضعی پلاسما را کاهش می دهد و در نتیجه چگالی الکترون کاهش پیدا میکند و چون ضریب شکست با چگالی الکترون ها رابطه عکس، و در نهایت با ضریب گذردهی دی الکترونیک رابطه مستقیم دارد، افزایش پیدا میکند [۶۲]. پلاسما مانند یک عدسی مثبت عمل کرده و پرتو لیزر را در نقطه ای کانونی می کند به این فرآیند خودکانونی پاندراموتیو در پلاسما می گویند. در رژیم برخوردی و لیزر با شدت بالا، گرمای اهمی ناشی از نیروی پاندراموتیو می تواند پرتو لیزر با شدت بالا را کانونی کند [۶۳][۶۴][۶۵][۶۶]. گرمای اهمی و پاندراموتیو غیرخطی در حالت کانونی و غیرکانونی در پرتو لیزر گوسی توسط ابری^۵ مورد بررسی قرار گرفت. وی و همکارانش دریافتند که در محدوده خودکانونی، نوسانات چگالی الکترون، بین توزیع چگالی اولیه و یک حداقل مقداری اتفاق می افتد. در صورتی که در محدوده غیرکانونی، نوسانات چگالی الکترون توزیع چگالی اولیه و یک حداکثر مقداری اتفاق می افتد [۶۷]. وانگ و ژو^۱ خودکانونی یک پرتو لیزر گوسی در پلاسما را در حضور

^۱Mori

^۲Osman

^۳Faure

^۴Niknam

^۵Abari

^۶Wang

دمای خطی غیرهمگن بررسی کردند. آنها به این نتیجه رسیدند که دمای پلاسما به چهار ناحیه تقسیم می شود: واگرایی نوسانی، خودبه دام افتادگی، خودکانونی و واگرایی ایستا [۶۸] [۶۹]. بر اساس تئوری وانگ، گوپتا^۲ و سوک^۳ اثر چگالی موضعی پلاسمای ناهمگن بر خودکانونی یک پرتو لیزر گوسی را بررسی کردند. آنها دریافتند که با افزایش چگالی پلاسما، اثر خودکانونی قوی تر می شود [۷۰].

با استفاده از ناهمگنی دمایی خطی، بکایی^۴ و همکارانش، خودکانونی نسبیتی و پاندراموتیو را در پلاسما بررسی کردند. نتایج آنها نشان داد که شیب ناهمگنی و علامت آن نقش مهمی را در کانونی یا غیرکانونی شدن پرتو لیزر ایفا می کند [۷۱].

با این حال، با توجه به نتایج به دست آمده در موارد فوق الذکر، تاکنون گرمایش اهمی و پاندراموتیو غیرخطی در خودکانونی پرتو لیزر در پلاسمای کم چگال با ناهمگنی چگالی و دمایی بررسی نشده است. در این پایان نامه، با در نظر گرفتن ناهمگنی خطی چگالی و دمای الکترون ها، خودکانونی پالس لیزر شدت بالا را در پلاسمای کم چگال بررسی کردیم. با در نظر گرفتن نیروی پاندراموتیو غیرخطی برای پلاسمای برخوردی، چگالی غیرخطی الکترون استخراج شد. با در نظر گرفتن چگالی غیرخطی الکترون معادله موج، و همچنین با استفاده از تقریب موازی، یک معادله دیفرانسیلی مرتبه دو، که دربرگیرنده تغییر پارامتر پهنای پرتو در حضور چگالی و دمای ناهمگن است، به دست آمد. نتایج تحقیق نشان می دهد که دامنه های وسیعی از شدت لیزر وجود دارد که در آن می توان پرتو لیزر را در پلاسما کانونی کرد. علاوه بر این، برای مقادیر مشخصی از شدت لیزر، دامنه قله ی پارامتر پهنای پرتو در محدوده خودکانونی به حداکثر می رسد. اثر دما بر روی پارامتر پهنای پرتو نشان می دهد که در نقطه ای که دامنه پارامتر پهنای پرتو به بیشینه مقدار خود می رسد نقطه عطف دمایی وجود دارد. همچنین برای مقادیر مختلفی از چگالی اولیه الکترون، نشان داده شد که یک محدوده باریکی وجود دارد، که خودکانونی می تواند در آنجا رخ دهد. نتایج همچنین نشان می دهد که، برای شدت لیزر کمتر از شدت بحرانی، کاهش ناهمگنی دما، پدیده خودکانونی را بهبود می بخشد در حالی که برای شدت های بالاتر از شدت بحرانی، افزایش ناهمگنی دما مکانیسم خودکانونی را تقویت می کند. همچنین نشان دادیم که برای مقادیر مثبت ناهمگنی چگالی، پرتو لیزر واگرا می شود در حالی که مقادیر منفی ناهمگنی چگالی، پرتو لیزر همگرا شده و در پلاسما کانونی می شود. این فصل

^۱Zhou

^۲Gupta

^۳Suk

^۴Bokaei

در چهار بخش سازماندهی شده است: مقدمه در قسمت اول توضیح داده شد، در بخش دوم با استفاده از چگالی غیرخطی الکترون، تقریب موازی و معادله موج، یک معادله دیفرانسیل غیر خطی به دست می آوریم. در بخش سوم، این معادلات حل شده و نتایج در محوریت رفتار پارامتر پهنای پرتو در حضور شدت لیزر، ناهمگنی چگالی، و ناهمگنی دما مورد بحث قرار می گیرد و در نهایت در بخش ۴ به نتیجه گیری خواهیم پرداخت .

۲-۴ معادلات اساسی و هیدرودینامیکی

ما پراکندگی یک پرتو لیزر گوسی را در یک پلاسمای برخوردی غیرمغناطیسهی ناهمگن در نظر گرفتیم. فرض براین است که تجزیه و تحلیل در سیستم مختصات استوانه‌ای انجام شده است که محور استوانه در راستای Z است. با استفاده از قوانین آمپر و فارادی و درغیاب چگالی بار و چگالی جریان خارجی و در نهایت با ترکیب این دو رابطه معادله موج در مختصات استوانه‌ای برابر می‌شود با :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) E + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \varepsilon(r, z) E = 0 \quad (۱-۴)$$

در رابطه بالا ω فرکانس لیزر است. C سرعت نور در خلا، ε ضریب گذردهی دی الکتریک و E میدان الکتریکی هستند. در به دست آوردن معادله (۱-۴)، جملات غیرخطی مانند جمله $\nabla(\nabla \cdot E)$ را نادیده گرفتیم. معادله بالا توسط آخمانوو^۱ و سودها^۲ به صورت زیر حل شد [۷۲][۷۳] :

$$E(r, z) = A(r, z) \exp \left(-i \int_0^z k(z) dz \right), \quad (۲-۴)$$

$$A(r, z) = A_0(r, z) \exp(-ik(z)S(r, z)), \quad (۳-۴)$$

$$A_0(r, z) = \frac{a_0}{f(z)} \exp \left(-\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(z)} \right), \quad (۴-۴)$$

^۱Akhmanov

^۲Sodha

در معادلات فوق $k(z)$ عدد موج غیرهمگن، r_0 اندازه لکه لیزر، r فاصله شعاعی از مرکز محور پرتو $a_0 = 8.65 \times 10^{-10} \lambda I^{1/2} W/cm^2$ ، میدان الکتریکی نرمالیزه شده در $r = z = 0$ ، f پارامتر بی-بعد پهنای پرتو هستند. به علاوه $S(r, z)$ تابع ایکونال حقیقی توسط آخمانوو و همکارانش به دست آمد [۷۲]، که به شکل زیر نوشته می شود:

$$S(r, z) = S_0(z) + \frac{r^2}{2f(z)} \frac{df}{dz}, \quad (۵-۴)$$

در این معادله $S_0(z)$ فاز محوری و $\frac{1}{f(z)} \frac{df}{dz}$ معکوس شعاع انحنای جبهه خود را نشان می دهد. همچنین در تقریب موازی ضریب گذردهی دی الکتریک به شکل زیر نوشته می شود:

$$\varepsilon(r, z) = \varepsilon_0(z) - \frac{r^2}{r_0^2} \varepsilon_2(z), \quad (۶-۴)$$

که $\varepsilon_2(z)$ برابر است با:

$$\varepsilon_2(z) = -\frac{\partial \varepsilon}{\partial |A|^2} \frac{\partial |A|^2}{\partial r^2} r_0^2 |_{r=0} \quad (۷-۴)$$

با جایگذاری معادلات (۲-۴)، (۳-۴) و (۶-۴) در معادله ی (۱-۴) و با در نظر گرفتن این که در برهمکنش بین موج الکترومغناطیسی شدت بالا و پلاسما، جمله $\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}$ می تواند نادیده گرفته شود. سپس پس با جداسازی قسمت های حقیقی و موهومی می توان معادله موج لیزر را در دستگاه استوانه ای به شکل زیر نوشت:

$$\frac{1}{K^2 A_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) A_0 - \frac{r^2 \varepsilon_2}{r_0^2 \varepsilon_0} - 2 \frac{\partial S}{\partial z} - \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 - \frac{2S}{K} \frac{dk}{dz} = 0, \quad (۸-۴)$$

$$\frac{\partial A_0^2}{\partial z} + A_0^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) S + \frac{\partial A_0^2}{\partial r} \frac{\partial S}{\partial r} + A_0^2 \frac{1}{k} \frac{dk}{dz} = 0, \quad (۹-۴)$$

در معادله فوق $k(z) = \omega \sqrt{\varepsilon_0(z)}/c$ است. با جایگذاری معادلات (۴-۴) و (۶-۴) در معادله (۸-۴) و بسط دادن $A_0(r, z)$ حول $r = 0$ می توانیم معادله دیفرانسیل زیر را با نگهداشتن مرتبه ی مناسب r^2 به شکل زیر دست آوریم: ابتدا جمله ی اول معادله ی (۸-۴) را بسط می دهیم و بعد از آن با ساده کردن سه جمله ی آخر و درنهایت جایگذاری مقادیر به دست آمده در این رابطه می توانیم یک

رابطه برای پارامتر پهنای پرتو به دست آوریم. پس در ابتدا با استفاده از بسط تیلور به شکل زیر،
 $A_0(r, z)$ را حول $r = 0$ بسط می‌دهیم:

$$e^{\alpha x} = 1 + \alpha x + \frac{(\alpha x)^2}{2!} + \dots, \quad (10-4)$$

حاصل بسط به شکل زیر بدست می‌آید:

$$A_0(r = 0, z) = a_0 \exp\left(\frac{-r^2}{2r_0^2 f^2}\right) = \frac{a_0}{f} \left(1 - \frac{r^2}{2r_0^2 f^2} + \frac{r^4}{8r_0^4 f^4} + \dots\right) \quad (11-4)$$

بنابراین:

$$A_0 = \frac{a_0}{f} - \frac{a_0 r^2}{2r_0^2 f^3} + \frac{a_0 r^4}{8r_0^4 f^5} \quad (12-4)$$

$$\frac{\partial A_0}{\partial r} = \frac{-a_0 r}{r_0^2 f^3} + \frac{a_0 r^3}{2r_0^4 f^5} \quad (13-4)$$

$$\frac{\partial^2 A_0}{\partial r^2} = \frac{-a_0}{r_0^2 f^3} + \frac{3a_0 r^2}{2r_0^4 f^5} \quad (14-4)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial A_0}{\partial r} = \frac{-a_0}{r_0^2 f^3} + \frac{a_0 r^2}{2r_0^4 f^5} \quad (15-4)$$

با جمع معادلات (14-4) و (15-4) عبارت داخل پرانتز جمله اول به این شکل نوشته می‌شود:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\right) A_0 = \frac{-2a_0}{2r_0^2 f^3} + \frac{4a_0 r^2}{2r_0^4 f^5} \quad (16-4)$$

بنابراین با استفاده از رابطه فوق داریم:

$$\frac{dk}{dz} = \frac{\omega}{2c} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{d\varepsilon_0}{dz}, \quad (17-4)$$

و همچنین با استفاده از معادله‌ی (۵-۴) می‌توان نوشت:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial s}{\partial z} &= \frac{ds_0}{dz} - \frac{r^2}{2f} \left(\frac{df}{dz} \right)^2 + \frac{r^2}{2f} \frac{d^2 f}{dz^2} \\ \frac{\partial s}{\partial r} &= \frac{r}{f} \frac{df}{dz} \end{aligned} \right. \quad (18-4)$$

با استفاده از روابط (۵-۴) و (۱۷-۴)، جمله‌ی آخر معادله‌ی (۸-۴) به شکل زیر ساده می‌شود:

$$\frac{-2s}{k} \frac{dk}{dz} = \frac{-2c}{\omega \sqrt{\varepsilon_0}} \left(s_0 + \frac{r^2}{2f} \frac{df}{dz} \right) \frac{\omega}{2c} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{d\varepsilon_0}{dz} = \frac{-s_0}{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon_0}{dz} - \frac{r^2}{2f \varepsilon_0} \frac{df}{dz} \quad (19-4)$$

با جایگذاری عبارات به دست آمده در رابطه‌ی (۸-۴) و ضرب کل عبارت در $\frac{-\varepsilon_0 f}{r^2}$ به این عبارت می‌رسیم:

$$\varepsilon_0(z) \frac{d^2 f}{dz^2} - \frac{c^2}{r_0^4 \omega^2 f^3} + \varepsilon_2(z) f + \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon_0(z)}{dz} \frac{df}{dz} = 0. \quad (20-4)$$

با استفاده از پارامترهای بدون بعد $\xi = \frac{z}{R_d}$ ، که $R_d = \frac{r_0^2 \omega}{c}$ طول ریلی^۱ بدون بعد است،

و $\rho = \frac{r_0 \omega}{c}$ طول انتشار بدون بعد است، معادله بالا را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\varepsilon_0(R_d \xi) \frac{d^2 f}{R_d^2 d\xi^2} - \frac{1}{R_d^2 f^3} + \frac{\varepsilon_2(R_d \xi) f}{r_0^2} + \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon_0(R_d \xi)}{R_d d\xi} \frac{df}{R_d d\xi} = 0 \quad (21-4)$$

با در نظر گرفتن اینکه $\rho = \frac{R_d^2}{r_0^2}$ و ضرب معادله فوق در R_d^2 داریم:

^۱Rayleigh length

$$\varepsilon_0(\xi) \frac{d^2 f}{d\xi^2} - \frac{1}{f^3} + \varepsilon_2(\xi) \rho^2 f - \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon_0(\xi)}{d\xi} \frac{df}{d\xi} = 0. \quad (22-4)$$

در معادله فوق این نکته حائز اهمیت است که، جمله دوم سمت چپ معادله، ناشی از فرآیند شکست و سومین جمله مسئول اثرات نیروی پاندراوتیو و گرمای اهمی غیرخطی می‌باشند. آخرین جمله ناشی از ناهمگنی پلاسما است. برای حل معادله بالا، تابع ضریب گذردهی دی الکتریک $\varepsilon_0(\xi)$ و $\varepsilon_2(\xi)$ باید خاص (تک مقدار) باشند. به همین منظور، اثر گرمای اهمی و نیروی پاندراوتیو غیرخطی بر روی یک پلاسمای کم چگال برخوردی می‌تواند مفید باشد. پرتو لیزر با شدت بالا از خلا $z < 0$ به صورت عمود، به داخل پلاسما $z > 0$ برخورد می‌کند. فرض می‌شود پلاسما غیرهمگن، برخوردی و غیر مغناطیده باشد. ناهمگنی همیشه در مورد دما و چگالی ذرات باردار است. اگرچه، این برهمکنش، برهمکنش یک پرتو لیزر با یک جسم جامد را مدل می‌کند [۴].

سطح بحرانی، پلاسمای کم‌چگال را از پلاسمای چگال جدا می‌کند که در آن پرتوی لیزر قابل انتشار نیست و موج الکترومغناطیسی از آن سطح بازتاب داده می‌شود یا در آن میرا می‌شود. چگالی سطح بحرانی به این صورت نمایش داده می‌شود: $n_{cr} = \frac{m_e \omega^2}{4\pi e^2}$. بنابراین سطح هدف را می‌توان در پلاسما به مناطق کم‌چگال ($n_e < n_{cr}$) و مناطق چگال ($n_e > n_{cr}$) تقسیم کرد [۴][۷۴][۷۵]. گرچه، چگالی پلاسمای کم‌چگال در حالت ناهمگن به این شکل در نظر گرفته می‌شود:

$$n_{e0}(\xi) = n_0 + (n_{cr} - n_0) \frac{\xi}{\sigma_1}, \quad (23-4)$$

که در اینجا n_0 چگالی الکترون در $\xi = 0$ است و σ_1 ثابت قابل تنظیمی است که نشان دهنده ناهمگنی چگالی و n_{e0} چگالی الکترون در حضور ناهمگنی چگالی است. علاوه بر این، ناهمگنی دمایی به این صورت است:

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2} \right), \quad (24-4)$$

که در اینجا T_0 دمای پلاسما در $\xi = 0$ است. همچنین، ضریب گذردهی دی الکتریک یک پلاسمای غیرمغناطیده برخوردی رامی‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\varepsilon(\xi) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2(\xi)}{\omega^2} \left(1 - \frac{iv_{ei}}{\omega} \right), \quad (25-4)$$

در رابطه‌ی بالا $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$ ، فرکانس الکترونی پلاسما و v_{ei} فرکانس برخورد الکترون-یون است. از طرفی، وقتی یک موج الکترومغناطیسی شدت بالا در داخل یک پلاسما منتشر می‌شود، ذرات باردار، مخصوصاً الکترون‌ها، با سرعت سوق:

$$v = \frac{eE}{im_e \omega} \left(1 - \frac{iv_{ei}}{\omega} \right). \quad (26-4)$$

حرکت می‌کنند. در حالیکه، سرعت سوق یون‌ها به دلیل اینکه یون‌ها نسبت به الکترون‌ها بسیار سنگین‌ترند قابل صرف نظر است. معادله (26-4) رامی توان با مزدوج میدان الکتریکی $eE^*v/2$ ترکیب کرد تا نرخ گرمای الکترون را به دست آوریم. در حالت پایدار، این اصطلاح با کاهش توان از طریق هدایت حرارتی و برخورد بین الکترون‌ها و یون‌های متعادل می‌شود:

$$-\nabla \cdot \left(\frac{x}{n_e} \nabla T_e \right) + \frac{3}{2} \delta v_{ei} (T_e - T_i) = \frac{e^2 |E|^2 v_{ei}}{2m_e \omega^2}, \quad (27-4)$$

در اینجا $x/n_e = v_{th}^2$ و v_{th} سرعت حرارتی الکترون‌ها است. T_i دمای یون‌ها و $\delta = 2m_e/m_i$ جرم یون‌هاست. اگر زمان آرامش انرژی از طریق برخوردها $\tau_{coll} \sim 1/v_{ei} \delta$ بسیار کمتر از زمان آرامش انرژی از طریق هدایت $\tau_{coll} \sim v_{ei} r_0^2 v_{th}^2$ باشد قسمت اول سمت چپ معادله (28-4) می‌تواند نادیده گرفته شود، بنابراین این معادله به شکل زیر در می‌آید:

$$T_e(\xi, |E|^2) = T_i(\xi) + \frac{1}{3\delta} \frac{e^2 |E|^2}{m_e \omega^2}, \quad (29-4)$$

از طرفی، چگالی الکترون و به تبع آن ضریب گزردهی دی الکتریک با استفاده از معادله انتقال جرم به دست می‌آید، پس معادله‌ی انتقال جرم برای الکترون را به این صورت می‌نویسیم:

$$m_e n_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \right) \vec{V} = en_e \vec{E} - \nabla(n_e T_e) - n_e F_p, \quad (30-4)$$

در معادله بالا $\vec{F}_p$ نیروی پاندراوتیو است که برابر است با:

$$F_p = - \frac{e^2}{m_e \omega^2} \nabla |E|^2. \quad (31-4)$$

نیروی پاندراوتیو، متناسب با گرادیان شدت لیزر از است که، الکترون‌ها را از مناطقی که در آن شدت میدان زیاد است، یعنی روی محور پرتو دور می‌کند. این نیرو هنگامی ظاهر می‌شود که شدت

موج الکترومغناطیسی بالا باشد و میدان الکتریکی دارای توزیع تغییرات فضایی باشد. از آنجایی که این برهمکنش در حالت ایستا مورد بررسی قرار می گیرد، سمت چپ معادله (۴-۲۹) نادیده گرفته می- شود. علاوه بر این، وقتی مقیاس طول چگالی، بزرگتر از طول دبی است، می توان از نیروی بار فضا در مقایسه با نیروی پاندراوتیو و گرادیان فشار چشم پوشی کرد. تحت این شرایط، نیروی پاندراوتیو می تواند با گرادیان فشار به تعادل برسد. بنابراین رابطه ی چگالی در پلاسما را با استفاده از معادله ی (۴-۲۸) به این صورت:

$$T_e = T_i + \alpha |E|^2 \quad (۴-۳۲)$$

که در این رابطه $\alpha = \frac{e^2}{3\delta m_e \omega^2}$ است.

و همچنین معادله ی (۴-۲۹) را به صورت زیر می نویسیم:

$$\nabla(n_e T_e) = -n_e F_p = -n_e \beta \nabla |E|^2 \quad (۴-۳۳)$$

در رابطه ی فوق $\beta = \frac{-e^2}{m_e \omega^2}$ می باشد.

با جایگذاری معادله ی (۴-۳۱) در معادله ی فوق داریم:

$$\nabla(n_e(T_i + \alpha |E|^2)) = -n_e \beta \nabla |E|^2 \quad (۴-۳۳)$$

با گسترش سمت چپ عبارت بالا خواهیم داشت:

$$\nabla(n_e T_i) + \nabla(\alpha n_e |E|^2) = T_i \nabla n_e + \alpha |E|^2 \nabla n_e + \alpha n_e \nabla |E|^2 - n_e \beta \nabla |E|^2 \quad (۴-۳۴)$$

بنابراین با برابر قرار دادن سمت راست معادله ی (۴-۳۳) با (۴-۳۴)، به رابطه ای زیر می رسیم:

$$(T_i + \alpha |E|^2) \nabla n_e = -n_e (\alpha + \beta) \nabla |E|^2 \quad (۴-۳۵)$$

بنابراین:

$$\frac{\nabla n_e}{n_e} = \frac{-(\alpha + \beta)}{(T_i + \alpha |E|^2)} \nabla |E|^2 \quad (۴-۳۶)$$

اگر این معادله را به شکل انتگرالی حل کنیم، چگالی الکترون برابر می شود با:

$$n_e = \frac{n_{e0}(\xi)}{(T_i + \alpha u)^{1-\frac{\beta}{\alpha}}} \quad (37-4)$$

که با جایگذاری α و β در این رابطه چگالی الکترون غیرخطی می‌تواند به شکل زیر به دست آید:

$$n_e(\xi) = \frac{n_{e0}(\xi)}{\left[1 + \frac{e^2 |E|^2}{3\delta T_i(\xi) m_e \omega^2}\right]^{1+3\delta}} \quad (38-4)$$

در رابطه فوق $n_{e0}(\xi)$ و $T_i(\xi)$ به ترتیب در معادلات (۲۳-۴) و (۲۴-۴) بیان شده اند. نکته مهم دیگر این است که در به دست آوردن معادله (۳۸-۴) فرض شد که $\nabla(T_i) \sim 0$ زیرا تغییرات دمای یون در مقایسه با تغییرات چگالی الکترون و میدان الکتریکی بسیار کمتر است. با جایگذاری معادلات (۲۳-۴) و (۲۴-۴) در معادله (۳۸-۴) ضریب گذردهی دی‌الکتریک برابر می‌شود با:

$$\varepsilon(\xi) = 1 - \frac{\omega_{pe0}^2 \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_0} - 1\right) \frac{\xi}{\sigma_1}\right)}{\omega^2 \left[1 + \frac{e^2 |E|^2}{3\delta T_0 \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2}\right) m_e \omega^2}\right]^{1+3\delta}} \quad (39-4)$$

همچنین $|E|^2$ در این معادله با استفاده از معادلات (۲-۴) تا (۴-۴) به شکل زیر به دست می‌آید:

$$|E|^2 = \frac{a_0^2}{f^2(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2 f^2(z)}\right) \quad (40-4)$$

با استفاده از معادله (۳۹-۴)، (۴۰-۴) و معادله (۷-۴) ابتدا ε_2 را محاسبه کرده سپس با جایگذاری ε_2 در معادله (۶-۴) ε_0 را بدست می‌آوریم:

$$|A|^2 = |E|^2 = \frac{a_0^2}{f^2(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2 f^2(z)}\right) \quad (41-4)$$

اگر معادله (۳۹-۴) را به این صورت در نظر بگیریم:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega p_{e0}^2(\gamma)}{\omega^2[1 + \beta a]^{1+3\delta}} \quad (42-4)$$

در این رابطه ثابت‌های $\beta = \frac{e^2}{3\delta T_0(1+\frac{\xi}{\sigma_2})m_e\omega^2}$ و $\gamma = 1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_0} - 1\right)\frac{\xi}{\sigma_1}$ است. با استفاده از معادله‌ی (۷-۴) و (۴۲-۴) می‌توانیم $\varepsilon_2(\xi)$ را به شکل زیر به دست آوریم:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial |A|^2} = - \left(-\gamma \times \frac{\omega p_{e0}^2}{\omega^2} \times (-1 - 3\delta) \right) \times \beta [1 + \beta a]^{-(2+3\delta)}$$

و همچنین:

$$\frac{\partial |A|^2}{\partial r^2} = \frac{-a_0^2}{r_0^2 f^4} \exp\left(\frac{-r^2}{r_0^2 f^2}\right)$$

سپس با جایگذاری α و β در روابط فوق و در نظر گرفتن $a_{00} = \frac{ea_0}{(\omega m_e T_0)}$ که میدان الکتریکی بی‌بعد شده است، و در نهایت جایگذاری مقادیر به دست آمده در معادله‌ی (۷-۴) مقدار $\varepsilon_2(\xi)$ به این شکل به دست می‌آید:

$$\varepsilon_2(\xi) = \frac{\omega_{pe0}^2 \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_0} - 1\right)\frac{\xi}{\sigma_1}\right) a_{00}^2 (1 + 3\delta)}{3\delta \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2}\right) \omega^2 f^4(\xi) \left[1 + \frac{a_{00}^2}{3\delta \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2}\right) f^2(\xi)}\right]^{2+3\delta}} \quad (43-4)$$

حال با جایگذاری معادله (۴۳-۴) و (۳۹-۴) در معادله‌ی (۶-۴)، می‌توانیم ضریب گذردهی $\varepsilon_0(\xi)$ را به دست آوریم:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{r^2}{r_0^2} \varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_0 = \varepsilon + \frac{r^2}{r_0^2} \varepsilon_2 \quad (44-4)$$

$$\varepsilon_0(\xi) = 1 - \frac{\omega_{pe0}^2 \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_0} - 1\right) \frac{\xi}{\sigma_1}\right)}{\omega^2 \left[1 + \frac{a_{00}^2}{3\delta \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2}\right) f^2(\xi)}\right]^{1+3\delta}}, \quad (45-4)$$

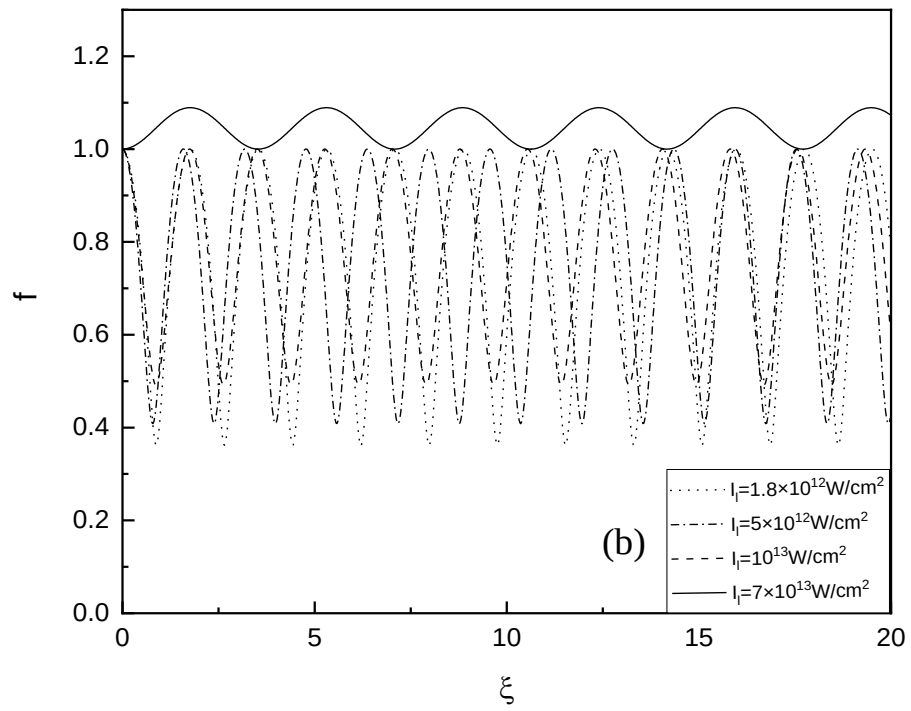
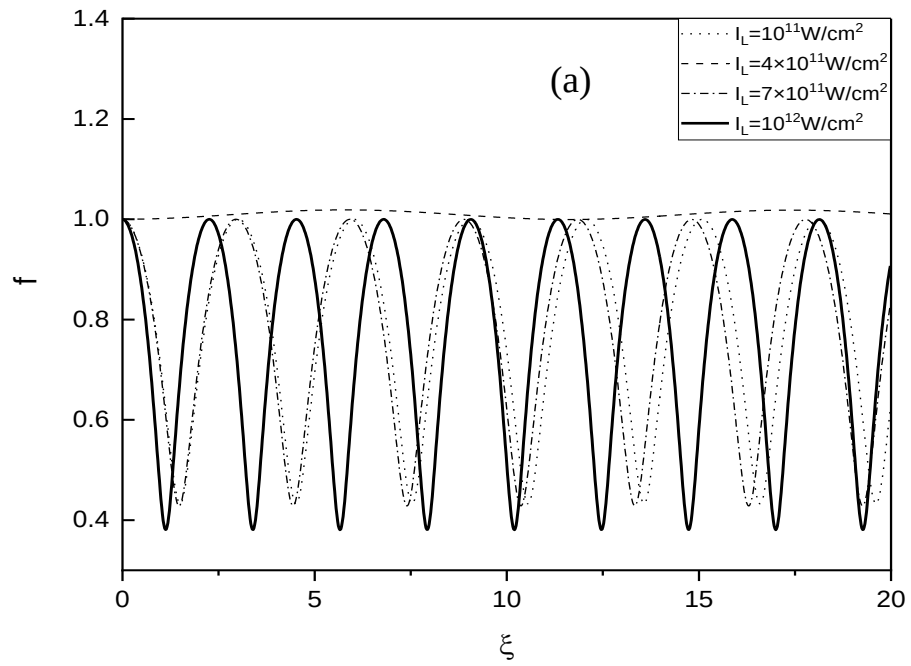
و در نهایت با جایگذاری معادلات (43-4) و (45-4) در معادله (22-4)، تحول پارامتر پهنای پرتو بی بعد شده به این شکل به دست می آید:

$$\left(1 - \frac{\omega_{pe0}^2 \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_0} - 1\right) \frac{\xi}{\sigma_1}\right)}{\omega^2 \left[1 + \frac{a_{00}^2}{3\delta \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2}\right) f^2}\right]^{1+3\delta}}\right) \left(\frac{d^2 f}{d\xi^2} - \frac{1}{f^3} + \frac{\omega_{pe0}^2 \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_0} - 1\right) \frac{\xi}{\sigma_1}\right) a_{00}^2 (1+3\delta) p^2}{3\delta \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2}\right) \omega^2 f^3 \left[1 + \frac{a_{00}^2}{3\delta \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2}\right) f^2}\right]^{2+3\delta}}\right) + \frac{\omega_{pe0}^2}{2\omega^2} \left(\frac{\left(\frac{n_{cr}}{n_0} - 1\right)}{\sigma_1 \left[1 + \frac{a_{00}^2}{3\delta \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2}\right) f^2}\right]^{1+3\delta}} + \frac{a_{00}^2}{3\delta} \frac{1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_0} - 1\right) \frac{\xi}{\sigma_1}}{\left[1 + \frac{a_{00}^2}{3\delta \left(1 + \frac{\xi}{\sigma_2}\right) f^2}\right]^{2+3\delta}} \left(\frac{1}{\sigma_2 + \xi} + \frac{2 \frac{df}{d\xi}}{f}\right)\right) \frac{df}{d\xi} = 0 \quad (46-4)$$

۴-۳ نتایج

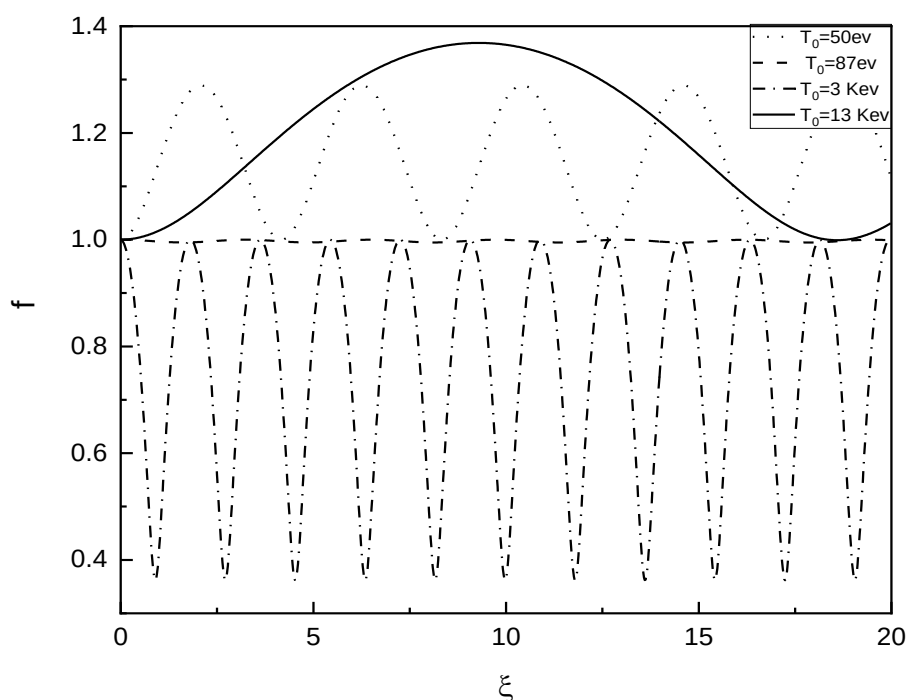
در بخش ۲ پارامتر پهنای پرتو نرمالیزه شده f به عنوان تابعی از فاصله پراکندگی نرمالایز در یک معادله دیفرانسیلی غیرخطی در معادله (25-4) نشان داده شد. برای حل این معادله از تکنیک عددی رانگ-کوتا مرتبه ۴ با شرایط مرزی $f=1$ و $\frac{\partial f}{\partial \xi} = 0$ در $\xi = 0$ استفاده کردیم. پارامترهای مهم دیگر لیزر و پلاسما عبارتند از: طول زمانی پالس لیزر $\tau = 1ps$ ، شدت لیزر $I_L = 10^{12} W/cm^2$ ، فرکانس لیزر $\nu = 10^{14} Hz$ ، اندازه لکه لیزر $r_0 = 20\mu m$ ، شعاع استوانه چگالی اولیه الکترون $\delta = 10^{-3}$ ، $r = 6.3\mu m$ ، چگالی اولیه الکترون $n_{e0} = 5 \times 10^{17} cm^{-3}$ و $T_0 = 1keV$ و بحرانی $n_{cr} = 1.2 \times 10^{20} cm^{-3}$ این نکته مهم است که رژیم برخوردی، در شدت های کمتر از $I_L = 10^{14} W/cm^2$ رخ می دهد، بنابراین در رژیم غیربرخوردی شدت لیزر بیشتر از $I_L = 10^{15} W/cm^2$ است. اگر چه، امروزه لیزرهایی با شدت های بالا، در حدود $I_L = 10^{22} W/cm^2$ وجود

دارند که برای استفاده در پدیده‌ی خودکانونی بسیار مناسب‌اند، اما در اینجا ما از لیزری با شدت $I_L = 10^{14} W/cm^2$ و شدت‌های کمتر استفاده کردیم به دلیل اینکه برای مشاهده پدیده خودکانونی در رژیم برخوردی شدت لیزر باید در این محدوده باشد. با در نظر گرفتن این شرایط، انتظار می‌رود در مواردی که $f < 1$ باشد، پالس لیزر بتواند در پلاسمای کم چگال کانونی شود، در حالیکه وقتی $f > 1$ است، پالس لیزر واگرا شود. در شکل (۴-۱) اثر شدت لیزر بر پارامتر پهنای پرتو به صورت تابعی از فاصله پراکندگی نرمالایز شده در حضور ناهمگنی چگالی رسم شده است. در این شکل $T_0 = 5 Kev$ ، $10^{11} < I < 7 \times 10^{13} W/cm^2$ و دیگر پارامترها مانند آنچه که در بالا ارائه شد است. در شکل (۴-۱a) به وضوح پیداست که برای شدت‌های کمتر از $I_L = 4 \times 10^{11} W/cm^2$ مقدار f خیلی بیشتر از ۱ است و متعاقباً پرتو لیزر در پلاسما واگرا می‌شود. گرچه، رفتار دوره‌ای پارامتر پهنای پرتو برای شدت‌های بزرگتر از $I_L = 4 \times 10^{11} W/cm^2$ ، روی می‌دهد علاوه بر این، خودکانونی در شدت پرتو لیزر بیشتر از $I_L = 5.8 \times 10^{13} W/cm^2$ می‌باشد، که این شدت در رژیم غیرنسبیتی است و در این نقطه پرتو شروع به پخش یا واگرایی می‌کند. البته بین این دو شدت نیز ممکن است پدیده خودکانونی رخ دهد. می‌توان این پدیده را از لحاظ فیزیکی به این شکل تفسیر کرد: برای شدت‌های پایین الکترون‌ها در معرض نیروی پاندراوتیو قرار نمی‌گیرند. با افزایش شدت لیزر، نیروی پاندراوتیو الکترون‌ها را به سمت مناطق با شدت پایین‌تر هل می‌دهد. لیزر، الکترون‌ها را از محور پرتو خارج می‌کند و طبق معادله (۴-۲۰) چگالی غیرخطی الکترون کاهش می‌یابد و به تبع آن، ضریب گذردهی دی الکتریک افزایش می‌یابد و نتیجه اینکه گرادیان ضریب شکست تولید شده توسط نیروی پاندراوتیو برای رخ دادن پدیده خود کانونی به حد مطلوبی می‌رسد. افزایش شدت لیزر باعث می‌شود پلاسما به عنوان یک عدسی محدب عمل کرده و پالس لیزر در پلاسما کانونی می‌شود.



شکل ۴-۱. تغییرات پارامتر پهنای پرتو بر حسب فاصله انتشار.
 $I_L = 10^{12} \text{ W/cm}^2$ و پارامترهای دیگر این شکل $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_{cr} = 1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ هستند.

از شکل (۴-۱-b) می توان فهمید که برای شدت لیزر $I_L = 1.8 \times 10^{12} W/cm^2$ قله دامنه-ی پارامتر f در محدوده خودکانونی، تقریباً برابر ۰.۶۵ است، که این شدت، شدت بحرانی^۱ نامیده می شود، و برای شدت های بالاتر قله دامنه پارامتر پهنای پرتو کاهش می یابد. اگرچه، با افزایش شدت پالس لیزر، نیروی پاندراوتیو تقویت شده و بیشتر الکترون ها را از محور پرتو لیزر خارج می کند. در برخی نقاط، هیچ الکترونی وجود ندارد و پلاسما مانند خلا عمل می کند. پلاسما در شدت های بالاتر از $I_L = 5.8 \times 10^{13} W/cm^2$ شفاف می شود. بنابراین، به این نتیجه می رسیم که برای شدت های لیزر بین $4 \times 10^{11} < I < 5.8 \times 10^{13} W/cm^2$ و دمای $T_0 = 5 Kev$ پدیده خودکانونی می تواند رخ دهد. گرچه، برای دماها و شدت های دیگر این محدوده تغییر خواهد کرد. در شکل (۴-۲) اثرات دما بر پارامتر پهنای پرتو عنوان تابعی از ξ برای دماهای مختلف در حضور ناهمگنی چگالی و دمایی رسم شده است.

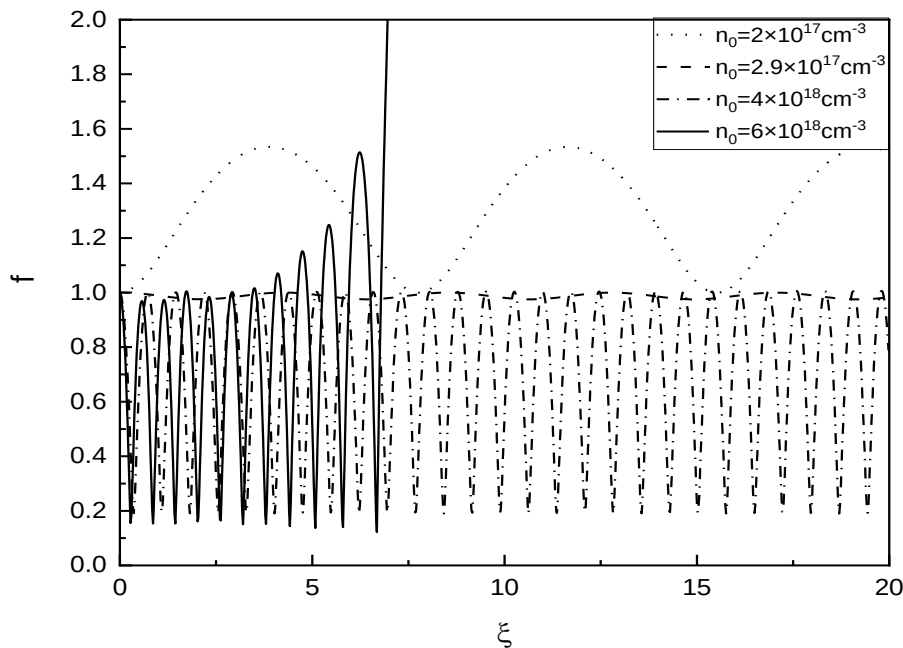


شکل ۴-۲. تغییرات پارامتر پهنای پرتو برحسب فاصله انتشار در حضور تغییرات دما. $I_L = 10^{12} W/cm^2$ و پارامترهای دیگر این شکل $n_0 = 10^{18} cm^{-3}$, $n_{cr} = 1.2 \times 10^{21} cm^{-3}$ هستند

^۱Critical intensity

با بررسی این شکل در می یابیم که در محدوده دمای پایین تر، پرتو لیزر در پلاسما واگرا می شود. در $T_0 = 87 \text{ eV}$ پالس لیزر نه واگرا می شود نه همگرا، و پارامتر پهنای پرتو در فاصله ی انتشار ثابت است. با افزایش دما تا $T_0 = 12.8 \text{ Kev}$ ، پارامتر پهنای پرتو کمتر از ۱ می شود و در نتیجه، پرتو لیزر می تواند در پلاسمای کم چگال کانونی شود. نکته ی دیگری که می توان در این شکل به آن پی برد این است که دمای $T_0 = 3 \text{ Kev}$ ، شرایط کانونی شدن را دارد و در این دما دامنه پارامتر پهنای پرتو در محدوده خود کانونی به بیشینه مقدار خود می رسد. این دما "دمای نقطه عطف"^۱ نامیده می شود و با تغییرات شدت لیزر و چگالی الکترون، تغییر می کند. علاوه بر این، طول موج نوسانات در نقطه عطف دمایی به کمینه مقدار خود می رسد. تفسیر فیزیکی خود کانونی و غیر کانونی بودن پارامتر پهنای پرتو در دماهای مختلف به شرح زیر می باشد: در این کار ما برهمکنش پالس لیزر با شدت بالا را با یک جسم جامد مدل کرده ایم. وقتی که یک پالس لیزر به سطح یک جسم برخورد می کند (به عنوان مثال یک جسم جامد) می تواند یک پلاسمای چگال روی سطح آن ایجاد کند. الکترون های پلاسما می توانند گرم شوند و انتظار می رود که پالس لیزر با شدت بالا قادر باشد اثر پاندراموتیو را در پلاسما ایجاد کند. بنابراین، به این نتیجه می رسیم که منشاء افزایش دما در معادله (۴-۲۵) مربوط به نیروی پاندراموتیو غیر خطی می باشد. بنابراین، انتظار می رود که برای تغییر مقادیر بالاتر یا پایین تر دما (نسبت به نقطه ی عطف دمایی) رفتار دما شبیه به شدت لیزر باشد. همانطور که در بالا گفته شد، چگالی الکترون می تواند بر نقطه عطف دمایی و در نتیجه بر روی پارامتر پهنای پرتو اثر بگذارد. شایان ذکر است تغییرات توزیع الکترون همچنین می تواند با تغییر ضریب گذردهی دی الکترونیک و علاوه بر این، طول موج و دامنه ی نوسانات شود. بنابراین به این نتیجه رسیدیم که مطالعه ی اثر چگالی اولیه الکترون بر روی پارامتر پهنای پرتو f می تواند مفید باشد. در شکل (۴-۳) پارامتر پهنای پرتو عنوان تابعی از χ در حضور ناهمگنی پلاسما رسم شده است. آشکار است که برای چگالی اولیه الکترون کمتر از $n_{e0} = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ، پرتو لیزر در پلاسمای برخوردی واگرا می شود. دلیل این واقعیت این است که، در پلاسمای رقیق یا به عبارتی در چگالی پایین تر الکترون های کمی با پالس لیزر برخورد می کنند و پلاسما مانند خلا عمل می کند. به عبارت، نیروی پاندراموتیو غیر خطی در این محدوده ضعیف است و پرتو لیزر در حالت پراش طبیعی است. با افزایش چگالی الکترون، الکترون های بیشتری در معرض این نیرو قرار می گیرند که این باعث می شود، پرتو لیزر در پلاسما کانونی شود.

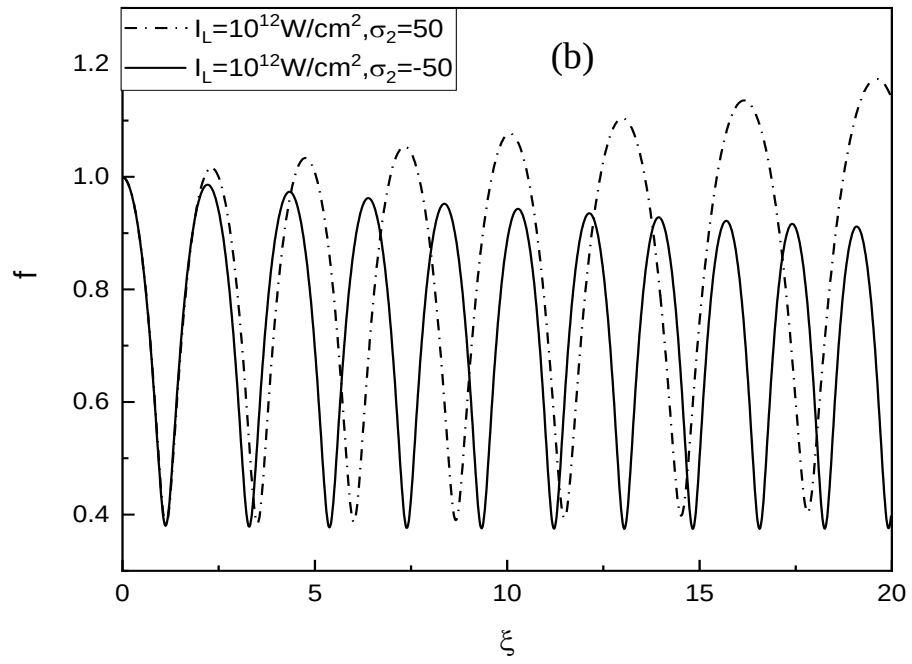
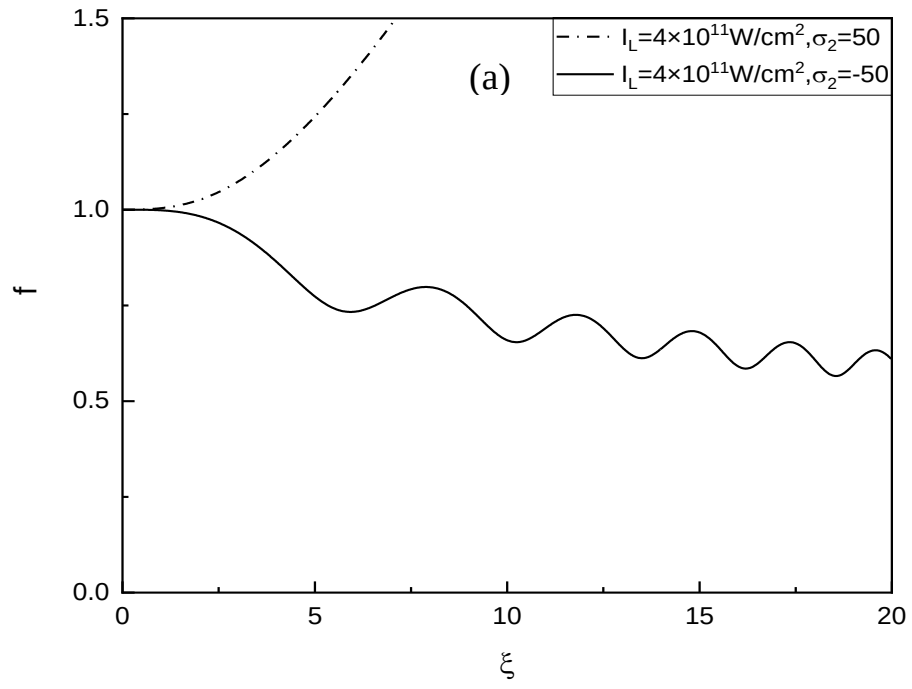
¹ turning point temperature

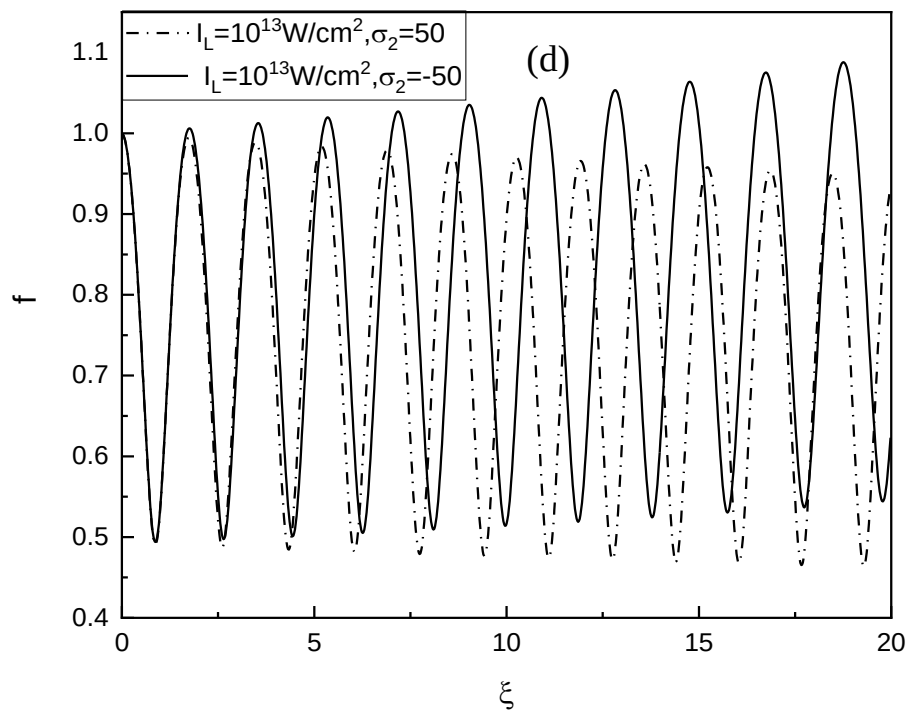
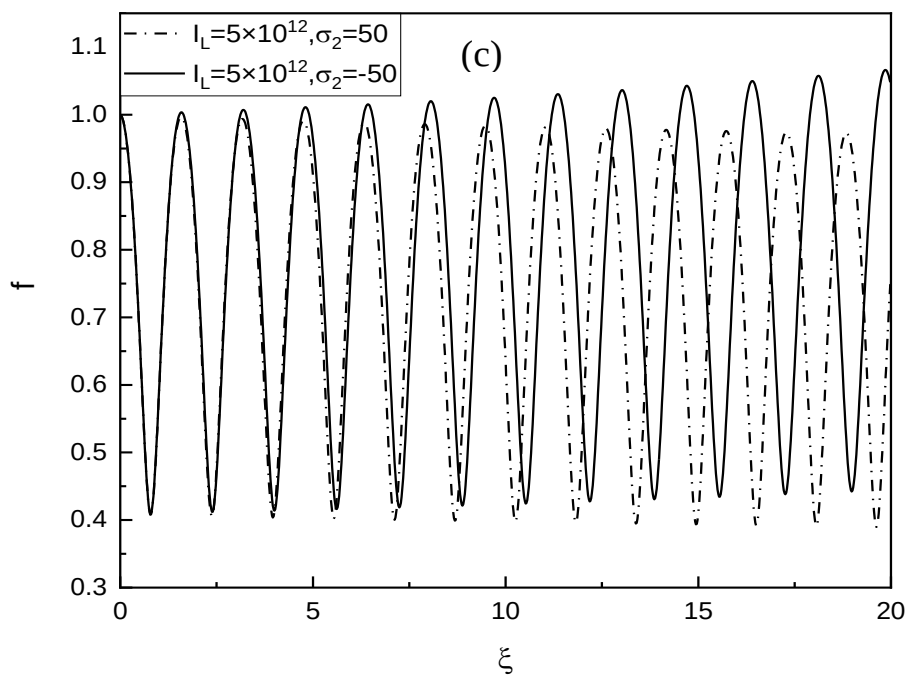


شکل ۳-۴: تغییرات پارامتر پهنای پرتو برحسب فاصله انتشار در حضور تغییرات چگالی. پارامترهای دیگر این شکل n_{cr} , $T_0 = 1 \text{ Kev } 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $I_L = 10^{12} \text{ W/cm}^2$ هستند.

برای چگالی الکترون در حدود $n_e = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ، دامنه نوسانات پارامتر پهنای پرتو به بیشینه مقدار می رسد. چگالی الکترون شبیه به نقطه ی عطف دمایی است و نقطه ی عطف چگالی^۱ نامیده می شود. در چگالی الکترون بیشتر از این مقدار رفتار پارامتر f غیرطبیعی شده و پرتو لیزر شروع به واگرایی می کند. برای چگالی های الکترون بزرگتر از $n_e = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ، دامنه نوسانات پارامتر f بزرگتر از نقطه عطف چگالی است، رفتار پارامتر پهنای پرتو نامنظم است و برای محدوده های کوچکی، ممکن است پدیده خود کانونی رخ دهد. در شکل (۴-۴)، اثرات شدت لیزر بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله ی انتشار در حضور ناهمگنی دمایی رسم شده است. در این شکل، ناهمگنی چگالی الکترون نادیده گرفته شده است. و برای مقایسه بهتر، همه پارامترهای انتخاب شده، مانند شکل (۴-۱) هستند.

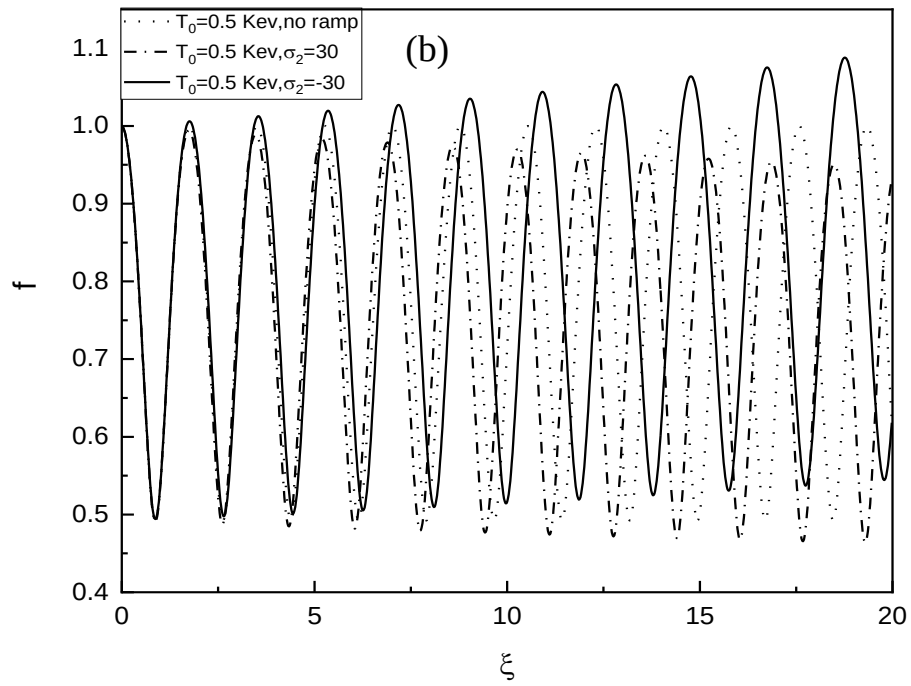
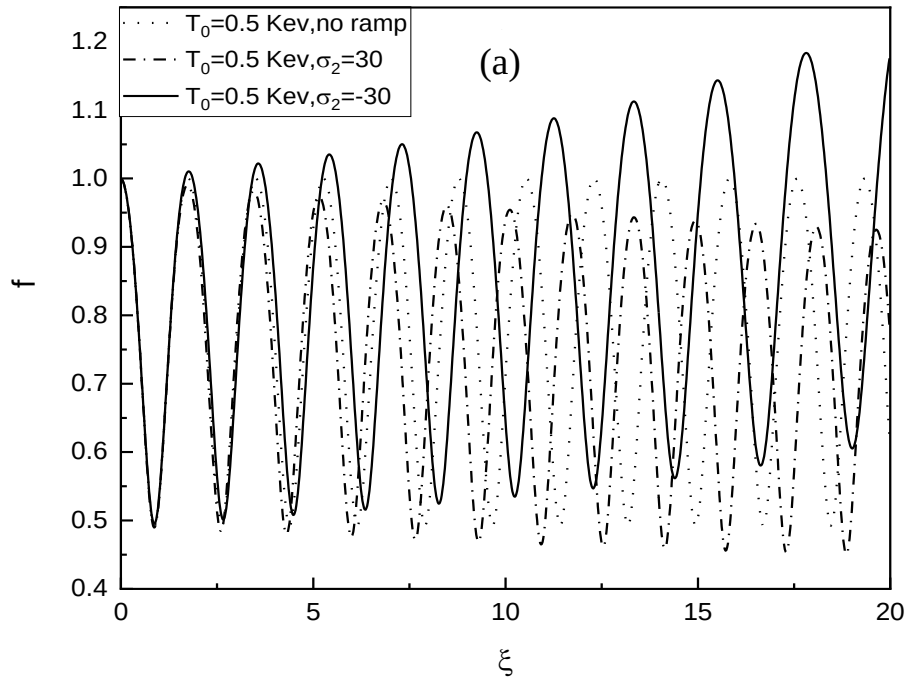
^۱turning point density

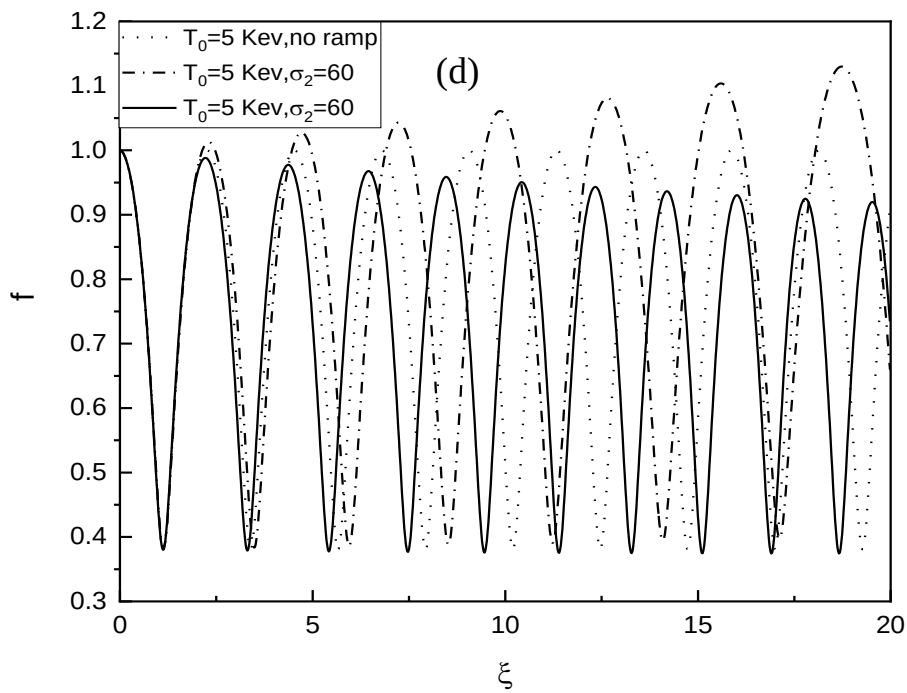
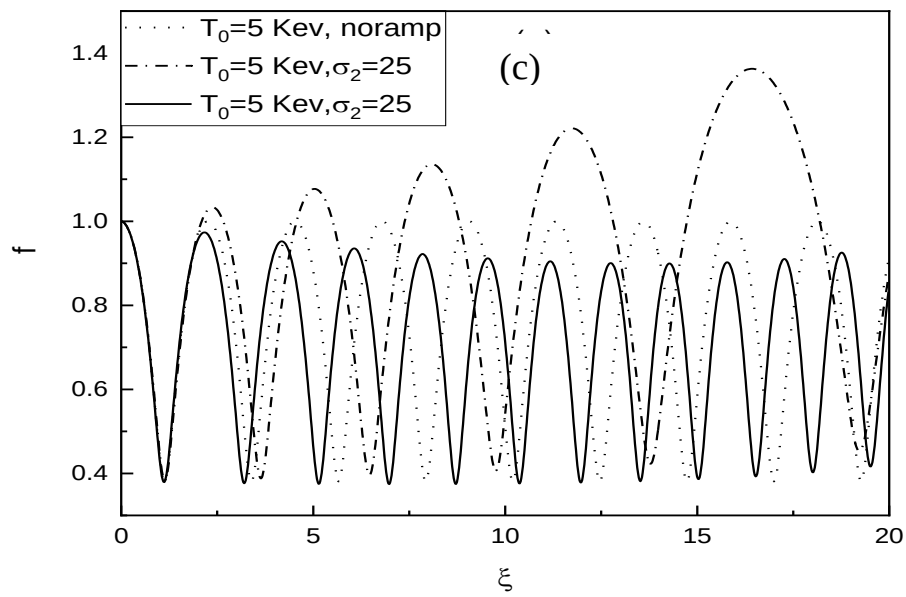




شکل ۴-۴. تغییرات پارامتر پهنای پرتو بر حسب ξ برای مقادیر مختلف شدت لیزر در حضور تغییرات ناهمگنی دمایی. پارامترهای دیگر این شکل $T_0 = 5 \text{ Kev}$, $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_{cr} = 1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ هستند

بر اساس این شکل برای محدوده پایین شدت بحرانی $I_L = 1.8 \times \frac{10^{12}W}{cm^2}$ ، افزایش ناهمگنی دما باعث واگرایی پرتو لیزر در پلاسمای کم چگال میشود. اما با کاهش ناهمگنی دما پرتو لیزر می تواند در پلاسما همگرا شود. مقایسه ی شکل های (a-۱-۴) تا (a-۴-۴) نشان می دهد که اگرچه در غیاب ناهمگنی دمای الکترون و برای شدت $I_L = 4 \times \frac{10^{11}W}{cm^2}$ ، پرتو بدون همگرایی یا واگرایی در پلاسما منتشر می شود، با در نظر گرفتن تغییرات منفی ناهمگنی، پالس لیزر می تواند در پلاسما کانونی شود. نتایج نشان می دهد که با در نظر گرفتن تغییرات منفی ناهمگنی، محدوده شدت برای رخ دادن پدیده خودکانونی پهن تر می شود. گرچه، رفتار پارامتر پهنای پرتو برای شدت های لیزر بزرگتر از $I_L = 1.8 \times \frac{10^{12}W}{cm^2}$ به صورت برعکس می باشد. برای شدت های $I_L = 5 \times \frac{10^{12}W}{cm^2}$ و $I_L = \frac{10^{13}W}{cm^2}$ ، مقدار منفی σ_2 باعث می شود که پارامتر f افزایش یابد، که این امر منجر به شکست پرتو لیزر در پلاسما می شود. از آنجایی که برای σ_2 مثبت، پرتو لیزر می تواند کانونی شود چون پارامتر پهنای پرتو کمتر از یک می شود. برای شدت های لیزر بالاتر از $I_L = 7.5 \times \frac{10^{13}W}{cm^2}$ و برای پارامتر σ_2 مثبت، پدیده خودکانونی رخ می دهد. این رفتار غیرطبیعی به دلیل این است که، همانطور که در معادلات (۱۳-۴) و (۱۷-۴) مشاهده می کنیم، دمای غیرخطی الکترون به شدت به پارامتر σ_2 و شدت لیزر بستگی دارد. برای یک شدت خاص لیزر و با در نظر گرفتن تغییرات مثبت ناهمگنی، دمای موثر افزایش پیدا میکند. با در نظر گرفتن $I_L = 4 \times \frac{10^{11}W}{cm^2}$ ، $\sigma_2 = 50$ ، $T_0 = 5Kev$ و بیشینه مقدار $\xi = 20$ ، دمای موثر برابر می شود با 7keV. با در نظر گرفتن $T_0 = 7keV$ و $I_L = 4 \times \frac{10^{11}W}{cm^2}$ در حضور ناهمگنی دمایی، پالس لیزر در پلاسما واگرا می شود. اگرچه، با انتخاب $I_L = 4 \times \frac{10^{11}W}{cm^2}$ ، $\sigma_2 = -50$ ، $T_0 = 5keV$ و بیشینه مقدار $\xi = 20$ ، دمای موثر برابر می شود با 3 keV، که در محدوده خودکانونی قرار دارد. تفسیر فیزیکی شکل های دیگر (b-۱-۴) تا (d-۱-۴) درست شبیه به همان چیزی است که در بالا توضیح دادیم. بنابراین، این نتیجه حاصل می شود که برای شدت های لیزر پایین تر از $I_L = 1.8 \times \frac{10^{12}W}{cm^2}$ و انتخاب تغییرات منفی ناهمگنی و برای شدت های لیزر بالاتر از $I_L = 1.8 \times 10^{12}W/cm^2$ و در نظر گرفتن تغییرات مثبت ناهمگنی، پرتو لیزر می تواند در پلاسمای کم چگال برخوردی همگرا شود. اکنون ارزنده است که اثر دمای اولیه و مقادیر مثبت و منفی تغییرات ناهمگنی، بر پارامتر پهنای پرتو را در غیاب ناهمگنی چگالی در شکل (۵-۴) بررسی کنیم. دمای اولیه الکترون در محدوده بالاتر و پایین تر از نقطه عطف دمایی انتخاب شده است. اگرچه، برای مقایسه بهتر، تمام پارامترها مانند پارامترهای شکل (۲-۴) انتخاب شده است، و برای درک بهتر، هیچ ناهمگنی را در نظر نگرفتیم.





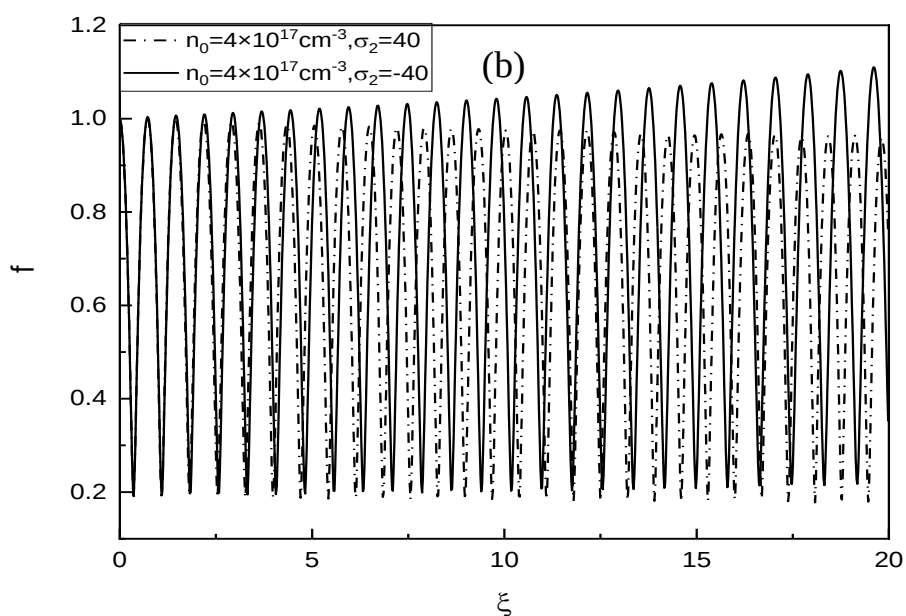
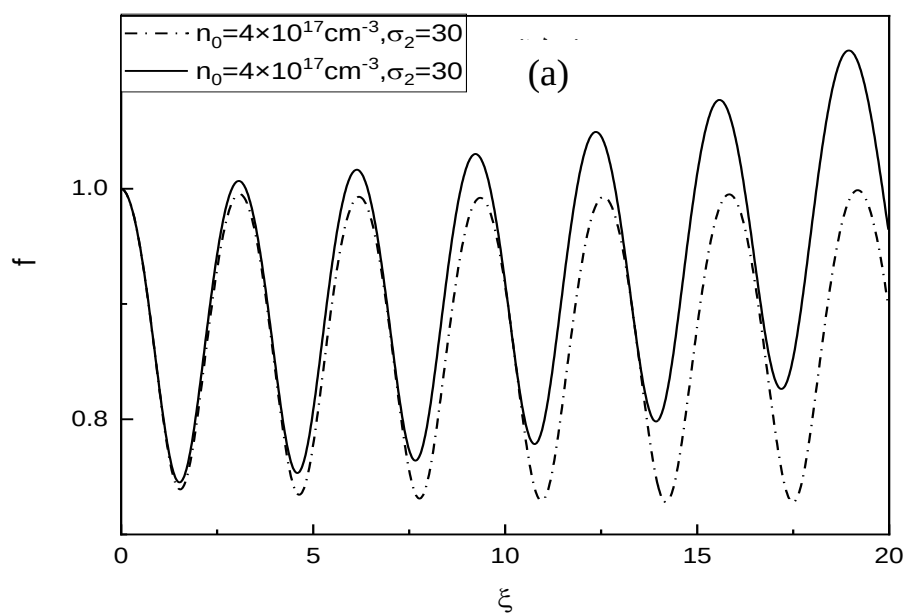
شکل ۴-۵. تغییرات پارامتر پهنای پرتو بر حسب ξ برای مقادیر مختلف T_0 و σ_2 .
 پارامترهای دیگر این شکل $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_{cr} = 1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $I_L = 10^{12} \text{ W/cm}^2$ هستند

برای شکل‌های (a-۵-۴) و (b-۵-۴)، دمای اولیه پایین‌تر از نقطه‌ی عطف بحرانی، یعنی 0.5 keV

در نظر گرفته شده است، در صورتی که در شکل های (c-۵-۴) و (d-۵-۴)، دمای اولیه بالاتر از نقطه عطف بحرانی انتخاب شده است. اگرچه هر دو دمای انتخاب شده در محدوده کانونی هستند. از شکل-های (a-۵-۴) و (b-۵-۴) مشهود است، که برای دمای اولیه کمتر از نقطه عطف دمایی، تغییرات منفی ناهمگنی به کانونی یا غیرکانونی شدن پرتو شدت بیشتری می‌دهد. اما برای تغییرات مثبت ناهمگنی، پرتو لیزر کانونی می‌شود. نکته دیگری که از این شکل می‌توان فهمید این است که، با افزایش تغییرات مثبت ناهمگنی دامنه نوسانات پارامتر پهنای پرتو در حالت واگرایی کاهش پیدا می‌کند. علاوه بر این، با افزایش تغییرات منفی ناهمگنی دامنه نوسانات پارامتر پهنای پرتو در حالت همگرایی کاهش پیدا می‌کند. در مقابل، در شکل‌های (c-۵-۴) و (d-۵-۴) مشخص است که یک تغییر ناهمگنی با علامت مثبت می‌تواند حالت انتشار از کانونی تا غیرکانونی را تغییر دهد، در حالیکه افزایش تغییرات ناهمگنی با علامت منفی میتواند اثر خودکانونی را تقویت کند. به علاوه برای مقادیر کمتر پارامتر σ_2 ، دامنه پارامتر پهنای پرتو بزرگتر از مقادیر بیشتر آن است. یعنی با افزایش پارامتر σ_2 دامنه‌ی پارامتر پهنای پرتو کاهش می‌یابد بنابراین، این نتیجه استنباط می‌شود که برای دماهای پایین‌تر از نقطه عطف دمایی علامت مثبت ناهمگنی دما، حالت خودکانونی را بهبود می‌بخشد در حالیکه علامت منفی پارامتر σ_2 حالت همگرایی را به واگرایی تبدیل می‌کند. اگرچه، رفتار مقادیر مثبت یا منفی پارامتر σ_2 بالاتر از نقطه عطف دمایی کاملاً خلاف اظهاراتی است که در بالا به آن اشاره کردیم.

در شکل (۴-۶)، پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله‌ی انتشار ξ ، برای مقادیر مختلف چگالی اولیه الکترون در حضور مقادیر مثبت و منفی پارامتر σ_2 رسم شده است. گرچه ما برای درک بهتر، ناهمگنی چگالی را در این شکل در نظر نگرفته ایم. چگالی‌های اولیه‌ی الکترون در محدوده خودکانونی و در حضور ناهمگنی دمایی در نظر گرفته شده اند. بعلاوه، در شکل (۴-۶-a)، $\sigma_2 = 30$ ، $\sigma_2 = -30$ و در (۴-۶-b)، $\sigma_2 = 40$ ، $\sigma_2 = -40$ هستند. در این شکل‌ها می‌توان دید که ناهمگنی دمایی با تغییرات مثبت می‌تواند حالت خودکانونی را بهبود ببخشد. در حالیکه ناهمگنی دمایی با تغییرات منفی به واگرایی شدت می‌بخشد و پرتو لیزر از حالت همگرایی به واگرایی تغییر میکند. علاوه بر این، طول موج نوسانات در شکل (۴-۶-a) کمتر از شکل (۴-۶-b) است، زیرا بر اساس معادله‌ی (۴-۲۱) با افزایش چگالی اولیه الکترون ضریب گزردهی دی الکتریک کاهش پیدا می‌کند. از آنجایی که عدد موج با جذر ضریب گزردهی دی الکتریک متناسب است، این انتظار می‌رود که با افزایش چگالی اولیه الکترون عدد موج کاهش یابد و همین امر باعث می‌شود که طول موج نوسانات افزایش پیدا کند. می‌توان نشان داد که در محدوده غیرکانونی پرتو لیزر نمی‌تواند در حضور

ناهمگنی دمایی با علامت مثبت یا منفی در پلاسما کانونی شود و بنابراین پرتو لیزر واگرا می شود .

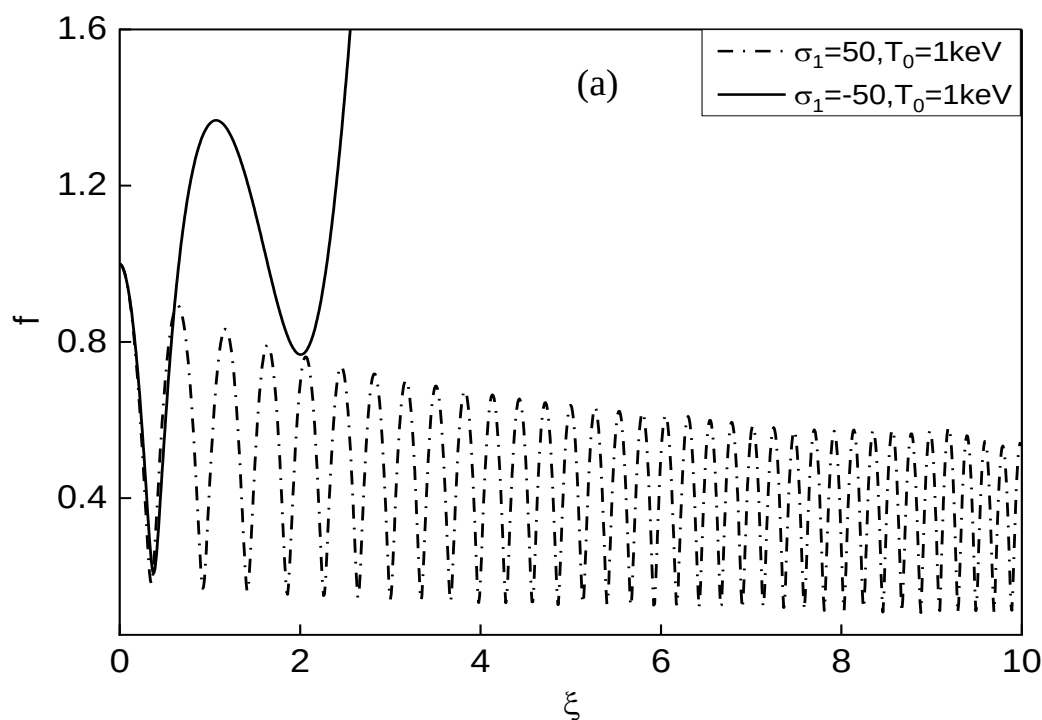


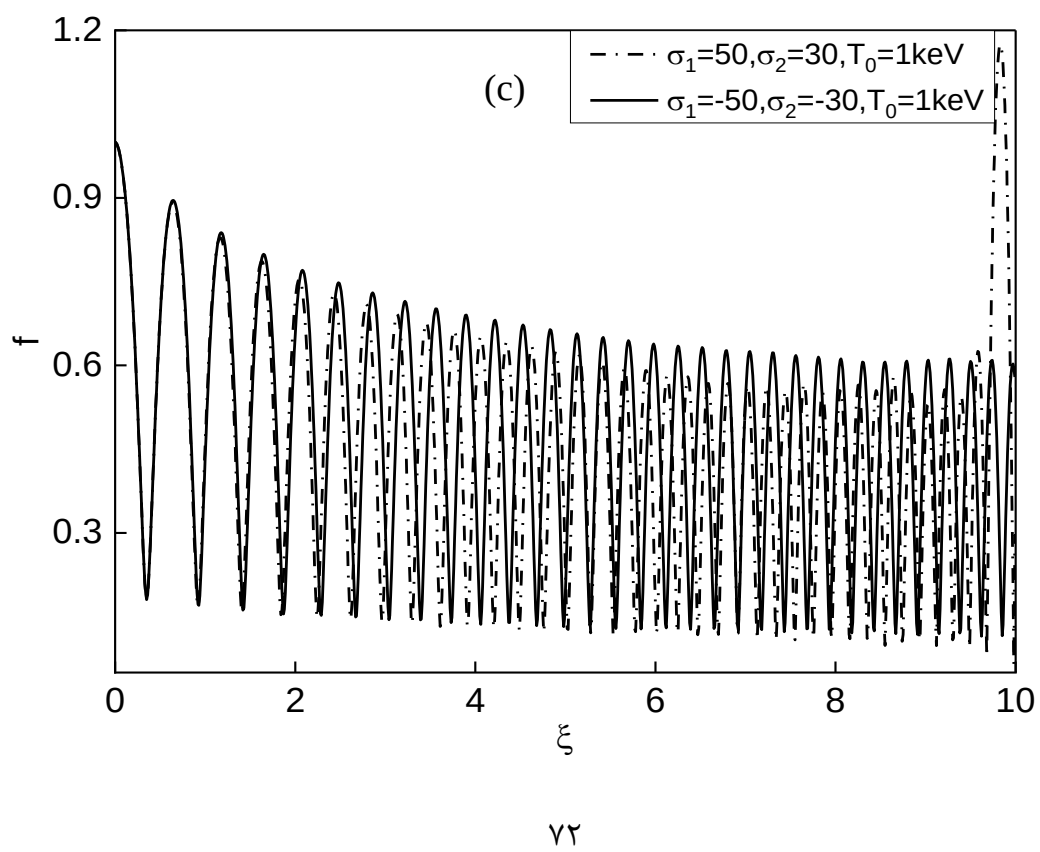
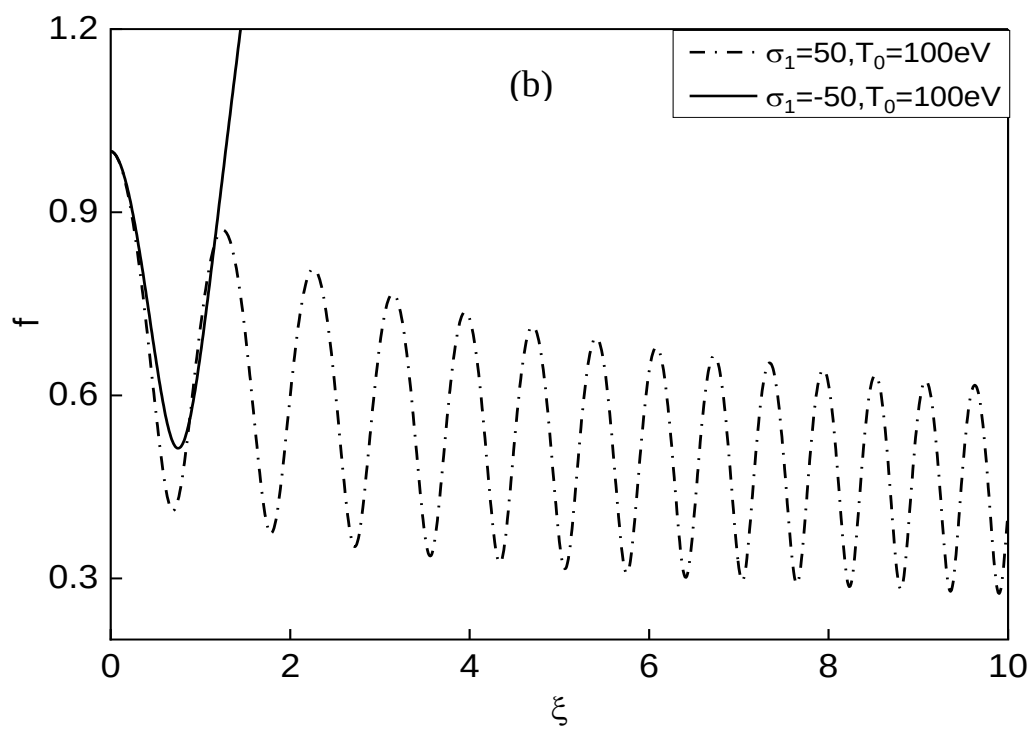
شکل ۴-۶. تغییرات پارامتر پهنای پرتو بر حسب ξ برای مقادیر مختلف چگالی الکترون در حضور تغییرات σ_2

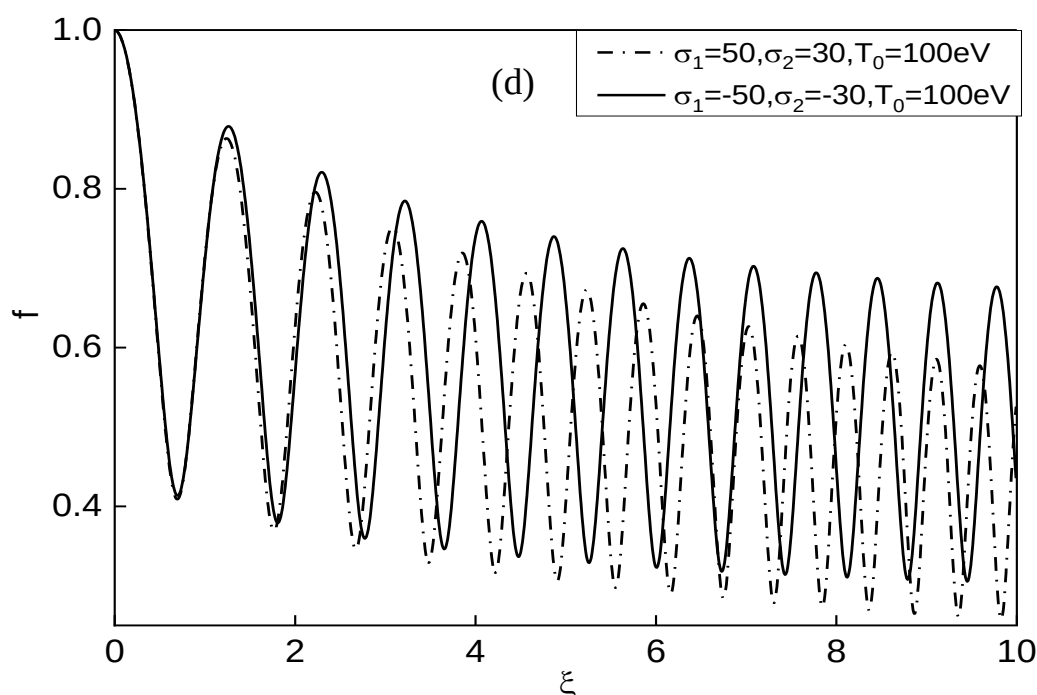
پارامترهای دیگر این شکل $n_{cr} = 1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $I_L = 10^{12} \text{ W/cm}^2$ هستند

و در نهایت در شکل (۴-۷) پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله ی انتشار ξ ، در حضور

ناهمگنی چگالی و دمایی رسم شده است. در شکل (a-۷-۴)، $\sigma_1 = 50, -50$ و $\sigma_2 = \infty$ و $T_0 = 1 \text{ keV}$ ، در (b-۷-۴)، $\sigma_1 = 50, -50$ و $\sigma_2 = \infty$ و $T_0 = 100 \text{ eV}$ ، در شکل (c-۷-۴)، $\sigma_1 = 50$ و $\sigma_2 = 30, -30$ و $T_0 = 1 \text{ keV}$ ، در شکل (d-۷-۴)، $\sigma_1 = 50$ و $\sigma_2 = 30, -30$ و $T_0 = 100 \text{ eV}$ هستند. تمام این شکل‌ها، در غیاب ناهمگنی چگالی و دمایی در محدوده خودکانونی قرار دارند، $n_0 = 4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ و پارامترهای دیگر مانند پارامترهای شکل (۲-۴) می‌باشند. می‌توان در شکل‌های (a-۷-۴) و (b-۷-۴) دید که برای ناهمگنی چگالی با علامت مثبت، پرتو لیزر در محدوده خودکانونی قرار می‌گیرد، در حالیکه برای مقادیر منفی ناهمگنی چگالی، پرتو لیزر از حالت کانونی دور شده و غیرکانونی می‌شود. علاوه بر این، دامنه نوسانات برای $T_0 = 1 \text{ keV}$ کمتر از $T_0 = 100 \text{ eV}$ می‌باشد. تفسیر فیزیکی این شکل‌ها می‌تواند به صورت زیر باشد: بر اساس معادله ۲۵، قسمت دوم و سوم سمت چپ معادله به ترتیب، مسئول واگرایی و همگرایی پرتو لیزر در پلاسما هستند. برای پارامتر σ_1 با علامت مثبت فرکانس پلاسما اصلاح شده، $\omega_{pe0}^2(1 + (n^{cr}/n_0)) -$ و در نتیجه قسمت سوم سمت چپ معادله (۲۵-۴) افزایش پیدا کرده، که اجازه می‌دهد پرتو لیزر در پلاسما کانونی شود. گرچه برای مقادیر منفی پارامتر σ_1 ، اصلاح فرکانس پلاسما کاهش پیدا کرده بنابراین، دومین قسمت سمت چپ معادله (۲۵-۴) موجب انکسار پرتو لیزر در پلاسما می‌شود.







شکل ۴-۷. تغییرات پارامتر پهنای پرتو بر حسب ξ برای مقادیر مختلف دمای الکترون در حضور تغییرات σ_1 , σ_2 پارامترهای دیگر این شکل $I_L = 10^{12} W/cm^2$, $n_{cr} = 1.2 \times 10^{21} cm^{-3}$, $n_0 = 4 \times 10^{18} cm^{-3}$ هستند

با این حال، در حضور ناهمگنی مثبت چگالی و با در نظر گرفتن ناهمگنی دمایی، شکل (۴-۷-۲) نشان می‌دهد که علامت منفی ناهمگنی دمایی، باعث می‌شود که پرتو لیزر در حالت کانونی باقی بماند در حالیکه برای مقادیر مثبت ناهمگنی دمایی پرتو لیزر ابتدا در پلاسما کانونی شده سپس برای مقادیر بزرگتر فاصله انتشار، پرتو لیزر تمایل به واگرایی دارد. اما برای $T_0 = 100 \text{ eV}$ در هر دو مقدار مثبت و منفی ناهمگنی دمایی، پرتو لیزر در پلاسمای ناهمگن برخوردی کانونی می‌شود. اگرچه، پرتو لیزر در محدوده وسیعی از مقادیر مثبت و منفی ناهمگنی دمایی کانونی می‌شود ولی محدوده باریکی وجود دارد که پرتو لیزر در حضور مقادیر مثبت و منفی ناهمگنی دمایی کانونی می‌شود.

۴-۴ نتیجه گیری

با در نظر گرفتن نیروی پاندراوتیو غیرخطی و ناهمگنی های چگالی و دمایی، مشخصات پراکندگی پرتوهای لیزر گوسی در پلاسمای برخوردی مورد مطالعه قرار گرفت. نشان داده شد که در غیاب ناهمگنی های پلاسما، هنگامی که شدت به اندازه کافی یعنی در محدوده $1.8 \times 10^{12} < I$

$5.8 \times 10^{13} W/cm^2$ جایی که $n_0 = 4 \times 10^{18} cm^{-3}$ و $T_0 = 5 \text{ keV}$ است، پرتو لیزر کانونی می‌شود. و برای $I_L = 1.8 \times 10^{12} W/cm^2$ ، قله دامنه پارامتر پهنای پرتو به بیشینه مقدار خود می‌رسد. همچنین نشان دادیم که با افزایش دمای اولیه، پارامتر پهنای پرتو از حالت واگرایی به حالت و همگرایی تغییر می‌کند و در نهایت دوباره واگرا می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که یک دمایی وجود دارد، که در آن دامنه قله پارامتر پهنای پرتو بیشینه می‌شود و آن نقطه، نقطه عطف دمایی نامیده می‌شود. استفاده از مقادیر مختلف چگالی الکترون اولیه نشان می‌دهد که محدوده باریکی وجود دارد که در آن خودکانونی رخ می‌دهد. نشان داده شد که برای شدت‌های لیزر کمتر از شدت بحرانی، افزایش ناهمگنی دمایی، پرتو را از حالت همگرایی به حالت واگرایی سوق می‌دهد و کاهش ناهمگنی دمایی حالت واگرایی را بهبود می‌بخشد. اگرچه این رفتار برای شدت‌های لیزر بیشتر از شدت بحرانی برعکس است. همچنین نشان داده شد که برای دماهای کمتر از نقطه عطف دمایی، تغییرات مثبت ناهمگنی دمایی پدیده خودکانونی را بهبود می‌بخشد در حالیکه برای تغییرات منفی ناهمگنی دمایی، پارامتر پهنای پرتو در محدوده غیرکانونی قرار می‌گیرد. رفتار تغییرات مثبت و منفی ناهمگنی دمایی برای دماهای بالاتر از نقطه عطف دمایی بر خلاف رفتار آن در پایین تر از نقطه عطف دمایی است. و در نهایت، دریافتیم که کاهش تغییرات چگالی الکترون پرتو لیزر را واگرا می‌کند و افزایش چگالی الکترون باعث بهبود بخشیدن به فرآیند خودکانونی می‌شود. نتایج این تحقیق می‌تواند برای انواع مختلف مطالعات تجربی که بر روی خودکانونی پرتو لیزر در فاصله‌ی طولانی انجام می‌شوند مانند: شتاب دهنده میدان و همجوشی لیزر محور مفید باشد.

فصل ۵ : بررسی خودکانونی پالس لیزر در حضور

میدان مغناطیسی خارجی

۵-۱ مقدمه

در فصل سوم برهمکنش امواج الکترومغناطیسی شدت بالا را با پلاسما ی مغناطیده غیربرخوردی بررسی کردیم. ابتدا با استفاده از از معادلات فارادی و آمپر و سپس پس با استفاده از از معادلات هیدرودینامیکی حاکم بر الکترون ها و یون های پلاسما و با در نظر گرفتن نیروی پاندراوتیو، چگالی الکترون را بدست آوردیم سپس پس با در نظر گرفتن ناهمگنی چگالی الکترون ها، معادلات غیرخطی برای چگالی الکترون های پلاسما و ضریب گذردهی دی الکترون بدست آمد و در نهایت معادله غیرخطی انتشار پالس لیزر شدت بالا در پلاسما به دست آمد. ما برای حل معادلات از تکنیک عددی رانگ-کوتا مرتبه ۴ استفاده کردیم. با در نظر گرفتن نیروی پاندراوتیو و میدان مغناطیسی خارجی پروفایل میدان های الکترونیکی و مغناطیسی را رسم کردیم، سپس پروفایل تغییرات چگالی الکترون های پلاسما را در حضور میدان مغناطیسی به دست آوردیم و همچنین تغییرات ضریب گذردهی دی الکترون غیر خطی را در حضور میدان مغناطیسی خارجی و تغییرات شدت بررسی کردیم. و در نهایت ضریب گذردهی الکترونیکی با ناهمگنی چگالی را باحالتی که چگالی پلاسما ما همگن است مقایسه کردیم.

در فصل ۴، انتشار موج الکترومغناطیسی را در پلاسما ی کم چگال و در رژیم برخوردی، در فضای استوانه ای مدل کردیم. با بدست آوردن معادلات ضریب گذردهی دی الکترون و چگالی الکترون رابطه ای برای پارامتر پهنای پرتو به دست آوردیم و با استفاده از تکنیک حل عددی رانگ-کوتا مرتبه ۴ و با در نظر گرفتن شیب مثبت و منفی برای چگالی و دمای الکترون، تغییرات پارامتر پهنای پرتو را بررسی کردیم.

در این فصل ما پدیده خود کانونی را در حضور میدان مغناطیسی خارجی، نیروی پاندراوتیو و ناهمگنی های چگالی و دمایی بررسی خواهیم کرد. با توجه به اینکه در فصل ۳ و ۴ در رابطه با نیروی پاندراوتیو، ناهمگنی چگالی و دمایی، میدان مغناطیسی خارجی و همچنین پارامتر پهنای پرتو صحبت کردیم و برای آنها شواهد و نتایج تجربی بیان کردیم در این فصل سعی داریم بیشتر به نتیجه حاصل از تحقیقات پردازیم. این فصل را به چهار بخش تقسیم کرده ایم: در بخش (۵-۱) مقدمه و مروری بر نتایج بدست آمده در فصل های ۳ و ۴ را بیان کردیم و همچنین به روند کلی تحقیقاتی که در این فصل به آن می پردازیم اشاره کردیم. در بخش (۵-۲) معادلات غیرخطی چگالی الکترون و ضریب گذردهی دی الکترون در برهمکنش لیزر شدت بالا را با پلاسما ی مغناطیده ی کم چگال غیربرخوردی در رژیم غیرنسبیتی، با در نظر گرفتن نیروی پاندراوتیو، ناهمگنی چگالی و دمایی و میدان

مغناطیسی خارجی به دست خواهیم آورد. سپس با استفاده از معادلات به دست آمده معادله‌ای برای پارامتر پهنای پرتو در فضای استوانه‌ای ارائه خواهیم داد. در بخش (۳-۵) با حل عددی این معادله با استفاده از روش اویلر، اثر تغییرات دامنه‌ی میدان الکترواستاتیکی (a_{00}^2)، دمای اولیه الکترون (T_0)، میدان مغناطیسی خارجی (ω_c) و همچنین طول مقیاس ناهمگنی دمایی (α) را بر پارامتر پهنای پرتو رسم کرده و نتایج حاصل از شکل‌های بدست آمده را تشریح خواهیم کرد. و در نهایت در بخش (۵-۴) به نتیجه گیری خواهیم پرداخت.

۲-۵ معادلات پایه و هیدرودینامیکی

نقطه آغازین بدست آوردن این معادلات استفاده از معادله انتقال جرم است. بنابراین داریم:

$$m_e n_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \right) \vec{V} = e n_e \vec{E} - \nabla(n_e T_e) - n_e \vec{F}_p, \quad (۱-۵)$$

با صرف نظر کردن از نیروی بار فضا و جمله همرفتی و همچنین جمله دارای تابعیت زمانی (با توجه به دلایلی که در فصل‌های قبل ذکر شد)، معادله (۱-۵) به صورت زیر در می‌آید:

$$\nabla(n_e T_e) = -n_e \vec{F}_p \quad (۲-۵)$$

با در نظر گرفتن نیروی $\vec{F}_p$ در حضور میدان مغناطیسی خارجی:

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2}{4m_e(\omega^2 - \omega_c^2)} \nabla(EE^*), \quad (۳-۵)$$

و جایگذاری معادله فوق در معادله‌ی (۲-۵) برای چگالی الکترون داریم:

$$\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz} = -\frac{e^2}{4m_e(\omega^2 - \omega_c^2)T_e} \frac{dE_x^2}{dz} \quad (۴-۵)$$

با انتگرال گیری از رابطه فوق و با استفاده از رابطه‌ی (۴-۴۰) برای دامنه‌ی میدان، داریم:

$$n_e(\xi) = n_{e0} \exp\left(-\frac{a_0^2}{4f^2\left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)}\right) \quad (5-5)$$

اگر چگالی ناهمگن n_{e0} را به شکل زیر در نظر بگیریم:

$$n_{e0} = n_{00} + (n_{cr} - n_{00})\xi \quad (6-5)$$

و همچنین با در نظر گرفتن ناهمگنی دمایی به شکل زیر:

$$T_e = T_0 \left(1 + \frac{\xi}{\alpha}\right) \quad (7-5)$$

با در نظر گرفتن $a_{00}^2 = \frac{a_0^2 e^2}{\omega^2 m_e T_0}$ و معادلات (5-6) و (6-7) معادله چگالی الکترون به صورت زیر درمی آید:

$$n_e(\xi) = (n_{00} + (n_{cr} - n_{00})\xi) \times \exp\left(-\frac{a_{00}^2}{4f^2\left(1 + \frac{\xi}{\alpha}\right)\left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)}\right) \quad (8-5)$$

رابطه‌ی ضریب گذردهی دی الکتریک در رژیم غیرنسبیتی به شکل زیر است:

$$\varepsilon(\xi) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2(\xi)}{\omega^2} \quad (9-5)$$

با در نظر گرفتن $\omega_{pe0}^2 = \frac{4\pi n_{00} e^2}{m_e}$ و $\omega_{pe}^2(\xi) = \omega_{pe0}^2 \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1\right)\xi\right)$ دی الکتریک را به صورت زیر می نویسیم:

$$\varepsilon(\xi) = 1 - \frac{\omega_{pe0}^2(\xi)}{\omega^2} \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1\right)\xi\right) \times \exp\left(-\frac{a_{00}^2}{4f^2\left(1 + \frac{\xi}{\alpha}\right)\left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)}\right) \quad (10-5)$$

با استفاده از معادلات (4-6) و (4-7) می توانیم $\varepsilon_2(\xi)$ و $\varepsilon_0(\xi)$ را به این صورت بنویسیم:

$$\varepsilon_2(z) = \frac{\omega_{pe0}^2(\xi)}{\omega^2} \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1\right) \xi\right) \frac{a_{00}^2}{4f^4 \left(1 + \frac{\xi}{\alpha}\right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)} \times \exp\left(-\frac{a_{00}^2}{4f^2 \left(1 + \frac{\xi}{\alpha}\right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)}\right) \quad (12-5)$$

و همچنین:

$$\varepsilon(r, z) = \varepsilon_0(z) - \frac{r^2}{r_0^2} \varepsilon_2(z), \quad (13-5)$$

$$\varepsilon_0(\xi) = 1 - \frac{\omega_{pe0}^2(\xi)}{\omega^2} \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1\right) \xi\right) \times \exp\left(-\frac{a_{00}^2}{4f^2 \left(1 + \frac{\xi}{\alpha}\right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)}\right) \quad (14-5)$$

با استفاده از معادله‌ی (۱۳-۵) عبارت $\frac{1}{2} \frac{d\varepsilon_0(\xi)}{d\xi}$ را می‌توانیم به این شکل ساده کنیم:

$$\frac{1}{2} \frac{d\varepsilon_0(\xi)}{d\xi} = -\frac{\omega_{pe0}^2(\xi)}{2\omega^2} \left[\left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1\right) + \frac{a_{00}^2 \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1\right) \xi\right)}{4f^2 \alpha \left(1 + \frac{\xi}{\alpha}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)} \right] \exp\left(-\frac{a_{00}^2}{4f^2 \left(1 + \frac{\xi}{\alpha}\right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right)}\right) \quad (15-5)$$

همچنین برای به دست آوردن پارامتر پهنای پرتو می‌توان از معادله زیر استفاده کرد:

$$\varepsilon_0(\xi) \frac{d^2 f}{d\xi^2} - \frac{1}{f^3} + \varepsilon_2(\xi) \rho^2 f - \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon_0(\xi)}{d\xi} \frac{df}{d\xi} = 0. \quad (16-5)$$

بنابراین با جایگذاری عبارات به دست آمده در رابطه‌ی (۱۴-۵)، رابطه‌ی تحول پارامتر پهنای پرتو در

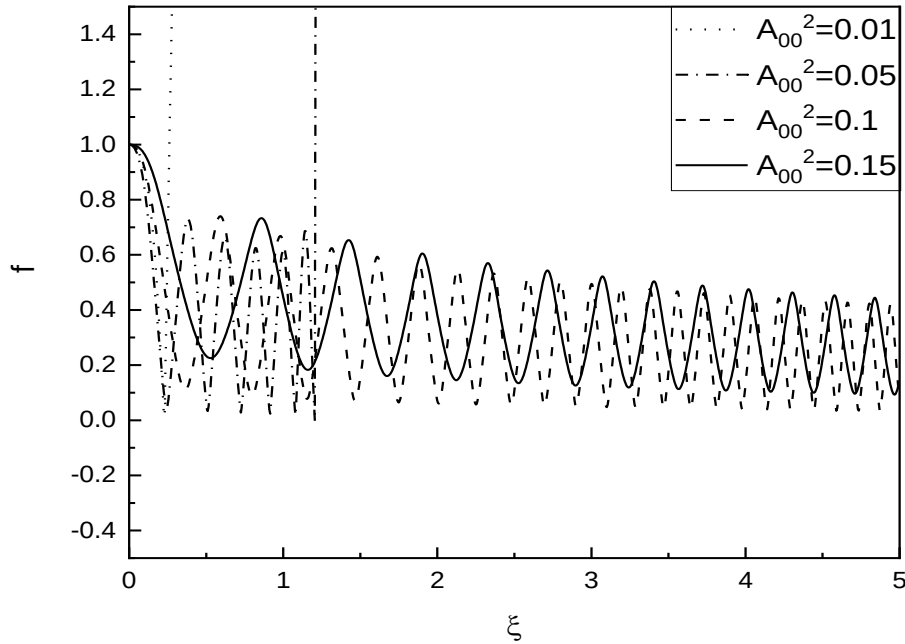
حضور میدان مغناطیسی خارجی به شکل زیر در می‌آید:

$$\begin{aligned}
& 1 - \frac{\omega_{pe0}^2(\xi)}{\omega^2} \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1 \right) \xi \right) \times \exp \left(- \frac{a_{00}^2}{4f^2 \left(1 + \frac{\xi}{\alpha} \right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)} \right) \frac{d^2 f}{d\xi^2} - \frac{1}{f^3} \\
& + \frac{\omega_{pe0}^2(\xi)}{\omega^2} \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1 \right) \xi \right) \frac{a_{00}^2 \rho^2}{4f^3 \left(1 + \frac{\xi}{\alpha} \right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)} \\
& \times \exp \left(- \frac{a_{00}^2}{4f^2 \left(1 + \frac{\xi}{\alpha} \right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)} \right) \\
& + \frac{\omega_{pe0}^2(\xi)}{2\omega^2} \left[\left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1 \right) \right. \\
& \left. + \frac{a_{00}^2 \left(1 + \left(\frac{n_{cr}}{n_{00}} - 1 \right) \xi \right)}{4f^2 \alpha \left(1 + \frac{\xi}{\alpha} \right)^2 \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)} \right] \exp \left(- \frac{a_{00}^2}{4f^2 \left(1 + \frac{\xi}{\alpha} \right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)} \right) \frac{df}{d\xi} \\
& = 0.
\end{aligned} \tag{۱۷-۵}$$

۳-۵ نتایج

در بخش (۳-۵) معادله‌ی غیرخطی پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله پراکندگی نرمالایز شده ξ ، در حضور نیروی پاندراوتیو، ناهمگنی‌های چگالی و دمایی و میدان مغناطیسی خارجی در معادله‌ی (۱۶-۵) بدست آمد. برای حل این معادله از روش حل عددی اوایلر، با شرایط مرزی $f = 1$ و $\frac{\partial f}{\partial \xi} = 1$ در $\xi = 0$ استفاده شد. همچنین ما در حل عددی این معادله از پارامترهای زیر استفاده کردیم: دامنه میدان الکترواستاتیکی $a_{00}^2 = 0.15$ (شدتی که این دامنه را ایجاد می‌کند برابر است با $I_L = 0.5 \times 10^{17} W/cm^2$)، دمای اولیه الکترون $T_0 = 10 keV$ ، $\nu = 3.75 \times 10^{14} Hz$ ، چگالی اولیه الکترون $n_{00} = 5 \times 10^{19} cm^{-3}$ ، چگالی بحرانی $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} cm^{-3}$ و اندازه لکه‌ی لیزری $r_0 = 4 \mu m$. رژیم برخوردی در شدت‌های لیزر کمتر از $I_L = 10^{14} W/cm^2$ رخ می‌دهد. بنابراین، با توجه به اینکه محدوده‌ی شدت مورد استفاده در این فصل $2 \times 10^{16} < I_L < 0.5 \times 10^{17} W/cm^2$ است، از فرکانس برخورد الکترون-یون ν_{ei} صرف‌نظر می‌کنیم. با در نظر گرفتن شرایط فوق الذکر، انتظار داریم به ازای پارامتر پهنای پرتو $f < 1$ ، پالس لیزر در پلاسما همگرا، و برای $f > 1$ پالس لیزر در پلاسما کمی چگال و اگر شود. در شکل (۱-۵) اثر تغییرات دامنه‌ی میدان بر

پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله انتشار نرمالایز شده ξ ، در حضور ناهمگنی‌های چگالی و دمایی و در غیاب میدان مغناطیسی خارجی رسم شده است.



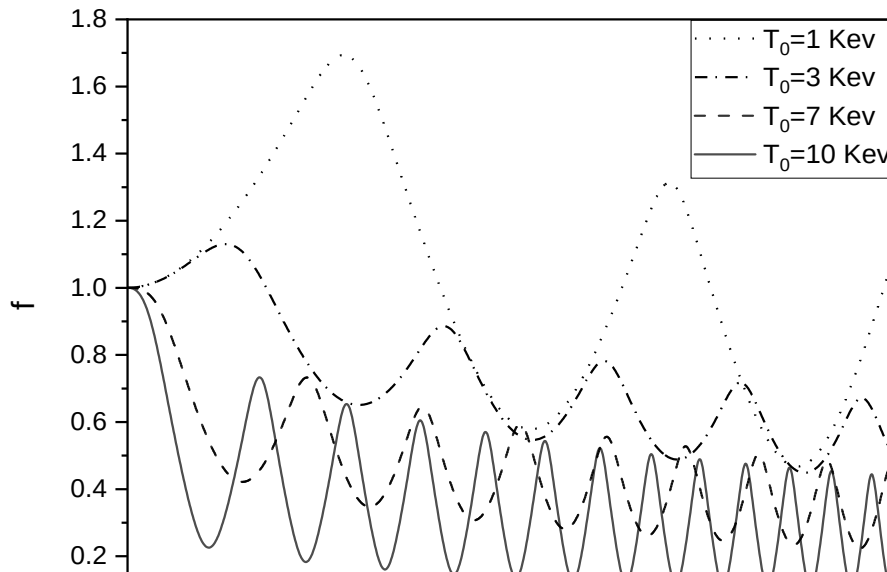
شکل ۵-۱. اثر تغییرات دامنه میدان الکترواستاتیکی بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله انتشار ξ

پارامترهای دیگر عبارتند از: $T_0 = 10 \text{ KeV}$, $n_{00} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ و $\alpha = 2$.

در این شکل از مقادیر مختلف دامنه‌ی میدان، $a_{00}^2 = 0.01$ ، $a_{00}^2 = 0.05$ ، $a_{00}^2 = 0.1$ و $a_{00}^2 = 0.15$ استفاده کردیم. همچنین پارامترهای دیگری که استفاده شد عبارتند از: $T_0 = 10 \text{ keV}$ ، $n_{00} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ، $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ و $\alpha = 2$. با توجه این شکل دریافتیم که برای دامنه‌ی میدان $a_{00}^2 < 0.1$ پرتو لیزر در پلاسما واگرا می‌شود. با افزایش شدت لیزر و به تبع آن، افزایش دامنه‌ی میدان، مقدار پارامتر پهنای پرتو لیزر $f < 1$ شده و پرتو لیزر در پلاسما کانونی می‌شود. همچنین دریافتیم که با افزایش دامنه‌ی میدان، فرکانس نوسانات پارامتر پهنای پرتو کاهش پیدا می‌کند.

این امر ناشی از آن است که، با توجه به اینکه دامنه‌ی میدان با شدت لیزر رابطه‌ی مستقیم دارد، بنابراین با افزایش دامنه‌ی میدان (افزایش شدت لیزر)، نیروی پاندراوتیو وارد بر الکترون‌ها افزایش پیدا کرده و باعث می‌شود که الکترون‌های بیشتری از محور پرتو خارج شوند و به مناطق با شدت

پایین‌تر هدایت شوند. بنابراین با کاهش چگالی غیرخطی الکترون و درنهایت افزایش ضریب گذردهی غیرخطی، و به تبع آن با افزایش ضریب شکست پلاسما در محور پرتو لیزر نسبت به خارج از باریکه‌ی لیزری، خودکانونی پرتو لیزر در پلاسما بهبود پیدا می‌کند. در شکل (۵-۲) اثر تغییرات دمای اولیه الکترون بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله پراکندگی ξ رسم شده است.



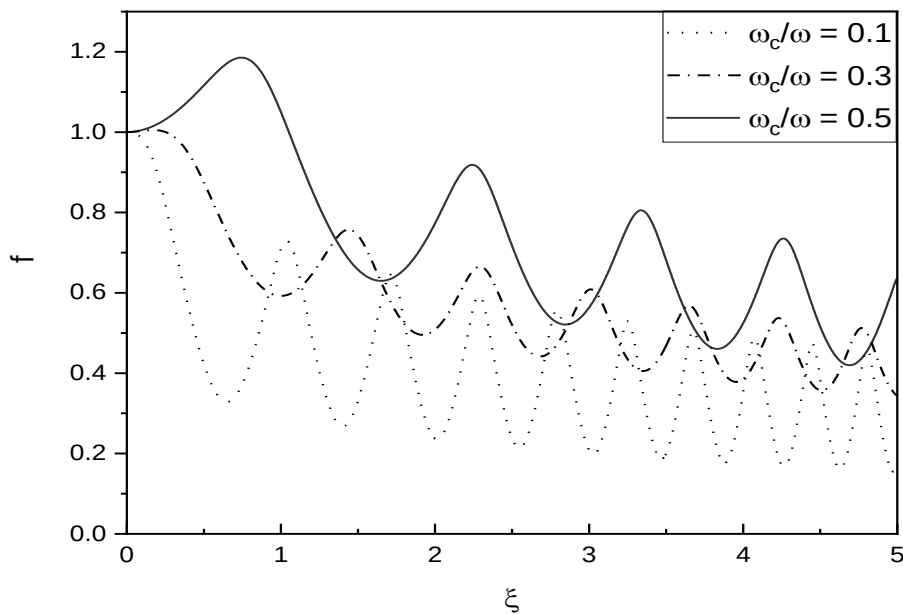
شکل ۵-۲. اثر دمای اولیه الکترون بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله انتشار ξ

پارامترهای دیگر عبارتند از: $a_{00}^2 = 0.15$ ، $n_{00} = 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ، $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ و $\alpha = 2$.

در این شکل پارامترهای استفاده شده عبارتند از: $a_{00}^2 = 0.15$ ، $n_{00} = 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ، $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ و $\alpha = 2$. این شکل برای دماهای اولیه $T_0 = 1 \text{ keV}$ ، $T_0 = 3 \text{ keV}$ ، $T_0 = 7 \text{ keV}$ و $T_0 = 10 \text{ keV}$ در حضور ناهمگنی‌های چگالی و دمایی و در غیاب میدان مغناطیسی خارجی رسم شده است. به وضوح می‌بینیم که برای مقادیر پایین دمای اولیه، مقدار پارامتر پهنای پرتو $f > 1$ بوده و پرتو لیزر در پلاسما واگرا می‌شود. با افزایش دما تا $T_0 = 3 \text{ keV}$ همچنان پرتو لیزر واگرا می‌باشد. در این دما پرتو از حالت واگرایی به همگرایی میل کرده و برای دماهای بالاتر از $T_0 = 3 \text{ keV}$ مقدار پارامتر پهنای پرتو $f < 1$ است که در این حالت پرتو لیزر همگرا بوده و در پلاسما کانونی می‌شود. نکته دیگری که با توجه به شکل (۵-۲) به آن پی می‌بریم این است که با افزایش دمای اولیه الکترون، دامنه‌ی نوسانات پارامتر پهنای پرتو کاهش، و فرکانس نوسانات افزایش پیدا می‌کند.

دلیل فیزیکی کانونی شدن پرتو لیزر در دمای بالا، دقیقاً مشابه نتایجی است که در فصل ۴ برای اثر تغییرات دما بر پارامتر پهنای پرتو ارائه دادیم. همچنین در اینجا هم مشاهده می‌کنیم که رفتار پارامتر پهنای پرتو برای تغییرات دمای اولیه الکترون، مشابه اثر تغییرات دامنه‌ی میدان بر پارامتر پهنای پرتو می‌باشد.

در شکل (۵-۳) اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله انتشار ξ ، در حضور ناهمگنی چگالی و دمایی رسم شده است. در این شکل از مقادیر مختلف میدان مغناطیسی خارجی $\omega_c = 0.1\omega$ ، $\omega_c = 0.3\omega$ و $\omega_c = 0.5\omega$ استفاده کردیم. پارامترهای دیگری که در این شکل استفاده کردیم مشابه شکل (۵-۱) می‌باشد.



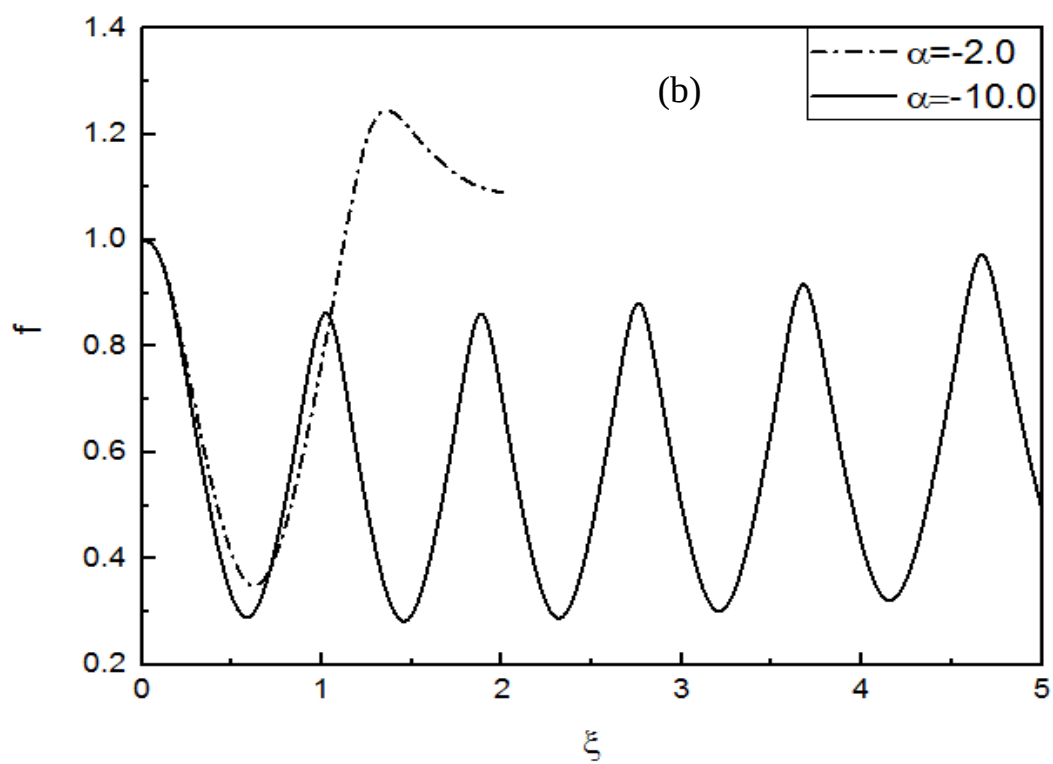
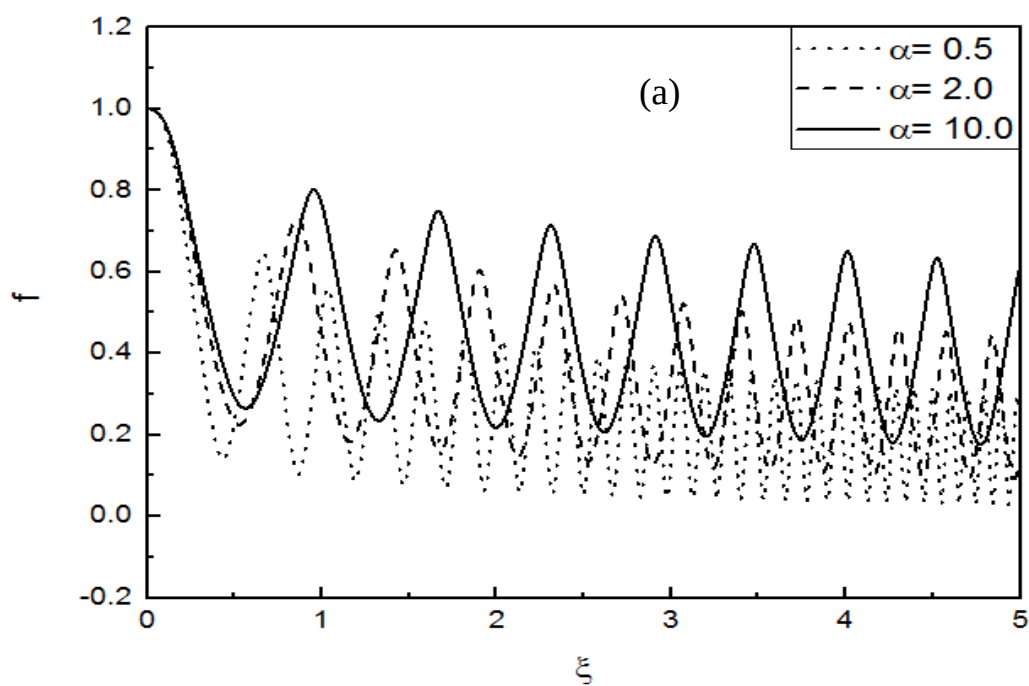
شکل ۵-۳. اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله پراکندگی ξ

$a_{00}^2 = 0.15$ و پارامترهای دیگر مشابه شکل (۵-۱) هستند.

در این شکل می‌بینیم که برای مقادیر میدان مغناطیسی خارجی کمتر از $\omega_c = 0.3\omega$ ، پالس لیزر در پلاسما کانونی می‌شود و با افزایش میدان مغناطیسی خارجی تا $\omega_c = 0.5\omega$ پالس لیزر واگرا بوده اما در نهایت از حالت واگرایی به همگرایی تغییر می‌کند. با توجه به معادله‌ی (۵-۸) در می‌یابیم که با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، چگالی غیرخطی الکترون‌ها افزایش پیدا می‌کند. با توجه به رابطه‌ی

عکس بین چگالی الکترون و ضریب گذردهی دی‌الکتریک غیرخطی، بنابراین ضریب گذردهی دی‌الکتریک و همچنین ضریب شکست کاهش پیدا می‌کند. بنابراین با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، پالس لیزر در پلاسما از حالت همگرا به واگرا تغییر کرده و غیرکانونی می‌شود.

در شکل (۴-۵) اثر تغییرات طول مقیاس ناهمگنی دمایی بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله انتشار ξ ، در حضور ناهمگنی چگالی و دمایی رسم شده است. در شکل (a-۴-۵) اثر مقادیر مثبت طول مقیاس ناهمگنی دمایی برای مقادیر مختلف $\alpha = 0.5$ ، $\alpha = 2$ و $\alpha = 10$ بر پارامتر پهنای پرتو رسم شده است. همچنین در شکل (b-۴-۵) اثر مقادیر منفی طول مقیاس ناهمگنی دمایی برای مقادیر مختلف $\alpha = -2$ و $\alpha = -10$ بر پارامتر پهنای پرتو رسم شده است. پارامترهای دیگری که برای رسم این شکل به کار بردیم عبارتند از: $a_{00}^2 = 0.15$ ، $T_0 = 10 \text{ keV}$ ، $n_{00} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ و $n_0 = 1.72 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ و $\omega_c = 0$. با توجه به شکل (a-۴-۵) می‌بینیم که برای مقادیر مثبت طول مقیاس ناهمگنی α ، پارامتر پهنای پرتو هموار کوچکتر از یک بوده و پرتو لیزر در پلاسما کانونی می‌شود. همچنین مشاهده می‌شود که با افزایش طول مقیاس ناهمگنی فرکانس نوسانات پارامتر پهنای پرتو کاهش پیدا می‌کند. شکل (b-۴-۵) برای مقادیر منفی طول مقیاس ناهمگنی دمایی رسم شده است. با توجه به این شکل دریافتیم که برای مقادیر منفی و کوچک طول مقیاس ناهمگنی دمایی، مقدار پارامتر پهنای پرتو لیزر، $f > 1$ شده و پالس لیزر در پلاسما واگرا می‌شود اما با کاهش پارامتر طول مقیاس ناهمگنی تا $\alpha = -10$ ، دریافتیم که مقدار پارامتر پهنای پرتو کاهش یافته تا جایی که $f < 1$ شده و پالس لیزر در پلاسما کانونی می‌شود.



شکل ۴-۵. اثر تغییرات طول مقیاس ناهمگنی دمایی بر پارامتر پهنای پرتو به عنوان تابعی از فاصله ی پراکندگی ξ

$a_{00}^2 = 0.15$ و پارامترهای دیگر مشابه شکل (۱-۵) هستند.

۵-۴ نتیجه گیری

در این فصل، ما اثر میدان مغناطیسی خارجی و ناهمگنی دمایی را بر پارامتر پهنای پرتو لیزر در برهمکنش پالس لیزر شدت بالا با پلاسمای کم‌چگال غیربرخوردی بررسی کردیم. نتیج حاصل از تحقیق نشان می‌دهد که با رفتار پارامتر پهنای پرتو بر اثر تغییرات دامنه‌ی میدان الکترواستاتیکی، شبیه به تغییرات دمایی اولیه‌ی الکترون می‌باشد. بنابراین برای دامنه‌ی کوچک میدان الکترواستاتیکی و همچنین دماهای اولیه پایین الکترون، پالس لیزر در پلازما واگرا می‌شود. اما با افزایش این پارامترها، مقدار پارامتر پهنای پرتو لیزر کاهش یافته و پالس لیزر در پلازما کانونی می‌شود. با بررسی اثر میدان مغناطیسی خارجی بر پارامتر پهنای پرتو لیزر دریافتیم که، برای مقادیر کوچک میدان مغناطیسی خارجی یعنی، $\omega_c < 0.5\omega$ ، پالس لیزر در پلازما کانونی می‌شود و برای مقدار $\omega_c = 0.5\omega$ ، پالس لیزر از حالت واگرایی به همگرایی میل می‌کند. همچنین برای مقادیر بزرگتر از $\omega_c = 0.5\omega$ ، مقدار پارامتر پهنای پرتو $f > 1$ شده و پالس لیزر در پلازما واگرا می‌شود. با بررسی اثرات طول مقیاس ناهمگنی دمایی، در حضور ناهمگنی‌های چگالی و دمایی دریافتیم که برای مقادیر مثبت α ، پالس لیزر در پلازما کانونی شده و با افزایش پارامتر α ، نوسانات پارامتر پهنای پرتو کاهش می‌یابد. همچنین برای مقادیر منفی α ، دریافتیم که برای مقادیر کوچکتر این پارامتر، پالس لیزر در پلازما واگرا می‌شود. اما با افزایش مقدار منفی α ، پارامتر پهنای پرتو کاهش یافته و پالس لیزر در پلازما کانونی می‌شود.

فصل ۷: نتیجه گیری

- ۱- با افزایش میدان مغناطیسی خارجی چگالی غیرخطی الکترون کاهش پیدا کرده و تغییرات چگالی الکترون در نزدیکی سطح بحرانی افزایش پیدا می‌کند همچنین پروفایل چگالی الکترون در نزدیکی سطح بحرانی تیز می‌شود.
- ۲- در حضور اصطلاحات غیرخطی، پروفایل میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از شکل سینوسی خارج می‌شود و با افزایش میدان مغناطیسی خارجی طول موج نوسانات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی کاهش پیدا می‌کند.
- ۳- با افزایش شدت لیزر، ضریب گذردهی دی الکتریک در مجاورت سطح بحرانی افزایش یافته و پروفایل آن تیز می‌شود.
- ۴- با استفاده از نتایج به دست آمده فهمیدیم که پدیده خودکانونی در رژیم غیربرخوردی برای شدت‌های لیزر بین $4 \times 10^{11} < I_L < 5.8 \times 10^{13} W/cm^2$ و دمای $T_0 = 5 Kev$ می‌تواند رخ دهد.
- ۵- برای دمای اولیه کمتر از نقطه عطف دمایی، تغییرات مثبت ناهمگنی دما باعث می‌شود پرتو لیزر در پلاسما کانونی شود در حالی که تغییرات منفی ناهمگنی باعث تشدید کانونی یا غیر کانونی شدن پرتو می‌شود. برای دماهای بیشتر از نقطه عطف دمایی، تغییرات مثبت ناهمگنی دمایی حالت انتشار کانونی را به غیرکانونی تغییر می‌دهد در حالی که تغییرات منفی ناهمگنی دمایی خودکانونی را بهبود می‌بخشد.
- ۶- برای چگالی اولیه پایین‌تر از نقطه عطف چگالی، تغییرات مثبت ناهمگنی دمایی باعث کانونی شدن پرتو و تغییرات منفی ناهمگنی دمایی باعث واگرایی پرتو لیزر در پلاسما می‌شود اما برای چگالی اولیه بالاتر از نقطه عطف چگالی، تغییرات مثبت ناهمگنی دمایی باعث واگرایی پرتو می‌شود ولی تغییرات منفی ناهمگنی دمایی خودکانونی را بهبود می‌بخشد.
- ۷- با بررسی اثر تغییرات دامنه میدان الکتریکی بر پارامتر پهنای پرتو در رژیم غیربرخوردی دریافتیم که با افزایش دامنه میدان الکتریکی در حضور ناهمگنی چگالی و دما، مقدار پارامتر پهنای پرتو کاهش یافته و پالس لیزر در پلاسما کانونی می‌شود.
- با بررسی اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پارامتر پهنای پرتو دریافتیم که برای فرکانس سیکلوترونی کمتر از نصف فرکانس لیزر، پرتو در پلاسما کانونی می‌شود و با افزایش میدان مغناطیسی خارجی پرتو واگرا می‌شود.
- ۸- با بررسی اثر تغییرات میدان مغناطیسی خارجی بر پارامتر پهنای پرتو دریافتیم که برای مقادیر $\omega_c < \frac{\omega_L}{2}$ ، پرتو در پلاسما کانونی می‌شود و با افزایش میدان مغناطیسی خارجی پرتو در

پلازما واگرا می‌شود.

۹- با بررسی اثر تغییرات طول مقیاس ناهمگنی دمایی بر پارامتر پهنای پرتو دریافتیم که، برای مقادیر مثبت طول مقیاس ناهمگنی پرتو لیزر در پلازما کانونی می‌شود اما برای مقادیر منفی با افزایش طول مقیاس ناهمگنی دمایی پرتو واگرا می‌شود.

پیشنهادهای:

- ۱- تولید میدان مغناطیسی قوی
- ۲- همجواری کنترل شده
- ۳- پدیده‌ی خودکانونی نسبیتی با ناهمگنی چگالی و دما



- [1] J. Cheung and J. Horwitz, "Pulsed laser deposition history and laser-target interactions," *MRS Bull.*, vol. 17, no. 2, pp. 30–36, 1992.
- [2] C. O. Weiss and R. Vilaseca, "Dynamics of lasers," *STIA*, vol. 92, p. 39875, 1991.
- [3] A. Bartels, D. Heinecke, and S. A. Diddams, "Passively mode-locked 10 GHz femtosecond Ti: sapphire laser," *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 16, pp. 1905–1907, 2008.
- [4] S. Eliezer, *The interaction of high-power lasers with plasmas*. CRC press, 2002.
- [5] J. Zhang, Y. T. Li, Z. M. Sheng, X. Lu, Q. L. Dong, and Z. Y. Wei, "Emerging applications of ultraintense lasers in sciences," in *The European Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2007, p. CG1_3.
- [6] P. Gibbon, *Short pulse laser interactions with matter: an introduction*. World Scientific, 2005.
- [7] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. Von Alvensleben, and A. Tünnermann, "Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids," *Appl. Phys. A*, vol. 63, no. 2, pp. 109–115, 1996.
- [8] M. Thys and E. Desmet, *Laser beams: theory, properties and applications*. Nova Science Publ., 2011.
- [9] W. S. C. Chang, *Principles of lasers and optics*. Cambridge University Press, 2005.
- [10] O. Svelto and D. C. Hanna, *Principles of lasers*, vol. 1. Springer, 2010.
- [11] P. W. Roth, D. Burns, and A. J. Kemp, "Power scaling of a directly diode-laser-pumped Ti: sapphire laser," *Opt. Express*, vol. 20, no. 18, pp. 20629–20634, 2012.
- [12] M. Nantel *et al.*, "Temporal contrast in Ti: sapphire lasers, characterization and control," *IEEE J. Sel. Top. quantum Electron.*, vol. 4, no. 2, pp. 449–458, 1998.
- [13] J. A. Vreeling, Y. T. Pei, B. Wind, V. Ocelik, and J. T. De Hosson, "Formation of g-Al₂O₃ in reaction coatings produced with lasers," *Scr. Mater.*, vol. 44, no. 4, pp. 643–650, 2001.
- [14] L. F. Weber, "History of the plasma display panel," *IEEE Trans. plasma Sci.*, vol. 34, no. 2, pp. 268–278, 2006.
- [15] F. F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, vol. 1. Springer, 1984.
- [16] A. Pukhov, "Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab)," *J. plasma Phys.*, vol. 61, no. 3, pp. 425–433, 1999.
- [17] S. Balberg and S. L. Shapiro, "The properties of matter in white dwarfs and neutron stars," *arXiv Prepr. astro-ph/0004317*, 2000.

- [18] G. Manfredi, "How to model quantum plasmas," *Fields Inst. Commun*, vol. 46, pp. 263–287, 2005.
- [19] M. Bonitz *et al.*, "Theory and simulation of strong correlations in quantum Coulomb systems," *J. Phys. A. Math. Gen.*, vol. 36, no. 22, p. 5921, 2003.
- [20] F. Osman, R. Castillo, and H. Hora, "Relativistic and ponderomotive self-focusing at laser–plasma interaction," *J. plasma Phys.*, vol. 61, no. 2, pp. 263–273, 1999.
- [21] M. Hashemzadeh and A. R. Niknam, "Nonlinear space charge dynamics and modulational instability in the interaction of intense laser pulses with electron-positron plasmas," *Phys. Plasmas*, vol. 24, no. 6, p. 62102, 2017.
- [22] A. R. Niknam, M. Hashemzadeh, and B. Shokri, "Weakly relativistic and ponderomotive effects on the density steepening in the interaction of an intense laser pulse with an underdense plasma," *Phys. Plasmas*, vol. 16, no. 3, p. 33105, 2009.
- [23] C. S. Liu and V. K. Tripathi, *Interaction of electromagnetic waves with electron beams and plasmas*. World Scientific, 1994.
- [24] T. S. Gill, N. S. Saini, and H. Kaur, "The Kadomstev–Petviashvili equation in dusty plasma with variable dust charge and two temperature ions," *Chaos, Solitons & Fractals*, vol. 28, no. 4, pp. 1106–1111, 2006.
- [25] L. Torrisi *et al.*, "Self-focusing effect in Au-target induced by high power pulsed laser at PALS," *Laser Part. Beams*, vol. 26, no. 3, p. 379, 2008.
- [26] E. Sidick, A. Knoesen, and A. Dienes, "Ultrashort-pulse second-harmonic generation in quasi-phase-matched dispersive media," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 4, pp. 266–268, 1994.
- [27] H. Mae, Y. Kazimura, S. V. Bulanov, and J. I. Sakai, "Magnetic field generation and its nonlinear evolution of the Weibel instability," *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, vol. 138, pp. 720–721, 2000.
- [28] T. Lehner, "Intense magnetic field generation by relativistic ponderomotive force in an underdense plasma," *Phys. Scr.*, vol. 49, no. 6, p. 704, 1994.
- [29] S. Nakai and H. Nakashima, "Nuclear aspects and design of an inertial confinement fusion reactor," *Fusion Eng. Des.*, vol. 16, pp. 173–182, 1991.
- [30] A. S. Sandhu, G. R. Kumar, S. Sengupta, A. Das, and P. K. Kaw, "Laser-pulse-induced second-harmonic and hard x-ray emission: role of plasma-wave breaking," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 2, p. 25005, 2005.
- [31] S. Kiselev, A. Pukhov, and I. Kostyukov, "X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 13, p. 135004, 2004.
- [32] C. G. Serbanescu, J. Santiago, and R. Fedosejevs, "Micro x-ray sources from femtosecond laser plasmas," in *Laser-Generated and Other Laboratory X-Ray and EUV Sources, Optics, and Applications*, 2004, vol. 5196, pp. 344–351.
- [33] A. R. Niknam and B. Shokri, "Density steepening formation in the interaction of microwave field with a plasma," *Phys. Plasmas*, vol. 14, no. 5, p. 52104, 2007.
- [34] W. Zhang *et al.*, "Ti: sapphire femtosecond laser direct micro-cutting and

- profiling of graphene,” *Appl. Phys. A*, vol. 109, no. 2, pp. 291–297, 2012.
- [35] P. Zobdeh, R. Sadighi-Bonabi, and H. Afarideh, “E. yazdani, R. Rezaei-Nasirabad,” *Contrib Plasma Phys*, vol. 48, pp. 555–560, 2008.
 - [36] N. Kant, S. Saralch, and H. Singh, “Ponderomotive self-focusing of a short laser pulse under a plasma density ramp,” *Nukleonika*, vol. 56, pp. 149–153, 2011.
 - [37] T. Taguchi, T. M. Antonsen Jr, C. S. Liu, and K. Mima, “Structure formation and tearing of an MeV cylindrical electron beam in a laser-produced plasma,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 22, p. 5055, 2001.
 - [38] M. Hashemzadeh, A. R. Niknam, B. Bokaei, and M. R. J. Milani, “Nonlinear steepening of density profile by intense laser radiation in collisional inhomogeneous plasmas,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 42, no. 5, pp. 1353–1357, 2014.
 - [39] M. Hashemzadeh, “Self-focusing and defocusing of Gaussian laser beams in collisional inhomogeneous plasmas with linear density and temperature ramps,” *Phys. Plasmas*, vol. 25, no. 1, p. 12309, 2018.
 - [40] A. V Brantov, T. Z. Esirkepov, M. Kando, H. Kotaki, V. Y. Bychenkov, and S. V Bulanov, “Controlled electron injection into the wake wave using plasma density inhomogeneity,” *Phys. Plasmas*, vol. 15, no. 7, p. 73111, 2008.
 - [41] M. J. Jafari, M. R. Jafari Milani, and A. R. Niknam, “Evolution of a Gaussian laser beam in warm collisional magnetoplasma,” *Phys. Plasmas*, vol. 23, no. 7, p. 73119, 2016.
 - [42] A. F. Alexandrov, “L. s. Bogdankevic, and AA Rukhadze,” *Princ. Plasma Electrodyn.*, 1984.
 - [43] V. B. Pathak and V. K. Tripathi, “Electromagnetic eigenmodes of collisional and collisionless plasmas and their stability to stimulated Brillouin scattering,” *Phys. Plasmas*, vol. 14, no. 2, p. 22105, 2007.
 - [44] Z.-M. Sheng, J. Zhang, and D. Umstadter, “Plasma density gratings induced by intersecting laser pulses in underdense plasmas,” *Appl. Phys. B*, vol. 77, no. 6–7, pp. 673–680, 2003.
 - [45] V. M. Gordienko, I. M. Lachko, P. M. Mikheev, A. B. Savel’ev, D. S. Uryupina, and R. V Volkov, “Experimental characterization of hot electron production under femtosecond laser plasma interaction at moderate intensities,” *Plasma Phys. Control. fusion*, vol. 44, no. 12, p. 2555, 2002.
 - [46] M. Allen *et al.*, “Proton spectra from ultraintense laser–plasma interaction with thin foils: Experiments, theory, and simulation,” *Phys. Plasmas*, vol. 10, no. 8, pp. 3283–3289, 2003.
 - [47] A. R. Niknam, S. Barzegar, and M. Hashemzadeh, “Self-focusing and stimulated Brillouin back-scattering of a long intense laser pulse in a finite temperature relativistic plasma,” *Phys. Plasmas*, vol. 20, no. 12, p. 122117, 2013.
 - [48] L. M. Duncan and R. A. Behnke, “Observations of self-focusing electromagnetic waves in the ionosphere,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 41, no. 14, p. 998, 1978.
 - [49] P. Sprangle, E. Esarey, and J. Krall, “Laser driven electron acceleration in

- vacuum, gases, and plasmas,” *Phys. Plasmas*, vol. 3, no. 5, pp. 2183–2190, 1996.
- [50] N. M. Hafz *et al.*, “Dependence of the electron beam parameters on the stability of laser propagation in a laser wakefield accelerator,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 15, p. 151501, 2007.
 - [51] W.-M. Wang, Z.-M. Sheng, and J. Zhang, “Controlled electron injection into laser wakefields with a perpendicular injection laser pulse,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 20, p. 201502, 2008.
 - [52] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, “Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 81, no. 3, p. 1229, 2009.
 - [53] B. W. J. McNeil and N. R. Thompson, “X-ray free-electron lasers,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 12, pp. 814–821, 2010.
 - [54] J. Davis, G. M. Petrov, and A. L. Velikovich, “Dynamics of intense laser channel formation in an underdense plasma,” *Phys. Plasmas*, vol. 12, no. 12, p. 123102, 2005.
 - [55] M. S. Wei *et al.*, “Ion acceleration by collisionless shocks in high-intensity-laser–underdense-plasma interaction,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 15, p. 155003, 2004.
 - [56] A. R. Niknam, M. Hashemzadeh, B. Shokri, and M. R. Rouhani, “Rarefaction shock waves and Hugoniot curve in the presence of free and trapped particles,” *Phys. Plasmas*, vol. 16, no. 12, p. 122109, 2009.
 - [57] M. Ghorbanalilu, “Focusing of intense laser beam by a thin axially magnetized plasma lens,” *Phys. Plasmas*, vol. 17, no. 2, p. 23111, 2010.
 - [58] J. Faure *et al.*, “Effects of pulse duration on self-focusing of ultra-short lasers in underdense plasmas,” *Phys. Plasmas*, vol. 9, no. 3, pp. 756–759, 2002.
 - [59] H. Hora, E. L. Kane, and J. L. Hughes, “Generation of MeV and GeV ions by relativistic self-focusing from laser-irradiated targets,” *J. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 2, pp. 923–924, 1978.
 - [60] P. Sprangle, A. Ting, and C. M. Tang, “Analysis of radiation focusing and steering in the free-electron laser by use of a source-dependent expansion technique,” *Phys. Rev. A*, vol. 36, no. 6, p. 2773, 1987.
 - [61] W. B. Mori, C. Joshi, J. M. Dawson, D. W. Forslund, and J. M. Kindel, “Evolution of self-focusing of intense electromagnetic waves in plasma,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, no. 13, p. 1298, 1988.
 - [62] A. R. Niknam, A. Aliakbari, S. Majedi, F. Haji Mirzaei, and M. Hashemzadeh, “Self-focusing of intense high frequency electromagnetic waves in a collisional magnetoactive plasma,” *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 11, p. 112305, 2011.
 - [63] N. Kant, M. A. Wani, and A. Kumar, “Self-focusing of Hermite–Gaussian laser beams in plasma under plasma density ramp,” *Opt. Commun.*, vol. 285, no. 21–22, pp. 4483–4487, 2012.
 - [64] V. Nanda, N. Kant, and M. A. Wani, “Self-focusing of a Hermite-cosh Gaussian laser beam in a magnetoplasma with ramp density profile,” *Phys. Plasmas*, vol. 20, no. 11, p. 113109, 2013.

- [65] M. Aggarwal, H. Kumar, and N. Kant, "Propagation of Gaussian laser beam through magnetized cold plasma with increasing density ramp," *Optik (Stuttg.)*, vol. 127, no. 4, pp. 2212–2216, 2016.
- [66] N. Kant and M. A. Wani, "Density transition based self-focusing of cosh-Gaussian laser beam in plasma with linear absorption," *Commun. Theor. Phys.*, vol. 64, no. 1, p. 103, 2015.
- [67] M. Etehad Abari and B. Shokri, "Study of nonlinear ohmic heating and ponderomotive force effects on the self-focusing and defocusing of Gaussian laser beams in collisional underdense plasmas," *Phys. Plasmas*, vol. 19, no. 11, p. 113107, 2012.
- [68] Z. Zhou, Y. Wang, C. Yuan, and Y. Du, "Self-focusing and defocusing of Gaussian laser beams in plasmas with linear temperature ramp," *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 7, p. 73107, 2011.
- [69] Y. Wang and Z. Zhou, "Propagation characters of Gaussian laser beams in collisionless plasma: effect of plasma temperature," *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 4, p. 43101, 2011.
- [70] D. N. Gupta and H. Suk, "Enhanced thermal self-focusing of a Gaussian laser beam in a collisionless plasma," *Phys. Plasmas*, vol. 18, no. 12, p. 124501, 2011.
- [71] B. Bokaei, A. R. Niknam, and M. R. J. Milani, "Increasing the upper-limit intensity in relativistic and ponderomotive self-focusing by using plasma with a linear electron temperature ramp," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, no. 6, p. 64011, 2014.
- [72] S. A. Akhmanov, A. P. Sukhorukov, and R. V. Khokhlov, "Self-focusing and diffraction of light in a nonlinear medium," *Sov. Phys. USPEKHI*, vol. 10, no. 5, p. 609, 1968.
- [73] M. S. Sodha and three authors, *Self-focusing of laser beams in dielectrics, plasmas & Semiconductors*. Tata McGraw-Hill, 1974.
- [74] A. R. Niknam, M. Hashemzadeh, and M. M. Montazeri, "Numerical investigation of the ponderomotive force effect in an underdense plasma with a linear density profile," *IEEE Trans. plasma Sci.*, vol. 38, no. 9, pp. 2390–2393, 2010.
- [75] A. R. Niknam, M. R. Jafari Milani, B. Bokaei, and M. Hashemzadeh, "Weakly relativistic and ponderomotive effects in interaction of intense laser beam with inhomogeneous collisionless and collisional plasmas," *Waves in Random and Complex Media*, vol. 24, no. 1, pp. 1–18, 2014.
- [76] M. N. Polyanskiy, M. Babzien, and I. V. Pogorelsky, "Chirped-pulse amplification in a CO₂ laser," *Optica*, vol. 2, no. 8, pp. 675–681, 2015.

Abstract

In this research, we investigated the propagation of intense laser pulses in underdense plasma and obtained electron density, dielectric permeability, and beam width parameters changes in the presence of ponderomotive force, external magnetic field, and density and temperature inhomogeneity. It was found that, with increasing ponderomotive force, the density of electrons on the beam axis decreases, and as a result, the dielectric permittivity increases. Examining the density and temperature inhomogeneous, we found that there is a temperature turning point, where the behavior of the beam width parameter varies around this point. We also found for density inhomogeneous changes that, like temperature, there is a density turning point for density. Finally, we obtain the effect of the external magnetic field on the beam width parameter. It was found that with increasing external magnetic field, the self-focusing phenomenon in plasma changes from focusing to de-focusing.

Keywords: Ponderomotive force, Density steepening, External magnetic field, Density inhomogeneity, Self-focusing



Shahrood University of Technology

Faculty of Physics and Nuclear Engineering

M.Sc. Thesis in Atomic and Molecular Physics

Investigation of self-focusing effect of high frequency electromagnetic wave in magnetized plasma

By: Hamed Ghalandari

Supervisor:
Dr. Mojtaba Hashemzadeh

February 2021