

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده فیزیک

رشته فیزیک گرایش اتمی مولکولی (پلاسما)

پایان نامه کارشناسی ارشد

بررسی جذب رزونانسی در پلاسماهای زیر چگال در حضور

امواج الکترومغناطیس با شدت بالا

نگارنده :

سیدمهران باکی

اساتید راهنما :

دکتر مهدی مومنی

دکتر مجتبی هاشم‌زاده

شهریور ۱۳۹۵

تقدیر و سپاس

سپاس و ستایش خداوند را که رحمتش همیشگی و نعمتش مستدام است. سپاس او را که توفیق فراگیری علم را بر من عطا فرمود و مرا در مشکلات و سختیها یاری نمود تا این پایان نامه را با موفقیت به پایان برسانم.

برخود لازم میدانم که از اساتید بزرگوار و گرانقدر، جناب آقای دکتر مهدی مومنی و دکتر مجتبی هاشم‌زاده به عنوان اساتید راهنما، که با ایشار مشتاقانه موهبت‌های علمی و راهنمایی‌های ارزنده، مرا در کسب علم و معرفت و فضائل اخلاقی یاری نمودند، مراتب سپاس قلبی و تشکر خالصانه خود را داشته باشم و از خداوند برای ایشان سلامتی و موفقیت روزافزون را خواستارم. سپاس آخر را به مهربان‌ترین همراهان زندگی‌ام، به پدر و مادر عزیزم تقدیم می‌کنم که حضورشان در فضای زندگی‌م مصداق بی‌ریای سخاوت بوده است.

تعهد نامه

اینجانب سیدمهران باکی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک اتمی-مولکولی (پلاسما) دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه بررسی جذب رزونانسی در پلاسماهای زیر چگال در حضور امواج الکترومغناطیس با شدت بالا تحت راهنمایی جناب آقای دکتر مهدی مومنی و جناب آقای دکتر مجتبی هاشم زاده متعهد می شوم.

- تحقیقات در این پایان نامه 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 پایان نامه 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 می باشد 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 پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاقی انسانی رعایت شده است.

تاریخ: ۱۳۹۵/۰۶/۱۰

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه های رایانه ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

چکیده:

برهم‌کنش لیزر با پلاسما به دلیل کاربردهای فراوان از جمله محصورسازی به روش لختی، شتاب دادن ذرات، منبع اشعه X ، γ و ... به زمینه‌ی مهمی از مطالعات تبدیل شده است. در چنین مواردی به دلیل تأثیرات ناشی از بالا بودن شدت لیزر، اثرات غیر خطی به‌شدت مهم خواهند بود. از طرف دیگر بسیاری از پدیده‌های غیر خطی در برهم‌کنش موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا با پلاسما از نیروی پاندروموتیو نشأت می‌گیرند.

در این پژوهش، ابتدا با در نظرگرفتن نیروی پاندروموتیو و با استفاده از معادلات هیدرودینامیک رفتار موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا در پلاسمای غیربرخوردی، غیرمغناطیسی، غیرهم‌دما و زیرچگال را مطالعه نموده و نمودارهای مربوطه رسم شده‌اند. نشان دادیم که شدت لیزر بر روی مشخصه میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی و همچنین تغییرات چگالی الکترونی تأثیر می‌گذارد. در ادامه با در نظر گرفتن انتشار مایل موج با قطبش P در پلاسمای زیرچگال به مطالعه‌ی جذب رزونانسی پرداختیم. زاویه بهینه و نرخ جذب را برای توزیع چگالی‌های مختلف بدست آورده و همچنین نمودار تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را رسم کردیم. نشان دادیم که توزیع چگالی خطی، سهموی و نمایی روی زاویه بهینه تأثیر گذاشته و تغییرات طول مشخصه بر قله جذب و زاویه بهینه مؤثر بوده است.

کلمات کلیدی: نیروی پاندروموتیو، پلاسمای زیرچگال، جذب رزونانسی، زاویه بهینه

فهرست مطالب

فصل اول: مروری بر پلاسما و لیزر

۱-۱	مقدمه	۲
۲-۱	تعریف پلاسما	۲
۳-۱	تاریخچه	۲
۴-۱	وجود پلاسما در طبیعت	۲
۵-۱	حفاظدبای	۳
۶-۱	دما و چگالی	۴
۷-۱	معیارهای پلاسما	۵
۸-۱	فرکانس پلاسما	۷
۹-۱	سرعت گرمایی	۷
۱۰-۱	طول دبای	۸
۱۱-۱	تابع دی‌الکتریک در پلاسما	۸
۱۲-۱	نیروی پاندروموتیو	۹
۱۳-۱	مقدمه‌ای بر لیزر	۱۳
۱۴-۱	تاریخچه لیزر	۱۳
۱۵-۱	ویژگی‌های لیزر	۱۳
۱۶-۱	ساختار لیزر	۱۴
۱۷-۱	انواع لیزر	۱۵
۱۸-۱	لیزرهای حالت جامد	۱۶
۱۸-۱-۱	لیزرهای نئودیم	۱۶

۱۶.....	لیزر Nd:YAG
۱۶.....	لیزر Nd:Glass
۱۷.....	۲-۱۸-۱ لیزرهای تنظیم‌پذیر حالت جامد
۱۷.....	لیزر Cr^{3+}
۱۷.....	لیزر Ti^{3+}
۱۸.....	۱۹-۱ تقویت پالس لیزر
۱۸.....	روش CPA
۲۰.....	۲۰-۱ قطبش یا پلاریزاسیون
۲۰.....	قطبش S و قطبش P
۲۰.....	۲۱-۱ برهم‌کنش لیزر با پلاسما و نواحی ایجاد شده
۲۲.....	۲۲-۱ مروری بر کارهای انجام شده

فصل دوم: ساختار غیرخطی امواج الکترومغناطیسی شدت بالا در پلاسماهای زیرپیکال

۲۸.....	۲-۱ مقدمه
۲۸.....	۲-۲ کاربردها
۲۹.....	۳-۲ فرود عمودی پالس لیزر به پلاسمای زیرپیکال
۳۰.....	۴-۲ معادلات میدان
۳۲.....	۱-۴-۲ معادلات هیدرودینامیک
۳۵.....	۲-۴-۲ معادله دیفرانسیل غیرخطی
۳۵.....	۵-۲ حل عددی معادلات میدان و توزیع چگالی

فصل سوم: جذب رزونانسی لیزر پالس-کوتاه با قطبش P در پلاسمای زیر پیکال

۳-۱ مقدمه	۴۶
۳-۲ جذب رزونانسی و کاربردها	۴۶
۳-۳ معادلات میدان	۴۸
۳-۴ توزیع چگالی خطی، سهموی و نمایی	۵۱
۳-۵ حل عددی معادلات میدان	۵۳
۳-۶ نرخ جذب	۵۶

فصل چهارم: نتیجه گیری و پیشنهادات

۴-۱ نتیجه گیری	۶۴
۴-۲ پیشنهادات	۶۶
پیوست ها	۶۷
مراجع	۷۳

فهرست اشکال

- شکل ۱-۱ حفاظ دبای..... ۴
- شکل ۲-۱ تاثیر نیروی پاندروموتیو بر الکترون ها درون پلاسما..... ۱۲
- شکل ۳-۱ مقایسه منبع نور معمولی با چشمه لیزر ۱۴
- شکل ۴-۱ : طرح شماتیک لیزر ۱۵
- شکل ۵-۱ : طرح شماتیک لیزر Nd:YAG ۱۷
- شکل ۶-۱ : شماتیک CPA ۱۹
- شکل ۷-۱ : شماتیک برهم کنش لیزر با پلاسما ۲۱
- شکل ۱-۲ : شماتیک فرود عمودی پالس لیزر به پلاسمای زیر چگال ۲۹
- شکل ۲-۲ (الف) : میدان الکتریکی E_x در خلأ و در پلاسما بر حسب Z ۳۷
- شکل ۲-۲ (ب) : میدان الکتریکی B_y در خلأ و در پلاسما ۳۸
- شکل ۳-۲ (الف) : میدان الکتریکی E_x برای مقادیر مختلف n_{e0} در پلاسما بر حسب Z ۳۹
- شکل ۳-۲ (ب) : میدان الکتریکی B_y برای مقادیر مختلف n_{e0} در پلاسما بر حسب Z ۳۹
- شکل ۳-۲ (پ) : تغییرات چگالی الکترونی برای مقادیر مختلف n_{e0} در پلاسما بر حسب Z ۴۰
- شکل ۴-۲ (الف) : میدان الکتریکی E_x برای مقادیر مختلف شدت لیزر در پلاسما بر حسب Z ۴۱
- شکل ۴-۲ (ب) : میدان الکتریکی B_y برای مقادیر مختلف شدت لیزر در پلاسما بر حسب Z ۴۱
- شکل ۴-۲ (پ) : تغییرات چگالی الکترونی برای مقادیر مختلف شدت لیزر در پلاسما بر حسب Z ۴۲
- شکل ۱-۳ : شماتیک فرود مایل موج الکترومغناطیسی به درون پلاسمای زیر چگال ۴۸
- شکل ۲-۳ : چگالی نرمال شده بر حسب Z برای سه مشخصه چگالی خطی، سهموی و نمایی ۵۲
- شکل ۳-۳ (الف) : میدان های نرمال شده B_y ، E_{zt} و E_{zl} برای مختصه خطی چگالی بر حسب Z ۵۴
- شکل ۳-۳ (ب) : میدان های نرمال شده B_y ، E_{zt} و E_{zl} برای مختصه نمایی چگالی بر حسب Z ۵۴
- نمودار ۳-۳ (پ) : میدان های نرمال شده B_y ، E_{zt} و E_{zl} برای مختصه سهموی چگالی بر حسب Z ۵۵
- شکل ۴-۳ : نرخ جذب برای سه مشخصه چگالی خطی، نمایی و سهموی برای بر حسب τ ۵۷

شکل ۵-۳ (الف) : نرخ جذب توزیع چگالی خطی برای K_0L های مختلف بر حسب τ ۵۸

شکل ۵-۳ (ب) : نرخ جذب توزیع چگالی نمایی برای K_0L های مختلف بر حسب τ ۵۸

شکل ۵-۳ (پ) : نرخ جذب توزیع چگالی سهموی برای K_0L های مختلف بر حسب τ ۵۹

فهرست جدول‌ها

جدول ۱-۳ : مقادیر عددی نرخ جذب برای توزیع چگالی خطی ۶۰

جدول ۲-۳ : مقادیر عددی نرخ جذب برای توزیع چگالی نمایی ۶۱

جدول ۳-۳ : مقادیر عددی نرخ جذب برای توزیع چگالی سهموی ۶۱

فصل ۱:

مروری بر پلاسما و لیزر

۱-۱ مقدمه‌ای بر پلاسما

فیزیک پلاسما با سیستم‌های N ذره‌ای که به وسیله نیروهای الکترومغناطیسی باردار شده‌اند سروکار دارد. مطالعه پلاسما در قرن بیستم از زمانی شروع شد که دانشمندان به فیزیک تخلیه‌ی گازها علاقه‌مند شدند. این امر دلیلی بر مطالعات دانشمندان در رابطه با اهمیت و کاربرد فیزیک پلاسما در زمین‌شناسی و اخترفیزیک شد.

۱-۲ تعریف پلاسما

پلاسما یکی از چهار فاز اصلی ماده است [۱]. پلاسما گاز شبه خنثایی از ذرات باردار و خنثی است که رفتار جمعی از خود نشان می‌دهد. شبه خنثی بودن به این معنا است که آنقدر خنثی نیست که بتوان از نیروهای الکترومغناطیسی چشم‌پوشی کرد. منظور از رفتار جمعی حرکت‌هایی است که نه تنها به شرایط موضعی بلکه به حالت پلاسما در ناحیه دور نیز بستگی دارد. واژه پلاسما به گاز یونیده شده‌ای که همه یا بخش قابل توجهی از اتم‌های آن یک یا چند الکترون از دست داده و به یون‌های مثبت تبدیل شده باشند یا به گاز یونیده‌ای که تعداد الکترون‌های آزاد آن تقریباً برابر با تعداد یون‌های مثبت آن است گفته می‌شود.

۱-۳ تاریخچه

در سال ۱۸۷۹ (میلادی) فیزیکدان انگلیسی ویلیام کروکس^۱ به هنگام بررسی ویژگی‌های ماده در تخلیه الکتریکی پیشنهاد کرد که نوع خاص گاز به عنوان حالت چهارم ماده نام‌گذاری شود.

۱-۴ وجود پلاسما در طبیعت

اغلب گفته می‌شود که ۹۹٪ ماده جهان در حالت پلاسما است یعنی به صورت گازی است با اتم‌هایی که به یون‌های مثبت و الکترون‌های منفی تجزیه شده‌اند [۲]. درون ستارگان و جو آن‌ها ابرهای گازی و بیشتر هیدروژن میان ستاره‌ای از پلاسما تشکیل شده‌اند. در مجاورت خودمان، همین

¹ William Crookes

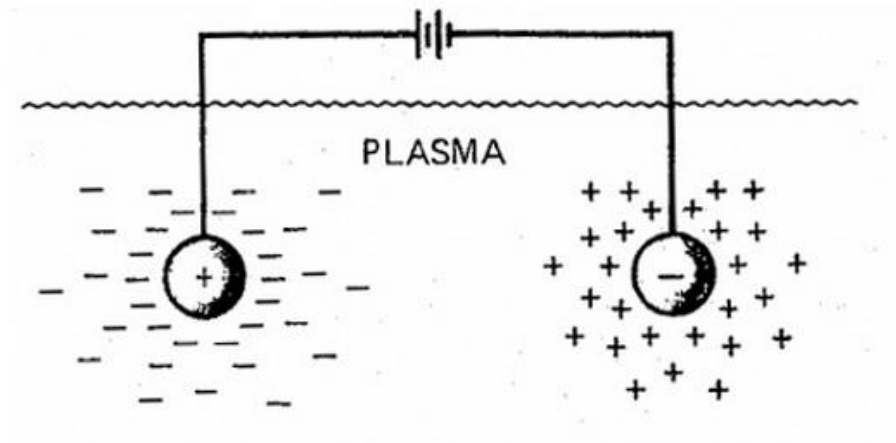
که جو زمین را ترک کنیم با پلاسمایی مواجه می‌شویم که از کمربندهای تابشی وان آلن^۱ [۳] و بادخورشیدی^۲ [۴] تشکیل شده است. ازطرفی پلاسما درزندگی روزمره به چند نمونه از جمله آذرخش، فروغ ملایم شفق شمالی، گاز داخل لامپ فلوئورسان و یا چراغ نئون و یونیدگی مختصری در خروجی موشک محدود می‌شود.

۱-۵ حفاظ دبای

یکی از مشخصه‌های اساسی پلاسما توانایی آن برای دفع پتانسیل‌های الکتریکی است که به آن اعمال می‌شود. فرض کنید بخواهیم با باردار کردن دو گلوله فلزی دارای اختلاف پتانسیل یک میدان الکتریکی در داخل پلاسما ایجاد کنیم، خواهیم دید این گلوله‌ها ذراتی با بار مخالف را جذب و بلافاصله ابری از ذرات اطراف گلوله‌ها تشکیل می‌شود (ابری از یون‌ها اطراف گلوله منفی و ابری از الکترون‌ها اطراف گلوله مثبت) و حفاظی را تشکیل می‌دهند که باعث می‌شود میدان به طور نمایی کاهش یابد و اصطلاحاً پرده‌ای در جلوی ذرات ایجاد می‌گردد. اگر پلاسما سرد باشد و هیچ‌گونه حرکت حرارتی وجود نداشته باشد تعداد بار ابر برابر بار گلوله می‌شود در این صورت عمل حفاظ کامل می‌گردد و هیچ میدانی در حجم پلاسما در خارج از ناحیه ابرها وجود ندارد. از سوی دیگر اگر دما متناهی باشد ذراتی که در لبه هستند (جایی که میدان ضعیف است) به اندازه‌ی کافی انرژی گرمایی دریافت می‌کنند تا از چاه پتانسیل الکترواستاتیکی فرار کنند بنابراین لبه ابر در شعاعی قرار می‌گیرد که انرژی پتانسیل تقریباً برابر با انرژی گرمایی ذرات شود پس حفاظ کامل نخواهد بود در واقع حرکات گرمایی سبب نشت پتانسیل به داخل پلاسما می‌شود و میدان الکتریکی متناهی در آن ایجاد می‌کند.

¹ Van Allen radiation Belts

² Solar wind



شکل ۱-۱: حفاظ دبای .

پتانسیل در هر نقطه به فاصله ی x نسبت به گلوله از رابطه ی زیر به دست می آید:

$$\phi = \phi_0 e^{\frac{-|x|}{\lambda_D}}, \quad (1-1)$$

در این رابطه λ_D ضخامت لایه ی غلاف نامیده می شود، که به آن طول دبای می گوئیم [۵] و از رابطه ی زیر بدست می آید:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T}{ne^2} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{v_{th}}{\omega_p}, \quad (2-1)$$

۱-۶ دما و چگالی

هر محیط پلاسمایی دارای پارامترهای مهمی است که بر اساس آن پارامترها نوع پلاسما تعیین می گردد. مهمترین این پارامترها دما و چگالی هستند [۶]. به طوری که مشخصات دیگر پلاسما وابسته به این دو مشخصه می باشند. در حالت های جامد، مایع و گاز دما را می توان از روی دامنه حرکت (سرعت نوسان) ذرات سازنده ماده تعریف کرد. در فیزیک پلاسما معمولا دما را برحسب

واحدهای انرژی ($KT = 1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$) بیان می‌کنند. همچنین انرژی ذرات به دمای پلاسما وابسته است که می‌تواند بین 1 تا 10^6 الکترون ولت تغییر کند.

۷-۱ معیارهای پلاسما

هر گاز یونیده‌ای را نمی‌توان پلاسما نامید. تفاوت اساسی بین یک پلاسما و یک گاز معمولی که نیروهای کوتاه برد بین مولکولی مکانیسم غالب آن را تشکیل می‌دهند این است که پلاسما گاز یونیده‌ای است که تعداد الکترون‌های آزاد آن تقریباً برابر با تعداد یون‌های مثبت آن است. در دماهای زیاد الکترون‌های آزاد انرژی کافی داشته و می‌توانند در برخورد با اتم‌های دیگر الکترون را از هسته جدا کنند. انرژی لازم برای جدا کردن الکترون از هسته انرژی یونش^۱ نامیده می‌شود [۷]. این الکترون آزاد شده برخوردهای دیگری انجام می‌دهد و این فرایند ادامه دارد تا گاز یونیده به حالت پلاسما درآید. طبق رابطه ساها^۲ هر گاه نسبت اتم‌های یونیده به اتم‌های خنثی به صورت زیر باشد آن گاز را پلاسما می‌نامند [۶].

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \times 10^{21} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n_i} e^{-u_i/kT}, \quad (3-1)$$

معادله‌ی ساها مقدار یونیدگی در یک گاز در حال تعادل گرمایی را پیش‌بینی می‌کند. n_n و n_i به ترتیب تعداد اتم‌های یونیده و خنثی هستند. T دمای پلاسما و u_i انرژی یونش گازی می‌باشد. این رابطه نشان می‌دهد که افزایش دما سبب می‌شود که n_n کمتر از n_i شود. تا سرانجام پلاسما کاملاً یونیده شود. به همین دلیل است که پلاسما در اجسام نجومی با دمای میلیون‌ها درجه یافت می‌شود. با توجه به توضیحاتی که بیان شد، هر گاز یونیده‌ای را نمی‌توان پلاسما نامید. یک تعریف مفید از پلاسما این است که پلاسما گاز شبه خنثایی است از ذرات باردار و خنثی که رفتار جمعی از خود نشان می‌دهد. منظور از شبه خنثی بودن این است که می‌توان فرض کرد $n_i = n_e = n$ باشد (این چگالی مشترک را چگالی پلاسما می‌نامیم)، ولی آنقدر خنثی نیست که همه‌ی نیروهای

¹ Ionization energy

² Saha equation

الکترومغناطیسی مورد نظر صفر باشند. منظور از رفتار جمعی که از خود نشان می‌دهد این است که تمایلی به تحت تأثیر قرار گرفتن از جانب عوامل خارجی ندارد و اغلب طوری عمل می‌کند که دارای رفتار مخصوص به خودش است و اگر تغییری در قسمتی از آن مشاهده شود این تغییر در کل گاز محسوس خواهد بود. این رفتار جمعی ناشی از نیروهای الکترومغناطیسی می‌باشد. این نیروها به قدری از نیروهای برخوردی بزرگترند که می‌توان نیروهای برخوردی را نادیده گرفت.

اولین معیاری که برای پلاسما بودن مد نظر است این است که گاز یونی مورد نظر به اندازه کافی چگال باشد و λ_D از ابعاد سیستم (L) کوچکتر باشد پس :

$$\lambda_D \ll L, \quad (4-1)$$

توصیف حفاظ دبای زمانی معتبر است که ذرات در کره‌ی دبای به تعداد کافی وجود داشته باشند. مشخص است که اگر در ناحیه‌ی غلاف فقط یک یا دو ذره وجود داشته باشد حفاظ دبای بطور آماری مفهوم معتبری نخواهد داشت لذا تعداد ذرات در درون کره دبای به صورت :

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 = \frac{1.38 \times 10^6 T^{\frac{3}{2}}}{n^{\frac{1}{2}}}, \quad (5-1)$$

می‌باشد.

رفتار جمعی ذرات پلاسما سبب می‌شود که $N_D \gg 1$ باشد تا دومین معیار پلاسما بودن برقرار

شود :

$$N_D \gg 1, \quad (6-1)$$

شرط سوم به برخوردها مربوط می‌شود. برای مثال گاز یونیده ضعیف در خروجی یک جت مشخصات پلاسما را ندارد زیرا ذرات باردار آنقدر با اتم‌های خنثی برخورد می‌کنند که حرکت آنها به

جای اینکه توسط نیروهای الکترومغناطیسی تعیین شود توسط نیروهای هیدرودینامیک معمولی مشخص می‌گردد.

اگر ω بسامد نوعی نوسان‌های پلاسما و τ زمان متوسط بین برخوردها با اتم‌های خنثی باشد، برای آنکه گاز مانند پلاسما، نه یک گاز خنثی رفتار کند لازم است شرط زیر برقرار باشد :

$$\omega\tau > 1, \quad (7-1)$$

معادله بالا بیان می‌کند، زمانی که فرکانس نوسانات پلاسما بزرگ‌تر از فرکانس برخوردها باشد، آن گاز پلاسما است. زمانی که فرکانس برخوردها بیشتر از ω باشد، الکترون با یون بازترکیب انجام داده و گاز به حالت خنثی خواهد بود.

۸-۱ فرکانس پلاسما :

با اعمال یک اختلال کوچک به پلاسما الکترون‌ها به دلیل سبک بودن حرکت می‌کنند و بار مثبت به جا می‌ماند. در نتیجه جدایی بارهای مثبت و منفی نیروهای کولنی به وجود می‌آیند که الکترون‌ها را به سمت عقب باز می‌گردانند. این حرکت رفت و برگشت ادامه می‌یابد و فرکانس پلاسمایی را ایجاد می‌کند. الکترون‌ها به دلیل سرعت بالایی که دارند در منطقه بار مثبت مجدد جایگزین نمی‌شوند و دارای تحرک بالایی هستند. فرکانس پلاسما به صورت زیر تعریف می‌شود [۶]:

$$\omega_p = \left(\frac{e^2 n}{m \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (8-1)$$

که در آن n چگالی، M جرم ذرات و ϵ_0 ضریب گذردهی خلأ می‌باشد.

۹-۱ سرعت گرمایی :

الکترون‌ها به واسطه‌ی گرما، انرژی جنبشی دارند و در نتیجه‌ی آن سرعت گرمایی خواهند داشت که ناشی از دمای سیستم است. سرعت ناشی از حرکات گرمایی تصادفی (کاتوره‌ای) عبارت است از [۶]:

$$v_T = \left(\frac{k_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (9-1)$$

۱۰-۱ طول دبای :

این کمیت نشان دهنده‌ی ویژگی مهم حفاظ الکترواستاتیکی است. بارهای جدا از هم فقط در فاصله‌ی کوتاه طول دبای می‌توانند مشاهده شوند و در فواصل دورتر از این طول، اساساً پلاسما خنثی است [۶].

$$\lambda_D = \frac{v_T}{\omega_p} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T}{n e^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (10-1)$$

توجه کنید که با افزایش چگالی λ_D کاهش می‌یابد زیرا هرلایه پلاسما دارای الکترون‌های بیشتری است. علاوه بر این λ_D با kT_e رابطه مستقیم دارد.

۱۱-۱ تابع دی‌الکتریک در پلاسما

در این بخش نشان می‌دهیم که محیط پلاسما را می‌توان به عنوان یک محیط دی‌الکتری با ϵ مربوط به خود تعریف کرد. به طور کلی ϵ یک تانسور است. در سیستم گوسی، معادلات ماکسولی که شامل چگالی بارهای الکتریکی ρ_e و چگالی جریان الکتریکی $\vec{J}_e$ هستند، به صورت زیر تعریف می‌شوند [۸]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho_e, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}_e. \quad (11-1)$$

این معادلات، هم‌ارز دو معادله زیر برای یک محیط دی‌الکتریک می‌باشند :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial (\epsilon \vec{E})}{\partial t}. \quad (12-1)$$

برای راحتی چگالی بارهای الکتریکی ρ_e و چگالی جریان الکتریکی $\vec{J}_e$ را به صورت زیر در نظر

می گیریم :

$$\rho_e = -en_e + qn_0, \quad \vec{J}_e = -en_e \vec{V}_e. \quad (13-1)$$

در معادلات بالا نسبت به حرکت الکترون ها، یون ها را زمینه ثابت در نظر گرفتیم. میدان های الکتریکی و مغناطیسی را به صورت زیر در نظر می گیریم :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t), \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r}) \exp(-i\omega t), \quad (14-1)$$

سرعت الکترونی $\vec{V}_e$ در فرمول (13-1) از قانون نیوتون بدست می آید :

$$\vec{V}_e(\vec{r}, t) = \frac{-ie\vec{E}(\vec{r}, t)}{m_e(\omega + i\nu_e)}. \quad (15-1)$$

با قرار دادن این معادله در معادله (13-1) و استفاده از $\vec{J}_e = \sigma_E \vec{E}(\vec{r}, t)$ خواهیم داشت :

$$\sigma_E = \frac{i\omega_{pe}^2}{4\pi(\omega + i\nu_e)}, \quad (16-1)$$

به طوری که σ_E رسانندگی الکتریکی (مختلط) و ω_{pe} فرکانس الکترونی پلاسما است.

حال با قرار دادن $\vec{J}_e$ در معادله دوم (11-1) و مقایسه آن با معادله دوم (12-1) و استفاده از

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega, \quad \text{برای این که هم ارزی این معادلات پابرجا بماند، } \varepsilon \text{ به شکل زیر تعریف می شود :}$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)}. \quad (17-1)$$

۱۲-۱ نیروی پاندروموتیو^۱

اگر یک موج الکترومغناطیسی در پلاسما انتشار یابد، ذرات پلاسما (در اینجا الکترون ها) در میدان الکتریکی آن نوسان می کنند و میانگین زمانی نیروی وارد شده به ذرات توسط موج الکترومغناطیسی صفر خواهد بود. این تصویر زمانی که موج الکترومغناطیسی غیر همگن باشد، تغییر

¹ Ponderomotive Force

می‌کند. مکانیزم نیروی پاندروموتیو (نیروی موثر) با توجه به حرکت یک ذره‌ی باردار در میدان الکتریکی نوسانی قابل درک است. اگر میدان همگن باشد (در تمامی نقاط یکنواخت باشد)، ذره‌ی باردار پس از یک دوره‌ی نوسان به مکان اولیه خود باز می‌گردد. اما اگر میدان همگن نباشد، در خلال نیم طول موج نیرویی به ذرات اعمال می‌شود و ذره به واسطه‌ی این نیرو به سمت میدان ضعیف‌تر هل داده می‌شود در نتیجه پس از یک دوره‌ی نوسان، دیگر در مکان اولیه‌ی خود نخواهد بود.

در برهم‌کنش لیزر با پلاسما هرگاه توان لیزر بالا باشد، فشار تابشی ایجاد شده که به شکل نسبتاً مبهمی با ذرات جفت شده و به آن نیروی پاندروموتیو می‌گویند و به صورت زیر به‌دست می‌آید [۶]. حرکت الکترون در میدان‌های نوسانی $\vec{E}$ و $\vec{B}$ یک موج را در نظر بگیرید. با صرف نظر از میدان‌های ثابت $\vec{E}_0$ و $\vec{B}_0$ معادله حرکت الکترون به‌قرار زیر است :

$$\begin{aligned}\vec{F} &= m \frac{d\vec{V}}{dt} \\ &= -e \left[\vec{E}(\vec{r}) + \vec{V} \times \vec{B}(\vec{r}) \right].\end{aligned}\quad (18-1)$$

این معادله در صورتی دقیق است که $\vec{E}$ و $\vec{B}$ در مکان لحظه‌ای $\vec{r}$ محاسبه شوند. در تقریب مرتبه اول از جمله‌ی $\vec{V} \times \vec{B}(\vec{r})$ در معادله (۱۸-۱) صرف نظر می‌کنیم. فرض می‌کنیم میدان الکتریکی موج به‌صورت زیر باشد :

$$\vec{E} = \vec{E}_s(\vec{r}) \cos \omega t. \quad (19-1)$$

در معادله بالا $\vec{E}_s$ تابعیت فضایی دارد. با توجه به معادله (۱۸-۱) و شرایط یاد شده با یک بار انتگرال‌گیری $\vec{V}_1$ عبارت است از :

$$\vec{V}_1 = \frac{-e}{m\omega} \vec{E}_s \sin \omega t. \quad (20-1)$$

از طرفی $\vec{V}_1 = \frac{d\vec{r}_1}{dt}$ و در نتیجه با انتگرال‌گیری خواهیم داشت :

$$\delta \vec{r}_1 = \frac{e}{m\omega^2} \vec{E}_s \cos \omega t. \quad (21-1)$$

حال در تقریب مرتبه دوم $\vec{E}(\vec{r})$ را حول $\vec{r}_0$ بسط می‌دهیم :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(\vec{r}_0) + (\delta\vec{r}_1 \cdot \nabla) \vec{E}_s \Big|_{r=r_0} + \dots \quad (22-1)$$

حال به راحتی $\vec{B}_1$ را از معادله ماکسول به دست می‌آوریم :

$$\vec{B}_1 = -\frac{1}{\omega} \nabla \times \vec{E}_s \Big|_{r=r_0} \sin \omega t. \quad (23-1)$$

با استفاده از (22-1) برای قسمت مرتبه دوم (18-1) خواهیم داشت :

$$m \frac{d\vec{V}_2}{dt} = -e [(\delta\vec{r}_1 \cdot \nabla) \vec{E} + \vec{V}_1 \times \vec{B}_1]. \quad (24-1)$$

حال معادلات (20-1)، (21-1) و (23-1) را در (24-1) قرار داده و ساده می‌کنیم :

$$\begin{aligned} m \frac{d\vec{V}_2}{dt} &= -e \left[\left(\frac{e}{m\omega} \vec{E}_s \cos \omega t \cdot \nabla \right) \vec{E}_s \cos \omega t + \left(\frac{-e}{m\omega} \right) \vec{E}_s \sin \omega t \times \left(-\frac{1}{\omega} \right) \nabla \times \vec{E}_s \sin \omega t \right] \\ &= \frac{-e^2}{m\omega^2} [(\vec{E}_s \cos^2 \omega t \cdot \nabla) \vec{E}_s + (\vec{E}_s \sin^2 \omega t \times (\nabla \times \vec{E}_s))]. \end{aligned} \quad (25-1)$$

حال از معادله‌ی بالا میانگین زمانی می‌گیریم و خواهیم داشت :

$$m \left\langle \frac{d\vec{V}_2}{dt} \right\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{-e^2}{m\omega^2} \right) [(\vec{E}_s \cdot \nabla) \vec{E}_s + (\vec{E}_s \times (\nabla \times \vec{E}_s))]. \quad (26-1)$$

که در آن از $\langle \sin^2 \omega t \rangle = \langle \cos^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2}$ استفاده شد. با استفاده از اتحاد زیر (27-1) عبارت است از :

$$\begin{aligned} \vec{E}_s \times (\nabla \times \vec{E}_s) &= \nabla \left(\frac{1}{2} E_s^2 \right) - (\vec{E}_s \cdot \nabla) \vec{E}_s \\ m \left\langle \frac{d\vec{V}_2}{dt} \right\rangle &= \frac{1}{4} \left(\frac{-e^2}{m\omega^2} \right) \nabla E_s^2. \end{aligned} \quad (27-1)$$

از طرفی $f_{NL} = m \left\langle \frac{d\vec{V}_2}{dt} \right\rangle$ و خواهیم داشت :

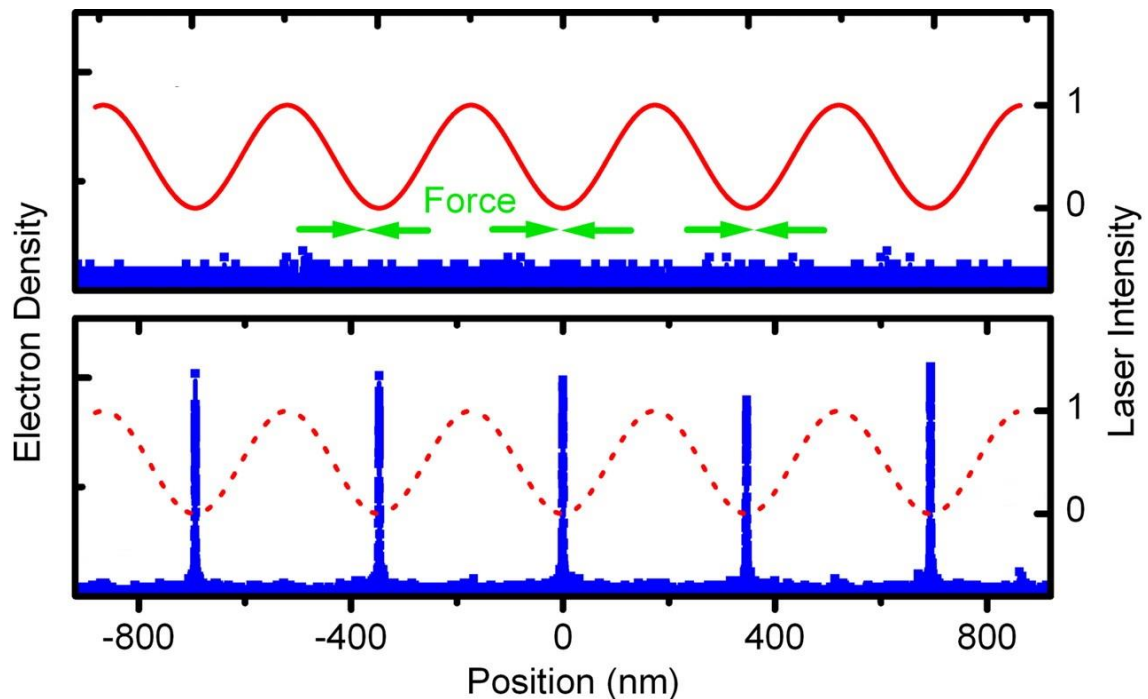
$$f_{NL} = -\frac{1}{4} \frac{e^2}{m\omega^2} \nabla E_s^2. \quad (28-1)$$

که نیروی غیرخطی مؤثر وارد شده بر الکترون است. این نیرو در هر 1 m^3 برابر با حاصل ضرب چگالی

الکترون n_0 و f_{NL} می‌باشد و آن را می‌توان برحسب فرکانس پلاسما به صورت زیر نوشت :

$$F_{NL} = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \nabla \frac{\langle \epsilon_0 E^2 \rangle}{2}. \quad (1-29)$$

که در آن ω_p فرکانس پلاسما بوده و از $E_s^2 = 2 \langle E^2 \rangle$ استفاده شده است. این نیرو یک نیروی غیر خطی ناشی از وجود گرادیان شدت موج الکترو مغناطیسی است. معادله (1-27) نشان می‌دهد یک ذره‌ی باردار در یک میدان نوسانی غیرهمگن نه تنها با فرکانس ω موج نوسان می‌کند، بلکه توسط نیروی پاندروموتیو به سمت میدان ضعیف‌تر شتاب می‌گیرد. جهت این نیرو مخالف گرادیان شدت میدان الکتریکی است. این نیرو همیشه عرضی نیست و اگر پالس لیزر مولفه‌ی طولی داشته باشد، می‌تواند طولی باشد. این نیرو متناسب با مربع بار ذره بوده و در نتیجه مستقل از علامت بار ذره است. این نیرو متناسب با گرادیان شدت لیزر بوده و نیز مستقل از قطبش لیزر می‌باشد. نیروی پاندروموتیو بر دینامیک ذرات باردار تاثیر می‌گذارد و همان‌طور که گفته شد، آن‌ها را به سمت نقطه‌ای که میدان در آن‌جا شدت کم‌تری دارد هل می‌دهد.



شکل ۱-۲: تاثیر نیروی پاندروموتیو بر الکترون‌ها درون پلاسما.

۱-۱۳ مقدمه‌ای بر لیزر

کلمه لیزر به معنای تقویت نور توسط گسیل القایی تابش می‌باشد. لیزر یک منبع نوری خاص است که کاربردهای بسیار زیادی دارد، این کارایی و کاربردها را نمی‌توان در منابع نور معمولی همچون لامپ تنگستن^۱، لامپ جیوه^۲ و ... یافت. آن چیزی که لیزر را خاص می‌کند این است که نور آن می‌تواند مسیر زیادی را با واگرایی کم طی کند. دلیل آن نیز همدوسی نور لیزر است.

۱-۱۴ تاریخچه لیزر

اولین کارهای تئوری در مورد لیزر را آلبرت انیشتین^۳ به سال ۱۹۱۷ با استفاده از قانون تابش پلانک پایه‌ریزی نمود. اما ساختن دستگاهی که هم‌اکنون آن را لیزر می‌نامند تا سال ۱۹۶۰ به طول انجامید. میمن^۴ اولین لیزر را در سال ۱۹۶۰ ساخت. لیزر آن از نوع بلور یاقوت^۵ بود.

۱-۱۵ ویژگی‌های لیزر

در یک منبع نور معمولی مانند لامپ جیوه، پرتوهای نور به صورت آشفته منتشر شده و به صورت رندم همدیگر را مخدوش می‌کنند. به همین دلیل است که تنها می‌توانند مسیر کمی را طی کنند. اما در لیزر امواج نور دارای یک طول موج بوده و همچنین فاز یکسان دارند، بنابراین می‌توانند مسافت بیشتری را نسبت به نور معمولی بپیمایند.

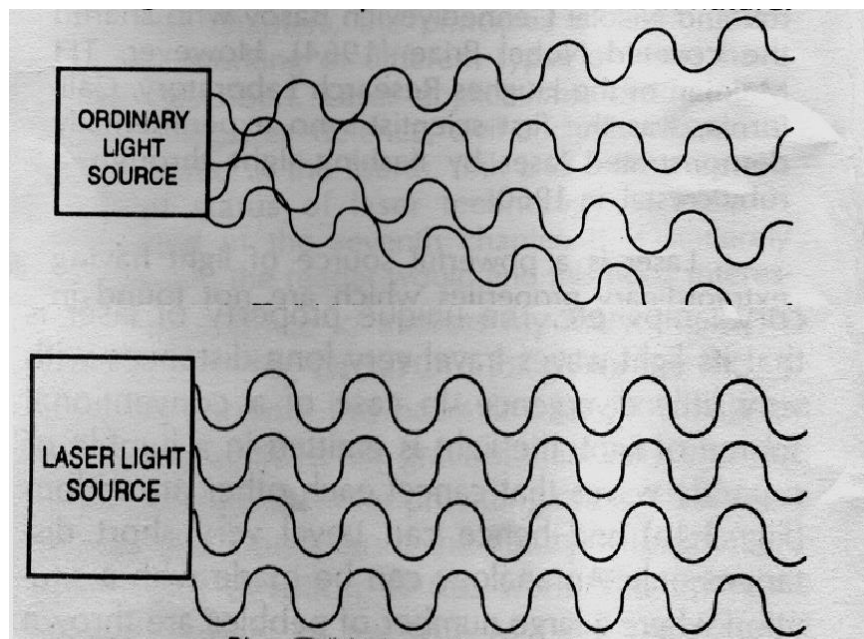
¹ Tungsten

² Mercury

³ Albert Einstein

⁴ Maiman

⁵ Ruby



شکل ۱-۳: مقایسه منبع نور معمولی با چشمه لیزر .

در لیزر علاوه بر هم فازی، امواج لیزر با یک فرکانس منتشر شده و به این ترتیب یک پارچگی رنگی در آن‌ها وجود دارد. پرتو نور معمولی به سرعت پهن می‌شود اما پرتو لیزر به دلیل همدوسی بالا حتی در مسیر رسیدن به ماه تنها 3 کیلومتر پهن می‌شود. یکی دیگر از خصوصیات مهم لیزر رسیدن به شدت‌های بالاست که کاربردهای زیادی به آن بخشیده از جمله استفاده نظامی، پزشکی و

به طور کلی خواص باریکه‌های لیزر را می‌توان به پنج قسمت تقسیم کرد :

تکفامی، همدوسی، جهتمندی، درخشانی و تپ با مدت زمان کوتاه.

۱-۱۶ ساختار لیزر

به طور عمومی لیزر در ساختار خود نیازمند سه بخش اساسی زیر می‌باشد [۹]

الف : یک ماده‌ی فعال (مانند یاقوت کبود و ...) به عنوان میله لیزر^۱

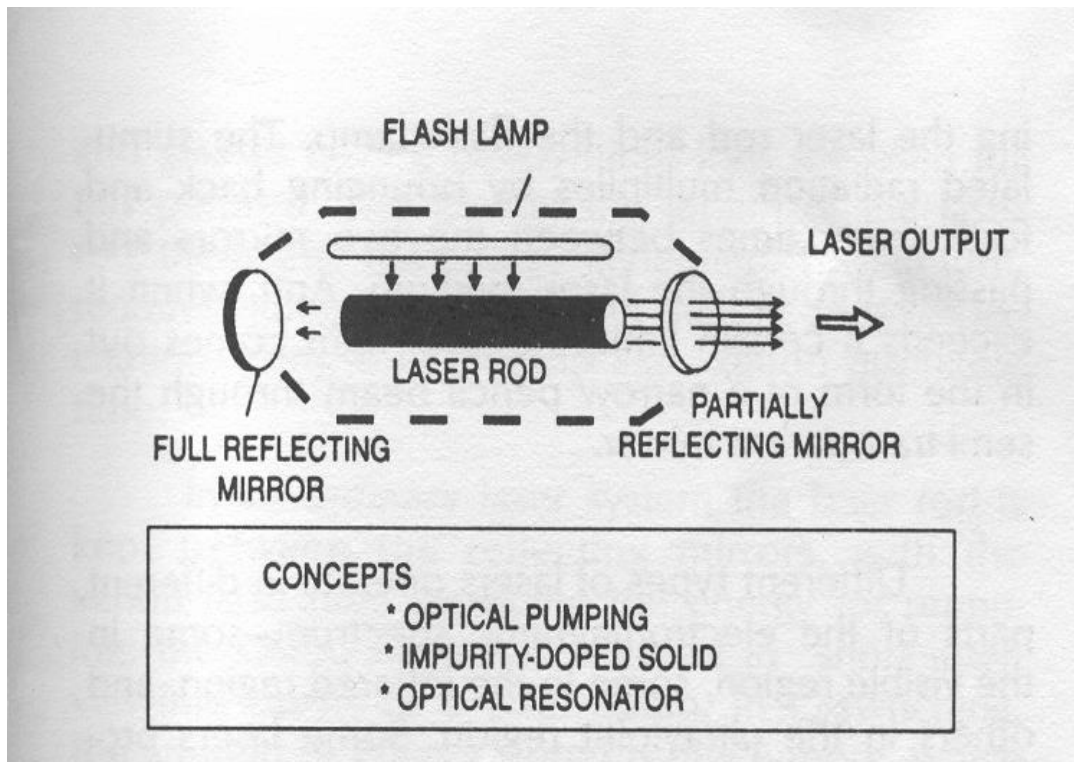
ب : فرایند پمپ^۲ کردن برای تولید وارونی جمعیت^۳ میان ترازهای انرژی

^۱ Laser Rod

^۲ Pumping

^۳ population inversion

پ : یک کاواک تشدیدی. به عنوان مثال دو آینه صفحه موازی که ماده فعال مابین آنها قرار گرفته و با هر رفت و آمد در آن تقویت می‌شود.



شکل ۱-۴ : طرح شماتیک لیزر .

۱۷-۱ انواع لیزر

پس از ساخت اولین لیزر به سال ۱۹۶۰ که ماده فعال به کار گرفته شده در آن یاقوت بود، از مواد دیگری نیز به عنوان ماده فعال استفاده شد. این مواد شامل گستره وسیعی از گازها، جامدات، مایعات، شیشه‌ها، پلاستیک‌ها و نیمه‌رساناها می‌باشند [۱۰].

لیزرها بسته به نوع طراحی و ماده فعال به صورت زیر دسته‌بندی می‌شوند :

الف : لیزرهای حالت جامد پمپ نوری

ب : لیزر با ماده فعال مایع

پ : لیزرهای گازی

ج : لیزرهای نیمه‌رسانا

چ : لیزرهای الکترون آزاد

ح : لیزرهای اشعه X

خ : لیزرهای شیمیایی

در اینجا فقط به بررسی لیزرهای حالت جامد می‌پردازیم .

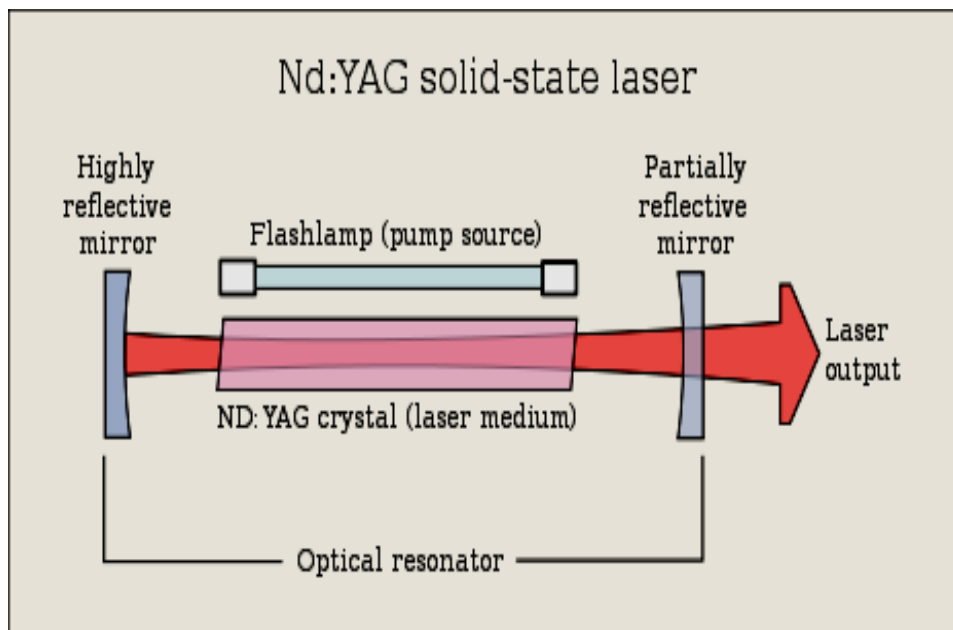
۱-۱۸ لیزرهای حالت جامد

۱-۱۸-۱ لیزرهای نئودیم

این لیزرها از متداولترین نوع لیزرهای حالت جامد هستند . محیط فعال اغلب بلور $Y_3Al_5O_{12}$ است که YAG نامیده می‌شود . در این بلور برخی یون‌های Y^{3+} جای خود را به Nd^{3+} داده‌اند [۱۲].

لیزر Nd: YAG

این لیزرها به‌صورت پیوسته موج یا تپی عمل می‌کنند و دمش آنها به وسیله لامپ یا لیزر نیمه‌رسانای AlGaAs صورت می‌گیرد. برای دمش لامپی، فشار متوسط (500-1500Torr) لامپ‌های Xe و لامپ‌های Kr با فشار بالا (4-6atm) به ترتیب برای مورد تپی و پیوسته‌موج به‌کار برده می‌شود. با استفاده از این لامپ‌ها می‌توان به توان خروجی حدود 1kW دست یافت. این لیزرها کاربردهای وسیعی از جمله سوراخ کردن اجسام جامد، جوشکاری فلزات و آلیاژها و ... و نیز جراحی چشم و سرطان دارد.



شکل ۱-۵: طرح شماتیک لیزر Nd:YAG.

لیزر Nd: Glass

این نوع لیزر یکی از مهم‌ترین نوع لیزرهای انرژی بالا می‌باشد. ساخت شیشه به علت دمای ذوب پایین‌ترش بسیار ساده‌تر از YAG است. از این رو می‌توان محیط فعال بسیار بزرگتری تولید نمود. یکی از ضعف‌های این نوع لیزر در مقایسه با YAG رسانندگی گرمایی کوچکت (حدود 10 بار کوچکت) آن است. این موضوع باعث شده که این لیزرها در گستره لیزرهای تپی با آهنگ تکرار حدود 5Hz مورد استفاده قرار بگیرند تا از داغ شدن محیط فعال جلوگیری شود.

یکی از کاربردهای مهم این لیزرها استفاده از آن به عنوان تقویت‌کننده‌های لیزری در سیستم‌های با انرژی بالا است که در آزمایشات گداخت مورد استفاده قرار می‌گیرد.

۱-۱۸-۲ لیزرهای تنظیم‌پذیر حالت جامد

به دلیل اینکه طول موج گسیلی این لیزرها را می‌توان در گستره وسیع از طول موج‌ها تنظیم کرد به آنها تنظیم‌پذیر می‌گویند. این لیزرها عبارت‌اند از Ti^{3+} ، Cr^{3+} و

لیزر Cr^{3+}

ماده فعال این لیزر بلوری از $BeAl_2O_4$ است که در آن یون‌های Cr^{3+} به جای بعضی یون‌های Al^{3+} قرار گرفته‌اند. طول موج این لیزر را می‌توان در گستره 100-760nm تنظیم کرد.

لیزر Ti^{3+}

لیزر تیتانیوم سفایر ($Ti:Al_2O_3$) از پرکاربردترین لیزرهای تنظیم‌پذیر است. در واقع این لیزر در گستره وسیعی از طول موج‌ها عمل کرده و بزرگ‌ترین پهنای خط را داراست. معمولاً لیزرهای پیوسته موج Ti:Sapphire به وسیله خروجی سبز لیزر Ar دمیده می‌شود، در حالی که در عملکرد تپی از لیزرهای Nd:YAG که بسامد آن‌ها دوبرابر شده و همچنین لامپ برای دمش استفاده می‌شود. لیزرهای پیوسته موج دمیده شده Ar چشمه‌ای همدوس با توان حدود 1W را فراهم می‌آورد که در گستره وسیعی از طیف (700-1000nm) قابل تنظیم است. مهم‌ترین کاربرد لیزر Ti:Sapphire تولید و تقویت تپ‌های لیزری فمتوثانیه است و نیز آن‌ها را می‌توان به صورت تجاری تهیه نمود.

۱-۱۹ تقویت پالس لیزر

روش CPA^۱

CPA روشی برای تقویت پالس مافوق کوتاه^۲ و رساندن آن به شدت‌های پتاوات^۳ است که در آن موقتاً پالس لیزر به بیرون کشیده شده و تقویت می‌شود. CPA روشی است که تمامی لیزرهای پرقدرت و شدت بالا از آب بهره می‌برند.

این روش ابتدا در سال ۱۹۶۰ برای افزایش توان قابل دستیابی در رادارها پیشنهاد شد. اما در سال ۱۹۸۰ جرارد مارو^۱ و دونا استریکلند^۲ CPA را برای لیزر بکار گرفتند. قبل از کار آن‌ها و به

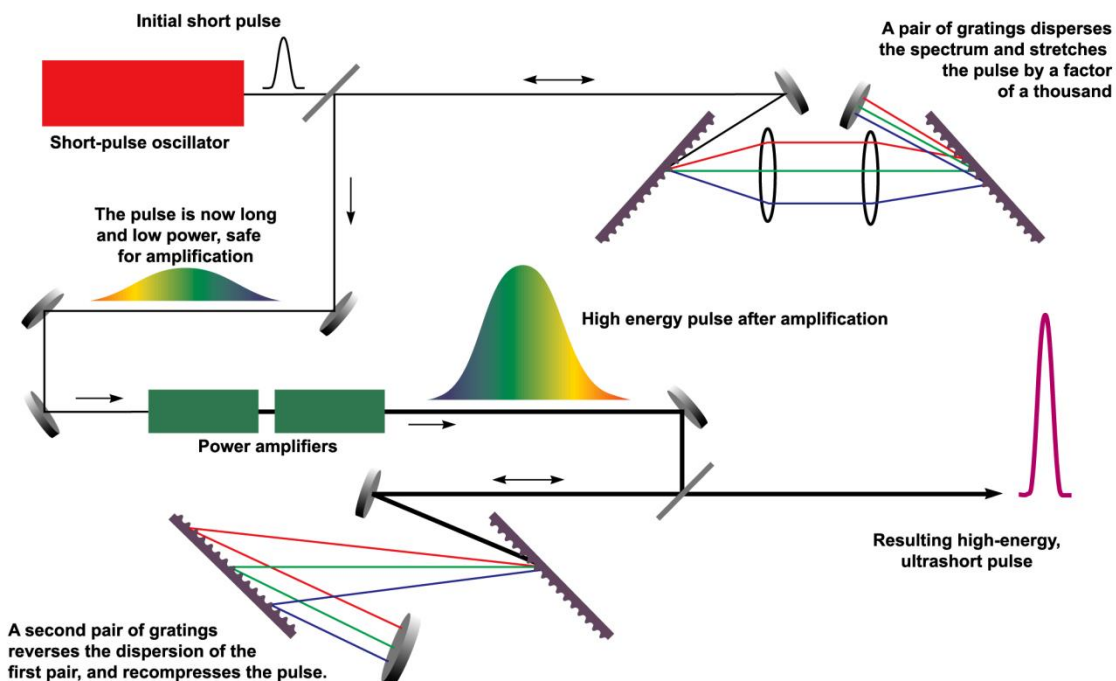
^۱ Chirped Pulse Amplification

^۲ ultrashort

^۳ Petawatt

کارگیری این روش، به دلیل وجود فرایندهای غیرخطی همچون خودکانونی^۳ استفاده از شدت بالای پالس لیزر محدود بود چرا که در شدت‌های گیگاوات بر سانتیمتر مربع آسیب‌های شدیدی به دستگاه لیزری وارد می‌آمد.

در روش CPA یک پالس مافوق کوتاه با استفاده از یک جفت توری تنظیم شده، مولفه‌های فرکانس پایین پالس لیزر را نسبت به مولفه‌های فرکانس بالا جدا می‌سازد، برای مواجهه با محیط فعال بیرون کشیده می‌شود.



شکل ۶-۱: شماتیک CPA.

طول فضایی پالس لیزر پس از گذشتن از جفت توری اول پهن‌تر شده و قدرت‌ش کاهش می‌یابد، سپس برای تقویت آماده است، پس از تقویت دامنه پالس افزایش یافته و باری دیگر با یک جفت توری دیگر مواجه می‌شود. این توری پهن شدگی پالس لیزر ناشی از جفت اول را معکوس کرده و پالس لیزر را فشرده می‌سازد. نتیجه یک پالس لیزر مافوق کوتاه و بسیار پرنرژی است.

¹ Gerard Mourou

² Donna Strickland

³ Self Focusing

۱-۲۰ قطبش یا پلاریزاسیون

قطبش یا پلاریزاسیون یکی از ویژگی‌های امواج عرضی است که جهت نوسان را در صفحه عمود بر انتشار موج نشان می‌دهد. در الکترومغناطیس، قطبش یک موج الکترومغناطیسی (مانند نور) نشان‌دهنده جهت بردار میدان الکتریکی آن نسبت به راستای انتشار است.

قطبش S و قطبش P

در امواج قطبش‌های متفاوتی را می‌توان دید، از جمله قطبش بیضوی و دایروی (که نوع خاصی از قطبش بیضوی است) و قطبش خطی. حال اگر مولفه میدان الکتریکی موازی با صفحه انتشار موج باشد، آن را با P و اگر عمود با آن باشد، با S نشان می‌دهند.

نور قطبیده که میدان الکتریکی آن موازی صفحه انتشار باشد دارای قطبش-P است. در حالی که اگر این میدان عمود بر صفحه انتشار باشد دارای قطبش-S است. به طور معمول قطبش-P اشاره به میدان مغناطیسی-عرضی (TM) و قطبش-S اشاره به میدان الکتریکی-عرضی (TE) دارد.

۱-۲۱ برهم‌کنش لیزر با پلاسما و نواحی ایجاد شده

یک پرتو لیزر پرتوان در گستره‌ی بین $I \approx 10^9 W/cm^2$ و $I \approx 10^{20} W/cm^2$ با دوره پالس بین $\tau \approx 10ns$ تا $\tau \approx 10fs$ تعریف می‌شود. به‌طور عملی با پالس بلند لیزر ($\tau \approx 1ns$) می‌توان به $I\lambda^2 \approx 10^{16} (W/cm^2)\mu m^2$ دست پیدا کرد، در حالی که با استفاده از لیزرهای fs با دوره پالس بین $\tau \approx 10fs$ تا $\tau \approx 500fs$ می‌توان به مقادیری چون $I\lambda^2 \approx 10^{20} (W/cm^2)\mu m^2$ دست یافت. بیشینه‌ی میدان الکتریکی و مغناطیسی لیزر در خلأ به شدت آن بستگی داشته و در سیستم گوسی به صورت زیر است [۸]:

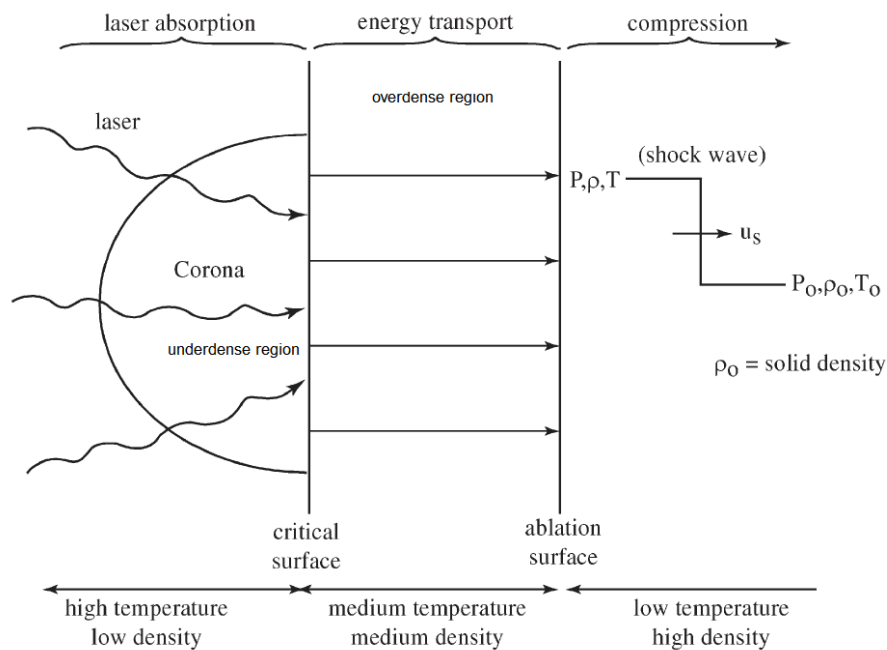
$$I_L = \frac{cE_{\max}^2}{8\pi} = \frac{cB_{\max}^2}{8\pi} \quad (۱-۳۰)$$

و در عمل به صورت زیر تعریف می‌شود :

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

$$B_{\max} = [Gauss] \cong 9.2 \times 10^6 \left(\frac{I_L}{10^{16} W/cm^2} \right)^{1/2} . \quad (31-1)$$

برای پالس‌های بلند لیزر (معمولاً حدود $1ns$) و برهم‌کنش آن با هدف، لایه‌ای تشکیل می‌شود که به آن کرونا^۱ می‌گویند [۸]. در برهم‌کنش لیزر با پلاسما، پالس لیزر با جسم جامد (مانند آلومینیوم) برخورد کرده و پلاسما ایجاد می‌شود. برهم‌کنش لیزر با پلاسما به برهم‌کنش پالس ثانویه لیزر با پلاسمای ایجاد شده گفته می‌شود. شماتیک برهم‌کنش لیزر با پلاسما در شکل زیر آورده شده است. در شکل زیر از سمت چپ ابتدا پالس اولیه پلاسما را تشکیل داده و سپس پالس ثانویه وارد محیط پلاسما شده است. همان‌طور که در شکل ۲-۱ می‌بینیم، در این فرآیند سه ناحیه به وجود می‌آید :



شکل ۱-۷: شماتیک برهم‌کنش لیزر با پلاسما [۸].

¹ corona

الف) ناحیه‌ای با دمای بالا و چگالی کم.

این ناحیه معروف به ناحیه‌ی زیرچگال بوده و از خلأ تا مرز بحرانی را شامل می‌شود. مرز بحرانی جایی است که در آن چگالی بحرانی تعریف می‌شود. در این قسمت انرژی لیزر جذب می‌شود. ب) ناحیه‌ای با دما و چگالی متوسط.

این ناحیه معروف به ناحیه‌ی فوق چگال است و در آن چگالی الکترون‌ها بیشتر از چگالی بحرانی می‌باشد. در این قسمت انرژی لیزر به ناحیه بعدی انتقال می‌یابد. ج) ناحیه‌ای با دمای کم و چگالی بالا.

در این ناحیه چگالی به شدت بالا بوده و نزدیک به چگالی حالت جامد (بیشتر از 10^{22} cm^{-3}) است.

در این فرآیند از مفاهیم زیر به طور معمول استفاده می‌شود:

چگالی بحرانی^۱: در نقطه‌ای تعریف می‌شود که در آن فرکانس نوسانات پلاسما برابر با فرکانس موج الکترومغناطیسی باشد.

ناحیه زیرچگال^۲: به آن قسمت از پلاسما گفته می‌شود که چگالی آن کوچک‌تر از مقدار چگالی بحرانی است.

ناحیه فوق‌چگال^۳: به آن قسمت از پلاسما گفته می‌شود که چگالی آن بزرگ‌تر از مقدار چگالی بحرانی است.

۱-۲۲ مروری بر کارهای انجام شده

جذب رزونانسی^۱ مربوط به جذب انرژی لیزر توسط الکترون‌های پلاسما است، جایی که فرکانس نوسانات پلاسما با فرکانس موج الکترومغناطیسی برابر می‌باشد. در جذب رزونانسی انرژی لیزر

¹ Critical density

² Underdense

³ Overdense

جذب الکترون‌ها شده و فرآیند جذب که ناشی از برهم‌کنش موج ذره است را می‌توان توسط میرایی لاندائو توضیح داد. این فرآیند نوعی جذب غیر برخوردی است. در شدت‌های بالای لیزر، فرآیندهای جذب انرژی از نوع غیر برخوردی دسته بندی می‌شوند.

پدیده جذب رزونانسی در برهم‌کنش پالس لیزر پیکوثانیه (ps) با فیبر به عنوان تابعی از زاویه برخورد و طول مقیاس پلاسما مطالعه شده است. لیزرهای پالس کوتاه گستره‌ی وسیعی در برهم‌کنش لیزر با پلاسما ایجاد کرده‌اند. طول مقیاس پلاسمای ایجادشده در این فرایند می‌تواند از طول موج لیزر کوتاه‌تر و هم‌چنین چگالی این پلاسما نزدیک به چگالی جسم جامد باشد. برای پلاسمای ایجادشده از سطح فیبر، فرایند جذب برخوردی کاملاً ناکارآمد بوده و در نزدیکی چگالی بحرانی مهم‌ترین مکانیزم جذب رزونانسی می‌باشد [۱۳].

جذب رزونانسی فرایندی غیربرخوردی و ناشی از انتشار پرتوای با قطبش P درون یک پلاسما با طول مقیاس کوچک است [۱۳]. با استفاده از یک لیزر ps شدت بالا می‌توان پلاسمایی با طول مقیاس 0.1 طول موج لیزر فرودی تولید نمود. برای مورد لیزر پرتو X با قدرت پالس 3×10^{15} وات بر سانتی‌متر مربع، طول مشخصه پلاسمای ایجاد شده حدود 0.3 طول موج لیزر خواهد بود. آزمایشات انجام شده نشان دادند که جسم جامد (در اینجا فیبر) انرژی لیزر را در فرود عمودی جذب نمی‌کند و نیز جذب در زاویه خاصی بیشینه می‌شود. جذب در زاویه 32.5 درجه به ماکسیمم خود رسیده و با افزایش زاویه به بیش از این مقدار، کاهش می‌یابد. این آزمایشات نشان‌دادند جذب رزونانسی در برهم‌کنش پالس لیزر ps با پلاسما تابعی از زاویه فرودی و طول مشخصه پلاسما است. ضریب جذب به‌شدت به طول مشخصه‌ی پلاسما وابسته است. اگر لیزر 2ps با شدت 3×10^{15} وات بر سانتی‌متر مربع و تابش 1.053 مورد استفاده قرار گیرد، زاویه 32.5 درجه به عنوان زاویه فرودی بهینه پیشنهاد می‌شود [۱۳].

¹ Resonance absorption

کارهای دیگری نیز فرآیند جذب در برهم‌کنش لیزر ps در شدت‌های بین $10^{10} W/cm^2$ تا $10^{16} W/cm^2$ با ماده و تغییرات نرخ جذب و زاویه فرودی تحت قطبش p را مورد بررسی قرار داده‌اند [۱۴]. در شدت‌های بالا ($I \geq 10^{15} W/cm^2$) اثرات غیرخطی شروع به غالب شدن می‌کنند. در فرود عمودی جذب به سرعت به 40% بین شدت‌های بین $10^{11} W/cm^2$ تا $10^{12} W/cm^2$ افزایش می‌یابد و سپس بین 40% تا 50% در شدت‌های بین $10^{12} W/cm^2$ تا $10^{15} W/cm^2$ باقی می‌ماند. در شدت $I \leq 10^{15} W/cm^2$ و نور با قطبش s جذب با افزایش زاویه فرودی کاهش می‌یابد [۱۴].

اندازه‌گیری‌ها سه منطقه مجزا را برای شدت نور لیزر به دست داده‌اند. در شدت پایین $10^{13} W/cm^2 < I < 10^{14} W/cm^2$ برای شدت بین $10^{13} W/cm^2 < I < 10^{14} W/cm^2$ جذب به شدت بالا است. جذب با افزایش شدت لیزر، کاهش می‌یابد. سپس جذب در شدت‌های بزرگ‌تر از $10^{14} W/cm^2$ افزایش می‌یابد. این اندازه‌گیری‌ها با تئوری جذب برخوردی کاملاً سازگارند [۱۴-۱۵].

در برهم‌کنش یک پالس 150fs با پلاسما معلوم شد که انرژی الکترون‌های گرم شده توسط فرآیند گرم‌شدگی خلأ بیشتر از جذب رزونانسی است. به عبارت دیگر فرآیند گرم‌شدگی خلأ مکانیزم غالب خواهد بود [۱۶].

اندازه‌گیری‌های دیگر نشان داده بودند که در شدت‌های پایین لیزر، عکس تابش ترمزی وابسته به هدایت الکتریکی همراه با طول پویش آزاد الکترون که قابل مقایسه با فاصله بین اتمی است، مکانیزم جذب اصلی است [۱۷].

آزمایشات دیگر نشان دادند که در شدت‌های بسیار بالا یعنی $10^{15} W/cm^2$ پدیده جذب مستقل از جنس جامد هدفی است که لیزر با برخورد با آن پلاسمای اولیه را تشکیل می‌دهد. اندازه‌گیری‌ها نشان دادند که برای فرآیند جذب رزونانسی زاویه بهینه بین 20 تا 30 درجه است [۱۸]. همچنین فرآیند جذب در برهم‌کنش پالس لیزر Ti:sa با شدت $5 \times 10^{16} W/cm^2$ با قطبش s و p مورد بررسی قرار گرفته و دوره پالس لیزر 8fs بوده است. در برهم‌کنش لیزر با پلاسما قبل از آن که حرکت هیدرودینامیکی قابل توجه‌ای روی دهد، انرژی لیزر به جسم جامد انتقال پیدا می‌کند.

هرچه پالس لیزر طولانی‌تر باشد، پلاسما وقت بیشتری برای تحول طی این دوره را دارد که این به نوبه خود فیزیک فرآیندهای موجود را پیچیده‌تر می‌کند [۱۸].

پلاسمای بس‌چگال ($n_e > 10^{22} \text{cm}^{-2}$) که توسط پالس بسیار کوتاه لیزر به‌وجود می‌آید، زمینه‌ی مطالعاتی را برای ستاره‌شناسان فراهم کرده است. تقریباً در تمامی محاسبات و آزمایشات صورت گرفته، جذب به‌طور قابل توجهی در قطبش p بیشتر از قطبش s بوده است. زمانی که پالس لیزر به‌طور معمول بلندتر از 100fs و یا یک پالس دوم وجود داشته باشد، یک پلاسمای ثانویه در نزدیکی سطح جسم هدف شکل می‌گیرد. در این حالت فرآیند جذب به‌طور مشخصه‌ای به قطبش وابسته خواهد بود. برای قطبش p عموماً مکانیزم جذب رزونانسی غالب است [۱۸]. تحت فرود مایل لیزر با شدت‌های مشخص، برای قطبش p مقدار جذب در بالاترین حالت اندازه‌گیری شده حدود 80% گزارش شده است.

آزمایشات تجربی نشان دادند که کسر انرژی جذب شده تابعی از زاویه‌ی فرودی، قطبش پالس لیزر و شدت آن است. جذب قطبش p به‌طور قابل توجهی در شدت 10^{14}W/cm^2 شروع به افزایش می‌کند و در $5 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$ ، پنج بار قوی‌تر است [۱۷]. کارهای تئوری و عملی تأکید کردند، تازمانی که طول مشخصه پلاسما L کاهش می‌یابد، زاویه بهینه در فرآیند جذب رزونانسی جابه‌جا شده و تغییر می‌کند.

فصل ۲:

ساختار غیرخطی امواج الکترومغناطیسی

شدت بالا در پلاسماهای زیرچگال

۲-۱ مقدمه

در این فصل به بررسی برهم‌کنش یک موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا با یک پلاسمای غیربرخوردی، غیرمغناطیسی، غیرهمدم و با در نظر گرفتن نیروی پاندروموتیو مؤثر بر الکترون‌ها می‌پردازیم. توزیع الکترونی را بدست می‌آوریم و با بدست آوردن دیفرانسیل غیرخطی و معادله انتگرالی برای میدان الکتریکی و با استفاده از معادلات ماکسول، رفتار میدان الکتریکی و مغناطیسی را درون پلاسمای بررسی می‌کنیم. نشان خواهیم داد که تغییرات میدان الکتریکی و مغناطیسی از شکل سینوسی خود انحراف پیدا کرده و چگالی الکترون‌ها در حضور موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا به شدت تیز شده خواهد بود.

۲-۲ کاربردها

بسیاری از پدیده‌های غیرخطی در برهم‌کنش امواج الکترومغناطیسی فرکانس بالا با پلاسمای به نیروی پاندروموتیو نسبت داده می‌شود [۱۳-۱۹]. به طور کلی، نیروی پاندروموتیو نیرویی است که به ذرات باردار پلاسمای وارد می‌شود. منشأ این نیرو موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا است [۱۸-۲۰]. این نیرو می‌تواند شکل توزیع چگالی پلاسمای را تغییر دهد و دلیل به وجود آمدن سالیتون‌ها^۱ و کویتون‌ها^۲ باشد [۲۱-۲۴]. همچنین نیروی پاندروموتیو در پدیده‌های دیگر از جمله تولید هارمونیک دوم^۳ [۲۵-۲۸]، تولید میدان مغناطیسی^۴ [۲۹-۳۲]، محصورسازی به روش لختی^۵ [۳۳-۳۴] و شتاب دادن ذرات^۶ [۳۵-۴۰] نقش دارد.

در سال‌های اخیر شتاب دادن الکترون‌ها تا چند گیگا الکترون ولت با استفاده از تمرکز موج لیزر با شدت 10^{15} W/cm^2 درون یک پلاسمای یکنواخت در رژیم خطی و غیرخطی مورد بررسی قرار

¹ Solitons

² Cavitons

³ Second harmonic generation

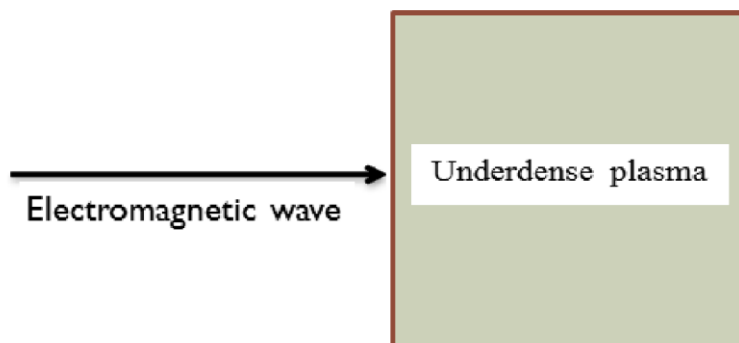
⁴ Magnetic field generation

⁵ Inertial confinement fusion

⁶ particle acceleration

گرفته است [۴۱]. نشان داده شد که اثرات غیرخطی زمانی که دامنه‌ی لیزر زیاد است مهم می‌شوند.

۲-۳ فرود عمودی پالس لیزر به پلاسمای زیرچگال



شکل ۲-۱ : شماتیک فرود عمودی پالس لیزر به پلاسمای زیرچگال.

فرض می‌کنیم موج الکترومغناطیسی به طور عمودی به محیط پلاسمای زیرچگال وارد شود و در ابتدا پلاسما را همگن در نظر می‌گیریم. به پلاسمای موجود از $z = 0$ تا مرز چگالی بحرانی، زیرچگال گفته می‌شود. در این فصل از معادلات ماکسول و هیدرودینامیک با در نظر گرفتن میانگین نیروی پاندروموتیو که روی الکترون‌های پلاسما تأثیر گذار است استفاده می‌کنیم، در حالی که جرم یون بسیار بزرگتر از جرم الکترون است. از تأثیر این نیرو بر یون‌ها صرف نظر می‌کنیم.

بهتر است بدانیم که بیشتر ناپایداری‌های اساسی در برهم‌کنش بین موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا با پلاسما وجود دارند. معمولاً ناپایداری خودمودولاسیون^۱ مهم‌ترین آنها است. برای جلوگیری از به وجود آمدن این نوع ناپایداری، توان موج الکترومغناطیسی که با P نشان داده می‌شود را کمتر از توان بحرانی در خودکانونی شدن نسبی یعنی $P_c(GW) = 16.02 \left(\frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2}\right)$ در نظر می‌گیریم به طوری که به ترتیب ω و ω_{pe} فرکانس موج الکترومغناطیسی و پلاسمای الکترونی هستند

¹ self-modulation

[۴۲]. اگر چگالی الکترون $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ، چگالی بحرانی $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ و

شدت لیزر $I = 1 \times 10^{17} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ باشد، می‌توانیم از نقطه کانونی $d^2 < \frac{4P_c}{\pi I}$ به طوری که d قطر نقطه

کانونی است) به قطر کمتر از $6 \mu\text{m}$ استفاده کنیم.

از طرف دیگر، چگالی الکترون را کمتر از چگالی بحرانی و دوره پالس لیزر را طولانی‌تر از 100fs در نظر می‌گیریم. همچنین فرض می‌کنیم طول فضایی پالس‌ها بزرگتر از ضخامت پلاسمای زیر چگال باشد. از این رو، یک موج ایستاده می‌تواند توسط یک پالس ایجاد شود و توسط محیط پلاسمای بس چگال بازتاب یابد. از طرف دیگر، اگر ضخامت پلاسمای زیر چگال بیشتر از طول فضایی پالس‌ها باشد، موج ایستاده می‌تواند توسط هر پالسی و بازتاب پالس‌های قبلی ایجاد شود. بنابراین مسئله اختلال چگالی یکنواخت الکترونی را در نظر می‌گیریم. توزیع چگالی الکترونی و توزیع میدان الکترومغناطیسی خودسازگار^۱ را بدست خواهیم آورد. سپس تغییرات میدان الکتریکی و مغناطیسی و نیز تغییرات چگالی الکترون در پلاسما را برای شدت‌های مختلف لیزر و چگالی الکترونی رسم می‌کنیم. این تغییرات تیزشدگی چگالی الکترونی را به صورت نوسانی در نزدیکی چگالی بحرانی و در شدت‌های بالای لیزر نشان می‌دهند. تیزشدگی چگالی الکترونی در نزدیکی چگالی بحرانی با اندازه‌گیری توسط تداخل سنج ناشی از پالس لیزر تأیید شد [۴۳]. بنابر این انتظار می‌رود که امواج ایستاده غیرخطی یکنواخت که درون یک پلاسما ناشی از موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا تحت شرایط گفته شده ایجاد می‌شوند، مشاهده گردند.

۲-۴ معادلات میدان

برای شروع از معادلات ماکسول در توصیف میدان الکترومغناطیسی استفاده می‌کنیم. ابتدا قانون

فارادی و قانون آمپر را در غیاب چگالی بار و جریان خارجی در نظر می‌گیریم، که خواهیم داشت :

¹ Self-consistent

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

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

در معادله (۲-۲)، $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ ، جابه‌جایی الکتریکی است به طوری که ϵ تابع دی‌الکتریک پلاسما است. با گرفتن کرل از معادله (۱-۲) و استفاده از (۲-۲) معادله‌ی موج میدان الکتریکی را بدست می‌آوریم:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{B} \\ &= -\nabla^2 \vec{E} + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \\ &= -\frac{1}{c} \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} \end{aligned}$$

با استفاده از تبدیل فوریه معادله موج میدان الکتریکی به صورت زیر خواهد بود:

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

پلاسمای زیرچگال (با گذردهی ϵ) را در فضای بین $z = 0$ تا سطح چگالی بحرانی در نظر می‌گیریم. محیط خلأ را در $z < 0$ با گذردهی $\epsilon = 1$ در نظر می‌گیریم. انتشار موج در راستای محور z صورت می‌گیرد. در بررسی این مسئله میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را در صفحه xy به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

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

به طوری که x و y به ترتیب بردارهای یکه در راستای محور x و y بوده و نیز E_x و B_y دامنه میدان الکتریکی و مغناطیسی، تنها تابع مختصه z می‌باشد. بنابر این با تأکید بر این شرایط معادلات (۱-۲) - (۳-۲) به صورت زیر ساده می‌شوند:

$$\begin{pmatrix} \hat{i} & j & k \\ \frac{d}{dx} & \frac{d}{dy} & \frac{d}{dz} \\ E_x & 0 & 0 \end{pmatrix} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (4-2)$$

که خواهیم داشت :

$$\frac{d}{dz} E_x = \frac{i\omega}{c} B_y, \quad (5-2)$$

$$\begin{pmatrix} \hat{i} & j & k \\ \frac{d}{dx} & \frac{d}{dy} & \frac{d}{dz} \\ 0 & B_y & 0 \end{pmatrix} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (6-2)$$

که با توجه به آن خواهیم داشت :

$$\frac{d}{dz} B_y = \frac{i\omega}{c} \varepsilon E_x, \quad (7-2)$$

با یکبار مشتق‌گیری نسبت به z از معادله (5-2) و استفاده از (7-2) معادله موج به صورت زیر خواهد بود :

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon E_x = 0. \quad (8-2)$$

با در نظر گرفتن شرایط مرزی و حل معادله (8-2) می‌توانیم $E_x(z)$ را در خلأ و پلاسمای زیرچگال بدست آوریم. با در دست داشتن مقادیر $E_x(z)$ و استفاده از معادلات (5-2) و (7-2) می‌توانیم $B_y(z)$ را برای دو محیط بدست آوریم.

۲-۴-۱ معادلات هیدرودینامیک

با استفاده از معادلات هیدرودینامیک برای الکترون‌ها و در نظر گرفتن نیروی پاندروموتیو ناشی از

موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا و در نظر گرفتن یک پلاسمای غیربرخوردی و غیرهمدم^۱ داریم :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0, \quad (9-2)$$

$$m n_e \left(\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_e \right) = n_e e \vec{E} + n_e e \frac{\vec{v}_e \times \vec{B}}{c} + \vec{F}_{ve} - \vec{\nabla} p_e, \quad (10-2)$$

به طوری که n_e ، $\vec{v}_e$ ، m و p_e به ترتیب، چگالی، سرعت، جرم و فشار الکترون هستند. $\vec{F}_{ve}$ نیروی پاندروموتیو مؤثر بر الکترون ها است. این نیروی غیرخطی ناشی از تابش موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا است که بر الکترون های پلازما تأثیر می گذارد و نیز $\vec{E}$ و $\vec{B}$ میدانهای الکتریکی و مغناطیسی در پلازما هستند. به دلیل این که جرم یون بسیار بیشتر از جرم الکترون است، از نیروی پاندروموتیو مؤثر بر یون ها چشم پوشی می کنیم. نیروی پاندروموتیو میانگین مؤثر بر الکترون های پلازما عبارت است از [۱۸]:

$$\vec{F}_{ve} = \frac{1}{4\pi} n_e \frac{\partial \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})}{\partial n_e} \vec{\nabla} (E_i^* E_j), \quad (11-2)$$

به طوری که $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ تانسور دی الکتریک است. برای یک پلاسمای همسانگرد و سرد تانسور دی الکتریک به صورت زیر خواهد بود :

$$\varepsilon_{ij} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (12-2)$$

به صورتی که $\omega_{pe} = \left(4\pi e^2 n_e / m \right)^{1/2}$ فرکانس الکترونی پلازما است. به دلیل اینکه انرژی موج الکترومغناطیسی را بسیار بالا و دمای الکترون ها را مستقل از مختصات فرض می کنیم، می توانیم در معادله (۱۰-۲) از ترم اول (میدان الکتریکی توسط ذرات دیده نمی شود) و دوم (نسبت به احتساب نیروی پاندروموتیو) در طرف راست چشم پوشی کنیم. با انتخاب یک پیکربندی هندسی مشابه با بخش قبل و کنار گذاشتن ترم لختی به خاطر کوچکی جرم الکترون در معادله (۱۰-۲) و با قراردادن معادلات

¹ Non-isothermal

(۱۱-۲) و (۱۲-۲) در آن خواهیم داشت :

$$\vec{\nabla} p_e = \vec{F}_{ve},$$

$$\frac{d}{dz} n_e k T_e = \vec{F}_{ve} \quad \text{و} \quad \vec{F}_{ve} = \frac{1}{4\pi} n_e \frac{\partial}{\partial n_e} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \vec{\nabla} E^2 \quad (۱۳-۲)$$

با جاگذاری ω_{pe} مشتق گیری داریم :

$$\vec{F}_{ve} = \frac{-e^2}{m \omega^2} n_e \vec{\nabla} E^2,$$

$$\frac{d}{dz} n_e T_e = - \frac{e^2 n_e}{m \omega^2} \frac{dE_x^2}{dz},$$

$$\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz} = - \frac{e^2}{m \omega^2 T_e} \frac{dE_x^2}{dz}. \quad (۱۴-۲)$$

برای حل معادله (۱۴-۲) ، چگالی پلاسمای زیرچگال را نزدیک به چگالی بحرانی در نظر می گیریم. بنابراین فرکانس الکترونی پلازما نزدیک به فرکانس موج الکترومغناطیسی است. از سوی دیگر زمان پاسخگویی الکترون ها ($\omega_{pe}^{-1} = 0.56 \text{ fs}$) کمتر از دوره پالس لیزر (100fs) است. بنابراین زمان پاسخ گویی الکترون ها 200 برابر کوچک تر از دوره پالس لیزر است و سیستم زمان کافی برای به ثبات رسیدن دارد. در نتیجه با استفاده از شرایط یاد شده می توان سیستم را پایا در نظر گرفت و از تقریب های مورد نیاز برای سادگی استفاده نمود. مدل ما برای دوره پالس های بزرگتر از 100fs قابل قبول است.

با انتگرال گیری از معادله (۱۴-۲) خواهیم داشت :

$$\int \frac{dn_e}{n_e} = - \frac{e^2}{m \omega^2 T_e} \int dE_x^2,$$

$$\ln n_e = - \frac{e^2}{m \omega^2 T_e} E_x^2 + C_1, \quad (۱۵-۲)$$

طرفین رابطه بالا را به نمای e میرسانیم و خواهیم داشت :

$$n_e = n_{e0} e^{-e^2 E_x^2 / m \omega^2 T_e} \quad (۱۶-۲)$$

به طوری که n_{e0} بیشترین مقدار چگالی الکترون‌ها است، زمانی که میدان الکتریکی لیزر صفر باشد. از معادله (۱۶-۲) در میابیم که چگالی الکترونی تابعی از دامنه میدان الکتریکی است.

۲-۴-۲ معادله دیفرانسیل غیر خطی

در این بخش دیفرانسیل غیر خطی میدان الکتریکی در انتشار موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا درون یک پلاسمای غیربرخوردی، غیر مغناطیسی و غیر هم‌دما را به دست می‌آوریم. با جاگذاری معادلات (۱۲-۲) و (۱۶-۲) در معادله (۷-۲)، معادله دیفرانسیل غیر خطی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{4\pi e^2}{m \omega^2} n_{e0} e^{-e^2 E_x^2 / m \omega^2 T_e} \right) E_x = 0 \quad (۱۷-۲)$$

از معادلات (۱۶-۲) و (۱۷-۲) دیده می‌شود که چگالی الکترون و توزیع خودالقائه میدان الکترومغناطیسی توسط معادله مختلط غیر خطی به همراه یک بخش نمایی نشان داده می‌شوند.

۲-۵ حل عددی معادلات میدان و توزیع چگالی

در محاسبات عددی روش‌های کارآمد از نظر دقت توسط دو ریاضی‌دان رونگ و کوتا^۱ توسعه یافتند. این روش‌ها با نام توسعه دهنده‌گان خود مشهور بوده و با توجه به مرتبه‌شان تمیز داده می‌شوند. روش رونگ و کوتا مرتبه دوم و چهارم. روش مرتبه چهارم برای حل عددی معادلات خطی و غیر خطی به طور گسترده‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد.

روش رونگ و کوتا را می‌توان برای حل عددی معادلات دیفرانسیل خطی و غیر خطی با مراتب بالاتر مورد استفاده قرار داد. یک معادله دیفرانسیل مرتبه دوم را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

¹ Runge-Kutta

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = f(t, y, \frac{dy}{dt}), \quad (18-2)$$

و $\frac{dy}{dt} = p$ ، در نتیجه معادله بالا به یک دستگاه معادلات شامل دو معادله مرتبه اول تبدیل می شود :

$$\frac{dy}{dt} = p = f_1(t, y, p), \quad (19-2)$$

$$\frac{dp}{dt} = f_2(t, y, p). \quad (20-2)$$

اگر شرایط اولیه دستگاه بالا به صورت زیر باشد :

$$y(x_n) = y_n$$

$$y'(x_n) = p(x_n) = p_n$$

آنگاه برای شرایط یاد شده خواهیم داشت :

$$\begin{aligned} k_1 &= hf_1(t_n, y_n, p_n) & \text{و} & \quad l_1 = hf_2(t_n, y_n, p_n) \\ k_2 &= hf_1(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_1}{2}, p_n + \frac{l_1}{2}) & \text{و} & \quad l_2 = hf_2(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_1}{2}, p_n + \frac{l_1}{2}) \\ k_3 &= hf_1(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_2}{2}, p_n + \frac{l_2}{2}) & \text{و} & \quad l_3 = hf_2(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_2}{2}, p_n + \frac{l_2}{2}) \\ k_4 &= hf_1(t_n + h, y_n + k_3, p_n + l_3) & \text{و} & \quad l_4 = hf_2(t_n + h, y_n + k_3, p_n + l_3) \end{aligned}$$

اکنون با استفاده از شرایط اولیه و فرمول رونگ و کوتا مرتبه چهار داریم :

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4), \quad (21-2)$$

$$p_{n+1} = p_n + \frac{1}{6}(l_1 + 2l_2 + 2l_3 + l_4). \quad (22-2)$$

حال با استفاده از معادلات بالا، (2-17) و (2-5) را حل می کنیم و با استفاده از آن نمودار

تغییرات مشخصه میدان های الکتریکی و مغناطیسی در خلأ و پلاسما را برحسب z رسم خواهیم کرد.

از (2-17) و (2-19) داریم :

$$\frac{dE_x}{dz} = p = f_1(z, E_x, p)$$

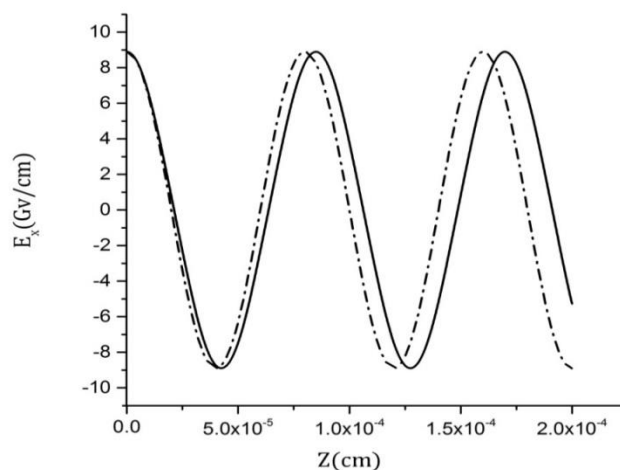
$$\frac{dp}{dz} = p' = f_2(z, E_x, p)$$

از طرف دیگر

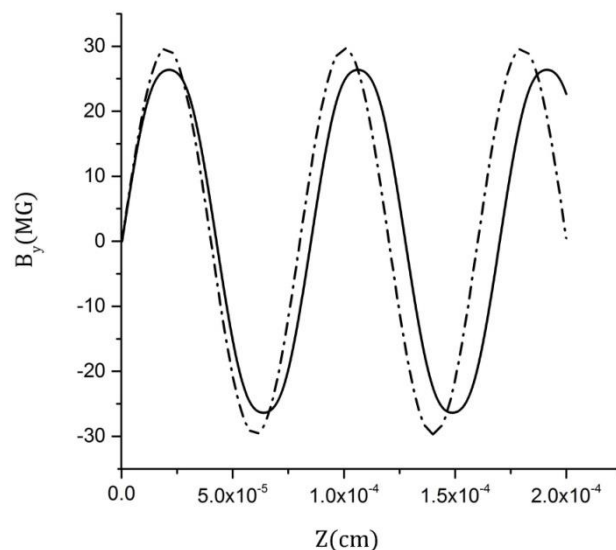
$$f_2(z, E_x, p) = -\frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} n_{e0} e^{\frac{-e^2 E_x^2}{m\omega^2 T_e}} \right) E_x$$

حال با در دست داشتن مقادیر اولیه‌ی مسئله (مقدار اولیه میدان الکتریکی و مشتق آن) به سادگی می‌توانیم معادله (۲-۱۷) را حل کنیم و مقدار میدان را در نقاط دیگر بیابیم. در حل عددی معادله‌ی میدان، تعداد گام‌ها را 100 و تغییرات z را بین 0 تا $2 \times 10^{-4} \text{ cm}$ در نظر گرفتیم. کد برنامه‌ی حل این مسئله در پیوست (الف) آورده شده است.

در شکل ۲-۲ (الف) و (ب) تغییرات مشخصه‌ی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در خلأ و پلاسما بر حسب z نشان داده شده‌اند. شدت لیزر را برابر $I = 1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ، ماکسیمم چگالی الکترونی را برابر $n_{e0} = 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ، دمای الکترون‌ها را 10keV و چگالی بحرانی را برابر $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ در نظر گرفتیم.

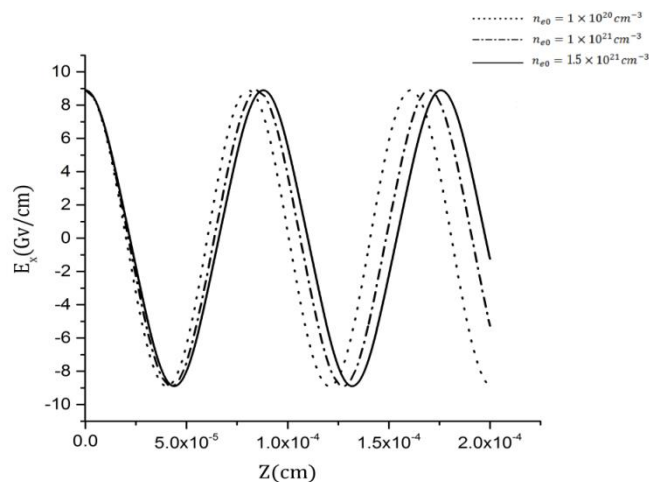


شکل ۲-۲ (الف): میدان الکتریکی E_x در خلأ (نقطه-خط چین) و در پلاسما (منحنی توپر) بر حسب z .

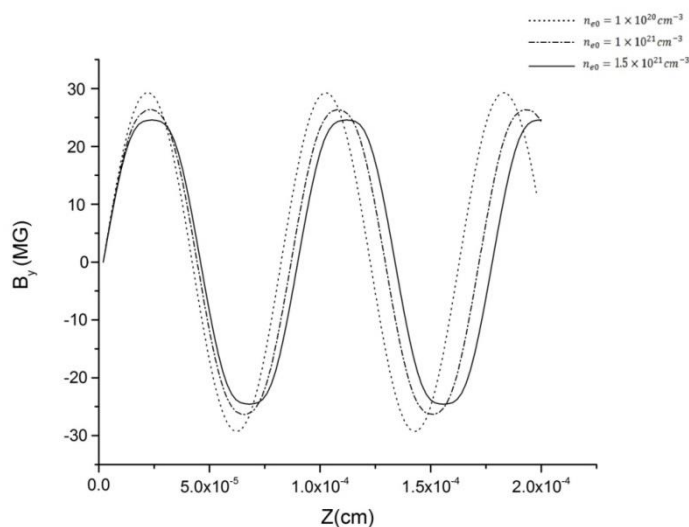


شکل ۲-۲ (ب) : میدان الکتریکی B_y در خلأ (نقطه-خط چین) و در پلاسما (منحنی توپر) بر حسب Z .

شکل ۲-۲ تغییرات میدان الکتریکی و مغناطیسی در پلاسما را نسبت به خلأ نشان می‌دهد. در خلأ شکل میدان‌ها سینوسی است اما تغییرات میدان الکتریکی در محیط پلاسما جابه‌جا شده و دامنه میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد. وقتی دامنه‌ی میدان افت می‌کند، این به‌آن معناست که میدان موج انرژی از دست داده و الکترون‌ها این انرژی را دریافت کرده‌اند. بخشی از این انرژی به صورت انرژی جنبشی در الکترون‌ها نمایان می‌شود و در نتیجه‌ی آن پلاسما داغ خواهد شد. این شکل‌ها با نتایج کارهای قبلی انجام شده در این زمینه در توافق هستند. همان‌طور که مشاهده می‌شود، موج آنقدرها هم میرا نشده و دوره نوسانات در محیط پلاسما خیلی طولانی‌تر از دوره‌ی نوسانات در خلأ نشده است. این مسئله نشان می‌دهد که در فرود عمودی موج لیزر به درون پلاسما میزان جذب انرژی لیزر کم است. منحنی شکل ۳-۲ (الف)، ۳-۲ (ب) و ۳-۲ (پ) به ترتیب تغییرات میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی و مشخصه چگالی را برای مقادیر مختلف n_{e0} نشان می‌دهد. پارامترهای انتخاب شده همانند پارامترهای شکل ۲-۲ است با این تفاوت که n_{e0} تغییر می‌کند.



شکل ۳-۲ (الف): میدان الکتریکی E_x برای مقادیر مختلف $n_{e0} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (منحنی نقطه چین)، $1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (منحنی نقطه-خط چین) و $1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (منحنی توپر) در پلازما برحسب Z .

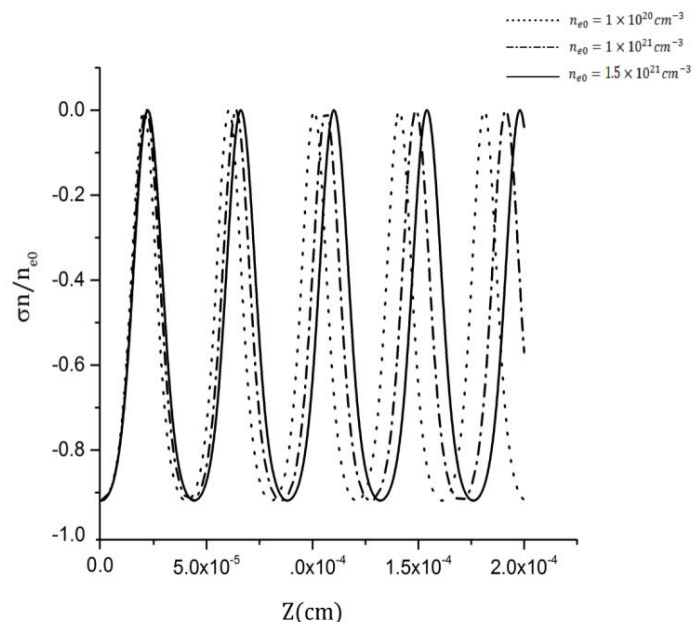


شکل ۳-۲ (ب): میدان الکتریکی B_y برای مقادیر مختلف $n_{e0} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (منحنی نقطه چین)، $1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (منحنی نقطه-خط چین) و $1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (منحنی توپر) در پلازما برحسب Z .

در شکل ۳-۲ (الف) می بینیم که با افزایش چگالی n_{e0} از مقدار $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ به $1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ میدان الکتریکی جابه جایی بیشتری پیدا کرده است. جابه جایی بیشتر قله ی میدان به معنای طولانی تر شدن دوره ی نوسانات می باشد.

از طرف دیگر با مشاهده ی شکل ۳-۲ (ب) در می یابیم که با افزایش چگالی n_{e0} کاهش

دامنه‌ی میدان مغناطیسی محسوس‌تر خواهد بود. این از آن جهت است که اوردر تغییرات میدان الکتریکی 3 برابر بزرگتر از میدان مغناطیسی است پس تغییرات میدان مغناطیسی نمود بیشتری نسبت به تغییرات میدان الکتریکی دارد. از طرف دیگر با افزایش چگالی، اثرات غیرخطی افزایش می‌یابند. اثرات غیرخطی به دامنه‌ی موج اجازه‌ی رشد را نمی‌دهند و مسئول میرایی موج هستند [۶]. از طرف دیگر با افزایش چگالی، الکترون‌های بیشتری برای انرژی گرفتن از موج وجود دارند و در نتیجه‌ی آن موج بیش از پیش میرا می‌شود. در نتیجه مشاهده می‌شود که با افزایش چگالی n_{e0} دوره نوسانات افزایش و دامنه نوسانات کاهش می‌یابد. افزایش دوره‌ی نوسانات به راحتی قابل درک است. با افزایش چگالی اولیه، فرکانس پلاسما که رابطه مستقیم با چگالی الکترون دارد افزایش می‌یابد. از طرف دیگر تابع دی‌الکتریک درون پلاسما در نتیجه‌ی افزایش فرکانس پلاسما کاهش می‌یابد. از طرف دیگر $K = \sqrt{\epsilon} \omega / c$ در نتیجه‌ی کاهش ϵ ، کاهش می‌یابد. با توجه به آن که K به صورت عکس با طول موج λ رابطه دارد، کاهش K به معنای افزایش طول موج نوسانات است.

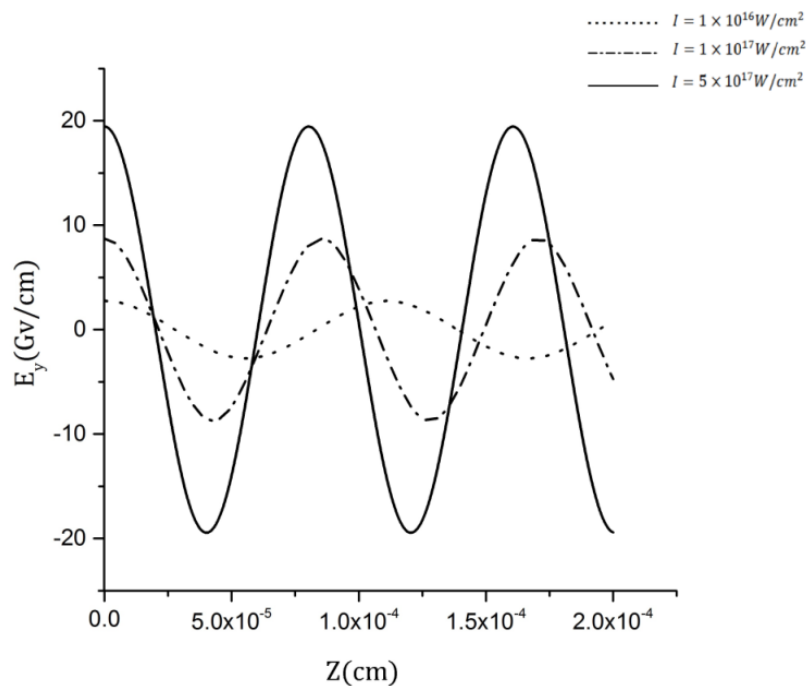


شکل ۳-۲ (پ): تغییرات چگالی الکترونی $(\frac{\delta n}{n_{e0}} = \frac{n}{n_{e0}} - 1)$ برای مقادیر مختلف $n_{e0} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (منحنی نقطه‌چین)، $1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (منحنی نقطه - خط چین) و $1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (منحنی توپر) در پلاسما بر حسب Z .

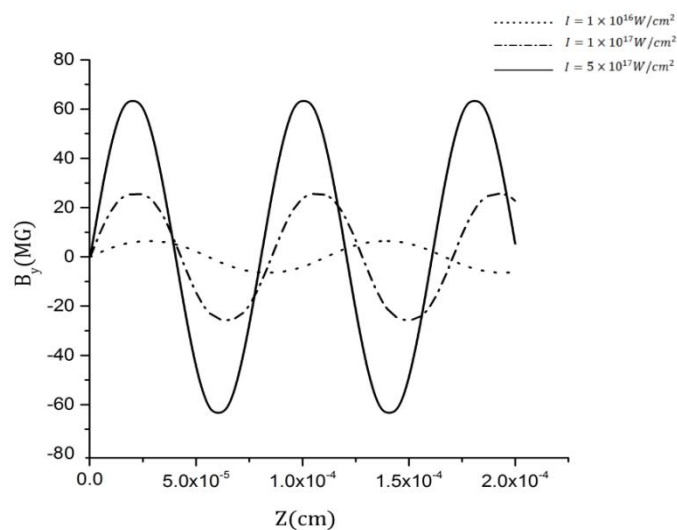
در شکل ۳-۲ (پ) برای مقادیر مختلف n_{e0} تغییرات چگالی الکترون‌ها را می‌بینیم. مشاهده می‌شود که با افزایش چگالی اولیه‌ی n_{e0} ، دوره و دامنه نوسانات افزایش می‌یابد. البته تغییرات دامنه‌ی نوسانات بسیار اندک است.

حال که تأثیر تغییرات n_{e0} بر مشخصه میدان الکتریکی، مغناطیسی و تغییرات چگالی الکترونی را دیدیم، به بررسی تأثیر شدت لیزر فرودی بر این پارامترها خواهیم پرداخت.

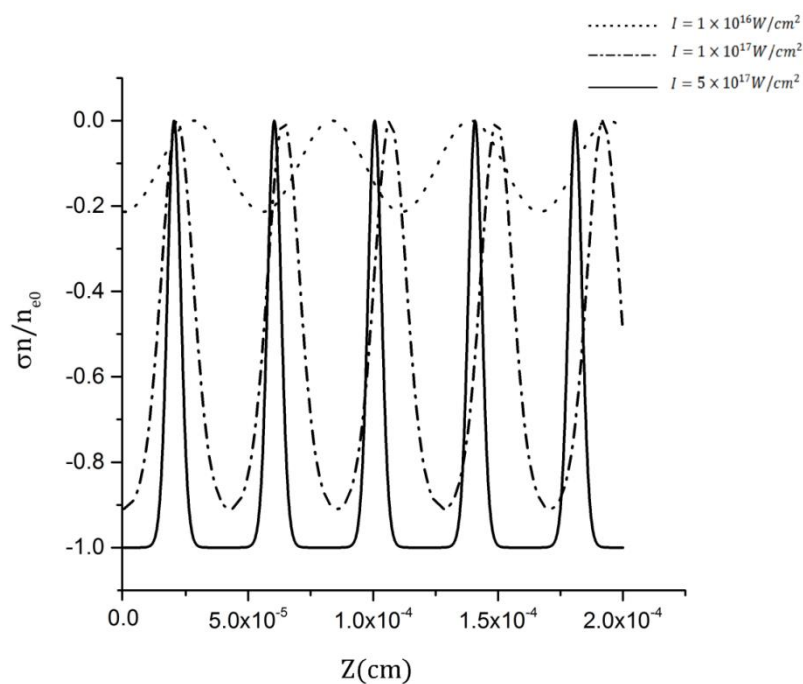
شکل ۳-۲ (الف)-(پ) تأثیر انرژی لیزر بر مشخصه میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی و همچنین توزیع چگالی الکترونی درون پلاسما را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۲ (الف): میدان الکتریکی E_x برای مقادیر مختلف $I = 1 \times 10^{16} W/cm^2$ (منحنی نقطه‌چین)، $1 \times 10^{17} W/cm^2$ (منحنی نقطه-خط‌چین) و $5 \times 10^{17} W/cm^2$ (منحنی توپر) در پلاسما بر حسب Z .



شکل ۴-۲ (ب): میدان الکتریکی B_y برای مقادیر مختلف $I = 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ (منحنی نقطه‌چین)، $1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ (منحنی نقطه-خط‌چین) و $5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ (منحنی توپر) در پلاسما بر حسب Z .



شکل ۴-۲ (پ): تغییرات چگالی الکترونی ($\frac{\delta n}{n_{e0}} = \frac{n}{n_{e0}} - 1$) برای مقادیر مختلف $I = 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ (منحنی نقطه‌چین)، $1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ (منحنی نقطه - خط‌چین) و $5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ (منحنی توپر) در پلاسما بر حسب Z .

از شکل ۲-۴ (الف) مشاهده می‌شود که شدت لیزر فرودی بر شکل میدان الکتریکی بسیار تأثیر گذار است. چنان که می‌بینیم با افزایش شدت از $10^{16} W/cm^2$ به $5 \times 10^{17} W/cm^2$ دامنه‌ی نوسانات به شدت افزایش یافته و دوره‌ی نوسانات کاهش می‌یابد. کوتاه شدن دوره‌ی نوسانات نیز به راحتی قابل توجیه است. با افزایش شدت، دامنه نوسانات میدان الکتریکی افزایش می‌یابد، از طرف دیگر به واسطه‌ی نیروی پاندروموتیو چگالی در جایی که میدان افزایش یافته کاهش می‌یابد. در نتیجه‌ی کاهش چگالی در آن نقطه، فرکانس پلاسما در آن نقطه کاهش یافته که در نتیجه‌ی آن ε افزایش می‌یابد. از طرفی $K = \sqrt{\varepsilon} \omega/c$ که نشان می‌دهد با افزایش ε ، K نیز افزایش می‌یابد. از طرف دیگر $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ ، پس افزایش K به نشانه‌ی کاهش طول موج نوسانات است. تغییرات میدان مغناطیسی که در شکل ۲-۴ (ب) آورده شده‌اند نیز از همین الگو پیروی می‌کنند. یعنی با افزایش شدت لیزر، دامنه‌ی نوسانات میدان مغناطیسی افزایش و دوره‌ی نوسانات آن کاهش می‌یابد.

از شکل‌های ۲-۳ (پ) و ۲-۴ (پ) میتوان دید که انحراف از شکل سینوسی برای تغییرات چگالی $(\frac{\delta n}{n_{e0}} = \frac{n}{n_{e0}} - 1)$ قوی‌تر از میدان‌ها رخ می‌دهد. این به آن معناست که با افزایش شدت ذرات نیروی پاندروموتیو بیشتری را احساس خواهند کرد. همچنین این تغییرات نشان می‌دهند زمانی که شدت لیزر بالا و چگالی الکترونی n_{e0} نزدیک چگالی بحرانی باشد نوسانات چگالی الکترونی به شدت تیز شده خواهد بود.

یکی از مهم‌ترین کاربردهای تیز شدگی چگالی الکترونی در نتیجه‌ی اثر نیروی پاندروموتیو بر الکترون‌ها، به عنوان توری پلاسمایی^۱ است. این نوع خاص از توری‌ها که از ذرات پلاسما تشکیل شده‌اند، استفاده‌ی اپتیکی داشته و تحقیقات جدیدی در این زمینه در حال انجام است.

¹ Plasma grating

فصل ۳:

جذب رزونانسی لیزر پالس کوتاه با قطبش

P در پلاسمای زیرچگال

۳-۱ مقدمه

در این فصل به بررسی جذب رزونانسی^۱ در خلال فرود مایل یک موج الکترومغناطیسی شدت بالا با قطبش P، دوره پالس بسیار کوتاه (fs) و انتشار آن در پلاسمای زیرچگال با طول مشخصه کوچک چگالی می‌پردازیم. با جداکردن میدان الکتریکی به دوبخش الکترومغناطیسی و الکترواستاتیکی، فیزیک جذب رزونانسی را با وضوح بیشتری مطالعه خواهیم کرد.

نشان خواهیم داد که فرایند جذب به طور عمومی به طول مشخصه چگالی بستگی دارد. برای توزیع چگالی‌های مختلف (خطی^۲، سهموی^۳ و نمایی^۴) این فرایند را بررسی کرده و زاویه بهینه^۵ در فرود مایل پرتو لیزر به درون پلاسمای زیرچگال را بدست می‌آوریم.

۳-۲ جذب رزونانسی و کاربردها

لیزرهای پالس کوتاه (شدت بالا) ابزارهای بنیادی در فیزیک مدرن به حساب می‌آیند. در ۱۵ سال اخیر با اختراع روش CPA این دسته از لیزرها به سرعت تکامل یافتند [۴۷]. این روش گستره‌ی وسیعی از تحقیقات را در زمینه‌ی برهم‌کنش لیزر با جسم جامد ایجاد کرده است. بررسی‌های زیادی در مورد شتاب دادن الکترون بر پایه‌ی برهم‌کنش لیزر با پلازما انجام شده است [۴۸]. اولین کارهای صورت گرفته در این زمینه توسط تاجیما^۶ و داوسن^۷ ارائه شده است [۴۹]. این شتاب دهنده‌ها را می‌توان بر اساس مکانیزم آن‌ها دسته بندی کرد. یکی از این شتاب دهنده‌ها، شتاب دهنده‌ی واکیلد^۸ است که با استفاده از ایجاد امواج پلاسمایی و میدان‌های الکترواستاتیکی ایجاد شده الکترون‌ها را شتاب می‌دهد [۴۹]. نوعی دیگر از شتاب دهنده‌ها، شتاب دهنده‌ی مستقیم است. بالاترین انرژی که الکترون‌ها در این نوع شتاب دهنده‌ها دریافت می‌کنند حدود 200MeV است [۵۰]. همچنین

¹ Resonance absorption

² Linear

³ Parabolic

⁴ Exponential

⁵ Optimum angle

⁶ Tajima

⁷ Dawson

⁸ wakefield

بررسی‌های زیادی در مورد الکترون‌های داغ انجام گرفته‌اند [۵۱-۵۲]. امواج پلاسمایی ایجاد شده توسط فرآیند جذب رزونانسی و یا نیروی پاندروموتیو ناشی از شدت بالای لیزر می‌توانند باعث افزایش انرژی الکترون‌ها شوند. یک زمینه‌ی چالش برانگیز دیگر ایجاد هارمونیک‌های مرتبه بالا در پلاسما است [۵۱-۵۳]. یکی از مهم‌ترین کاربردهای برهم‌کنش لیزر با پلاسما در زمینه‌ی همجوشی به روش محصورسازی لختی ICF است [۵۴].

در برهم‌کنش لیزر با پلاسما، انرژی لیزر توسط ذرات باردار جذب می‌شود و برای درک بیشتر کاربردهای آن بهتر است فرایند جذب معین شود. همان‌طور که در فصل ۱ گفته شد، شدت لیزر فرودی بر فرآیند جذب تأثیر گذار است. در شدت‌های بالا $I \geq 10^{15} \text{ W/cm}^2$ اگر لیزر دارای قطبش P باشد و به صورت مایل وارد محیط پلاسما شود، در زاویه‌ی خاصی جذب به بیش از 50% خواهد رسید که آن را می‌توان با فرآیند جذب رزونانسی توجیه کرد [۱۸]. در شدت‌های $I \geq 10^{18} \text{ W/cm}^2$ اثرات نسبیتی مهم خواهند بود و باید آن‌ها را در نظر گرفت [۵۵]. اما در شدت‌های کم‌تر از این مقدار می‌توان از اثرات نسبیتی چشم‌پوشی کرد.

اگر موج الکترومغناطیسی که مایل فرود می‌آید، دارای قطبش P بوده و در نتیجه میدان الکتریکی آن موازی با صفحه انتشار موج باشد، در این حالت بردار میدان الکتریکی یک مولفه‌ی عمود بر سطح پلاسما دارد که این مولفه به جذب رزونانسی منتهی می‌شود. طول مقیاس چگالی پلاسمای تولید شده را می‌توان به صورت زیر برآورد کرد

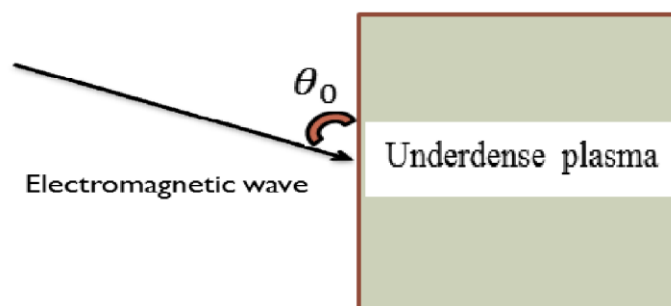
$$L \approx C_s \tau_p$$

به طوری که $C_s = \sqrt{\frac{(ZT_e + T_i)}{M_i}}$ سرعت یون‌صوتی و τ_p دوره پالس است. برای یک پالس با دوره $\tau_p = 400 \text{ fs}$ ، طول موج لیزر $\lambda_0 = 1.05 \mu\text{m}$ و دمای $T_e = 1 \text{ keV}$ طول مقیاس برابر خواهد بود با $L = 0.057 \lambda_0 = 0.4 \frac{c}{\omega_0}$. در این حالت فرایند جذب رزونانسی به عنوان مکانیزم اصلی جذب پیشنهاد می‌شود [۵۶].

جذب رزونانسی ناشی از تابش موج الکترومغناطیسی شدت بالا با قطبش P به درون یک پلاسما

با طول مقیاس کوچک بوده که سهم برخوردها در آن ناچیز است. بعضی آزمایشات [۵۷-۵۸] نشان دادند حتی در یک پلاسما با طول مقیاس کوچکتر از طول موج لیزر، جذب رزونانسی نقش مهمی را ایفا می‌کند.

۳-۳ معادلات میدان



شکل ۳-۱: شماتیک فرود مایل موج الکترومغناطیسی به درون پلاسمای زیرچگال.

یک موج الکترومغناطیسی با قطبش P که با زاویه θ_0 به طور مایل به محیط پلاسما زیرچگال وارد می‌شود را در نظر می‌گیریم. برای توصیف و مطالعه رفتار این موج درون محیط پلاسما به معادلات موج نیاز خواهیم داشت. به این منظور با استفاده از معادلات ماکسول (قانون آمپر و قانون فارادی) که همان معادلات (۳-۲) و (۴-۲) می‌باشند، معادلات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی درون پلاسما را بدست می‌آوریم :

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t},$$

در معادله بالا، $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ جابه‌جایی الکتریکی است به طوری که ϵ تابع دی‌الکتریک پلاسما است. با گرفتن کرل از معادله (۴-۲) و استفاده از (۳-۲) با فرض این که ϵ تابع z باشد، معادله موج میدان مغناطیسی را به صورت زیر بدست می‌آوریم :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = -i \frac{\omega}{c} \vec{\nabla} \times \varepsilon(z) \vec{E}$$

از طرفی

$$\vec{\nabla} \times \phi \vec{F} = \phi \vec{\nabla} \times \vec{F} + (\vec{\nabla} \phi) \times \vec{F},$$

با استفاده از اتحاد بالا و کمی محاسبات :

$$\nabla^2 \vec{B} + \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} \vec{B} + \frac{\vec{\nabla} \varepsilon}{\varepsilon} \times [\vec{\nabla} \times \vec{B}] = 0. \quad (۱-۳)$$

که معادله موج در محیط پلاسما است. بدون از دست دادن کلیات مسئله بردار الکتریکی را در صفحه xz و بردار مغناطیسی را در راستای y به صورت زیر در نظر می گیریم :

$$B_y(x, z, t) = B_y(z) e^{i\omega_0 t + i k_0 x \sin \theta_0}, \quad (۲-۳. الف)$$

$$E(x, z, t) = E_x(z) e^{i\omega_0 t + i k_0 x \sin \theta_0} + E_z(z) e^{i\omega_0 t + i k_0 x \sin \theta_0}, \quad (۲-۳. ب)$$

ابتدا با قرار دادن معادله (۲-۳. الف) در معادله (۱-۳) ترم سوم این معادله را در سه بعد بدست

می آوریم :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{B}_{(x, z, t)} &= \begin{pmatrix} \hat{i} & j & k \\ \frac{d}{dx} & \frac{d}{dy} & \frac{d}{dz} \\ B_x(x, z, t) & B_y(x, z, t) & B_z(x, z, t) \end{pmatrix} \\ &= \hat{i} \left(-\frac{d}{dz} B_y(x, z, t) \right) + j \left(\frac{d}{dz} B_x(x, z, t) - \frac{d}{dx} B_z(x, z, t) \right) + k \left(\frac{d}{dx} B_y(x, z, t) \right) \end{aligned}$$

از طرفی ε را فقط تابع Z در نظر می گیریم و پس از کمی محاسبات خواهیم داشت :

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right) + K_0^2 \varepsilon - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \frac{d}{dz} & 0 & 0 \\ 0 & \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right) + K_0^2 \varepsilon - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \frac{d}{dz} & 0 \\ 0 & 0 & \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right) + K_0^2 \varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x(x, z, t) \\ B_y(x, z, t) \\ B_z(x, z, t) \end{pmatrix} = 0$$

و برای شرایط یادشده در این فصل معادله (۱-۳) به شکل زیر خواهد بود :

$$\frac{d^2 B_y(z)}{dz^2} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \frac{dB_y(z)}{dz} + K_0^2 (\varepsilon - \sin^2 \theta_0) B_y(z) = 0. \quad (3-3)$$

به طوری که K_0 بردار موج می باشد.

اگرچه در شدت های بالای لیزر در برهم کنش لیزر با پلاسما اثر برخورد ها ناچیز است، اما با در نظر گرفتن نرخ برخورد، تابع دی اکتریک پلاسما که در فصل اول بدست آوردیم به شکل زیر تعریف می شود :

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 (1 + \frac{i\nu}{\omega})},$$

در معادله بالا $\omega_{pe(z)} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$ فرکانس پلاسما ی الکترونی است. حال با گرفتن کرل از معادله (3-2) و استفاده از معادله (4-2) به صورت زیر معادله میدان الکتریکی را پیدا می کنیم :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -i \frac{\omega}{c} \vec{\nabla} \times \vec{B} \\ &= \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \vec{E} \end{aligned}$$

از طرفی

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{F} = \nabla(\vec{\nabla} \cdot \vec{F}) - \nabla^2 \vec{F}$$

با استفاده از اتحاد بالا داریم :

$$\nabla^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \vec{E} = 0. \quad (4-3)$$

حال با قرار دادن معادله (4-3) در (3-2) برای مولفه z میدان الکتریکی خواهیم داشت :

$$E_z(z) = \frac{1}{\varepsilon} B_y(z) \sin \theta_0. \quad (5-3)$$

در اینجا فقط مولفه ی z میدان الکتریکی را نیاز داریم. زیرا تنها این مولفه از میدان الکتریکی عمود بر سطح پلاسما بوده و در فرآیند جذب تاثیر گذار است. همانطور که قبلا گفتیم، پدیده ی جذب رزونانسی با تقسیم میدان الکتریکی به دو بخش عرضی و طولی راحت تر بررسی می شود و در نتیجه

خواهیم داشت :

$$E_z = E_{zt} + E_{zl} ,$$

به طوری که $E_{zt} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t}$ وابسته به موج لیزر، $E_{zl} = -\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ وابسته به موج الکترونی پلاسما، A_z و φ به ترتیب پتانسیل برداری و اسکالر هستند. تا زمانی که میدان الکتریکی می تواند با قسمت زیادی از موج پلاسمایی در نقطه بازگشتی ($\varepsilon = 0$) برهم کنش داشته باشد، E_{zt} غالب خواهد بود [۵۹].

با استفاده از معادله (۳-۴) و جاگذاری (۳-۲) در آن خواهیم داشت :

$$\frac{d^2 E_z(x, z)}{dz^2} + \frac{d^2 E_z(x, z)}{dx^2} + K_0^2 B_y(z) \sin \theta_0 = 0,$$

با دوبار مشتق گیری از (۳-۲) نسبت به x و اینکه E_{zt} غالب است، خواهیم داشت :

$$\frac{d^2 E_{zt}}{dz^2} - E_{zt} K_0^2 \sin^2 \theta_0 = -K_0^2 B_y \sin \theta_0 . \quad (۳-۶)$$

۳-۴ توزیع چگالی خطی، سهموی و نمایی

در پلاسمای غیر همگن مدل های رایجی که برای توزیع الکترونی در نظر می گیرند عبارت اند از: توزیع چگالی خطی، سهموی و نمایی. معادلات (۳-۳) و (۳-۶) را برای سه نوع توزیع چگالی الکترونی خطی [۱۸]، سهموی [۵۶] و نمایی [۶۰] که به صورت زیر تعریف می شوند به روش عددی حل می کنیم :

$$n_e = n_0 + (n_{cr} - n_0) \frac{z}{L} ,$$

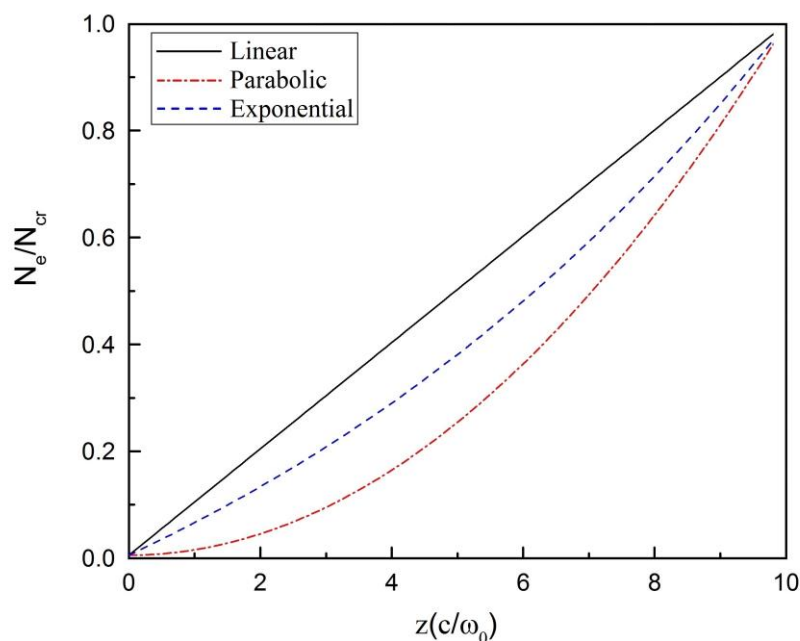
$$n_e = n_0 + (n_{cr} - n_0) \left(\frac{z}{L}\right)^2 ,$$

$$n_e = \frac{n_{cr} \left(e^{\frac{z}{L}} - 1\right) + n_0 \left(e^1 - e^{\frac{z}{L}}\right)}{e^1 - 1} ,$$

به طوری که $n_{cr} = \frac{m_e \omega_0^2}{4\pi e^2}$ چگالی بحرانی $n_0 = 1. \times 10^{19} cm^{-3}$ [۶۱] و e^1 عدد نپر^۱ است.

¹ Neper number

این سه توزیع چگالی شرایط فیزیکی را برآورده می‌کنند به طوری که در $Z = 0$ ، $n_e = n_0$ و در $Z = L$ ، $n_e = n_{cr}$ که L طول پلاسمای زیرچگال می‌باشد. در شکل ۱-۳ تغییرات این چگالی‌ها بر حسب Z رسم شده‌ان. منحنی توپر، نقطه-خط‌چین و خط‌چین به ترتیب تغییرات چگالی را به صورت خطی، سهموی و نمایی نشان می‌دهند. همانطور که قبلاً گفته شد، مقدار عددی چگالی‌ها از $n_0 = 1. \times 10^{19} cm^{-3}$ در $Z = 0$ شروع شده و به بیشترین مقدار خود در نزدیکی سطح بحرانی $(Z = L)$ ، جایی که چگالی بحرانی مقدار $n_c = 1.72 \times 10^{21} cm^{-3}$ را داراست می‌رسد.



شکل ۱-۳: چگالی نرمال شده بر حسب Z برای سه مشخصه خطی (منحنی توپر)، سهموی (منحنی نقطه-خط‌چین) و نمایی (منحنی خط‌چین).

فرود مایل موج الکترومغناطیسی با قطبش p با زاویه θ_0 به درون پلاسما منجر به پدیده‌ی جذب رزونانسی در نزدیکی سطح بحرانی می‌شود، به طوری که در آن نقطه فرکانس موج فرودی ω با فرکانس پلاسما ω_p برابر است [۵۶].

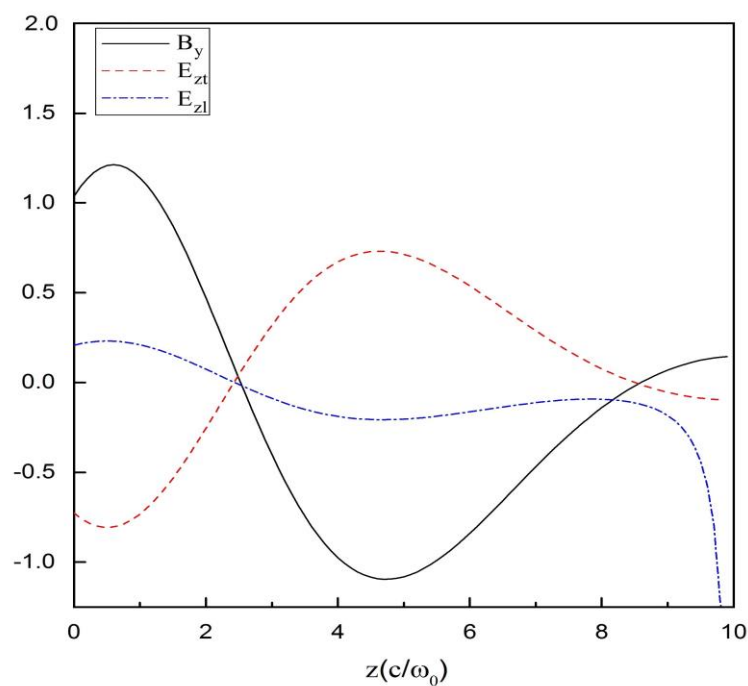
در مسئله پیشرو موج الکترومغناطیسی که به صورت مایل وارد محیط پلاسما شده، با داشتن

برهم کنش با الکترون‌ها باعث به وجود آمدن اختلال در سیستم می‌شود. ذرات باردار توسط میدان موج پراکنده شده و در خلال این فرایند، تکانه این ذرات تغییر می‌کند [۶۲]. از طرف دیگر، از آنجایی که در یک پلاسمای سرد و تقریباً غیر برخوردی، $\nu < 0.05\omega_0$ (سهم برخوردها کوچک است)، که با تابع توزیع ماکسولی نمایش داده می‌شود، تعداد ذرات کند بیشتر از ذرات سریع است، انرژی دریافت شده از موج توسط ذرات کند بیشتر است از انرژی که موج از ذرات سریع دریافت می‌کند. به این صورت به طور کلی این فرایند باعث میرایی موج می‌شود که به آن میرایی لاندائو می‌گویند [۶]. به عبارت دیگر، ذرات به دام افتاده در پتانسیل موج که به ذرات تشدید می‌شوند، عامل میرایی موج در نزدیکی چگالی بحرانی می‌باشند.

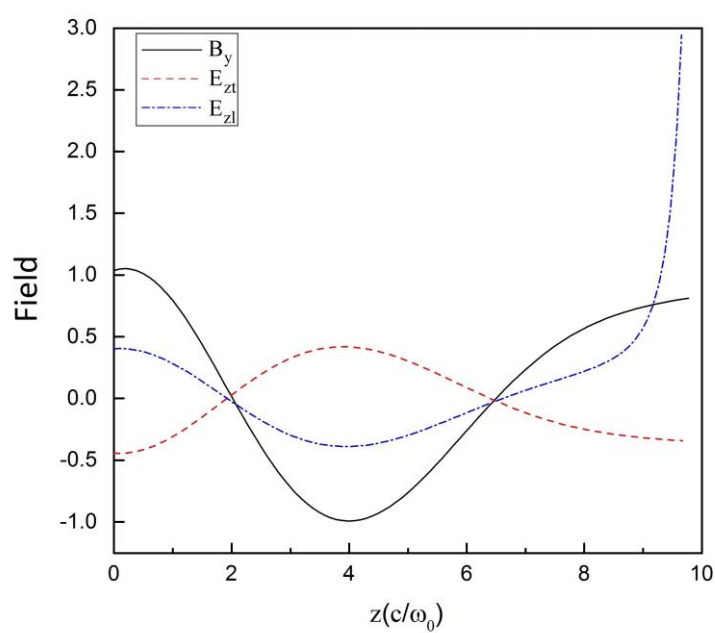
در ادامه معادلات میدان را به روش عددی حل کرده و جواب‌ها را برای بررسی دقیق تر رسم خواهیم کرد.

۳-۵ حل عددی معادلات میدان

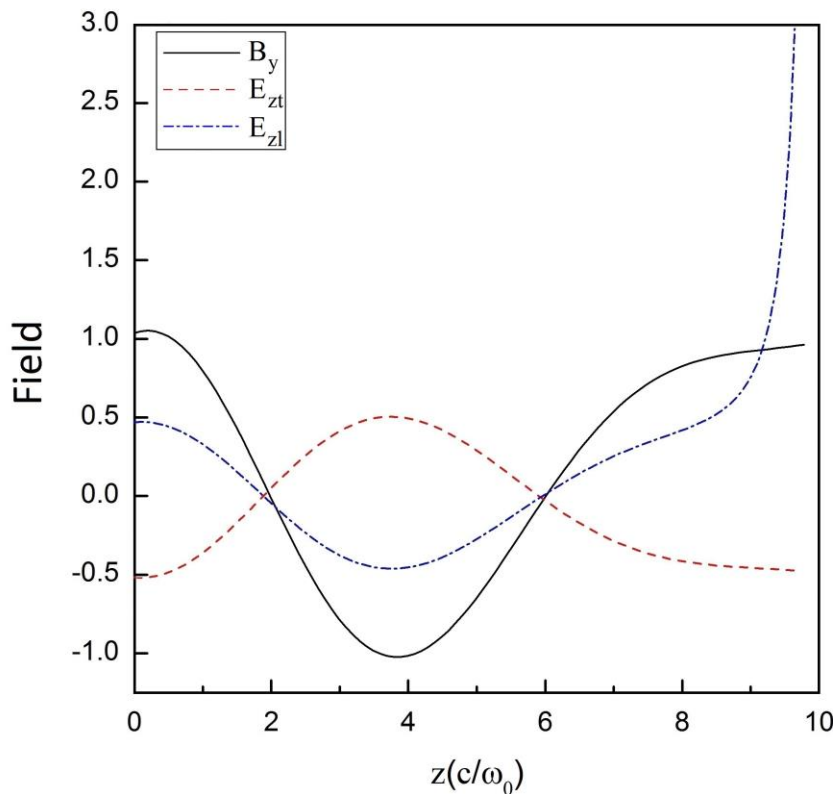
معادلات (۳-۳) و (۳-۶) را به روش عددی حل کردیم. روش حل مانند روش به کار گرفته شده در فصل پیش است. تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بر حسب Z در شکل زیر رسم شده است .



شکل ۳-۳ (الف): میدان‌های نرمال شده مغناطیسی B_y (منحنی توپر)، الکتریکی عرضی E_{zt} (منحنی خطچین) و طولی E_{zl} (دونقطه-خطچین) برای مختصه خطی چگالی برحسب Z و $\theta_0 = 23^\circ$.



شکل ۳-۳ (ب): میدان‌های نرمال شده مغناطیسی B_y (منحنی توپر)، الکتریکی عرضی E_{zt} (منحنی خطچین) و طولی E_{zl} (دونقطه-خطچین) برای مختصه نمایی چگالی برحسب Z و $\theta_0 = 25^\circ$.



شکل ۳-۳ (پ): میدان‌های نرمال شده مغناطیسی B_y (منحنی توپر)، الکتریکی عرضی E_{zt} (منحنی خطچین) و طولی E_{zl} (دونقطه-خطچین) برای مختصه سهموی چگالی بر حسب Z و $\theta_0 = 27^\circ$.

در شکل‌های ۲-۳ (الف)-(پ) انرژی لیزر فرودی $I = 1 \times 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ است. از معادله (۳-۳) و (۵-۳) درمی‌یابیم که در خلأ ($\varepsilon = \varepsilon_v = 1$) مشخصه میدان مغناطیسی و الکتریکی به شکل سینوسی است. بسته به نوع توزیع چگالی (خطی، سهموی و نمایی) شکل تغییرات میدان‌ها از شکل آن‌ها در خلأ انحراف پیدا می‌کنند. در محیط پلاسما ($\varepsilon < 1$) این منحنی‌ها نشان می‌دهند که تغییرات میدان از شکل سینوسی خارج شده و غیر سینوسی است. با توجه به این شکل‌ها درمی‌یابیم که مولفه‌ی طولی و عرضی میدان الکتریکی نسبت به یکدیگر مکمل بوده و $\frac{\pi}{2}$ اختلاف فاز دارند. از معادله (۵-۳) در می‌یابیم که در $Z = L$ ، ($\varepsilon = 0$)، یک تکینگی وجود دارد که قله E_{zl} را توضیح می‌دهد. در این نقطه $\omega = \omega_p$ بوده و تشدید در این جا اتفاق می‌افتد. دامنه میدان الکتریکی

عرضی کاهش پیدا کرده و در $n_e > n_{cr}$ به صفر میل می کند [۵۹]. با توجه به شکل ۳-۲ (الف) و مقایسه‌ی آن با ۳-۲ (ب) و (پ) مشاهده می شود که تغییرات مولفه‌ی طولی میدان الکتریکی در توزیع خطی چگالی، برخلاف دو توزیع دیگر به سمت پایین و منفی نمودار میل کرده است. تغییرات مولفه‌ی طولی میدان الکتریکی در توزیع سهموی و نمایی شدیدتر از توزیع خطی اتفاق افتاده است. با این که مولفه‌ی طولی میدان الکتریکی در توزیع سهموی و نمایی رفتاری مشابه دارند، اما پهن شدگی مولفه‌ی عرضی میدان الکتریکی در توزیع نمایی کمی بیشتر از توزیع سهموی است.

۳-۶ نرخ جذب

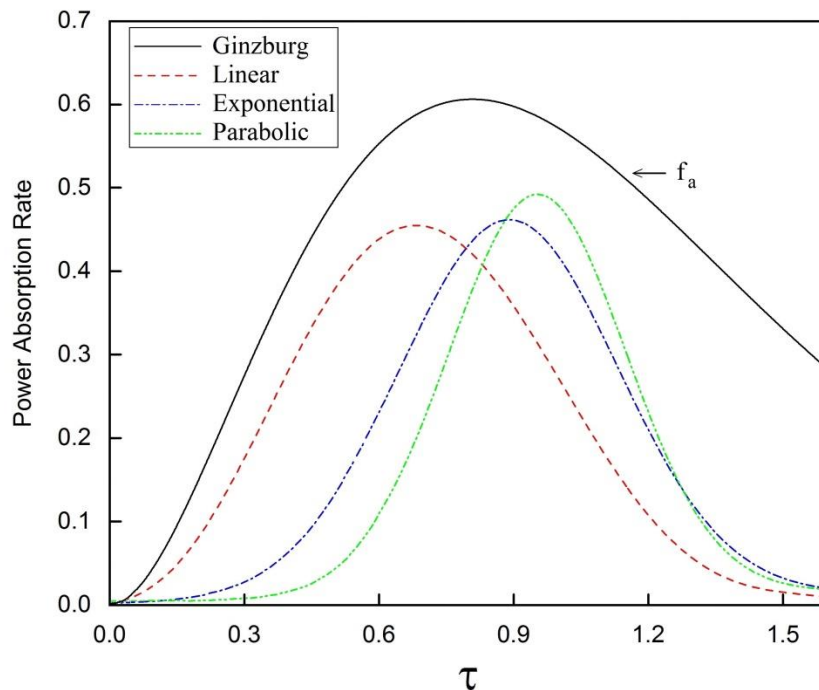
حال با استفاده از فرمول زیر نرخ جذب را بدست می آوریم [۱۸]:

$$f_{RA} = \frac{v}{8\pi I_L} \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}_{zL}|^2 dz, \quad (۷-۳)$$

به طوری که به ترتیب I_L و v شدت لیزر و نرخ برخورد هستند. با توجه به شکل ۳-۱ و نحوه‌ی توزیع چگالی، از آنجایی که تغییرات چگالی به صورت نمایی نزدیک تر به توزیع خطی است، انتظار می رود قله‌ی جذب در توزیع نمایی نسبت به توزیع سهموی، نزدیک تر به توزیع چگالی خطی باشد. از طرف دیگر چون از لحاظ اندازه مولفه‌ی میدان طولی در توزیع سهموی و نمایی رشد بیشتری نسبت به توزیع خطی داشته اند، انتظار داریم قله‌ی جذب در آنها بزرگ تر از قله‌ی جذب در توزیع خطی باشد.

نرخ جذب وابسته به $[\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin \theta_0]$ را برای سه توزیع چگالی یاد شده در شکل ۳-۳

۳ رسم نمودیم.

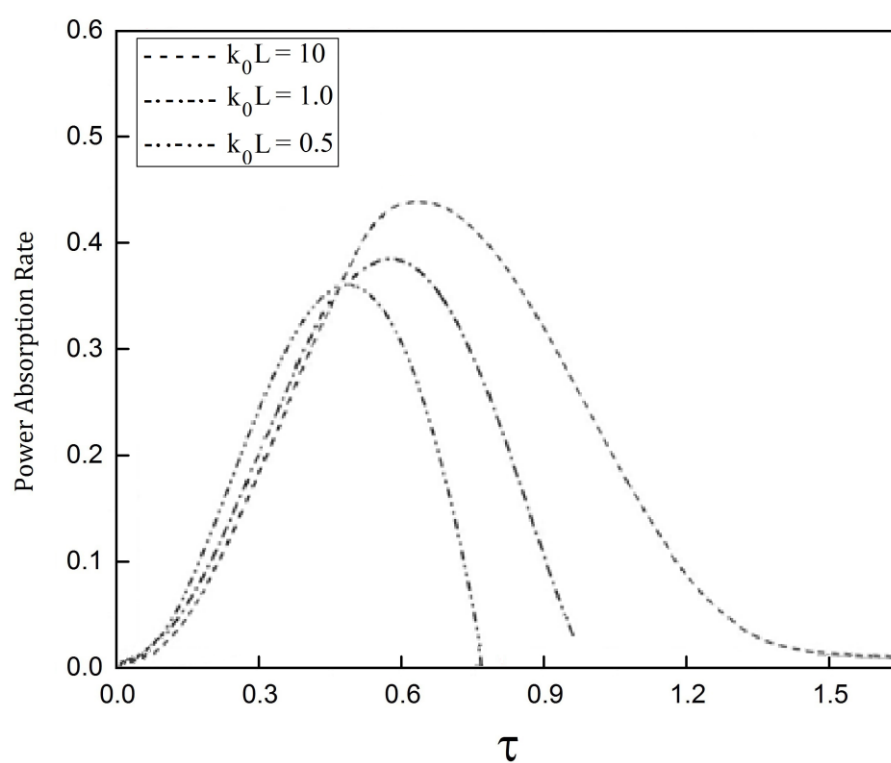


شکل ۳-۴: نرخ جذب برای سه توزیع چگالی خطی (منحنی خط چین)، نمایی (منحنی نقطه-خط چین)، سهموی (منحنی دو نقطه-خط چین) و تابع گینزبرگ (منحنی توپر) برای $K_0L = 10$ بر حسب τ .

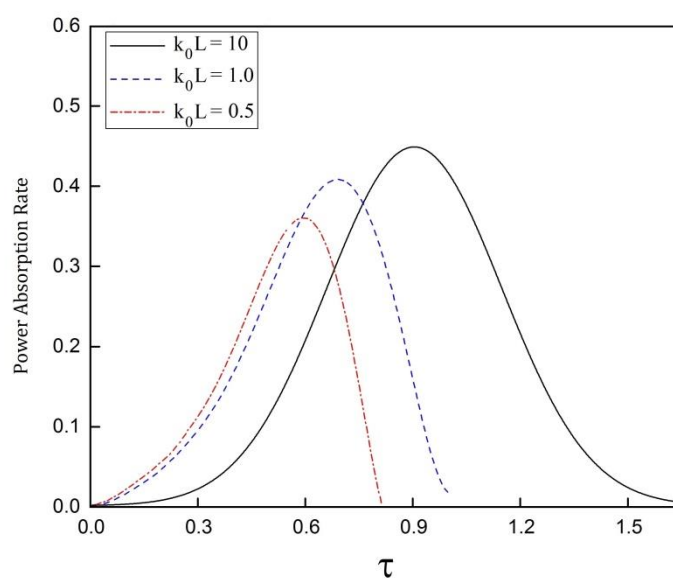
تابع گینزبرگ بر اساس توابع ایری^۱ ($f_a \cong 36\tau^2 \frac{[Ai(\tau)]^3}{|dAi(\tau)/d(\tau)|}$) تعریف می‌شود. همان طور که مشاهده

می‌شود، ماکسیمم جذب برای توزیع خطی، سهموی و نمایی به ترتیب در نقطه‌ی $\tau = 0.70$ ، $\tau = 0.91$ و $\tau = 0.97$ می‌باشد. در این نقاط جذب به بیشینه مقدار خود رسیده و با افزایش زاویه نسبت به زاویه‌ی بهینه جذب کاهش یافته و به صفر میل می‌کند. نتایج به‌دست آمده از حل عددی معادله‌ی (۷-۳) با انتظارات ما در مورد نرخ جذب در توافق است. عامل دیگری که در کارهای انجام شده در بررسی جذب رزونانسی در نظر گرفته شده، تأثیر تغییرات طول مشخصه بر نرخ جذب است. در ادامه به بررسی تأثیر طول مشخصه بر نرخ جذب می‌پردازیم. در شکل ۳-۴ (الف)-(پ) نرخ جذب برای K_0L های مختلف رسم شده است.

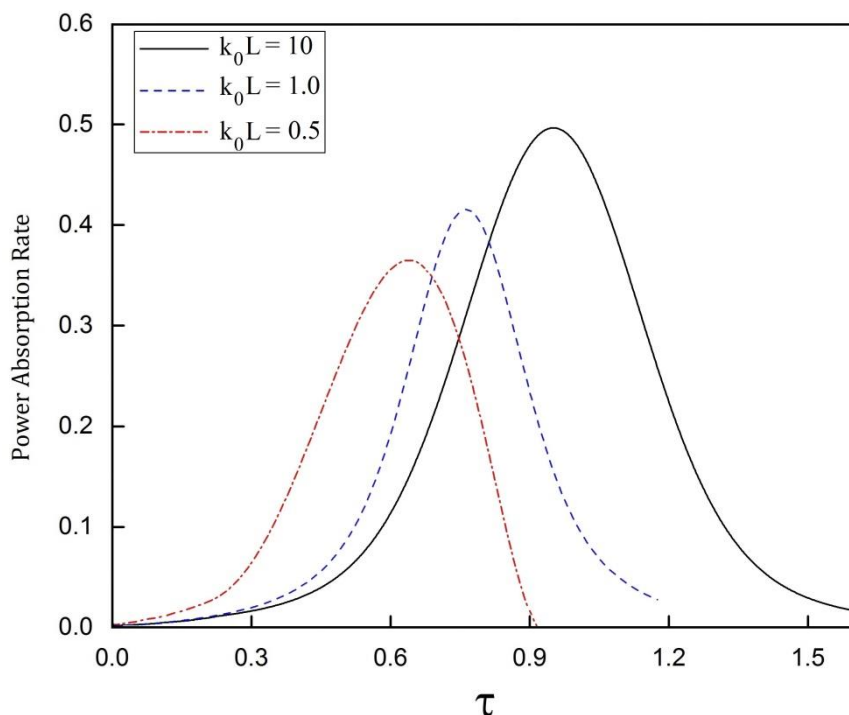
¹ Airy function



شکل ۵-۳ (الف): نرخ جذب توزیع چگالی خطی برای $K_0L = 10$ (منحنی خط چین)، $K_0L = 1$ (منحنی نقطه-خط چین)، و $K_0L = 0.5$ (منحنی دونقطه-خط چین) بر حسب τ .



شکل ۵-۳ (ب): نرخ جذب توزیع چگالی نمایی برای $K_0L = 10$ (منحنی توپر)، $K_0L = 1$ (منحنی خط چین)، و $K_0L = 0.5$ (منحنی نقطه-خط چین) بر حسب τ .



شکل ۳-۵ (پ): نرخ جذب توزیع چگالی سهموی برای $K_0L = 10$ (منحنی توپر)، $K_0L = 1$ (منحنی خط چین) و $K_0L = 0.5$ (منحنی نقطه-خط چین) بر حسب τ .

همان‌طور که از شکل ۳-۴ (الف)-(پ) مشاهده می‌شود، با کم شدن طول مشخصه (K_0L) ، قله‌ی نرخ جذب در τ کم‌تر اتفاق می‌افتد. با تغییر طول مشخصه از 10 به 1 و پس از آن به 0.5 در هر سه توزیع چگالی میزان نرخ جذب کم‌تر می‌شود. این به آن معنا است که با کم شدن طول مشخصه به کم‌تر از 10، انرژی کم‌تری از طریق فرآیند جذب رزونانسی، جذب سیستم می‌شود که از لحاظ فیزیکی منطقی است. هرچه طول مشخصه کوچک‌تر باشد، پلاسمای ایجادشده رقیق‌تر خواهد بود و در نتیجه‌ی آن الکترون‌های کم‌تری برای میرا کردن موج در نزدیکی سطح بحرانی (شکل ۲-۱) وجود دارند. در طول مشخصه‌ی کوچک، پدیده‌ی گرم‌شدگی خلأ به عنوان مکانیزم اصلی جذب معرفی می‌شود. فرق اساسی بین پدیده‌ی گرم‌شدگی خلأ و جذب رزونانسی این است که در فرآیند جذب رزونانسی، طول مشخصه به اندازه‌ی کافی بزرگ است و میدان الکتریکی می‌تواند به صورت تشدید مقدار زیادی از موج پلاسمایی الکترواستاتیک را در نزدیکی سطح بحرانی برانگیخته کند [۵۹].

با مقایسه‌ی جدول‌ها درمی‌یابیم که توزیع سهموی با طول مشخصه‌ی 10 دارای 50% جذب بوده که بسیار خوب می‌باشد. یعنی 50% انرژی لیزر جذب الکترون‌ها شده و در نتیجه پلاسما به اندازه‌ای داغ می‌شود که شرایط برای همجوشی هسته‌ای را فراهم می‌کند. از طرف دیگر الکترون‌ها به واسطه‌ی انرژی دریافتی شتاب نیز می‌گیرند. بسته به نوع کاربرد می‌توان از فرآیند جذب رزونانسی بهره برد. دو مورد از مهم‌ترین کاربردهای پژوهش انجام شده، همجوشی هسته‌ای و شتاب دادن ذرات می‌باشد. از طرف دیگر اینکه پلاسما پس از دریافت انرژی لیزر به چه اندازه داغ می‌شود را می‌توان بر اساس فرمول تجربی زیر بیان نمود [۷۰]:

$$T_h(\text{keV}) = 10 \left(\frac{I_L \lambda_L^2}{10^{15} \frac{W}{\text{cm}^2} \mu\text{m}^2} \right)^{0.30 \pm 0.05} \quad (I_L \lambda_L^2 \geq 10^{15} \frac{W}{\text{cm}^2} \mu\text{m}^2) \quad (۸-۳)$$

و

$$T_h(\text{keV}) = 10 \left(\frac{I_L \lambda_L^2}{10^{15} \frac{W}{\text{cm}^2} \mu\text{m}^2} \right)^{2/3} \quad (I_L \lambda_L^2 \leq 10^{15} \frac{W}{\text{cm}^2} \mu\text{m}^2) \quad (۹-۳)$$

برای $I_L = 10^{17} \frac{W}{\text{cm}^2}$ و $\lambda = 800 \text{nm}$ دمای الکترون‌های داغ در حدود 34keV به دست می‌آید. اخیراً تولید الکترون‌های داغ در برهم‌کنش لیزر با پلاسما به دلیل کاربرد آن در همجوشی هسته‌ای مورد بحث فراوانی قرار گرفته است. این الکترون‌ها در تولید امواج شوک^۱ نیز کاربرد دارند.

جدول ۳-۱: مقادیر عددی نرخ جذب برای توزیع چگالی خطی.

$K_0 L$	θ_0	τ	$P.A.R$
۱۰	۱۹°	۰٫۷۰	۰٫۴۳
۱٫۰	۳۷°	۰٫۶۰	۰٫۳۸
۰٫۵	۳۸°	۰٫۴۸	۰٫۳۶

^۱ Shock waves

جدول ۲-۳: مقادیر عددی نرخ جذب برای توزیع چگالی نمایی.

K_0L	θ_0	τ	P.A.R
۱۰	25°	۰,۹۱	۰,۴۶
۱,۰	45°	۰,۷۰	۰,۴۲
۰,۵	49°	۰,۶۰	۰,۳۶

جدول ۳-۳: مقادیر عددی نرخ جذب برای توزیع چگالی سهموی.

K_0L	θ_0	τ	P.A.R
۱۰	27°	۰,۹۷	۰,۵۰
۱,۰	49°	۰,۷۵	۰,۴۳
۰,۵	51°	۰,۶۱	۰,۳۷

فصل ۴:

نتیجه‌گیری و پیشنهادات

۴-۱ نتیجه گیری

در فصل دوم این پژوهش با استفاده از معادلات ماکسول و هیدرودینامیک و با احتساب نیروی پاندروموتیو به بررسی رفتار موج الکترومغناطیسی شدت بالا در یک پلاسمای غیربرخوردی، غیر مغناطیسی و غیر هم‌دما پرداختیم.

با استفاده از نیروی پاندروموتیو توضیح چگالی درون پلازما را پیدا کردیم و پس از آن دیفرانسیل غیرخطی را برای میدان الکتریکی به دست آوردیم.

به روش عددی میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی و تغییرات چگالی الکترونی را بر حسب z برای مقادیر مختلف چگالی n_{e0} و انرژی لیزر بدست آوردیم. نشان دادیم که تغییرات میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی و تغییرات چگالی الکترونی به شکل غیرسینوسی میل میکند، مادامی که انرژی لیزر فرودی به محیط پلازما و چگالی n_{e0} افزایش یابد.

نشان دادیم که با افزایش چگالی n_{e0} میدان و نوسانات چگالی الکترونی کشیده‌تر می‌شوند. در آخر متوجه شدیم که با افزایش انرژی لیزر، نوسانات چگالی الکترونی به شدت تیز شده و دوره نوسانات کاهش می‌یابد.

در فصل سوم باری دیگر با استفاده از معادلات ماکسول، با این تفاوت که موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا دارای قطبش P - بوده و به صورت مایل وارد پلاسمای زیرچگال می‌شود، معادله موج میدان مغناطیسی و الکتریکی را بدست آوردیم.

میدان الکتریکی را به دو بخش عرضی (وابسته به لیزر) و طولی (وابسته به موج الکترونی پلازما) تقسیم کردیم. به روش عددی معادله موج میدان مغناطیسی، میدان الکتریکی عرضی (طولی) و نرخ جذب را برای سه توزیع چگالی خطی، نمایی و سهموی با طول مشخصه $K_0L = 10$ بدست آوردیم.

قله جذب برای توزیع خطی، نمایی و سهموی به ترتیب در $\tau = 0.70$ ، $\tau = 0.91$ و $\tau = 0.97$ بدست آمد. ثابت شد که برای $K_0L = 10$ ، $K_0L = 1$ و $K_0L = 0.5$ با کاهش طول مشخصه قله جذب کاهش و در τ کم‌تر اتفاق می‌افتد. به عبارت دیگر، با کاهش طول مشخصه قله‌ی جذب در

زوایای بیشتر خواهد بود.

۲-۴ پیشنهادات

- در فصل ۳ می‌توان در راستای پژوهش انجام شده پدیده گرم‌شدگی خلا^۱ را برای سه توزیع چگالی خطی، سهموی و نمایی بررسی کرده و زاویه بهینه را برای هریک از توزیع چگالی‌ها بدست آورد.
- در فصل ۳ می‌توانیم با احتساب اثرات گرمایی مسئله را بررسی کرده و تاثیر آن را بر زاویه بهینه مشاهده کنیم.
- در شدت‌های بیشتر از $10^{17} \frac{W}{cm^2}$ اثرات نسبیتی مهم می‌شوند و باید آن‌ها را در نظر گرفت. در فصل ۳ می‌توان با در نظر گرفتن اثرات نسبیتی برای شدت‌های بالاتر از مقدار یاد شده زاویه بهینه را برای توزیع چگالی‌های مختلف بدست آورد.
- در فصل ۳ می‌توان با احتساب اثرات نسبیتی پدیده گرم‌شدگی خلا را برای توزیع چگالی‌های مختلف بررسی کرده و زاویه بهینه را برای این پدیده بدست آورد.

¹ Vacuum heating

پیوست (الف): کد حل عددی معادلات ۱۹-۲ و ۷-۲ و ۱۸-۲ به زبان فرترن

```
program RK4_nonlinear_equation
implicit doubleprecision (A-h,k-z)
real*8::z,z0,pp,Te,e,w,c,ne0,pi,me,EEX,h,A !,A
complex*8::B
integer::i,j
real*8,allocatable::EX(:),P(:),Ne(:)
open(unit=1,file="F:\E.txt",action="write",status="replace")
open(unit=2,file="F:\B.txt",action="write",status="replace")
open(unit=3,file="F:\x.txt",action="write",status="replace")
open(unit=4,file="F:\Ne.txt",action="write",status="replace")
print*, "insert max steps"
read*,j
pi=Acos(-1.0)
print*, "pi=",pi
z0=0.0D0
z=2.0D-4
print*, "z=",Z
h=(z/j)
print*, "H=",h
Te=1.6D-8
print*, "Te=",Te
ne0=1.D21
print*, "ne0=",ne0
e=4.8032042510D-10
print*, "e=",e
c=2.99792458D10
print*, "c=",c

w=2*pi*((c)/(8.0D-5))
print*, "w=",w
print*, "ww=",w*0.04
```

me=9.109389757D-28

!EEX=(8.9D7)/3

!EEX=9173026.632

!EEX=29007657.19449

EEX=64863093.35492

z=0

print*,"me=",me

do i=0,j-1

 Z=Z+h

 write(3,*)Z

end do

allocate(EX(j),P(j),Ne(j))

!EEX=(8.9D7)/3

!EEX=9173026.632

! I=10**16

!EEX=29007657.19449

!I=10**17

EEX=64863093.35492

! I=5*10**17

print*,"EX(0)=",EX(0)

p(0)=0.0

write(1,*)((EX(0)/100.)*299.792)/10000000.0

B=(0.0,-1.27324D-5)

B=B*P(i+1)

write(2,*)imag(B/100.)/10000.

```
call RK(Ne,EX,P,j,h,EEX,pp,Te,e,w,c,ne0,me,pi,A,B)
end
```

```
SUBROUTINE RK(Ne,EX,P,j,h,EEX,pp,Te,e,w,c,ne0,me,pi,A,B)
IMPLICIT NONE
INTEGER::i,j
real*8::k1,k2,k3,k4,l1,l2,l3,l4,ff,fff,ffff,f,Te,e,w,c,ne0,me,pi,pp,EEX,h,EX(j),P(j),Ne(j),
A
complex*8::B
IEEX=(8.9D7)/3          ! I=D17

IEEX=9173026.632        ! I=D16

IEEX=29007657.19449

EEX=64863093.35492      ! I=5*D17


pp=0.0
do i=0,j-1
k1=h*pp
call FF1(h,EEX,Te,e,w,c,ne0,me,f,pi)
l1=h*f
!print*, "l1=",l1

k2=h*(pp+(l1/2))
call FF2(h,EEX,Te,e,w,c,ne0,me,ff,pi,k1)
l2=h*ff
!print*, "l2=",l2

k3=h*(pp+(l2/2))
call FF3(h,EEX,Te,e,w,c,ne0,me,fff,pi,k2)
l3=h*fff
```

```
!print*, "l3=", l3
```

```
k4=h*(pp+l3)
```

```
call FF4(h, EEX, Te, e, w, c, ne0, me, ffff, pi, k3)
```

```
l4=h*ffff
```

```
!print*, "l4=", l4
```

```
Ne(i+1)=ne0*(exp((-e**2)*(EEX**2))/(me*w**2*Te))
```

```
Ne(i+1)=(Ne(i+1)/Ne0)-1.0
```

```
!print*, "Ne=", Ne(i+1)
```

```
EX(i+1)=EEX+(1./6.)*(k1+2*k2+2*k3+k4)
```

```
p(i+1)=pp+(1./6.)*(l1+2*l2+2*l3+l4)
```

```
!print*, "EX=", EX(i+1)
```

```
write(4,*)Ne(i+1)
```

```
A=EX(i+1)
```

```
A=A/100.
```

```
write(1,*)(A*299.792)/10000000.0  !(EX(i+1))*10**(-2)
```

```
B=(0.0,-1.27324D-5)
```

```
B=B*P(i+1)
```

```
write(2,*)imag((B/100.)/10000.)
```

```
EEX=EX(i+1)
```

```
pp=P(i+1)
```

```
end do
```

```
end
```

```
*****!
```

```
*****!
```

*****!

SUBROUTINE FF1(h,EEX,Te,e,w,c,ne0,me,f,pi)

IMPLICIT NONE

real*8::f,Te,e,w,c,ne0,pi,me,EEX,h !,A,pp

f=(((-(w**2))/(c**2))*(1-((4*pi*(e**2))/(me*(w**2)))*ne0*(exp((-
(e**2)*(EEX**2))/(me*w**2*Te))))*EEX) ! (exp((- (e**2)*(EEX**2))/A)) exp((-
(e**2)*(EEX**2))/(me*w**2*Te))

end

*****!

*****!

*****!

SUBROUTINE FF2(h,EEX,Te,e,w,c,ne0,me,ff,pi,k1)

IMPLICIT NONE

real*8::ff,k1,Te,e,w,c,ne0,pi,me,EEX,h !,A,pp

ff=(((-(w**2))/(c**2))*(1-((4*pi*(e**2))/(me*(w**2)))*ne0*(exp((-
(e**2)*((EEX+(k1/2))**2))/(me*w**2*Te))))*(EEX+(k1/2)))

end

*****!

*****!

*****!

SUBROUTINE FF3(h,EEX,Te,e,w,c,ne0,me,fff,pi,k2)

IMPLICIT NONE

real*8::fff,k2,Te,e,w,c,ne0,pi,me,EEX,h !,A,pp

fff=(((-(w**2))/(c**2))*(1-((4*pi*(e**2))/(me*(w**2)))*ne0*(exp((-
(e**2)*((EEX+(k2/2))**2))/(me*w**2*Te))))*(EEX+(k2/2)))

end

*****!

*****!

*****!

SUBROUTINE FF4(h,EEX,Te,e,w,c,ne0,me,ffff,pi,k3)

IMPLICIT NONE

real*8::ffff,k3,Te,e,w,c,ne0,pi,me,EEX,h !,A,pp

ffff=(((-(w**2))/(c**2))*(1-((4*pi*(e**2))/(me*(w**2)))*ne0*(exp((-
(e**2)*((EEX+k3)**2))/(me*w**2*Te))))*(EEX+k3))

end

مراجع :

- [1] Berlin: Springer. *"Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications "*. Cambridge, UK: Cambridge University Press. p. **138** (2005).
- [2] Luo, Q-Z; D'Angelo, N; Merlino, R. L. Department of Physics and Astronomy. 5 (8), (1998).
- [3] Walt, Martin . *"Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation"*. Cambridge; New York: *Cambridge University Press* (2005).
- [4] Meyer-Vernet, Nicole. *"Basics of the Solar Winds"*. Cambridge University Press (2007).
- [5] Russel, W.B., Saville, D.A. and Schowalter, W. R . *"Colloidal Dispersions"*. Cambridge University Press (1989).
- [6] Chen, F.F. *"introduction to plasma physics and controlled fusion"*.springer (2006).
- [7] Muller, P. **66** (5), (1994).
- [8] S. Eliezer, *"The Interaction of High-Power Lasers With Plasmas"*. Institute of Physics, Bristol, (2002).
- [9] Wilson, J. and Hawkes, *"J.F.B. Lasers: Principles and Applications"*, Prentice Hall Publications (1987).
- [10] O'Shea, D.C., Callen, W.R., and Rhodes, W.T. *"Introduction to Lasers and their Applications"*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc.Philippines (1977).
- [11] Ifflander, R. *"Solid State Laser Material Processing: Fundamental Relations & Technical Realizations"*, Springer-Verlag, Berlin, and Heidelberg (2001).
- [12] Letokhov, V.S., Shank, C.V., Shen, Y.R., and Walther, H. *"Interaction of Intense Laser Light with Free Electrons"*, M.V. Fedorov; *Laser Science and Technology and International Handbook*, Harwood Academic Publishers GmbH, Switzerland (1991).
- [13] A. V. Gaponov and M. A. Miller, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **34**, 242 (1958).

- [14] L. P. Pitavsky, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **39**, 1450 (1960).
- [15] H. Hora, Phys. Fluids **12**, 182 (1969).
- [16] L. M. Gorbunov, P. Mora, R. R. Ramazashvili, and A. A. Solodov, Phys. Plasmas **7**, 375 (2000).
- [17] K. Baumgartel and K. Sauer, “*Topics on Nonlinear Wave-Plasma Interactions*” . Akademie-Verlag, Berlin, (1987).
- [18] W. L. Kruer, “*The Physics of Laser Plasma Interactions*” . Addison-Wesley, New York, (1988).
- [19] J. P. Gordon, Phys. Rev. A **8**, 14 (1973).
- [20] G. J. Morales and Y. C. Lee, Phys. Fluids **20**, 1135 (1977).
- [21] P. Mulser and C. Van. Kessel, Phys. Rev. Lett. **38**, 902 (1977).
- [22] M. D. Evely and G. J. Morales, Phys. Fluids **21**, 1997 (1978).
- [23] P. K. Shukla, B. Eliasson, and I. Sandberg, Phys. Rev. Lett. **91**, 075001 (2003).
- [24] S. Jackel, S. Eliezer, and A. Zigler, Phys. Rev. A **24**, 1601 (1981).
- [25] X. Nitikant and A. K. Shamra, J. Phys. D **37**, 998 (2004).
- [26] X. Nitikant and A. K. Shamra, J. Phys. D **37**, 2395 (2004).
- [27] R. A. Ganeev, J. A. Chakera, M. Ragharamaiah, A. K. Shamra, P. A. Naik, and P. G. Gupta, Phys. Rev. E **63**, 026402 (2001).
- [28] J. A. Stamper and D. A. Tidman, Phys. Fluids **16**, 202 (1973).
- [29] V. P. Krainov, J. Phys. B **36**, 3187 (2003).
- [30] B. Dubroca, M. Tchong, P. Charrier, V. T. Tikhonchuk, and J. P. Morreeuw, Phys. Plasmas **11**, 2830 (2004).
- [31] L. M. Gorbunov, P. Mora, and T. M. Antonsen, Jr., Phys. Plasmas **4**, 4358 (1997).
- [32] R. S. Craxton, R. L. McCrory, and J. M. Soures, Sci. Am. (Int. Ed.) **255**, 68 (1986).
- [33] V. P. Krainov, Plasma Phys. Controlled Fusion **45**, L23 (2003).
- [34] J. M. Dawson, Sci. Am. (Int. Ed.) **260**, 54 (1989).
- [35] P. Mora, J. Appl. Phys. **71**, 2087 (1992).

- [36] P. Mora and T. M. Antonsen, Jr., Phys. Plasmas **4**, 217 (1997).
- [37] P. K. Shukla and L. Stenflo, Phys. Lett. A **293**, 188 (2002).
- [38] P. X. Wang, J. F. Hua, Y. Z. Lin, and Y. K. Ho, Phys. Lett. A **300**, 76 (2002).
- [39] L. M. Gorbunov, P. Mora, and R. R. Ramazashvili, Phys. Plasmas **10**, 4563 (2003).
- [40] A. F. Lifschitz, J. Faure, V. Malka, and P. Mora, Phys. Plasmas **12**, 093104 (2005).
- [41] V. S. Rastunkov and V. P. Krainov, Phys. Rev. E **69**, 037402 (2004).
- [42] J. Faure, V. Malka, J. R. Marques, P. G. David, F. Amiranoff, K. Ta Phuoc, and A. Rousse, Phys. Plasmas **9**, 75 (2002).
- [43] D. T. Attwood, D. W. Sweeney, J. M. Auerbach, and P. H. Y. Lee, Phys. Rev. Lett. **40**, 184 (1978).
- [44] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [45] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor *et al.*, Nature (London) **377**, 606 (1995).
- [46] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, M. D. Rosen, and R. W. Falcone, Science **251**, 531 (1991).
- [47] D. Strickland and G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [48] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting. IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 252 (1996).
- [49] T. Tajima and J. M. Dawson. Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [50] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Aleonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton, and A. E. Dangor. Science **298**, 1596 (2002).
- [51] P. Gibbon and E. Förster. Plasma Phys. Contr. F. **38**, 769 (1996).
- [52] H. Schwöerer, P. Gibbon, S. Düsterer, R. Behrens, C. Ziener, C. Reich, and R. Sauerbrey. Phys. Rev. Lett. **86**, 2317 (2001).

- [53] U. Teubner, G. Pretzler, T. Schlegel, K. Eidmann, E. Förster, and K. Witte. Phys. Rev. **67**, 013816 (2003).
- [54] J. M. ter Vehn, S. Atzeni, and R. Ramis. Europhys. News **29**, 202 (1998).
- [55] A. R. Niknam, M. Hashemzadeh, and B. Shokri, Physics Of Plasmas **16**, 033105 (2009).
- [56] V. L. Ginzburg, “*The Properties of Electromagnetic Waves in Plasma*”. Pergamon, New York, (1964).
- [57] M. K. Grimes, A. R. Rundquist, Y. S. Lee, and M. C. Downer, Phys. Rev. Lett. **82**, 4010 (1999).
- [58] J. C. Kieffer, P. Audebert, M. Chaker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62**, 760 (1989).
- [59] Hong-bo Cai, Wei Yu, Shao-ping Zhu, Chun-yang Zheng, Physics of Plasmas (1994-present) **13**, 094504 (2006).
- [60] X. Xia and B. Xu, “The anomalous self-distortion of Gaussian laser beams in aperiodic rippled plasma,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 48, pp. 241–245, Jun (2013).
- [61] M. Hashemzadeh, A. R. Niknam, B. Bokaei, and M. R. Jafari Milani , IEEE Trans. on Plasma Sci., **42**, No. 5 (2014).
- [62] Bruce T. Tsurutani and Gurbax S. Lakhina , Reviews of Geophysics, **35**, 4 (1997).
- [63] W. Yu and J. Zhang, Opt. Commun. **134**, 91 (1997).
- [64] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987); Phys. Fluids **31**, 2714 (1988).
- [65] S. Kato, B. Bhattacharyya, A. Nishiguchi, and K. Mima, Phys. Fluids B **5**, 564 (1993).
- [66] P. Gibbon and A. R. Bell, Phys. Rev. Lett. **68**, 1535 _1992_; P. Gibbon, *ibid.* **73**, 664 (1994).
- [67] S. C. Wilks and W. L. Kruer, IEEE J. Quantum Electron. **33**, 1954 (1997).
- [68] Q. L. Dong, J. Zhang, and H. Teng, Phys. Rev. E **64**, 026411 (2001).
- [69] L. M. Chen, J. Zhang, Q. L. Dong *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 2925 (2001).
- [70] S. Eliezer, Plasma Physics and Controlled Fusion **45**, 181 (2003).

Abstract:

The laser-plasma interaction is an important field because of many applications, such as the fast ignition scheme of inertia confinement fusion, particle accelerator, coherent x/γ -ray sources and etc. The nonlinear effects are strongly important in such cases because of high laser intensity influences. On the other hand, many nonlinear phenomena in the interaction of a high-frequency electromagnetic wave with plasma are related to the ponderomotive force.

In this work, considering the ponderomotive force and using the hydrodynamic equations, we have studied the high frequency electromagnetic wave behavior in a collisionless unmagnetized non-isothermal plasma medium and the related curves are plotted. It is shown that the laser intensity has affected on the profiles of the electric and magnetic field also the electron density variations. We have continued our study about resonance absorption with considering the propagation of a high frequency P-polarized electromagnetic wave obliquely incident into underdense plasma. The optimum angle and the absorption rate for different density distributions were obtained. The electric and magnetic fields variations were plotted. It was shown that the linear, parabolic and exponential density distributions and the small-scale-length variations has affected the absorption peaks and the optimum angle.

Keywords: ponderomotive force, under-dense plasma, resonance absorption, optimum angle



Shahrood University of Technology

Faculty of Physics

Msc Thesis In Atomic And Molecular

Investigation of resonance absorption in underdense
plasmas in the presence of high intensity
electromagnetic waves

Seyed Mehran Baki

Supervisors:

Dr. Mehdi momeni

Dr. Mojtaba Hashemzadeh

August 2016