



دانشکده‌ی علوم پایه

گروه فیزیک

پایان‌نامه برای دریافت درجه‌ی کارشناسی ارشد
در رشته‌ی فیزیک گرایش اتمی و مولکولی زمینه پلاسما

عنوان:

تقویت پالس لیزر با استفاده از پراکندگی رامان در پلاسما

استاد راهنما:

دکتر جعفر برهانیان

استاد مشاور:

دکتر یوسف کمالی

پژوهشگر:

فردین تقوی سفیدان

زمستان 1394

نام خانوادگی دانشجو: تقوی سفیدان	نام: فردین
عنوان پایان نامه: تقویت پالس لیزر با استفاده از پراکندگی رامان در پلاسما	
استاد راهنما: دکتر جعفر برهانیان استاد مشاور: دکتر یوسف کمالی	
مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد	رشته: فیزیک
گرایش: اتمی و مولکولی زمینه پلاسما	دانشگاه: محقق اردبیلی
دانشکده: علوم پایه	تاریخ دفاع: 1394/11/28
چکیده:	تعداد صفحات: 98
<p>در این پایان نامه، برخی از مفاهیم اولیه فیزیک پلاسما مرور شده است. سپس مبانی اصلی برهمکنش لیزر با پلاسما بخصوص برخی پدیده‌های غیر خطی از جمله خودکانونی شدن، ناپایداری پارامتریک، تولید هارمونیک و غیره که در برهمکنش لیزر با پلاسما رخ می‌دهند به صورت خلاصه توصیف شده است. ناپایداری القایی رامان در رژیم غیر نسبیتی و در پلاسمای نامغناطیده بررسی شده و معادلات تحول جفت شده با استفاده از مفاهیم اولیه استخراج شده است. روابط تحلیلی برای رابطه پاشندگی و نرخ رشد مربوط به پراکندگی القایی رامان بدست آمده است. هدف اصلی این مطالعه بررسی اثرات میدان مغناطیسی بر تقویت موج دانه بوسیله پراکندگی القایی رامان می‌باشد. برای انجام این کار با استفاده از معادلات ماکسول-سیالی، سه معادله جفت شده بدست آمده است که حاکم بر تحولات پوش امواج پمپ، دانه و لانگمیر در پلاسمای مغناطیده و نسبیتی می‌باشد. تقویت موج دانه با قطبش دایروی در رژیم خطی (با فرض تهی شدن موج پمپ) و در رژیم غیر خطی (با فرض تهی شدن موج پمپ) مطالعه شده است. در رژیم خطی از تبدیلات انتگرالی و در رژیم غیر خطی از روش فوریه گام‌به‌گام گسسته استفاده شده است تا بتوان معادلات جفت شده را حل کرد.</p>	
<p>کلید واژه‌ها: ناپایداری پارامتریک، ناپایداری القایی رامان، رابطه پاشندگی، نرخ رشد، تقویت موج دانه، روش فوریه گام‌به‌گام گسسته</p>	

فهرست مطالب

شماره و عنوان	صفحه
مقدمه:.....	ز
1-1-1 تعریف پلاسما	2
2-1 مشخصات پلاسما	66
3-1 معیارهای پلاسما	69
4-1 کاربردهای فیزیک پلاسما	70
1-4-1 تخلیه‌های گازی	70
2-4-1 همجوشی گرما هسته‌ای کنترل شده	70
3-4-1 فیزیک فضا	70
4-4-1 اختر فیزیک جدید	Error! Bookmark not defined.
5-4-1 تبدیل انرژی مغناطوهیدرودینامیکی و پیشرانش یونی	Error! Bookmark not defined.
6-4-1 پلاسماهای حالت جامد	Error! Bookmark not defined.
7-4-1 لیزرهای گازی	Error! Bookmark not defined.
5-1 مدل‌های توصیف کننده پلاسما	Error! Bookmark not defined.
1-5-1 مدل جنبشی	Error! Bookmark not defined.
2-5-1 مدل سیالی	Error! Bookmark not defined.
1-2-5-1 نظریه دو سیالی پلاسما	Error! Bookmark not defined.
2-2-5-1 نظریه تک سیالی پلاسما	Error! Bookmark not defined.
1-2 مقدمه	Error! Bookmark not defined.
2-2 الکترون در میدان الکترومغناطیسی	Error! Bookmark not defined.

- 1-2-2 حرکت نسبیتهی ضعیف الکترون تحت تاثیر امواج تخت... **Error! Bookmark not defined.**
- 2-2-2 رژیم نسبیتهی الکترون تحت تأثیر میدان الکترومغناطیسی تخت **Error! Bookmark not defined.**
- 3-2 ناپایداری پارمتریک **Error! Bookmark not defined.**
- 2-3-2 آستانه ناپایداری **Error! Bookmark not defined.**
- 3-3-2 نیروی اثرگذار **Error! Bookmark not defined.**
- 4-2 میدان ردپایی خود مدوله **Error! Bookmark not defined.**
- 5-2 تولید هارمونیک **Error! Bookmark not defined.**
- 6-2 خود مدولاسیون فاز **Error! Bookmark not defined.**
- 7-2 خودکانونی شدن **Error! Bookmark not defined.**
- 8-2 امواج الکترومغناطیسی در پلاسما **Error! Bookmark not defined.**
- 1-8-2 امواج در فضای یکنواخت **Error! Bookmark not defined.**
- 2-8-2 رسانندگی پلاسما و رابطه پاشندگی **Error! Bookmark not defined.**
- 9-2 جذب و انتشار لیزر در پلاسما **Error! Bookmark not defined.**
- 1-3 پراکندگی خودبه خودی رامان **Error! Bookmark not defined.**
- 2-3 پراکندگی القایی رامان **Error! Bookmark not defined.**
- 3-3 تحلیل پراکندگی رامان در پلاسمای همگن نامغناطیده و غیر نسبیتهی **Error! Bookmark not defined.**
- defined.**
- 1-3-3 استخراج مدل سه موج از معادلات ماکسول و معادلات سیالی الکترونی **Error! Bookmark not defined.**
- defined.**
- 4-3 رابطه پاشندگی و مراحل تقویت موج دانه **Error! Bookmark not defined.**
- 1-4-3 رابطه پاشندگی **Error! Bookmark not defined.**
- 2-4-3 مراحل تقویت موج دانه **Error! Bookmark not defined.**
- 1-4 بدست آوردن سه معادله جفت شده غیر خطی **Error! Bookmark not defined.**

Error! Bookmark not defined......رابطه پاشندگی و نرخ رشد 2-4

Error! Bookmark not defined...... تقویت پالس دانه 3-4

Error! Bookmark not defined...... تقویت رامان در رژیم غیر خطی (تهی شدگی موج پمپ) 4-4

Error! Bookmark not defined...... تاثیر جابجایی و تغییر پهنای پالس بر تقویت پالس 1-4-4

فهرست شکل‌ها

شماره و عنوان شکل	صفحه
فصل اول	
شکل 1-1- توزیع سرعت ماکسولی یک و سه بعدی.....	12
فصل دوم	
شکل 2-1- تمرکز لیزر بر یک نقطه از فضا.....	22
شکل 2-2- منحنی هشت	
شکل.....	27
شکل 2-3- هارمونیک در پراکندگی نسبیتی	
تامسون.....	29
شکل 2-4- اپتیک کلاسیکی در مقایسه با اپتیک نسبیتی.....	29
شکل 2-5- طرحی از برهمکنش پارامتریک سه موج.....	31
شکل 2-6- نمودار $\omega-k$ برای ناپایداری رامن	
القایی.....	32
شکل 2-7- نمودار $\omega-k$ برای ناپایداری بریلوئن القایی.....	32
شکل 2-8- نمودار $\omega-k$ برای ناپایداری دو پلاسمونی.....	33
شکل 2-9- خود مدولاسیونی	
فازی.....	41

شکل 2-10- تصویر فیبر نوری ساده از خودکانونی

نسبیتی.....43

فصل سوم

شکل 3-1- پراکندگی خودبه خودی

رامان.....53

شکل 3-2- پراکندگی استوکس و آنتی استوکس

رامان.....54

شکل 3-3- پراکندگی القایی

رامان.....55

شکل 3-4- تصاویر شماتیک از فرایندهای مختلف که در طول تقویت رامان اتفاق می

افتد.....57

شکل 3-5- راه حل خود متشابه برای $A_0(\xi)$ و $A_1(\xi)$ برای دو مقدار متفاوت ϵ66

شکل 3-6- حل عددی معادله (3-68) با فرض $U(0) = 0.1$67

فصل چهارم

شکل 4-1- نمودار تغییرات نرخ رشد بر حسب فرکانس موج پمپ برای قطبش چپگرد و

راستگرد.....72

شکل 4-2- نمودار تغییرات نرخ رشد بر حسب میدان مغناطیسی برای قطبش چپگرد و راستگرد.....72

شکل 4-3- تحول پالس دانه با گذشت زمان برای قطبش دایروی چپگرد (رژیم

خطی).....74

شکل 4-4- تحول پالس دانه با گذشت زمان برای قطبش دایروی راستگرد (رژیم

خطی).....75

شکل 4-5- تحول پالس دانه نسبت به میدان مغناطیسی Ω برای قطبش دایروی چپگرد (رژیم

خطی).....75

شکل 4-6- تحول پالس دانه نسبت به میدان مغناطیسی Ω برای قطبش دایروی راستگرد (رژیم

خطی).....76

شکل 4-7- تحول پالس دانه نسبت به فرکانس ω_p برای قطبش دایروی چپگرد(رژیم خطی).....76

شکل 4-8- تحول پالس دانه نسبت به فرکانس ω_p برای قطبش دایروی راستگرد(رژیم خطی).....77

شکل 4-9- تحول زمانی، الف (موج پمپ ب) موج دانه ج) موج لانگمیر برای قطبش دایروی چپگرد.....80

شکل 4-10- تحول زمانی، الف (موج پمپ ب) موج دانه ج) موج لانگمیر برای قطبش دایروی راستگرد.....81

شکل 4-11- تاثیر میدان مغناطیسی بر پوش موج، الف) موج پمپ ب) موج دانه ج) موج لانگمیر برای

میدانهای مغناطیسی مختلف در قطبش دایروی چپگرد در زمان $\omega_p=2.8, t=1$82

شکل 4-12- تاثیر میدان مغناطیسی بر پوش موج، الف) موج پمپ ب) موج دانه ج) موج لانگمیر برای

میدانهای مغناطیسی مختلف در قطبش دایروی راستگرد در زمان $\omega_p=2.8, t=1$83

شکل 4-13- تحول زمانی الف) موج پمپ ب) موج دانه ج) موج لانگمیر برای قطبش دایروی چپگرد.....85

شکل 4-14- تحول زمانی الف) موج پمپ ب) موج دانه ج) موج لانگمیر برای قطبش دایروی راستگرد.....86

شکل 4-15- تاثیر میدان مغناطیسی بر پوش موج، الف) موج دانه ب) موج لانگمیر برای میدانهای مغناطیسی مختلف در قطبش دایروی چپگرد در

زمان $\omega_p=2.8, t=1$87

شکل 4-16- تاثیر میدان مغناطیسی بر پوش موج، الف) موج دانه ب) موج لانگمیر برای میدانهای

مغناطیسی مختلف در قطبش دایروی راستگرد در زمان $\omega_p=2.8, t=1$88

مقدمه:

از زمان اختراع لیزر، همیشه تمایل فراوانی برای افزایش توان و شدت پالسهای لیزری بوده است. چرا که با داشتن لیزرهایی با شدت و توان بالا می توان قدمهای مهمتری را در مرزهای دانش بخصوص در اپتیک غیرخطی، شتاب دهی ذرات و کاربردهای وابسته برداشت. علاوه بر آن با استفاده از لیزرهای با شدت بالا می توان به کمک اثرات غیرخطی پالسهای کوتاهتر بدست آورد [1] که می توانند منجر به بوجود آمدن فرایندهای سریعتر شوند [2]. در طول سه دهه گذشته توانایی بشر برای تقویت پالس لیزر قابل توجه بوده و انقلابی در علم و تکنولوژی مربوط به لیزر بوجود آورده است. تاکنون سه روش برای تقویت پالس لیزری پیشنهاد و بکار گرفته است. اولی روش CPA^1 است که در سال 1985 معرفی شده است [3]. دومی روش $OPCPA^2$ می باشد [4] و روش سوم که پانزده سال پیش پیشنهاد شده است بر پایه مکانیسم پس پراکندگی رامان استوار می باشد [5]. دو روش اول اگرچه به کرات به کار برده می شوند ولی با افزایش بیش از حد شدت پالس، کاربرد خود را از دست می دهند چرا که برای شدت های بالا، محیط های اپتیکی دیگر توانایی خود را از دست داده و دچار آسیب می شوند. روش سوم که در محیط پلاسما صورت می گیرد، دارای چنین محدودیتی نبوده و لذا امروزه کاندیدای اصلی برای تقویت پالس های لیزری به شمار می رود. علاوه بر اینکه پلاسما محیطی است که در حضور پالسهای شدید لیزری دچار تخریب نمی شود بلکه برخلاف دو روش دیگر که نیاز به سیستم اپتیکی با ابعاد بزرگ دارند، عمل تقویت پالس در یک حجم کوچک پلاسما صورت می گیرد. در این روش، پلاسما بعنوان یک واسطه عمل کرده و باعث انتقال انرژی از پالس پمپ طویل با انرژی زیاد به پالس کوتاه دانه با شدت پایین می شود. این مکانیسم را می توان چنین به تصویر کشید که در آن یک موج الکترومغناطیسی (موج پمپ³) به یک موج الکتروستاتیکی (موج پلاسما) و موج الکترومغناطیسی دیگر (موج دانه⁴) واپاشیده می شود. یک فرایند بازخوردی به وجود آمده و باعث انتقال انرژی از موج پمپ به موج دانه می شود. بدین ترتیب موج دانه بی محابا رشد پیدا کرده و یک پالس لیزری با شدت و توان بالا بوجود می آید [6]. این پژوهش نه تنها از نظر کاربردی جذابیت زیادی دارد بلکه از دیدگاه فیزیک پلاسما بنیادی و اپتیک غیرخطی نیز شایان توجه زیادی است. گسترش علم و تکنولوژی لیزر در رابطه با تولید پالس های با شدت و توان بالا نه تنها کاربرد آنرا روز افزون می کند بلکه افقهای جدیدی را در مطالعات مربوط به فیزیک بنیادی پیش چشم ما قرار می دهد [7,8]. با داشتن لیزرهای شدید و پرتوان راه

¹ Chirped pulse amplification

² Optical parametric chirped pulse amplification

³ Pump wave

⁴ Seed wave

رسیدن به همجوشی لیزری هموارتر می شود. همچنین کاربردهای بیشتری از جمله در پزشکی و صنعت پیدا می کند. از نظر فیزیک بنیادی، با دست یافتن به پالسهای شدید و با طول کوتاهتر، امکان بررسی پدیده هایی که در بازه های زمانی کوتاه تر رخ می دهند میسر می گردد. به عبارت دیگر مقیاس زمانی اندازه گیری بشر کوچک تر می شود. افزایش شدت پالسهای لیزری، می تواند موجب پیشبرد زیادی در بررسیهای مربوط به فیزیک هسته ای و فیزیک انرژیهای بالا شود. با تولید پالسهایی با شدت و توان بالا می توان به میدان هایی دست پیدا کرد که می توانند به ذرات انرژی در بازه 1 تا 1000 GeV را منتقل کنند که برای مطالعات در حیطه فیزیک هسته ای، فیزیک انرژیهای بالا و فیزیک خلاء کافی به نظر می رسد. امروزه افق دید بشر دست یافتن به پالسهایی با توان $10^{25} W/cm^2$ و با دیرش در محدوده آتوتانیه تا زپتوتانیه می باشد. استفاده از مکانیسم پس پراکندگی رامان¹ در پلاسما اولین بار توسط مالکین و همکاران² [5] در سال 1999 پیشنهاد شد و توسط همین گروه توسعه یافت [9]. در رژیم خطی پراکندگی رامان که برای شدتهای میانه (برای شدتهای کمتر از $10^{14} W/cm^2$) دامنه پالس دانه به صورت $a_1 e^{\gamma_0 t}$ رشد پیدا می کند [10] که در آن $\gamma_0 = a_0 (\omega_p \omega_0 / 2)^{1/2}$ نرخ رشد، a_0 دامنه موج پمپ، a_1 دامنه موج دانه (پروب)، ω_0 فرکانس موج پمپ و ω_p فرکانس پلاسما است. با وجود این نرخ رشد قابل توجه، فرایندهایی مانند پراکندگی رامان خودبخودی، میرایی لاندائو³، پراکندگی رامان پیشرو، شکست موج و تله اندازی ذرات وجود دارند که باعث زودتر تهی شدن موج پمپ شده و از ادامه تقویت موج دانه جلوگیری می کنند. همچنین در رژیم خطی به خاطر پهنای باند کم پراکندگی رامان (برابر $2\gamma_0$) و ناپایداری همرفتی مرتبط با آن باعث افزایش دیرش پالس شده و کارایی این مکانیسم را به عنوان یک عامل تقویت کننده پایین می آورد. شوتس و همکارانش⁴ [11,9,5] قابلیت اثرات غیرخطی محیط در بوجود آوردن پالس های سالیتون گونه با دیرش بسیار کوتاه که از طریق تهی شدگی پالس پمپ حاصل می شود را به عنوان یک عامل از بین برنده محدودیتهای ذکر شده در بالا پیشنهاد دادند. نقش اثرات جنبشی در مدل بندی پراکندگی رامان پالس لیزری بوسیله بالاکین و همکاران⁵ [12]، بنیستی و همکاران⁶ [13] و چاپمن و همکاران⁷ [14] مورد بررسی قرار گرفته است. اثرات مربوط به چیرپ شدن پالس در مراجع [17,16,15] مطالعه شده است. نقش شکست امواج پلاسما بر متراکم سازی پالس لیزر از طریق پس پراکندگی رامان بوسیله یامپولسکی و فیش⁸ [18] بررسی شده است. نقش شدت و دیرش پالس بر تقویت پالس بوسیله پس پراکندگی رامان بوسیله مالکین و همکاران مطالعه شده است [19].

¹ Raman backscattering

² Malkin et al

³ Landau damping

⁴ Shvets et al

⁵ Balakin et al

⁶ Benisti et al

⁷ Chapman et al

⁸ Fisch et al

اولین کار تجربی در زمینه تقویت رامان پالس لیزری در رژیم غیرخطی که در آن پالسی با دیرش پیکوثانیه تبدیل به پالس فمتوثانیه شد، بوسیله چنگ و همکاران^۱ [20] صورت گرفته است. اخیراً آزمایشی انجام شد که در آن با استفاده از تقویت رامان پالس نانوثنانیه تبدیل به پالس پیکوثانیه شد [21]. تقویت پالس لیزری با استفاده از پس پراکندگی رامان با استفاده از شبیه سازی چند بعدی PIC^۲ بوسیله ترینس و همکاران^۳ بررسی شده است [22]. اخیراً در مرجع [23] تقویت رامان پالس دانه گاوسی در پلاسمای نامغناطیده و بدون در نظر گرفتن اثرات نسبیتی مورد مطالعه قرار گرفته است. ما در این پایان نامه تقویت رامان پالس دانه گاوسی در پلاسمای مغناطیده و با در نظر گرفتن اثرات نسبیتی مورد کنکاش قرار داده‌ایم.

¹ Cheng et al

² particle-in-cell

³ Trines et al

فصل اول

مفاهيم اوليه پلاسما

1-1 تعریف پلاسما

به زبان ساده هر گاز یونیزه‌ای را می‌توان پلاسما نامید. ولی مقدار یونیزاسیون باید به قدری باشد که دینامیک ذرات بیشتر به وسیله‌ی نیروهای الکترومغناطیسی کنترل شود تا نیروهای هیدرودینامیکی. هر گاز یونیزه‌ای را که شبه خنثی بوده و حرکات جمعی در آن غالب باشد را پلاسما گویند. حرکات جمعی به خاطر وجود نیروهای دوربرد کولمبی به وجود می‌آید. و واژه پلاسما از یک لغت یونانی $\pi\lambda\alpha\sigma\mu\alpha$ گرفته شده است و به معنی هر چیز قالب ریزی شده یا ساخته شده است؛ برای اولین بار این اصطلاح پلاسما را لانگمویر در سال 1923 در حین مطالعه تخلیه الکتریکی در گازها به کار برد. [24]

در حالت تعادل ذرات تشکیل دهنده‌ی پلاسما داری حرکت نامنظم و اتفاقی حرارتی هستند. برای توصیف این حرکت بهتر است تصور فیزیکی از دما را مرور کنیم. گازی که در تعادل گرمایی است دارای ذرات با تمام سرعت‌ها بوده و از توزیع ماکسولی¹ پیروی می‌کند. برای هر مولفه‌ی پلاسما از عبارت T_α برای مشخص کردن دمای آن مولفه استفاده می‌شود و تابع توزیع ماکسولی سرعت‌ها برای ذره‌ی نوع α به شکل زیر تعریف شود

$$f(\vec{v}_\alpha) = n_\alpha \left(\frac{m_\alpha}{2\pi KT_\alpha} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{P_\alpha^2}{2m_\alpha KT_\alpha}} \quad (1-1)$$

که در این جا K ثابت بولتزمن² و مقدار عددی آن برابر است با: $K = 1.38 \times 10^{-23} J/K$ و P_α اندازه‌ی

کل حرکت ذره‌ی α و m_α جرم ذره‌ی α و n_α چگالی ذره‌ی α است

$$\vec{P}_\alpha = m_\alpha \vec{v}_\alpha = m_\alpha (v_{\alpha x} \hat{i} + v_{\alpha y} \hat{j} + v_{\alpha z} \hat{k}) \quad (2-1)$$

لازم به ذکر است که ضریب تابع توزیع طوری انتخاب شده است که

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{v}_\alpha) d^3 \vec{v}_\alpha = n_\alpha \quad (3-1)$$

که در اینجا \vec{v}_α سرعت متوسط ذرات α است. هرگاه متوسط انرژی برای ذره‌ی α حساب شود

¹ Maxwellian distribution

² Boltzman constant

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 \right\rangle &= \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} m_{\alpha} (v_{\alpha x}^2 + v_{\alpha y}^2 + v_{\alpha z}^2) \exp \left[\frac{-m_{\alpha} (v_{\alpha x}^2 + v_{\alpha y}^2 + v_{\alpha z}^2)}{2KT_{\alpha}} \right] dv_{\alpha x} dv_{\alpha y} dv_{\alpha z}}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} \exp \left[\frac{-m_{\alpha} (v_{\alpha x}^2 + v_{\alpha y}^2 + v_{\alpha z}^2)}{2KT_{\alpha}} \right] dv_{\alpha x} dv_{\alpha y} dv_{\alpha z}} \\ &\Rightarrow \left\langle \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 \right\rangle = \frac{3}{2} KT_{\alpha} \end{aligned} \quad (4-1)$$

نتیجه‌ی کلی این است که متوسط انرژی برای هر درجه آزادی برابر با $(1/2)KT_{\alpha}$ است این نتیجه با استفاده از هم‌پاری انرژی قابل پیش‌بینی بود.

جالب است که پلاسما می‌تواند در یک زمان چندین دما داشته باشد. اغلب اتفاق می‌افتد که یون‌ها و الکترون‌ها، توزیع ماکسولی جداگانه‌ای با دماهای مختلف T_e و T_i دارند. این حالت با توجه به این که آهنگ برخورد بین خود یون‌ها یا خود الکترون‌ها بیشتر از آهنگ برخوردهای بین یک یون و یک الکترون است می‌تواند پیش بیاید. بنابراین، هر یک از گونه‌ها می‌تواند در تعادل گرمایی مخصوص به خودش باشد، ولی پلاسما ممکن است آنقدر دوام نیابد تا این دو دما با هم مساوی شوند. هنگامی که میدان مغناطیسی B وجود دارد، حتی یک گونه، مثلاً یون‌ها، می‌تواند دارای دو دما باشد. دلیل این است که نیروهای وارد بر یک یون در امتداد B و عمود بر B با هم متفاوتند (به علت نیروی لورنتس¹) بنابراین، مؤلفه‌های سرعت عمود بر B و موازی با B ممکن است متعلق به توزیع‌های ماکسولی متفاوتی با دماهای T_{\parallel} ، T_{\perp} باشند. در حالتی که دمای یون‌ها و دمای الکترون‌ها با هم برابر باشد پلاسما را متعادل می‌گویند [24].

1-2 مشخصات پلاسما

یکی از مشخصات اساسی پلاسما، که پلاسما را از گازهای معمولی متمایز می‌سازد، خصوصیت ایجاد حفاظ در مقابل پتانسیل‌های الکتریکی است. هرگاه در محدوده‌ای از پلاسما به علت حضور بارخالص در آن پتانسیلی ایجاد شود، ذرات با بار مخالف در این ناحیه طوری آرایش می‌یابند که اثر این پتانسیل را خنثی می‌کنند. بدیهی است که در یک پلاسمای سرد که هیچ‌گونه حرکت حرارتی وجود ندارد ذرات مخالفی که بارشان برابر با بار موضعی خارجی ایجاد شده است می‌توانند در ناحیه نازکی از فضا اثر حفاظ‌سازی را انجام داده و پتانسیل خارجی را سریعاً خنثی نمایند. ولی به علت وجود حرکت حرارتی در ذرات پلاسما، همواره جایی که انرژی ذرات با انرژی الکتروستاتیک ایجاد شده برابر است، ذرات می‌توانند از چاه پتانسیل فرار کنند. بنابراین گستردگی ابر حفاظ تا ناحیه‌ای از فضا خواهد بود که در آن انرژی جنبشی KT ی ذرات برابر با انرژی پتانسیل الکتروستاتیک در آن نقطه باشد.

¹ Lortantze force

حال به محاسبه‌ی ضخامت تقریبی این ناحیه می‌پردازیم. فرض می‌کنیم که باری نقطه‌ای به اندازه‌ی q در داخل پلاسما واقع شده است برای پیدا کردن پتانسیل از معادله‌ی پواسون استفاده می‌کنیم

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad \rho = e(n_i - n_e) \quad (5-1)$$

که در اینجا $\varphi, \rho, e, n_e, n_i, \epsilon_0$ به ترتیب پتانسیل الکترویکی، چگالی بار، بار الکترویکی، چگالی الکترون، چگالی یونی و نفوذپذیری الکترویکی در خلاء است در حضور پتانسیل الکترویکی φ تابع توزیع برای الکترون‌ها و یون‌ها به شکل زیر خواهد بود

$$f_\alpha = A_\alpha e^{-\frac{\left(\frac{1}{2}mv^2 + q_\alpha \varphi\right)}{KT_\alpha}}, \quad (\alpha = i, e) \quad (6-1)$$

برای پیدا کردن چگالی ذرات کافی است که از عبارت بالا روی تمام سرعت‌ها انتگرال بگیریم. این امر سبب حذف سرعت از تابع توزیع می‌شود. برای پیدا کردن ضریب ثابت تابع توزیع، کافی است به این حقیقت دقت شود که در فواصل خیلی دور از بار q پتانسیل به صفر و چگالی به اندازه‌ی غیراختلالی خود n_0 میل می‌کند. بنابراین داریم

$$n_e = n_0 e^{\frac{e\varphi}{KT_e}}, \quad n_i = n_0 e^{\frac{e\varphi}{KT_i}} \quad (7-1)$$

در این جا از خاصیت شبه‌خنثی بودن پلاسما استفاده شده است، یعنی فرض شده است که در حالت تعادل ترمودینامیکی $n_{0i} = n_{0e} = n_0$. برای سهولت فرض می‌کنیم که نسبت جرم یون به الکترون (M/m) آن قدر زیاد است که در زمان اندازه‌گیری پتانسیل، یون‌ها نتوانسته‌اند حرکت قابل ملاحظه‌ای انجام دهند و فقط زمینه‌ی مثبتی از بار را تشکیل داده‌اند و بنابراین فعلاً از اثر اختلال دانسیته‌ی یون‌ها در حفاظسازی صرف نظر می‌شود. در این صورت از معادله‌ی پواسون¹ با احتساب تابع توزیع خواهیم داشت

$$\nabla^2 \varphi = \frac{en_0}{\epsilon_0} \left(e^{\frac{e\varphi}{KT_e}} - 1 \right) \quad (8-1)$$

معادله‌ی دیفرانسیل بالا یک معادله‌ی غیرخطی است زیرا تابع φ که باید شکل ریاضی آن پیدا شود خود در طرف راست در داخل تابع نمایی ظاهر شده است. برای حل تحلیلی خود را محدود می‌کنیم به نواحی که در آن $e\varphi / KT_e \ll 1$ در این صورت پس از بسط تابع نمایی و اختیار کردن جمله‌ی خطی خواهیم داشت

$$\nabla^2 \varphi = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 KT_e} \varphi = \frac{\varphi}{r_{De}^2} \quad (9-1)$$

¹ Poisson

هرگاه q یک بار نقطه‌ای باشد، در این صورت به خاطر تقارن کروی باید داشته باشیم $\varphi = \varphi(|\vec{r}|)$ که در این جا \vec{r} بردار مکان است. جوابی به صورت زیر برای این معادله در نظر می‌گیریم

$$\varphi(r) = \frac{c}{r} e^{-\frac{r}{r_{De}}} \quad (10-1)$$

که در این جا c یک ثابت و r_{De} طول حفاظ دمای^۱ الکترون، $r_{De} = \left(\varepsilon_0 K T_e / n_0 e^2 \right)^{\frac{1}{2}}$ است برای پیدا کردن ثابت c کافی است دقت شود که در فواصل کوچک r ، جایی که عمل حفاظسازی کامل نیست، پتانسیل باید به پتانسیل کولمبی برای یک بار نقطه‌ای به بار تبدیل شود. به عبارتی داریم $(c = q)$

$$\varphi(r) = \frac{q}{r} e^{-\frac{r}{r_{De}}} \quad (11-1)$$

با توجه به شکل پتانسیل پیدا است که هر اندازه طول دمای، r_{De} ، کوچک‌تر باشد پتانسیل سریع‌تر افت می‌کند. در واقع طول دمای فاصله‌ای است که در آن فاصله پتانسیل به $1/e$ مقداری که باید در غیاب عمل حفاظسازی داشته باشد، افت می‌کند. همان طوری که انتظار می‌رود این فاصله با افزایش دمای T_e افزایش و با افزایش چگالی الکترونی کاهش می‌یابد. با احتساب اختلال در چگالی یون‌ها و به عبارتی با احتساب حرکت یون‌ها طول دمای به شکل زیر تغییر می‌یابد

$$r_D^{-2} = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0} \left(\frac{1}{K T_e} + \frac{1}{K T_i} \right) \quad (12-1)$$

در ضمن طول دمای برای یون از رابطه زیر بدست می‌آید

$$r_{Di}^{-2} = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 K T_i} \quad (13-1)$$

پدیده حفاظ دمای در دستگاه‌های تک مولفه‌ای، نظیر جریان‌های الکترونی در کلیسترون‌ها و مگنترون‌ها یا باریک‌ پروتونی در سیکلوترون^۴، به شکل تغییر یافته‌ای رخ می‌دهد. در چنین موردی، هر تجمع موضعی از ذرات باعث یک میدان الکتریکی حفاظت نشده بزرگ می‌شود مگر آن که چگالی بسیار کوچک باشد. پتانسیل اعمال شده‌ی خارجی با تنظیم چگالی نزدیک الکتروود دفع می‌شود.

یکی دیگر از خواص اساسی پلاسما، خاصیت شبه خنثایی آن است، و این بدان مفهوم است که پلاسما در حالت میانگین در فواصل زمانی نسبتاً زیاد و در فواصل بزرگ ماکروسکوپیکی خنثی می‌باشد. در فواصل کوچک و

¹ Debye

² Clystrons

³ Magnetrons

⁴ Cyclotrons

میکروسکوپیک به علت وجود حرکات حراراتی ذرات، همواره افت و خیزهایی در چگالی ذرات وجود داشته و پلاسما غیرخنثی است. در صورتی که ابعاد L یک دستگاه بزرگتر از r_{De} باشد، آن گاه هر زمانی که تمرکزهای موضعی بار بوجود آیند یا پتانسیل‌های خارجی به دستگاه اعمال شوند، در مقابلشان حفاظی در فاصله کوتاه در مقایسه با L ایجاد می‌شود و این امر سبب می‌شود که قسمت عمده‌ی پلاسما از پتانسیل‌ها یا میدان‌های الکتریکی قوی آزاد نگه داشته می‌شود. پلاسما "شبه خنثی" است؛ یعنی به اندازه کافی خنثی است که می‌توان فرض کرد $n_{0i} \approx n_{0e} \approx n_0$ که در آن n چگالی مشترک است و چگالی پلاسما نامیده می‌شود، ولی آنقدر خنثی نیست که همه‌ی نیروهای الکترومغناطیسی مورد توجه صفر باشند.

ایجاد اختلال در خنثی بودن ماکروسکوپیک پلاسما، سبب پیدایش میدان‌های الکترومغناطیسی در پلاسما و حرکت ذرات باردار در پلاسما می‌شود که این ذرات به نوبه‌ی خود بر دینامیک دیگر ذرات و نیز بر نحوه‌ی تغییرات میدان‌های الکترومغناطیسی تأثیر گذاشته، سبب بروز رفتار جمعی در پلاسما می‌شود. رفتار جمعی برای حفاظ دبای وقتی معتبر است که ذرات در ابر بار به تعداد کافی وجود داشته باشند. اگر در ناحیه غلاف فقط یک یا دو ذره وجود داشته باشد، حفاظ دبای به‌طور آماری، مفهوم معتبری نخواهد بود. با استفاده از معادله (14-1) می‌توانیم تعداد N_D ی ذرات در یک «کره دبای» را محاسبه کنیم

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi r_D^3 = 1.38 \times \frac{10^6 T^{\frac{3}{2}}}{n^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{T بر حسب K}) \quad (14-1)$$

علاوه بر شرط $r_{De} \ll L$ ، خاصیت «رفتار جمعی» ایجاب می‌کند که

$$N_D \gg 1 \quad (15-1)$$

پس همان‌طور که قبلاً هم اشاره کردیم ظهور رفتار جمعی در پلاسما یکی از اساسی‌ترین خواص پلاسما می‌باشد. در حالت کلی رفتار جمعی بدان مفهوم است که در یک پدیده‌ی فیزیکی که در پلاسما اتفاق می‌افتد تعداد زیادی از ذرات پلاسما شرکت می‌نمایند [24,25]

3-1 معیارهای پلاسما

تاکنون دو شرط برای اینکه یک گاز یونیده را بتوان پلاسما نامید مطرح کرده‌ایم. شرط سوم به برخوردها مربوط است. برای مثال، گاز یونیده ضعیف در خروجی یک جت مشخصات یک پلاسما را ندارد زیرا بارها آنقدر با اتم‌های خنثی برخورد می‌کنند که حرکت آن‌ها توسط نیروهای هیدرودینامیک¹ معمولی تعیین می‌شود نه توسط نیروی الکترومغناطیسی². اگر ω بسامد نوعی نوسان‌های پلاسما و τ زمان متوسط بین برخوردها با اتم‌های

¹ Hydrodynamics

² Electromagnetics

خنثی باشد، برای آن که گاز مانند پلاسما و نه یک گاز خنثی، رفتار کند لازم است که $\omega\tau > 1$. بنابراین، سه شرط مشخص کننده ی پلاسما عبارتند از:

$$1. \quad r_{De} \ll L$$

$$2. \quad N_D \gg 1$$

$$3. \quad \omega\tau > 1$$

1-4-4 کاربردهای فیزیک پلاسما

پلاسماها را می‌توان با دو پارامتر n و KT_e مشخص کرد. کاربردهای پلاسما گسترده‌ی بسیار وسیعی از n و KT_e را در بر می‌گیرند. بعضی از این کاربردها را به اختصار در زیر بیان می‌کنیم.

1-4-1-1 تخلیه‌های گازی

قدیمی ترین کار با پلاسما را لانگمویر^۱، تانکس^۲ و همکاران آن‌ها در دهه‌ی ۱۹۲۰ انجام دادند. انگیزه‌ی این تحقیق نیاز به توسعه‌ی لوله‌های خلأ بود طوری که بتوانند جریان‌های زیاد را عبور دهند. اینجا بود که پدیده‌ی حفاظ کشف شد. امروزه تخلیه‌های گازی در یکسوکننده‌های جیوه‌ای، تیراترون^۳‌های، هیدروژن، ایگنیترون^۴‌ها، جرقه‌های الکتریکی، قوس‌های جوشکاری، لامپ‌های فلئورسان و نئون، و تخلیه‌های آذرخشی دیده می‌شوند.

1-4-2 همجوشی گرما هسته‌ای کنترل شده

فیزیک پلاسمای جدید حدوداً از سال ۱۹۵۲ هنگامی که کنترل شدن واکنش همجوشی بمب‌های هیدروژنی برای ساختن رآکتور پیشنهاد شد آغاز می‌گردد. باریکه‌های شتابدار دوترون‌ها^۵ که هدفی را بمباران می‌کنند مؤثر نخواهد بود، زیرا اغلب آن‌ها قبل از آن که واکنش همجوشی انجام دهند انرژی خود را به علت پراکندگی از دست می‌دهند. بنابراین لازم است پلاسمایی را بوجود آوریم که انرژی‌های گرمایی در آن حدود 10keV باشند. مسئله‌ی گرم کردن و نگهداری چنین پلاسمایی باعث رشد سریع علم فیزیک پلاسما از سال ۱۹۵۲ بوده است.

1-4-3 فیزیک فضا

کاربرد مهم دیگر فیزیک پلاسما در مطالعه‌ی فضای اطراف زمین است. جریان دائمی از ذرات باردار، باد خورشیدی نامیده می‌شود. پارامترهای نوعی در باد خورشیدی^۶ عبارتند از $n = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ ، $KT_i = 10\text{eV}$.

¹ Longmuir

² Tonks

³ Tiratron

⁴ Ignitrons

⁵ Dutrons

⁶ Solar Wind

Family name: Taghavi Sefidan	Name: Fardin
Title of Thesis: Laser pulse amplification using Raman scattering in plasmas	
Supervisor: Ph.D Jafar Borhanian Advisor: Ph.D Yousf Kamali	
Graduate Degree: Master of Science Major: Atomic and molecular physics Specialty: Plasma University: Mohaghegh Ardabili Faculty: Basic Science Graduation date: February 17,2016 Number of pages: 98	
<p>Abstract:</p> <p>In the present thesis, some of the first principle plasma physics is received. Then we have surveyed the basic elements of laser plasma interaction, especially some nonlinear phenomena that occurs in interaction of laser pulse with plasmas, e.g., self-focusing, parametric instabilities, harmonic generation and soon. The stimulated Raman scattering in a nonrelativistic unmagnetized plasma is investigated and coupled evolution equations are derived from first principles. A closed form relations for dispersion relation growth rate is obtain for Raman scattering. The main goal of this study is to investigate the impact of magnetic field on amplification of seed pulse using stimulated Raman scattering. To do so, three coupled evolution equation are derived from Maxwell- fluid equation are describing the evolution of the envelopes of pump, seed and langmuir waves. The amplification of circularly polarized seed pulse in a linear regime (with pump depletion) and in a nonlinear regime (wih pump depletion) are investigated. In the linear regime we have used the integral transformation, while the Spilet- Step-Fourier method is employed in the nonlinear regime to solve the coupled equation</p>	
Keywords: parametric instabilities, stimulated Raman scattering, Dispersion relation, Growth rate, A amplification of seed pulse, Split-Step Fourier method	



University of Mohaghegh Ardabili

Faculty of Science

Department of Physics

**Thesis submitted in partial fulfilment of the requirements for the degree of
M.Sc. in Atomic and Molecular Physics – specialized in Plasma**

Title:

Laser pulse amplification using Raman scattering in plasmas

Supervisor:

Ph.D Jafar Borhanian

Advisor(s):

Ph.D Yousef Kamali

By:

Fardin Taghavi Sefidan

February 2016