

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده فیزیک و مهندسی هسته ای

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک اتمی مولکولی

عنوان پایان نامه:

بررسی شتاب گیری الکترون در میدان دنباله ای و موج زنش ایجاد شونده در

برهمکنش لیزر پلاسما

نگارنده:

یونس آبیل

اساتید راهنما :

جناب آقای دکتر مهدی مومنی

سرکار خانم دکتر سمیه مهربابیان

شهریور ۱۳۹۶

شماره: ۱۳۸۸۸
تاریخ: ۹۴/۸/۲

باسمه تعالی



مدیریت تحصیلات تکمیلی

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

با نام و یاد خداوند متعال، ارزبانی جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد خاتم / آقای یونس آیل با شماره دانشجویی ۹۲۳۳۴۴۴ رشته فیزیک گرایش اتمی و مولکولی تحت عنوان بررسی نشتاب گیری الکترون در میدان دنباله ای و موج زینش ایجاد شونده در بر همکنش لیزر و پلانسیما که در تاریخ ۱۳۹۶/۶/۲۱ با حضور هیات محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می گردد:

قبول (با امتیاز ۱۷/۲) درجه مردود

نوع تحقیق: نظری عملی

امضاء	مرتبه علمی	نام و نام خانوادگی	عضو هیات داوران
	استادیار	دکتر مهدی مومنی	۱- استاد راهنمای اول
	استادیار	دکتر سمیه مهربان	۲- استاد راهنمای دوم
			۳- استاد مشاور
	استادیار	دکتر مسلم سوهانی	۴- نماینده تحصیلات تکمیلی
	استادیار	دکتر سید ایمان حسینی	۵- استاد ممتحن اول
	استادیار	دکتر مجتبی هاشم زاده	۶- استاد ممتحن دوم

نام و نام خانوادگی رئیس دانشکده:
 تاریخ و امضاء و مهر دانشکده:
 (در مدت مجاز تحقیق) می تواند از پایان نامه خود دفاع نماید (دفاع تبصره: در صورتی که کسی مردود شود حداکثر یکبار دیگر (در مدت مجاز تحقیق) می تواند از پایان نامه خود دفاع نماید (دفاع مجدد نباید زودتر از ۴ ماه برگزار شود).

تقدیم به

آستان حقیقت و آنان که وصالش را می‌جویند و آنان که در آغوشش کشیده اند و آنان که خود، عین حقیقت اند.

تشکر و قدردانی

محضر ارزشمند پدر و مادر عزیزم که در سختی‌ها و دشواری‌های زندگی همواره یآوری دلسوز و فداکار و پشتیبانی محکم و مطمئن برایم بوده‌اند سپاسگزار کسانی هستم که سرآغاز تولد من هستند.

تعهد نامه

این جانب یونس آبیبل دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک دانشکده فیزیک و مهندسی هسته ای دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه بررسی شتاب گیری الکترون در میدان دنباله ای و موج زنش ایجاد شونده در برهمکنش لیزر پلاسما تحت راهنمایی جناب آقای دکتر مهدی مومنی و سرکار خانم دکتر سمیه مهربان متعهد می شوم:

- تحقیقات در این پایان نامه توسط این جانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش های 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 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 بافت های آن ها) 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 اخلاق انسانی رعایت شده است.

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه های رایانه ای، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود 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

در این پژوهش به بررسی شتاب گیری الکترون در دوشتاب دهنده پلاسمایی موج زنش و میدان دنباله ای پالس لیزر پرداخته شد. در قسمت شتاب دهنده موج زنش با استفاده از معادلات ماکسول و معادلات حاکم بر تکانه الکترون، برهمکنش دو پالس لیزر که اختلاف فرکانس آنها برابر با ω_p است با پلازما مورد بررسی قرار گرفته و معادله حاکم بر کمیت x که متناسب با پتانسیل الکتریکی است، بدست آمد. سپس با حل این معادله، تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و n/n_0 بر حسب $\omega_p \tau$ رسم گردید در اثر افزایش شدت لیزر روند افزایشی برای x ، میدان الکتریکی و n/n_0 تا زمان اشباع مشاهده گردید که زمان اشباع با دور شدن از حالت رزونانس به تعویق می افتد و در نتیجه آن مقادیر میدان و n/n_0 افزایش می یابد. نتایج نشان می دهد که با افزایش شدت پالس لیزر، پروفایل چگالی نسبی (n/n_0) از حالت سینوسی خارج می گردد و پیک های چگالی تیز تر می شود. در قسمت شتاب دهنده میدان دنباله ای نیز با استفاده از معادلات ماکسول و معادله پوآسون، معادله حاکم بر تغییرات پتانسیل برداری پالس لیزر و پتانسیل الکتریکی ایجاد شونده در پلازما بدست آمد. پس از حل معادله حاکم بر پتانسیل الکتریکی، تغییرات پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ بر حسب مکان رسم گردید. نتایج نشان می دهد که با افزایش شدت پالس لیزر، مولفه z میدان الکتریکی و پتانسیل الکتریکی نرمالیزه افزایش می یابند. همچنین پروفایل چگالی نسبی شروع به افزایش کرده و به تدریج از حالت سینوسی خارج شده و تیزتر می شود.

واژه های کلیدی: شتاب دهنده، میدان دنباله ای، موج زنش، لیزر، پلازما

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱.....	فصل اول
۱.....	شتاب دهنده ها
۲.....	۱-۱ شتاب دهندهها.....
۳.....	۱-۱-۱ انواع شتابدهندهها.....
۴.....	۲-۱ پیشینه شتاب دهندهها.....
۷.....	۳-۱ اهمیت و کاربرد شتابدهندهها.....
۷.....	۱-۳-۱ شتابدهنده برای کاربردهای پزشکی.....
۷.....	۲-۳-۱ شتابدهنده برای کاربردهای صنعتی.....
۸.....	۳-۳-۱ شتاب دهندهها در کنترل عوامل مضر زیست محیطی.....
۸.....	۴-۳-۱ شتابدهندهها در امور امنیتی و دفاعی.....
۸.....	۵-۳-۱ کاربرد شتاب دهندهها در تحقیقات علمی.....
۹.....	۴-۱ مزایا و معایب برخی شتابدهندهها.....
۱۰.....	۵-۱ شتابدهندههای لیزر-پلاسمایی.....
۱۶.....	۶-۱ شتابدهی الکترونها.....
۱۷.....	فصل دوم

پلاسما و لیزر ۱۷

۱-۲ پلاسما ۱۸

۱-۱-۲-۱ خواص پلاسما ۲۱

۱-۱-۱-۲ طول دبابی ۲۱

۲-۱-۱-۲ پارامتر پلاسما ۲۲

۳-۱-۱-۲ فرکانس پلاسما ۲۳

۲-۱-۲ ویژگیهای مهم پلاسما ۲۳

۱-۲-۱-۲ شبه خنثایی ۲۴

۲-۲-۱-۲ رفتار جمعی ۲۴

۳-۱-۲ معیارهای پلاسما ۲۴

۲-۲ امواج الکترومغناطیسی در یک پلاسمای سرد ۲۵

۳-۲ لیزر ۲۹

۴-۲ برهمکنش لیزر-پلاسما ۳۴

۲-۴-۲ حرکت ارتعاشیو سوقی الکترونها در میدان الکترومغناطیسی ۳۷

فصل سوم ۴۱

موج زنش پلاسمایی ۴۱

۱-۳-۱-۳ شتابدهندههای موج زنش پلاسمایی ۴۲

۴۳.....۲-۳-امواج غیر خطی در یک پلاسما

۶۳.....**فصل چهارم**

۶۳.....**شتاب دهنده میدان دنباله‌ای پلاسمایی**

۶۴.....۱-۴-شتابگرهای میدان دنباله‌ای پلاسمایی

۶۶.....۲-۴-فرمولبندی غیر خطی

۸۱.....**فصل پنجم**

۸۱.....**شتاب گیری الکترون**

۸۲.....۱-۵-مقدمه

۸۳.....۲-۵-اصول شتاب دهنده پلاسما

۸۴.....نتیجه گیری

۸۵.....پیشنهادات

۸۶.....مراجع

فهرست شکل ها

عنوان	صفحه
شکل ۱-۱: شتاب دهنده میدان دنباله ای لیزر-پلازما.....	۱۲
شکل ۱-۲: شتاب دهنده موج زنش پلاسمایی.....	۱۳
شکل ۱-۳: شتاب دهنده دنباله ای لیزر خود مدوله شده.....	۱۴
شکل ۱-۴: طرح یک بعدی ساده از تحریک موج پلاسمای نسبیته (دنباله ای) توسط (a) پالس کوتاه لیزری (LWFA). (b) پالس کوتاه باریکه الکترونی (PWFA) که در داخل پلازما منتشر میشود.....	۱۵
شکل ۱-۲: انواع مختلف پلازما در دماهای مختلف.....	۱۹
شکل ۲-۲: حفاظ دبای.....	۲۱
شکل ۲-۳: مقایسه پتانسیل الکتروستاتیک کولنی و پتانسیل دبای.....	۲۲
شکل ۲-۴: طرح کلی سیستم تقویت کننده (CPA).....	۳۰
شکل ۲-۵: روند رشد توان لیزرها در سالهای اخیر.....	۳۱
شکل ۲-۶: اپتیک کلاسیک در مقابل اپتیک نسبیته.....	۳۸
شکل ۳-۱: تشکیل موج زنش دو پالس بلند لیزر.....	۴۲
شکل ۳-۲: تحریک رزونانس یک موج پلاسمای الکترونی توسط دو موج زنشی الکترومغناطیسی (m.,k.) و (m _l ,k _l).....	۴۳

شکل ۳-۳: تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $n/n_0 - 1$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0,05$ و $d\omega = \omega_p$ ۵۷

شکل ۴-۳: تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $n/n_0 - 1$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0,05$ و $d\omega = 0.991\omega_p$ ۵۸

شکل ۵-۳: تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $n/n_0 - 1$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0,5$ و $d\omega = \omega_p$ ۵۹

شکل ۶-۳: تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $n/n_0 - 1$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0,5$ و $d\omega = 0.86\omega_p$ ۶۰

شکل ۱-۴: تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای $a_0 = 0.2$ بر حسب ξ ۷۶

شکل ۲-۴: تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای $a_0 = 0.4$ بر حسب ξ ۷۷

شکل ۳-۴: تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای $a_0 = 0.6$ بر حسب ξ ۷۸

شکل ۴-۴: تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای $a_0 = 0.8$ بر حسب ξ ۷۹

شکل ۵-۴: تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای $a_0 = 1$ بر حسب ξ ۷۹

شکل ۴-۶. تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و

۱- n/n_0 به ازای $a_0 = 1.1$ بر حسب ξ ۸۰

شکل ۵-۱: موج زنش بین دو باریکه که فرکانس های آنها اندکی باهم اختلاف دارند، ۸۲

شکل ۵-۲: پوش پالس کوتاه لیزر الکترون ها را به جلو و عقب می راند و یک موج پلاسما در پشت پالس

لیزر تشکیل میشود ۸۲

فهرست جداول

صفحه	عنوان
۲۵.....	جدول ۱-۲: پارامترهای مربوط به پلاسماهای موجود در جهان
۳۱.....	جدول ۲-۲: آزمایشگاه ها و مراکز تحقیقاتی لیزرهای پرتوان در سطح دنیا

فصل اول

شباب دهنده‌ها

۱-۱ شتاب دهنده‌ها

کسب اطلاع و افزایش دانش تخصصی از دنیای میکروسکوپی زمانی میسر می‌شود که وسایل پژوهشی مورد نیاز آن تهیه گردد. هرچه دنیای مورد تجسس کوچکتر باشد طول موج ذره کاوشگر نیز باید کوچکتر شود تا بتواند وارد آن ناحیه گردد و پس از خروج از آن ناحیه اطلاعات مربوط به آن را به ما بدهد. برای کاهش طول موج ذره باید تکانه و در نتیجه انرژی آن افزایش یابد. سپس برای مطالعه دنیای مولکولها، اتمها، هسته‌ها و نوکلئون‌ها نیاز به انرژی بیشتر و بیشتر داریم. این انرژی توسط دستگاه‌هایی به نام شتاب دهنده‌ها تامین شده و به ذرات کاوشگر داده می‌شود. طیف وسیعی از فوتون‌ها می‌توانند ما را در شناخت دنیای مولکول‌ها و اتمها یاری کنند زیرا در این محدوده به انرژی‌هایی حدود چند ev^1 نیاز داریم ولی در دنیای هسته‌ها که به انرژی حدود Mev نیاز است، باید از شتاب دهنده‌ها استفاده کنیم . [۱]

در سال ۱۹۱۹، رادرفورد موفق به تولید اکسیژن-۱۷ با بمباران نیتروژن معمولی -۱۴ با ذرات آلفا شد. [۲] این ذرات آلفا که در بمباران هسته‌ها مورد استفاده قرار می‌گرفتند دارای انرژی در حدود ۵ تا MeV ۸ بودند. رادرفورد اظهار امیدواری کرد که بتوان ذرات پرانرژی‌تری از ذرات آلفا برای شناسایی شتاب دهنده‌ها ساخت تا بتوان هسته‌های بیشتری را تجزیه نمود. بیش از دو دهه از ساخت اولین شتاب دهنده گذشته بود که فیزیکدانان متوجه شدند ذرات پروتون و نوترون که سازنده هسته بودند خود از ذرات ریزتری ساخته شده‌اند. در همین ایام ذرات دیگری به نام باریون‌ها کشف شد و در نتیجه فیزیکدانان احتیاج به شتاب دهنده‌های با انرژی بالاتر را احساس کردند . [۲]

نیمه دوم قرن بیستم دوره تکامل شتاب دهنده‌ها بود. دانشمندان متخصص شتاب دهنده‌ها یک هدف اساسی را در تحقیقات خود دنبال می‌کردند؛ طراحی و ساخت شتاب دهنده‌هایی که بتوانند به ذرات باردار

¹ electronvolt

انرژی بیشتری بدهند تا بتوانند در قلمرو فیزیک هسته‌ای و فیزیک انرژی‌های بالا به ویژه برای تولید جفت ذره و پادذره به تحقیق بپردازند. تلاشها در این زمینه از ساخت مولدهای الکترواستاتیک چند MeV در سال ۱۹۳۱ آغاز شد و به اختراع سیکلوترون پروتون با انرژی MeV ۲۵۰۰ در سال ۱۹۶۰ انجامید و از آن زمان پروژه‌های عظیمی برای رسیدن به انرژی چند GeV ادامه دارد . [۲]

۱-۱-۱ انواع شتاب‌دهنده‌ها

شتاب دهنده‌ها از نظر میدان الکتریکی اعمال شده بر روی ذرات باردار به دو گروه تقسیم می‌شوند:

الف) شتاب دهنده‌ها با میدان الکتریکی یکنواخت

۱) شتاب دهنده‌ها با مولد آبشاری^۱

۲) شتاب دهنده‌ها با مولد وان دو گراف^۲

ب) شتاب دهنده‌ها با پالس لیزر که شامل:

۱- شتاب دهنده‌های خطی: ذرات در مسیر مستقیم و در اثر اعمال یک میدان الکتریکی متناوب شتاب می‌گیرد.

۲- شتاب دهنده‌ها با مسیر منحنی به کمک یک میدان مغناطیسی بوجود می‌آید. مانند: سیکلوترون، بتاترون. [۳]

^۱ CasCade

^۲ Vande Graff

۱-۲ پیشینه شتاب دهنده‌ها

در سال ۱۸۹۵ Lenard پراکندگی الکترون‌ها در گاز را به صورت تجربی بررسی کرد و الکترون‌ها را تا انرژی کمتر از ۱۰۰ keV رساند. در سال ۱۹۰۶ رادرفورد بمباران صفحه میکا با ذرات آلفای طبیعی را انجام داد و تئوری پراکندگی اتمی را گسترش داد و ذرات آلفا را تا انرژی چند MeV رساند. در سال ۱۹۲۳ Wideroe یک دانشجوی جوان نروژی طرح یک بتاترون را در آزمایشگاه خود به شکل تئوری بدست آورد و دو سال بعد توانست شرایط لازم برای پایداری شعاعی را بدست آورد ولی آن را به چاپ نرساند. در سال ۱۹۲۴ Ising میدان‌های متغییر با زمان را داخل لوله‌های رانش^۱ بوجود آورد و شتاب دهی روزنایی (نوسانی) را بوجود آورد. در سال ۱۹۲۸، Wideroe ایده‌ی Ising با مشخصات نوسانگر ۱ MHz و ۲۵KV را به کار برد و توانست یون‌های پتاسیم ۵۰ keV تولید کند.

در سال ۱۹۱۹، رادرفورد^۲ واکنش هسته‌ای را با ذرات آلفای طبیعی تحریک کرد و به این نتیجه رسید که برای ادامه تحقیقات هسته‌ای، منبع با انرژی زیاد MeV لازم است. در سال ۱۹۲۸، Cockcroft و Walton اولین ژنراتور صنعتی هسته‌ای را با اختلاف پتانسیل ۸۰۰ KV ساختند. در سال ۱۹۲۹، Lawrence، پروتون‌های با انرژی ۴۰۰ MeV، را تولید کرد. در سال ۱۹۴۰، Kerst بتاترون را اختراع کرد و اولین ماشینی که الکترون‌های با انرژی ۲/۲ MeV را تولید می‌کرد ساخت. بعد از آن کرسست^۳ در سال ۱۹۵۰ بزرگترین بتاترون را که در آن زمان الکترون‌ها را تا ۳۰۰ MeV انرژی تولید کرد. [۴]

در سیر تاریخی شتابگرها، همواره هدف رسیدن به انرژی‌های بالاتر است و هر نسل شتابگرها نسبت به نسل قبلی دارای بهره انرژی و شتاب دهی بالاتر است.

^۱ . Drift Tube

^۲ Rutherford

^۳ Kerst

سپس شتابگرهای خطی^۱ RF مطرح شدند که الکترون‌ها روی میدان‌های الکترومغناطیسی AC قرار گرفته و در کاواک‌های RF پیش می‌روند. به طوریکه هیچ محدودیتی برای طول کاواک‌های RF وجود ندارد.

رشته‌ای از کاواک‌های RF را Linac می‌نامند. Linac به الکترون‌ها تا حدود ۱ TeV انرژی می‌دهد و طول هر Linac، ۲۰ km می‌باشد. پس از آن سیکلوترون‌ها ساخته شدند. مثلا Large Hadron Collider، به پروتون‌ها تا ۷ TeV انرژی می‌دهد.

در شتابگرهای دایره‌ای پرتوها می‌چرخند و در آن‌ها بیش از یک بار برخورد رخ می‌دهد ولی شعاع حلقه-های دایره‌ای در این نوع شتابگرها با توجه به بزرگی میدان مغناطیسی محدودیت دارد. در شتابگرهای خطی تنها یک بار برخورد رخ می‌دهد ولی محدودیت طول برای آن‌ها وجود ندارد، بنابراین در این شتابگرها به تعداد بسیار زیادی کاواک‌های شتاب‌دهنده لازم است تا به بهره‌ی انرژی بالایی دست یافت.

بزرگترین شتابگر خطی در استنفورد به طول ۳ km است که بالاترین نیروی شتاب دهی به میزان ۲۵ MeV/m را تولید می‌کند. ذرات Z و W که حامل نیروهای بنیادی مربوط به برهم کنش‌های ضعیف هسته‌ای (نیروی ضعیف بین الکترون‌ها و نوترون‌ها) هستند، در ابر سینکروترون‌های پروتون (SPS)، با برهم کنش پروتون و آنتی پروتون شناخته شده‌اند. شتابگرهای ۱۰۰ GeV و TeV برای کشف پدیده‌های جدید در فیزیک ذرات به کار می‌آیند. به دلیل وجود محدودیت‌های فیزیکی و عملی برای رسیدن به شتاب‌دهی بیشتر، شتابگرهای با انرژی بالا که بر اساس فرکانس‌های رادیویی کار می‌کنند (RF)، بسیار بزرگ و پیچیده هستند. در شتابگرهای خطی RF معمولی، میدان‌های نوسان کننده، به دلیل به MeV/m محدود می‌شوند.

در پلاسمای یونیزه میدان‌های الکتریکی با نیروی شتاب دهی بالا به نام دنباله‌ای^۱ تولید می‌شود. بالاترین دامنه‌ی میدان الکتریکی موج الکترونی پلاسما به صورت

^۱ . Radio Frequency

$$E \left[\frac{v}{m} \right] \cong \quad (1-1)$$

$$\frac{9}{4} (n_e [m^{-3}])^{1/2}$$

می‌باشد، که در آن n_e چگالی پلاسما است. پلاسما یونیزه قادر به تحمل میدان‌های الکتریکی از مرتبه‌ی شکست غیر خطی

$$E = \frac{m_e c \omega_p}{e}, \quad \omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1)$$

(2)

می‌باشد. در محدوده‌ی یک بعدی غیر خطی، شرط شکست موج به صورت زیر می‌باشد:

$$E_e = m_e \omega_p v_p \cong \quad (3-1)$$

$$m_e \omega_p c$$

که منجر به رابطه‌ی فوق می‌گردد. محاسبات دقیق‌تر با در نظر گرفتن اثرات چند بعدی نشان می‌دهد که برای چگالی الکترونی در محدوده‌ی پایین 10^{19}cm^{-3} در پلاسما سرد، ایجاد میدان الکتریکی از مرتبه GV/m امکان پذیر می‌باشد. در محدوده‌ی پایین چگالی پلاسما

$$\omega_p \ll \omega, n_e = 10^{18} - 10^{19} \text{cm}^{-3}, \lambda = \quad (4-1)$$

$$810 \text{nm}$$

سرعت فاز (v_p) نزدیک به سرعت نور است و سبب می‌شود که ذرات نسبیتی همراه با دنباله تا فاصله‌ی زیادی به نوسان وا داشته شوند.

۳-۱ اهمیت و کاربرد شتاب‌دهنده‌ها

پرتوهای تولید شده توسط شتاب‌دهنده‌های ذرات، امروزه به مقابله با بسیاری از چالش‌های رویاروی بشر قرن ۲۱ می‌پردازد. این چالش‌ها در حوزه‌های انرژی، محیط زیست، امنیتی و دفاعی، مراقبت‌های پزشکی، کشف پدیده‌های جدید و تحقیقات علمی می‌باشند. [۵] به همین منظور تعداد بی‌شماری از انواع مختلف شتاب‌دهنده هر روزه در بیمارستان‌ها، درمانگاه‌ها، کارخانه‌های تولیدی و صنعتی، بنادر و مراکز تحقیقاتی به کار برده می‌شوند. [۵]

۱-۳-۱ شتاب‌دهنده برای کاربردهای پزشکی

امروزه شتاب‌دهنده‌ها در پزشکی بسیار رایج و پرکاربرد هستند. شتاب‌دهنده‌ها در پزشکی جهت درمان و تولید رادیو ایزوتوپ به کار برده می‌شوند. حدود ۳۰٪ شتاب‌دهنده‌های جهان برای پرتو درمانی و حدود ۲٪ برای پزشکی هسته‌ای اختصاص داده شده‌اند. [۶]

۲-۳-۱ شتاب‌دهنده برای کاربردهای صنعتی

در طول دهه‌های گذشته، صنایع برای تولید محصولات و خدمات مبتنی بر شتاب‌دهنده وارد رقابت چشمگیری شده‌اند؛ زیرا پرتو دهی محصولات در منافع اقتصادی آن‌ها تأثیر بسزایی داشته است. شتاب‌دهنده‌ها با تغییر مشخصات فیزیکی، شیمیایی یا بیولوژیکی مواد و تولیدات تجاری باعث می‌شود تا بهره‌وری و ارزش تولیدات بیشتر شود و یا آثار نامطلوب آن‌ها بر محیط زیست کاهش یابد. علاوه بر شتاب‌دهنده‌های باریکه الکترون از پرتو گاما و اشعه ایکس نیز جهت کاربردهای صنعتی استفاده می‌کنند. [۶]

۱-۳-۳ شتاب دهنده‌ها در کنترل عوامل مضر زیست محیطی

افزایش آسیب‌های زیست محیطی و تخریب منابع طبیعی در سراسر جهان یکی از مشکلات قابل توجه کنونی به شمار می‌آید. از اینرو، با توجه به جدی بودن وضعیت و خطرات آینده این بحران، نیاز اساسی به توسعه فن‌آوری‌های پیشرفته برای کنترل عوامل آلاینده محیط زیست وجود دارد. استفاده از پرتو الکترون برای این منظور مقرون به صرفه و قابل اعتماد است. باریکه الکترون باعث تغییرات اساسی در خصوصیات آلاینده‌ها از قبیل انحلال پذیری، فراریت، واکنش پذیری، قابلیت جذب و غیره می‌شود. [۶] اخیراً، استفاده از شتاب دهنده‌ها برای کاربردهای زیست محیطی در کشورهای صنعتی بسیار مورد توجه قرار گرفته است. یکی از کاربردهای شتاب‌دهنده‌ها در حفظ محیط زیست، مدیریت پسماندهای هسته‌ای می‌باشد.

۱-۳-۴ شتاب‌دهنده‌ها در امور امنیتی و دفاعی

تکنولوژی شتاب‌دهنده‌ها این توانایی را دارد که سهم قابل توجهی از نیازهای امنیت ملی و دفاعی هر کشور را برآورده کند. حوزه‌های فعالیت تکنولوژی شتاب دهنده در کاربردهای نظامی و امنیت ملی عبارتند از: بازرسی محموله و عکس برداری‌های خاص که شتاب‌دهنده‌های لیزر-پلازما برای این منظور مورد استفاده قرار می‌گیرند. [۶]

۱-۳-۵ کاربرد شتاب دهنده‌ها در تحقیقات علمی

شتاب‌دهنده‌های ذرات در مراکز تحقیقاتی جهت کشف پدیده‌های جدید و بررسی نظریه‌ها بسیار مورد استفاده قرار می‌گیرند. کاربرد شتاب‌دهنده‌ها در تحقیقات علمی را به سه زیر گروه تحقیقات فیزیک، آنالیز مواد و مطالعه و بررسی آثار هنری و مصنوعات باستان‌شناسی می‌توان دسته بندی کرد. در تحقیقات فیزیک برای مقاصد گوناگونی از شتاب‌دهنده‌ها استفاده می‌شود. حدود ۲۰۰ شتاب دهنده در سراسر

جهان در جهت تحقیقات علمی استفاده می‌شوند که شتاب‌دهنده‌های سینکروترون و شتاب‌دهنده‌های الکترواستاتیک در این مراکز بسیار کاربرد دارند . [۷]

۴-۱ مزایا و معایب برخی شتاب‌دهنده‌ها

مزایای یک شتاب‌دهنده‌ی خطی

در یک شتاب‌دهنده‌ی خطی از ولتاژ متناوب استفاده می‌شود. علاوه بر اینکه بدلیل عدم نیاز به استفاده از مگنت، ساخت آن آسان تر و مقرون به صرفه تر است. هم چنین بدلیل عدم استفاده از ولتاژهای بالا، پدیده شکست در آن اتفاق نمی‌افتد

معایب شتاب‌دهنده خطی

از آنجاییکه که ذرات فقط یکبار از بخش‌های مختلف یک شتاب‌دهنده عبور می‌کنند، انرژی جنبشی انتقال یافته به آنها محدود بوده و به منظور دستیابی به انرژی‌های بالا، شتاب‌دهنده باید طولانی تر و طولانی تر شوند و این مسئله هزینه ساخت شتاب‌دهنده را افزایش می‌دهد. برای مثال شتاب‌دهنده LEP در CERN، ۲۷ کیلومتر طول دارد.

مزایای سیکلوترون

ذرات در یک شتاب‌دهنده دایره ای دور می‌زنند و در هر بار چرخش به انرژی جنبشی آنها افزوده می‌شود. از اینرو می‌توان با استفاده از طول بسیار کوچکتر نسبت به شتاب‌دهنده‌ی خطی، به انرژی‌های بالا دست یافت. بعنوان مثال ارنست لارنس با استفاده از یک سیکلوترون با قطر ۱۱cm پروتون را به انرژی ۸۰keV رساند.

معایب سیکلوترون

اگر ذرات با سرعت نزدیک به سرعت نور حرکت کنند، جرم آنها افزایش می یابد و این افزایش جرم، با توجه به رابطه $r=mv/Bq$ سبب افزایش شعاع چرخش ذرات می شود که این مسئله مشکلات تکنیکی ای را به همراه دارد. علاوه بر این، استفاده از مگنت بمنظور ایجاد میدان مغناطیسی، هزینه ساخت این شتابدهنده را بالا می برد.

با توجه به مشکلات بیان شده، باید بسمت تولید شتاب دهنده های کوچکتری رفت که با هزینه کمتر قادر به ایجاد میدان های الکتریکی بسیار قوی باشند. این مسئله با استفاده از شتاب دهنده های لیزر-پلاسمایی قابل حصول خواهد بود. پالس های پرشدت، دارای میدان الکتریکی عرضی ای با مقادیر 100 GV/m می باشند. اما این میدان های عرضی نمی توانند بصورت مستقیم و موثر برای شتاب دهی ذرات بکار برده شوند. پلاسما قادر است این میدان عرضی را به یک میدان طولی مناسب برای شتاب ذره های نسبیتی تبدیل کند. [۸]

۱-۵ شتاب دهنده های لیزر-پلاسمایی

روش های مختلفی برای تحریک امواج پلاسمایی وجود دارد که موثرترین این روش ها آنهایی هستند که از پالس لیزری برای تحریک امواج استفاده می کنند. در شتاب دهنده های لیزر-پلاسمایی وقتی پالس لیزر در داخل پلاسما منتشر می شود، نیروی پاندروماتیو^۱ الکترون ها را به سمت خارج پالس هل می دهد، در حالی که یونها ساکن می مانند. در نتیجه میدان بارفضا^۲ متعاقبا یک نوسان چگالی در پشت لیزر عبوری ایجاد می کند که به میدان حاصل از آن میدان دنباله ای می گویند (Bret, ۲۰۰۱). در رژیم خطی (میدان های دامنه کوچک) فرکانس میدان دنباله ای، مستقل از طول موج است و با فرکانس الکترونی پلاسما برابر

^۱ Ponderomotive force

^۲ Space-Charge

است. بنابراین این امواج می‌توانند سرعت فاز دلخواه V_p را داشته باشند. از آن جا که پالس لیزر با سرعت گروه $V_g \cong C$ در پلاسمای رقیق منتشر می‌شود، موج پلاسمایی حاصل از آن سرعت فاز V_p تقریباً برابر با سرعت گروه لیزر دارد. [۹]

در حالت کلی می‌توان شتاب‌دهنده‌های لیزر-پلاسمایی را بر اساس مکانیسم فیزیکی که کار می‌کنند به چهار دسته زیر تقسیم کرد:

۱- شتاب‌دهنده میدان دنباله‌ای لیزری (LWFA)^۱: که بر اساس اندرکنش یک پالس قوی لیزر با پهنای پالس کوتاه در پلاسمای شکل می‌گیرد. در این شتاب‌دهنده‌ها شدت لیزر بیشتر از 10^{18}W/cm^2 و پهنای پالس کمتر از ۱ ps است.

در مکانیزم LWFA نیروی پاندروماتیو نقش بسیار مهمی را ایفا می‌کند. از آن جایی که موج الکترومغناطیسی که در یک پلاسمای کم چگال منتشر می‌شود، دارای سرعت گروهی کمتر از سرعت نور است و بنابراین ناشی از پالس لیزر با صعود متناهی می‌تواند الکترون‌ها را به دام انداخته و تا انرژی‌های بسیار بالا شتاب دهد [۱۰]

یک پالس لیزر کوتاه در یک پلاسمای رقیق می‌تواند موج الکترونی پلاسمای را برانگیخته کند. سرعت گروه این بسته به موج الکترومغناطیسی در پلاسمای عبارت است از:

$$v_g^{EM} = c \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{1/2} < c \quad (5-1)$$

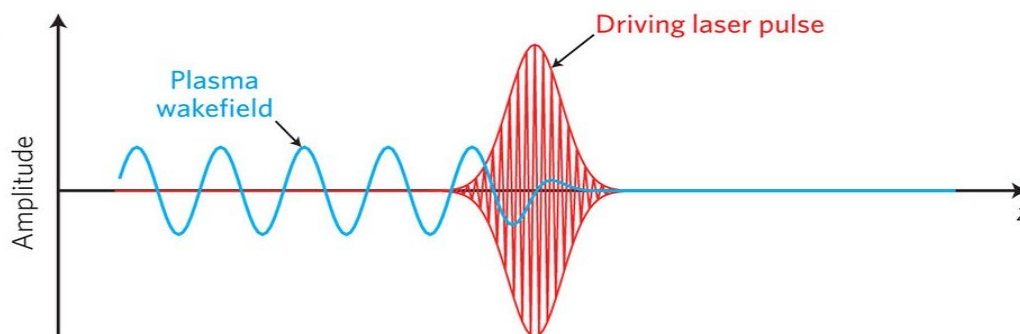
موج دنباله پلاسمای توسط نیروی پاندروماتیو ایجاد شده توسط فوتون‌ها، با سرعت فاز زیر تولید می‌شود:

$$v_p = \frac{\omega_p}{k_p} = v_g^{EM} = c \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \quad (6-1)$$

^۱. Laser Wake-Field Accelerator

در شرایطی که پالس لیزر از مرتبه طول موج الکترونی پلاسما، λ_p باشد، موج دنباله‌ای پلاسما به طور مؤثرتری تولید می‌شود و دامنه بلندتری خواهد داشت:

$$L = \frac{\lambda_p}{2} = \frac{c\pi}{\omega_{pe}} \quad (V-1)$$



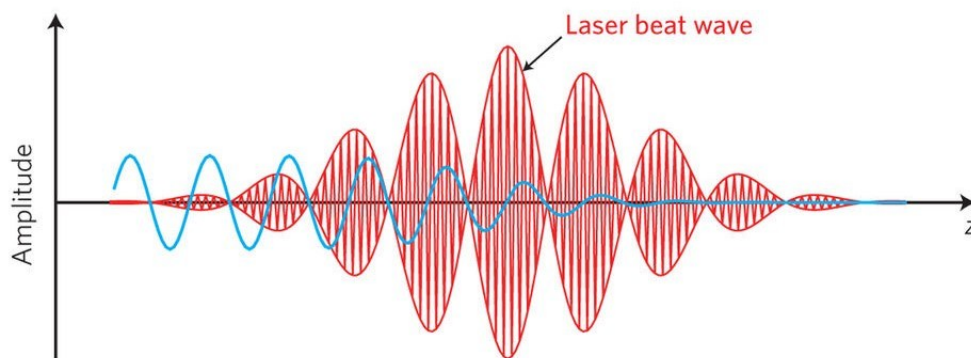
شکل ۱-۱: شتاب دهنده میدان دنباله ای لیزر-پلاسما

۲- شتاب دهنده موج زنش پلاسمایی (PBWA)^۱ که بر اساس برهم کنش همزمان دو لیزر قوی با پهنای پالس بزرگ ($L < \lambda_p$) در داخل پلاسما صورت می‌گیرد که سبب ایجاد موج زنش و تحریک یک موج در داخل فضای پلاسما می‌گردد.

در PBWA دو پالس بلند لیزری به طور تشدید یک موج پلاسمایی را تحریک می‌کنند. در واقع موج پلاسمایی نسبیته توسط نیروی اثر گذار حاصل از زنش دو لیزر که اختلاف فرکانسی برابر با فرکانس پلاسما دارند تولید می‌شود. [۱۱]

^۱. Plasma Beat Wave Accelerator

موج زنش می‌تواند به عنوان قطاری از پالس‌های نوری کوتاه عمل کند که هر یک از آنها یک ردپا ایجاد می‌کند. در نتیجه دامنه نهایی موج پلاسمای ایجاد شده از زنش این میدان‌های ردپایی بیش از پیش افزایش می‌یابد تا اینکه اثرات غیر خطی باعث اشباع دامنه موج پلاسمای می‌شود و آن را محدود می‌کند. تا سال ۱۹۸۸ که تکنولوژی لازم برای تولید پالس‌های لیزری با شدت بالا وجود نداشت فقط مفهوم PBWA (به دلیل استفاده از پالس‌های بلند با شدت محدود) ممکن به نظر می‌رسید. اما از این به بعد بود که با ابداع تکنیکی به نام CPA^۱ پیشرفت سریع در سیستم‌های لیزری تراوات و پتاوات با شدت‌های بسیار بالا و پهنای پالس کوتاه ایجاد شد و مطالعه بر هم کنش‌های لیزر-پلاسمای را در انرژی‌های بسیار بالا که بر هم کنش لیزر - الکترون به شدت غیر خطی می‌شود ممکن ساخت. [۱۲]

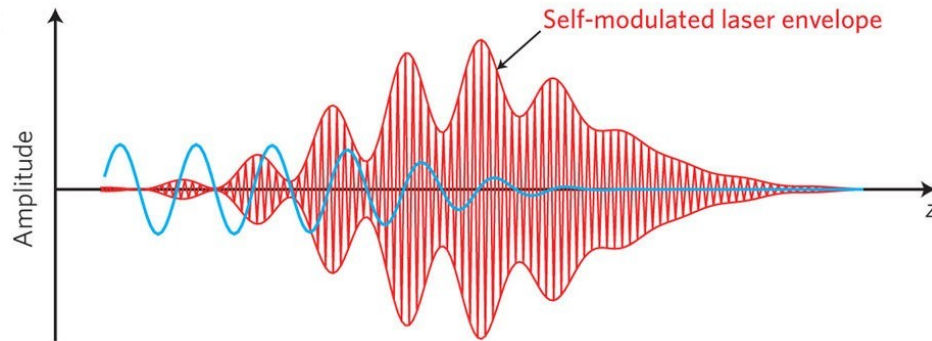


شکل ۱-۲: شتاب دهنده موج زنش پلاسمایی

۳- شتاب‌دهنده دنباله‌ای لیزر (LWFA) خود مدوله شده (SM-LWFA)^۲ که بر اساس ناپایداری خود مدوله‌ای کار می‌کند. این ناپایداری به تعبیری رامن دو بعدی نیز نامیده می‌شود [۱۴]

^۱ . Chirped-pulse amplification

^۲ . Self-Modulated LWFA



شکل ۱-۳: شتاب دهنده دنباله ای لیزر خود مدوله شده

در SM-LWFA تک پالس بلند با شدت بالا می‌تواند از طریق پراکندگی رامان رو به جلو^۱ در طول موج پلاسما مدوله شود و یک موج پلاسمایی را به طور تشدید می‌کند. [۱۲] در پراکندگی رامان پرتو لیزر توسط یک موج پلاسمای اولیه با دامنه کم پراکنده می‌شود. نور پراکنده شده اختلاف فرکانسی برابر با فرکانس پلاسما با لیزر دمشی دارد و با آن زنش می‌کند. مانند PBWA نیروی اثر گذار حاصل از زنش دو لیزر موج پلاسمایی را تقویت می‌کند. در ادامه موج پلاسمایی با ایجاد نواحی دوره‌ای کانونی کننده و پراکنده کننده نور، باعث مدولاسیون پوش پالس می‌شود و دامنه موج پلاسمایی به طور تشدید می‌افزایش می‌یابد. [۱۳]

۴- شتاب دهنده لیزری چند پالسی^۲ که شتاب دهنده لیزر پلاسمایی تشدید می‌کند (RLPA)^۳ نیز خوانده می‌شود. در این نوع شتاب دهنده‌ها، زنجیره‌ای از پالس‌های لیزری با پهنای متفاوت با پلاسما اندرکنش کرده، سبب ایجاد موج پلاسمایی و شتاب گرفتن ذرات باردار می‌شوند. در شتاب دهنده لیزر-پلاسمایی تشدید می‌کند RLPA از قطاری که از پالس‌های کوتاه لیزری بهینه استفاده می‌شود تا یک موج پلاسمایی را تحریک کند که در آن پهنای هر پالس و فاصله بین پالسها به طور مستقل کنترل می‌شود. [۱۳]

^۱ . Forward Raman Scattering

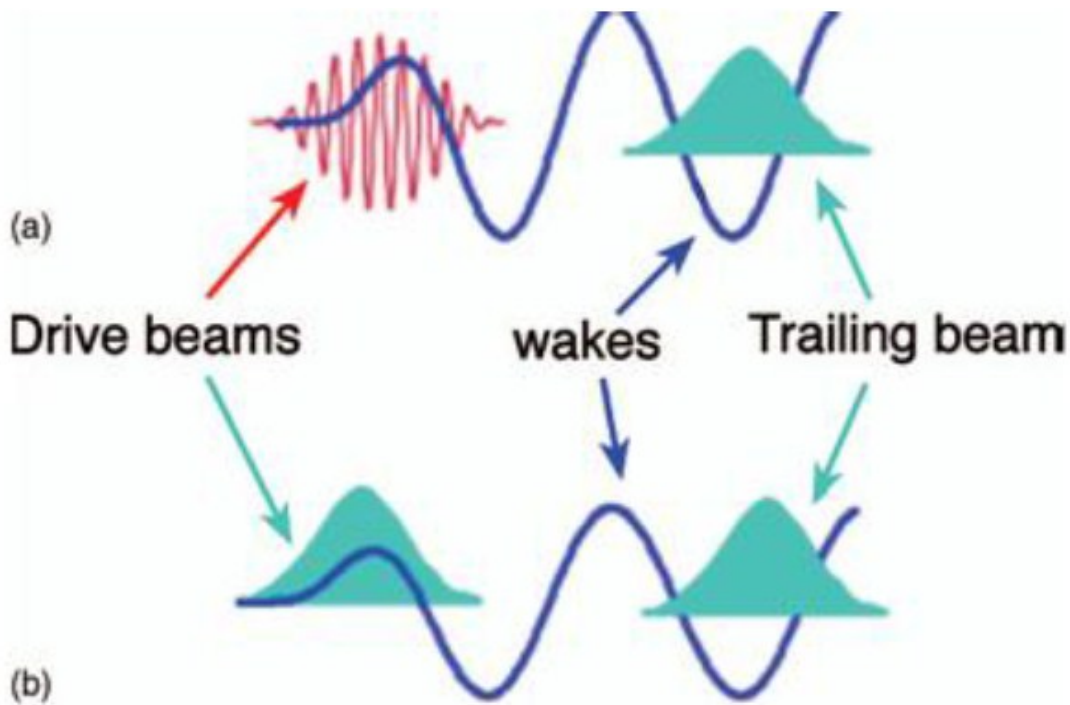
^۲ . Multiple Laser pulses

^۳ . Resonant laser-plasma accelerator

روش دیگری برای تحریک امواج پلاسمایی وجود دارد که در آن به جای استفاده از لیزر، باریکه‌ای از ذرات نسبیتی برای تولید امواج طولی نسبیتی دامنه بلند استفاده می‌شود. در این نوع شتاب‌دهنده‌ها که موسوم به PWFA هستند، نیروی کولنی ناشی از بار فضا به جای نیروی اثر گذار لیزر باعث نوسان چگالی و تحریک امواج بار فضا می‌شود. در این حالت سرعت فاز موج پلاسمایی به طور تقریبی با سرعت باریکه $v_{beam} = v_p$ برابر است. برای یک باریکه الکترونی به حد کافی با انرژی بالا (نسبیتی)، طول موج با

$$\lambda_p = \frac{\gamma \pi v_{beam}}{\omega_p} \cong \frac{\gamma \pi c}{\omega_p}$$

داده می‌شود.



شکل ۱-۴. طرح یک بعدی ساده از تحریک موج پلاسمای نسبیتی (دنباله ای) توسط (a) پالس کوتاه لیزری (LWFA). (b) پالس کوتاه باریکه الکترونی (PWFA) که در داخل پلاسما منتشر می‌شود.

۱-۶ شتاب‌دهی الکترون‌ها

شتاب دادن الکترون‌ها توسط لیزر، نزدیک به سه دهه یکی از جذاب‌ترین رشته‌های تحقیقاتی بوده است. شبیه‌سازی‌ها و آزمایش‌های مختلف در طی سالهای گذشته نشان داده‌اند که از برهم‌کنش یک پالس لیزر کوتاه و پرشدت با یک پلاسمای کم‌چگال، الکترون‌هایی با انرژی بسیار بالا می‌توانند تولید شوند.

الکترون‌های پر انرژی کاربردهای گوناگونی دارند؛ از جمله می‌توان به احتراق سریع واکنش‌گذاخت^۱، تولید منابع تابش پرشدت مانند X-Ray، و فن‌آوری‌های بیولوژیکی و پزشکی اشاره کرد. [۱۰]

در شتاب‌دهنده‌های معمولی، میدان الکتریکی که برای شتاب دادن ذرات استفاده می‌شود به دلیل پدیده شکست موج تا حداکثر از مرتبه 50 MV/m محدود می‌شود. اما از آن جایی که پلازما یونیده است، میدان‌های قوی از مشکلاتی که از پدیده شکست ناشی می‌شود مصون خواهند ماند بنابراین استفاده از مکانیزم برهم‌کنش لیزر-پلازما برای شتاب دادن ذرات به ویژه الکترون‌ها بسیار مناسب است. این نظریه اولین بار توسط تاجیما و داسون پیشنهاد شد و بعدها توسط سالیوان، گادفری و موری شبیه‌سازی کامپیوتری شد. [۱۰]

لذا در این پژوهش، به بررسی شتاب‌گیری الکترون در دوشتاب‌دهنده پلاسمایی موج‌زنش و میدان دنباله‌ای پالس لیزر پرداخته می‌شود. در فصل یک به بررسی شتاب‌دهنده‌ها و انواع آنها، مزایا و معایب هر یک و کاربردهایشان می‌پردازیم. سپس در فصل دوم مقدمه‌ای بر پلازما، انتشار امواج الکترومغناطیسی در آن، پالس‌های فوق‌کوتاه و برهم‌کنش آنها با پلازما ارائه می‌گردد. در فصل سوم و چهارم به ترتیب شتاب‌دهنده پلاسمایی موج‌زنش و میدان دنباله‌ای مورد بررسی قرار می‌گیرد و نهایتاً در فصل پنجم به شتاب‌گیری الکترون پرداخته می‌شود.

^۱ . Fast Ignition of Fusion Reaction

فصل دوم

پلاسما و لیزر

۱-۲ پلاسما

تعادل میان انرژی حرارتی ذرات (یا انرژی جنبشی تصادفی ذرات) و پتانسیل ساختار داخلی ذرات حالت یک ماده را مشخص می‌کند. پلاسما به عنوان حالت چهارم ماده، گاز شبه خنثایی از ذرات باردار و خنثی می‌باشد به طوری که گذار از حالت گاز به پلاسما به تدریج با افزایش دما رخ می‌دهد. در یک گاز خنثی کلیه نیروها ماکروسکوپی به هر ذره به وسیله‌ی برخورد منتقل می‌شوند، اما در یک پلاسما ذرات علاوه بر برخوردهای متقابل، یک رفتار جمعی نیز از خود نشان می‌دهند. به عنوان مثال، حرکت ذرات باردار سبب تولید میدان الکتریکی و جریان می‌شوند و سپس منجر به تولید میدان‌های مغناطیسی می‌شوند. با توجه به حرکت ذرات در این میدان‌های خود تولید شده و میدان‌های خارجی، پلاسما می‌تواند انواع زیادی از پدیده‌های موجی را متحمل شود و از خود ویژگی منحصر به فرد برهم کنش بلند برد را نشان دهد. [۱۵]

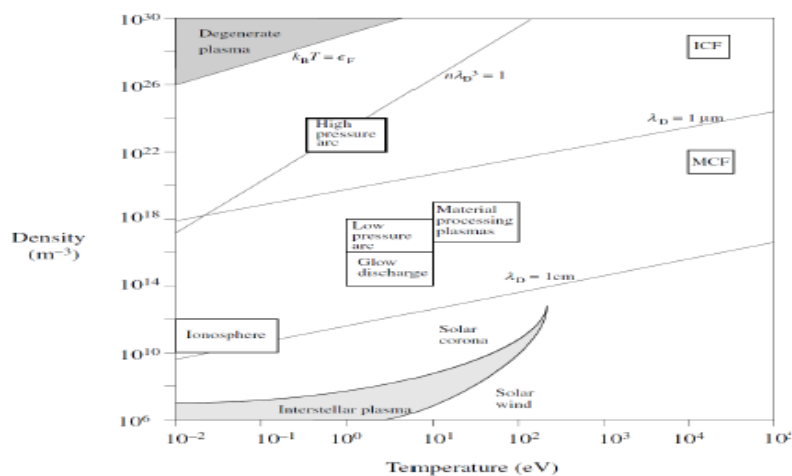
۹۹٪ از جهان پیرامون ما را پلاسما تشکیل داده است، بادهای خورشیدی^۱، یونیسفر^۲، هاله‌ی خورشیدی^۳، فضای بین ستارگان^۴ همگی از پلاسما درست شده‌اند. شکل ۱-۱ پلاسماهای موجود در جهان را نشان می‌دهد.

^۱ . Solar wind

^۲ . Ionosphere

^۳ . Solar corona

^۴ . Interstellar



شکل ۱-۲: انواع مختلف پلاسما در دماهای مختلف

پلاسما اصطلاحی است که، برای توصیف محیط‌های شامل ذرات باردار آزاد که به‌طور ماکروسکوپی خنثی باقی می‌مانند، استفاده می‌شود. برای اینکه بتوان یک گاز یونیده را پلاسما نامید، باید پارامترهای پلاسما را دارا باشد. در ادامه به معرفی این پارامترها می‌پردازیم. در واقع می‌توان گفت پلاسما گاز شبه خنثایی^۱ از ذرات باردار و خنثی است که رفتار جمعی^۲ نشان می‌دهد. [۱۵] پلاسما غالب‌ترین حالت ماده است که قابل رویت می‌باشد. تمام ستارگان و گازهای اطراف آن‌ها از پلاسما تشکیل شده است. به‌طور کلی پلاسما، با انرژی دادن به گاز خنثی و یونیزه کردن آن تشکیل می‌شود، و چندین راه برای تامین این انرژی و تشکیل پلاسما وجود دارد؛ از جمله: [۱۵]

(۱) اعمال میدان الکتریکی کافی برای شروع مکانیزم بهمنی^۳

(۲) از طریق باریکه‌ی پرتوان انرژی در مخزنی از گاز خنثی

- باریکه‌ی ذرات خنثی، که تحت تاثیر میدان الکترومغناطیسی قرار نمی‌گیرد.

^۱ Quasineutral

^۲ Collective behavior

^۳ Avalanche

- باریکه‌ی ذرات باردار، به ویژه الکترون

- فوتون

از طریق انرژی گرمایی، مانند یک واکنش شیمیایی گرماده به عنوان منبع انرژی گرمایی

از طریق تراکم بی‌دروی گاز جهت گرم کردن گاز تا نقطه‌ی تشکیل پلاسما

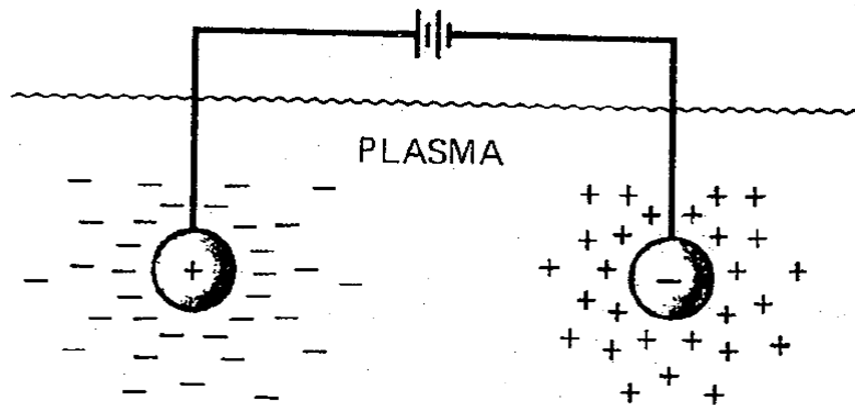
اولین روش عنوان شده، رایج‌ترین تکنیک برای تولید پلاسما است. تخلیه‌ی الکتریکی از بارهای آزادی که به طور طبیعی در گاز خنثی حضور دارند شروع می‌شود. این ذرات در میدان الکتریکی خارجی اعمال شده شتاب می‌گیرند و انرژی جنبشی کسب شده در میدان را در برخورد با ذرات خنثی و یونیزه کردن آن‌ها از دست می‌دهند. اگر نرخ یونیزاسیون به حدی بزرگ باشد تا روند بازترکیب را به تعادل برساند، فرآیند به‌مندی آغاز و تخلیه شکل می‌گیرد. [۱۵]

با توجه به اینکه حالت پلاسما حاوی بارهای مثبت و منفی آزاد است و چون حرکت این بارها جریان‌های الکتریکی برقرار می‌کند، واضح است که اجزای تشکیل دهنده‌ی پلاسما را میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی تحت تاثیر قرار می‌دهند و پلاسما می‌تواند میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی نیز تولید کند. از این رو، در بحث پیرامون خواص پلاسما، لازم است میدان الکترومغناطیسی را به مثابه جزء کلی و به هم تنیده‌ای از سیستم پلاسما دانست.

۲-۱-۱-۱ خواص پلاسما

۲-۱-۱-۲ طول دبای^۱

یکی از ویژگی‌های اساسی پلاسما، توانایی آن برای ایجاد حفاظ در مقابل پتانسیل الکتریکی است که به آن اعمال می‌شود. فرض کنید بخواهیم با وارد کردن دو گلوله‌ی باردار که به یک باتری وصل شده‌اند یک میدان الکتریکی در داخل پلاسما به وجود آوریم. این گلوله‌ها، ذرات یا بارهای مخالف خود را جذب می‌کنند و تقریباً بلافاصله، ابری از یونها اطراف گلوله‌ی منفی و ابری از الکترون‌ها اطراف گلوله‌ی مثبت را فرا می‌گیرند.

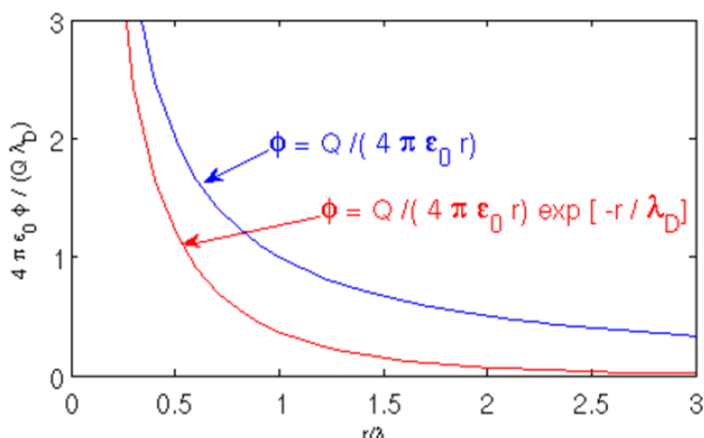


شکل ۲-۲: حفاظ دبای

اگر پلاسما سرد باشد و هیچ گونه حرکت حرارتی وجود نداشته باشد، تعداد بار احاطه کننده برابر بار گلوله می‌گردد، در این صورت عمل حفاظ کامل می‌شود و هیچ میدان الکتریکی در حجم پلاسما در خارج

^۱ Debye length

ناحیه‌ی ابرها وجود نخواهد داشت. این حفاظ را اصطلاحاً حفاظ دبابی می‌نامند. برای یک یون با بار q این حفاظ سبب می‌شود که پتانسیل کولنی به صورت نمایی افت کند. [۱۷]



شکل ۲-۳: مقایسه پتانسیل الکتروستاتیک کولنی و پتانسیل دبابی

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\exp(-r/\lambda_D)}{r} \quad (۱-۲)$$

رابطه ۱-۲ نشان می‌دهد که پتانسیل کولنی $q/4\pi\epsilon_0 r$ مربوط به یک بار نقطه‌ای تا فاصله λ_D در حفاظ قرار می‌گیرد. λ_D طول دبابی نامیده می‌شود. طول دبابی به دمای الکترون T_e و چگالی الکترون‌های احاطه کننده n_e بستگی دارد:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{4\pi n_e}} \times 10^2 \left(\frac{k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} (m) \quad (۲-۲)$$

در رابطه‌ی فوق e بار الکترون، K_B ثابت بولتزمن و ϵ_0 ثابت دی‌الکتریک خلا می‌باشند.

۲-۱-۱-۲ پارامتر پلاسما

تعداد الکترون‌های درون کره‌ای به شعاع λ_D ، پارامتر پلاسما نامیده می‌شود و از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n_e \lambda_D^3 \quad (3-2)$$

در دمای ثابت با افزایش چگالی N_D کاهش می‌یابد.

۳-۱-۱-۲ فرکانس بلاسما

بسامد نوسان نوعی در یک پلاسمای کاملاً یونیده، همان فرکانس پلاسمای الکترونی است. اگر شبه خنثی بودن پلازما توسط برخی نیروهای خارجی مختل شود، الکترون‌ها از حالت تعادلشان جابجا می‌شوند، اما نیروی بازگرداننده برای حفظ خنثایی بار اولیه، الکترون‌ها را به حالت تعادل باز می‌گرداند. الکترون‌ها با جرم m_e ، به دلیل لختی جلوتر می‌روند و حول مکان تعادل خود با فرکانس پلازما ω_{pe} نوسان می‌کنند:

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (4-2)$$

۲-۱-۲ ویژگی‌های مهم پلازما

همان‌طور که گفته شد هر سامانه‌ای از ذرات باردار نمی‌تواند رفتار پلاسمایی از خود نشان دهد. لذا لازمه-ی این سامانه‌ای از ذرات باردار تشکیل پلازما دهند، داشتن دو ویژگی زیر است:

- شبه خنثایی^۱

- رفتار جمعی^۲

در زیر به شرح این دو ویژگی می‌پردازیم.

^۱. Charge neutrality

^۲. Collective effect

۲-۱-۲-۱ شبه خنثایی

یکی از ویژگی‌های مهم پلاسما، حالت خنثای آن در حجم‌های ماکروسکوپیک است که در اثر توازن بار فضایی یون‌های مثبت و الکترون پدید می‌آید. این نوع توازن فقط به صورت میانگین، آن هم در حجم‌هایی به اندازه‌ی کافی بزرگ حاصل می‌شود. [۱۶] پلاسما «شبه خنثی» است یعنی آن اندازه خنثی است که بتوانیم $n_i \approx n_e \approx n$ بگیریم نه آنقدر خنثی که تمام نیروهای الکترومغناطیسی مورد توجه حذف شوند، n چگالی مشترک است که چگالی پلاسما خوانده می‌شود و n_i ، n_e به ترتیب چگالی الکترونی و چگالی یونی می‌باشند. [۱۶] به همین دلیل است که به طور کلی واژه‌ی پلاسما به سامانه‌های شبه خنثای ذرات باردار اطلاق می‌شود و «فیریک پلاسما» عبارت از، بررسی رفتار این سامانه‌ها می‌باشد. [۱۷]

۲-۲-۱-۲ رفتار جمعی

اگر شبه خنثایی پلاسمایی توسط بعضی از نیروهای خارجی از بین برود، ذرات باردار برای برگرداندن حالت خنثایی شتاب می‌گیرند و حول حالت تعادل اولیه، یک حرکت رفت و برگشتی یا به عبارتی دیگر، حرکت نوسانی پیدا می‌کنند. هنگامی که یک پلاسما به صورت لحظه‌ای از حالت تعادل خارج شود، که نتیجه‌ی آن تمایل به حفظ خنثایی بار الکتریکی می‌باشد به این فرآیند خاصیت تجمعی گویند. این حرکت‌های تجمعی به صورت نوسانی خواهد بود به طوری که به این حرکت‌های نوسانی می‌توان فرکانس نوسانی نسبت داد. از آنجا که یون‌ها جرم خیلی بیشتری نسبت به الکترون‌ها دارند لذا سهم بیشتر حرکت، مربوط به الکترون‌هاست و بستگی به نوع اختلال ایجاد شده، یون‌ها می‌توانند حرکت‌های متفاوت داشته باشند. به پلاسمایی که در آن از حرکت یون‌ها صورت نگیرد، پلاسمای الکترونی گویند. [۱۷]

۲-۱-۲-۳ معیارهای پلاسما

در صورتی یک گاز یونیده را می‌توان پلاسما در نظر گرفت که:

- $\lambda_D \ll L$ برای حفظ ختثایی بار باید طول دبای خیلی کوچکتر از ابعاد پلاسما (L) باشد.
- $n_D \gg 1$ ، به دلیل اینکه اثر حفاظ، نتیجه‌ای از رفتار جمعی ذرات در داخل یک کره‌ی دبای است، پس لازم است که کره دبای شامل تعداد کافی از ذرات باشد. بنابراین تعداد ذرات موجود در کره دبای باید خیلی بزرگتر از یک باشد.
- $\tau \omega > 1$ ، برای اینکه الکترونها از برخورد با ذرات خنثی بی تاثیر باقی بمانند، باید حاصلضرب فرکانس نوسانات نوعی پلاسما در τ ، زمان متوسط بین برخوردهای الکترون با اتم‌های خنثی، بزرگتر از یک باشد. این سومین معیار برای یک محیط یونیده با رفتاری همانند یک پلاسما است. جدول ۱ زیر پارامترهای مربوط به پلاسماهای موجود در جهان را نشان می‌دهد.

جدول ۱-۲: پارامترهای مربوط به پلاسماهای موجود در جهان

Plasma	n (m^{-3})	T (keV)	B (T)	ω_{pe} (s^{-1})	λ_D (m)	$n\lambda_D^3$
Interstellar	10^6	10^{-5}	10^{-9}	$6 \cdot 10^4$	0.7	$3 \cdot 10^5$
Solar wind (1 AU)	10^7	10^{-2}	10^{-8}	$2 \cdot 10^5$	7	$4 \cdot 10^9$
Ionosphere	10^{12}	10^{-4}	10^{-5}	$6 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-3}$	10^4
Solar corona	10^{12}	0.1	10^{-3}	$6 \cdot 10^7$	0.07	$4 \cdot 10^8$
Arc discharge	10^{20}	10^{-3}	0.1	$6 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{-7}$	40
Tokamak	10^{20}	10	10	$6 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^7$
ICF	10^{28}	10	—	$6 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^3$

۲-۲ امواج الکترومغناطیسی در یک پلاسما سرد

برای توصیف انتشار موج الکترومغناطیسی در پلاسما از مدل سیالی استفاده می‌کنیم. در یک حالت خاص فرض می‌کنیم که فرکانس نور لیزر فرودی، ω ، در مقایسه با فرکانس یون صوتی پلاسما، ω_i بسیار بزرگتر

باشد، یعنی، $\omega_i \gg \omega$. در اینصورت می‌توان یونها را ساکن در نظر گرفت و چگالی جریان پلاسما را با رابطه‌ی زیر نوشت:

$$\vec{J}_e = -e(n_e \vec{v}_e - n_i \vec{v}_i) = -en_e \vec{v}_e \quad (5-2)$$

اگر وابستگی فضایی و زمانی میدانهای الکتریکی و مغناطیسی موج الکترومغناطیسی را به شکل زیر در نظر بگیریم:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{-i\omega.t} \quad (6-2)$$

معادله حرکت خطی شده الکترون در یک پلاسمای سرد غیر نسبیتی به شکل زیر بیان شود:

$$B(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r}) e^{-i\omega.t} \quad (7-2)$$

با انتگرال گیری از معادله‌ی حرکت نسبت به زمان و جایگذاری در رابطه چگالی، برای \vec{J}_e داریم:

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = -\frac{e}{m} \vec{E}(\vec{r}) e^{-i\omega.t} \quad (8-2)$$

معادلات ماکسول در سیستم گاوسی به شکل زیراند:

$$\vec{J}_e(\vec{r}, t) = \frac{ie^\nu n_e(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) e^{-i\omega.t}}{m\omega} \quad (9-2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (10-2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = -4\pi e(n_e - n_i) \quad (11-2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}, t) = 4\frac{\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (12-2)$$

با جایگزینی \vec{J}_e و استفاده از $\partial/\partial t = -i\omega$ در معادلات ماکسول روابط زیر بدست می‌آیند:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = ik \cdot \vec{B}(\vec{r}) \\ \vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}) = -ik \cdot \omega \vec{E}(\vec{r}), \end{cases} \quad (13-2)$$

که $k = \omega/c$ بردار انتشار موج در فضای آزاد و ϵ تابع دی‌الکتریک پلاسما سرد می‌باشد که به شکل زیر تعریف می‌گردد:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e(\vec{r})}{n_c} \quad (14-2)$$

با استفاده از معادلات (۱۶) معادلات موج مربوط به میدانهای \vec{E} و \vec{B} برای یک محیط غیرهمگن (محیط پلاسما) چنین بدست می‌آیند:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + (k^2 \epsilon) \vec{E}(\vec{r}) - \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) = 0 \quad (15-2)$$

$$\nabla^2 \vec{B}(\vec{r}) + (k^2 \epsilon) \vec{B}(\vec{r}) + \left(\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon}\right) \times (\nabla \times \vec{B}(\vec{r})) = 0 \quad (16-2)$$

برای امواج الکترومغناطیسی $\vec{k} \perp \vec{E}$ و چون میدانهای الکتریکی و مغناطیسی در یک موج تخت به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\begin{cases} \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E} \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t)} \\ \vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B} \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t)} \end{cases} \quad (17-2)$$

می‌توانیم بنویسیم $\vec{\nabla} \rightarrow i\vec{k}$ ، بنابراین خواهیم داشت: $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ از طرفی برای محیطهای همگن $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho/\epsilon_0$ است. با چنین استدلالی معادلات موج در یک پلاسما همگن به شکل زیر در می‌آیند:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + (k^2 \epsilon) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (18-2)$$

$$\nabla^2 \vec{B}(\vec{r}) + (k^2 \epsilon) \vec{B}(\vec{r}) = 0 \quad (19-2)$$

با قرار دادن معادلات میدانها در معادلات موج، رابطه‌ی پاشندگی در محیط پلاسما بدست می‌آید:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (20-2)$$

از رابطه پاشندگی چنین استنباط می‌شود که در حالت $\omega < \omega_p$ یا $n_c < n_e$ ، k موهومی بوده و میدان‌های الکترومغناطیسی به صورت نمایی افت می‌کند. در نتیجه موج الکترومغناطیسی در یک محیط پلاسما با چگالی بزرگتر از چگالی بحرانی منتشر نمی‌شود. n_c چگالی بحرانی است و آن چگالی‌ای است که در آن فرکانس نوسانی پلاسما برابر فرکانس موج فرودی است و با رابطه‌ی زیر داده می‌شود:

$$n_c = \frac{m\omega_p^2}{4\pi e^2} \quad (21-2)$$

پس به ازای فرکانس موج فرودی بالاتر از فرکانس نوسانی پلاسما، موج در داخل پلاسما منتشر می‌شود. و همچنین سطحی را که در آن چگالی پلاسما با چگالی بحرانی برابر است سطح بحرانی می‌نامند. با توجه به رابطه بین فرکانس نوسانی پلاسما و فرکانس موج فرودی، پلاسما را بر حسب چگالی آن به سه دسته تقسیم می‌کنند: [۱۵]

- پلاسمای چگال^۱ با $n_e \approx n_c$ یا $\omega_p \approx \omega$.
- پلاسمای کم چگال^۲ با $n_e \ll n_c$ یا $\omega_p < \omega$.
- پلاسمای چگالی بالا^۳ با $n_e \gg n_c$ یا $\omega_p \gg \omega$.

^۱- Dense Plasma

^۲- Under Dense Plasma

^۳- Over Dense Plasma

۲-۳ لیزر

تا سال‌های قبل از ۱۹۶۰، اپتیک در قسمت عمده‌ای از صنعت بکار می‌رفت. که مباحث نسبتاً جامع و تکامل یافته‌ای همچون ابزار نوری، دوربین‌ها، میکروسکوپ‌ها و کاربردهای علمی را در بر می‌گرفت. سپس لیزر پای بر صحنه نهاد، ابتدا لیزر حالت جامد (یاقوت)، بعد لیزر گازی و سپس لیزر تزریقی نیم‌رسانا. اکنون اپتیک اساس فعالیت‌ها، تولیدات و خدمات بسیار بیشتری را تشکیل می‌دهد. از زمان پیدایش اولین لیزر در سال ۱۹۶۰، گسترش توان لیزری با جست و خیزهایی همراه بوده است. لیزرهای اولیه به صورت موج پیوسته بودند که توانهای بیشینه‌ای در حد کیلووات تولید می‌کردند. در دهه ۱۹۷۰ بیشینه توان لیزرها به گیگاوات رسید. در مدت زمان حدود یک دهه توان لیزرها در این حد ثابت ماند تا اینکه در اواسط دهه ۱۹۸۰ دو کشف مهم، پیشرفت قابل ملاحظه‌ای را در ساخت لیزرهای با توان بالا بوجود آورد. این دو کشف یکی توانایی تولید پالسهای فوق کوتاه و دیگری کاربرد سیستم تقویت کننده پالس چرپ^۱ (CPA) در لیزرهای حالت جامد بود بطوریکه زمینه را برای تولید پالسهای لیزری پتاوات فراهم نمود.

[۱۸]

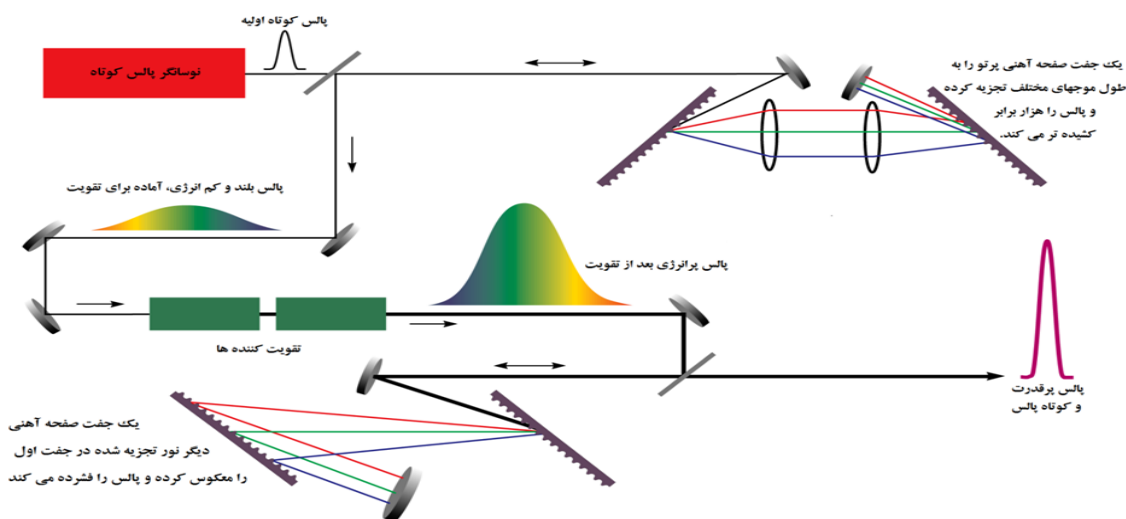
در سال ۱۹۹۴، مورو^۲ و پری^۳ در دانشگاه میشیگان، تکنیک جدیدی را در ساخت لیزرهای پرتوان بکار بردند که باعث بوجود آمدن انقلابی در شدت و توان لیزرها گردید. این تکنیک باعث شد تا نسل جدیدی از لیزرهای بسیار پر قدرت با توان حدود صد تراوات و با حجم‌های بسیار کوچکتر و قیمت فوق العاده ارزانتر ساخته شوند. آنها از CPA، استفاده کردند. [۱۸] تقویت پالس چرپ، امکان تولید پالس‌های بسیار کوتاه و پرنرژی را در محیط‌های حالت جامد فراهم می‌کند. پالس لیزر، ابتدا در تشدیدگر اپتیکی تولید می‌شود و سپس قبل از تقویت از نظر زمانی به کمک یک جفت توری پهن می‌شود. پالس پهن نسبت به

^۱ Chirped pulse amplification

^۲ Mourou

^۳ Perry

پالس کوتاه این مزیت را دارد که امکان استخراج انرژی بیشتری را از سیستم فراهم می‌آورد. بعد از تقویت، پالس توسط یک جفت توری فشرده می‌شود تا پهنای زمانی آن به حدود پیکوثانیه یا زیر پیکوثانیه برسد. [۱۹]



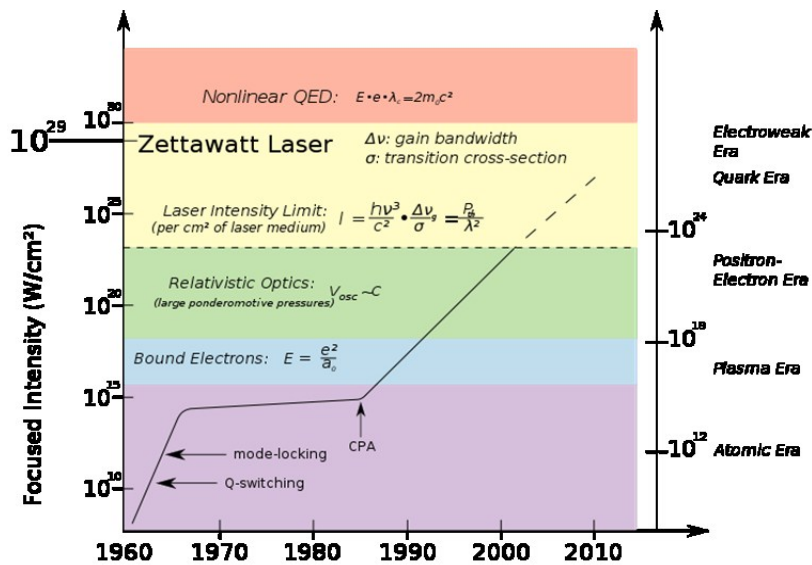
شکل ۲-۴: طرح کلی سیستم تقویت کننده (CPA)

اولین لیزرهای پر توان در آزمایشگاه‌های ملی لیورمور^۲ در آمریکا، وولکان^۳ و رادرفورد^۴ در انگلستان تولید شدند. لیزر پتاواتی LLNL از نوسانگر Ti-Sapphire جهت تولید کوتاه‌ترین پالس‌های ممکن استفاده نمود. روند رشد توان لیزرها در سال‌های اخیر در شکل زیر نشان داده شده است. [۲۰]

^۲ Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL)

^۳ Vulkan

^۴ Rutherford Appellton Laboratory



شکل ۲-۵: روند رشد توان لیزرها در سال‌های اخیر

این پیشرفت‌ها با استفاده از تکنیک CPA، و استفاده از یک ماده لیزری باند پهن نظیر Ti:Sapphir، و پیشرفت تکنیک‌های تولید و انتشار پالس‌های بسیار کوتاه (۱۰-۳۰ فمتوثانیه) حاصل شد.

جدول ۲-۲: آزمایشگاه‌ها و مراکز تحقیقاتی لیزرهای پرتوان در سطح دنیا

همجوشی لیزری	۱/۸ MJ ۱-۲۰۰ Fs ۳۰ kJ ۲۵ PW	Nd:glass	آمریکا	LLNL	
همجوشی لیزری فیزیک میدان‌های بالا	J، ۵۰۰ Fs PW، ۵۰۰ ۱ ، ~nsec	Nd:glass	بریتانیا	VULCAN	

	۲/۸ kJ ۱۰۰ TW				
تولید الکترون، پوزیترون، نوترون، پروتون و یون‌ها	J ۰.۴۰ Fs TW ۰.۱/۶ ۴۰ J ۰.۳۰ Fs PW ۰.۱۵ ۰/۵	Ti:Sapphire	بریتانیا	ASTRA ASTRA,GEMINI	
تولید الکترون، پوزیترون، نوترون، پروتون و یون‌ها	J ۰.۳۰ Fs TW ۰.۰/۶ ۲۰ J ۰.۳۰ Fs TW ۰.۲۰ ۵۰۰	Ti:Sapphire Hybrid Nd:glas	چین	IPCAS	
فیزیک میدان‌های بالا، کاربردهای پزشکی (جراحی چشم)	J ۰.۱۲ Fs TW ۰.۱/۲ ۱۰۰	Ti:Sapphire	آمریکا	FOCUS	
فیزیک میدان‌های بالا	۰.۱۰ Hz J ۰.۳۵Fs TW ۰.۳/۵ ۱۰۰	Ti:Sapphire	آلمان	MBI	

فیزیک میدانهای بالا، کاربردهای پزشکی	۱۰ Hz, J ۲۵Fs TW ۲/۵ ۱۰	Ti:Sapphire	فرانسه	LOA	
برهمکنش لیزر-پلازما	۲ TW, ۵۰۰ fs ۱۰ TW, ۶۰ fs		کانادا	INRS	
کوانتوم اپتیک فیزیک لیزر پرشدت و سریع	۲۳TW, ۳۳/۹fs	Nd:glass	چین	SIOM	
برهمکنش باریکه یونی سنگین با ماده	۱PW, ۵۰۰J, ۵۰۰ fs	Ti:Sapphire Nd:glass hybrid	آلمان	PHELIX	
فیزیک نجوم	۱۰۰TW, ۱۰J, ۳۵۰ fs	Nd:glass	فرانسه	LULI	
طیف نگاری سریع مولکول و ماده و پلازما کوانتوم اپتیک	۲۲۰mJ, ۳۵fs ۳ns, ۴ J/p, ۱ p/min	Ti:Sapphire Nd:glass	سوئد	LLC	
CAEP, Mianyang	۳۳۰ TW, ۹J, ۳۰ fs	Ti:Sapphire	چین	SILEX	

CAEP, Mianyang	۶/۷TW, ۲۰kJ, ۳ ns	Nd:glass	چین	SG-III	
SIOM, Shanghai	۱۲۰TW, ۴/۳J, ۳۶ fs	Ti:Sapphire	چین	QG-C	
تولید ذرات پرنرژی / کم انرژی	۵TW, ۵ kJ, ۱-۲fs	Ti:Sapphire	ژاپن, ILE, Osaka	GEKKO-۱۲	
لیزر اشعه ایکس، شتابدهنده پروتون/ الکترون	۸۵۰TW, ۱۸J, ۳۳fs	Ti:Sapphire	ژاپن APRC, Kansai	APRC,JAERI	
پراکندگی نسبیتی تامسون، تولید پرتوهای ایکس	۱۰۰TW, ۳J, ۳۰ fs	Ti:Sapphire	کره, APRI, Gwangju	UQBF	
تولید ذرات	۲۵TW, ۱ J, ۴۰ fs	Ti:sapphire, Hybrid Nd:glass	ایران مرکز پرتودهی بناب	AEOI	

۴-۲ برهمکنش لیزر-پلازما

در برهمکنش لیزرهای پرشدت با پلازما، لازم است برخی از کمیت‌ها و مفاهیم مرتبط با آن معرفی شوند. در این راستا می‌توان بیان کرد، در برهمکنش لیزرهای پر شدت با ماده، میدان الکتریکی لیزر، فوراً اتم‌های ماده برهمکنش کننده با لیزر را یونیزه می‌کند. نتیجه آن ایجاد پلاسمایی است که در آن الکترون‌های لایه

آخر که تقید کمتری به هسته خود دارند از اتم جدا شده و پالس لیزری، به دلیل جرم کم و قابلیت تحرک بالای الکترون‌ها، در ابتدا با آنها وارد بر همکنش می‌شود. [۲۱]

بهتر است پیش از بررسی اثرات جمعی پلاسما، در اندرکنش با پالس‌های لیزری، حرکت یک الکترون را در میدان‌های الکترومغناطیسی موج بررسی کنیم.

۲-۴-۱ شدت لیزر در موج الکترومغناطیسی تخت

یک موج الکترومغناطیسی تخت را می‌توان با استفاده از پتانسیل برداری به صورت زیر توصیف کرد:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\vec{A}.e^{i\Psi}) \quad (2-22)$$

که در آن، \vec{A} دامنه موج، $\Psi = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega.t$ تابع موج و \vec{k} بردار موج می‌باشد. همچنین رابطه‌ی پاشندگی در خلأ به صورت C . k تعریف می‌شود که در آن C سرعت نور و $k = |\vec{k}|$ عدد موج می‌باشند.

فرض می‌کنیم موج در جهت \hat{x} انتشار می‌یابد، بنابراین برای یک موج با قطبش خطی، پتانسیل برداری در جهت \hat{y} خواهد بود بطوریکه داریم $\vec{A} = A.\vec{y}$ با بهره‌گیری از پیمانه کولن ($\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$)، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موج الکترومغناطیسی به شکل زیر بیان می‌گردند:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2-23)$$

$$\vec{E} = -\frac{1}{C} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

با توجه به اینکه برای یک موج تخت $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega.t$ و $\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \rightarrow i\vec{k}$ ، می‌توانیم میدانهای \vec{E} و \vec{B} را به صورت زیر بنویسیم:

$$\vec{E} = \text{Re}(ik\vec{A}.e^{i\Psi}) = -k.A. \sin \Psi \hat{Y} \quad (24-2)$$

$$B = \text{Re}(ik\vec{A}.e^{i\Psi}) = -k.A. \sin \Psi \hat{Z}$$

شار توان موج با اندازه‌ی بردار پویین‌تینگ داده می‌شود: $\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{B}$ که با جایگزینی میدان‌های \vec{E} و \vec{B} از رابطه

(25-2)، در رابطه‌ی گداریم:

$$I = \frac{\omega.K.}{4\pi} A^2 \sin^2 \psi \hat{x} = \frac{\omega.K.}{4\pi} A^2 (1 - \cos 2\psi) \hat{x} \quad (25-2)$$

در نتیجه شار توان موج الکترومغناطیسی عبارت خواهد بود از:

$$I(\psi) = |\vec{S}| = \frac{\psi.k.}{4\pi} A^2 (1 - \cos 2\psi) \quad (26-2)$$

در عمل شدت موج الکترومغناطیسی را به صورت میانگین آن روی فاز موج (Ψ) در نظر می‌گیرند یعنی:

$$A^2 \frac{\omega.k.}{4\pi} d\Psi = (1 - \cos 2\Psi) A^2 \int_0^{2\pi} \frac{\omega.k.}{4\pi} I = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I(\Psi) d\Psi = \frac{1}{2} \quad (27-2)$$

با جایگزینی $\omega = 2\pi c/\lambda$ و $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ در رابطه‌ی (28-2)، رابطه‌ی بین پتانسیل برداری و تابندگی ($I.\lambda^2$) به صورت زیر بدست می‌آید:

$$I.\lambda^2 = \frac{\pi c A^2}{2} \quad (28-2)$$

یکی از پارامترهای مهم در اندرکنش لیزر با پلاسما پارامتر بدون بعد توان لیزری $a_0 = eA_0 / mc^2 = p_0 / m_0c = eE_0 / m_0\omega_0c$ است که در آن e ، بار الکترون، E_0 و ω_0 به ترتیب دامنه میدان الکتریکی و فرکانس نور فرودی لیزر می‌باشند. a_0 دامنه نرمالیزه شده پتانسیل برداری است و معیاری برای اهمیت پدیده‌های نسبیتی می‌باشد. با این تعریف تابندگی لیزری از رابطه‌ی (۲-۲۸) به شکل زیر در می‌آید:

$$I \cdot \lambda^2 = \frac{\pi m^2 c^4 a^2}{2 e^2} = \left[1.73 \times 10^{18} \frac{W \mu m^2}{cm^2} \right] a^2 \quad (2-29)$$

که در آن I شدت لیزر و λ طول موج لیزر فرودی بر حسب میکرون است. همچنین از رابطه (۳۰) و تعریف a_0 ، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موج الکترومغناطیسی به شکل زیر به a_0 مربوط می‌شوند:

$$E_0 = B_0 = \frac{mc\omega_0}{e} a_0 \quad (2-30)$$

۲-۴-۲ حرکت ارتعاشی^۱ و سوقی^۲ الکترونها در میدان الکترومغناطیسی

رژیم‌های فیزیکی مختلف با افزایش شدت نور لیزر فرودی بوجود می‌آیند در شدتهای پایین، الکترونها ی اتمی به صورت خطی با همان فرکانس لیزر ($\omega = 2\pi c / \lambda = ck_0$) در امتداد میدان نوسان می‌کنند. در میدان با توان بالا، الکترونها از اتم‌ها کنده می‌شوند، برای مثال گاز با روش تونلی یا چند فوتونی یونیزه می‌شود. وقتی کار انجام شده توسط میدان لیزر در فاصله‌ی شعاع بور روی یک الکترون یعنی (eEr_0) به انرژی پیوندی کولن (e^2/r_0) نزدیک شود، تئوری اختلال خطی دیگر معتبر نخواهد بود.

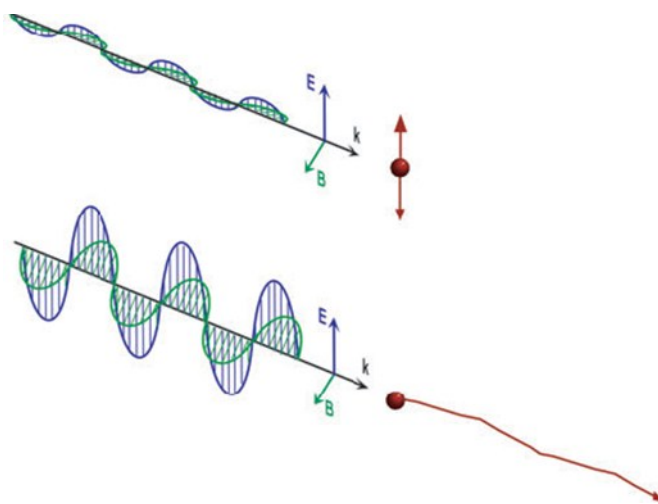
^{۱۴}-Quiver

^{۱۵}- Drift

در شدت‌های بالاتر بازهم، الکترونها تولید شده در پلاسما با سرعت‌هایی نزدیک سرعت نور c منتشر خواهند کرد. بنابراین نیروی $\vec{B} \times \vec{v}$ در معادله حرکت لورنتس اهمیت پیدا می‌کند. [۱۳]

$$\vec{F} = \frac{d(\gamma\vec{p})}{dt} = e\vec{E} + e\left(\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}\right) \quad (۳۱-۲)$$

در رژیم نسبیتی، اندازه حرکت ارتعاشی الکترونها، p ، از c فراتر می‌رود، (m جرم در حالت سکون الکترون و c ، سرعت نور است). a پارامتری است که میزان نسبیتی بودن را مشخص می‌کند. جرم الکترون m نسبت به جرم الکترون در حالت سکون با سرعت تغییر می‌کند. برای میدانهای پایین، معادله (۳۱-۲)، معادله حرکت الکترونی است که در امتداد موازی با بردار قطبش و با فرکانس لیزر نوسان می‌کند. در شدت‌های بالا، میدان مغناطیسی نور بسیار مهم شده و جفت شدن میدان الکتریکی و مغناطیسی الکترونها را به سمت جلو در راستای انتشار نور می‌راند. در این مورد سرعت الکترونها نزدیک سرعت نور می‌باشد.



شکل ۲-۶: اپتیک کلاسیک در مقابل اپتیک نسبیتی : الف) در اپتیک کلاسیک دامنه موج نور کوچک است، الکترونها در امتداد میدان الکتریکی با فرکانس نور لیزر نوسان می‌کنند و هیچ جابجایی در امتداد حرکت نور وجود ندارد. توجه شود که

میدان الکتریکی بر روی الکترونها عمل میکند، سرعت نوسان الکترونها در مقایسه با سرعت نور خیلی کوچک است. ب) در اپتیک نسبیتی، دامنه موج نور خیلی بزرگ است، میدان مغناطیسی نور بسیار مهم می‌شود و جفت شدن میدان الکتریکی و مغناطیسی الکترونها را به سمت جلو در راستای انتشار نور می‌راند. در این مورد سرعت الکترونها نزدیک سرعت نور می‌باشد.

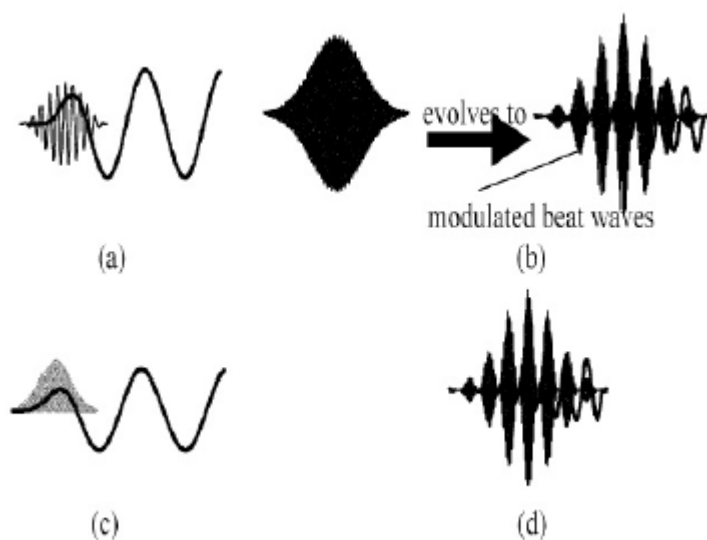
فصل سوم

موج زنش پلاسمایی

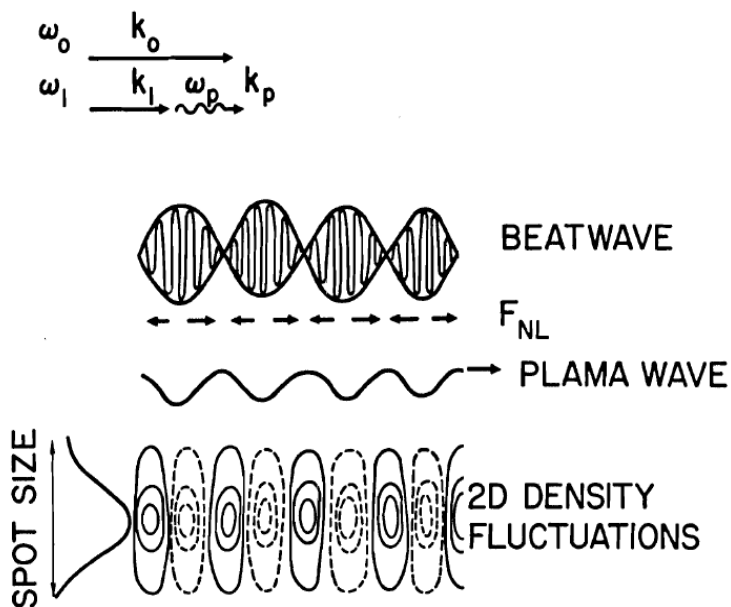
۳-۱- شتاب‌دهنده‌های موج زنش پلاسمایی

بحث ما در اینجا اساساً تمرکز بر فیزیک پایه شتاب ذرات توسط امواج پلاسمایی نسبیتی و موج زنش پلاسمایی است. در یک شتاب‌دهنده پلاسمایی، ذرات انرژی‌شان را از یک موج پلاسمایی طولی کسب می‌کنند. برای شتاب ذرات به انرژیهای نسبیتی، اولاً باید امواج پلاسمایی شدید باشد و ثانیاً سرعت فاز آنها نزدیک به سرعت نور در خلاء باشد. تا کنون چندین طرح عملی و آزمایشگاهی برای شتاب‌دهی ذرات با استفاده از امواج پلاسمایی با موفقیت به اجرا در آمده‌اند. [۲۲]

هر یک از این پالس‌های کوتاه میدان دنباله‌ای مربوط به پالس جلویی خود را تقویت می‌کند و به طور تشدیدی باعث تحریک موج پلازما می‌شود، دامنه‌ی موج پلازما افزایش می‌یابد در نتیجه به مرور دامنه‌ی موج پلازما افزایش می‌یابد و اثرات غیر خطی باعث تغییر فرکانس مؤثر پلازما می‌شود، بدین ترتیب موج پلازما از حالت تشدید با موج زنش خارج شده و فرایند تحریک تشدیدی موج پلازما اشباع می‌شود.



شکل ۳-۱: تشکیل موج زنش دو پالس بلند لیزر



شکل ۲-۳: تحریک رزونانس یک موج پلاسمای الکترونی توسط دو موج زنجی الکترومغناطیسی (m_0, k_0) و (m_1, k_1)

۲-۲-۳- امواج غیر خطی در یک پلاسما

معادلات توصیف کننده امواج غیر خطی در یک پلاسمای سرد، غیر برخوردی نسبیتی توسط معادله های

زیر توصیف می شود.

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (v \cdot \nabla) p = -eE - \frac{e}{c} (v \times B) \quad (1-3)$$

$$\nabla \cdot E = 4\pi e (n_0 - n) \quad (2-3)$$

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

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (4-3)$$

$$\nabla \times B = -\frac{4\pi}{c}env + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (5-3)$$

تکانه الکترون برابر با مقدار زیر است:

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (6-3)$$

در معادلات بالا n چگالی تعادلی الکترون، B میدان مغناطیسی و E میدان الکتریکی است. با توجه به اینکه حرکت موج تابعی از متغیر $\hat{l} \cdot r - Vt$ که \hat{l} بردار واحد در جهت انتشار موج و V سرعت گروه است بنابراین معادلات بالا به این شکل نیز بازنویسی می‌شوند:

$$i \times E' = \frac{V}{c} B' \quad (7-3)$$

$$i \times E' = \beta B'$$

$$i \times B' = \frac{V}{c} E' - 4 \frac{\pi}{C} env \quad (8-3)$$

$$i \cdot B' = 0 \quad (9-3)$$

$$i \cdot E' = -4\pi e(n - n_0) \quad (10-3)$$

$$(-iV + iv)p' = -eE - \frac{e}{c}(v \times B) \Rightarrow \quad (11-3)$$

$$((i \cdot v) - V)p' = eE - \frac{e}{c}(v \times B)$$

در معادلات بالا پرایم علامت مشتق است.

با انتگرال گیری از معادله (۷-۳) داریم :

$$\int_{B_0}^B B' = \frac{1}{\beta} \int i \times E' \quad (۱۲-۳)$$

$$B = \frac{1}{\beta} (i \times E) + B_0$$

در این رابطه B میدان مغناطیسی خارجی در پلاسما است. بنابراین، معادله ی (۱۳-۳) به شکل زیر در می آید.

$$B = \frac{1}{\beta} (i \times E) \quad (۱۴-۳)$$

اگر معادله ی (۱۴-۳) را در \hat{i} دات کنیم و $(i \times E)$ را باز کنیم داریم :

$$(۱۵-۳)$$

$$i.B = 0$$

اگر سمت چپ معادله (۱۳-۳) را در E ضرب داخلی کنیم داریم :

$$B = \frac{1}{\beta} (i \times E) \Rightarrow E.B = \frac{1}{\beta} E.(i \times E) = 0 \quad (۱۶-۳)$$

$$E.B = 0$$

$$i \times B' = \beta E' - \frac{4\pi}{c} env \Rightarrow \quad (۱۷-۳)$$

$$i.(i \times B') = -\beta(i.E') - \frac{4\pi}{c} en(i.v) \Rightarrow \quad (۱۸-۳)$$

$$\frac{V}{c} \beta(-4\pi en(n - n_0)) = -\frac{4\pi}{c} en(i.v) \Rightarrow \quad (۱۹-۳)$$

$$-V(n - n_0) = -n_0(i.v) \Rightarrow \quad (۲۰-۳)$$

برای بدست آوردن چگالی پلاسما چون میدان مغناطیسی در این مورد عرضی و عمود بر میدان الکتریکی است که با استفاده از رابطه ی (۳-۹) و (۳-۱۰) چگالی بصورت زیر بدست می آید:

$$Vn_0 = n[-(i.v) + V] \Rightarrow n = \frac{n_0 V}{(V - iv)} \quad (۲۱-۳)$$

از آنجاییکه $n > 0$ است به دنبال آن $i.v < V$ است و مولفه سرعت الکترون در جهت انتشار موج همیشه باید کوچکتر از سرعت فاز باشد.

رابطه ی (۱۱-۳) را در i کراس کرده پس داریم :

$$[(i.v) - V](i \times p') = -e(i \times E) - \frac{e}{c} i \times (v \times B) \quad (۲۲-۳)$$

عبارت $i \times (v \times B)$ را با استفاده از قاعده ی بک - کب محاسبه کرده و از رابطه ی (۱۲-۳) استفاده می کنیم

$$i \times (v \times B) = v(i.v) - B(i.v) \quad (۲۳-۳)$$

$$i \times (v \times B) = v \left(i \cdot \left(\frac{1}{B} (i \times E) + B \cdot \right) \right) - \left(\frac{1}{\beta} (i \times E) + B \cdot \right) (i.v) \quad (۲۴-۳)$$

رابطه ی (۲۲-۳) را به شکل زیر می توان نوشت :

$$i \times (v \times B) = \frac{1}{B} v(i \cdot (i \times E)) + v(i \cdot B) - \frac{1}{\beta} (i \times E)(i.v) - B \cdot (i.v) \quad (۲۵-۳)$$

با جایگذاری $\beta = \frac{v}{c}$ رابطه ی (۳-۲۵) به شکل زیر در می آید:

$$\begin{aligned}
 [(i.v) - V](i \times p') & \quad (۳-۲۶) \\
 &= -e(i \times E) - \frac{e}{V} v(i.(i \times E)) - \frac{e}{c} v(i.B.) + \frac{e}{V} (i \times E)(i.v) \\
 & \quad + \frac{e}{c} B.(i.v) \\
 &= -e(i \times E) - \frac{e}{V} v(i.(i \times E)) + \frac{e}{V} (i \times E)(i.v) - \frac{e}{c} v(i.B.) \\
 & \quad + \frac{e}{c} B.(i.v)
 \end{aligned}$$

با محاسبه ی $(i \times E)$ از رابطه ی (۳-۱۲) داریم :

$$\begin{aligned}
 [(i.v) - V](i \times p') & \quad (۳-۲۷) \\
 &= -\frac{eV}{c} (B - B.) - \frac{e}{c} v[i.(B - B.)] + \frac{e}{c} [(i.v)(B - B.)] - \frac{e}{c} v(i.B.) \\
 & \quad + \frac{e}{c} B.(i.v)
 \end{aligned}$$

با محاسبه جبری داریم :

$$[(i.v) - V](i \times p') = -\frac{e}{c} B[V - (i.v)] + \frac{e}{c} (VB. - v(i.B.)) \quad (۳-۲۸)$$

کل رابطه بالا را بر $-\frac{e}{c} [V - (i.v)]$ تقسیم کنیم میدان مغناطیسی بصورت زیر بدست می آید.

$$B = -\frac{c}{e} (i \times p') + \frac{VB_0 - v(i.B_0)}{V - (i.v)} \quad (۳-۲۹)$$

با ضرب i در سمت چپ معادله ی (۳-۱۶)، B' نیز بدست می آید.

$$\Rightarrow i \times (i \times B') = -\frac{V}{c} i \times E' - \frac{4\pi}{c} eni \times v \quad (۳-۳۰)$$

$$\hat{i}(\hat{i}.B') - B'(\hat{i}.\hat{i}) = -\frac{V}{c}i \times E' - \frac{4\pi}{c}en(i \times v) \quad (31-3)$$

$$B'(-1 + \frac{V}{c}\beta) = -\frac{4\pi}{c}en(i \times v) \quad (32-3)$$

$$B'(\beta^2 - 1) = -4\frac{\pi}{c}en(i \times v) \Rightarrow B' = -\frac{4\pi}{c} \frac{en}{\beta^2 - 1}(i \times v) \quad (33-3)$$

$$(i \times p)'' + \frac{4\pi e^2 n}{(\beta^2 - 1)c^2}(i \times v) = -\frac{e}{c} \left[\frac{VB_0 - v(i.B_0)}{V - (i.v)} \right] \quad (34-3)$$

اگر معادله ی (۳۱-۱) را در آن ضرب داخلی کنیم، داریم:

$$[(i.v) - V](i.p') = -e(i.E) - \frac{e}{c}i.(v \times B) \Rightarrow$$

(۳۵-۳)

$$[(i.v) - V](i.p') + \frac{e}{c}i.(v \times B) = -e(i.E)$$

معادله ی بالا را به شکل زیر نیز می توان نوشت:

$$\{[(i.v) - V](i.p') + \frac{e}{c}i.(v \times B)\}' = -e(i.E') \quad (36-3)$$

با استفاده از معادله ی (۳۲-۱) داریم

:

$$\{[(i.v) - V](i.p') + \frac{e}{c}i.(v \times B)\}' = \epsilon \pi e^2 (n - n.) \quad (37-3)$$

معادله ی بالا با استفاده از رابطه ی (۳۱-۲) به رابطه ی زیر تبدیل می شود

$$\left\{ [(i.v) - V](i.p') + \frac{e}{c} i.(v \times B) \right\}' = \epsilon \pi e^{\gamma} n. \frac{(i.v)}{V - (i.v)} \quad (38-3)$$

با جایگذاری رابطه ی (3-29) و محاسبه ی جبری رابطه به شکل زیر در می آید :

$$\left\{ (i.v) - V \right\}' (i.p') + (i.v)(i.p)' + eB \frac{(i(V \times B_0))}{V - (i.v)} \left\{ \right\}' = 4\pi n e^2 \frac{(i.v)}{V - (i.v)} \quad (39-3)$$

$$i = \hat{k}, \rho = \frac{\vec{p}}{mc}, u = \frac{v}{c}, \text{if } B_0 = 0 \Rightarrow \quad (40-3)$$

$$(i \times p'') + \frac{4\pi e^2 n}{(\beta^2 - 1)c^2} (i \times v) = 0 \Rightarrow \quad (41-3)$$

$$i \times p = \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & 1 \\ p_x & p_y & p_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -p_{yi} + p_{xj} - mcp_y \\ +p_x & +mcp_x \\ 0 \end{vmatrix} \quad (42-3)$$

$$i \times v = \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & 1 \\ v_x & v_y & v_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -v_y - cv_y \\ +v_x + cv_x \\ 0 \end{vmatrix} \quad (43-3)$$

$$\Rightarrow (i \times p)'' + \frac{4\pi e^2 n}{m} \frac{m}{(\beta^2 - 1)c^2} \frac{V}{V - (i.v)} (i \times v) \quad (44-3)$$

$$-mc \frac{d^2 \rho_y}{d\tau^2} + \frac{m\omega_p^2}{(\beta^2 - 1)\beta^2} \frac{v}{V.v_z} (-cv_y) = 0 \quad (45-3)$$

$$\frac{d^2 \rho_y}{d\tau^2} + \frac{\omega p^2}{(\beta^2 - 1)} \frac{1}{\beta^2} \frac{\beta}{\beta - v_z} u_y = 0 \quad (46-3)$$

و به طور مشابه معادله مورد نظر برای مولفه x هم بدست می آید

$$\frac{d^2 \rho_x}{d\tau^2} + \frac{\omega p^2}{(\beta^2 - 1)} \frac{1}{\beta^2} \frac{\beta}{\beta - v_z} u_x = 0 \quad (47-3)$$

و برای بدست آوردن مولفه z به صورت عمل می کنیم.

$$\frac{d}{d\tau} \left\{ (u_z - \beta) \left(mc \cdot \frac{d\rho}{d\tau} \right) + [(cu_y \hat{x} - cu_x \hat{y}) \cdot (mc\rho_y \hat{x} + (-mc\rho_x \hat{y}))] + 0 \right\} = 4\pi e^2 n_0 \frac{u_z}{\beta - v_z} \quad (48-3)$$

با انجام عملیات جبری به معادله زیر می رسیم.

$$\frac{d}{d\tau} \left\{ (u_z - \beta) \frac{d\rho_z}{d\tau} + u_y \frac{d\rho_y}{d\tau} + u_x \frac{d\rho_x}{d\tau} \right\} = \omega \rho^2 \frac{\beta^2 u_z}{\beta - u_z} \quad (49-3)$$

اگر $\rho = p/mc$ باشد معادلات (46-3)، (47-3) و (48-3) به صورت زیر بدست می آید.

$$\rho_x^2 = \frac{p_x^2}{m^2 c^2} = \frac{m^2 v_x^2}{m^2 c^2 (1 - \frac{v^2}{c^2})} = \frac{c^2 u_x^2}{c^2 (1 - \frac{c^2 u^2}{c^2})} = \frac{u_x^2}{1 - u^2} \quad (50-3)$$

$$1 + \rho^2 = 1 + \frac{u^2}{1 - u^2} = \frac{1 - u^2 + u^2}{1 - u^2} = \frac{1}{1 - u^2} \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{1 - u^2}} = \sqrt{1 + \rho^2} \quad (51-3)$$

$$\frac{d^2 \rho_x}{d\tau^2} + \frac{\omega_p^2 \beta^2}{\beta^2 - 1} \frac{\beta \rho_x}{\beta \sqrt{1 + \rho^2} - \rho_z} = 0 \quad (52-3)$$

و به طور مشابه برای مولفه y داریم:

$$\frac{d^2 \rho_y}{d\tau^2} + \frac{\omega_p^2 \beta^2}{\beta^2 - 1} \frac{\beta \rho_y}{\beta \sqrt{1 + \rho^2} - \rho_z} = 0 \quad (53-3)$$

برای مولفه z داریم:

$$\frac{d}{d\tau} \left\{ \left(\sqrt{1 - u^2} \rho_z - \beta \right) \frac{d\rho_z}{d\tau} + \sqrt{1 + u^2} \rho_y \frac{d\rho_y}{d\tau} + \sqrt{1 - u^2} \rho_x \frac{d\rho_x}{d\tau} \right\} = \quad (54-3)$$

$$\omega_p^2 \beta \frac{\sqrt{1 - u^2} \rho_z}{\beta - \sqrt{1 - u^2} \rho_z} \Rightarrow$$

از طرفی $\sqrt{1 - u^2}$ ثابت است و با خارج کردن آن از آکولاد رابطه (54-3) به صورت زیر بدست می آید:

$$\sqrt{1 - u^2} \left\{ \frac{d}{d\tau} \left(\rho_z - \frac{\beta}{\sqrt{1 - u^2}} \right) \frac{d\rho_z}{d\tau} + \rho_y \frac{d\rho_y}{d\tau} + \rho_x \frac{d\rho_x}{d\tau} \right\} = \sqrt{1 - u^2} \frac{\omega_p^2 \beta^2 \rho_z}{\frac{\beta}{\sqrt{1 - u^2}} - \rho_z} \Rightarrow \quad (55-3)$$

با اندکی محاسبه رابطه (55-3) به رابطه زیر تبدیل می شود.

$$\frac{d^2}{d\tau^2} \left(\beta \rho_z - \sqrt{1 + \rho^2} \right) + \frac{\omega_p^2 \beta^2 \rho_z}{\beta \sqrt{1 + \rho^2} - \rho_z} = 0 \quad (56-3)$$

برای محاسبه مولفه های میدان مغناطیسی به صورت زیر عمل می کنیم:

$$B = \frac{e}{e} (i \times p') \Rightarrow \vec{p} = Mc \vec{\rho} \quad (57-3)$$

$$i \times p' = \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & 1 \\ \frac{dp_x}{d\tau} & \frac{dp_y}{d\tau} & \frac{dp_z}{d\tau} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{dp_y}{d\tau} = -mc \frac{d\rho_y}{d\tau} \\ \frac{dp_x}{d\tau} = mc \frac{d\rho_x}{d\tau} \\ 0 \end{vmatrix} \quad (58-3)$$

$$B_x = \frac{c}{e} \times (-cm \frac{d\rho_y}{d\tau}) = -m \frac{c^2}{e} \frac{d\rho_y}{d\tau} = -\frac{mc}{eB} \frac{d\rho_y}{d\tau} \quad (59-3)$$

$$B_y = \frac{c}{e} \times mc \frac{d\rho_x}{d\tau} = \frac{mc^2}{e} \frac{d\rho_x}{d\tau} = \frac{mc}{eB} \frac{d\rho_x}{d\tau} \quad (60-3)$$

$$B_z = \frac{c}{e} \times 0 = 0 \Rightarrow B_z = 0$$

برای محاسبه مولفه x و y میدان الکتریکی داریم:

$$B = \frac{1}{\beta} [i \times E] = \frac{1}{\beta} \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & 1 \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \frac{1}{\beta} \begin{vmatrix} -E_y \\ E_x \\ 0 \end{vmatrix} \quad \left| \begin{array}{l} B_x = \frac{-E_y}{\beta} \\ B_y = \frac{E_x}{\beta} \end{array} \right| \quad (61-3)$$

$$E_x = \beta \frac{mc^2}{e} \frac{d\rho_x}{d\tau} = \frac{mc}{e} \frac{d\rho_x}{d\tau} \quad (62-3)$$

$$E_y = -\beta \frac{mc^2}{e} \frac{d\rho_y}{d\tau} = -\frac{mc}{e} \frac{d\rho_y}{d\tau} \quad (63-3)$$

$$E_z = -\frac{mc}{e\beta} \frac{d}{d\tau} \left(\beta \rho_z - \sqrt{1 + \rho^2} \right) \quad (64-3)$$

برای محاسبه چگالی الکترون از فرمول (۳-۲۱) داریم:

$$n = \frac{n_0 V}{V - i.v} = \frac{n_0 \beta c}{\beta c - c u_z} = \frac{n \beta}{\beta - u_z} = n_0 \left(\frac{\beta}{\beta - c \rho_z} \right) = n_0 \left(\frac{\beta / c}{\beta / c - \rho_z} \right) \quad (۳-۶۵)$$

$$= n_0 \left(\frac{\beta \sqrt{1 + \rho^2}}{\beta \sqrt{1 + \rho^2} - \rho_z} \right) \Rightarrow n = n_0 \left(1 + \frac{\rho_z}{\beta \sqrt{1 + \rho^2} - \rho_z} \right)$$

اکنون اجازه بدهید که دو موج نور پلاریزه خطی با فرکانس مختلف $\omega_1 - \omega_2 \simeq \omega_p$ را در یک پلاسمای با چگالی پایین که $\omega_p \gg (\omega_1, \omega_2)$ است را در نظر بگیریم. زنش دو موج یک برانگیختگی با فرکانس پایین نوسانات طولی پلاسمای ایجاد می کند. این نوسان و دو موج نور سرعت های فازی نزدیک به سرعت نور دارند اما از آن جایی که سرعت های فاز تقریباً برابر هستند. ما سعی می کنیم که این سه موج در پلاسمای را به صورت تقریبی از یک حالت متقابل طولی و عرضی جفت شده $\rho(\tau)$ در نظر می گیریم با انتخاب شرایط اولیه حرکت طولی وجود ندارد و می توان گفت که $\tau = 0$ است. ما تمایل داریم که حرکت طولی آشکار شده پلاسمای را برای $\tau > 0$ ببینیم. زیرا زنش بین دو موج نور است. انتظار می رود که کمیت $\sqrt{1 + \rho^2} - \rho_z$ به صورت تابعی از $\tau > 0$ با یک ثابتی برای یک موج نور پدیدار شود. در نتیجه ما متغیر مستقل زیر را تعریف می کنیم.

$$x(\tau) = \sqrt{1 + \rho^2} - \rho_z \quad (۳-۶۶)$$

یاد آوری می کنیم که $\frac{dx}{dt}$ متناسب با $E_z(\tau)$ است بنابراین $x(\tau)$ متناسب با پتانسیل الکتریکی است. از

آن جایی که سرعت های فاز دو موج نور تقریباً شبیه هم هستند ما سعی میکنیم حلی به شکل زیر

پیشنهاد کنیم.

$$\rho_{\perp} = \quad (۳-۶۷)$$

$$\rho_{\perp 1} + \rho_{\perp 2}$$

برای حرکت عرضی داریم:

$$\rho_{\perp 1} = R_{\perp 1} \cos \omega_1 \tau \quad \text{و} \quad \rho_{\perp 2} = R_{\perp 2} \cos \omega_2 \tau \quad (68-3)$$

و همچنین

$$\omega_1 = \omega + \frac{\Delta\omega}{2} \quad (69-3)$$

$$\omega_2 = \omega - \frac{\Delta\omega}{2}$$

که در این رابطه $\omega_{1,2}$ و $R_{\perp 1,2}$ ثابت هستند و $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ است.

رابطه (67-3) با رابطه زیر معادل است.

$$\rho_{\perp} = R_{\perp} [\cos \omega_1 \tau - \cos \omega_2 \tau] \quad (70-3)$$

با استفاده از فرمول زیر رابطه (70-3) به رابطه (74-3) تبدیل می‌شود.

$$\cos p - \cos q = -2 \sin \frac{p+q}{2} \sin \frac{p-q}{2} \quad (71-3)$$

$$\cos \omega_1 \tau - \cos \omega_2 \tau = -2 \sin \frac{\omega_1 \tau + \omega_2 \tau}{2} \sin \frac{\omega_1 \tau - \omega_2 \tau}{2} \quad (72-3)$$

$$-2 \sin \left[\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \right) \tau \sin \left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \right) \tau \right]$$

از طرفی چون $\omega = \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \right)$ و $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ است، داریم:

$$= -2 \sin \omega \tau \sin \frac{\Delta\omega}{2} \tau \quad (73-3)$$

$$\rho_{\perp} = -\gamma R_{\perp} \sin \omega \tau \sin \frac{\Delta \omega}{\gamma} \tau \quad (74-3)$$

میدان الکتریکی لیزر با فرمول زیر داده می شود:

$$E_{\perp} = \frac{m\omega c}{e} R_{\perp} [\sin(\omega_1 \tau) - \sin(\omega_2 \tau)] \quad (75-3)$$

رابطه (75-3) با استفاده از فرمول زیر به رابطه (77-3) تبدیل می شود

$$\begin{aligned} \sin(\omega_1 \tau) - \sin(\omega_2 \tau) &= \gamma \cos \frac{\omega_1 \tau + \omega_2 \tau}{\gamma} \sin \frac{\omega_1 \tau - \omega_2 \tau}{\gamma} = \\ &\gamma \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{\gamma} \tau \sin \frac{\omega_1 - \omega_2}{\gamma} \tau = \gamma \cos \omega \tau \sin \frac{\Delta \omega}{\gamma} \tau \end{aligned} \quad (76-3)$$

$$E_{\perp} = \frac{m\omega c}{e} R_{\perp} \times \gamma \cos \omega \tau \sin \frac{\Delta \omega}{\gamma} \tau = \frac{\gamma m\omega c}{e} R_{\perp} \cos \omega \tau \sin \frac{\Delta \omega}{\gamma} \tau \quad (77-3)$$

$$\frac{d^{\gamma}}{d\tau^{\gamma}} (\beta_{ph} \rho_z - \sqrt{1 + \rho^{\gamma}}) + \frac{\omega_{\rho}^{\gamma} \beta_{\rho h} \rho_z}{\beta_{\rho h} \sqrt{1 + \rho^{\gamma}} - \rho_z} = \cdot \quad (78-3)$$

اگر $\beta_{\rho h} = 1$ باشد داریم:

$$\frac{d^{\gamma}}{d\tau^{\gamma}} (\rho_z - \sqrt{1 + \rho^{\gamma}}) + \frac{\omega_{\rho}^{\gamma} \rho_z}{\sqrt{1 + \rho^{\gamma}} - \rho_z} = \cdot \quad (79-3)$$

اگر معادله را در $\frac{1}{\omega_{\rho}^{\gamma}}$ ضرب کنیم داریم:

$$\frac{1}{\omega_{\rho}^{\gamma}} \frac{d^{\gamma}}{d\tau^{\gamma}} (\rho_z - \sqrt{1 + \rho^{\gamma}}) + \frac{1}{\omega_{\rho}^{\gamma}} \frac{\omega_{\rho}^{\gamma} \rho_z}{\sqrt{1 + \rho^{\gamma}} - \rho_z} \Rightarrow \frac{d^{\gamma} x}{d\omega_{\rho}^{\gamma} \tau} + \frac{\rho_z}{\sqrt{1 + \rho^{\gamma}} - \rho_z} = \cdot \quad (80-3)$$

از طرفی $x(\tau) = \sqrt{1 + \rho^{\gamma}} - \rho_z$ است اگر از این معادله ρ_z را بدست آوریم داریم:

$$\rho_z = \frac{1-x^2 + \rho_{\perp}^2}{2x} \quad (81-3)$$

اگر به جای مقدار ρ_z آن را قرار دهیم داریم:

$$\frac{d^2 x}{d(\omega_p \tau)^2} + \frac{\rho_z}{x} = 0 \Rightarrow \frac{d^2 x}{d(\omega_p \tau)^2} + \frac{1-x^2 + \rho_{\perp}^2}{2x^3} = 0 \Rightarrow \frac{d^2 x}{d(\omega_p \tau)^2} + \frac{1-x^2 + \rho_{\perp}^2}{2x^3} = 0 \quad (82-3)$$

اگر در معادله‌ی مقدار ρ_{\perp}^2 را که

$$\rho_{\perp}^2 = 4R_{\perp}^2 \sin^2(\omega\tau) \sin^2\left(\frac{\Delta\omega}{\gamma}\tau\right) \quad (83-3)$$

است قرار دهیم و مقدار $\sin^2(\omega\tau)$ را که $\frac{1}{\gamma}$ است جایگذاری می‌کنیم داریم:

$$\rho_{\perp}^2 = 2R_{\perp}^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\omega}{\gamma}\tau\right) \quad (84-3)$$

با استفاده از فرمول زیر رابطه (82-3) به رابطه (84-3) تبدیل می‌شود:

$$\cos 2\theta = 1 - 2\sin^2\theta \quad (85-3)$$

$$\sin^2\theta = \frac{1-\cos 2\theta}{2} \Rightarrow \theta = \frac{\Delta\omega}{\gamma}\tau \Rightarrow \sin^2\frac{\Delta\omega}{\gamma}\tau = \frac{1-\cos 2\frac{\Delta\omega}{\gamma}\tau}{2} = \frac{1-\cos \Delta\omega\tau}{2} \quad (86-3)$$

بنابراین

$$\rho_{\perp}^2 = 2R_{\perp}^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\omega}{\gamma}\tau\right) = 2R_{\perp}^2 \times \frac{1-\cos \Delta\omega\tau}{2} = R_{\perp}^2 [1 - \cos \Delta\omega\tau] \quad (87-3)$$

$$\frac{d^2 x}{d(\omega_p \tau)^2} + \frac{1-x^2 + R_{\perp}^2 [1 - \cos(\Delta\omega\tau)]}{2x^3} = 0 \quad (88-3)$$

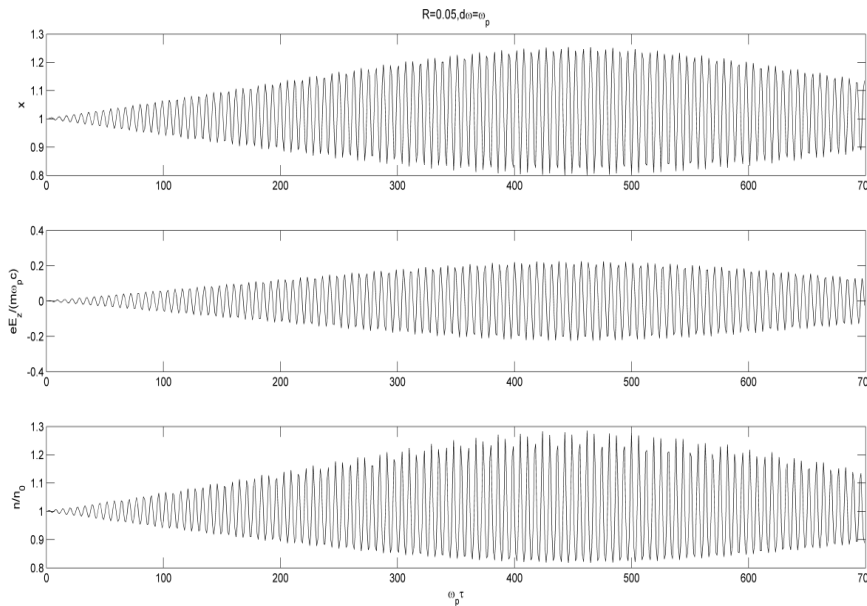
معادله (۳-۸۸) یک نوسانگر غیر خطی پارامتری را توصیف می کند با محاسبه $x(\tau)$ می توان از روابط زیر برای محاسبه سایر کمیت ها استفاده کرد.

$$\rho_z(\tau) = \frac{1 - x^2 + \rho_z^2}{2x} \quad (۳-۸۹)$$

$$n(\tau) = n. \left[1 + \frac{\rho_z}{x} \right] \quad (۳-۹۰)$$

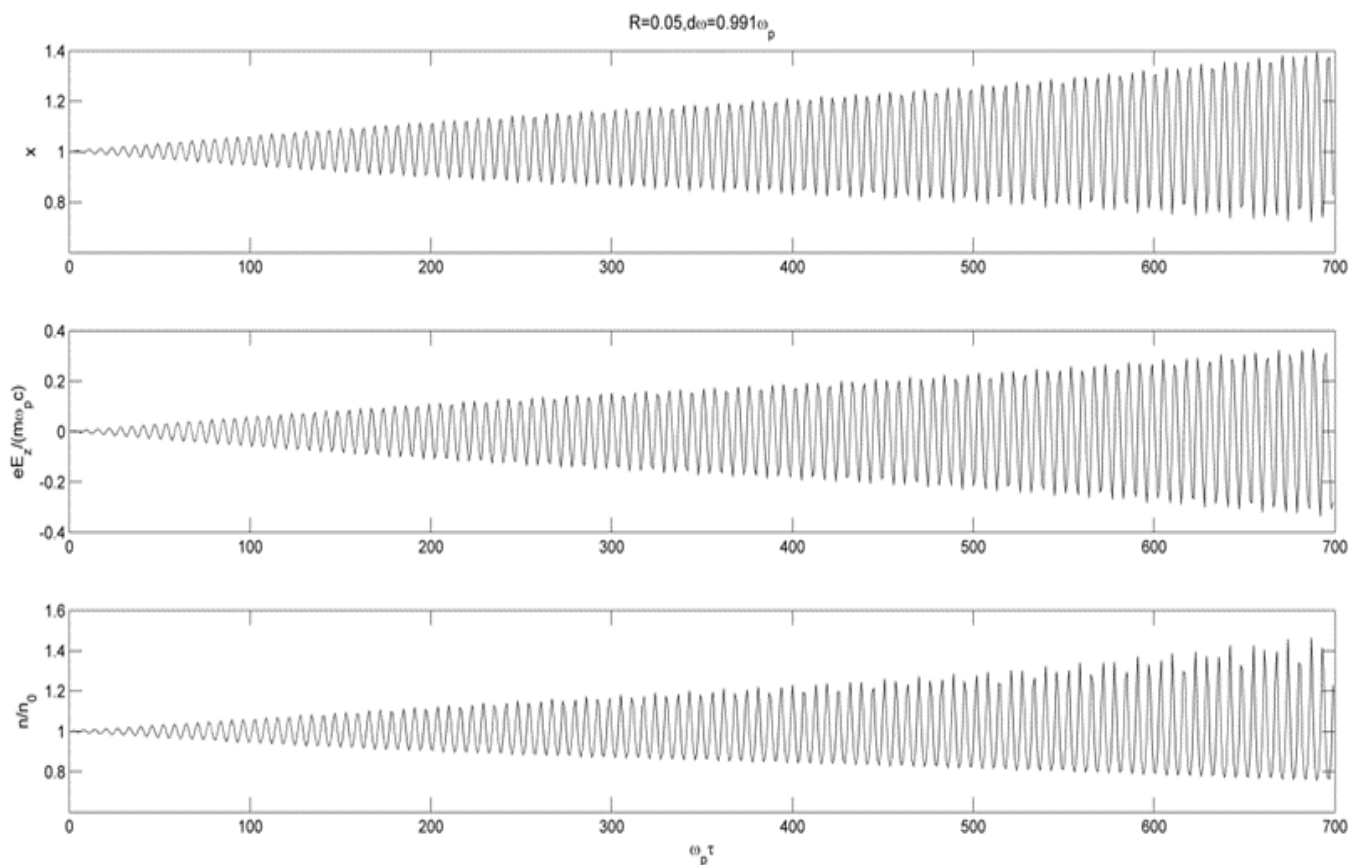
$$E_z = \frac{mc}{e} \frac{dx}{d\tau} \quad (۳-۹۱)$$

برای محاسبه x از روش رانگ- کوتای مرتبه ۴ استفاده شد و تغییرات x میدان الکتریکی نرمالیزه و $\frac{n}{n.}$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای مقادیر مختلف $r = R_{\perp}$ و $d\omega = \Delta\omega$ رسم گردید.



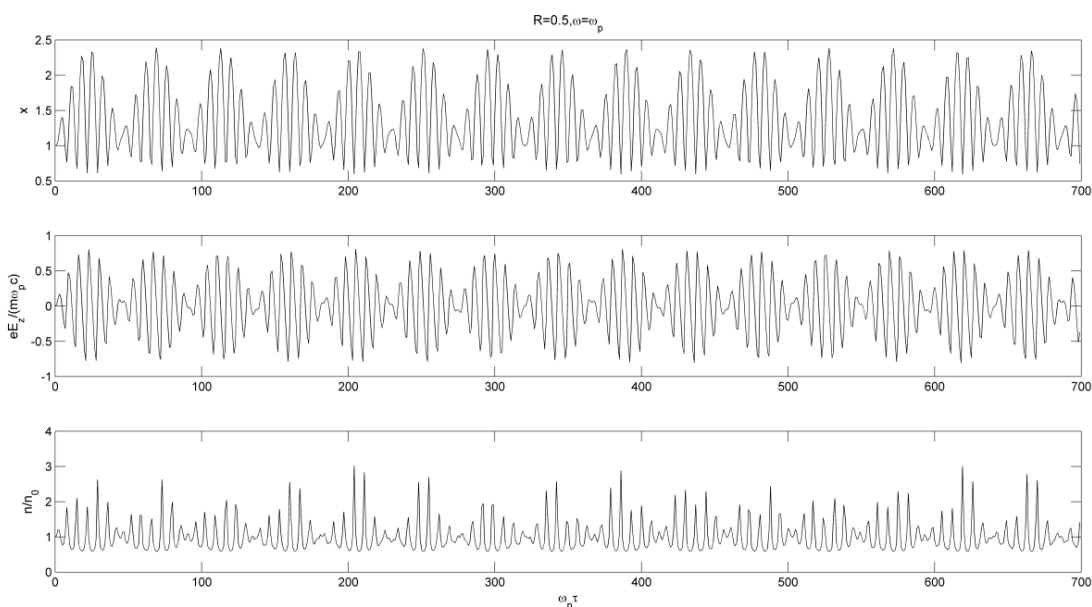
شکل ۳-۳: تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $\frac{n}{n.}$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r = 0.05$ و $d\omega = \omega_p$

در این شکل تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و تغییرات $\frac{n}{n_0}$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0,05$ (که نماینده شدت پالس لیزر است) و $\Delta\omega = \omega_p$ (حالت رزونانس) رسم شده است. همانطور که دیده می شود تغییرات کمیت ها روند افزایشی دارند تا زمانی که در $\omega_p \tau = 460$ مقدار میدان به اشباع (زمانی که میدان و $\frac{n}{n_0}$ به ماکزیمم می رسند) می رسد و پس از آن روند کاهش دارد مقادیر میدان و $\frac{n}{n_0}$ در حالت اشباع به ترتیب $0,2$ و $1/3$ است.



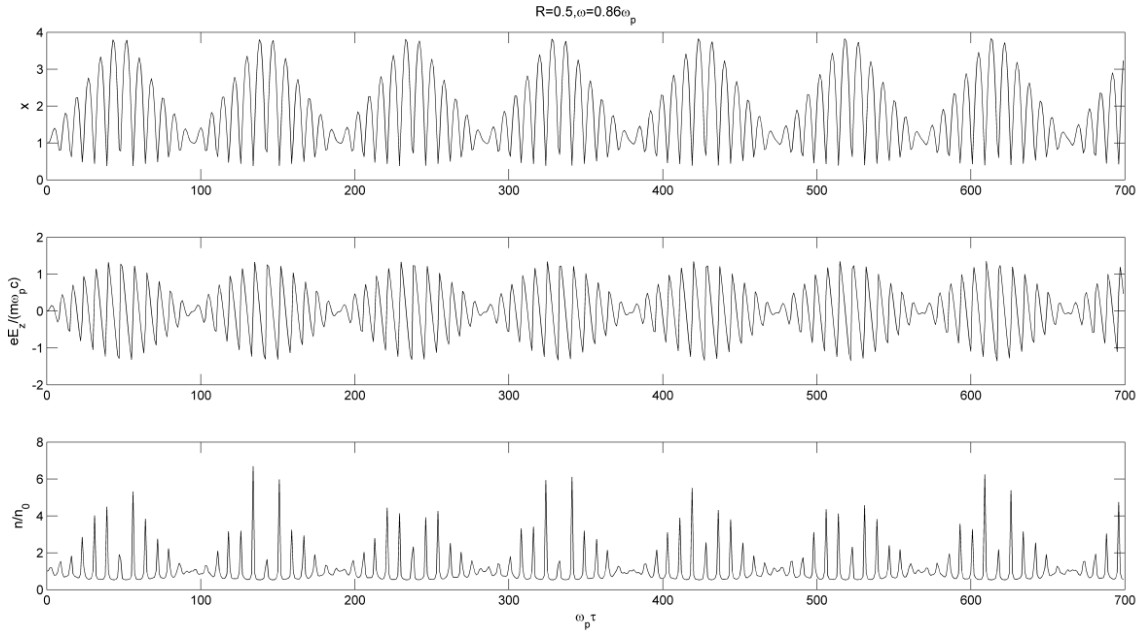
شکل ۳-۴: تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $\frac{n}{n_0}$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0,05$ و $d\omega = 0,991\omega_p$

در این شکل تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $\frac{n}{n_0}$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0.5$ و $\Delta\omega = \omega_p$ رسم شده اند. همانطور که مشخص است از حالت رزونانس فاصله گرفته ایم. روند افزایشی تا $\omega_p \tau = 700$ حفظ شده و حالت اشباع به تعویق افتاده است. مقدار اشباع در $\omega_p \tau = 770$ اتفاق می افتد که در این شکل به نمایش در نیامده است.



شکل ۳-۵: تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $\frac{n}{n_0}$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0.5$ و $\Delta\omega = \omega_p$

در این شکل تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $\frac{n}{n_0}$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0.5$ و $\Delta\omega = d\omega$ رسم شده اند مقدار r را ۱۰ برابر کرده و در حالت رزونانس نمودارها را رسم می کنیم همان طور که مشاهده می شود اشباع میدان در $\omega_p \tau = 20$ اتفاق می افتد و مقادیر ماکزیمم میدان و $\frac{n}{n_0}$ به ترتیب ۰/۸ و ۲/۸ می باشد. تیزشدگی هایی در پروفایل چگالی دیده می شود.



شکل ۳-۶: تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $\frac{n}{n_0}$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0.5$ و $d\omega = 0.86\omega_p$

در این شکل تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و $\frac{n}{n_0}$ بر حسب $\omega_p \tau$ به ازای $r=0.5$ و $d\omega = 0.86\omega_p$

رسم شده اند همانطور که دیده می شود از حالت رزونانس دور می شویم با دور شدن از حالت رزونانس اشباع میدان به تعویق افتاده و در $\omega_p \tau = 50$ اشباع اتفاق می افتد مقدار ماکزیمم میدان

۱ است تغییرات $\frac{n}{n_0}$ افزایش می یابد و به مقدار ماکزیمم خود یعنی ۶ نزدیک می شود.

بنابراین می توان نتیجه گرفت که با دور شدن از رزونانس زمان اشباع (زمانی که میدان و $\frac{n}{n_0}$ به ماکزیمم

می رسد) که این مسئله مفید می باشد زیرا با به تعویق افتادن زمان اشباع، مقدار میدان و $\frac{n}{n_0}$ افزایش

بیشتری خواهد داشت. دلیل به تعویق افتادن اشباع با دور شدن از حالت رزونانس، جرم نسبیتی است

زیرا جرم در رابطه ی ω_p در مخرج وجود دارد و با نسبیتی شدن بر هم کنش و افزایش جرم، ω_p کاهش

خواهد یافت. بنابراین از ابتدا $\Delta\omega$ را کمتر از ω_p در نظر می گیریم تا در حین بر هم کنش با کاهش

فرکانس پلاسمایی ، ω_p و $\Delta\omega$ بهم نزدیک شوند. می توان نتیجه گرفت که با افزایش شدت پالس لیزر

برهم کنش غیر خطی شده و مقدار ماکزیمم میدان و $\frac{n}{n_0}$ افزایش بیشتری خواهد داشت.

علاوه براین زمان اشباع به ما نشان می دهد که طول پالس لیزر را باید در چه حدودی انتخاب کرد تا

برهم کنش بیش از زمان اشباع به طول نینجامد زیرا همانطور که از شکل ها مشخص است با عبور از

زمان اشباع میدان الکتریکی و $\frac{n}{n_0}$ کاهش می یابد.

فصل چهارم

شتاب دهنده میدان دنباله‌ای

پلاسمایی

۴-۱ شتابگرهای میدان دنباله‌ای پلاسمایی

شتابگرهای میدان دنباله‌ای پلاسمایی انواع پیشرفته‌ای از شتابگرها هستند که ذرات باردار را به سرعت-های بسیار بالا (نزدیک به سرعت نور) می‌رسانند. در این نوع شتابگرها، ابتدا پرتو لیزر را به گاز هدف (پلازما) می‌تابانیم. میدان‌های الکترومغناطیسی لیزر بر الکترون‌های پلازما نیروی الکترومغناطیسی وارد کرده و چون یون‌ها بسیار سنگین‌تر از الکترون‌ها هستند. در جای خود ساکن باقی مانده و الکترون‌های پلازما تحت تاثیر این نیرو شروع به نوسان می‌کنند. نوسان الکترون‌های پلازما سبب ایجاد میدان طولی در پس پرتو می‌شود که به آن ویک^۱ گفته می‌شود. [۲۳] سپس پرتو ذرات بارداری را به محیط پلازما می‌فرستیم. این ذرات باردار تحت تاثیر میدان الکتریکی پلازما (ویک) به نوسان واداشته می‌شوند و تا سرعت‌های نزدیک به سرعت نور شتاب‌دهی می‌شوند. این نوع شتابگرها به دلیل شتاب‌دهی در یک مسافت بسیار کوتاه (در ابعاد متر) و نیز آستانه شتاب بالا، از دیر باز مورد توجه بوده‌اند و به همین دلیل در پزشکی، واکنش‌های هسته‌ای، کشف ذرات بنیادی و ... مورد اهمیت واقع شده‌اند.

شتابگرهای میدان دنباله‌ای پلاسمایی به دلیل آستانه شتاب دهی بالا و سطح اندکی که برای شتاب دهی لازم دارند، بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. به دلیل اهمیت زیاد این موضوع، در این فصل به بررسی شتابگرهای میدان دنباله‌ای پلاسمایی پرداخته می‌شود. [۲۴]

مکانیزم اولیه‌ای که شتابگرهای میدان دنباله‌ای پلاسمایی بر اساس آن بنا شده‌اند در سال ۱۹۸۵ توسط Chen و همکارانش ارائه شد. Ruth و همکارانش نشان دادند که در روش خطی، نسبت بهره‌ی انرژی انتقال یافته به انرژی اولیه‌ی پرتو لیزر (نسبت تبدیل) باید کمتر از ۲ باشد. اولین آزمایش‌هایی که روی PWF^۲ انجام شد توسط Berezin و همکارانش در سال ۱۹۹۴ گزارش شد. آنها در یک پلازما با

^۱ Wake

^۲ Plasma Wakefield Accelerators

چگالی 10^{11} cm^{-3} و ابعاد $100-20 \text{ cm}$ که قطار دسته الکترون 2 MeV در آن برانگیخته شده است،

شتاب دهی تا 250 keV/m را نشان داده‌اند که دنباله‌ای از کار Rosenzweig می‌باشد. [۲۴]

سپس کارهایی در مرکز شتابگر خطی استنفورد انجام شد. از این آزمایش‌ها نتایج ارزشمندی استنتاج شد.

شرح مختصری بر آزمایش‌های انجام شده چنین است:

- متمرکز کردن پرتو الکترون توسط Cayton و همکارانش

- کانونی کردن دینامیکی پرتو الکترون توسط O'Connell و همکارانش

- شتاب دهی پرتو الکترونی تا حد 150 MeV/m توسط Muggli و همکارانش

- کانونی کردن پرتو پوزیترون توسط Hogan و همکارانش

- شتاب دهی پوزیترون تا حد 56 MeV/m توسط Blue

اگر فرض کنیم $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ باشد به نیروی شتاب دهی 100 GeV/m دست می‌یابیم. این فرایند

در مسافت 1 m بدست می‌آید در حالی که در شتابگرهای RF در مسافت 4000 m رخ می‌دهد.

شتابگرهای میدان دنباله‌ای پلاسمایی از امواج الکترونی نسبیتی پلازما به منظور تولید ذرات با انرژی بالا

استفاده می‌کنند. روش‌های مختلفی برای تولید امواج پلازما وجود دارد. اولین بار Tajima و Dawson در

سال ۱۹۷۹ استفاده از پالس‌های کوتاه برای تحریک امواج پلازما و شتاب‌دهی الکترون را پیشنهاد کردند.

انتقال موثر انرژی از موج پلازما به الکترون وقتی رخ می‌دهد که الکترون نسبیتی و سرعت گروه آن به

طور تقریبی با سرعت فاز موج برابر باشد. [۲۵]

۴-۲- فرمول بندی غیر خطی

در میدان های یک بعدی لیزر-پلازما که پتانسیل عرضی و پتانسیل اسکالر به صورت زیر نمایش داده می شود.

$$A_{\perp}(z, t) \text{ \& } \varphi(z, t) \quad (1-4)$$

برای بدست آوردن معادله ی حاکم بر Φ از معادله ی پواسون داریم :

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon}. \quad (2-4)$$

با بسط در مختصات دکارتی داریم:

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \quad (3-4)$$

از آنجایی که فقط مولفه Z مد نظر است:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}. \quad (4-4)$$

تغییر متغیر زیر را انجام داده که در آن ϕ پتانسیل الکتریکی نرمالیزه است .

$$\varphi(z, t) = \phi |e| m. c^2 \rightarrow \varphi = \frac{m. \phi C^2}{|e|} \quad (5-4)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\partial \varphi}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{m. C^2}{|e|} \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (6-4)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{m. C^2}{|e|} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (7-4)$$

معادله پواسون به شکل زیر در می آید :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{m \cdot C^2}{|e|} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{-(n_0 - n)e}{\epsilon_0} \quad (8-4)$$

$$\frac{m \cdot C^2}{|e|} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{n_0 \left(\frac{n}{n_0} - 1 \right) e}{\epsilon_0} \rightarrow \quad (9-4)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{n_0 \left(\frac{n}{n_0} - 1 \right) e |e|}{\epsilon_0 \cdot m \cdot C^2} = \frac{n_0}{\epsilon_0 \cdot m \cdot C^2} \left(\frac{n}{n_0} - 1 \right) e^2 \quad (10-4)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{n_0 \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m \cdot C^2} \left(\frac{n}{n_0} - 1 \right) = \frac{\omega_p^2}{C^2} \left(\frac{n}{n_0} - 1 \right) \quad (11-4)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = K_\rho \left| \frac{n}{n_0} - 1 \right| \quad (12-4)$$

برای بدست آوردن معادله ی حاکم بر A از معادلات ماکسول استفاده می کنیم :

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (13-4)$$

$$\nabla \times H = \frac{4\pi}{C} j_f + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t} \quad (14-4)$$

$$E = -\nabla \phi - \frac{1}{C} \frac{\partial A}{\partial t} \quad (15-4)$$

$$B = \nabla \times A \quad (16-4)$$

با جای گذاری مقدار میدان الکتریکی در قانون آمپر به رابطه زیر می رسیم:

$$\nabla \times H + \frac{1}{c} \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \left[\nabla \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} \right] = \frac{4\pi}{c} j \quad (17-4)$$

$$B = \mu H \quad \rightarrow \quad H = \frac{B}{\mu} \quad (18-4)$$

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times B + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} \right) = \frac{4\pi}{c} j \quad (19-4)$$

با قرار دادن مقدار میدان مغناطیسی $B = \nabla \times A$ در رابطه بالا داریم

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times \nabla \times A + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \varphi + \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} \right) = \frac{4\pi}{c} j \quad (20-4)$$

$$\nabla \times \nabla \times A = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A$$

$$(21-4)$$

با محاسبه ی جبری معادله ی حاکم بر پتانسیل برداری به شکل زیر در می آید :

$$-\nabla^2 A + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \nabla \left[(\nabla \cdot A) + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right] = \frac{4\pi}{c} j_f \quad (22-4)$$

$$\nabla^2 A + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} j \quad (23-4)$$

تغییر متغیر زیر را انجام داده که در آن A_{\perp} پتانسیل برداری نرمالیزه است.

$$a(z,t) = |e| A_{\perp} / m \cdot c^2 \Rightarrow A_{\perp} = \frac{qm \cdot c^2}{|e|} \quad (24-4)$$

$$\frac{A}{a} = \frac{m \cdot c^\gamma}{|e|} \Rightarrow \frac{\partial A}{\partial a} = \frac{m \cdot c^\gamma}{|e|} \quad (25-4)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial A}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial z} = \left(\frac{m \cdot c^\gamma}{|e|} \frac{\partial a}{\partial z} \right) \Rightarrow \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{m \cdot c^\gamma}{|e|} \frac{\partial a}{\partial z} \quad \text{با (26-4)}$$

محاسبه ی جبری معادله ی حاکم بر پتانسیل برداری به رابطه ی (4-31) تبدیل می شود.

$$\frac{\partial^\gamma A}{\partial z^\gamma} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{m \cdot c^\gamma}{|e|} \frac{\partial a}{\partial z} \right) = \frac{m \cdot c^\gamma}{|e|} \frac{\partial^\gamma a}{\partial z^\gamma} \quad (27-4)$$

$$(28-4)$$

$$\frac{m \cdot c^\gamma}{|e|} \frac{\partial^\gamma a}{\partial z^\gamma} - \frac{4\pi}{c^\gamma} \left(\frac{m \cdot c^\gamma}{|e|} \frac{\partial^\gamma a}{\partial t^\gamma} \right) = -\frac{4\pi}{c} j$$

$$(29-4)$$

$$\left(\frac{\partial^\gamma}{\partial z^\gamma} - \frac{1}{c^\gamma} \frac{\partial^\gamma}{\partial t^\gamma} \right) a = \frac{4\pi |e|}{m \cdot c^\gamma} j$$

که در آن $j = en \cdot v_\perp$ است.

$$\left(\frac{\partial^\gamma}{\partial z^\gamma} - \frac{1}{c^\gamma} \frac{\partial^\gamma}{\partial t^\gamma} \right) a = \frac{4\pi |e|^\gamma n \cdot}{m \cdot} \times \frac{1}{c^\gamma} \times \frac{n}{n \cdot} \times \frac{v_\perp}{c} = K_p^\gamma \frac{n}{n \cdot} \frac{v_\perp}{c} \quad (30-4)$$

$$\left(\frac{\partial^\gamma}{\partial z^\gamma} - \frac{1}{c^\gamma} \frac{\partial^\gamma}{\partial t^\gamma} \right) a = K_p^\gamma \frac{n}{n \cdot} \beta_I = K_p^\gamma \frac{n}{n \cdot} \frac{a}{\gamma} \quad (31-4)$$

که متغیرهای به کار برده شده به شکل زیر هستند.

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi |e|^2 n_0}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (32-4)$$

$$K_p = \frac{\omega_p}{c} \quad (33-4)$$

معادلات سیالی پلاسمای سرد به شکل زیر هستند :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} (n\beta_z) = 0 \quad (34-4)$$

$$\frac{d\beta_z}{dt} = -\frac{1}{\gamma^2} \left[c \frac{\partial}{\partial z} + \beta_z \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{a^2}{r} + \frac{c}{\gamma} (1 - \beta_z^2) \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (35-4)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = c\beta_z \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial a^2}{\partial t} \quad (36-4)$$

$n(z,t)$ چگالی پلازما و n_0 را چگالی پلاسمای زمینه^۱ نیز می‌گویند. β_{\perp} سرعت عرضی نرمالیزه شده

پلاسمای سیال است و γ فاکتور جرم نسبیتی است که تغییر متغیرها شامل $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + c\beta_z \frac{\partial}{\partial z}$

^۱ Background plasma density

است. اثرات گرمایی نادیده گرفته شده است. نوسان سرعت الکترون خیلی بزرگتر از سرعت گرمایی آن

است. که با تغییر متغیر $\xi = z - c\beta_t$ و $\tau = t$ و $\beta_t = \frac{v_t}{c}$ معادلات به شکل زیر در می آیند :

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} - c\beta_t \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (37-4)$$

با جای گذاری تغییر متغیرهای بالا در معادله (31-4) داریم :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - c\beta_t \frac{\partial}{\partial \xi} \right)^2 \right] a = K_p^2 \frac{n}{n_0} \frac{a}{\gamma} \quad (38-4)$$

پس از انجام محاسبات جبری به رابطه‌ی زیر می‌رسیم

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \beta_t^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{2\beta_t}{c} \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \xi} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right] a = K_p^2 \frac{n}{n_0} \frac{a}{\gamma} \quad (39-4)$$

با فاکتورگیری از $\frac{\partial^2}{\partial \xi^2}$ از دو جمله‌ی اول را خل گروه رابطه به شکل زیر در می‌آید.

$$\left[\frac{1}{\gamma_t^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{2\beta_t}{c} \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \xi} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right] a = K_p^2 \frac{n}{n_0} \frac{a}{\gamma} \quad (40-4)$$

با تغییر متغیر داریم :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = K_p^2 \left[\frac{n}{n_0} - 1 \right] \quad (41-4)$$

با تغییر متغیر داریم :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z}(n\beta_z) = \cdot \rightarrow \quad (42-4)$$

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} - c\beta_t \frac{\partial n}{\partial \xi} + c \frac{\partial(n\beta_z)}{\partial \xi} = \cdot \quad (43-4)$$

با محاسبات جبری داریم :

$$\frac{\partial}{\partial \xi}[n(\beta_t - \beta_z)] = \frac{1}{c} \frac{\partial n}{\partial \tau} \quad (44-4)$$

اگر تغییر متغیر رادر معادله ی (۴-۳۶) اعمال کنیم داریم :

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \tau} - c\beta_t \frac{\partial \gamma}{\partial \xi} + c\beta_z \frac{\partial \gamma}{\partial \xi} - c\beta_z \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = \cdot \quad (45-4)$$

رابطه ی بالا را بر c تقسیم کرده و در β_z ضرب می کنیم.

$$-\beta_t \beta_z \frac{\partial \gamma}{\partial \xi} + \beta_z^\gamma \frac{\partial \gamma}{\partial \xi} - \beta_z^\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau}(\gamma \beta_z) \quad (45-4)$$

رابطه ی بالا را به شکل زیر نیز می توان نوشت :

$$\frac{\partial}{\partial \xi}[\gamma(\beta_z^\gamma - \beta_t \beta_z) - \beta_z^\gamma \varphi] = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau}(\gamma \beta_z) \quad (46-4)$$

روابط بالا را می توان با در نظر گرفتن ($\beta_t = 1$) ساده تر نوشت. انتظار می رود که تحت شرایط خاصی برای کمیت های ماکروسکوپی n, β_z و γ یک حالت شبه پایا وجود داشته باشد. اگر پالس لیزر به اندازه کافی کوتاه باشد میدان های a و φ در طول زمان گذار پلاسما از پالس لیزر تغییر زیادی نمی کنند.

می توان نتیجه گرفت که پوش پتانسیل برداری در زمان مشخصه $(\omega / \omega_p) / \omega_p$ ($\tau_e \sim 2\gamma |n_0 / n|$) تغییر میکند و بنابراین اگر طول پالس لیزر τ_l در مقایسه با τ_e کوچک باشد تقریب شبه پایا معتبر است:

$$\left| \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{\xi} n d\xi' \right| \ll n. \quad (47-4)$$

$$\left| \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{\xi} \gamma \beta_z d\xi' \right| \ll 1 \quad (48-4)$$

در نتیجه داریم:

$$n(1 - \beta_z) = n. \quad (49-4)$$

$$\gamma(1 - \beta_z) - \varphi = 1 \quad (50-4)$$

از رابطه مقابل مقدار γ به دست می آوریم

$$\gamma(1 - \beta_z) - \varphi = 1 \Rightarrow \gamma = \frac{1 + \varphi}{1 - \beta_z} \quad (51-4)$$

اگر این رابطه را با رابطه $\gamma = (1 + a^2)^{1/2} / (1 - \beta_z^2)^{1/2}$ برابر قرار دهیم رابطه زیر بدست می آید.

$$\beta_z = \frac{[1 + a^2 - (1 + \varphi)^2]}{[1 + a^2 + (1 + \varphi)^2]} \quad (52-4)$$

با جای گذاری آن در رابطه γ داریم:

$$\gamma = \frac{1+\varphi}{1 - \frac{[1+a^r - (1+\varphi)^r]}{[1+a^r + (1+\varphi)^r]}} \Rightarrow \gamma = \frac{[1+a^r + (1+\varphi)^r]}{2(1+\varphi)} \quad (53-4)$$

با قرار دادن رابطه (52-4) در (49-4) داریم:

$$\begin{aligned} \frac{n.}{n} &= 1 - \frac{[1+a^r - (1+\varphi)^r]}{[1+a^r + (1+\varphi)^r]} \quad (54-4) \\ &= \frac{[1+a^r + (1+\varphi)^r] - [1+a^r - (1+\varphi)^r]}{[1+a^r + (1+\varphi)^r]} \\ &= \frac{2(1+\varphi)^r}{1+a^r + (1+\varphi)^r} \end{aligned}$$

$$\frac{n.}{n} = \frac{1+a^r + (1+\varphi)^r}{2(1+\varphi)^r} = 1 + \frac{1}{2} \left[\frac{(1+a^r)}{(1+\varphi)^r} - 1 \right] \quad (55-4)$$

اکنون می‌خواهیم معادله‌های حاکم بر پتانسیل برداری و پتانسیل الکتریکی را به دست آوریم.

$$\left| \frac{\partial^r}{\partial \xi^r} - \frac{1}{c^r} \frac{\partial^r}{\partial \tau^r} - \beta_t^r \frac{\partial^r}{\partial \xi^r} + \frac{r}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \beta_t \frac{\partial}{\partial \xi} \right| a = k_p^r \frac{n. a}{n. \gamma} \quad (56-4)$$

با فرض اینکه $\beta_t = \frac{v_t}{c} \cong 1$ است داریم.

$$\left| \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{2}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial}{\partial \xi} \right| a = k_p^2 \frac{n. a}{n_0 \gamma} \quad (57-4)$$

اگر از $\frac{\partial}{\partial \tau}$ فاکتور بگیریم، داریم:

$$\left| \frac{\gamma}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{1}{c^{\gamma}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right| \frac{\partial a}{\partial \tau} = k_p^{\gamma} \frac{n}{n.} \frac{a}{\gamma} \quad (58-4)$$

اگر در سمت راست معادله بالا معادله ی (4-57) و (4-59) را قرار دهیم داریم:

$$\left| \frac{\gamma}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{1}{c^{\gamma}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right| \frac{\partial a}{\partial \tau} = k_p^{\gamma} \times \frac{1+a^{\gamma}+(1+\varphi)^{\gamma}}{\gamma(1+\varphi)^{\gamma}} \times \frac{a}{\frac{1+a^{\gamma}+(1+\varphi)^{\gamma}}{\gamma(1+\varphi)}} = k_p^{\gamma} \times \frac{1+a+(1+\varphi)^{\gamma}}{\gamma(1+\varphi)^{\gamma}} \times \quad (59-4)$$

$$\frac{\gamma a(1+\varphi)}{1+a^{\gamma}+(1+\varphi)^{\gamma}} = k_p^{\gamma} \frac{a(1+\varphi)}{(1+\varphi)^{\gamma}}$$

با انجام عملیات جبری به معادله ی زیر میرسیم :

$$\left| \frac{\gamma}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{1}{c^{\gamma}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right| \frac{\partial a}{\partial \tau} = k_p^{\gamma} \frac{a}{1+\varphi}$$

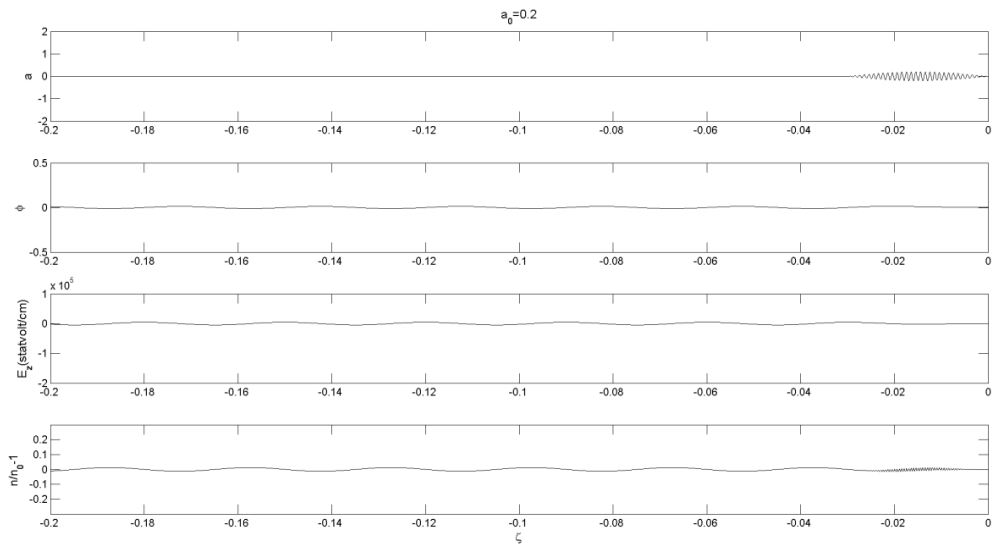
(60-4)

معادله ی حاکم بر پتانسیل الکتریکی بصورت زیر بدست آید:

$$\frac{\partial^{\gamma} \varphi}{\partial \xi^{\gamma}} = k_p^{\gamma} \left| 1 + \frac{1}{\gamma} \left[\frac{(1+a^{\gamma})}{(1+\varphi)^{\gamma}} - 1 \right] - 1 \right| \Rightarrow \frac{\partial^{\gamma} \varphi}{\partial \xi^{\gamma}} = \frac{k_p^{\gamma}}{\gamma} \left| \frac{(1+a^{\gamma})}{(1+\varphi)^{\gamma}} - 1 \right| \quad (61-4)$$

با فرض اینکه $a = a_L(\xi, \tau)e^{ik\xi}/2 + c.c$ معادله (۴-۶۱) را حل عددی نموده‌ایم و تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ را بر حسب ξ به ازای مقادیر مختلف a_0 رسم نموده‌ایم. لازم به ذکر است که $a_L = a_0 \sin(\pi\xi/L)$ ، $-L \leq \xi \leq 0$ ،

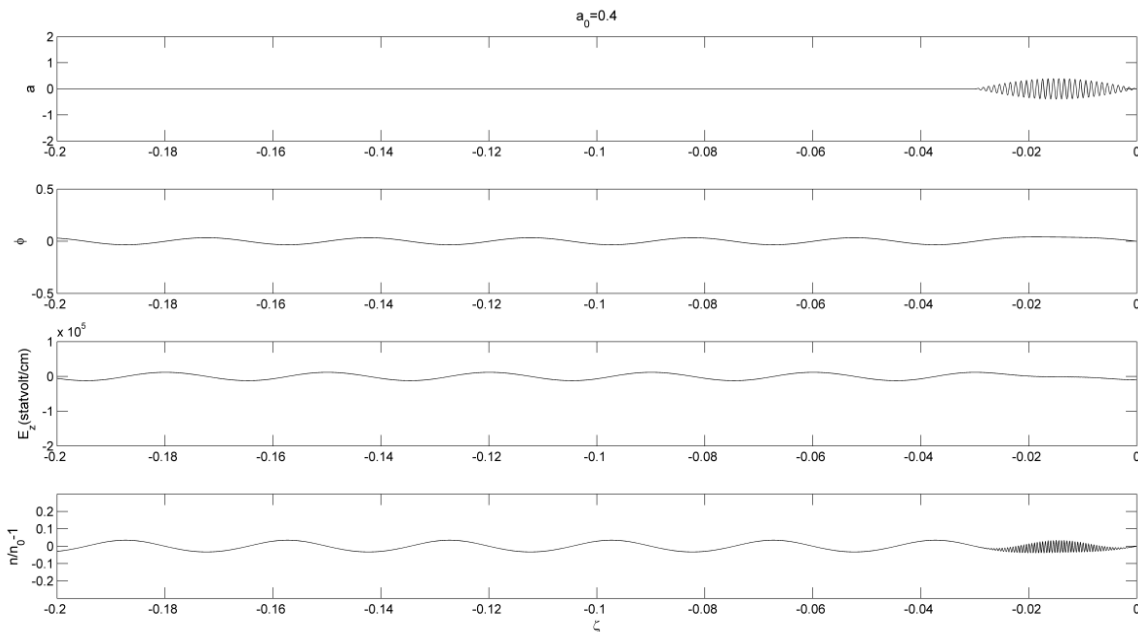
$$\lambda = 10\mu m \text{ و } L = \lambda_p = 0.03cm$$



شکل ۴-۱. تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای

$$a_0 = 0.2 \text{ بر حسب } \xi$$

در این شکل تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای $a_0 = 0.2$ بر حسب ξ رسم شده است. همان گونه که مشاهده می شود در این حالت به دلیل ضعیف بودن پالس لیزر تغییرات پتانسیل الکتریکی، مولفه ی Z میدان و $n/n_0 - 1$ بسیار کم است.



شکل ۴-۲. تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای

$$a_0 = 0.4 \text{ بر حسب } \xi$$

در این شکل تغییرات کمیت های پیشین به ازای $a_0 = 0.4$ بر حسب ξ رسم شده است همان گونه که

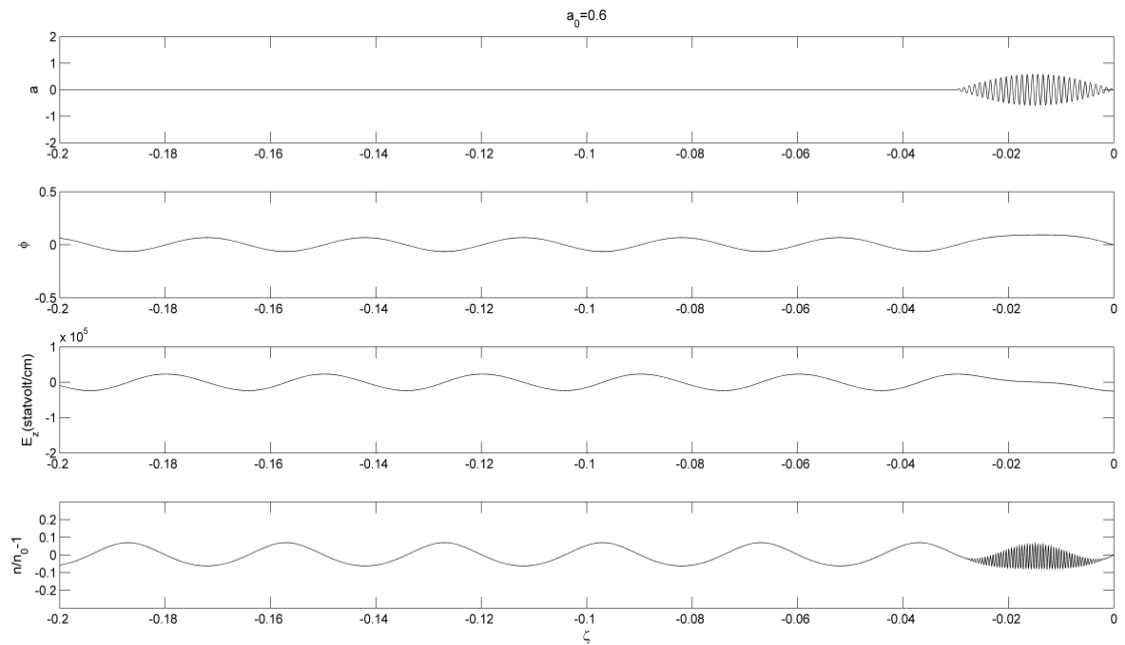
مشاهده می شود با افزایش میزان a_0 تغییرات در $n/n_0 - 1$ افزایش بیشتری دارد. نکته قابل توجه دیگر این

است که در محدوده $0 < \xi < 0.03$ - تغییرات در پروفایل چگالی سریعتر است در

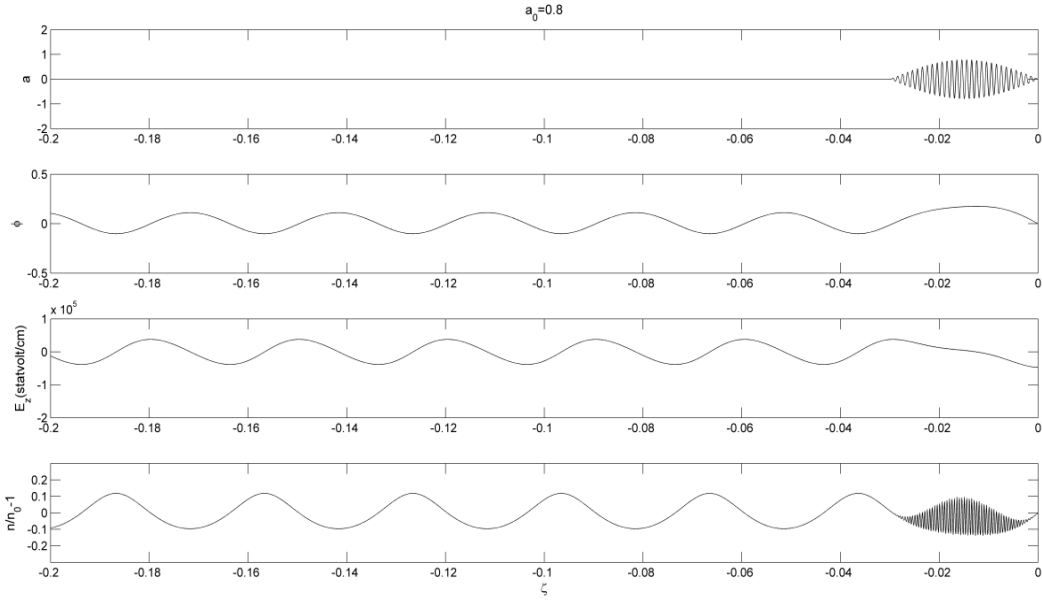
حالی که در محدوده ی $0.03 < \xi < 0.2$ - تغییرات روند آرام تری دارد که این محدوده همان ناحیه ی پشت پالس لیزر است که در آن میدان دنباله ای در حال شکل گیری است .

شکل ۴-۳. تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه z میدان الکتریکی و $1 - n/n_0$ به ازای

$$a_0 = 0.6 \text{ بر حسب } \xi$$

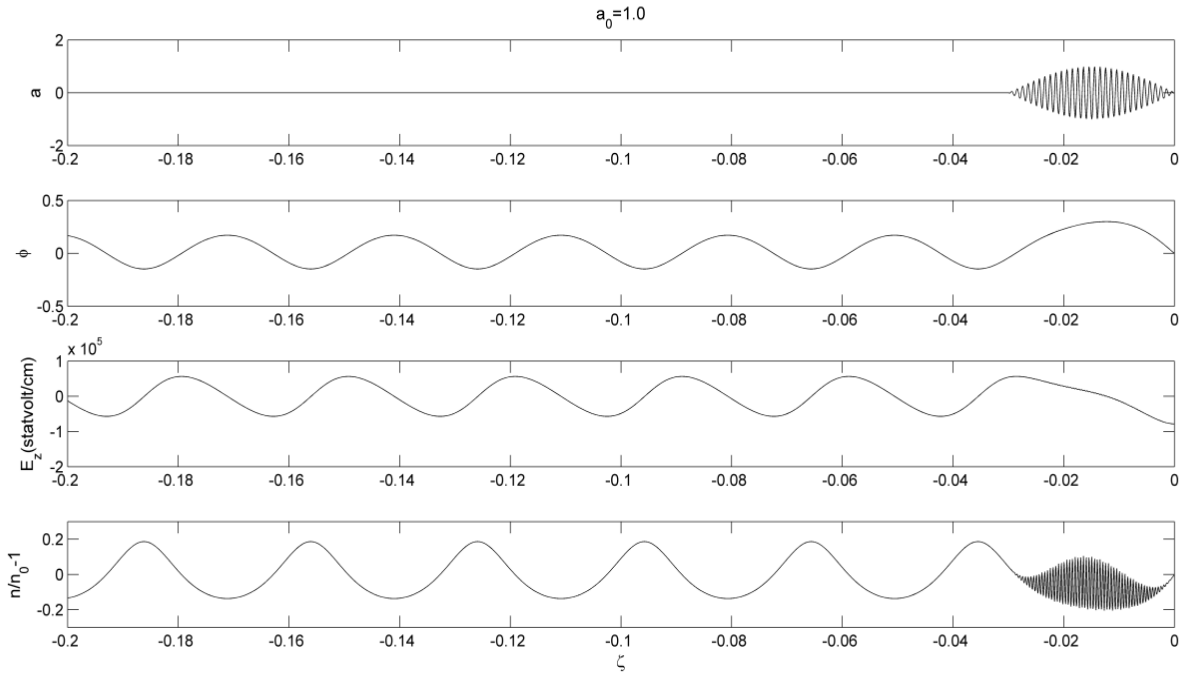


در این شکل $a_0 = 0.6$ قرار داده ایم همانگونه که مشاهده می شود با افزایش شدت پالس لیزر کمیت های مورد نظر افزایش بیشتری را نسبت به حالت قبل داشته این روند برای شکل های دیگر (۴-۴، ۴-۵ و ۴-۶) حفظ شده و به ترتیب از $a_0 = 0.8$ تا $a_0 = 1.1$ به نمایش در آمده است . نکته ی حائز اهمیت این است که با عبور a_0 از یک، پروفایل چگالی از حالت سینوسی خارج شده و تیز شده گی هایی در آن مشاهده می شود که این تیز شده گی ها به دلیل برهم کنش غیر خطی لیزر و پلاسما است.



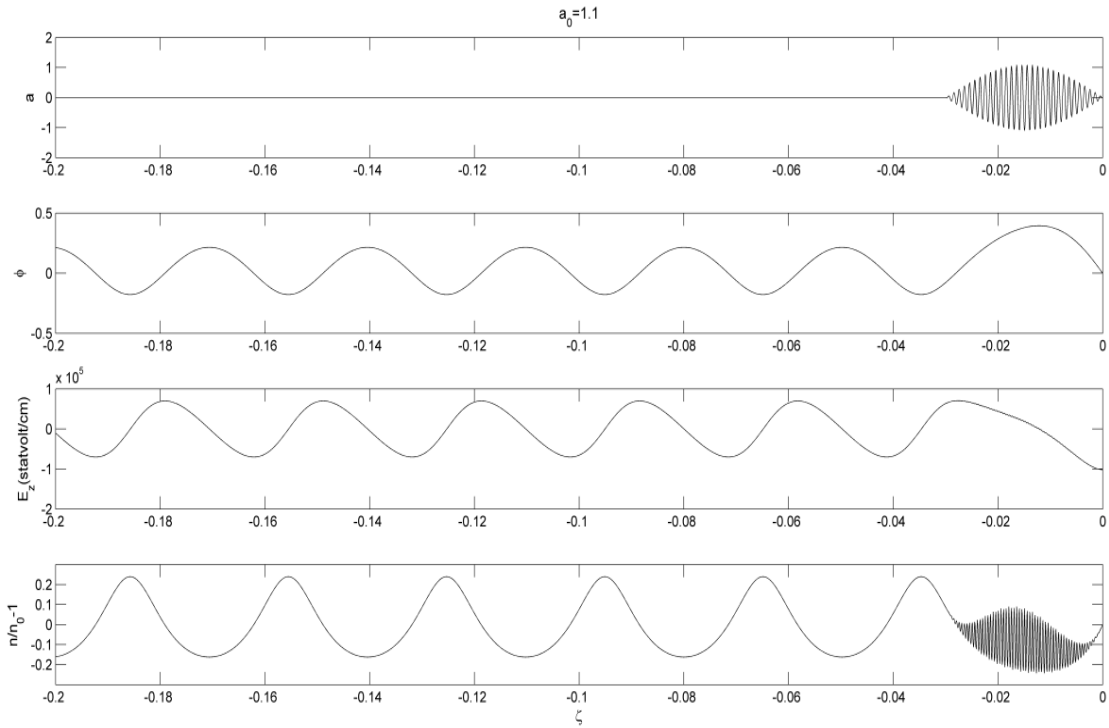
شکل ۴-۴. تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای

$$a_0 = 0.8 \text{ بر حسب } \xi$$



شکل ۴-۵. تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای

$$a_0 = 1 \text{ بر حسب } \xi$$



شکل ۴-۶. تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای

$$a_0 = 1.1 \text{ بر حسب } \xi$$

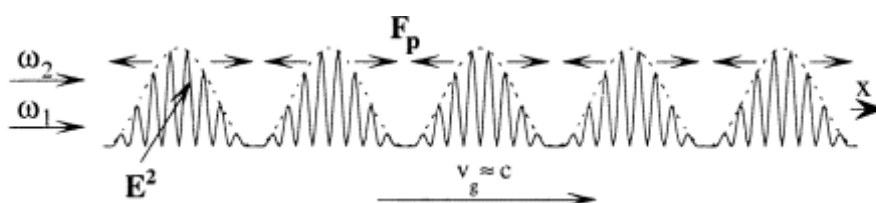
در این شکل تغییرات پتانسیل برداری نرمالیزه، پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه Z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ به ازای $a_0 = 1.1$ بر حسب ξ رسم شده است همانگونه که دیده می شود به تدریج با افزایش a_0 ، $n/n_0 - 1$ ، مولفه Z میدان الکتریکی، پتانسیل برداری نرمالیزه و پتانسیل الکتریکی نرمالیزه افزایش می یابد و تغییرات $n/n_0 - 1$ از حالت سینوسی خارج می شود و تیز شدگی هایی در تغییرات چگالی مشاهده می شود.

فصل پنجم

شتاب گیری الکترون

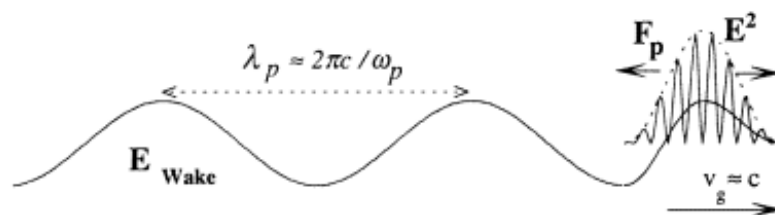
۱-۵ مقدمه

همانگونه که بیان شد دو مکانیزم برای تولید موج های الکترونی پلاسما پیشنهاد شده است: موج زنجی و میدان دنباله ای که در هر دو مورد جدایی بار الکتریکی میان الکترون ها و یون ها در پلاسما ناشی از نیروی پاندروماتیو است، که در یک میدان الکترومغناطیسی غیر یکنواخت الکترون ها را به بیرون از منطقه ای با شدت بالا می راند. در حالی که یون ها تقریباً بی حرکت می مانند. [۸]



شکل ۱-۵: موج زنجی بین دو باریکه که فرکانس های آنها اندکی باهم اختلاف دارند،

در مورد موج زنجی، غیریکنواختی در شدت میدان الکترومغناطیسی بوسیله دو پالس با فرکانس های مختلف ω_1, ω_2 بدست می آید. هنگامی که اختلاف فرکانس $\omega_1 - \omega_2$ به فرکانس نوسان طبیعی الکترون ها در پلاسما نزدیک باشد، یک موج پلاسمای الکترونی به صورت رزونانسی برانگیخته می شود و میدان الکتریکی به دامنه های با شدت بالا می رسد. سرعت فاز موج برانگیخته شده $\frac{(\omega_1 - \omega_2)}{(k_1 - k_2)}$ با سرعت گروه موج الکترومغناطیسی برابر و نزدیک سرعت نور است. [۸]



شکل ۱-۵: پوش پالس کوتاه لیزر الکترون ها را به جلو و عقب می راند و یک موج پلاسما در پشت پالس لیزر تشکیل می -

شود

در مورد میدان دنباله ای، نیروی پاندروماتیو ناشی از پالس لیزر فوق کوتاه است، قسمت جلویی پالس الکترون ها را به جلو می راند در حالی که قسمت عقب پالس، آنها را به عقب هل می دهد. در نتیجه در دنباله ی پالس الکترون ها آزادانه با فرکانس پلاسما نوسان می کنند. [۸]

۵-۲ اصول شتاب دهنده پلاسما

در یک موج پلاسمای الکترونی میدان الکتریکی ناشی از جدایش بار میان الکترون ها و یون ها می تواند بسیار بزرگ باشد. به علاوه اگر طول موج به درستی انتخاب شود، سرعت فاز به سرعت نور بسیار نزدیک خواهد بود. در اینصورت الکترون تزریق شده تا مسافت زیادی با میدان الکتریکی هم فاز خواهد بود. [۸]

برای مثال برای یک موج پلاسمای نسبی با چگالی اختلالی الکترونی $\delta(n_e = n_e [1 + \delta \cos(\omega_p t - k_p x)])$ میدان الکتریکی به صورت زیر داده می شود.

$$E_{\max} = mc\omega_p \delta / e \quad (۱-۵)$$

$$\text{i.e. } E_{\max} [\text{GV/m}] = 3 \cdot \delta \sqrt{n_e} / 10^{17} \quad (۲-۵)$$

که در آن n_e چگالی الکترونی تعادلی برحسب cm^{-3} است.

بنابراین ماکزیمم انرژی بدست آمده در فاصله ی l بصورت زیر داده می شود.

$$\Delta W_{\max} \propto e E_{\max} l \quad (۳-۵)$$

نتیجه گیری

در این پژوهش به بررسی شتاب گیری الکترون در دوشتاب دهنده پلاسمایی موج زنش و میدان دنباله ای پالس لیزر پرداخته شد .

در قسمت شتاب دهنده موج زنش با استفاده از معادلات ماکسول و معادلات حاکم بر تکانه الکترون، برهمکنش دو پالس لیزر که اختلاف فرکانس آنها برابر با ω_p است با پلازما مورد بررسی قرار گرفته و معادله حاکم بر کمیت x که متناسب با پتانسیل الکتریکی است، بدست آمد. سپس با حل این معادله، تغییرات x ، میدان الکتریکی نرمالیزه و n/n_0 بر حسب $\omega_p \tau$ رسم گردید

نتایج نشان می دهد که در اثر افزایش شدت لیزر روند افزایشی برای x ، میدان الکتریکی و n/n_0 تا زمان اشباع مشاهده می گردد که زمان اشباع با دور شدن از حالت رزونانس به تعویق می افتد و در نتیجه آن مقادیر میدان و n/n_0 افزایش می یابد. نیز با افزایش شدت پالس لیزر، پروفایل چگالی نسبی (n/n_0) از حالت سینوسی خارج شده و پیک های چگالی تیز تر می شود.

در قسمت شتاب دهنده میدان دنباله ای نیز با استفاده از معادلات ماکسول و معادله پوآسون، معادله حاکم بر تغییرات پتانسیل برداری پالس لیزر و پتانسیل الکتریکی ایجاد شونده در پلازما بدست آمد. پس از حل معادله حاکم بر پتانسیل الکتریکی، تغییرات پتانسیل الکتریکی نرمالیزه، مولفه z میدان الکتریکی و $n/n_0 - 1$ بر حسب مکان رسم گردید.

نتایج نشان می دهد که با افزایش شدت پالس لیزر، مولفه z میدان الکتریکی و پتانسیل الکتریکی نرمالیزه افزایش می یابند. همچنین پروفایل چگالی نسبی شروع به افزایش کرده و به تدریج از حالت سینوسی خارج شده و تیزتر می شود.

نهایتاً می توان بیان کرد که در یک شتابدهنده لیزر پلاسمایی در صورتی که الکترون تزریق شده تا مسافت زیادی با میدان الکتریکی هم فاز بماند ماکزیمم انرژی انتقال یافته به الکترون در فاصله ی l بصورت زیر داده می شود.

$$\Delta W_{max} \propto eE_{max}l$$

پیشنهادات

- ✓ بررسی برهمکنش لیزر-پلازما در ۲ و ۳ بعد
- ✓ بررسی اثر چگالی پلازما بر میدان دنباله ای و موج زنش ایجاد شونده در پلازما
- ✓ بررسی اثر شدت، طول زمانی و فرکانس پالس لیزر بر برهمکنش لیزر-پلازما
- ✓ بررسی پدیده شکست موج در شتابدهنده های لیزر پلاسمایی
- ✓ بررسی طول هم فاز ماندن الکترون با میدان الکتریکی در شتابدهنده های لیزر پلاسمایی

- [١] Auslender, V L Berejka, A J . Industrial Radiation Processing With Electron Beams and Xrays, IAEA . Revision. ٦, ٣٣٦ (٢٠٠١).
- [٢] Cleland, M R. Industrial Applications of Electron Accelerators. CERN .٣٨٥p, (٢٠٠٦).
- [٣] Henning, and Shank, C. Accelerators for America’s Future, June Sandbox Studio, Chicago. (٢٠٠٨).
- [٤] Hamm, R W . Accelerators and Instrumentation for Industrial Applications,” ٩th ICFA. (٢٠٠٨).
- [٥] Huang, J. Boron Neutron Capture Therapy for Cancer Treatments, Department of Physics Faculty of Electronics & Physical Sciences University of Surrey. (٢٠٠٩).
- [٦] Hamm, R W and Hamm, M E. Introduction to the Beam Business in Industrial Accelerators and Their Applications. (٢٠١٢).
- [٧] Kalyani, D. A Study to Evaulate the Effectiveness of Information Booklet on Knowledge Regarding Food Poisoning in School Going Children Among Primary School Teachers in Selected Governoment Schools At Bijapur,” Rajiv Gandhi University of Health. . (٢٠١٢).
- [٨] Schoessow, Laser particle acceleration :beat wave and wakefield experiments .(١٩٩٥)
- [٩] Bret ,٢٠٠١
- [١٠] Wang, X. Krishnan, M. Saleh, N. Wang H. and Umstadter. D. Electron acceleration and the propagation of ultrashort high-intensity laser pulses in plasmas. Physical Review Letters, vol. ٨٤(٢٣), p. ٥٣٢٤.(٢٠٠٠).
- [١١] Gordienko, S. and Pukhov, a. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons. Phys. Plasmas, ١٢(٤):٠٤٣١٠٩, (٢٠٠٥).
- [١٢] Zhidkov, a., Koga, J., Kinoshita, K., and Uesaka, M. E_ect of self-injection on ultraintense laser wake-_eld acceleration. Phys. Rev. E, ٦٩(٣):٠٣٥٤٠١, (٢٠٠٤).
- [١٣] Bulanov, S. V. Kirsanov V. I. and Sakharov. A. S. Limiting electric-_eld of the wake_eld plasma-wave. JTEP Letters, vol. ٥٣(١١), pp. ٥٦٥,٥٦٩ , (١٩٩٩).

- [14] Hogan, M. J., Raubenheimer, T. O., Seryi, A., Muggli, P., Katsouleas, T., Huang, C., Lu, W., Marsh, An, W., Mori, K. A., Clayton, W. B., and Joshi, C. Plasma wake_eld acceleration experiments at FACET. *New J. Phys.*, 12(5):05030, (2010).
- [15] Buchner, J., Dum, C., and Scholer, M. *Space plasma simulation*, volume 110. Springer Science & Business Media, pp. 1108, 1112. (2003).
- [16] Rosenzweig, J. Nonlinear Plasma Dynamics in the Plasma Wake_eld Accelerator. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 10(2):186, 191. (2002).
- [17] Brantov, A. V., Esirkepov, T. Z., Kando, M., Kotaki, H., Bychenkov, V. Y., and Bulanov, S. V. Controlled electron injection into the wake wave using plasma density inhomogeneity. *Phys. Plasmas*, 10(7):073111. (2008).
- [18] Tajima T. and Dawson J. M.. Laser electron accelerator. *Physical Review Letters*, vol. 43, pp. 267, 270 (1998).
- [19] Antonsen T. M. and Mora P. Self-focusing and raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas. *Physical Review Letters*, vol. 69, pp. 2204, 2207, (2004).
- [20] Benattar, R. Popovics C. and Sigel. R. Polarized light interferometer for laser fusion studies. *Review of Scientific Instruments*, vol. 50(12), pp. 1083, 1086, (2003).
- [21] Tomassini, P.A. Giulietti, L. A. Gizzi, R. Numico, M. Galimberti, D. Giulietti and M. Borghesi. Application of novel techniques for interferogram analysis to laser-plasma femtosecond probing. *Laser and Particle Beams*, vol. 20, pp. 190, 199. (2007).
- [22] Noble, R. J. Plasma-wave generation in the beat-wave accelerator. *Physical Review A*, 32(1), 460. (2003)
- [23] Bulanov, S. Naumova, N. Pegoraro F. and Sakai. J. Particle injection into the waveacceleration phase due to nonlinear wake wave breaking. *Physical Review E*, vol. 58(5), pp. 0527-0260, (2000)
- [24] Dawson J. M. and Shanny, R. *Phys. Fluids*, R. D. Ruth and A. W. Chao, in *Laser Acceleration of Particles* (Los Alamos, 1982), Proceedings of the Workshop on the Laser Acceleration of Particles, edited by P. J. Channel), p. 94. 11, 1006 (1978).

[10] Faure, J. Glinec, Y. Gallot, G. and Malka, V. Ultra short laser pulses and ultra short electron bunches generated in relativistic laser plasma interaction”, Phys. Plasmas 13, 056706, (2006).

Abstract

In this research, Electron acceleration in both of the plasma beat wave and wake field accelerators was investigated. In the plasma beat wave acceleration, interaction of the two laser pulses with the frequency difference of ω_p with the plasma was studied using the electron momentum and Maxwell equations. This leads to a new equation governing x , a new variable which is proportional to the electric potential. Then the equation was solved and the quantity x , normalized electric field and n/n_0 were plotted versus $\omega_p \tau$. The results showed that the named variables have an increasing trend with the laser intensity up to the saturation time. It is also concluded that the saturation time is postponed with the frequency detuning from resonance and as a result, the electric field and n/n_0 increase. Our results also show that the relative density profile (n/n_0) is spiked with increasing laser intensity. In the plasma wake field accelerator section, the equations of plasma electric potential and laser pulse vector potential were derived using Maxwell and Poisson Equations. Then the equations were solved and the normalized electric potential, z-component of the electric field and $n/n_0 - 1$ were plotted versus position. The results showed that, the normalized electric potential and the z-component of the electric field have increasing trend with the laser intensity. It is notable that the relative density profile ($n/n_0 - 1$) has the same increasing trend as well as a steepening behavior.

Key words: Accelerator, Wake field, Beat wave, Laser, Plasma



Shahrood University of Technology
Faculty of Physics and Nuclear Engineering
M. Sc . Thesis in Atomic and molecular physics

Investigation of the electron acceleration in the wake field and beat waves produced by the
laser-plasmas interactions

By

Younes Abil

Supervisors :

Dr. Mehdi Momeni

Dr. Somayeh Mehrabian

September 2017