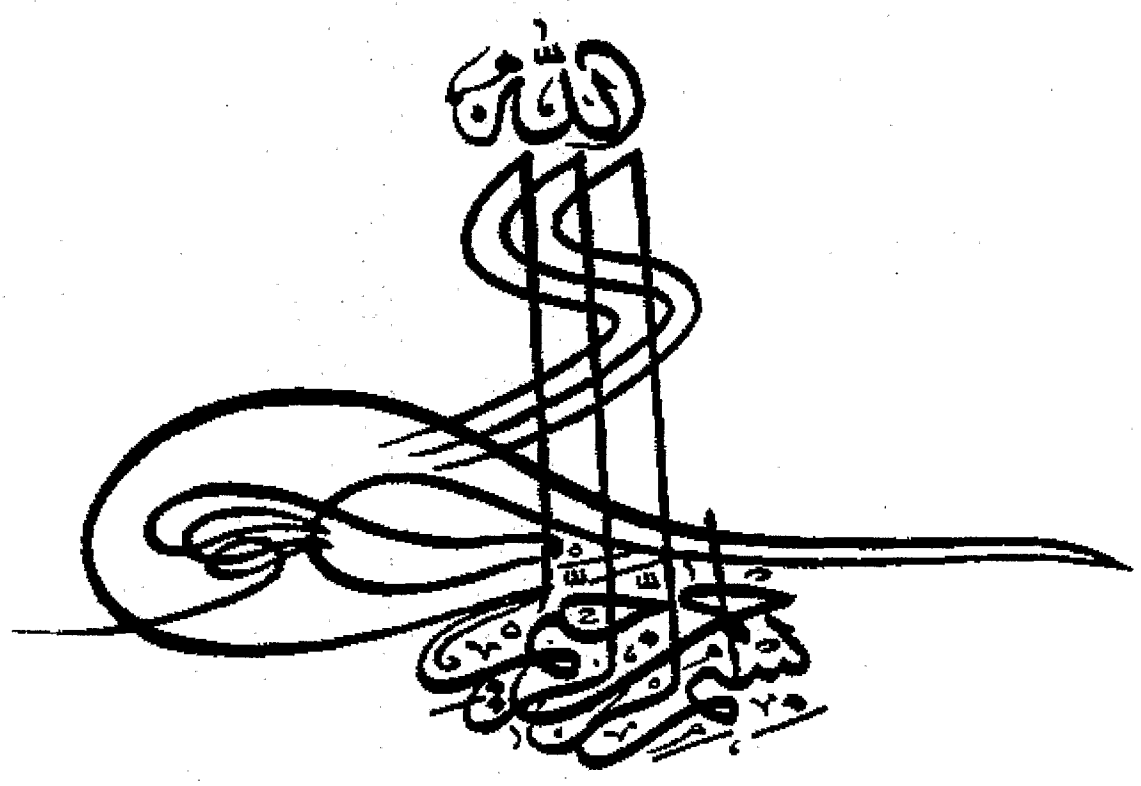


۱۷۱۱۰۲۲۷۳
۱۷۱۱۰۲۸



۱۰۷۹۱۰

۸۷/۱/۱۰۲۲۷۴

۸۷/۱/۱۸



دانشگاه شهید بهشتی

پژوهشکده لیزر و پلاسما

پایان نامه

جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد فوتونیک

عنوان:

بررسی تئوری تقویت ابرتابشی پالس لیزر فوق کوتاه در پلاسما بوسیله پالس پمپ

منتشر در جهت مخالف آن

دانشجو:

هدی مقدسین

استاد راهنما:

دکتر بابک شکری

استاد مشاور:

دکتر علیرضا نیکنام

مهر ۱۳۸۷

۱۰۷۹۱۰

کتابخانه تخصصی
فوتونیک و لیزر
دانشگاه شهید بهشتی

۱۳۸۷ / ۱۰ / ۰



دانشگاه شهید بهشتی

تاریخ
شماره
پوست

توران ۱۹۸۳۹۶۳۱۱۳ اوین

تلفن: ۲۹۹۰۱

بسمه تعالی

« صور تجلسه دفاع از پایان نامه دانشجویان دوره کارشناسی ارشد »

بازگشت به مجوز دفاع شماره ۶۷۰/۴۶۷ مورخ ۸۷/۷/۳۰ جلسه هیأت داوران ارزیابی پایان نامه خانم هدی مقدسین به شناسنامه شماره ۱۳۲۱۱ صادره از تهران متولد ۱۳۶۰ دانشجوی دوره کارشناسی ارشد ناپیوسته رشته فوتونیک

با عنوان: "بررسی تئوری تقویت ابرتابشی پالس لیزر فوق کوتاه در پلاسما به وسیله پالس پمپ منتشر در جهت مخالف آن"

به راهنمایی: دکتر شکری

طبق دعوت قبلی در تاریخ ۸۷/۷/۳۰ تشکیل گردید و براساس رأی هیأت داوری و با عنایت به ماده ۲۰ آئین نامه کارشناسی ارشد مورخ ۷۵/۱۰/۲۵ پایان نامه مزبور با نمره (۱۰۰) و درجه عالی مورد تصویب قرار گرفت.

۱- استاد راهنما: دکتر شکری

۲- استاد مشاور: دکتر نیکنام

۳- استاد داور داخلی: دکتر مسعودی

۴- استاد داور خارجی: دکتر قربانعلیلو

۵- نماینده تحصیلات تکمیلی پژوهشکده: دکتر راستکار

۱۳۸۷ / ۱۰ / ۱

تقدیم به

فرزند عزیز

همسر مهربان

و پدر و مادر فداکارم

سپاس میگویم خدای مهربان را که الطاف بی دریغش را همیشه شامل حال من کرده است. با تشکر فراوان و قدردانی از استاد ارجمندم جناب آقای دکتر شکری که در این مدت از هیچ راهنمایی و کمکی در حق من دریغ نکردند و افتخار شاگردی ایشان نصیب من شد، همچنین از جناب آقای دکتر نیکنام که مشورت با ایشان برای من بسیار سودمند بود. از فرزند عزیزم که ساعتها دوری مرا تحمل کرد و از همسر و خانواده خودم و همسر کمال تشکر را دارم که اگر حمایت‌های صمیمانه آنها نبود به پایان رساندن این راه برای من بسیار دشوار مینمود.

چکیده

در این پایان‌نامه تقویت ابر تابشی (SRA) پالسهای لیزری فوق کوتاه در پلاسما در تقریب یک بعدی از نظر کیفی، تحلیلی و عددی بررسی شده است. در این رویکرد جدید که در سال ۱۹۹۸ ارائه شد، یک پالس سیگنال کوتاه فمتو ثانیه در پلاسمای رقیق کاملاً یونیزه شده، توسط پالس پمپ بلند پیکوثانیه که فرکانس آن از سیگنال بیشتر است و در جهت مخالف انتشار می‌یابد، بصورت ابر تابشی تقویت می‌شود. بشرط اینکه شدت اولیه پالس به اندازه کافی بالا باشد. در نهایت پالس پمپ کوتاه می‌شود. در ناحیه برهمکنش، الکترونها پلاسما در پتانسیل پاندرموتیو ناشی از الگوی تداخلی دو پالس گیر افتاده و در طول محور انتشار شروع به نوسان می‌کنند که به سرعت بصورت یک توری چگالی ناپایدار، منظم می‌شوند. این توری قسمتی از پالس پمپ را به طور همدوس به عقب و بسمت پالس سیگنال منعکس می‌کند. در حین عبور پالس سیگنال و به سمت عقب آن، نوسانات مداوم الکترونها توری را خراب کرده که منجر به کوتاه شدن پالس سیگنال می‌شود.

بخش اصلی کار در این پایان‌نامه، پیدا کردن جوابهای خود مشابه برای SRA می‌باشد. ابتدا با روش تحلیلی خود مشابه دستگاه معادلات مشتق جزئی مربوط به سیگنال و حرکت الکترونها به معادلات دیفرانسیل معمولی تبدیل شده و سپس بصورت عددی حل شوند. جوابهای بدست آمده از نظر کیفی در توافق خوبی با نتایج بدست آمده از شبیه سازی‌های PIC می‌باشند. ملاحظات کیفی و بکارگیری روش خود مشابه نشان می‌دهند که میزان رشد شدت سیگنال متناسب با مربع فاصله انتشار و کاهش طول آن متناسب با عکس جذر فاصله است.

واژه های کلیدی: تقویت ابر تابشی، پالس لیزر فوق کوتاه، پلاسما

فهرست جداول

جدول ۱-۲: شرایط تشدید، عدد موج پلاسما و نرخهای رشد پراکندگی رو به عقب بریلوئن و پراکندگی رو به جلو و عقب رامان. (*۱۸)

جدول ۱-۳: قوانین مقیاس بندی برای شرط آستانه، شدت سیگنال، طول زمانی و انرژی سیگنال. (۴۵)

جدول ۲-۳: طول زمانی می نیم و فلوی ماکزیم پالس سیگنال برای طول موجهای مختلف پمپ، ماکزیم دامنه سیگنال از شبیه سازی های عددی PIC بدست آمده که می نیم طول سیگنال به حدود ۲ تا ۳ دوره تناوب لیزر می رسد. (۴۶)

جدول ۳-۳: مقایسه لیزر الکترون آزاد و تقویت کننده پلاسمایی در رژیم SRA. (۴۹)

جدول ۳-۴: مقایسه رژیم های SRA و SRBS. (۵۲)

فهرست اشکال

شکل ۱-۱: پیشرفت قله توان لیزر پالسی و شدتهای کانونی شده ورژیمهای فیزیکی قابل دسترس. (۲)

شکل ۱-۲: تقویت ابر تابشی در یک پلاسما. (۴)

شکل ۱-۳: طرح شدت تداخلی دو پالس لیزر در ناحیه برهم نهی آن دو و چگالی الکترونی مربوطه. (۵)

شکل ۱-۴: بالا: شدت های لیزر پمپ و سیگنال در محدوده برهمکنش، به عنوان تابعی از مکان. پائین: چگالی

$$\text{الکترونی } \frac{n}{n_{crit}} \cdot (۶)$$

شکل ۱-۲: نیروهای پاندرموتیو به طور متناوب، الکترونها را از محل سکونشان می رانند و باعث تحریک نوسانات

پلاسما می شوند. (۱۸)

شکل ۱-۳: نمایش حرکت الکترون در میدان نوری که با بردار موج k و دامنه میدان الکتریکی \vec{E} نشان داده شده

است. (۲۵)

شکل ۲-۳: نوسان همه الکترونها پلاسما در میدان موج ورودی (خطوط نقطه چین) و تداخل میدانهای تابشی

آنها (خطوط خط چین) با هم. (۲۶)

شکل ۳-۳: مدولاسیون چگالی پلاسما. (۲۶)

شکل ۳-۴: با دسته شدن الکترونها در فواصل کوتاه، قسمت عمده ای از پمپ ورودی به عقب پراکنده می شود.

پراکندگی در جهت پالس سیگنال (خط پر) که از جهت مخالف می آید، می باشد و بنابراین سیگنال تقویت می شود.

الکترونها دسته شده در مکانهای $\lambda, \frac{\lambda}{2}, \dots$ هستند. چگالی آنها توسط خطوط پررنگ نشان داده شده است و بین

آن خطوط چگالی نداریم. (۲۷)

شکل ۳-۵: تعریف زاویه پراکندگی. (۲۹)

شکل ۳-۶: برای قطر باریکه پمپ $2r$ ، الکترونها نور را بطور همدوس به داخل یک مخروط با نیم زاویه گشودگی θ

پراکنده می کنند. برای زوایای بزرگتر بعضی الکترونها بطور ناهمفاز تابش می کنند. (۳۰)

شکل ۳-۷: پتانسیل پاندرموتیو تداخلی: پتانسیل یک سرعت فاز کوچک بسمت چپ دارد، در حالیکه بسته تداخلی، با

سرعت پالس سیگنال به سمت راست می رود. (۳۳)

شکل ۳-۸: در دستگاه مرجع پتانسیل پاندرموتیو: الف) نمودار انرژی که انرژی کل الکترون و پتانسیل پاندرموتیو را نشان می دهد. ب) فضای فاز الکترونها با خطوط جداکننده نواحی که الکترون در پتانسیل گیر افتاده از نواحی بیرون آن. (۳۷)

شکل ۳-۹: نتایج شبیه سازی PIC برای توصیف حرکت الکترون. (۳۹)

شکل ۳-۱۰: جهت شارش انرژی نور پراکنده شده از یک قله چگالی الکترونی. (۴۱)

شکل ۳-۱۱: تکانه متوسط P_z ، که الکترونها پلاسما در پتانسیل پاندرموتیو به عنوان تابعی از اختلاف فرکانس و طول زمانی سیگنال دریافت می کنند. (۴۴)

شکل ۳-۱۲: ساختار FEL. (۴۷)

شکل ۳-۱۳: شبیه سازی های PIC یک بعدی برای نشان دادن حوزه های تقویت SRA و رامان. (۵۳)

شکل ۳-۱۴: تقویت ابرتتابشی که از کد متوسط گیری شده در زمان نتیجه می شود. پمپ $a_L = 0.25$ ؛ سیگنال

شکل ۳-۱۵: تقویت ابرتتابشی که از کد متوسط گیری شده در زمان نتیجه می شود. پمپ $a_L = 0.25$ ؛ سیگنال $a_s = 0.25$ و $\tau_s = \frac{1}{\omega_p}$ و پلاسما $n_0 = 2/50 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. راست: کل اتلاف پمپ به ۱۲٪ می رسد و اولین قله ۷٪ از انرژی پمپ را دارا است. (۵۷)

شکل ۳-۱۶: تقویت ابرتتابشی در رژیم اتلاف زیاد پمپ که از شبیه سازی PIC با کد 1D VLPL نتیجه شده است.

شکل ۳-۱۷: تقویت ابرتتابشی در رژیم اتلاف زیاد پمپ که از شبیه سازی PIC با کد 1D VLPL نتیجه شده است. پمپ $a_L = 0.25$ و $a_s = 0.07$ اولیه و $\tau_s = \frac{1}{\omega_p}$ و پلاسما چگال $n_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. بالا: تقویت پالس کوتاه را به عنوان تابعی از Z نشان می دهد. پائین: اتلاف پمپ. (۵۸)

شکل ۳-۱۸: تقویت پالس ۱۰ fs با شدت اولیه $20 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ با یک پالس پمپ $I_L = I_s$ در پلاسما $n_0 = 2/50 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (۵۹)

شکل ۳-۱۹: طیف پالس سیگنال ورودی (ابی) و خروجی (قرمز). طیف پراکندگی رامان رو به عقب پالس پمپ (سبز). (۶۱)

شکل ۳-۲۰: اثرات AC نرمالیزه شده پالس ورودی (خط چین)، پالس خروجی تقویت شده (نقطه) و پالس مناسب شده سیگنال (خط). ب) پروفایل شدت پالس مناسب شده سیگنال. (۶۲)

شکل ۳-۲۱: شبیه سازی PIC در چارچوب مرجع متحرک با پالس سیگنال، که شکسته شدن پالس را نشان می دهد. (۶۳)

شکل ۴-۷: شکل پالس ابرتتابشی در لیزر الکترون آزاد. پارامتر دسته شدن اولیه $b_0 = 0.1$ ، متغیر

تشابه $y = \sqrt{z_1} (\bar{z} - z_1)$ جواب خود مشابه و $|A_1|^2 = |A|^2 / z_1^2$ که متناسب با شدت پالس می باشد. (۶۶)

شکل ۴-۸: شدت نرمالیزه پالس سیگنال $u^2 = \frac{|a_s|^2}{\bar{z}^2 a_L^2}$ به ازای ۳ مقدار اولیه متفاوت پارامتر دسته شدن: $b_0 = 0.1$

(خطوط پر) $b_0 = 0.1$ (خط چین) و $b_0 = 0.01$ ، \bar{z} متغیر بی بعد مربوط به فاصله انتشار Z میباشد. (۶۷)

شکل ۴-۹: شدت نرمالیزه (خطوط کلفت) و فاز (خطوط نازک) پالس سیگنال به ازای $b_0 = 10^{-2}$. (۶۷)

شکل ۴-۱۰: نتایج برای فرم سیگنال و فاز که از یک محاسبه گر PIC بدست آمده است. بعد از آن که در $t = 10 T_{s0}$

سیگنال حدوداً به صفر میرسد، یک پس-پالس با فاز معکوس درست می شود، فاز بطور پشت سرهم بین هر دو پالس

یک پرش به اندازه π را نشان می دهد. (۶۸)

شکل ۵-۱: شدت نرمالیزه لیزر $U^2 = \frac{|a_s|^2}{\bar{z}^2 a_L^2}$ (جواب خود مشابه) بر حسب $y = a_L \omega_p (t - \frac{z}{v_g}) \sqrt{2k_s z}$ که به ازای

y_0 های مختلف و وجود یک ذره در چاه پتانسیل بدست آمده است (شکل بسته موج سیگنال). خط پر سیاه $y_0 = 5$ ،

نقطه چین قرمز $y_0 = 10$ و نقطه خط سبز $y_0 = 15$. (۹۱)

شکل ۵-۲: شدت نرمالیزه سیگنال (خط پر) و فاز آن (خط چین) به ازای $y_0 = 10$ با وجود یک ذره. (۹۲)

شکل ۵-۳: شدت نرمالیزه لیزر به ازای ۳ مقدار اولیه متفاوت پارامتر دسته شدن b_0 ، با وجود ۶۴ ذره در چاه پتانسیل.

(۹۳)

شکل ۵-۴: شدت نرمالیزه سیگنال و فاز آن به ازای $b_0 = 0.1$ با وجود ۱۰۸ ذره در چاه پتانسیل. (۹۴)

شکل ۵-۵: شدت نرمالیزه سیگنال و فاز آن به ازای $b_0 = 0.1$ با تعداد ذرات متعدد و طول پالس بلندتر از شکل (۵-۵)

(۹۴). (۴)

شکل ۵-۶: الف) شدت نرمالیزه سیگنال U (جواب خود مشابه) به ازای $b_0 = 0.1$ و با وجود ۷۵ ذره در چاه پتانسیل.

ب) شدت a_s^2 سیگنال بر حسب زمان (شکل بسته موج) $a_L = 0.25$ ؛ $a_{s0} = 0.25$ ؛ $T_{s0} = 2/7 ps$ و $\tau_s = \frac{1}{\omega_p}$ و

$$n_0 = 2/5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (۹۵)$$

شکل ۵-۷: پیشرفت زمانی شدت سیگنال تک قله ای در حین طی مسافت $L = 0.5 \text{ mm}$ در پلاسما. $b_0 = 0.1$ و $a_{s0} = 0.25$

$$(۹۶). n_0 = 2/5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ و } \tau_s = \frac{1}{\omega_p}, a_{s0} = a_L$$

شکل ۵-۸: پیشرفت زمانی شدت سیگنال تک قله ای در حین طی مسافت $L = 0.475 \text{ mm}$ در پلاسما. $b_0 = 0.1$ و

$$a_L = 0.025; \text{ دامنه اولیه سیگنال } a_{s0} = 0.07 \text{ و } \tau_s = \frac{1}{\omega_p} \text{ و } n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ (۹۷)}$$

شکل ۵-۹: پیشرفت زمانی شدت پالس سیگنال چند قله ای و بیشتر شدن دامنه دومین قله از اولین قله پس از طی

نیمی از راه. همه شرایط این پالس به استثنای چند قله ای بودن آن (τ_s) مثل شکل قبل است. (۹۸)

شکل ۵-۱۰: نمودار تغییرات فاز، سرعت فاز و فضای فاز ذرات نوع ۱ و ۲ برای پالسهای چند قله ای در گام اول حرکت و آغاز

تقویت ابرتابشی. (۹۹)

شکل ۵-۱۱: نمودار تغییرات فاز، سرعت فاز و فضای فاز ذرات نوع ۱ و ۲ برای پالسهای چند قله ای بعد از گذشت

زمان از شروع تقویت ابرتابشی. (۱۰۰)

شکل ۵-۱۲: فضای فاز الکترون نوع ۱ در تقویت پالس تک قله ای. (۱۰۲)

شکل ۵-۱۳: الف) پارامتر دسته شدن ۷۵ الکترون (خط چین) در چاه پتانسیل در طول عبور سیگنال و مقایسه آن با

شکل و شدت پالس (خط پر) در آغاز تقویت ابرتابشی. ب) پارامتر دسته شدن ۱۱۴ الکترون (خط چین) در چاه پتانسیل

در طول عبور سیگنال و مقایسه آن با شکل و شدت پالس (خط پر) پس از گذشت زمان از آغاز تقویت ابرتابشی. (۱۰۳)

فهرست مطالب

فصل ۱: مقدمه	۱
فصل ۲: برهمکنش لیزر و پلاسما و فرآیندهای مربوط به آن	
۱-۲- اصول برهمکنش لیزر و پلاسما	۹
۱-۱-۲- معادلات میدان	۱۰
۲-۱-۲- برهمکنش لیزر و الکترون	۱۱
۳-۱-۲- انتشار نور در پلاسما	۱۴
۴-۱-۲- پدیده های جمعی در یک پلاسما	۱۵
۲-۲- فرایندهای مربوط به برهمکنش لیزر و پلاسما	۱۶
۱-۲-۲- فرایندهای پارامتری	۱۷
۱-۱-۲-۲- پراکندگی القائی رامان و بریلوئن	۱۷
۲-۱-۲-۲- پدیده خودکانونی	۲۰
۳-۱-۲-۲- افروزه شدن (فیلامان شدن)	۲۱
۳-۲- تقویت پالسهای لیزر در یک پلاسما	۲۱
فصل ۳: بررسی مکانیزم تقویت ابرتابشی	
۱-۲- خصوصیات ابرتابندگی	۲۴
۱-۱-۳- پراکندگی تامسون از الکترونها پلاسما	۲۴
۲-۱-۳- تابش همدوس در پدیده SRA	۲۷
۳-۱-۳- ابرتابندگی از دیدگاه دیک	۲۸
۴-۱-۳- بدست آوردن پدیده شناختی عبارتی برای I_s	۳۰
۵-۱-۳- پارامتر دسته شدن	۳۱
۲-۲- دسته شدن الکترونها در پتانسیل پاندرموتیو	۳۱
۱-۲-۳- پتانسیل پاندرموتیو ناشی از پالسهای لیزر منتشر در جهات مخالف	۳۱
۲-۲-۳- حرکت یک تک الکترون در چاه پتانسیل پاندرموتیو	۳۴
۳-۲-۳- شرط آستانه برای شروع تقویت ابرتابشی	۳۶
۴-۲-۳- گیر افتادن الکترون ، نوسان و دسته شدن	۳۷
۱-۴-۲-۳- گیر افتادن الکترون و نوسان	۳۷
۲-۴-۲-۳- دسته شدن گروهی از الکترونها توسط نوسان	۳۸
۳-۴-۲-۳- جهت شارش انرژی نور پراکنده شده	۴۱
۳-۳- بررسی سیگنال تقویت شده	۴۲
۱-۳-۳- کوتاه شدن پالس سیگنال و افزایش پهنای باند تقویت	۴۲
۲-۳-۳- فرکانس بهینه تقویت یا اختلاف فرکانس بهینه دویالس لیزر	۴۳
۳-۳-۳- محدودیتهای تقویت ابرتابشی	۴۴
۴-۳- قوانین مقیاس بندی شدت، طول زمانی پالس و انرژی	۴۵

۴۶	۵-۳- شباهت SRA به لیزرهای الکترون آزاد (FEL)
۵۰	۶-۳- تقویت رامان در مقایسه با SRA
۵۱	۱-۶-۳- تقویت با پراکندگی القایی رو به عقب رامان
۵۱	۲-۶-۳- وجه تمایز تقویت رامان و SRA یا تقویت ابرتتابشی
	فصل ۴: روش های بررسی تقویت ابر تابشی
۵۵	۱-۴- شبیه سازی عددی PIC
۵۵	۱-۱-۴- کدهای ذره-در-سلول
۵۶	۴-۱-۲- شبیه سازی های PIC انجام شده برای SRA
۶۰	۲-۴- آزمایشات تجربی
۶۳	۳-۴- روش حل خودمشابه
۶۴	۴-۳-۱- تئوری ابعاد
۶۴	۴-۳-۲- پدیده خودمشابه و رفتار مجانب میانی
۶۵	۴-۳-۳- جوابهایی از نوع موج پیش رونده
	فصل ۵: توصیف پدیده تقویت ابرتتابشی از طریق حل خودمشابه
۶۹	۱-۵- معادلات اساسی دامنه سیگنال و حرکت الکترون
۷۰	۱-۵-۱- معادله حرکت الکترون
۷۵	۱-۵-۲- معادله مربوط به دامنه سیگنال
۷۹	۵-۲- جواب های خود مشابه برای معادلات SRA
۸۱	۵-۲-۱- محاسبات عددی
۸۲	۵-۲-۲- تعیین مقادیر اولیه تابع
۸۷	۵-۲-۳- تشریح روند کار و شرایط جانی مساله
۹۰	۵-۲-۴- نتایج حل مساله و تحلیل آنها
۱۰۴	نتیجه گیری
۱۰۶	پیشنهادات
۱۰۷	مراجع
۱۱۲	چکیده به انگلیسی

فصل اول: مقدمه

-تلاش برای دستیابی به پالسهای نوری کوتاهتر و با شدت بیشتر

تاریخچه اختراع لیزر به سال ۱۹۶۰ برمی گردد. در آن سال قله توان سیستمهای لیزر پالسی با اختراع Q-سوئیچ^۱ و قفل شدگی مدها^۲ به سرعت بالا رفت و امکان تمرکز انرژی را در پالسهای کوتاهتر فراهم ساخت. شدتهای بالاتر برای بررسی فرایندهای یونیزاسیون غیر خطی در میدانهای قوی الکتریکی، ایجاد پلاسما توسط لیزر و... مورد استفاده قرار گرفت [۱].

تولید پالسهای لیزر فوق کوتاه و پر شدت برای تعدادی از کاربردهای علمی و صنعتی حیاتی می باشد، مثل شتابدهنده های ذرات بر پایه پلاسما، تحقیق بر روی ICF^۳ و ساخت لیزرهای اشعه ایکس^۴. مثلاً شتابدهنده های میدان واک لیزری^۵ به پالسهایی با طول موج $1/\omega_p$ احتیاج دارند که: $\omega_p = (\epsilon\pi e^2 n/m)^{1/2}$ فرکانس پلاسما می باشد [۲].

از اواخر سال ۱۹۶۰ توان پیکهای لیزر حدود ۲۰ سال راکد و ثابت ماند، زیرا تقویت پالسهای کوتاهتر از چند صد پیکو ثانیه^۶ تا توان تراوات^۷ بدون آسیب زدن به مولفه های اپتیکی ممکن نبود. شیفت فازی نشأت گرفته از ضریب شکست وابسته به شدت و متغیر روی پروفایل لیزر هم به عنوان پدیده های محدود کننده محسوب می شدند [۱].

اختراع تقویت پالس چرپ شده (CPA)^۸ در سال ۱۹۸۵ این مشکل را با ممکن کردن تقویت پالسهای فمتوثانیه حل کرد. در این روش پالسها قبل از تقویت، با فاکتور^۹ $10^4 - 10^2$ همراه با اضافه کردن یک چرپ خطی پهن می شوند و بنابراین پهنای پالس به چند صد پیکو ثانیه افزایش می یابد. در توانهای کم، پالسها تا انرژی های بالا تقویت شده و در آخر دوباره با

^۱ Q-Switching

^۲ mode locking

^۳ Inertial Confinement Fusion

^۴ X-ray

^۵ Laser wake field accelerators

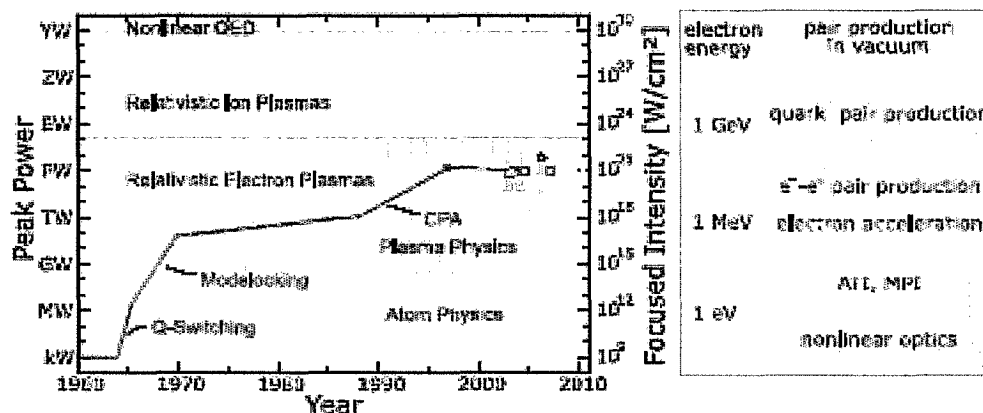
^۶ picosecond = $10^{-12} s$

^۷ terawatt = $10^{12} W$

^۸ Chirped Pulse Amplification

استفاده از یک سیستم با پراکندگی معکوس که چرپ را از بین می برد، فشرده می شوند. این تکنیک منجر به افزایش سریع توان پالس تا تراز پتاوات^۱ و تا انرژی ۵۰۰ ژول در سال ۱۹۹۶ شد [۱].

حوزه جدیدی از فیزیک بخصوص فیزیک پلاسمای نسبیته قابل دسترس شد. وقتی که الکترونها در میدان لیزر با سرعتی نزدیک سرعت نور نوسان می کنند، جرم موثر آنها افزایش یافته و نیروی پاندرموتیو^۲ بسیار بزرگ می شود. ذرات به طور مؤثری با میدانهای الکترواستاتیکی واک^۳ که در عقب پالس لیزر به TV/m می رسند، شتاب داده می شوند. در نتیجه یونها نیز شتاب پیدا می کنند. کاربردهای دیگر نه فقط به شدت بالای لیزر بلکه به کوتاهترین طول پالس نیز نیاز دارند [۱].



شکل (۱-۱): پیشرفت قله توان لیزر پالسی و شدتهای کانونی شده ورژیمهای فیزیکی قابل دسترس [۱].

شدتها برای یک لکه کانونی^۴ به اندازه $100 \mu m^2$ مطابق با قطر حدود ۱۱ میکرومتر داده شده است. این روزها پالسهای لیزر Ti:sapphire تا $100 \mu m^2$ می توانند کانونی شوند که منجر به افزایش ۱۰ برابری شدت می شود. علامتها نمایانگر مجموعه ای از لیزرهای توان بالا هستند که تا کنون طراحی شده اند. مربعهای سبز، سیستمهای بر پایه Nd:glass با طول پالسهای ۳۵۰-۶۰۰ fs، مثلثهای قرمز سیستمهای بر پایه Ti:sapphire با طول پالس ۲۵-۴۰ fs و دایره های نارنجی سیستمهای پالسی زیر ۱۰ fs مبتنی بر CPA را نشان می دهند. سمت راست انرژی جنبشی الکترونها در میدان لیزر و پدیده های فیزیکی مورد انتظار و مشاهده شده در آن شدتها را نشان می دهد [۱].

^۱ petawatt = $10^{15} W$

^۲ ponderomotive

^۳ electrostatic wake fields

^۴ focal spot size

از زمانی که پیک های توان به حد پتاوات رسیده اند دوباره ایستا و راکد شده اند. تلاش برای عبور از این سد توسط تکنولوژی امروزی لیزر با دو مشکل جدی روبروست:

الف) مؤلفه های اپتیکی بزرگ و گران هستند. توریهای مورد نیاز برای فشرده کردن حدود ۱ متر مربع هستند و محدودیت ساخت دارند.

ب) تا کنون، تقویت پرتوانترین پالسهای لیزر مبتنی بر گسیل القائی بوده است. مواد لیزر امکان تولید پرتوان ترین پالس با نرخ تکرار کم (Nd:glass) یا کوتاهترین پالس با نرخ تکرار زیاد (Ti:Sapphire) را فراهم می کنند. در حالیکه مواد جدیدی مورد احتیاج هستند که امکان تولید کوتاهترین و پرتوانترین پالسها را با نرخ تکرار زیاد فراهم سازند [۱].

تقویت اپتیکی پارامتریک غیر هم خط^۱ در کریستالهای غیرخطی، جایگزینی برای تقویت در کریستالهای لیزر می باشد. در ترکیب با CPA این تکنیک به OPCPA موسوم است. تاکنون پالسهای بلند حدود ۱۰۰ فمتو ثانیه^۲ با استفاده از لیزر Nd:glass بعنوان پمپ، تا بیش از ۱۰۰ تراوات تقویت شده اند. البته تقویت پالسهای کوتاه جالبتر است، چرا که پالسهای زیر ۱۰ فمتوثانیه پهنای باندشان از ۲۰۰ نانومتر بیشتر می شود. در ابتدا پالسها محدود به μJ (میکروژول) بودند؛ اخیراً به mJ (میلی ژول) هم گسترش یافته اند. چنین پالسهایی نمی توانند با توری فشرده شوند، زیرا انعکاس توریها روی تمام پهنای طیفی پالس کاملاً یکنواخت نیست [۱].

تاکنون یا OPCPA یا CPA معمولی بهترین روشها برای تولید پالسهای نوری بسیار پرتوان بوده اند. هر دو تکنیک با چالشهای جدی روبرو هستند، مخصوصاً اینکه فشرده کردن پالسها سخت و سخت تر می شود. باز این سؤال مطرح می شود که آیا تقویت پالسهای فوق کوتاه پرتوان بدون پهن و فشرده کردن میسر می باشد [۱]؟

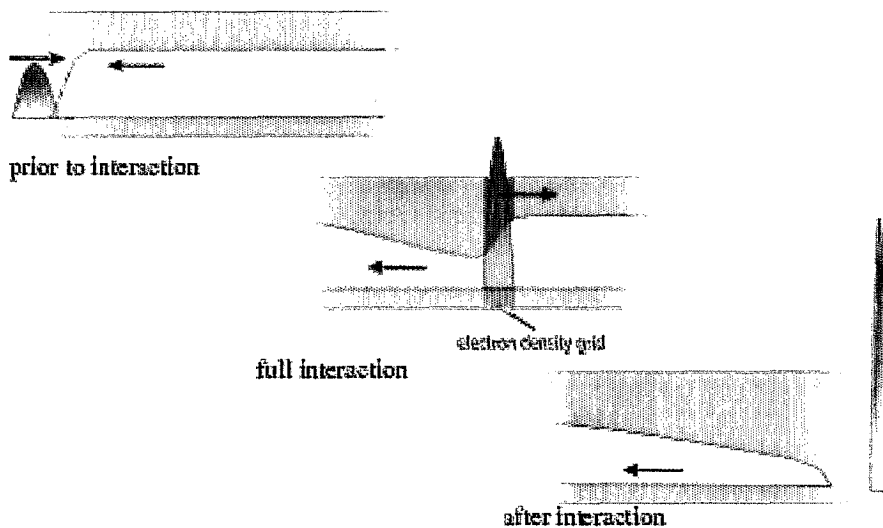
در سال ۱۹۹۸ جی شوتز^۳ یک کار تئوری [۲] را چاپ کرد که در آن تقویت کننده ای بر پایه پلاسما را پیشنهاد کرده بود تا مشکلات ذکر شده بالا راحل کند. این روش نه تنها قادر است که چنین پالسهایی را تا توانهای بالا تقویت کند، بلکه حتی یک مکانیزم ذاتی آن کوتاه کردن طول پالس می باشد. بطور طبیعی پلاسما گزینه ای برای محیط تقویت کننده پالسهای توان بالا می باشد، زیرا می تواند شدتهای بالای میدان الکتریکی را بدون تخریب شدن، در خود نگهدارد. علاوه بر این پالسهای نوری مورد نظر آنقدر کوتاهند که غیر خطیهای بحرانی فقط در رژیم نسبیتی قرار می گیرند. همچنین کوتاه

^۱ Non-collinear optical parametric amplification

^۲ femtosecond = 10^{-15}s

^۳ G-Shvets

کردن ذاتی پالس یک برتری مهم در مقایسه با لیزرهای CPA می باشد که در آنها طول پالس حین تقویت و فشردگی ناقص معمولاً بدلیل نازک شدن بهره افزایش می یابد. شمائی از این روش در شکل (۲-۱) نشان داده شده است [۱].



شکل (۲-۱): تقویت ابرتابشی^۱ در یک پلاسما: پالس کوتاه سیگنال ۲۰-۴۰ فمتو ثانیه و پالس بلند پیکو ثانیه که از جهت مخالف می آید در شدتهای $10^{16} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ با هم رویرو می شوند. نیروهای پاندرموتیو پالسهای لیزر، الکترونهاى پلاسما را برای تشکیل یک توری چگالی ناپایدار منظم می کنند که مثل بازتاب براگ نور پمپ را منعکس می کند. درحین تقویت پالس سیگنال، پمپ به شدت تحلیل می رود و در آخر، پالس تقویت شده به شدت 10^{18} W/cm^2 و طول ۷ فمتو ثانیه به ازای طول موج پمپ ۸۰۰ نانومتر می رسد [۱].

پالس سیگنال کوتاه ورودی $\left(\tau_s \left\langle \frac{1}{\omega_p} \right\rangle \right)$ در پلاسما با استفاده از یک پالس پمپ بلند در حدود چندین پیکوثانیه که در جهت مخالف انتشار می یابد بصورت ابرتابشی تقویت می شود. با وساطت الکترونها انرژی از پالس پمپ به سیگنال منتقل می شود. البته به شرطی که فرکانس سیگنال از پمپ کمتر باشد و شدت اولیه پالس سیگنال به اندازه کافی بالا باشد [۲].

این فرایند مبتنی بر برهمکنش بین موجهای الکترومغناطیسی در جهت مخالف با میانجیگری الکترونهاى پلاسما می باشد. از تداخل بین پرتو پمپ (PB) و پرتو تقویت شده (AB)، الگوی شدت متناوبی تولید می شود. اختلاف فرکانس بین PB و AB جهت شارش انرژی را تعیین می کند. برهمکنش بین دو لیزر زمانی ماکزیمم است که در دو جهت مخالف انتشار یابند، زیرا نیروی پاندرموتیو که اختلال پلاسما را باعث می شود متناسب با گرادیان شدت لیزر می باشد [۲].

^۱ Superradiant amplification

نیروی پاندرموتیو پالسهای لیزر متداخل، الکترونها را به صورت یک توری چگالی، منظم کرده که کسری از نور پمپ را بطور همدوس به سمت پالس سیگنال منعکس می کند (شبهه بازتاب براگ^۱). به دلیل طبیعت ناپایدار توری، بعد از زمان کمی بازتاب متوقف شده که به کوتاه شدن پالس می انجامد [۱].

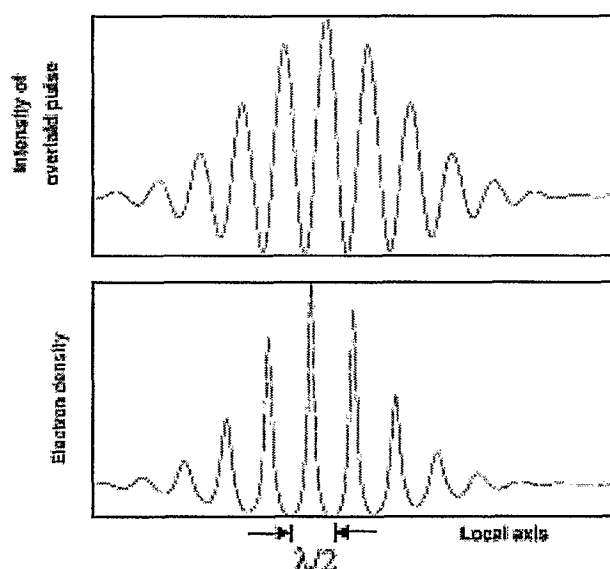
دو پالس لیزر با پتانسیل های برداری:

$$A_L = \tilde{A}_L e^{i\theta_L} + c.c. \quad \text{و} \quad A_S = \tilde{A}_S e^{i\theta_S} + c.c. \quad (1-1)$$

و فازهای $\theta_S = k_S z - \omega_S t$ برای سیگنال و $\theta_L = -k_L z - \omega_L t$ برای پالس پمپ در جهت مخالف هم حرکت می کنند که در ناحیه تداخلی الگوی شدت آنها اینگونه است:

$$I \propto \langle |A_S + A_L|^2 \rangle = \tilde{A}_S^2 + \tilde{A}_L^2 + \langle \tilde{A}_S \tilde{A}_L (e^{i(\theta_S + \theta_L)} + e^{i(\theta_S - \theta_L)}) \rangle + c.c. \quad (2-1)$$

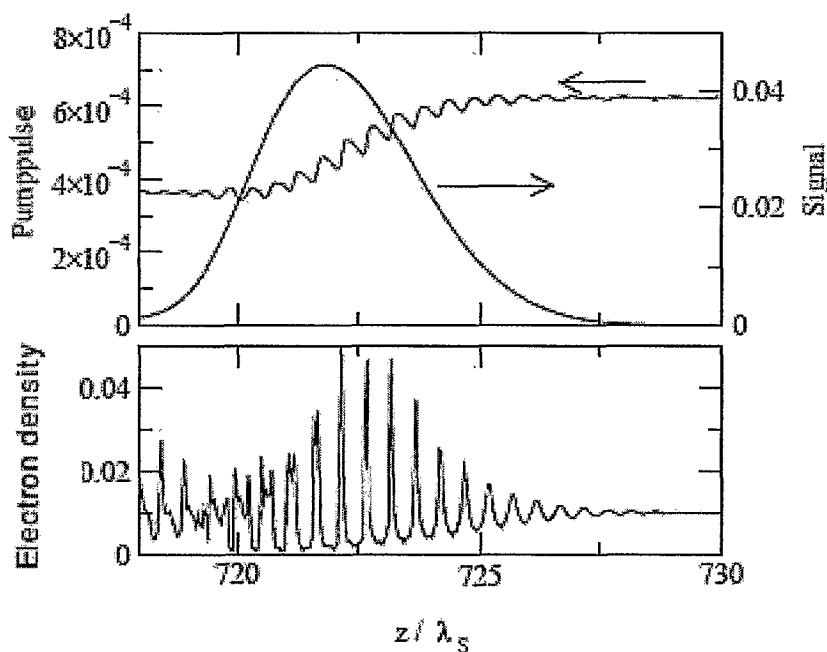
که $e^{i(\theta_S + \theta_L)}$ نمایشگر متوسط گیری زمانی بر روی نوسانات سریع است. با این متوسط گیری سهم $\langle e^{i(\theta_S + \theta_L)} \rangle$ با فاز $\theta_S + \theta_L = (k_S - k_L)z - (\omega_S + \omega_L)t$ حذف می شود. از نظر زمانی، سهم آرام نوسان کننده با فاز $\theta_S - \theta_L = (k_S + k_L)z - (\omega_S - \omega_L)t$ و $\omega_L \geq \omega_S$ ، بعد از متوسط گیری با فرکانس زنش $\Delta\omega = \omega_L - \omega_S > 0$ باقی می ماند.



شکل (۳-۱): طرح شدت تداخلی دو پالس لیزر در ناحیه برهم نهی آن دو (بالا) و چگالی الکترونی مربوطه (پائین) [۲].

^۱ Bragg reflection

در شکل (۳-۱) طرح تداخلی (در ناحیه بر هم نهی دو پالس لیزر) نشان داده شده است، برای مثال پریود مکانی آن حدود $\frac{\lambda_s}{2} \approx \frac{2\pi}{(k_L + k_S)}$ می باشد. پتانسیل پاندرموتیو متناسب با شدت، الکترونها را پلاسما را مانند عکس پائینی شکل ۳-۱ منظم می کند. الکترونها یک توری چگالی تشکیل داده و مطابق با شکل (۴-۱) قسمتی از پالس پمپ را بطور همدوس به عقب و به سمت سیگنال پراکنده می کنند. بنابراین شبکه الکترونی با سرعت فاز کوچک $-\Delta\omega/2k_S$ به سمت چپ حرکت کرده و بسیار سریع نوسان می کند، به عبارتی الکترونها با بازتاب پمپ یک انرژی پس زنی دریافت می کنند. بسته طرح تداخلی هم بدنبال سیگنال و با سرعت تقریبی نزدیک به سرعت نور به سمت راست حرکت می کند. پالس سیگنال به سمت پلاسما دست نخورده در حرکت است و پی در پی توری چگالی را تولید میکند [۳].



شکل (۴-۱): بالا: شدت های لیزر پمپ و سیگنال در محدوده برهمکنش، به عنوان تابعی از مکان. سیگنال به راست و پمپ به چپ می رود. پائین:

چگالی الکترونی n/n_{crit} . این شکل از نتایج شبیه سازی PIC^۱ مرجع [۳] می باشد.

هندسه درخلاف جهت بودن انتشار پرتوها به دودلیل انتخاب شده است، اول اینکه پالس کوتاه را قادر می سازد که کل پمپ را جارو کرده و مقدار زیادی از انرژی آنرا جذب کند [۴]. دوم اینکه الکترون پلاسما سرد خصوصیات قابل توجهی را نمایش می دهد: ضریب χ_r آن وابستگی شدیدی به اختلاف عدد موج Δk بین دو پالس لیزر دارد، بخصوص

^۱ Particle-In-Cell Simulation

برای لیزرهای هم جهت و درخلاف جهت ($\uparrow\downarrow$ و $\uparrow\uparrow$) نسبت ضرایب χ_r اینگونه است: $\frac{\chi_r(\uparrow\downarrow)}{\chi_r(\uparrow\uparrow)} \approx \frac{\xi\omega_s^2}{\omega_p^2}$ که ω_s

فرکانس سیگنال تقویت شده می باشد. دریک پلاسما رقیق این نسبت می تواند به چند صد برسد. این موضوع، تقویت پارمتریک در الکترون پلاسما سرد را از تقویت در گازها، مایعات و فیبرها منفک می سازد. پس یک پالس کوتاه می تواند به سرعت توسط پراکندگی رو به عقب یک پمپ درجهت مخالف، تقویت شود بدون اینکه از ناپایداری های انتشار روبه جلو مثل فیلامان شدن^۱ و پراکندگی رامان روبه جلو^۲ [۶]، رنج ببرد. χ_r الکترون پلاسما مربوط به توری چگالی است که از الگوی شدت تداخلی دوپالس ناشی می شود و نور پمپ را پراکنده می کند [۷ و ۴].

تقویت ابرتایشی (SRA) یک فرایند شدیداً غیر خطی می باشد. وابستگی شدت پالس کوتاه و طول آن به فاصله انتشار Z بطور کیفی می تواند تخمین زده شود [۷].

$$\tau_S \approx (\sqrt{\omega_p a_L}) (c/\omega_S z)^{1/2} \quad \text{و} \quad |a_S|^2 \propto (|a_L|^2 \omega_p^2 z^2 / \omega_S^2 c^2) \quad (3-1)$$

کمی بعد از SRA، دومین تقویت کننده پلاسمائی توسط مالکین^۳ پیشنهاد شد [۶] که شبیه به SRA است، اما در شدتهای پمپ و سیگنال کمتر و با چگالی های بیشتر پلاسما کار می کند، بطوری که نوسانات تحریک شده پلاسما توسط نیروهای پاندرموتیو به دینامیک الکترونها غلبه می کنند. این تقویت کننده، تقویت کننده رامان روبه عقب^۴ نام دارد و در صورتی که پالس پمپ بطور کامل به عقب پراکنده شود، کوتاه شدن پالس را نمایش می دهد.

دو رژیم برای فشرده کردن پالس در پلاسما پیشنهاد می شود [۴]:

۱- رژیم کامپتون^۵ که در آن حرکت الکترون با نیروی پاندرموتیو مشخص می شود نه با میدان الکتریکی بار-فضای^۶ موج پلاسما و مکانیزم غیر خطی غالب، گیر افتادن^۷ ذره در پتانسیل پاندرموتیو می باشد. همچنین لازم نیست شرط تشدید $\Delta\omega = -\omega_p$ برای تحریک موج پلاسما، دقیقاً ارضا شود.

۲- رژیم رامان که در آن برعکس رژیم کامپتون، حرکت الکترونها پلاسما خطی باقی می ماند و غالب غیر خطی

بودن مربوط به اتلاف پمپ می باشد. اختلاف فرکانس بین پمپ و پالس باید دقیقاً برابر ω_p باشد، $\omega_L - \omega_S = \omega_p$.

^۱ filamentation

^۲ Raman forward scattering

^۳ Malkin

^۴ Backward raman amplifier

^۵ Compton regime

^۶ Space-charge

^۷ Particle trapping