به نام خداوند بخشنده و مهربان

دانشگاه صنعتی امیرکبیر
(پلی‌تکنیک تهران)

پایان‌نامه کارشناسی ارشد

موضوع:

لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما

تهیه کننده: صهیب بابائی توسکی

استاد راهنما: پروفسور بهروز مراغه‌چی

بهمن ۱۳۸۵

چکیده

در این پایان‌نامه، لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما با استفاده از مدل جنبشی و مدل سیالی مورد بررسی قرار می‌گیرد. در مدل جنبشی با استفاده همزمان از معادلات ماکسول و معادله ولاسوف و با یک تابع توزیع مناسب برای بیم الکترونی و پلاسمای زمینه رابطه پاشندگی را بدست می‌آوریم. و همچنین با استفاده از مدل سیالی رابطه پاشندگی را با در نظرگرفتن جفت‌شدگی بین میدان ویگلر و موج بار–فضا در سرعت عرضی الکترون را بدست می‌آوریم. به طوری که این جفت شدگی‌ها در مدل جنبشی به طور ذاتی لحاظ نمی‌شوند. و از طرفی با مقایسه رابطه پاشندگی این دو مدل، دیده می‌شود که این جفت‌شدگی‌ها مهم هستند و همچنین نرخ رشد در غیاب این جفت‌شدگی‌ها محاسبه شده است. دو تئوری پیش بینی می‌کنند که برای بیم الکترونی و پلاسمای زمینه، با افزایش چگالی پلاسمای زمینه نرخ رشد فرکانس پائین افزایش می‌یابد و نرخ رشد فرکانس بالا کاهش می‌یابد البته تا یک چگالی معینی این روند ادامه می‌یابد. با افزایش چگالی پلاسمای زمینه‌ای که بیشتر از چگالی بحرانی باشد ناپایداری لیزر الکترون آزاد نداریم.

کلمات کلیدي:

لیزر الکترون آزاد، مدل جنبشی، مدل سیالی، معادله ولاسوف، بیم الکترونی، پلاسمای زمینه، نرخ رشد، رژیم رامان، رابطه پاشندگی، چگالی بحرانی

فهرست مندرجات

فصل اول ۱

لیزر الکترون آزاد ۱

۱-۱ ساختار لیزر الکترون آزاد ۲

۱-۱ مقدمه ای بر لیزر الکترون آزاد ۳

۱-۲ مکانیسم کلی لیزر الکترون آزاد ٤

فصل دوم ۱۲

لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما ۱۲

فصل سوم ۲۲

۳-۱ مدل فیزیکی: ۲۳

۳-۲ رابطه پاشندگی: ۳۸

۳-۳ رابطه پاشندگی برای بیم و پلاسمای سرد ۵۲

۳-٤ نتایج عددی: ۵۷

فصل چهارم ۵۹

٤-۱ مدل فیزیکی: ٦۰

٤-۲ رابطه پاشندگی: ٦۸

٤-۳ نتایج عددی: ۷۹

فصل پنجم ۸۳

نتیجه گیری: ۸۳

فصل اول

لیزر الکترون آزاد

۱-۱ ساختار لیزر الکترون آزاد

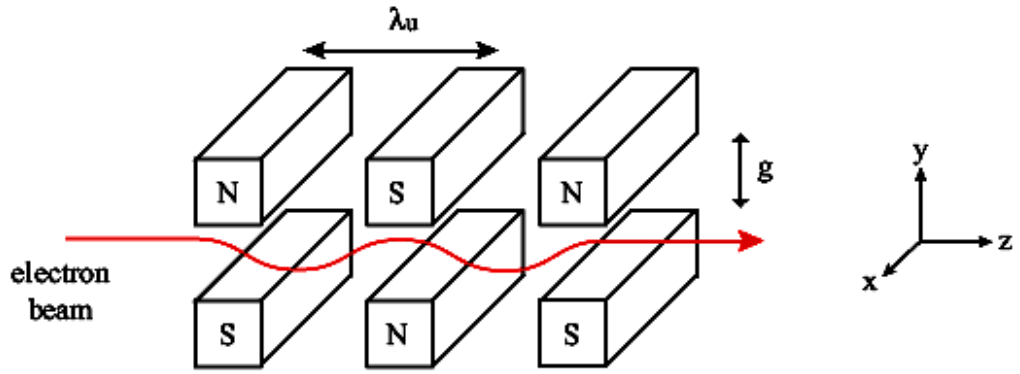
لیزر الکترون آزاد از سه قسمت تشکیل یافته است:

۱) بیم الکترونی، که توسط شتاب دهنده ها شتاب داده می شود.

۲) یک موج که غالباً یک پرتو لیزر است.

۳) مکانیسم جفت کننده.

مکانیسم لیزر الکترون آزاد انواع مختلفی دارد که بنا به نوع آن، لیزر الکترون آزاد به آن نام خوانده می‌شود مانند لیزر الکترون آزاد چرنکوف، لیزر الکترون آزاد اسمیت-پورسل، لیزر الکترون آزاد بر اساس چرخش الکترون، لیزر الکترون آزاد برمشترلانگ و غیره .



شکل (۱-۱)

هر کدام از این لیزرها، که در واقع نام آنها نشان دهنده مکانیسم جفت‌کنندگی بین بیم الکترونی و موج است در یک محدوده خاص طیفی کار می‌کند. لیزر الکترون آزاد با میدان تموجی (ویگلری) یا تناوبی در گروه لیزرهای برمشترلانگ قرار می‌گیرد.

۱-۱ مقدمه ای بر لیزر الکترون آزاد

لیزر الکترون آزاد ، منبعی همدوس از تابش الکترومغناطیسی با توان بالا و قدرت وسیع در تغییر فرکانس است. علی رغم آنچه از اسم این لیزرها بر می‌آید الکترونهای پر انرژی در چنین لیزرهایی واقعاً آزاد نیستند، بلکه تحت تأثیر میدان مغناطیسی، مقید به انجام حرکتهای نوسانی هستند و کلمه آزاد به خاطر آزادی الکترونها از قیدهای اتمی به کار گرفته شده است. بر خلاف لیزرهای گازی و حالت جامد که تابشهایی با یک طول موج مشخص متناظر با گذارهای انرژی درون اتمها و مولکولها تولید می کنند در لیزر الکترون آزاد، به موجب آزادی الکترونها از قیدهای اتمی می توان از پرتو الکترونی با انرژیهای مختلف استفاده کرد و باند وسیعی از طول موجها را تحریک کرد. در ضمن محاسبات تئوری نشان می دهند که بر خلاف لیزرهای معمولی با راندمانهای چند درصدی، لیزرهای الکترون آزاد می توانند دارای راندمانهای بالایی، حدود ۶۵٪ ، باشند، تاکنون در آزمایشگاه راندمانهای ۴۰٪ حاصل شده اند.

لیزر الکترون آزاد را می توان به عنوان شتابدهنده پیشرفته، رادار پیشرفته، منبعی برای گرم کردن پلاسما و یا انتقال انرژی به کار برد. همچنین در داروسازی، بیولوژی و شیمی نیز کاربردهای فراوانی دارد.

۱-۲ مکانیسم کلی لیزر الکترون آزاد

در لیزر الکترون آزاد هدف آن است که الکترونها با سرعتی نزدیک سرعت نور از شتاب دهنده خارج شده و پس از وارد شدن به محیط برهمکنش قسمتی از انرژی خود را به انرژی تشعشعی الکترومغناطیسی تبدیل کنند برای این منظور الکترونها را از درون میدان مغناطیسی عبور می‌دهیم تا نور غیر همدوس را گسیل کنند. در لیزر الکترون آزاد به این میدان ویگلر گفته می‌شود. برای داشتن تشعشع القایی در لیزر الکترون آزاد می‌بایست الکترونها با دسته‌بندی تناوبی به صورت هم فاز و هماهنگ عمل کنند.

وقتی که موج نوری از درون میدان ویگلر عبور می کند تغییرات فضائی ویگلر و موج الکترومغناطیسی ترکیب می شوند و موج ضربه را تولید می کنند. برهمکنش الکترونها با این موج ضربه باعث تابش القائی در لیزرهای الکترون آزاد می‌شود. موج ضربه همان فرکانس موج نور (ω) را دارد اما عدد موجش مجموع اعداد موج میدانهای ویگلر (k_0) و الکترومغناطیس (k) است. با فرکانس یکسان و عدد موج بزرگتر، موج ضربه آرامتر از موج نور حرکت می‌کند به همین دلیل به آن موج ponderomotive گویند. موج ضربه ترکیبی از موج نور و میدان مگنتواستاتیگ ویگلر است بنابراین میدان موثری را که الکترون هنگام عبور از درون لیزر الکترون آزاد حس می‌کند ناشی از این موج است. به علاوه چون موج ضربه با سرعت $\omega/(k+k_0)$ که

کمتر از سرعت نور در خلاء است انتشار می‌یابد می‌تواند با الکترونهائی که دارای این سرعت هستند همگام شود و موجب برهمکنش تشدیدی شود. در برهمکنش تشدیدی، می توان فرکانس موج الکترومغناطیس (ω) را به وسیله جفت شدگی شدگی سرعتهای موج ضربه و باریکه الکترون که به صورت زیر بیان می شود تعیین کرد (شرط جفت‌شدگی)

$$v_z = \frac{\omega}{k + k_0}$$

v_z سرعت باریکه الکترونی در جهت محور z است، محور تقارن میدان ویگلر و جهت انتشار باریکه الکترون است. رابطه پراکندگی بین فرکانس و عدد موج برای امواجی که در خلاء منتشر می شوند، $\omega = ck_0$ است به طوری که c سرعت نور در خلاء است. می توان با ترکیب رابطه پراکندگی فضای تهی و شرط تشدید لیزر الکترون آزاد، رابطه استانداردی را برای طول موج تشدید به صورت تابعی از انرژی الکترون و دوره تناوب ویگلر به شکل زیر بدست آورد

$$\lambda \cong \frac{\lambda_0}{2\gamma_z^2}$$

به طوری که $\gamma_z = \left(1 - v_z^2 / c^2\right)^{-1/2}$ و با فرض $v_z / c \approx 1$ در رابطه فوق از تقریب $(1 - v_z / c) \approx 1/2\gamma_z^2$ استفاده کرده‌ایم. بنابر رابطه فوق طول موج خروجی متناسب با

طول موج ویگلر است و نسبت عکس با انرژی الکترونها دارد لذا با تنظیم این دو عامل می‌توان پهنه وسیعی از طول موجها را تولید وتقویت کرد.

به منظور داشتن درکی از روابط دینامیکی بین الکترونها و میدانها، به بررسی حرکت یک الکترون در میدان ویگلر پیچشی متقارن می‌پردازیم. جهت میدان ویگلر بر جهت حرکت الکترون عمود است و در یک دوره تناوب ویگلر ۳۶۰ درجه می‌چرخد. یک الکترون که در جهت طولی در حال حرکت است هنگام ورود به ویگلر تحت تاثیر نیروئی عرضی قرار می‌گیرد و سرعت الکترون مولفه عرضی به دست می آورد. مسیر منتجه، پیچشی خواهد بود که در آن الکترون ضمن حرکت در جهت طولی دارای حرکتی دایره‌ای در صفحه عرضی است.

مقدار سرعت عرضی، v_w، متناسب با حاصلضرب دامنه و دوره تناوب ویگلر است این رابطه ممکن است به صورت زیر بیان شود

$$\frac{v_w}{c} \cong 0.934 \frac{B_w \lambda_0}{\gamma_b}$$

به طوری که دوره تناوب ویگلر بر حسب سانتی متر و دامنه ویگلر، B_w ، بر حسب تسلا بیان می شود و $\gamma_b = 1 + E_b / mc^2$ فاکتور نسبیتی انرژی کل متناظر با E_b انرژی جنبشی باریکه الکترون است و m جرم سکون الکترون است. چون حرکت دایره ای است مولفه‌های طولی و عرضی، مقادیر ثابتی دارند. ثابت بودن سرعتها به جهت

بستگی برهمکنش تشدیدی به سرعت طولی باریکه، از اهمیت زیادی برخوردار است. به علاوه چون ویگلر، سرعت ثابتی را القا می‌کند رابطه بین انرژی کل الکترون و انرژی کل الکترون و انرژی طولی بر حسب فاکتورهای انرژی به شکل زیر است

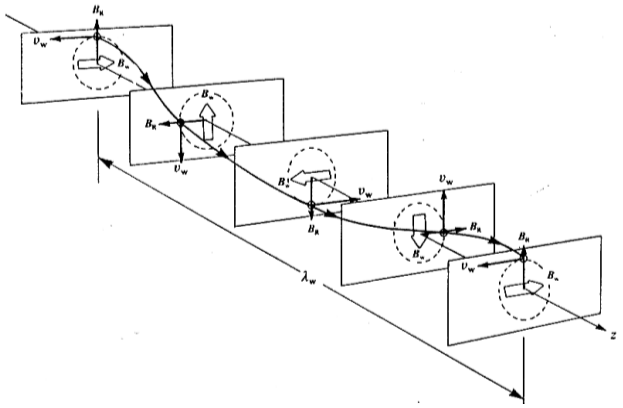
$$\gamma_z = \frac{\gamma_b}{\sqrt{1+0.872B_w^2\lambda_0^2}}$$

بنابراین طول موج رزونانس به صورت زیر به انرژی کل باریکه و دوره تناوب بستگی دارد

$$\lambda \cong (1+0.872B_w^2\lambda_0^2)\frac{\lambda_0}{2\gamma_b^2}$$

روابط برداری بین B_w میدان ویگلر، v_w سرعت عرضی الکترون و B میدان تابشی در برهمکنش تشدیدی به صورت شکل (۱-۲) است. با توجه به شکل (۱-۲) در برهمکنش تشدیدی، سرعت عرضی و میدان مغناطیسی تابشی با هم زاویه ۹۰ درجه می‌سازد و حول محور تقارن، چرخشی ساده دارند و انتشار تابش الکترومغناطیس در جهت طولی است. لذا یک موج تشدیدی دارای پلاریزه‌ای دایره ای با بردار پلاریزاسیون عمود بر میدان ویگلر و سرعت عرضی است که به طور همگام با الکترونها می‌چرخد. برهمکنش بین سرعت القائی عرضی و میدان مغناطیسی عرضی، نیروی ضربه را در جهت طولی القا می‌کند. الکترونها، در لیزر الکترون آزاد در

مجاورت تشدید با موج ضربه، اگر سرعتشان از سرعت فاز موج بزرگتر باشد به موج انرژی می‌دهند و در حالت عکس از موج انرژی می‌گیرند.



شکل (۱-۲)

برای داشتن تابش القائی همدوس از ویگلر با تناوب فضائی در امتداد حرکت باریکه الکترونی استفاده می‌شود. هنگامی که چگالی الکترونها به قدر کافی زیاد است الکترونها رفتار جمعی از خود بروز می‌دهند. با توجه به تناوب بودن میدان مغناطیسی تشعشعی القائی و سرعت عرضی الکترونها، نیروی ضربه تولید شده نیز متناوب بوده و این تناوب باعث دسته‌بندی الکترونها شده و نوسانات بار-فضا را تولید می‌کند. رشد امواج بار-فضا در دستگاه پرتو باعث افزایش ضریب بهره می‌شود و همچنین باعث انتقال طول موج نور خروجی به طول موجهای بالاتر می‌شود. بدلیل این انتقال طول موج ، ناحیه رفتار جمعی را ناحیه رامان نیز می‌گویند. لیزر الکترون آزاد در ناحیه رامان

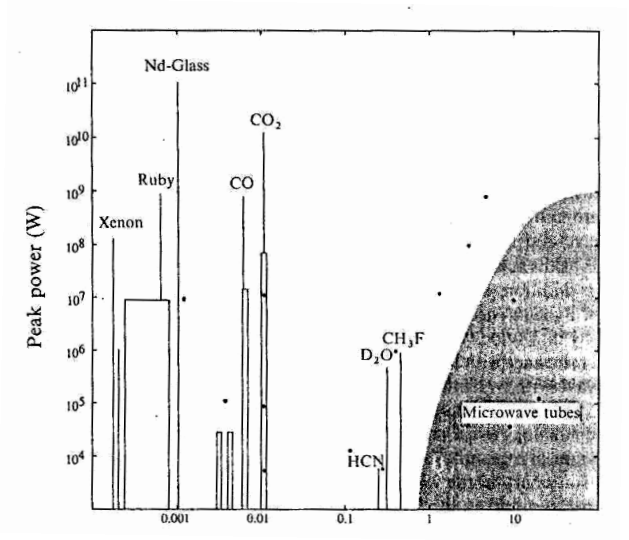
بر اساس برهمکنش سه موج یعنی امواج پمپ، بار–فضا و تشعشعی القائی در لیزر الکترون آزاد صورت می‌گیرد.

۱–٤ تاریخچه لیزر الکترون آزاد:

اگر چه مفاهیم پایه لیزر الکترون آزاد نسبتاً ساده هستند لکن اجرای عملی آنها می‌تواند مشکل باشد. اولین بار، در سال ۱۹۵۱ ، Hans Motz، در دانشگاه استانفورد، به طور تئوری طیف تابشی حاصل از باریکه الکترون در میدان مغناطیسی موج دهنده۱ را بدست آوردند. کمی بعد Motz و همکارانش به تابشهای ناهمدوسی در ناحیه آبی–سبز و تابشهای همدوسی با طول موجهای میلی‌متری دست یافتند. در ۱۹۵۷ ، Philips، برای دست یابی به توانهای بالا، از میدانهای مغناطیسی موج دهنده در میزر، استفاده کرد و در سال ۱۹۶۰ نخستین Ubitron پر قدرت را در محدوده میکرو موج ساخت. مکانیسم عملی آن بر پراکندگی پارامتریک موج پمپ ویگلر به موج بار–فضای به جلو پراکنده شده و موجبر به عقب پراکنده شده، استوار است. به منظور برانگیختن امواج بار–فضا، جریان آستانه ای که متناسب با توان سوم انرژی الکترون است، مورد نیاز است لذا این نوع Ubitron ، که در آن امواج بار–فضا نقش مهمی را ایفا می‌کنند محدود به باریکه‌های الکترونی با انرژیهای پایین و تابشهای با طول موج بلند می‌شوند.

Philips توانست پس از هفت سال تلاش به توان ۱۵۰ kw در طول موج ۵ mm دست‌یابد.

در سال ۱۹۷۵ عبارت لیزر الکترون آزاد، توسط John Mady، برای توصیف یک آزمایش در دانشگاه استانفورد به کار گرفته‌شد. در این آزمایش، با به بکار بردن یک باریکه الکترون از یک شتابدهنده خطی فرکانس رادیویی (r.f.linac)، تابش القائی را در طیف فرو سرخ در یک طول موج ۱۰/۶، تولیدشد. اولین لیزر الکترون آزاد اپتکی با به کاربردن حلقه های انبارنده VEPP، در دانشگاه پاریس سود ساخته‌شد. تابش القایی در طول موجهای مرئی و فرابنفش با به کار بردن حلقه‌های انبارنده VEPP، در Novosibirsk شوروی ساخته شده است.



شکل (۱-۳)

بر اساس ، لیزر الکترون آزاد با طول موج مرئی، در دانشگاه استانفورد و در یک آزمایشگاه ملی Aerospace-Los Alamos ساخته شد. در موازات کارهای استانفورد چند آزمایشگاه، به کار بر روی لیزر الکترون آزاد در محدوده میکروموج پرداختند. دانشگاه کلمبیا، انیستیتو ماساچوست، Lawrence Livermore ، TRW و پلی‌تکنیک Ecole در فرانسه، با به کار بردن باریکه‌های الکترون نسبیتی با شدت بالا و با جریانهای یک کیلو آمپر و ولتاژهای متجاوز از مگا ولت برای تولید توانهای بالا تلاش می‌کردند. طی تلاشهای آنها نتایج واز قله توانی MW ۲ در طول موج mm ۲/۵ در کلمبیا و ۷۰MW در طول موج mm ٤ در آزمایشگاه Naval گذشت و به وسیله Livermore در طول موج mm ۸ به توان ۱GW رسید. در نتایج اخیر، به وسیله یک میدان ویگلر غیر یکنواخت، راندمان (نسبت توان تابشی خروجی به توان باریکه الکترونی اولیه) ۳۵٪ گزارش شده است. امروزه لیزرهای الکترون آزاد روی طیف الکترومغناطیس ساخته شده است.

در شکل (۱-۳) توانهای یک نمونه از لیزرهای معمولی و لیزرهای الکترون آزاد به صورت تابعی از طول موج رسم شده است. در طول موجهای بالای mm ۰/۱، توان لیزرهای الکترون آزاد یا برابر توان لیزرهای معمولی است یا از آن بیشتر است. در طول موجهای کوتاه تر لیزرهای معمولی می توانند توانهای بالاتری را نسبت به لیزرهای الکترون آزاد تولید کنند.

فصل دوم

لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما

مقدمه

در سالهای اخیر لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از گاز خنثی توسط pantell و همکارانش در دانشگاه استانفورد مورد مطالعه قرار داده‌اند. در ابتدا آنها تنها اثرات گاز خنثی را بررسی کردن و با آزمایش و تئوری اثرات آن را در نرخ رشد لیزر الکترون آزاد مورد بررسی قرارداده‌اند بعد pantell و همکارانش اثرات پلاسما را در سیستم لحاظ نمودند و دیدند که اثرات پلاسما نقش مهمی را در این سیستم ایفا می‌کند[۲۱-۲۷].

در سال ۱۹۸۸ PEI Wen-Bing [۲] و همکارانش لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما را از نظریه سیالی مورد بررسی قرار داده‌اند و نشان داده‌اند که افزایش پلاسمای زمینه باعث افزایش نرخ رشد لیزر الکترون آزاد می‌شود و همچنین نشان دادند که پلاسمای زمینه تا یک حدی مجاز است و بیشتر از آن افزایش پلاسمای زمینه باعث می‌شود که دیگر موج الکترومغناطیس با میدان ویگلری جفت نشود و ناپایداری در لیزر الکترون آزاد از بین برود (چگالی بحرانی پلاسمای زمینه)، آنها در فرمالیزمشان از میدان پیچشی ویگلری بدون میدان محوری استفاده نموده‌اند. علاوه بر آن برای بدست آوردن سرعت عرضی موج الکترومغناطیس و ثابتهای حرکت مربوط به بیم الکترونی از تکانه‌های کانونیک استفاده نموده‌اند و به همین خاطر از جفت‌شدگی بین

میدان ویگلری و موج بار–فضا برای سرعت عرضی اختلالی تشعشعی بیم الکترونی، ولی برای سرعت عرضی اختلال تشعشعی پلاسمای زمینه، جفت‌شدگی بین میدان ویگلر و موج الکترومغناطیس را لحاظ نموده‌اند در حالی که ما در مدل سیالی هر دو جفت‌شدگی را لحاظ نموده‌ایم و نشان داده‌ایم که این جفت‌شدگی‌ها نقش مهمی را ایفا می‌کند. علاوه بر آن نشان داده‌اند که به علت حرکت دو پلاسما نسبت به هم، بیم الکترونی و پلاسمای زمینه، ناپایداری دو جریانی داریم که این ناپایداری با ناپایداری لیزر الکترون آزاد جفت می‌شود و باعث افزایش نرخ رشد در لیزر الکترون آزاد می‌شود از طرفی باید مواظب باشیم که این ناپایداری باعث خراب شدن دستگاه نشود. همچنین آنها نشان داده‌اند که با صفر قرار دادن چگالی پلاسمای زمینه در رابطه پاشندگی به همان رابطه پاشندگی معروف لیزر الکترون آزاد کوان و کرول می‌رسیم (kwan at all. 1977 kroll et all. 1978).

همچنین PEI Wen-Bing و همکارانش برای بدست آوردن چگالی بحرانی در رابطه پاشندگی میدان ویگلری را صفر قرارداده‌اند و از آنجا چگالی بحرانی پلاسمای زمینه را بدست آورده‌اند چون همانطور که گفتیم با افزایش چگالی از یک اندازه‌ای دیگر میدان ویگلری و موج الکترومغناطیس با هم جفت نمی‌شوند و عملاً دیگر ناپایداری لیزر الکترون آزاد نداریم.

همچنین آنها مساله را خطی و غیرخطی حل نموده‌اند علاوه بر آن مساله را در رژیم رامان و رژیم کامپتون حل نموده‌اند و آنها را با هم مقایسه کرده‌اند.

آقای Chuan Sheng Liu [۳] و همکارانش در دانشگاه مریلند در سال ۱۹۹۰ لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما را با استفاده از مدل سیالی بررسی نموده‌اند. آنها میدان ویگلری را پیچشی و همراه با میدان محوری در نظر گرفته‌اند و از طرفی چون میدان محوری باعث می‌شود که ما فرکانس سیکلوترونی داشته باشیم با یک سری محاسبات و کار عددی نشان داده‌اند که در این سیستم فرکانس موج الکترومغناطیس باید از فرکانس سیکلوترونی پائین‌تر باشد و در حالت تشدید بین موج الکترومغناطیس و موج لانگمور مربوط به پلاسمای زمینه افزایش می‌یابد و ناپایداری دو جریانی و مدهای لیزر الکترون آزاد با هم جفت می‌شوند و نرخ رشد لیزر الکترون آزاد افزایش می‌یابد وقتی که $\omega \cong \omega_p$ است مدهای بیم الکترونی و امواج لانگمور با هم جفت می‌شوند، در غیاب میدان ویگلری این جفت‌شدگی باعث ناپایداری دو جریانی می‌شود.

در سال ۱۹۹۳ A. Serbeto [٤] و همکارانش اثرات حرارتی پلاسمای زمینه را با استفاده از نظریه سیالی و تک ذره‌ای مطالعه کرده‌اند و میدان ویگلری را پیچشی در نظرگرفته‌اند و همچنین نرخ رشد را برای پلاسمای زمینه مختلف مورد بررسی

قرارداده‌اند و نشان داده‌اند که افزایش چگالی پلاسمای زمینه باعث افزایش نرخ رشد می‌شود.

در سال ۱۹۹۵ V. Petrillo [۵] و همکارانش لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما را مورد بررسی قرار داده‌اند و نشان داده‌اند در حالی که چگالی پلاسمای زمینه کمتر از چگالی بیم الکترونی است، پلاسمای زمینه تأثیری بر نرخ رشد ندارد و زمانی که چگالی پلاسمای زمینه از چگالی بیم بیشتر است نرخ رشد افزایش می‌یابد و در این حالت ما ناپایداری داریم، یکی ناپایداری لیزر الکترون آزاد و دیگری ناپایداری ناشی از برهمکنش بین بیم الکترونی و پلاسمای زمینه که این دو ناپایداری با هم جفت می‌شوند و باعث افزایش نرخ رشد در لیزر الکترون آزاد می‌شود.

در سال ۱۹۹٦ R .N. Agarwal [۸] و همکارانش نشان داده‌اند که در لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما، پلاسما از طریق شکست نور باعث افزایش نرخ رشد می‌شود و به موج تشعشعی در لیزر الکترون آزاد کمک می‌کند. و همچنین وقتی که سرعت نوسانی الکترون در مقابل سرعت حرارتی الکترون قابل مقایسه باشد موج تشعشعی باعث راندن پلاسما بطور شعاعی به طرف بیرون می‌شود و الکترونها نسبت به زمان به دام می‌افتند و به دام افتادن[۱] زمانی اتفاق می‌افتد که شعاع لیزر ما

[۱] trapping