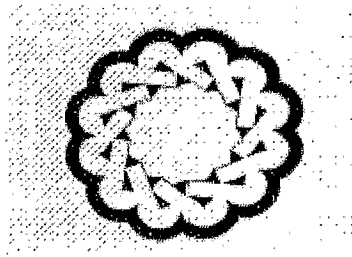


الحمد لله الذي هدانا لهذا  
الذي كنا لنهتدي لولا أن هدانا الله

۱۷/۱/۱۰۱۷۴۶  
۱۷-۱-۲۶



دانشگاه ولی عصر (عج) رفسنجان

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش لیزر

عنوان پایان نامه

اثر خود-میدان‌ها بر روی نرخ رشد و رابطه‌ی پاشندگی در لیزر الکترون آزاد با

ویگلر الکترومغناطیسی

استادان راهنما:

دکتر اسماعیل زاده

دکتر رنجبر عسکری

پژوهشگر:

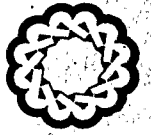
محمود نوشادی

۱۳۸۷/۱۰/۵

۱۰۷۵۹۰

## چکیده

هدف این پایان نامه بررسی اثر خود-میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی با ویگنر الکترومغناطیسی، بر آهنگ رشد میدان تابشی لیزر الکترون آزاد است. برای نیل به این هدف، ابتدا مسیر و سرعت الکترون‌ها بدون حضور خود-میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی محاسبه شده است. سپس خود-میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را استخراج کرده و با لحاظ کردن این خود-میدان‌ها در محاسبات، مسیر و سرعت الکترون‌ها به دست آمده است. تفاوت مسیر و سرعت الکترون‌ها بدون حضور خود-میدان‌ها و مسیر و سرعت الکترون‌ها با حضور خود-میدان‌ها کاملاً مشهود است. در مرحله‌ی بعد رابطه‌ی پاشندگی و نرخ رشد موج تابشی لیزر الکترون آزاد در رژیم رامان بدون حضور خود-میدان‌ها محاسبه شده است. سپس رابطه‌ی پاشندگی و نرخ رشد موج تابشی لیزر الکترون آزاد در رژیم رامان با حضور خود-میدان‌ها استخراج شده است. با توجه به اینکه لیزر الکترون آزاد در این حالت در دو گروه کاری عمل می‌کند، مشاهده می‌شود که حضور خود-میدان‌ها در محاسبات باعث کاهش نرخ رشد موج تابشی در گروه I و باعث افزایش نرخ رشد موج تابشی در گروه II (نسبت به عدم حضور خود-میدان‌ها) می‌شود. همچنین دیده می‌شود اثر خود-میدان‌ها بر نرخ رشد، در نقاط تشدید زیادتر است. بر مبنای این تحقیق، بهترین وضعیت عملکرد لیزر الکترون آزاد در رژیم رامان، کار در گروه II و نزدیک نقطه‌ی تشدید می‌باشد.



دانشگاه ولی عصر

بسمه تعالی  
وزارت علوم، تحقیقات و فناوری  
دانشگاه ولی عصر «عج» رفسنجان

شماره ۱۵-ع/۳۹۶  
تاریخ ۱۵/۱/۹۹  
پیوست

### صور تجلسه‌ی هیأت داوران دفاع از پایان‌نامه کارشناسی ارشد

در جلسه‌ای که در تاریخ ۸۵/۸/۸ با حضور هیأت داوران زیر تشکیل شد.  
آقای محمود نوشادی دانشجوی کارشناسی ارشد بخش فیزیک دانشگاه ولی عصر (عج) رفسنجان  
از پایان‌نامه خود تحت عنوان :

**«اثر خود-میدان‌ها بر نرخ رشد و رابطه پاشندگی در لیزر الکترون آزاد  
با ویگنر الکترومغناطیسی»**

دفاع نمود. هیأت داوران پس از بحث و تبادل نظر به این نتیجه رسیدند که این پایان‌نامه:

الف) بدون هیچگونه اصلاح مورد قبول است.

ب) با تغییرات جزئی مورد قبول است.

ج) نیاز به تجدید نظر کلی دارد.

همه در رد  
۱۸,۹

ارزیابی و برای آن نمره میانگین

ضمناً این هیأت پایان‌نامه فوق را با درجه عالی

پیشنهاد می‌شود.

امضاء

نام و نام خانوادگی

داور ۱: دکتر محمدحسین مجلس‌آرا

داور ۲: دکتر سید مهدی بیضایی

اساتید راهنمای پایان‌نامه: دکتر حسن رنجبر عسکری، دکتر مهدی اسماعیل‌زاده

نماینده تحصیلات تکمیلی: محمد خان‌زاده

- درجه‌ی پایان‌نامه میتواند عالی (۱۷ تا ۲۰) \* خوب (۱۴ تا ۱۷) \* قابل قبول (۱۲ تا ۱۴)

و یا غیر قابل قبول (کمتر از ۱۲) باشد.



نسخه‌ی مخصوص بخش فیزیک

نسخه‌ی مخصوص آموزش

نسخه‌ی مخصوص تحصیلات تکمیلی

کلیه حقوق مادی مترتب بر نتایج مطالعات، ابتکارات  
و نوآوری های ناشی از تحقیق موضوع این پایان نامه  
متعلق به دانشگاه ولی عصر (عج) رفسنجان است.

## فهرست

| صفحه | فصل اول  |
|------|--|
| ۱    | ۱-۱ مقدمه.....                                 |
| ۲    | ۲-۱ تاریخچه.....                               |
| ۴    | ۳-۱ تئوری مقدماتی.....                         |
| ۹    | ۴-۱ رژیم‌های کاری لیزر الکترون آزاد.....       |
| ۹    | ۵-۱ مرز بین رژیم کامپتون و رژیم رامان.....     |
| ۱۳   | ۶-۱ توانمندی‌ها و مقایسه با لیزرهای مرسوم..... |
| ۱۵   | ۷-۱ کاربردها.....                              |
| ۱۶   | ۸-۱ معایب.....                                 |

## فصل دوم

|    |   |
|----|---|
| ۱۸ | ۱-۲ مقدمه.....  |
|    | ۲-۲ مسیرهای الکترونی در حضور میدان مغناطیسی محوری<br>و ویگلر موج الکترو مغناطیسی (پمپ الکترو مغناطیسی)..... |
| ۱۹ | ۳-۲ رابطه‌ی پاشندگی موج الکترو مغناطیسی<br>با حضور میدان مغناطیسی محوری.....                                |
| ۲۱ | ۴-۲ محاسبه خود-میدان‌ها.....  |
| ۲۳ | ۲-۴-۱ خود- میدان الکتریکی.....  |
| ۲۳ | ۲-۴-۲ خود- میدان مغناطیسی در اثر سرعت محوری.....  |
|    | ۵-۲ مسیرهای الکترونی در حضور میدان مغناطیسی محوری همراه<br>با خود-میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی.....        |
| ۲۴ | ۶-۲ مسیرهای الکترونی در حضور میدان مغناطیسی محوری و ویگلر حلزونی.....                                       |

۷-۲ مسیرهای الکترونی در حضور ویگنر حلزونی و میدان مغناطیسی

۲۸ ..... محوری همراه با خود-میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی

فصل سوم

۳۲ ..... ۱-۳ مقدمه

۳۲ ..... ۲-۳ حرکت عرضی الکترون‌ها

۳۷ ..... ۳-۳ حرکت محوری الکترون‌ها و دسته دسته شدن آنها

۳۹ ..... ۴-۳ رابطه‌ی پاشندگی

۴۲ ..... ۵-۳ محاسبات عددی

۴۷ ..... ۶-۳ رابطه‌ی پاشندگی موج تابشی برای ویگنر حلزونی

فصل چهارم

۵۲ ..... ۱-۴ مقدمه

۵۲ ..... ۲-۴ حرکت عرضی الکترون‌ها با حضور خود-میدان‌ها

۳-۴ حرکت محوری الکترون‌ها و دسته دسته شدن

۵۸ ..... آن‌ها با حضور خود-میدان‌ها

۵۹ ..... ۴-۴ رابطه‌ی پاشندگی در حضور خود-میدان‌ها

۶۰ ..... ۵-۴ محاسبات عددی

۶-۴ مقایسه‌ی آهنگ رشد در حضور خود-میدان‌ها با آهنگ رشد

۶۴ ..... بدون حضور خود-میدان‌ها

۷-۴ رابطه‌ی پاشندگی موج تابشی برای ویگنر حلزونی

۶۸ ..... با حضور خود-میدان‌ها

## فصل پنجم

صفحه

۷۵ ..... ۱-۵ نتایج

۷۶ ..... ۲-۵ پیشنهادات



## فهرست شکل‌ها

| شکل  | صفحه |
|--|------|
| شکل (۱-۱) لیزر الکترون آزاد و اجزای تشکیل دهنده آن.....  | ۲    |
| شکل (۲-۱) وقتی الکترون با سرعت $v$ از فضای بین ویگنر می‌گذرد شروع به تابش می‌کند.....  | ۵    |
| شکل (۳-۱) منحنی شدت تابش بر حسب فرکانس نسبی.....   | ۶    |
| شکل (۴-۱) شدت تابش همدوس و ناهمدوس به ترتیب متناسب با توان اول و توان دوم تعداد الکترون‌ها هستند.....  | ۸    |
| شکل (۵-۱) تغییرات توان تابشی لیزر به حسب جریان الکترونی.....   | ۸    |
| شکل (۶-۱) تغییرات طول موج نور خروجی لیزر نسبت به چگالی توان پرتو الکترونی و مرز بین رژیمهای کاری لیزر الکترون آزاد.....  | ۱۱   |
| شکل (۷-۱) مراکز لیزر الکترون آزاد و گستره تابش هر یک از آنها و مقایسه با لیزرهای دیگر.....   | ۱۴   |
| شکل (۸-۱) محدوده طول موجی و توان خروجی چندین مرکز لیزر الکترون آزاد.....   | ۱۵   |
| شکل (۱-۲) تغییرات سرعت محوری بهنجار شده به حسب فرکانس سیکلوترونی بهنجار شده  | ۲۲   |
| شکل (۲-۲) تغییرات سرعت محوری بهنجار شده به حسب فرکانس سیکلوترونی بهنجار شده برای دو گروه I و II. $\frac{\Omega_w}{ck_w} = 0.05, \gamma = 3.5, \frac{\omega_b}{ck_w \gamma^2} = 0.1$                                  | ۲۲   |
| شکل (۲-۲) تغییرات سرعت محوری بهنجار شده به حسب فرکانس سیکلوترونی بهنجار شده برای دو گروه I و II با ویگنر حلزونی بدون خود-میدانها. $\frac{\Omega_w}{ck_w} = 0.05, \gamma = 3.5, \frac{\omega_b}{ck_w \gamma^2} = 0.1$ | ۲۸   |
| شکل (۲-۲) تغییرات سرعت محوری بهنجار شده به حسب فرکانس سیکلوترونی بهنجار شده برای دو گروه I و II با ویگنر حلزونی با خود-میدانها. $\frac{\Omega_w}{ck_w} = 0.05, \gamma = 3.5, \frac{\omega_b}{ck_w \gamma^2} = 0.1$   | ۳۰   |
| شکل (۱-۳) نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه I.....   | ۴۴   |
| شکل (۲-۳) نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه II.....  | ۴۵   |

- شکل (۳-۳) نرخ رشد حداکثر برحسب میدان مغناطیسی محوری بهنجار شد برای دو گروه I و II ..... ۴۶
- شکل (۳-۳) نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه I با ویگنر حلزونی ..... ۵۳
- شکل (۴-۳) نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه I با ویگنر حلزونی ..... ۵۴
- شکل (۱-۴) نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه I با حضور خود-میدانها ..... ۶۱
- شکل (۲-۴) نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه II با حضور خود-میدانها ..... ۶۲
- شکل (۳-۴) نرخ رشد حداکثر برحسب میدان مغناطیسی محوری بهنجار شده  
برای دو گروه I و II در حضور خود-میدانها ..... ۶۳
- شکل (۴-۴) مقایسه نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه I  
با حضور خود-میدانها وبدون حضور خود-میدانها برای  $X=7$  ..... ۶۵
- شکل (۵-۴) مقایسه نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه II  
با حضور خود-میدانها وبدون حضور خود-میدانها برای  $X=1.3$  ..... ۶۶
- شکل (۶-۴) مقایسه نرخ رشد حداکثر برحسب میدان مغناطیسی محوری بهنجار شده  
برای دو گروه I و II با حضور خود-میدانها و بدون حضور خود-میدانها ..... ۶۷
- شکل (۷-۴) نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه I با ویگنر حلزونی  
و با حضور خود-میدانها ..... ۷۳
- شکل (۸-۴) نرخ رشد موج تابشی لیزر به حسب فرکانس لیزر برای گروه II با ویگنر حلزونی  
و با حضور خود-میدانها ..... ۷۴

## فصل اول

### آشنایی با لیزر الکترون آزاد

#### ۱-۱ مقدمه

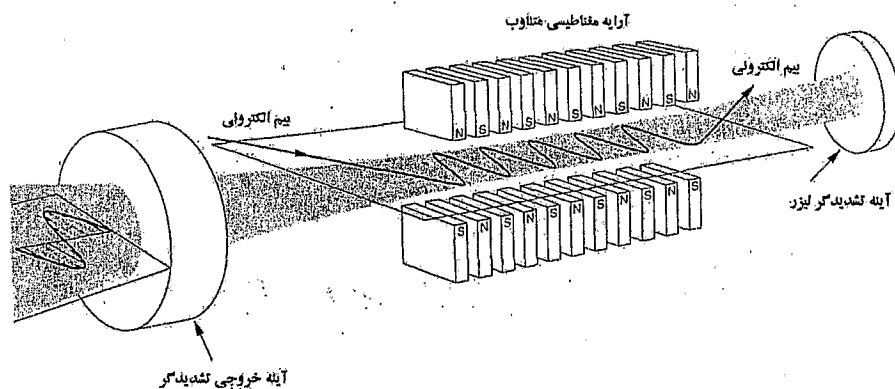
وقتی یک ذره باردار، شتابدار می‌شود از خود تابش الکترومغناطیسی ساطع می‌کند. هر چه شتاب وارد شده بیشتر باشد توان این تابش بیشتر خواهد بود. حال اگر این ذره دارای سرعتی نسبیته باشد تابشی جهتمند خواهد داشت. این اساس کار لیزر الکترون آزاد<sup>۱</sup> می‌باشد.

دو روش مرسوم برای شتاب وارد کردن بر ذره باردار وجود دارد: یکی شتاب در جهت سرعت و دیگری شتاب در جهت عمود بر سرعت حرکت ذره. برای روش اول نیاز به دستگاه بسیار طولی می‌باشد، زیرا در حین وارد شدن شتاب لازم بر ذره باردار، چون سرعت ذره نسبیته است مسافت بسیار زیادی را طی خواهد کرد. ولی با روش دوم همان شتاب را با یک حجم محدودی می‌توان تامین کرد. برای وارد کردن شتاب عرضی نیاز به یک نیروی عرضی می‌باشد. برای این کار از آهن‌ریاهای مخصوص که جهت میدان مغناطیسی آنها عمود بر جهت حرکت ذره باردار می‌باشد استفاده می‌شود. ذره بر اثر نیروی مغناطیسی لورنتس مسیر

---

<sup>۱</sup> Free Electron Laser (FEL)

دایره‌ای را طی می‌کند ولی چون می‌خواهیم ذره در حین نوسان در راستای سرعت اولیه‌اش حرکت کند باید جهت میدان مغناطیسی به طور متناوب عوض شود. به همین علت از تعدادی آهن‌ربا که جهت میدان مغناطیسی آن‌ها یک در میان عوض می‌شود استفاده می‌کنیم. چون این آهن‌رباها باعث نوسان ذره باردار می‌شوند آنها را جنباننده یا ویگلر<sup>۱</sup> می‌نامند. انتخاب الکترون به عنوان ذره باردار در این لیزر به خاطر بهینه بودن آن، چه از لحاظ عملی و چه به لحاظ نظری است. تقریباً تمام تابش‌های گسیل شده در یک لحظه توسط الکترونی که در میدان مغناطیسی ویگلر در مسیر تناوبی در حال حرکت است، در داخل یک مخروط با زاویه راس خیلی کوچک محصور است. این زاویه گسیل از نظر عددی حدوداً برابر نسبت انرژی سکون الکترون به انرژی کل الکترون می‌باشد. بنابراین تابش گسیل شده را می‌توان به عنوان باریکه‌ای از پرتوهای موازی که از نظر هندسی شبیه پرتوهای باریکه لیزرهای مرسوم هستند تلقی کرد [۱]. همدوسی این نوع لیزر توسط سازوکار دسته‌دسته شدن<sup>۲</sup> الکترون‌ها تضمین می‌شود. سرعت نسبی الکترون به وسیله شتاب دهنده‌های مناسب تامین می‌شود. شکل (۱-۱) نمای کلی لیزر الکترون آزاد را نشان می‌دهد.



شکل (۱-۱) لیزر الکترون آزاد و اجزای تشکیل دهنده آن [۲].

<sup>۱</sup> Wiggler Or Undulator

<sup>۲</sup> Bunching

## ۲-۱ تاریخچه

اگر چه اصول کار لیزر الکترون آزاد نسبتاً ساده است ولی عملی کردن این اصول بسیار دشوار بوده است.

اولین بار در سال ۱۹۵۱ (۱۳۳۰) هانس ماتز از دانشگاه استانفورد تولید تابش الکترو مغناطیسی به وسیله پرتو الکترونی نسبیتی که از بین یک میدان متناوب مغناطیسی یا الکتریکی حرکت می‌کند را محاسبه کرد. او و همکاران موفق شدند ابتدا به تقویت ناهمدوس نور سبز و آبی و سپس به تقویت همدوس در طول موج‌های میلی متری دست یابند. در سال ۱۹۵۷ (۱۳۳۶) رابرت فیلیپس از شرکت جنرال الکتریک کاربرد میدان‌های موج در تقویت میکرو موج را کشف کرد. هفت سال بعد یکی از دستگاه‌های او که با توان خروجی بیش از ۱۰۰ KW و بازده ۱۰ درصد کار می‌کرد [۳]، پرتو میکروموج همدوس در طول موج‌های ۱۰ سانتی‌متر تا ۵ میلی‌متر تولید کرد. فیلیپس این دستگاه‌ها را یوبیترون<sup>۱</sup> نامید. در سال ۱۹۶۴ (۱۳۴۳) به علت تحول در دنیای الکترونیک ساخت یوبیترون متوقف شد [۴]. در حدود سال ۱۹۷۰ (۱۳۴۹) مدی و همکاران از دانشگاه استانفورد تحقیقات روی وسیله‌ای که آن را «لیزر الکترون آزاد» نامیدند را شروع کردند.

آنها در سال ۱۹۷۶ (۱۳۵۵) موفق به ساخت این نوع لیزر شدند [۵]. همزمان با تحقیقات استانفورد، آزمایشگران در چندین مرکز کار بر روی لیزرهای الکترون آزاد میکروموجی (اخلاف یوبیترون) را شروع کردند. هدف از طرحهایی که در آزمایشگاه تحقیقاتی نیروی دریایی<sup>۲</sup> (NRL)، موسسه ماساچوست<sup>۳</sup> (MIT) و دانشگاه کلمبیا اجرا می‌شد، تولید تپهای کوتاه با توان قله بسیار زیاد بود. در فاصله کوتاهی طرحهایی دیگر در اکول پلی تکنیک<sup>۴</sup> فرانسه، شرکت TRW و آزمایشگاه ملی لارنس لیورمور<sup>۵</sup> (LLNL) آغاز شد. آزمایشگران از باریکه الکترونی با انرژی‌های بیش از یک میلیون الکترون ولت و جریان‌هایی بیش از هزار آمپر استفاده کردند [۴]. در سال ۱۹۸۳ (۱۳۶۲) چندین لیزر الکترون آزاد ساخته شد [۶]. گسترده توان قله از دو مگاوات در طول موج دو میلی‌متر در کلمبیا تا یک گیگاوات در طول موج هشت میلی‌متر در لیورمور را شامل می‌شد. لیزر لیورمور ۳۵ درصد انرژی باریکه الکترونی‌اش را به وسیله ویگلر نایکنواخت به پرتو الکترومغناطیسی تبدیل می‌کرد [۴]. مارشال و همکاران در کلمبیا و آزمایشگاه تحقیقاتی نیروی دریایی توانستند به تابش با طول موج ۴۰۰ میکرون به وسیله پرتو الکترونی با انرژی ۱/۲ مگا الکترون ولت و حداکثر جریان ۲۵ کیلو آمپر دست پیدا کنند

<sup>1</sup> Ubitron

<sup>2</sup> Naval Research Laboratory

<sup>3</sup> Massachusetts Institute Of Technology

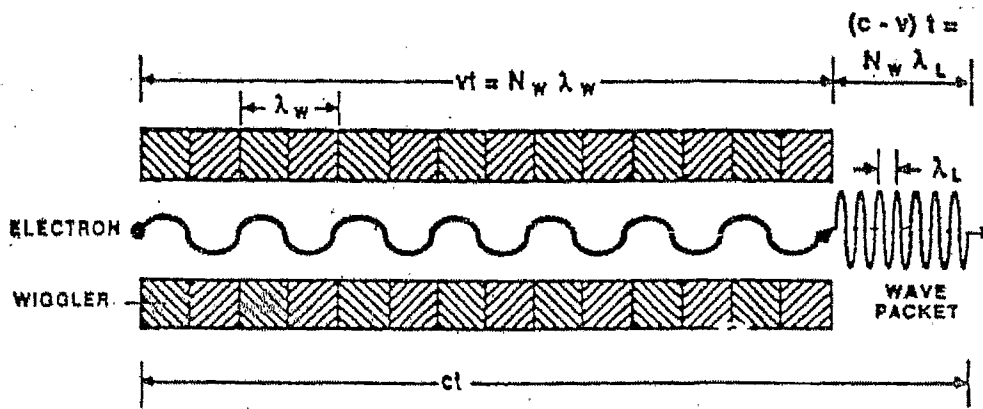
<sup>4</sup> Ecole Polytechnique

<sup>5</sup> Lawrence Livermore National Laboratory

[۶]. توان خروجی این لیزر یک مگاوات بود [۳]. همچنین در دانشگاه کلمبیا از یک پرتو ۷۵۰ کیلو الکترون ولتی و جریان ۵ کیلو آمپر برای تولید تابش میلی متری استفاده شد [۵]. تجهیزات استفاده از لیزرهای الکترون آزاد در سال ۱۹۸۴ (۱۳۶۳) توسط لوئیس الیاس از دانشگاه کالیفرنیا در سانتا باربارا برپا شد. قله توانی که این سیستم در گستره فرو سرخ دور (۳۹۰ تا ۱۰۰۰ میکرون) تولید می کند ۱۰ کیلو وات است. در حال حاضر کار روی لیزرهای الکترون آزاد، هم در طول موج های مرئی و هم در طول موج های میلی متری ادامه دارد [۵].

### ۳-۱ نظریه ی مقدماتی

مطابق شکل (۲-۱) وقتی الکترون با سرعت  $v$  از فضای بین ویگنر می گذرد شروع به نوسان می کند و در نتیجه تابش الکترومغناطیسی از خود ساطع می کند.



شکل (۲-۱) وقتی الکترون با سرعت  $v$  از فضای بین ویگنر می گذرد شروع به تابش می کند [۶].

کوتاه ترین فاصله بین دو آهن ربا که جهت میدان مغناطیسی آنها یکسان می باشد را پریود ویگنر می نامند. ویگنر شامل چند پریود از آهن ربا ی مخصوص می باشد. پریود ویگنر و تعداد آن به ترتیب با  $\lambda_w$  و  $N_w$  نشان داده می شود. بنابراین طول ویگنر برابر  $N_w \lambda_w$  می باشد. زمان عبور الکترون از فضای بین ویگنر برابر است با:

$$t = \frac{L_w}{v} \tag{1-1}$$

که:

$$L_{\nu} = N_{\nu} \lambda_{\nu} \quad (2-1)$$

امواج تابش شده به صورت بسته موجی با سرعت  $c$  در جلو الکترون‌ها حرکت می‌کنند. بنابراین مسافتی که بسته موج در مدت  $t$  می‌پیماید برابر  $ct$  می‌باشد. پس طول بسته موج گسیل شده برابر  $(c-v)t$  است. تعداد طول موج‌هایی که در بسته موج نور تابش شده برابر است با:

$$\lambda_r = \frac{(c-v)t}{N_{\nu}} \quad (3-1)$$

با جای‌گذاری رابطه‌ی (1-1) در رابطه‌ی (3-1) داریم:

$$\lambda_r = \frac{\lambda_w(1-\beta)}{\beta} \quad (4-1)$$

که  $\beta = \frac{v}{c}$ . اگر سرعت الکترون نزدیک سرعت نور باشد،  $\beta \approx 1$  بنابراین خواهیم داشت:

$$\frac{1-\beta}{\beta} = \frac{(1-\beta)(1+\beta)}{\beta(1+\beta)} \approx \frac{1-\beta^2}{2} = \frac{1}{2\gamma^2} \quad (5-1)$$

که:

$$\gamma = \frac{1}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (6-1)$$

با جای‌گذاری (5-1) در (4-1) به دست می‌آوریم:

$$\lambda_r = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \quad (7-1)$$

باید توجه کرد که رابطه‌ی (7-1) با فرض ضعیف بودن میدان مغناطیسی ویگلر به دست آمد. ولی اگر میدان مغناطیسی قوی باشد طول موج نور تابش شده (طول موج لیزر) چنین به دست می‌آید [6]:

$$\lambda_r = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \left[ 1 + \left( \frac{eB_w \lambda_w}{2\pi mc} \right)^2 \right] \quad (8-1)$$

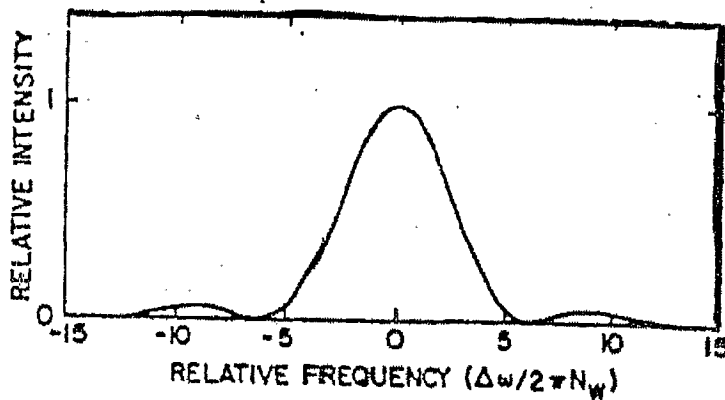
که  $B_w$  مقدار ریشه میانگین مربعی ( $rms$ ) میدان مغناطیسی ویگلر،  $e$  و  $m$  به ترتیب بار و جرم الکترون است. رابطه‌ی (8-1) بیان‌کننده شرط تشدید می‌باشد. مقدار  $\frac{eB_w \lambda_w}{2\pi mc}$  عموماً

از مرتبه واحد است. برای ویگنر معمولاً از مواد مغناطیسی دایمی که میدان مغناطیسی آنها از مرتبه دهم تسلا و پریود آنها از مرتبه سانتی متر است استفاده می‌شود. برای کمیت‌های داده شده توسط شرط تشدید، میدان اپتیکی و الکترون در دستگاه مختصات همراه با الکترون فرکانس یکسان دارند. توزیع فرکانسی شدت<sup>۱</sup> چنین است [۶]:

$$I(\omega) \propto \left| \int_0^{N_w \lambda_r / c} \exp[-i(\omega - \omega_r)t] dt \right|^2$$

$$\propto \left\{ \frac{\sin[2\pi N_w (\omega - \omega_r) / 2\omega_r]}{2\pi N_w (\omega - \omega_r) / 2\omega_r} \right\}^2 \quad (9-1)$$

که:  $\omega_r = \frac{2\pi c}{\lambda_r}$  فرکانس لیزر است. شکل (۱-۳) منحنی شدت تابش بر حسب فرکانس نسبی را نشان می‌دهد.



شکل (۱-۳) منحنی شدت تابش بر حسب فرکانس نسبی [۶].

براساس این شکل پهنای خط تابش از مرتبه  $1/N_w$  است. نوعاً ویگنر شامل ۱۰۰ پریود می‌باشد. به تابشی که با رابطه‌ی (۹-۱) بیان شد تابش خودبه خودی<sup>۲</sup> گفته می‌شود. اگر به جای یک الکترون تعداد زیادی الکترون درون ویگنر حرکت کنند چون الکترون‌ها به طور تصادفی حرکت می‌کنند و بنابراین موقعیت آن‌ها در پرتو الکترونی تصادفی است، تابش خود

<sup>۱</sup> Intensity Spectrum

<sup>۲</sup> Spontaneous Emission



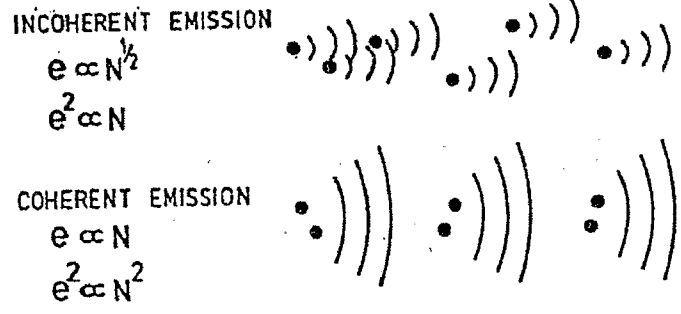
به خودی برآیند، ناهمدوس خواهد بود. دامنه میدان الکتریکی برآیند، متناسب با ریشه دوم تعداد کل الکترون‌های درون پرتو الکترونی<sup>۱</sup> است. از دید ناظری که با سرعتی برابر سرعت محوری الکترون‌ها حرکت می‌کند، الکترون‌ها در جهت عمود بر محور ویگلر (در عرض محور ویگلر) بر یک خط راست نوسان می‌کنند. حال اگر یک پرتو اپتیکی<sup>۲</sup> در راستای محور ویگلر به درون پرتو الکترونی تابانده شود، میدان الکتریکی پرتو اپتیکی معمولاً در راستای حرکت نوسانی الکترون‌ها در خط راست می‌باشد. بنابراین سوی حرکت الکترون‌ها هم‌جهت یا در خلاف جهت با میدان الکتریکی است. چون میدان مغناطیسی عمود بر حرکت الکترون‌هاست، پس نیروی همراهی با محور ویگلر بر الکترون‌ها وارد می‌شود. جهت این نیرو بستگی به جهت نوسان هر الکترون دارد. اگر سوی حرکت الکترون هم‌جهت با میدان الکتریکی باشد، جهت نیروی وارد بر آن عکس جهت نیروی وارد بر الکترونی است که خلاف جهت با میدان الکتریکی است. با این توصیف، بعد از زمان کمی الکترون‌های با انرژی بیشتر به انرژی کمتر می‌رسند و پرتو الکترونی که الکترون‌ها در آغاز به صورت تصادفی حرکت می‌کردند به صورت دسته‌های منظم<sup>۳</sup> در می‌آیند. دامنه امواج تابش شده به وسیله الکترون‌های دسته شده متناسب با تعداد کل الکترون‌هاست. بنابراین شدت یا توان گسیلی متناسب با مربع تعداد کل الکترون‌ها است. این تابش به صورت همدوس انتشار می‌یابد. شکل (۱-۴) تابش‌های همدوس و ناهمدوس و چگونگی تناسب آنها با تعداد الکترون‌ها را نشان می‌دهد. توان تابش همدوس به طور شگفت‌آوری متناسب با مربع جریان پرتو الکترونی است. این رفتار به طور تقریبی دیده شده است، همچنانکه در شکل (۱-۵) به روشنی نشان داده شده است. دایره‌ها در شکل به طور تجربی به دست آمده است.

---

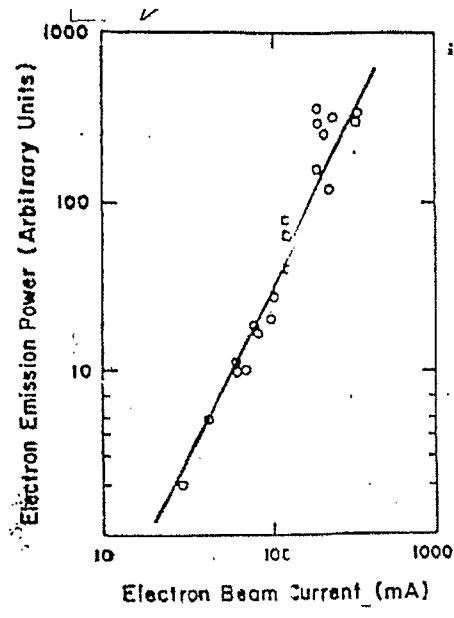
<sup>1</sup> Electron-Beam

<sup>2</sup> Optical - Beam

<sup>3</sup> Growth Rate



شکل (۴-۱) شدت تابش همدوس و ناهمدوس به ترتیب متناسب با توان اول و توان دوم تعداد الکترون‌ها هستند [۶].



شکل (۵-۱) تغییرات توان تابشی لیزر به حسب جریان الکترونی [۶].

## ۴-۱ رژیم‌های کاری لیزر الکترون آزاد

لیزرهای الکترون آزاد معمولاً در دو رژیم متفاوت کار می‌کنند. این رژیم‌ها، رژیم کامپتون یا دو موجی و رژیم رامان یا سه موجی نامیده می‌شوند. در رژیم کامپتون، پرتوهای الکترونی به وسیله حلقه‌های انبارنده<sup>۱</sup> و شتاب دهنده‌های خطی RF<sup>۲</sup> یا میکروترون حاصل می‌شوند. در این محدوده به خاطر چگالی جریان کم، الکترون‌ها به صورت انفرادی با میدان مغناطیسی حاصل از ویگلر بر هم کنش می‌کنند. در این رژیم آهنگ رشد<sup>۳</sup> پرتو الکترومغناطیسی و راندمان<sup>۴</sup> پایین است [۵] و طیف گسلی در گسترده مادون قرمز (IR) تا فرابنفش (UV) می‌باشد [۴]. اما در رژیم رامان پرتو الکترونی دارای انرژی نسبی کمی و جریان زیاد می‌باشد. پرتوهای الکترونی معمولاً به وسیله شتابدهنده‌های خطی القایی<sup>۵</sup> و خطی پالسی تامین می‌گردند. طول موج‌هایی که در این رژیم به دست می‌آیند بزرگتر از ۱۰۰ میکرون [۳] و شامل ناحیه‌های میلی متر تا مادون قرمز است. بهره و راندمان نسبت به رژیم کامپتون بیشتر است [۵].

## ۵-۱ مرز بین رژیم کامپتون و رژیم رامان

همان طور که گفته شد در لیزر الکترون آزاد در یک لحظه الکترون‌های زیادی وارد شکاف ویگلر شده و شروع به تابش می‌کنند. وقتی چگالی الکترون‌ها در پرتو الکترونی به قدر کافی بزرگ باشد، الکترون‌ها علاوه بر برهمکنش با میدان‌های اپتیکی موجود در محیط، با یکدیگر نیز برهمکنش خواهند داشت، بنابراین حرکت آن‌ها یک حرکت جمعی خواهد بود. در لیزر الکترون آزاد با این شرایط، در اثر دسته شدن الکترون‌ها که در نتیجه برهمکنش با پرتو اپتیکی است، امواج بار فضایی<sup>۶</sup> که امواج طولی هستند و در فرکانس پلاسما نوسان می‌کنند، افزایش می‌یابند. بهره به وسیله امواج بار فضایی در پرتو الکترونی زیاد می‌شود. تابش پراکنده شده و طول موج به وسیله اثر نوسانات بار فضایی انتقال<sup>۷</sup> می‌یابد. به خاطر انتقال در طول موج، این رژیم کاری را رژیم رامان می‌نامند. اگر تعدادی از بارهای فضایی به همراه الکترون‌های عبوری از شکاف ویگلر نوسان کنند، در صورتی که نسبت به واحد کوچک

<sup>۱</sup> Storage Ring

<sup>۲</sup> RF Linac

<sup>۳</sup> Growth Rate

<sup>۴</sup> Efficiency

<sup>۵</sup> Induction Linac

<sup>۶</sup> Space - charge Waves

<sup>۷</sup> Shift

باشند، نوسانات جمعی کم اهمیت خواهند بود. فرکانس پلاسما در مختصات الکترون از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 \gamma_z m} \quad (10-1)$$

که  $n_e$  چگالی الکترون‌ها در چارچوب آزمایشگاه است.  $e$  و  $m$  به ترتیب بار و جرم سکون الکترون می‌باشد.  $\epsilon_0$  گذردهی خلا است و  $\gamma_z = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$  تعداد نوسانات جمعی در زمان عبور الکترون‌ها از شکاف و یگلر از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$N = \omega_p t = \left( \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 \gamma_z m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda N_w}{c} = \left( \frac{e L_w^2 J_e}{\epsilon_0 m c^3 \gamma_z^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11-1)$$

که چگالی جریان چنین است:

$$j_e = n_e e c \quad (12-1)$$

برای به دست آوردن رابطه‌ی (۱۱-۱) از رابطه‌ی (۲-۱) و این که طول پریود و یگلر در مختصات الکترون  $\frac{\lambda_w}{\gamma}$  است استفاده کرده ایم. سرعت محوری الکترون را تقریباً برابر سرعت نور گرفته‌ایم. اگر بخواهیم از اثرات جمعی چشم پوشی کنیم باید  $N \ll 1$  باشد. پس داریم:

$$J_e \ll \frac{4\pi^2 \epsilon_0 \gamma_z^2 m c^3}{e L_w^2} \approx 5 \times 10^4 \frac{\gamma_z^3}{L_w^2} \left( \frac{A}{m^2} \right) \quad (13-1)$$

رابطه‌ی اخیر را می‌توان بر حسب جریان الکترونی به شکل مفیدتری بیان کرد. سطح مقطع موثر پرتو اپتیکی گوسی تقریباً با فرمول زیر به دست می‌آید:

$$A \approx \frac{L_w \lambda_r}{4} \quad (14-1)$$

سطح موثر پرتوالکترونی نیز تقریباً برابر رابطه‌ی (۱۴-۱) می‌باشد. بنابراین رابطه‌ی (۱۳-۱) به صورت زیر در می‌آید:

$$I_e = \frac{j_e L_w \lambda_r}{4} \ll \frac{\pi^2 \epsilon_0 m c^3 \gamma_z}{2e N_w} \approx 7 \times 10^3 \frac{\gamma_z}{N_w} \quad (15-1)$$