دانشگاه تربيت معلم - دانشكده علوم

پايان نامه كارشناسي ارشد فيزيك

عنوان :

بررسي اثر كانال يوني راهنما روي مسيرهاي آشوبي الكترون در ليزر الكترون آزاد با ويگلر الكترومگنتيك

استاد راهنما :

حسن مهديان

نگارش : نفيسه نصر

شهريور ۱۳۸۹

تقدیر

به پاس افتخار شاگردی استاد فرزانه ، جناب آقای دکتر سید حسن مهدیان که در تمام دوران تحصیلم همواره از گنجینه معرفتشان به من بخشیدند ، با شکیبائی ، علم و اخلاق بر جانم نشاندند و نور پندارشان روشنی بخش راهم شد و دیگر اساتید دوران تحصیلم دکتر ارژنگ ناجی ، دکتر شهرام خسروی ، دکتر جعفر جهان پناه و دکتر سعید ستایشی که از پرتوی علمشان، روشنی جانم افزون گشت ، خالقم را شاکرم .

همچنین وظیفه خود می دانم از جناب آقای دکتر علی حسن بیگی ، هیئت علمی محترم دانشگاه تربیت معلم ، که از محضر پر بار علمی و دقت نظرشان بهره بسیار بردم ، بالاترین مراتب تشکر را بنمایم .

از حضور گرانقدر دکتر فرشاد ابراهیمی ، هیئت علمی محترم دانشگاه شهید بهشتی ، در مقام داوری ، صمیمانه قدردانی می کنم .

جا دارد از یاری وهمراهی دلسوزانه جناب آقای سید علیرضا حسینی خالصانه سپاسگزاری نمایم و از مرحوم سید محمد صادق فلاح ، برنامه نویس حاذق آشوب یاد کرده ، از درگاه پر مهر پروردگارم ، منتهای رحمت را برایش طلب نمایم .

تقدیم به :

پرمهرترین پدیده هستی ، مادرم

استوارترین تکیه گاه ، پدرم

دانشکده : علوم **گروه :** فیزیک **گرایش :** اتمی - مولکولی

استاد راهنما : دکتر سید حسن مهدیان **دانشجو:** نفیسه نصر

عنوان : بررسی اثر کانال یونی راهنما روی مسیرهای آشوبی الکترون در لیزر الکترون آزاد با ویگلر الکترومگنتیک

خلاصه :

در این رساله ، به بررسی اثر کانال یونی راهنما روی مسیرهای حرکت الکترون ، در لیزر الکترون آزادی با ویگلر موج الکترومغناطیسی در حضور خود میدانها ، پرداختیم .

رابطه پاشندگی برای ویگلر موج الکترومغناطیسی و رابطه سرعت القایی الکترون را ، در حالت پایا بدست آوردیم سپس مسیر های حالت پایای الکترون را رسم کردیم و پایداری این مسیر ها را مورد بررسی قرار دادیم .

پس از معرفی حوزه های بررسی آشوب ، فضای فاز را انتخاب و هامیلتونی سیستم را معرفی کردیم . با استفاده از تبدیلات کانونیک ثوابت حرکت را بدست آوردیم . از شش معادله دیفرانسیلی حرکت با روش رانگ کوتای بهینه ، بصورت عددی انتگرال گرفتیم .

برای بررسی آشوب از روش کیفی چهره نگاری پوانکاره بهره بردیم . صفحات پوانکاره حاصل نشان می دهد که افزایش فرکانس کانال یونی راهنما ، مسیرهای آشوبی الکترون را انتگرال پذیر می کند و اگر خود میدانها را افزایش دهیم در فرکانس های پائین کانال یونی هم می توانیم آشوب را از بین ببریم .

[1] H . P . Freund , J . M . Anton sen , Principle of Free – electron Laser , (1996).

[2] P . Sprangle , C. M .Tang , and W. M .Manheimr , " Nonlinear Formulation and Efficiency Enhancement of Free Electron Laser , "Phys . Rev . Lett. 43 , 1932 (1979) .

[3] S. N. Rasband , Chaotic Dynamics of Nonlinear Systems (Wiley , New York , 1990) ; G . Benettin , L . Galgani , and J .M . Strelcyn , Phys . Rev . A 14 ,2338 (1976) .

فهرست :

فصل اول مقدمه‌ای بر لیزر الکترون آزاد

۱-۱-مقدمه ۱
۱-۲- تاریخچه لیزر الکترون آزاد ۳
۱-۳- اساس کار لیزر الکترون آزاد ۴
۱-۴- اجزاي تشكيل‌دهنده ليزر الكترون آزاد ۶
۱-۵- شرایط تشدید در لیزر الکترون آزاد ۷
۱-۶- رژيم‌هاي عملياتي در ليزر الكترون آزاد ۸
۱-۶-۱- رژیم رامان ۹
۱-۶-۲- رژیم کامپتون ۱۰
انواع ليزرهاي الكترون آزاد ۱۱
۱-۷-۱- دسته‌بندي FEL براساس ساختار آزمايشگاهي ۱۱
۱-۷-۲- دسته بندی FEL براساس تقارن میدان ویگلر ۱۲
۱-۷-۳- دسته‌بندي FEL براساس تنوع الكتريكي و مغناطيسي ميدان ويگلر ۱۴
۱-۸-كاربردهاي ليزر الكترون آزاد ۱۶

فصل دوم بررسی حرکت الکترون درمیدان الکترومغناطیسی ویگلر و کانال یونی راهنما

۲-۱- حرکت الکترون‌ها در حضور خود میدان‌ها ۱۸
۲-۲- مسيرهاي حالت پايا در حضور خود ميدان‌ها و كانال يوني راهنما ۲۰
۲-۳ - پايداري مسيرهاي حالت پايا در حضور خود ميدان‌ها و كانال يوني راهنما ۲۶

فصل سوم بررسی آشوب در لیزر الکترون آزاد

۳-۱- حوزه ها و ابزار بررسی آشوب ۳۱
۳-۲- حوزه زمان ۳۱

۳-۳-حوزه فرکانس ۳۱
۳-۴- حوزه فضاي فاز ۳۲
۳-۵- سيستم‌هاي هاميلتوني..... ۳۴
۳-۵-۱- قضيه ليوويل..... ۳۵
۳-۵-۲- سيستم با يک درجه آزادي ۳۶
۳-۶- ثابت‌هاي کامل پوانکاره..... ۳۹
۳-۶-۱- ثابت کامل اول..... ۳۹
۳-۶-۲- سيستم‌هاي انتگرال‌پذير چند بعدي..... ۴۰
۳-۶-۳- اولين کامل حرکت ۴۰
۳-۷- قضيه ديگر آرنولد ليوويل ۴۱
۳-۸- توروس‌هاي ثابت..... ۴۲
۳-۹- تشديد..... ۴۲
۳-۱۰- چهره‌نگاري ۴۳
۳-۱۰-۱- چهره‌نگاري پوانکاره ۴۳
۳-۱۱- تئوري KAM ۴۵
۳-۱۲- آشوب ۴۶
۳-۱۳- چهره‌نگاري پوانکاره..... ۵۰
۳-۱۳-۱- روش اصلاحي هنون ۵۱
۳-۱۴-نماي ليا پانوف..... ۵۲
۳-۱۵- آشوب در ليزر الکترون آزاد..... ۵۳

فصل چهارم بررسي مسيرهاي آشوبي در ليزر الکترون آزاد با ويگلر الکترومغناطيس و کانال يوني راهنما

۴-۱- لزوم استفاده از ابزار راهنما..... ۵۶
۴-۲- ميدان مغناطيسي محوري ۵۶
۴-۳- کانال يوني راهنما..... ۶۰
۴-۴- بررسی آشوب با استفاده از پوانکاره ۶۲

فصل پنجم نتایج عددی

نتیجه گیری ۱۰۲
منابع ۱۰۴

فصل اول

مقدمه‌ای بر لیزر الکترون آزاد

فصل اول- مقدمه‌اي بر ليزر الكترون آزاد[1]

۱-۱-مقدمه

عموماً كلمه ليزر به تمامي منابع توليد و تقويت امواج همدوس[2] با طول موج‌هاي مادون قرمز، مرئي و ماوراء بنفش گفته مي‌شود. فيزيكدانان همواره در فكر گسترش منبع تابش نور همدوس بودند كه قابليت كار در يک گستره طول موجي را داشته باشد. روش‌هاي ابتكاري متعددي گسترش داده شدند كه بهترين آنها ليزرهاي رنگي [3] بودند.

بسياري از اين تجهيزات متكي به يک محيط فعال اتمي يا مولكولي بودند، و طول موج يا گستره طول موجي[4]، محدود به جزئيات ساختار اتمي بود. در نهايت بسياري از محققان تصميم گرفتند ليزری بسازند كه در آن قيدهاي ناشي از ساختار اتمي وجود نداشته باشد و براساس تابش از يک الكترون آزاد تحريک شده باشد.

ليزر الكترون آزاد يک منبع توليد نور همدوس مناسب است ، كه قابليت توليد تابش نور همدوس را در سراسر طيف الكترومغناطيسي دارد. در اين ليزر ، باريكه الكتروني با انرژي بالا و در خلاء از ميان يک سري ويگلر عبور مي‌كند و نور همدوس را تابش مي-كند در حالي كه در ليزرهاي معمولي، الكترون‌ها در يک سري ترازهاي اتمي قرار دارند و تحت شرايطي، عمل تابش را انجام مي‌دهند و طول موج تابش در اين نوع ليزرها محدود به اختلاف بين دو تراز است. بر خلاف ليزر الكترون آزاد كه اين محدوديت وجود ندارد.

صفت «آزاد» به اين معني است كه در توليد اين نوع ليزر، الكترون‌ها به ترازهاي اتمي يا مولكولي مقيد نيستند و به صورت باريكه‌اي الكتروني ، آزادانه حركت مي‌كنند و وارد ميدان الكترومغناطيسي ويگلر و ميدان الكتريكي كانال يوني شده ، اين ميدان‌ها سبب تابش آنها مي‌شوند.

ليزر الكترون آزاد براساس تابش موج الكترومغناطيسي به وسيله ذره باردار شتاب دار، كار مي‌كند و طول موج‌ها در شرط $\hbar w \ll m_e c^2$ (w فركانس زاويه ای موج و m_e جرم سكون الكترون و $\hbar$ ثابت پلانک است) صدق مي‌كنند.

بنابراين برخلاف ليزرهاي معمولي كه به وسيله نظريه مكانيک كوانتومي توصيف مي‌شوند اين ليزرها را مي‌توان صرفاً به كمک نظريه الكترومغناطيسي كلاسيک توصيف

1- Free Electron Laser
2 - Coherent
3 - Dye Laser
4 -Tuning Range

كرد. اگر چه تحت شرايطي در اين ليزرها نيز بايد محاسبات مكانيک كوانتومي به كار برده شود (باند طول موج FEL (ليزر الكترون آزاد) از ماوراء بنفش تا امواج ميليمتري گسترده شده كه ممكن است در ناحيه فرابنفش يا اشعه ايكس، توصيف كوانتومي لازم شود) . بطور كلي تا زمانيكه تعداد الكترون ها زياد است نيازي به توصيف كوانتومي نداريم.

تابش به وجود آمده در ليزر الكترون آزاد در اثر بر هم كنش بين سه عنصر صورت مي-گيرد:

۱) باريكه الكتروني شتابدار،

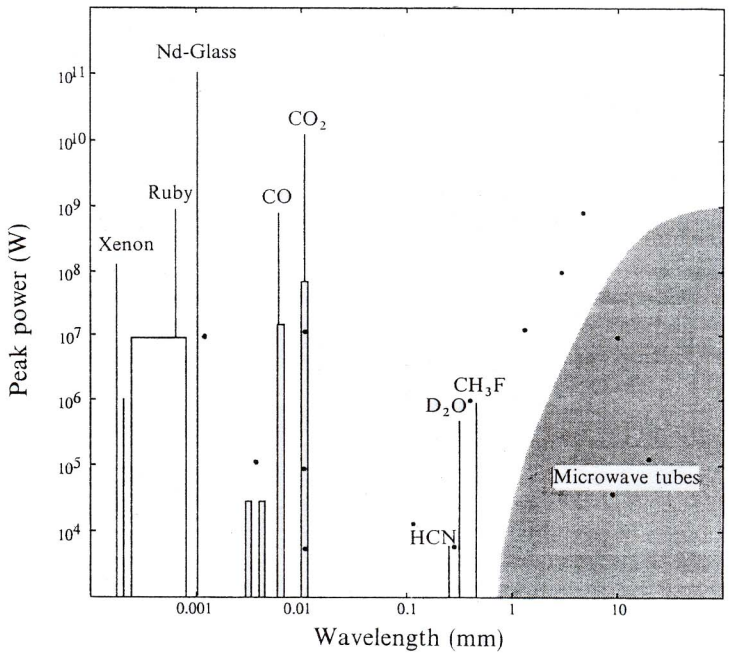
۲) موج‌الكترومغناطيسي‌كه‌هم جهت با حركت الكترون‌ها دركاواک قرار دارد.

۳) ميداني مغناطيسي كه از نظر فضايي دوره‌اي است و اصطلاحاً ويگلر ناميده ميشود. وظيفه اصلي ويگلر ، ايجاد يک حركت نوساني عرضي در باريكه الكترون است.

وقتي كه الكترون‌هاي نسبيتي وارد ميدان مغناطيسي ويگلر مي‌شوند ، حركت يكنواخت و بدون تابش الكترون ها به گونه‌اي تغيير مي‌كند كه حركت موجي (سرعت عرضي) پيدا كنند.

شتابي كه الكترون در اين مسير منحني‌الخط بدست مي آورد امكان به وجود آمدن تابش الكترومغناطيسي را فراهم مي‌كند . در اين فرآيند الكترون‌ها انرژي خود را به موج الكترومغناطيسي مي‌دهند و اين انرژي باعث تقويت موج ورودي شده و در نهايت به صورت نور ليزر گسيل مي‌شود. قابل تنظيم بودن ليزر الكترون آزاد در تمام گستره طيف الكترو مغناطيسي به اين علت است كه طول موج نور خروجي به وسيله هر دو عامل پريوديک بودن ويگلر و انرژي باريكه الكترون تعيين مي‌شود.

محاسبات نظري نشان مي‌دهد كه ليزر الكترون آزاد قابليت توليد بازده بالاي ۶۵ درصد دارد البته در تجربه‌هاي آزمايشگاهي، بازدهي در حدود ۴۰ درصد ايجاد شده و اين در حالي است كه ليزرهاي معمولي چند درصد بازده دارند. تحقيقات نشان مي‌دهند كه در طول موج‌هاي بالاي ۰/۱ ميلي متر ليزرهاي الكترون آزاد تواني حداقل برابر با توان ليزرهاي ديگر دارند، اما در طول موج‌هاي كوتاه‌تر ليزرهاي معمولي قابليت ايجاد توان بالاتر از ليزر الكترون آزاد را دارند. در شكل (۱-۱) نموداری از توان ليزر بر حسب طول موج تابش را می بينيد [۱] .



در شکل (۱-۱) نمودار مقایسه توان لیزر الکترون آزاد (نقطه) ، لیزرهای معمولی ولامپ میکروویو بر حسب طول موج تابش است.

۱-۲- تاریخچه لیزر الکترون آزاد

اگر چه اساس کار لیزر الکترون آزاد ، نسبتاً ساده است اما ساخت و عملي كردن آن بسیار دشوار است . براي اولين بار موتز[1] و همکارانش در سال ۱۹۵۱ طيف تابشي ناشي از یک باریکه الکتروني در میدان مغناطیسی موجی را محاسبه کردند.

در آن زمان ، تابش همدوس در طول موج‌هاي كوتاه انتظار نمي‌رفت. آنها با اين روش توانستند تابش غيرهمدوس در ناحيه سبز- آبي را توليد كنند و با پيگيري تحقيقاتشان به تابش همدوس در طول موج‌هاي ميلي‌متري دست يافتند. به دليل كيفيت پايين باريكه الكتروني توليد شده توسط اين تيم، موتز و همكارانش نتوانستند در طول موج‌هاي مرئي ، نور همدوس توليد كنند.

1 - Hans Motz

در سال ۱۹۵۷ آر.ام.فيليپس[۱] با ساخت دستگاهي به نام يوبيترون[۲] كاربرد ميدان‌هاي مغناطيسي موجی را در تقويت امواج ميكرو موجي كشف كرد.

ليزر الكترون آزاد در سال ۱۹۷۵ بار ديگر مورد توجه قرار گرفت. در اين هنگام مدي[۳] و همكارانش با استفاده از يک ويگلر پيچشي و باريكه الكترون كه از يک شتاب-دهنده خطي به دست آمده بود ، توانستند خروجي دي اكسيد كربن (CO_2) را در طول موج ۱۰/۶ ميكرون تقويت كنند. او اولين كسي بود كه اصطلاح ليزر الكترون آزاد را رايج كرد. موفقيت وي مرهون پيشرفت‌هايي بود كه در فناوري شتاب‌دهنده‌هاي خطي و طراحي ويگلرها حاصل شده بود [۱]

اولين ليزر الكترون آزاد نور مرئي در سال ۱۹۷۸ در دانشگاه پاريس ساخته شد. كرال نرخ رشد ليزر الكترون آزاد را در رژيم كامپتون با بهره بالا گزارش داد و در نتيجه فصل جديدي از تحقيقات براي افزايش بهره گشوده شد. نتيجه مطالعات و آزمايشات انجام شده در اين زمينه نشان‌دهنده آن بود كه افزايش بهره با كاهش تدريجي طول موج ويگلر و يا دامنه ويگلر امكان‌پذيرخواهد بود. [۲]

پس از آن ليزر الكترون آزاد ديگري كه نور مرئي گسيل مي‌كرد با استفاده از يک شتاب‌دهنده حلقه انباشت[۴] الكترون (كه در پاريس مورد استفاده قرار گرفته بود) در روسيه ساخته شد. [۳]

هدف اصلي پژوهشگران رسيدن به توان‌هاي بيشتر و طول موج‌هاي كوتاه‌تر است و هم چنين اصلاحات تكميلي در چشمه‌هاي باريكه الكتروني و طراحي ويگلرهاست. به طوريكه مي‌توان انتظار داشت با بهبود شتاب‌دهنده‌هاي الكتروني و كيفيت باريكه الكتروني، ليزرهاي الكترون آزاد با توان بالا تمامي گستره طيف الكترومغناطيسي را شامل شود.

۱-۳- اساس كار ليزر الكترون آزاد

گسيل تابش در FEL از دو راه است اول ، گسيل خود تحريک يا نويز ، هنگاميكه پارامترهاي توصيف‌كننده باريكه به صورت كاتوره‌اي با زمان تغيير كنند رخ مي‌دهد. در واقع نويز از آثار مربوط به گسستگي بار الكترون هاي باريكه است و دوم گسيل القايي.

۱- R.M.philips
۲- ubitron
۳-John madey
٤-Storage Ring

يک باريکه الکترون متحرک در ميدان مغناطيسي مواج ، تابش غيرهمدوس گسيل مي-کند. بنابراين براي تابش گسيل القايي باريکه الکترون بايد از دسته‌هاي همدوس (هم فاز و هماهنگ) تشکيل شود. وقتي نور از ميان ميدان مغناطيسي ويگلر عبور مي‌کند تغييرات فضايي ميدان ويگلر و موج الکترومغناطيسي ترکيب مي‌شوند و يک موج زنش[1] به وجود مي‌آيد که اساساً نقش تداخل اين دو موج است. بر هم کنش بين الکترون‌ها و اين موج زنش ، گسيل القايي در ليزر الکترون آزاد را به وجود مي آورد. بسامد موج زنش با بسامد موج نور يکي است در حاليکه عدد موجش برابر مجموع عدد موج ويگلر و موج الکترومغناطيسي است با بسامد يکسان و عدد موج بزرگ تر (و در نتيجه طول موج کوچک تر) موج زنش آهسته تر از موج نور حرکت مي‌کند و به همين دليل به آن موج گرانرو [2] مي‌گويند. موج گرانرو ترکيبي از موج نور و ميدان ويگلر است بنابراين همان ميدان مؤثري است که بر الکترون‌ها در هنگام عبور از کاواک ليزر الکترون آزاد اثر مي-گذارد.

به علاوه از آنجاييکه موج گرانرو با سرعت $\frac{w}{k+k_w}$ (در تمام اين رساله w فرکانس زاويه ای موج ، k عدد موج و انديس w مربوط به ويگلر است) که کمتر از سرعت نور در خلاء است، منتشر مي‌شود، با الکترون‌هايي که سرعتشان در حدود سرعت فاز موج گرانرو است در يک همزماني قرار مي‌گيرد. بنابراين الکترون هايي که در يک همزماني با موج حرکت کرده و با آن همگام شوند ، برهمکنش جفت‌شدگي را موجب می شوند و يک ميدان ثابت را تجربه مي‌کنند (برهمکنش الکترون ها با موج الکترومغناطيس از طريق اندرکنش کولني است). در چنين حالتي تداخل بين الکترون‌ها و موج گرانرو مي‌تواند بسيار قوي باشد. شرط جفت‌شدگي سرعت‌هاي موج ضربه و الکترون هاي باريکه در برهمکنش جفت‌شدگي به صورت زير است :

$$V_z \cong \frac{w}{k+k_w} \quad , \qquad (۱-۱)$$

که در آن V_z سرعت باريکه الکترونی در جهت z و $k_w = \frac{2\pi}{\lambda_w}$ عدد موج ويگلر است.

---

1 - Beat Wave
2- Pondermotive

در ليزر الكترون آزاد وقتي الكترون‌ها با سرعتي خيلي زيادتر از موج گرانرو حركت مي‌كنند هيچ تبادل انرژي بين اين دو صورت نمي‌گيرد ولي وقتي كه موج گرانرو در سرعتي نزديک به سرعت باريكه الكترون حركت كند باريكه الكترون از انرژي خود به موج گرانرو مي‌دهد و موج تقويت مي‌شود. وقتي انرژي مبادله شده بين موج و الكترون‌ها به تعادل رسيد، تقويت متوقف مي‌شود و سيستم به حالت اشباع مي‌رسد. براي جلوگيري از توقف، ميدان ويگلر را از نوع باريک‌شونده مي‌گيرند تا با يک تغيير بي در رو (يعني انرژي سيستم ثابت بماند) در انرژي سيستم، از اشباع شدگي جلوگيري كند به اينصورت كه سرعت عرضي كه تابع دامنه ميدان ويگلر است تغيير كرده وطبق اصل پايستگي انرژي ،سرعت محوري الكترون ها افزايش مي‌يابدتاشرط تشديد موج- ذره درناحيه وسيعي از برهمكنش‌حفظ شودوتقويت موج ادامه‌يابد.

اگر الكتروني با سرعت $\vec{V}$ با يک موج الكترومغناطيسي رونده با ميدان الكتريكي $\vec{E}(\vec{r},t)$ و ميدان مغناطيسي $\vec{B}(\vec{r},t)$ برهمكنش كند، در اينصورت آهنگ تغيير انرژي الكترون به صورت معادله زير داده مي‌شود كه در آن m_0، جرم سكون الكترون، e، بار الكترون و $\gamma = (1-\frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$ است:

$$m_0 c^2 \frac{d\gamma}{dt} = -e\vec{V}.\vec{E}(\vec{r},t) \quad . \qquad (۲-۱)$$

براي اينكه بين الكترون و ميدان الكتريكي تبادل انرژي صورت بگيرد، بايد سرعت الكترون يک مولفه غير صفر در امتداد ميدان $\vec{E}$ داشته باشد. براي مثال در مورد يک موج الكترومغناطيسي كه در راستاي محور z منتشر مي‌شود. $E_x \neq 0$ و $E_z = 0$، سرعت الكترون بايد يک مولفه V_X داشته باشد. [۱]

۱-۴- اجزاي تشكيل‌دهنده ليزر الكترون آزاد

هر دستگاه ليزر الكترون آزاد شامل سه قسمت اساسي است:

۱- ابزاری براي توليد الكترون‌هاي پر انرژي (شتاب‌دهنده‌ها)

۲- ابزاري براي انتقال انرژي جنبشي الكترون‌ها به موج الكترومغناطيسي (ويگلرها)

۳- ميدان هادی (ميدان محوری مغناطيسی و يا كانال يونی)

۱ــ ۵ شرایط تشدید در لیزر الکترون آزاد

اگر محور Z ، محور تقارن میدان ویگلر را نشان دهد و جهت حرکت الکترون‌ها در امتداد این محور باشد چون سرعت محوري الکترون، V_z، کوچکتر از سرعت انتشار موج الکترومغناطیسي، c ، است الکترون نسبت به موج الکترومغناطیسي عقب مي‌افتد و علامت $\vec{V}.\vec{E}$ تغییر خواهد کرد. این تغییر هر $\frac{\lambda/2}{C-V_z}$ ثانیه اتفاق مي‌افتد که λ طول موج تابش است، به طوریکه تبادل خالص انرژي بین نور و باریکه الکترون به طور متوسط صفر خواهد بود.

براي رفع این اشکال ما باید هر بار که $\vec{V}.\vec{E}$ مي‌خواهد تغییر علامت دهد الکترون را وادار کنیم تا در هر $\frac{\lambda/2}{C-V_z}$ ثانیه ، سرعت عرضي اش را تغییر دهد. این کار را مي‌توان با یک میدان مغناطیسي متناوب عرضي با تناوب λ_w و ثابت نسبت به زمان انجام داد که پریود میدان ویگلر در رابطه زیر صدق مي‌کند:

$$\lambda_w = \frac{\lambda}{C-V_z} V_z \quad , \qquad (۱-۳)$$

این همان شرط تشدید در لیزر الکترون آزاد است که به صورت زیربازنویسي مي‌شود:

$$\lambda = \frac{1-V_z/C}{V_z/C}\lambda_w \quad . \qquad (۱-۴)$$

رابطه پراکندگي بین فرکانس و عدد موج براي امواجي که در خلاء منتشر مي‌شوند w=ck است (c سرعت نور در خلاء می باشد) . مي‌توان با ترکیب رابطه پراکندگي فضاي تهي و شرط تشدید در لیزر الکترون آزاد ، رابطه استانداردي براي طول موج تشدید به صورت تابعي از انرژي الکترون و دوره تناوب ویگلر به دست آورد. با فرض آنکه براي الکترون‌هاي نسبیتي $\frac{V_z}{C} \simeq 1$ است خواهیم داشت:

$$\lambda \approx \frac{\lambda_w}{2\gamma_z^2} \quad . \qquad (۱-۵)$$

با توجه به رابطه (۱-۵) ملاحظه مي‌شود که طول موج تابش خروجي با دوره ویگلر

نسبت مستقيم و با مجذور انرژي الكترون نسبت عكس دارد. كه اين كميت‌هاي قابل تنظيم اجازه مي‌دهند خروجي ليزر الكترون آزاد در سراسر طيف الكترومغناطيس گسترش يابد [۱] .

۱-۶- رژيم‌هاي عملياتي در ليزر الكترون آزاد

ويژگي اساسي مكانيزم كار ليزر الكترون آزاد اين است كه الكترون‌هاي موجود در باريكه تحت تأثير ميدان‌هاي ويگلر و موج تابشي، دسته‌بندي محوري[1] را تجربه خواهند كرد. همين دسته‌بندي محوري الكترون‌هاست كه موجب گسيل تابش همدوس مي‌شود.

نقش اساسي در دسته‌بندي الكترون‌هاي موجود در باريكه به عهده نيرويي موسوم به نيروي ضربه است. براي شناخت بيشتر اين نيرو، باريكه‌اي از الكترون‌ها با سرعت اوليه $\vec{V}_{oz} = V_{\parallel}\,\hat{Z}$ را در نظر مي‌گيريم كه تحت تأثير يک ميدان مغناطواستاتيک ويگلر به صورت مقابل قرار مي‌گيرند :

$$\vec{B}_w = B_w(\hat{x}\,Cos(k_w z) + \hat{y}\,Sin(k_w z)) \quad , \qquad (۶-۱)$$

كه در آن B_W، دامنه ميدان مغناطيسي و $k_w = \frac{2\pi}{\lambda_w}$ مقادير ثابتند (λ_w طول موج ويگلر است). در نتيجه، باريكه الكتروني يک سرعت عرضي (موسوم به سرعت ويگلر) كسب خواهد كرد كه هم فاز با ميدان ويگلر بوده و به صورت زير مي‌باشد:

$$\vec{V}_{\perp} = V_w(\hat{x}\,Cos(k_w z) + \hat{y}\,Sin(k_w z)) \quad , \qquad (۷-۱)$$

كه در آن $V_w = \frac{eB_w}{(\gamma k_w mC)}$ است.

با توجه به سرعت محوري اوليه الكترون، $V_{\parallel}\,\hat{Z}$، و همچنين سرعت عرضي فوق مي‌توان نتيجه گرفت كه حركت باريكه الكتروني در يک ميدان ويگلر پيچشي، تركيبي است از يک حركت محوري و يک چرخش مارپيچي حول اين محور.

حال يک ميدان الكترومغناطيسي با قطبش دايروي، كه داراي ميدان‌هاي عرضي عمود بر هم E_R و B_R باشد را در نظر مي‌گيريم. در نتيجه برهمكنش ميان ميدان‌هاي اين موج تابشي و سرعت عرضي باريكه، انتقال انرژي به موج الكترومغناطيسي انجام مي‌پذيرد.

---

[1] - Axial Bunching

برهمكنش ميان سرعت القايي ويگلر و ميدان عرضي الكترومغناطيسي، نيرويي در جهت محور Z ايجاد مي‌كند كه به آن نيروي ضربه گفته مي‌شود:

$$\vec{F}_{1Z} = -\frac{e}{c}(\vec{V}_{\perp} \times \vec{B}_R) \quad , \qquad (۳-۱)$$

كه نيرويي پريوديک مي‌باشد. اين نيروي پريوديک باعث ايجاد چگالي طولي جريان γJ_z مي‌شود كه نوبه خود يک دانسيته بار δn را به وجود مي‌آورد:

$$e\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = -\nabla . \gamma J\hat{Z} \quad . \qquad (۴-۱)$$

اما به دليل تغييرات انرژي باريكه الكتروني، يعني $\frac{d\gamma}{dt}$، مؤلفه طولي نيرو شامل ترم ديگري نيز مي‌باشد كه در بردارنده برهمكنش سرعت عرضي ويگلر و ميدان موج الكترومغناطيسي به قرار زير است:

$$\vec{F}_{2Z} = -\frac{e}{c^2}(\vec{V}_{\perp} . \vec{E}_R)\hat{z} \qquad (۵-۱)$$

نيروهاي طولي $-\frac{e}{c^2}(\vec{V}_{\perp} . \vec{E}_R)$ و $-\frac{e}{c}(\vec{V}_{\perp} \times \vec{B}_R)$ را مي‌توان برحسب يک پتانسيل مؤثر به نام پتانسيل ضربه، Φ_P، نمايش داد كه با توجه به روابط (۱-۹) و (۱-۸) اين پتانسيل ضربه متناسب با دامنه‌هاي ميدان ويگلر و موج الكترومغناطيسي مي‌باشد.

از طرف ديگر دانسيته بار موجود در معادله (۱-۹) با استفاده از معادله پواسون، پتانسيل ديگري موسوم به پتانسيل بار- فضا، Φ_{sc}، به دست مي‌دهد [۴]. اين پتانسيل به چگالي باريكه الكتروني و انرژي آن بستگي دارد. رقابت ميان پتانسيل ضربه، Φ_P و پتانسيل بار فضا، Φ_{sP} رژيم‌هاي عملياتي مختلفي را در ليزر الكترون آزاد مشخص مي‌كند.

۱-۶-۱- رژيم رامان

هر گاه چگالي الكترون‌ها به قدر كافي زياد باشد، الكترون‌ها رفتار جمعي نشان مي‌دهند. در اين حالت پتانسيل ناشي از نيروي بار- فضا، مؤثرتر از پتانسيل ناشي از نيروي ضربه است. در چنين وضعيتي گفته مي‌شود كه ليزر الكترون آزاد در رژيم جمعي (رژيم رامان) عمل مي‌كند [۵]. شرط لازم براي آنكه رفتار جمعي الكترون‌ها در ليزر الكترون

آزاد قابل مقايسه باشد آن است كه:

۱- دانسيته الكترون‌ها بالا باشد.

۲- طول سيستم به قدر كافي زياد باشد تا نوسانات بار- فضا در طول ويگلر ديده شوند. در اين حالت چگالي زياد الكترون‌ها در ناحيه رامان باعث رشد امواج بار- فضا شده و در نتيجه ضريب بهره افزايش مي‌يابد. علاوه بر آن، رشد امواج بار- فضا باعث انتقال طول موج نور خروجي به طول موج‌هاي بالاتر نيز مي‌شود . طول موج تابش خروجي مربوط به ناحيه رامان در ليزر الكترون آزاد محدود به طول موج‌هاي بزرگتر از 10^{-4} متر و انرژي پرتو الكتروني در حدود 5Mev است. با توجه به انرژي نسبيتي پرتو الكتروني به صورت γmc^2 (كه در آن $mC^2 = 0.511Mev$ جرم سكون الكترون را نشان مي‌دهد) عامل لورنتس گاما، به عنوان معياري از انرژي باريكه الكتروني، در ناحيه رامان، در محدوده $\gamma \prec 10$ خواهد بود. با انتخاب مناسب پارامترها مي‌توان به گونه‌اي عمل كرد كه ليزر الكترون آزاد در ناحيه رامان كار كند.

۱-۶-۲- رژيم كامپتون

هر گاه چگالي الكترون‌ها به قدر كافي زياد نباشد، به گونه‌اي كه الكترون‌ها به طور منفرد با ميدان ويگلر برهمكنش داشته باشند، رژيم عملياتي ديگري تحت عنوان رژيم كامپتون مطرح مي‌شود كه در آن رفتار جمعي الكترون‌ها نقش ضعيفي را به عهده خواهد داشت. اين ناحيه از ليزر الكترون آزاد كه در آن جريان باريكه الكتروني كم و انرژي پرتو الكتروني بالاست، رژيم مربوط به كار در محدوده طول موج‌هاي كوتاه مي‌باشد.

چنانچه دامنه موج پمپ (ميدان ويگلر) قوي باشد، بهره نيز افزايش خواهد يافت. اين محدوده، كه به آن رژيم كامپتون با بهره بالا اطلاق مي‌شود، در بردارنده جفت‌شدگي يک مد الكترومغناطيسي با يک موج ضربه است. آزمايشات انجام شده در طول موج‌هاي مايكروويو و ميليمتری اغلب در چنين رژيم عملياتي انجام مي‌گيرند. در رژيم كامپتون با بهره بالا، تقويت موج به صورت نمايي انجام مي‌شود.

رژيم كامپتون با باريكه گرم: در شرايط رژيم بهره بالا، اگر باريكه خيلي گرم باشد، بهره و توان ليزر افت مي‌كند، اما تابش هنوز در امتداد محور ويگلر به صورت نمايي رشد مي‌كند.

رژيم كامپتون با بهره پايين: اگر جريان باريكه كم، طول موج آن كوتاه (در ناحيه طول موج‌هاي اپيتكي و قرمز) و انرژي آن زياد باشد (از مرتبه 20Mev باشد). در اين رژيم به دليل كم بودن چگالي باريكه، تجمع بار- فضايي ، روي فركانس و طول موج الكترومغناطيسي تأثير نداشته، و مي‌توانيم از اثرات بار- فضا صرف نظر كنيم به اين رژيم، رژيم دو موج هم گويند.

۱ - 7-انواع ليزرهاي الكترون آزاد

ليزرهاي الكترون آزاد را مي‌توان به روش‌هاي مختلفي دسته‌بندي نمود. اساس اين دسته‌بندي‌ها مي‌تواند ساختار آزمايشگاهي ليزر، تقارن ميدان ويگلر به كار رفته در آن و نوع ميدان ويگلر باشد.

۱-۷-۱- دسته‌بندي FEL براساس ساختار آزمايشگاهي:

سه نوع ساختار براي اين ليزر در نظر گرفته مي‌شود: تقويت‌كننده‌ها[1]، نوسان‌كننده‌ها[2]، تقويت‌كننده‌هاي ابرتابشي[3]. در يک تقويت‌كننده، باريكه الكتروني همزمان[4] با سيگنال خروجي، به منظور تقويت آن به ويگلر تزريق مي‌شود.

چشمه خروجي در چنين تقويت‌كننده‌هايي به عنوان نوسانگر برتر[5] ناميده مي‌شود (كه مي‌تواند هر چشمه تابشي مناسبي مانند يک ليزر معمولي و يا يک موجبر مايكروويو[6] باشد). از چنين ساختاري عموماً به عنوان تقويت‌كننده توان برتر نوسانگر[7] نامبرده مي‌شود. از آنجايي كه مكانيزم تقويت در چنين ساختارهايي، تنها در طي يک عبور (باريكه الكتروني) از ميان ويگلر رخ مي‌دهد، اين تقويت‌كننده به باريكه الكتروني با شدت بالايي نياز دارد تا بتواند در رژيم با بهره بالا عمل كند.

در نوسانگرها بر خلاف تقويت‌كننده‌ها، مكانيزم‌هايي براي انعكاس در هر دو انتهاي ويگلر تعبيه شده است تا سيگنال بتواند چندين عبور را از ميان سيستم تجربه كند. چنين سيگنالي در طي هر عبور و برهمكنش با الكترون‌ها تقويت مي‌شود و در نتيجه انباشتي از

---

1 - Amplifiers
2 - Oscilillators
3 - Superradiant Amplifiers
4 - Synchronism
5 - Master Oscillator
6 - Microwave
7 - Master Oscillator Power Amplifier (MOPA)

تقويت[1] را در طي چندين عبور خواهيم داشت كه حتماً در رژيم با بهره پايين نيز عمل مي-كند. نوسانگرها معمولاً براي تقويت تابش خود به خود باريكه الكتروني به كار مي‌روند، به گونه‌اي كه به هيچ سيگنال خروجي براي انجام كار نياز ندارند اما با توجه به لزوم زمان نسبتاً طولاني براي رسيدن به وضعيت اشباع، يک شتاب‌دهنده با پالس طولاني بايد مورد استفاده قرار گيرد. در تقويت‌كننده‌هاي ابرتابشي، تابشي بسيار جزئي[2]، ناشي از باريكه، در طي يک عبور از ويگلر تقويت مي‌شود. تقويت‌كننده‌هاي ابرتابشي، مانند تقويت‌كننده‌ها، به شتاب‌دهنده‌ها با جريان بالا نياز دارند. با توجه به آنكه تابش جزيي باريكه الكتروني، پهناي زيادي را داراست، تابش ناشي از تقويت‌كننده‌هاي ابرتابشي معمولاً پهناي باند بيشتري نسبت به تقويت‌كننده توان برتر نوسانگر دارد.

۱-۷-۲- دسته بندی FEL براساس تقارن میدان ویگلر

بر اين اساس، چهار نوع ويگلر به نام‌هاي ويگلر پيچشي، ويگلر تخت، ويگلر هم محور و ويگلر كاهشي را مي‌توان معرفي كرد.

ميدان ويگلر پيچشي، توسط سيم‌پيچ‌هاي دو تايي جريان به وجود مي‌آيد كه باعث حركت دايروي باريكه الكتروني در صفحه عمود بر محور تقارن ويگلر مي‌شود و در نتيجه مولفه محوري سرعت، تقريباً ثابت باقي مي‌ماند به منظور جلوگيري از واگرايي پرتو الكتروني نسبيتي، معمولاً از يک ميدان مغناطيسي محوري $\overrightarrow{B_0}$، به عنوان ميدان هدايتگر استفاده مي‌شود.

ميدان ويگلر تخت[3] از تعدادي آهنرباي دائمي يا الكترومگنيتک، كه به طور متناوب در در كنار هم قرار گرفته شده باشند، ساخته مي‌شود. اين ميدان، با تقارن خطي، يک حركت نوساني در صفحه عمود بر ميدان ويگلر به الكترون القا مي‌كند و در نتيجه همه مولفه‌هاي سرعت الكترون، حول يک مقدار ميانگين، نوسان مي‌كنند. عدم وجود جواب‌هاي حالت پايا، براي مدارهاي الكتروني در ويگلر تخت نيز اشاره بر آن دارد كه شرط تشديد موج-ذره تنها مي‌تواند به طور ميانگين ارضا شود، از اينرو الكترون‌ها در يک دوره تناوب ويگلر، به سمت تشديد حركت كرده و سپس از آن خارج مي‌شوند. در عمل اين بدان

---

1 - Cumulative Amplification
2 - Short Noise
3 - Planner Wiggler