بسم الله الرّحمن الرّحيم

دانشگاه گیلان

دانشکده علوم پایه

پایان‌نامه کارشناسی ارشد فیزیک (گرایش جامد)

لیزر الکترون آزاد با ویگلر هلیکال و کانال پلاسمایی راهنما

از:

فرزاد جعفری نیا

استاد راهنما:

دکتر ساعد جعفری

اسفند ۱۳۹۱

تقدیم به

کسانی که دانش را برای دانستن فرا می گیرند ...

فهرست مطالب

عنوان صفحه

فصل اول معرفی لیزر الکترون آزاد ۱

۱-۱ مقدمه ۲

۱-۲ اصول عملکرد ۳

۱-۳ شرایط تشدید در لیزر الکترون آزاد ۵

۱-٤ اجزای FEL ۵

۱-۵ کاربردها ۷

۱-٦ رژیم های عملکرد ۸

۱-۷ تاریخچه ی FEL ۹

فصل دوم دینامیک حرکت الکترون در ویگلر هلیکال ۱۲

۲-۱ مدل نظری و فرض ها ۱۳

۲-۲ مسیرهای یک بعدی ایده آل ۱٤

۲-۳ مسیرهای حالت پایا ۱۵

۲-٤ پایداری مسیرهای حالت پایا ۱۷

۲-۵ جرم – منفی ۱۸

فصل سوم کانال یونی ۲۱

۳-۱ مقدمه ۲۲

۳-۲ انتشار بیم از یک کانال فوکسینگ قوی ۲۲

۳-۳ مفهوم لیزر کانال یونی ۲٤

۳-٤ لیزر الکترون آزاد با کانال یونی و ویگلر هلیکال ۲٦

۳-٤-۱ مسیرهای الکترونی ۲۷

۳-٤-۲ بازده ۳۰

فصل چهارم ویگلر موج ویسلر ۳٦

٤-۱ مقدمه ۳۷

٤-۲ نوسانات پلاسما ۳۷

٤-۳ امواج در پلاسما ٤۰

٤-۳-۱ امواج الکترومغناطیسی موازی با B_0 ..... ٤۱

٤-۳-۲ مد ویسلر ٤۳

٤-٤ ویگلر موج ویسلر ٤۳

٤-٤-۱ مسیرهای الکترونی ٤۳

٤-٤-۲ پایداری مسیرهای الکترونی ٤۸

٤-٤-۳ رژیم جرم – منفی ٤۹

٤-٤-٤ اثر خود میدانی ۵۰

٤-٤-٥ بازده ٥٣

٤-٤-٦ بازده در حضور اثر خود میدانی ٥٦

فصل پنجم نتایج و پیشنهادات ٥٨

الف- نتایج ٥٩

ب- پیشنهادات ادامه ی کار ٦٠

پیوست ٦١

الف- بررسی شتاب ذره ی باردار در میدان ویک لیزری ٦٢

ب- تبادل انرژی بین بیم و موج نور ٦٣

پ- داستی پلاسما ..... ٦٨.

مراجع ٧٤

فهرست جدول ها

جدول ٤-١ : خلاصه ای از امواج بنیادی در پلاسما..... ٤١

جدول پ- ١ : اختلافهای اساسی بین داستی پلاسما و یک پلاسمای الکترون- یون..... ٦٨

جدول پ- ٢ : پارامترهای مربوط به ذرات داست در پلاسمای دنباله هالی..... ٧١

فهرست شکل‌ها

شکل ۱-۱ : نمایی کلی از لیزر الکترون آزاد..... ۳

شکل ۱-۲ : نمای کلی از کاربردهای گوناگون لیزر الکترون آزاد..... ۸

شکل ۲-۱ : نمایی از یک ویگلر هلیکال..... ۱٤

شکل ۲-۲ : مسیرهای الکترونی حالت پایا..... ۱٦

شکل ۲-۳ : نمودار پایداری مسیرهای الکترونی..... ۱۸

شکل۲-٤ : نمودار جرم- منفی مسیرهای الکترونی..... ۱۹

شکل۳-۱ : یک بیم الکترون نسبیتی منتشر شونده از میان یک پلاسما..... ۲۳

شکل۳-۲ : شماتیک سطح مقطع عرضی عبور یک بیم الکترونی در میان کانال یونی..... ۲٤

شکل ۳-۳ : عبور بیم الکترون نسبیتی از میان یک پلاسما و خلق یک کانال یونی..... ۲۵

شکل ۳-٤ : مسیرهای الکترونی. در این شکل سرعت محوری نرمالیزه بر حسب فرکانس کانال یونی رسم شده است..... ۲۹

شکل ۳-۵ : نمودار تابع Φ بر حسب فرکانس کانال یونی برای گروه های یک و دو..... ۲۹

شکل۳-٦ : نمودار بازده ی نرمالیزه شده بر حسب فرکانس کانال یونی برای مسیرهای یک و دو..... ۳۵

شکل٤-۱ : تلفیق موج به کمک مجموعه ای از نوسان های مستقل..... ٤۰

شکل ٤-۲ : تصویر شماتیک از ویگلر موج ویسلر..... ٤٤

شکل ٤-۳ : نمودار مسیرهای الکترونی برای مقادیر $\omega_b = 0.08$ ، $\Omega_s = 0.07$ ، $\omega_p = 1.2$ و $\gamma = 40$..... ٤٦

شکل ٤-٤ : نمودارجابه جایی مسیرهای الکترونی..... ٤۷

شکل ٤-٥ : نمودار پایداری مسیرهای الکترونی..... ٤٩

شکل٤-٦ : نمودار Φ بر حسب Ω_0..... ٥٠

شکل٤-٧ : نمودار بازده بر حسب Ω_0..... ٥٦

شکل پ-١ : انتقال انرژی از الکترون به موج نوری در یک ویگلر..... ٦٤

شکل پ-٢ : فاز پوندرموتیو $\psi_0 = -\pi/2$ مطابق با حذف تبادل انرژی بین الکترون و موج نوری..... ٦٧

شکل پ-٣ : شماتیک کیو- ماشین بهبود یافته..... ٧٢

چکیده

لیزر الکترون آزاد با ویگلر هلیکال و کانال پلاسمایی راهنما

فرزاد جعفری نیا

طرحی از یک لیزر الکترون آزاد که از یک موج ویسلر به عنوان یک ویگلر کند-موج الکترومغناطیسی استفاده می کند به صورت تئوری مورد مطالعه قرار گرفته است . باریکه ی الکترونی که در معرض میدان های عرضی ویگلر موج ویسلر قرار دارد ، به عنوان منبع انرژی مورد نیاز برای تابش الکترومغناطیسی است . قدرت و دوره ی میدان ویگلر بستگی به پارامترهای محیط پلاسمای مغناطیده دارد . این ساختار ، قابلیت کنترل پذیری بالاتری به وسیله ی کنترل چگالی پلاسما نسبت به کنترل پذیری γ در لیزرهای الکترون آزاد رایج دارد . تئوری بازده ی خطی و مسیرهای الکترونی ارائه شده و چهار گروه از چرخش های الکترونی در حضور یک میدان مغناطیسی محوری راهنما به دست آمده است . تابع Φ که نسبت تغییر سرعت محوری با انرژی بیم را نشان می دهد مورد تحقیق قرار گرفته که در حالت $\Phi < 0$ یک رژیم جرم – منفی را که در آن سرعت محوری الکترون ها با کاهش انرژی ، افزایش پیدا می کند ، نشان می دهد . حل های عددی نشان می دهد که با افزایش فرکانس سیکلوترونی ، بازده برای گروه های یک و سه افزایش پیدا کرده ، در حالی که این موضوع باعث کاهش در بازده گروه های دو و چهار می شود .

واژه‌های کلیدی : موج ویسلر ، لیزر الکترون آزاد ، ویگلر ، پلاسما ، بازده

Abstract

Free-electron laser with helical wiggler and guiding plasma channel

Farzad Jafarinia

A free-electron laser (FEL) scheme which employs the whistler wave as a slow electromagnetic wave wiggler, is studied theoretically. Subjected to the transverse fields of whistler wave wiggler, the beam electrons are the source of the energy needed to produce electromagnetic radiation. The strength and the period of the wiggler field depends on the parameters of the magnetoplasma medium. This configuration has a higher tunability by controlling the plasma density, on top of the γ-tunability of the conventional FELs. A theory of linear gain and electron trajectories are presented and four groups (I, II, III,and IV) of electron orbits are found in the presence of an axial guide magnetic field. Using perturbation analysis, it is found that these groups of orbits are stable except a small region of group I and IV orbits. The function Φ which determines the rate of change of axial velocity with beam energy is also derived. In the case in which $\Phi < 0$ represents a negative-mass regime in which the axial velocity accelerates as the electrons lose energy. Numerical solutions show that by increasing the cyclotron frequency, the gain for group I and III orbits increases, while a gain decrement is obtained for group II and IV orbits.

Key Words : whistler wave , Free electron laser , Wiggler , Plasma , Gain

فصل اول

معرفی لیزر الکترون آزاد

(FEL)

۱-۱ مقدمه

از زمانی که اولین آزمایشها در مورد میزر انجام شد، فیزیکدان ها در فکر گسترش منبع تابش نور همدوس بودند، که قابلیت کار در یک گستره ی طول موجی را داشته باشد. روش های ابتکاری متعددی گسترش داده شدند، که بهترین نمونه آن لیزر های رنگی[۱] بودند. بسیاری از این تجهیزات متکی به یک محیط فعال اتمی یا مولکولی بودند و طول موج یا گستره ی طول موجی محدود به جزییات ساختار اتمی بود . در نهایت بسیاری از محققان به این نتیجه رسیدند که قید های ناشی از ساختار اتمی در یک لیزر الکترون آزاد[۲] وجود ندارد، زیرا بر اساس تابش تحریک شده از یک الکترون می باشد.

لیزر الکترون آزاد یک چشمه ی نور با قدرت تنظیم بالاست که قابلیت تولید تابش نور همدوس با توان بالا را در سراسر طیف الکترومغناطیس دارد. در لیزر الکترون آزاد الکترون ها با انرژی بالا نور همدوس را همانند لیزر معمولی تابش می کنند، با این تفاوت که باریکه ی الکترونی از میان یک سری ویگلر عبور می کند، در حالی که در لیزر های معمولی الکترون ها در یک سری تراز های اتمی قرار دارند و تحت شرایطی عمل تابش را انجام می دهند و طول موج تابع در این نوع لیزر ها محدود به اختلاف انرژی بین دو تراز است، بر خلاف لیزر الکترون آزاد که این محدودیت وجود ندارد[۱] .

اساس لیزر الکترون آزاد، تابش موج الکترومغناطیسی به وسیله ی ذره ی باردار شتابدار می باشد. بنابراین بر خلاف لیزر های معمولی که به وسیله ی نظریه ی مکانیک کوانتومی توصیف می شوند، این لیزر ها را می توان صرفا به کمک نظریه ی الکترومغناطیسی کلاسیک توصیف کرد. اگر چه تحت شرایطی در این لیزر ها باید محاسبات مکانیک کوانتومی نیز به کار برده شود.

تابش به وجود آمده در لیزر الکترون آزاد در اثر تداخل بین سه عامل زیر صورت می گیرد:

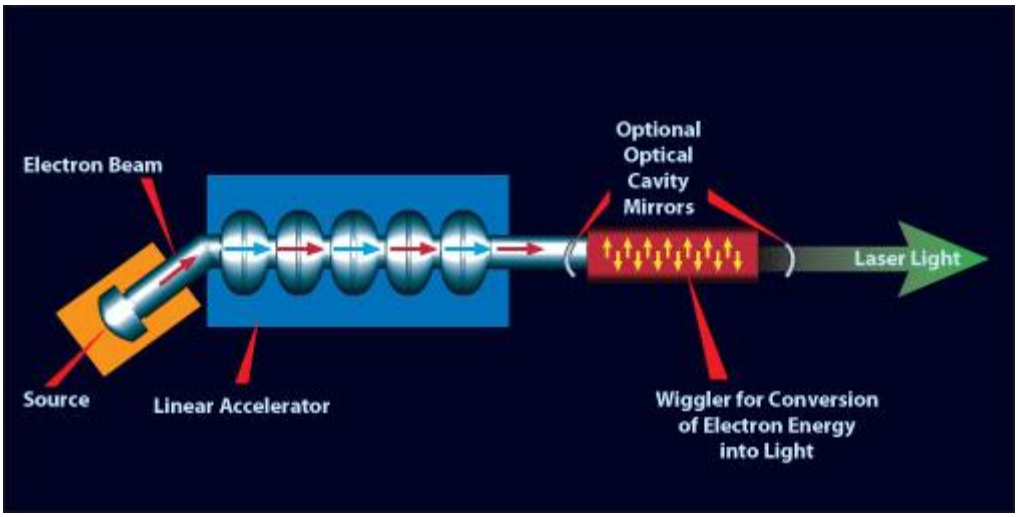
۱) دسته پرتوی الکترونی که با سرعت نسبیتی وارد محیط می شود.

۲) موج الکترومغناطیسی که در جهت حرکت الکترون ها منتشر می شود.

۳) یک میدان مغناطیسی نوسانی که معمولا توسط یک سری از آهن رباها (مشهور به ویگلر[۳]) تولید می شود.

---

[۱] Dye laser
[۲] Free-Electron Laser
[۳] Wiggler



شکل (۱-۱) نمایی کلی از لیزر الکترون آزاد

نحوه ی تداخل به این صورت است که آهن رباهای ویگلر روی الکترون ها اثر می گذارند و باعث حرکت موجی الکترون ها می شوند. الکترون ها در اثر این انحنای مسیر شتابی را به دست می آورند که این شتاب باعث به وجود آمدن تابش الکترومغناطیسی می گردد. در این فرآیند الکترون ها انرژی خود را به موج الکترومغناطیسی می دهند که این موج الکترومغناطیسی توسط یک سیستم بازیافت در لیزر تقویت و منتشر می شود. قابل تنظیم بودن لیزر الکترون آزاد در تمام بازه ی طول موجی به این علت است که طول موج نور لازم برای تداخل بین این سه عنصر به وسیله ی هر دو عامل تناوبی بودن ویگلر و انرژی باریکه ی الکترون تعیین می شود.

۱-۲ اصول عملکرد

یک باریکه ی الکترونی که در یک میدان مغناطیسی مواج حرکت می کند، تابش غیر همدوس گسیل می کند، بنابراین برای تولید گسیل القایی در لیزر الکترون آزاد می بایست که باریکه ی الکترون از دسته های همدوس تشکیل شود. حال وقتی نور از میان میدان مغناطیسی ویگلر عبور می کند، تغییرات فضایی میدان ویگلر و موج الکترومغناطیسی ترکیب می شوند و یک موج زنشی[٤] به وجود می آید که بر همکنش بین الکترون ها و این موج زنشی است که گسیل القایی در لیزر الکترون آزاد را به وجود می آورد. بسامد موج زنشی با بسامد موج نور تابشی یکی است در حالی که عدد موج، برابر عدد موج میدان های

[٤] Beat Wave

ویگلر و موج الکترومغناطیسی است. با بسامد یکسان و عدد موج بزرگتر (و بنابراین طول موج کوچکتر) موج زنشی آهسته تر از موج نور حرکت می کند و به همین دلیل به آن موج گرانرو[۵] گفته می شود. به علاوه وقتی که موج گرانرو با سرعتی کمتر از سرعت نور در خلا منتشر می شود، با الکترون هایی که سرعت آنها محدود به سرعت موج گرانرو است در یک همزمانی قرار می گیرد، الکترون هایی که در یک همزمانی با موج حرکت می کنند در حال تشدید با آن موج هستند و یک میدان ثابت را تجربه می کنند. در چنین حالتی تداخل بین الکترون ها و موج گرانرو می تواند بسیار قوی تر باشد. یک تجزیه و تحلیل خوب برای تداخل بین الکترون ها و موج گرانرو، یک گروه از موج سوار ها هستند که روی امواج آب حرکت می کنند. این مثال تنها یک تصور است که ذهن ما را به سمت مسیر صحیح مساله هدایت می کند و نمی تواند اندرکنش الکترون ها با موج گرانرو را دقیقا توصیف کند .

اگر موج سوار مطلقا حرکت نکند تنها روی امواج عبوری آب به طور عمودی نوسان می کند و لذا به طور متوسط هیچ انرژی با امواج مبادله نمی کند. همچنین اگر موج سوار خیلی سریعتر از امواج آب حرکت کند، باز هم نمی تواند به طور متوسط انرژی زیادی با امواج مبادله کند. اما اگر موج سوار سرعت یکسانی با امواج آب داشته باشد، در فضای بین دو قله ی متوالی از امواج به دام می افتد. در این حالت اگر سرعت موج سوار تنها کمی بیشتر از سرعت امواج باشد، قله ی موج را هل می دهد و به آن انرژی منتقل می کند. برعکس، اگر سرعت موج سوار تنها کمی کمتر از سرعت امواج باشد، توسط قله ی موج به جلو رانده می شود و لذا از موج انرژی کسب می کند. در لیزر الکترون آزاد نیز وقتی الکترون ها در سرعتی خیلی زیادتر از موج گرانرو حرکت کنند هیچ تبادل انرژی بین این دو صورت نمی گیرد ولی وقتی که موج گرانرو در یک سرعتی نزدیک به باریکه ی الکترون حرکت می کند، باریکه ی الکترون از انرژی خود به موج گرانرو می دهد و موج تقویت می شود.

میدان تابشی و میدان ویگلر هر دو میدان های عرضی هستند ، که منجر به یک نیروی محوری به نام نیروی گرانرو می شوند. این نیرو انرژی را از الکترون ها خارج می کند. بیشترین نفوذ روی حرکت الکترون ها از طرف میدان ویگلر است. الکترون ها، که در ابتدا دارای سرعت محوری هستند، به محض وارد شدن به ویگلر تحت اثر یک نیروی عرضی از طرف میدان مغناطیسی ویگلر قرار می گیرند و بنابراین یک مولفه ی سرعت عرضی به دست می آورند. این سزعت عرضی تولید شده توسط میدان ویگلر با میدان مغناطیسی عرضی موج الکترومغناطیسی اندرکنش کرده، و منجر به نیروی گرانرو می شود که انرژی به طور متوسط از الکترون ها به میدان تابشی منتقل شده و دامنه ی آن تقویت می شود.

[۵] Pondermotive

۱-۳ شرایط تشدید در لیزر الکترون آزاد

اگر محور **z** نشان دهنده ی محور تقارن میدان ویگلر باشد و جهت حرکت الکترون ها در امتداد محور **z** باشد (v_z)، در این صورت از آنجاییکه $v_z \ll c$، بنابراین الکترون نسبت به موج عقب خواهد افتاد و علامت $\mathbf{V.E}$ تغییر خواهد کرد، این تغییر هر $\lambda / 2(c - v_z)$ ثانیه اتفاق می افتد که λ طول موج تابش است، به طوری که تبادل خالص انرژی بین الکترون و باریکه ی نور به طور متوسط صفر خواهد بود. برای رفع این اشکال ما باید هر بار که $\mathbf{V.E}$ می خواهد تغییر علامت دهد، الکترون را وادار کنیم تا در هر $\lambda / 2(c - v_z)$ سرعت عرضی را تغییر دهد. این کار را می توان با یک میدان مغناطیسی متناوب عرضی با تناوب λ_w و ثابت نسبت به زمان انجام داد که پریود میدان ویگلر در رابطه ی زیر صدق می کند:

$$\lambda_w = \frac{\lambda}{c - v_z} v_z \qquad (۱-۱)$$

که این همان شرط تشدید در لیزر الکترون آزاد است که به صورت زیر بازنویسی می شود:

$$\lambda = \frac{1 - v_z / c}{v_z / c} \lambda_w \qquad (۱-۲)$$

اما برای الکترون های نسبیتی $v_z / c \cong 1$، بنابراین برای این حالت داریم:

$$\lambda = \frac{\lambda_w}{2\gamma_z^2} \qquad (۱-۳)$$

با توجه به رابطه ی (۱-۳) ملاحظه می شود که طول موج تابش خروجی با دوره ی ویگلر نسبت مستقیم و با مجذور انرژی الکترون نسبت عکس دارد که این این کمیت های قابل تنظیم اجازه می دهند خروجی لیزر الکترون آزاد در سراسر طیف الکترومغناطیس گسترش یابد.

۱-۴ اجزای FEL

مهمترین جز یک لیزر الکترون آزاد شتابدهنده است. باریکه ی الکترون توسط شتاب دهنده انرژی کسب می کند، به طوری که سرعت الکترون های آن در محدوده ی نسبیتی قرار می گیرد. جریان باریکه ی الکترون حاصل از شتاب دهنده به شکل تپ

هایی ظاهر می شود که پهنای زمانی آنها ممکن است چند صد میکرو ثانیه و یا چند پیکو ثانیه باشد. علاوه بر آهنگ تکرار تپ ها، یکی دیگر از مشخصه های باریکه ی الکترون تابع توزیع تکانه ی الکترون های آن می باشد. اگر به ازای انرژی معینی از باریکه، الکترون های آن تنها دارای یک مقدار تکانه ی محوری باشند، به آن باریکه یک باریکه ی الکترون کاملا سرد گفته می شود. مشخصه ی تابع توزیع تکانه ی الکترون ها، میزان شفافیت باریکه را تعیین می کند. در حالت ایده آل، یک باریکه ی کاملا شفاف باریکه ای است که الکترون های آن دارای انرژی یکسانی باشند. در عمل، به خاطر جزییات هندسی شتاب دهنده ها، الکترون های بیرون آمده از شتاب دهنده در جهت های محوری و عرضی دارای توزیع غیریکنواختی از تکانه ها خواهند بود، و لذا از میزان شفافیت باریکه کاسته خواهد ش. به هر حال یک FEL نیاز به باریکه ای شفاف، که گستره ی تکانه ی محوری الکترون های آن کوچک است، دارد .

از آنجایی که موج الکترومغناطیسی در امتداد محور FEL منتشر می‌شود، دارای میدانهای عرضی بوده و برای مبادله انرژی بین الکترونها و موج الکترومغناطیسی، الکترونها باید یک سرعت عرضی داشته باشند. این سرعت عرضی الکترونها توسط ویگلر ایجاد می‌شود. به طور خلاصه می توان گفت که ویگلر دستگاه جفت کننده ی موج الکترومغناطیسی و باریکه ی الکترون های نسبیتی است.

ویگلرها انواع مختلف از قبیل مگنتواستاتیکی، الکترواستاتیکی، و الکترومغناطیسی (شامل امواج الکترومغناطیسی با شدت بالا) را دارا می‌باشد. تفاوت اساسی بین ویگلرهای موج الکترومگنتیک و مگنتواستاتیک در فرکانس تابش خروجی آنها ست که هم به پریود ویگلر و هم به انرژی باریکه وابسته می باشد. در ویگلر مگنتواستاتیک، طول موج خروجی تابش مقیاسی به صورت $\lambda \approx \lambda_w / 2\gamma^2$ را دارد، در حالیکه طول موج خروجی تابش در یک ویگلر موج الکترومگنتیک رابطه ای به صورت $\lambda \approx \lambda_w / 4\gamma^2$ را داراست. در نتیجه برای دوره ویگلر و انرژی ثابت باریکه، ویگلر موج الکترومگنتیک، طول موج خروجی کوتاهتری را تولید خواهد کرد و می توان استنباط نمود که ویگلر موج الکترومگنتیک جایگزین قابل توجهی برای ویگلر مگنتواستاتیک در تولید طول موجهای کوتاه خواهد بود. موج الکترومگنتیک به صورت ویگلری عمل می کند که حرکت موجی لازم را در بیم القاء نماید. در ادامه ما به جستجوی نوع جدیدی از ویگلر خواهیم رفت که می تواند جایگزین مناسبی برای ویگلرهای رایج سنگین و پرهزینه باشد و البته با راندمان بالاتر و قابلیت تنظیم بیشتر در فرکانس تابش خروجی سیستم.

۱-۵ کاربردها

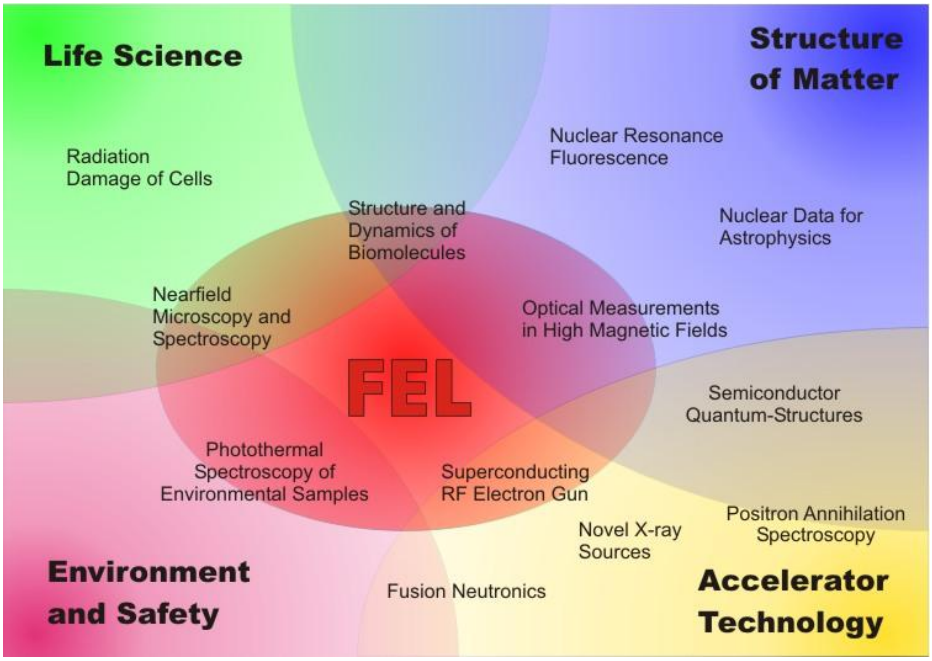
در این بخش مختصری از کاربرد های مختلف FEL را ارایه می دهیم. به دلیل قابلیت تنظیم و همچنین توان و راندمان بالای این لیزر، این وسیله دارای کاربرد های مهمی در شاخه های مختلف می باشد. در ناحیه ی طیف $200-4000cm^{-1}$ می توان از FEL در طیف سنجی ارتعاشی مولکول های جذب کننده استفاده کرد. در واقع به دلیل قابلیت تنظیم FEL ، تپهای آن می توانند پهنای زمانی کوتاه تری نسبت به زمان واهلش مولکولی داشته باشند. از این رو، فرایند های شیمیایی مربوط به انتخاب قید می توانند به دقت کنترل شوند و طیف سنجی ارتعاشی دقیق تر انجام شود.

در ناحیه ی طیفی متناظر با طول موج $100\mu m$، که انرژی فوتون از مرتبه ی kT است، می توان از FEL برای بررسی حالت های واندروالسی سطحی استفاده کرد. جداسازی و گسترش ایزوتوپ ها از دیگر کاربردهای FEL است که از خواص ویژه ی آن استفاده می کند. در حوزه ی حالت جامد و فیزیک نیمه هادی ها، برای کوچکتر کردن مقیاس عناصر نیمه هادی، باید توزیع الکترون های غیر حرارتی را گسترش دهیم، چرا که برای دستیابی به گاف انرژی ثابت باید از میدان های الکتریکی با شدت زیاد استفاده کرد.

در فیزیک پلاسما برای گرم کردن پلاسما های واقع در یک میدان مغناطیسی قوی، و یا گرم کردن یا متمایز کردن پلاسماهایی که پارامتر β $(\beta = 8n\pi kT / B^2)$ برای آنها زیاد است، از توان بالای FEL به ویژه در طول موج $\lambda = 1/2mm$ استفاده می شود. در فیزیک هسته ای نیز برای همجوشی و شکافت هسته ها، به تابشی با توان بالا و تپ های کوتاه در طول موج $\lambda = 1/3\mu m$ که راندمان آن چندین درصد باشد نیاز است.

در جراحی با لیزر، قطر کوچک تابش و قابلیت تنظیم آن برای طول موجهای مختلف می تواند مفید واقع شود. در واقع هر بافت از سلول های بدن از یک طول موج ویژه که مختص همان بافت است تاثیر می پذیرد. در نتیجه، با تنظیم طول موج تابش حاصل از FEL می توان بافت مورد نظر را بدون اینکه به بافت های مجاور آسیب وارد شود جراحی کرد.

از FEL همچنین می توان برای توسعه ی شتاب دهنده ها استفاده کرد. در فیزیک انرژی های زیاد، برای انجام تحقیقات باید ابعاد شتاب دهنده کوچک باشد. از طرفی برای اینکه انرژی ذرات در یک شتاب دهنده با ابعاد کوچک بتواند زیاد شود، نیاز به میدان های شتاب دهنده ی بسیار قوی خواهیم داشت. برای این منظور می توان به کمک میدان های متمرکز شده ی لیزر



شکل ۱– ۲ : نمای کلی از کاربردهای گوناگون لیزر الکترون آزاد

که شدت بالایی دارند، میدان های الکترسکی عرضی با شدتی از مرتبه ی $10^9 V/cm$ تولید کرد و اگر آن میدان های الکتریکی عرضی را با یک شتاب دهنده همراه کنیم، می توانیم ذرات درون ویگلر را شتاب دهیم و در هر مرحله با تغییر دوره ی میدان ویگلر، انرژی ذرات را تغییر دهیم .

۱–٦ رژیمهای عملکرد لیزر الکترون آزاد

۱) رژیم بهره بالا؛ اگر طول موج باریکه زیاد $(\lambda > 100\mu m)$، انرژی باریکه الکترونی کم (کمتر از $5Mev$) و نیز چگالی باریکه زیاد باشد، به مجموعه چنین پارامترهایی رژیم بهره بالا گفته می شود.

۲) رژیم رامان[۶] ؛ در شرایط رژیم بهره بالا، اگر باریکه الکترون سرد و نیز شدت میدان ویگلر ضعیف باشد، به دلیل بالا بودن چگالی جریان الکترون ها یک محیط پلاسمایی در اثر تجمع بار به وجود می آید. پلاسما خود دارای فرکانس ω_b است که روی فرکانس و طول موج، موج الکترومغناطیسی اثر می گذارد. بنابراین برای اینکه موج بتواند از پلاسما عبور کند بایستی در رابطه پاشندگی پلاسما صدق کند. رفتار جمعی الکترونها در این حالت به صورت امواجی بنام امواج بار- فضا ظاهر می شود. در نتیجه در اندرکنش بین سه موج ویگلر، موج الکترومغناطیسی و امواج بار- فضا رخ می دهد، که به همین علت رژیم رامان را رژیم سه موج نیز می نامند.

۳) رژیم تپشی[۷] قوی؛ در شرایط رژیم رامان ،اگر شدت میدان ویگلر زیاد باشد، ضریب تقویت افزایش یافته و FEL در رژیم تپشی قوی عمل خواهد کرد.

٤) رژیم کامپتون[۸] با باریکه گرم؛ در شرایط رژیم بهره بالا، اگر باریکه خیلی گرم باشد، بهره و توان لیزر افت می کند، اما تابش هنوز در امتداد محور ویگلر به صورت نمایی رشد می کند. به این رژیم، رژیم کامپتون با باریکه گرم گویند.

۵) رژیم کامپتون با بهره پایین؛ اگر جریان باریکه الکترون کم ،طول موج آن کوتاه (در ناحیه ی طول موجهای اپتیکی و قرمز) و انرژی آن زیاد باشد، از مرتبه ($20Mev$)، به مجموعه چنین پارامترهایی رژیم کامپتون با بهره پایین گفته می شود. در این رژیم به دلیل کم بودن چگالی باریکه، تجمع بار فضایی روی فرکانس و طول موج الکترومغناطیسی تأثیری نداشته، و می توانیم از اثرات بار- فضا صرفنظر کنیم. به این رژیم، رژیم دو موج نیز می گویند.

۱-۷ تاریخچه ی FEL

در این بخش که بخش پایانی این فصل است، تاریخچه ی FEL را به طور مختصر مرور می کنیم. اثر القای کامپتون در سال ۱۹۳۳، به عنوان یک ایده توسط " کاپیتزا[۹] " و "دیراک[۱۰] " در مقاله ای منتشر شد. اما این ایده تا سال ۱۹۵۰ کاربردی پیدا نکرد تا این که در آن سال، تلاش هایی برای راه اندازی تیوب الکترون در طول موج های کوتاه صورت گرفت. از آنجایی که

---

[۶] Raman
[۷] Pumping
[۸] Compton
[۹] Kapitza
[۱۰] Dirac