



دانشگاه تربیت معلم تهران

دانشکده علوم

گروه فیزیک

رساله دکتری

بررسی نرخ رشد و بهره در لیزر الکترون آزاد با ویگلر موج
الکترومغناطیسی و پیچشی کانال یونی یکنواخت و غیر یکنواخت

استاد راهنما:

جناب آقای دکتر حسن مهدیان

استاد مشاور:

جناب آقای دکتر فرشاد ابراهیمی

دانشجو:

علی حسن بیگی

بهمن ماه ۱۳۸۸



هو المفتاح للعظيم

سپاس خداوند سبحان را بر نیکی و احسانش. آفریننده زمینها و آسمانها و فرازنده افراشته‌ها و پهن‌کننده همه زمینهای گسترده و بر آورنده بنده‌هایش بسوی روشنی از تاریکها و رحمت بر اشرف آفریدگان محمد مصطفی (ص) و خاندان پاکش که بدانها هر نعمتی بر آنچه هست روا است و در پرتوشان بهر روش خوشبختی بر ملا است. سپاس بیکران پروردگار یکتا را که به همنشینی رهروان علم و دانش مفتخرمان نمود و خوشه چینی از علم و معرفت را روزیمان ساخت.

وظیفه‌ی خود می‌دانم که از استاد دانشمند و فرزانه، فاضل ارجمند جناب آقای پرفسور سید حسن مهدیان (حفظهم الله) که با شفقت و ملاحظت همواره ملجا مراجعات بوده و با تلاش بی‌وقفه و راهنمایی‌های ارزنده گردآوری این مجموعه را آسان نمودند، خالصانه سپاسگزاری نموده و آرزومندم همواره در پرتو انوار الهی قرآن حکیم و توجهات حضرت ولی عصر (عج) محفوظ و موید باشد و جامعه‌ی علمی از فیض حضور ایشان برای سالیان دراز بهره‌گیرد. همچنین از استاد گرانقدر جناب آقای دکتر فرشاد ابراهیمی که اینجانب علاوه بر استفاضه‌ی حضوری از کرسی درس ایشان، استفاده‌ی علمی فراوانی را از راهنمایی‌های این بزرگوار داشته‌ام صمیمانه تشکر و سپاسگزاری می‌نمایم. جا دارد از زحمات دوستان ارجمند و دقیق النظر آقایان ساعد جعفری و مسعود علی محمدی که با دیده‌ی لطف و صفا و دقت در دوران تحصیل مرا یاری نمودند کمال سپاسگزاری و احترام خود را ابراز دارم.

دانشکده: علوم گروه: فیزیک گرایش: پلاسما

دانشجو: علی حسن بیگی سال ورود: ۱۳۸۵ سال فارغ التحصیلی: ۱۳۸۸

استاد راهنما: دکتر حسن مهدیان

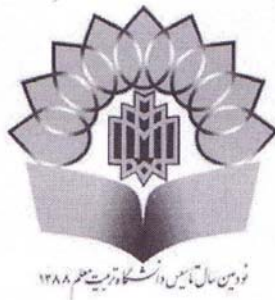
استاد مشاور: دکتر فرشاد ابراهیمی

عنوان: بررسی نرخ رشد و بهره در لیزر الکترون آزاد با ویگلر موج الکترومغناطیسی و پیچشی

کانال یونی یکنواخت و غیر یکنواخت

خلاصه:

در این رساله، نظریه خطی لیزر الکترون آزاد با ویگلر موج الکترومغناطیسی در حضور کانال یونی یکنواخت و غیر یکنواخت ارائه شده است. مسیرهای حالت پایای الکترون منفرد و پایداری آنها مورد بررسی قرار گرفته شد. رابطه‌ی پاشندگی که نشاندهنده جفت شدگی بین مد الکتروستاتیک باریکه‌ی الکترونی و مد الکترومغناطیس در حضور کانال یونی یکنواخت و غیر یکنواخت است، محاسبه شده است. با استفاده از رابطه‌ی پاشندگی بدست آمده رفتار نرخ رشد بررسی شده است. بهره خطی لیزر الکترون آزاد در حضور خود میدانهای باریکه و کانال یونی یکنواخت نیز محاسبه و نتایج آن با بهره‌ی کانال یونی متناوب مقایسه شد. نتایج عددی نشان می‌دهد که با استفاده از کانال یونی متناوب می‌توان به بهره و نرخ رشد بیشتری، بدون استفاده از چگالی یونی بالا رسید. همچنین، نظریه تولید هماهنگ‌های بالاتر در لیزر الکترون آزاد با ویگلر موج الکترومغناطیس و کانال یونی راهنما ارائه شده است. نتایج محاسباتی نشان می‌دهد که امکان تقویت موج در دو مد فرکانس ویگلری و بتاترونی در هماهنگ‌های اصلی و بالاتر وجود دارد.



صورت جلسه دفاع از رساله دکتری / پایان نامه کارشناسی ارشد

جلسه دفاع از رساله دکتری / پایان نامه کارشناسی ارشد

آقای علی حسن بیگی دانشجوی رشته فیزیک

گرایش: اتمی و مولکولی (پلاسما)

دانشکده: علوم پایه

تحت عنوان: بررسی نرخ رشد و بهره در لیزر الکترون آزاد با ویگنر موج پیچشی کانال یونی یکنواخت و غیر یکنواخت

در ساعت ۱۸/۳۰ روز سه شنبه مورخ ۸۸/۱۱/۲۷ در محل گروه فیزیک با حضور امضاء کنندگان ذیل تشکیل شد.

- ۱- استاد راهنما: دکتر حسن مهدیان
- ۲- استاد مشاور: دکتر فرشاد ابراهیمی
- ۳- نماینده تحصیلات تکمیلی: دکتر محمدحسین مجلس آراء
- ۴- عضو هیات علمی (داور): دکتر همایون اشراقی
- ۵- عضو هیات علمی (داور): دکتر فرزین آقامیر
- ۶- عضو هیات علمی (داور): دکتر محمدحسین مجلس آراء
- ۷- عضو هیات علمی (داور): دکتر محمد اسماعیل عظیم عراقی

خانم / آقای علی حسن بیگی خلاصه کارهای تحقیقاتی خود را ارائه نمود و پس از پرسش و پاسخ، هیات داوران کار تحقیقاتی خانم / آقای علی حسن بیگی را در سطح ۱۹/۱۷/۸۵ ارزشیابی نموده و برای نامبرده نمره ۱۰۰ را منظور نموده است.

گروه شده علم
رئیس
دانشکده

عنوان	فهرست	صفحه
:		۱۳
۱-۱- مقدمه		۱۴
۲-۱- لیزر الکترون آزاد		۱۵
۳-۱- ساختارهای لیزر الکترون آزاد		۲۷
:		۳۵
۱-۲- مقدمه		۳۶
۲-۲- معادلات حرکت و مسیرهای گروه تک الکترون		۴۰
۳-۲- معادله پاشندگی		۴۶
۱-۳-۲- چگالی جریان و سرعت‌های اختلالی		۴۶
۲-۳-۲- حل معادله موج و رابطه پاشندگی		۵۱
۴-۲- حل عددی معادله پاشندگی		۵۲
:		۵۷
۱-۳- مقدمه		۵۸
۲-۳- محاسبه خودمیدانها و تاثیر آن بر روی مسیرهای گروه		۵۹
۳-۳- پایداری مدارهای الکترونی		۶۵
۴-۳- بهره خطی در لیزر الکترون		۷۱
۵-۳- نتایج نمره ای محاسبه بهره		۷۵
:		۸۱
۱-۴- مقدمه		۸۲
۲-۴- مسیرهای ذرات منفرد		۸۳
۳-۴- پایداری مدارهای الکترونی		۸۶
۴-۴- بهره خطی و تولید هماهنگ‌های بالاتر		۸۸
۴-۴- نتایج نمره ای محاسبه بهره		۹۴

فهرست مطالب

۸ -----

۱۰۶

:

۱۰۷ ۱-۵- مقدمه

۱۰۹ ۲-۵- مسیرهای الکترون منفرد

۱۱۳ ۳-۵- معادله‌ی پاشندگی

۱۲۲ ۴-۵- بهره‌ی کانال یونی متناوب

۱۲۸

:

۱۲۹ ۱-۶- نتیجه‌گیری

۱۳۲

- شکل ۱-۲: نمای کلی از برهمکنش باریکه‌ی الکترونی در لیزر الکترون آزاد..... ۱۸
- شکل ۱-۳: خوشه‌ی ای شدن الکترون‌ها در لیزر الکترون آزاد، از دید ناظری که با سرعت فاز موج گرانو حرکت می‌کند..... ۲۲
- شکل ۱-۴: خوشه‌ی ای شدن الکترون‌ها در لیزر الکترون آزاد از دید ناظر آزمایشگاه..... ۲۴
- شکل ۱-۵: برهمکنش الکترون‌های در حال نوسان با موج الکترومغناطیس عرضی. خط اول: ساختار مکانی مسیر الکترون در داخل ویگلر را نشان می‌دهد. خطوط پایین تر: شکل میدان الکتریکی عرضی در نقاطی که سرعت عرضی الکترون بیشینه است. آخرین خط: جهت قطبش میدان مغناطیسی در داخل ویگلر را نشان می‌دهد..... ۲۶
- شکل ۱-۷: طرح کلی از ساختار یک تقویت کننده..... ۲۸
- جدول (۱-۱): لیزرهای الکترون آزاد موجود در جهان..... ۳۱
- شکل ۲-۱: نمایی از نحوه‌ی تولید کانال یونی به وسیله‌ی باریکه الکترونی..... ۳۷
- شکل ۲-۲: مسیرهای گروه برای لیزر الکترون آزاد با ویگلر الکترومغناطیس و کانال یونی راهنما. قسمت خط چین مربوط به بخش ناپایدار مسیر می باشد..... ۴۵
- شکل ۲-۳: نمودار سرعت فاز نرمال شده‌ی ویگلر موج الکترومغناطیسی برحسب فرکانس کانال یونی برای گروه اول $\beta_p > 1$ و گروه دوم $\beta_p < 1$ ۴۶
- شکل ۲-۴ الف: نمودار نرخ رشد، $\text{Im}(k/k_w)$ ، برای گروه اول برای $0 < \omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} < 1$ ۵۳
- شکل ۲-۴ ب: نمودار نرخ رشد، $\text{Im}(k/k_w)$ ، برای گروه اول برای $1 < \omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} < 1.83$ ۵۴
- شکل ۲-۵ الف: نمودار نرخ رشد، $\text{Im}(k/k_w)$ ، برای گروه دوم برای $0.89 < \omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} < 1.83$ ۵۵
- شکل ۲-۵ ب: نمودار نرخ رشد، $\text{Im}(k/k_w)$ ، برای گروه دوم برای $1.83 < \omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} < 3$ ۵۶
- شکل ۳-۱: مسیرهای گروه برای لیزر الکترون آزاد با ویگلر الکترومغناطیس و کانال یونی راهنما در حضور خودمیدانهای الکتریکی و مغناطیسی. قسمت خط چین مربوط به بخش ناپایدار مسیر می باشد..... ۶۸
- شکل ۳-۲: نمودار سرعت فاز، $\beta_p = \frac{\omega_w}{ck_w}$ ، ویگلر الکترومغناطیس برحسب فرکانس کانال یونی راهنما، $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ ، در حضور خودمیدانها..... ۶۹

- شکل ۳-۳: نمودار هر دو جواب بدست آمده از معادله‌ی (۳۵) برای ω^2 برحسب فرکانس کانال یونی ، $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ ، برای قسمت نسبیتهی مسیرهای گروه I,II..... ۷۰
- شکل ۳-۴: نمودار هر دو جواب بدست آمده از معادله‌ی (۳۵) برای ω^2 برحسب فرکانس کانال یونی، $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ ، برای قسمت اول مسیرهای گروه I,II ، قسمت خط چین در نمودار (۳-۱)..... ۷۰
- شکل ۳-۵: نمودار تغییرات پارامتر بی بعد Γ ، بدست آمده از معادله (۲۱) ، بر حسب فرکانس کانال یونی ، $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ ، برای مسیرهای گروه ۱ و ۲..... ۷۶
- شکل ۳-۶: نمودار تغییرات بهره نسبی ، $\bar{\Gamma}_{\max} = \frac{\Gamma_{\max}}{\Gamma_{0\max}}$ ، بر حسب فرکانس کانال یونی ، $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ ، برای مسیرهای گروه ۱ و ۲..... ۷۷
- شکل ۳-۷: نمودار تغییرات B_i بر حسب فرکانس کانال یونی به ازای سه مقدار فرکانس باریکه الکترونی برای الف- مسیرهای گروه ۱ (شکل بالایی) و ب- مسیرهای گروه ۲ (شکل پایینی)..... ۷۹
- شکل ۳-۸: تغییرات Δ (یعنی نسبت بهره در لیزر الکترون آزاد با ویگلر الکترومغناطیسی و کانال یونی راهنما به بهره در لیزر الکترون آزاد با ویگلر الکترومغناطیسی و میدان مغناطیسی راهنما) بر حسب فرکانس بتاترونی نرمال شده..... ۸۰
- شکل ۳-۹: تغییرات α (نسبت طول موج تابشی لیزر الکترون آزاد در حضور میدان مغناطیسی به طول موج تابشی لیزر الکترون آزاد در حضور کانال یونی) بر حسب فرکانس بتاترونی نرمال شده..... ۸۰
- شکل ۴-۱: مسیرهای گروه برای لیزر الکترون آزاد با ویگلر الکترومغناطیسی قطبش شده‌ی خطی و کانال یونی. قسمت خط چین مربوط به بخش ناپایدار مسیر می باشد..... ۹۵
- شکل ۴-۲: نمودار $\omega^2 / c^2 k_w^2$ بر حسب فرکانس کانال یونی راهنما، $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ ، برای شاخه های دوم و سوم مسیر گروه..... ۹۶
- شکل ۴-۳: نمودار سرعت فاز ویگلر ، $\beta_p = \frac{\omega_w}{ck_w}$ ، بر حسب فرکانس کانال یونی راهنما ، $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ ، برای شاخه های اول، دوم و سوم مسیر گروه..... ۹۷
- شکل ۴-۴: نمودار سرعت فاز ویگلر ، $\beta_p = \frac{\omega_w}{ck_w}$ ، بر حسب فرکانس کانال یونی راهنما ، $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ ، برای شاخه های چهارم و پنجم مسیر گروه..... ۹۷
- شکل ۴-۵: نمودار تغییرات $\Delta_w = \frac{\Gamma_{\max w} mc^2 \beta_{0z}^3 \gamma_0^2}{0.135 \pi m_b e^2 L^3 k_w^2}$ بر حسب فرکانس کانال یونی ، $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ ، برای قسمت نسبیتهی رژیم I..... ۹۹

شکل ۴-۶: نمودار تغییرات $\Delta_w = \frac{\Gamma_{\max w} mc^2 \beta_{0z}^3 \gamma_0^2}{0.135 \pi m_b e^2 L^3 k_w^2}$ بر حسب فرکانس کانال یونی،

۱۰۰ $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ برای قسمت نسبتی رژیم II

شکل ۴-۷: نمودار تغییرات $\Delta_i = \frac{\Gamma_{\max i} mc^2 \beta_{0z}^3 \gamma_0^2}{0.135 \pi m_b e^2 L^3 k_w^2}$ بر حسب فرکانس کانال یونی،

۱۰۱ $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ برای قسمت نسبتی رژیم I

شکل ۴-۸: نمودار تغییرات $\Delta_i = \frac{\Gamma_{\max i} mc^2 \beta_{0z}^3 \gamma_0^2}{0.135 \pi m_b e^2 L^3 k_w^2}$ بر حسب فرکانس کانال یونی،

۱۰۲ $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2}$ برای قسمت نسبتی رژیم II

شکل ۴-۹: نمودار تغییرات بهره‌ی ویگلری، $\Delta_w = \frac{\Gamma_{\max w} mc^2 \beta_{0z}^3 \gamma_0^2}{0.135 \pi m_b e^2 L^3 k_w^2}$ و بتاترونی،

و $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} = 0.5$ به ازای Ω_w / ck_w بر حسب $\Delta_i = \frac{\Gamma_{\max i} mc^2 \beta_{0z}^3 \gamma_0^2}{0.135 \pi m_b e^2 L^3 k_w^2}$

۱۰۴ $f = 1,3,5$

شکل ۵-۱: مسیرهای گروه برای لیزر الکترون آزاد با ویگلر پیچشی

بر حسب $\omega_i^2 = 2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2$ برای دو حالت کانال یونی یکنواخت (نمودار خط چین)، و

۱۱۲ کانال یونی متناوب (نمودار توپر).

شکل ۵-۲: نمودار نرخ رشد، $\text{Im}(k/k_w)$ ، بر حسب فرکانس تابشی، ω/ck_w ، بازای

۱۱۸ فرکانس‌های $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} = 0.2, 0.5, 0.6, 0.8$ برای مسیر گروه اول.

شکل ۵-۳: نمودار نرخ رشد، $\text{Im}(k/k_w)$ ، بر حسب فرکانس تابشی، ω/ck_w ، بازای

۱۱۹ فرکانس‌های $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} = 1.1, 1.2, 1.4, 1.5$ برای مسیر گروه دوم.

شکل ۵-۴: نمودار نرخ رشد گروه اول $\text{Im}(k/k_w)$ بر حسب فرکانس تابشی ω/ck_w بازای

۱۲۰ فرکانس‌های $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} = 0.72, 0.7, 0.65, 0.6$ و $\lambda_i = L/7$.

شکل ۵-۵: نمودار نرخ رشد گروه اول $\text{Im}(k/k_w)$ بر حسب فرکانس تابشی ω/ck_w بازای

۱۲۰ فرکانس‌های $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} = 0.9, 1, 1.1, 1.2, 1.3$ و $\lambda_i = L/7$.

شکل ۵-۶: نمودار نرخ رشد گروه اول $\text{Im}(k/k_w)$ بر حسب فرکانس تابشی ω/ck_w برای

مسیرهای گروه دوم در دو حالت کانال یونی متناوب (توپر) و کانال یونی یکنواخت (خط چین) به

۱۲۱ ازای فرکانس‌های $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} = 0.7, 0.65$

شکل ۵-۷: نمودار نرخ رشد گروه اول $\text{Im}(k/k_w)$ بر حسب فرکانس تابشی ω/ck_w برای

مسیرهای گروه دوم در دو حالت کانال یونی متناوب (توپر) و کانال یونی یکنواخت (خط چین) به

۱۲۱ ازای فرکانس‌های $\omega_i = (2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2)^{1/2} = 1.1, 1.2$

شکل ۵-۸: نمودار سرعت محوری الکترون $\beta_{\parallel} = \frac{v_z}{c}$ بر حسب فرکانس کانال یونی

۱۲۵ $L = 7\lambda_i$ ، $\Omega_w = \frac{eB_w}{\gamma m_e c^2 k_w} = 0.008$ ، $\gamma = 25$ به ازای $\omega_i^2 = 2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2$

شکل ۵-۹: نمودار نسبت بهره‌ی کانال یونی متناوب به بهره‌ی سیستم در غیاب کانال یونی،

۱۲۶ $\omega_i^2 = 2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2$ از $\Gamma = \frac{G_n}{G_0}$ به صورت تابعی

شکل ۵-۱۰: نمودار نسبت بهره‌ی کانال یونی متناوب به بهره‌ی سیستم در حضور کانال یونی

۱۲۷ $\omega_i^2 = 2\pi e^2 n_i / \gamma m_e c^2 k_w^2$ از $\Delta = \frac{G_n}{G_u}$ به صورت تابعی

مقدمه ای بر لنیر الکترون آزاد

۱-۱- مقدمه

توسعه ی چشمه های تابش همدوس، از اوایل سالهای ۱۹۰۰ میلادی از موضوعات مورد علاقه ی پژوهشگران بوده است. در سال ۱۹۲۰، مگنترون^۱ به وسیله ی «هال»^۲ برای تولید میکروویوها ساخته شد [۱]. در مگنترونها و وسایل مشابهی همچون کلیسترون^۳ و موج عبوری^۴، از برهمکنش یک باریکه ی غیرنسبیتی با میدانهای الکتریکی و مغناطیسی برای تولید تابش میکروویو در طول موجهای در حدود سانتی متر $\lambda > 1\text{cm}$ ، استفاده می کنند. اما در طول موجهای کوتاهتر ($2\text{mm} < \lambda < 1\text{cm}$) از جایروترن^۵ ها و باریکه ی نسبتا نسبیتی استفاده می شود. چشمه های مرسوم بازده نسبتا خوبی در تولید تابش همدوس با توان بالا در طول موجهای میلیمتر و سانتی متر دارند، در صورتی که، برای تولید تابش در طول موجهای کوتاهتر به میدانهای مغناطیسی فوق العاده قوی نیاز دارند. با توجه به اینکه محدودیت هایی در ابعاد دستگاه ها وجود دارد^۶، تولید میدان های فوق العاده قوی نیز مشکلات فراوانی دارد.

با ساخت لیزر معمولی، طیف تابش همدوس به محدوده ی ماورابنفش نیز رسید. اما لیزرهای نواقصی داشتند، اول اینکه بازده این لیزرها برای تولید توانهای بالا، فقط در حدود چند درصد بود؛

^۱ Magnetron

^۲ Hull

^۳ Klystron

^۴ Traveling-wave tube

^۵ Gyrotron

^۶ مسایلی همچون اتلاف گرما و vacuum-breakdown [۲] در ساختار های کوچک وجود دارد

دوم اینکه این لیزرها در طول موجهایی کار می‌کنند که خاص گذارهای انرژی محیط فعال آنهاست. بنابراین بدون یک محیط فعال مناسب، با خواص فرکانسی مطلوب، لیزری برای تابش چنین طول موجی وجود ندارد. با توجه به اینکه این لیزرها نیاز به محیط فیزیکی دارند، توان آنها به علت صدمه دیدن محیط مربوطه کم است. لیزرهای متعارف در ناحیه ی فرسرخ (طول موجهای $30\mu m - 1mm$) یا پرتو ایکس (طول موجهای کمتر از $10nm$) به راحتی قابل دسترس نیستند، بنابراین یک چشمه تابش جدیدی که در این دو ناحیه از طیف الکترومغناطیس کار کند، بسیار مورد توجه دانشمندان بوده است. استفاده از لیزر الکترون آزاد برای تولید طول موجهای میلیمتر تا فرسرخ و حتی کوتاهتر از آن، پرتوهای ایکس، با قابلیت تنظیم پذیری در محدوده وسیعی از طول موجها، ایده ی بسیار مناسبی بود که به توضیح آن خواهیم پرداخت.

۱-۲- لیزر الکترون آزاد

لیزر الکترون آزاد، FEL^۱، یک چشمه ی گسترده و قابل تنظیم تابش همدوس است که در آن تابش همدوس به وسیله ی گسیل القایی الکترونهای یک باریکه ی نسبیتی تولید می‌شود. صفت "آزاد" در "الکترون آزاد" فقط به این معناست که الکترونها در قید هسته ی اتم نیستند. برخلاف لیزرهای گازی و حالت جامد که در آن تابشهایی با یک طول موج مشخص وجود دارد، در لیزر الکترون آزاد به موجب آزادی الکترونها می توان از پرتوهای الکترونی با انرژیهای مختلف استفاده کرد و باند وسیعی از طول موجهای تابشی (از ماورا بنفش تا ایکس) را بدست آورد.

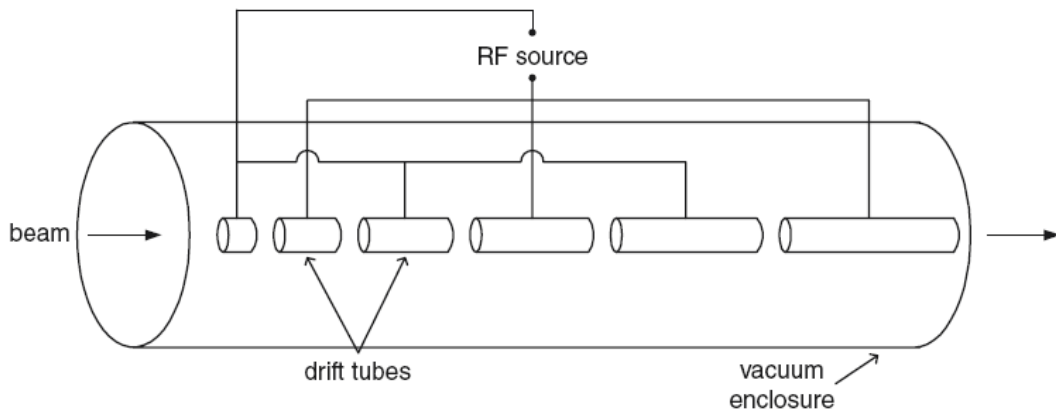
^۱ FEL حرف اول کلمات Free Electron Laser است

در سال ۱۹۵۱، هانس ماتز^۱ برای اولین بار طیف تابشی حاصل از عبور باریکه‌ی الکترونی از یک میدان الکترومغناطیسی متناوب را در دانشگاه استنفورد محاسبه کرد [۳]. اصول لیزر الکترون آزاد توسط جان مدی^۲ در سال ۱۹۷۱ پیشنهاد گردید [۴] و برای اولین بار لیزر الکترون آزاد، که در طول موج $12\mu m$ کار می‌کرد، به وسیله‌ی مدی و همکارانش در دانشگاه استنفورد در سال ۱۹۷۶ ساخته شد [۵-۶]. از آن زمان تاکنون پیشرفتهای شگرفی با تکنیک FEL ایجاد شده است و در حال حاضر لیزر الکترون آزاد در میان چشمه‌های تابش همدوس جایگاه مناسبی پیدا کرده است.

همانند لیزرهای معمولی FEL از سه قسمت تشکیل شده است: باریکه‌ی الکترونی به عنوان محیط فعال و پمپاژ انرژی؛ یک نوع میدان خارجی برای برانگیختن این محیط؛ و میدان تابشی که تولید یا تقویت می‌شود. باریکه‌ی الکترونی نسبتی، که لازمه‌ی تولید طول موجهای کوتاهتر است به وسیله‌ی یک شتابدهنده به وجود می‌آید. در شکل (۱-۱) اساس کار یک شتابدهنده‌ی خطی نشان داده شده است. باریکه‌ی الکترونی از داخل یک سری الکترودهای توخالی لوله‌ای شکل، که به طور یک در میان به قطب‌های مخالف یک منبع ولتاژ RF وصل شده‌اند، عبور می‌کند. این ذرات با عبور از داخل شکاف بین الکترودها شتاب می‌گیرند. در واقع این ذرات در مدت زمان نصف دوره‌ی تناوب ولتاژ RF در فضای آزاد داخل الکترودها سوق پیدا می‌کنند و در طول همین مدت قطبش ولتاژ عوض می‌شود. بنابراین ذره با گذشتن از داخل شکاف بین الکترودها، شتاب می‌گیرد. یک شتابدهنده الکترونی می‌تواند باریکه‌ی الکترونی نسبتی با انرژی Mev تا Gev ، و جریانی در حدود چند صد میلی آمپر تا چند ده کیلوآمپر تولید نماید.

¹ Hans Motze

² John Maday



شکل ۱-۱: اساس کار شتاب دهنده ی خطی

برهمکنش بین الکترون‌ها و فوتون‌ها در FEL، به وسیله‌ی ویگلر^۱ صورت می‌گیرد. ویگلرهای مغناطیسی از تعدادی آهن‌ربا با قطب‌های متناوب ساخته شده‌اند. در این آهن‌رباها میدان مغناطیسی هر چند سانتی متر یک بار معکوس می‌شود. طول ویگلر و دامنه‌ی میدان مغناطیسی این وسایل به ترتیب در حد چند متر، مطابق با ۱۰۰ دوره‌ی تناوب، و چند کیلو گاوس است. ویگلرها اصولاً محدود به انواع مغناطیسی نیستند و می‌توانند الکتریکی یا الکترومغناطیسی باشند [۷]. در اینجا ذکر این نکته لازم است که از ویگلر و آندولاتور^۲ برای انحراف باریکه الکترونی استفاده می‌کنند. در حقیقت معیار نامیدن این دو دستگاه به هر یک از این دو نام، به میزان انحرافی است که به الکترون در حال عبور می‌دهند. پارامتر انحراف، K ، در این دستگاهها، که متناسب با حاصلضرب بیشینه میدان مغناطیسی در طول موج است، با رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود [۸].

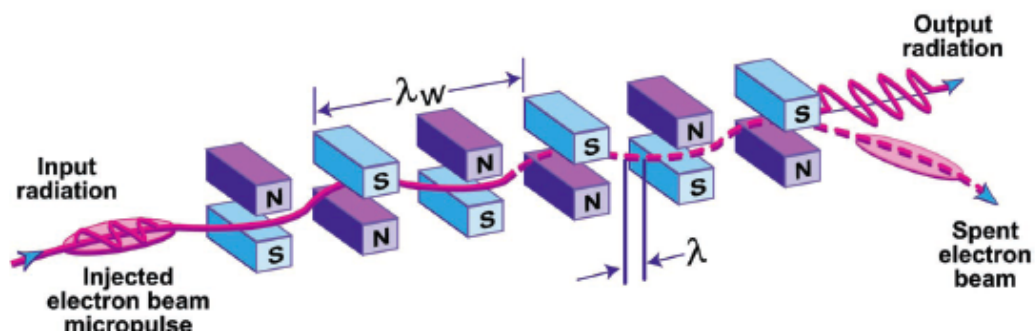
$$K = \frac{eB_w \lambda_w}{2\pi mc^2} \quad (1)$$

از طرفی دامنه‌ی نوسانات سرعت عمودی متناسب با K است. اگر میزان انحراف به حدی باشد که تابش حاصل در هر بار نوسان الکترون به صورت یک پالس جداگانه تولید شود؛ نوسان ساز مربوطه ویگلر نامیده می‌شود. ولی اگر تابش‌های مربوط به نوسانهای متوالی به صورت یک پالس

¹ wiggler
² Undulator

واحد مشاهده گردد، نوسان ساز مربوطه آندولاتور نامیده می شود. در مورد ویگلر ها دامنه ی میدان مغناطیسی، B_w ، و طول موج، λ_w ، بزرگ می باشند. بطور مثال در یک آندولاتور $\lambda_w = 125 - 200mm$ ، اما در یک ویگلر معمولی، $\lambda_w = 50mm$ ، $B_w = 0.5T$ ، و $K = 2.5$ است. هر چه K بزرگتر باشد، اختلاف چشمگیری در طیف تابشی تولید شده در این دستگاهها دیده می شود.

شکل زیر یک نمای کلی از برهمکنش باریکه ی الکترونی و ویگلر تخت^۱ را در لیزر الکترون را نشان میدهد. همانطوری که در این شکل نشان داده شده است، هنگامی که باریکه الکترونی در داخل میدان مغناطیسی ویگلر حرکت می کند این میدان باعث حرکت نوسانی و منحنی



شکل ۱-۲: نمای کلی از برهمکنش باریکه ی الکترونی در لیزر الکترون آزاد

الکترون ها می گردد و به آنها شتاب می دهد. از دید ناظری که با سرعت میانگین الکترون ها در داخل ویگلر حرکت می کند، الکترون ها بر روی خط مستقیمی عمود بر محور ویگلر نوسان می کنند. این وضعیت مشابه جریان الکتریکی است که در آنتن ها به سمت بالا و پایین جاری می شود و شبیه آنتن ها، تابش الکترون ها در فرکانسی است که با آن نوسان می کنند. در واقع الکترون ها مقداری از انرژی خود را به موج الکترومغناطیسی می دهند و این موج قبل از خارج شدن از لیزر تقویت می شود.

¹ Planar Wiggler

فرکانس تابش خودبخودی الکترون را می توان به راحتی محاسبه نمود. در دستگاه مختصاتی که با سرعت میانگین مولفه ی z باریکه الکترونی، v_{0z} ، حرکت می کند، ویگلر با سرعت v_{0z} به سمت الکترون در حال حرکت است. بنابراین در این دستگاه مختصات، طول موج ویگلر λ_w / γ_{0z} است، که $\gamma_{0z} = (1 - v_{0z}^2 / c^2)^{-1/2}$ فاکتور نسبیتی مربوط به سرعت v_{0z} است. بنابراین میدان مغناطیسی ویگلر از دید این ناظر تبدیل به یک موج الکترومغناطیس، با طول موج λ_w / γ_{0z} می شود. الکترون ها به علت میدان الکتریکی این موج الکترومغناطیس نوسان می کنند و تابشی با فرکانس λ_w / γ_{0z} ، همان فرکانس میدان الکتریکی، گسیل می کنند. این طول موج تابشی در دستگاه مختصات آزمایشگاه بنابر خاصیت دوپلری^۱ تغییر می کند. بنابراین طول موج تابشی گسیل شده توسط الکترون ها از دید ناظر آزمایشگاه از رابطه ی زیر بدست می آید.

$$\lambda = \frac{\lambda_w}{\gamma_{0z}^2(1 + \beta_{0z})} \cong \frac{\lambda_w}{2\gamma_{0z}^2} \quad (2)$$

به عنوان مثال اگر انرژی الکترون 500 MeV باشد طول موج تابشی حتی از یک میلیونیم طول موج ویگلر هم کوتاهتر است. با توجه به اینکه در یک سیستم شامل الکترون های شتابدار تابش های خودبخودی از هر الکترون مستقل از الکترون های مجاور انجام می پذیرد، انرژی کل تولید شده توسط N الکترون N برابر انرژی تابشی یک الکترون است. در حالی که توان تابشی در FEL تقریباً N^2 برابر توان تابشی یک الکترون است. این موضوع به خاصیت جمع شدگی^۲ الکترون ها در لیزر الکترون آزاد مربوط می شود. در این حالت الکترون ها با دسته بندی تناوبی به صورت همفاز و هماهنگ عمل می کنند و گسیل القایی، در لیزر الکترون آزاد، به وجود می آید. در تابش خودبخودی، حرکت الکترون در داخل

^۱ مطابق اثر دوپلر اگر λ' طول موج چشمه ی موج در دستگاه مختصات متحرک باشد این طول موج از دید ناظر ساکن از رابطه ی

$$\lambda = \frac{\lambda'}{\gamma(1 + v/c)}$$

محاسبه می شود.

^۲ Bunching

فصل اول: مقدمه ای بر لیزر الکترون آزاد

ویگلر بدون حضور میدان های موج الکترومگنتیک در نظر گرفته می شود. باریکه ای الکترونی و موج الکترومغناطیس باید در راستای یکسان حرکت کنند تا طول ناحیه ای برهمکنش بیشینه شود. گسیل القایی را با استفاده از برهمکنش کلاسیکی موج-ذره بهتر می توان متوجه شد. کار انجام شده بر روی الکترون به وسیله ی موج الکترومغناطیس از رابطه ی زیر بدست می آید.

$$W = -\int e\vec{v}\cdot\vec{E}dt \quad (3)$$

که W کار، \vec{E} میدان الکتریکی، e, \vec{v} به ترتیب بار و سرعت الکترون می باشند و انتگرال در مدت زمان برهمکنش گرفته می شود. همانطوری که از این معادله مشخص است، برای انتقال انرژی بین الکترون و موج شرایط زیر باید برقرار باشد: اولاً باید مولفه ای از سرعت الکترون با میدان الکتریکی موج هم راستا باشد (در غیر اینصورت ضرب نقطه ای صفر می شود)؛ ثانیاً سرعت الکترون و میدان الکتریکی در اکثر مدت زمان برهمکنش باید هم علامت باشند. واضح است برای الکترونی که با سرعت ثابت حرکت می کند تبادل انرژی الکترون با یک موج تخت، که در همان جهت حرکت می کند، به دو دلیل وجود ندارد. یکی بخاطر عمود بودن موج تخت بر سرعت الکترون و دیگری به خاطر اینکه سرعت الکترون کمتر از سرعت نور است.

فرض کنید یک موج الکترومغناطیس با فرکانس ω و عدد موج k ، در راستای محور طولی میدان ویگلر در حال انتشار باشد. در اثر ترکیب این موج با میدان مگنتواستاتیک ویگلر (با فرکانس $\omega_w = 0$ و عدد موج k_w) یک موج زنش¹، با فرکانس $\omega + \omega_w = \omega$ و عدد موج $k + k_w$ پدید می آید که با سرعت فاز $v_{ph} = \omega / (k + k_w)$ در حال انتشار است. این موج به موج گرانیو² مشهور است. با توجه به اینکه سرعت فاز این موج کوچکتر از سرعت نور است، می توان پرتویی از الکترون ها را با آن همراه کرد. فرض کنید باریکه ای از الکترون ها

¹ Beat wave

² Ponderomotive wave

با سرعت v_b همراه این موج گرانو در حال انتشار باشد. از دید چارچوبی که با سرعت فاز موج گرانو، v_{ph} ، حرکت می کند، مولفه طولی میدان الکتریکی این موج با دوره تناوب $2\pi/(k+k_w)$ نوسان می کند. و الکترون ها نیز با سرعت $v'_b = (v_b - v_{ph})/(1 - v_{ph}v_b/c^2) > 0$ حرکت می کنند. در شکل (۳-۱)، برهمکنش بین الکترون ها و موج گرانو را در این چارچوب نشان داده ایم. در این شکل الکترون ها (به صورت نقطه) و مولفه ی طولی میدان الکتریکی نشان داده شده است. در ابتدا الکترون ها به صورت یکنواخت توزیع شده اند، شکل (۳-۱ الف)، میدان الکتریکی بر نقاط (A, B, C) و (EFG) به ترتیب نیرویی به سمت جلو و عقب وارد می کند. شکل (۳-۱ ب) نشان میدهد که اگر سرعت الکترون ها کمی بزرگتر از سرعت فاز موج باشد الکترون ها حول نقطه ی H، به خاطر نیرویی که میدان الکتریکی محوری به آنها وارد میکند، جمع می شوند. نقطه ی H در یک میدان کند کننده حرکت می کنند و الکترون های جمع شده نیز با آن حرکت می کنند. در این حالت تعداد الکترون های جمع شده در میدان کند کننده بیشتر از تعداد الکترون های جمع شده در میدان شتاب دهنده است. بنابراین انرژی خالصی از الکترون ها به موج منتقل می شود و همانطوری که در شکل (۳-۱ ب) نشان داده شده است، موج تقویت می شود. شکل (۳-۱ ج) شرایط به وجود آمده در انتهای لیزر را نشان میدهد که در آن چگالی الکترون های جمع شده بیشتر شده، موج بخاطر گرفتن انرژی از این الکترون ها به طور چشمگیری تقویت شده است. اگر سرعت الکترون ها دقیقاً برابر سرعت موج باشد، انرژی خالصی به موج منتقل نمی شود و پس از خوشه ای شدن الکترون ها، انتظار هیچ پدیده ای نمی رود. الکترون ها در حالی که در داخل چاه های پتانسیل موج به دام افتاده اند به حرکت خود ادامه خواهند داد. چنانچه سرعت الکترون ها کمتر از سرعت موج باشد، موج برای سبقت گرفتن از آنها مجبور خواهد بود نیرویی به الکترون ها وارد کند؛ در اثر اعمال این نیرو الکترون ها شتاب گرفته و در مقابل موج تضعیف می شوند. این همان پدیده مشهور میرایی لاندائو است که اساس کار