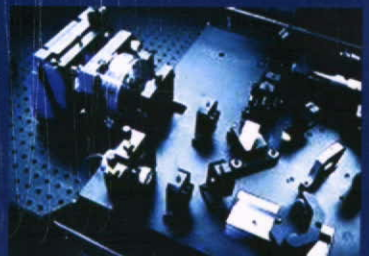
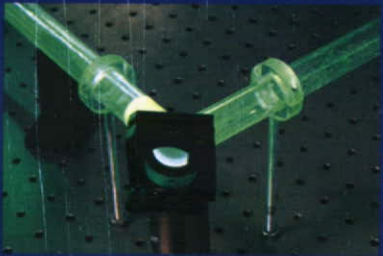


مهندسی لیزر

مهندسی لیزر
مهندسی لیزر

مهندسی لیزر

تالیف: مهندس سید محسن مظلوم



شرکت صنایع اپتیک اصفهان
پژوهشکده اپتیک اصفهان

مهندسی لیزر

LASER ENGINEERING

Eng. Mohsen Mazloom

۴۴۵۱۷۱

ناشر: انتشارات سارا ۵-۸۵۵۵۶۲۲ →

نمایه ساز: انتشارات سارا ۳-۸۵۵۵۰۰۱

نوبت چاپ: اول، بهار ۱۳۸۴

تیراژ: ۳۰۰۰ جلد

تعداد صفحات: ۲۱۶

قیمت: ۳۵۰۰۰ ریال

نویسنده: مهندس سید محسن مظلوم

تحت نظر شرکت صنایع اپتیک اصفهان

ویراستار: سید حمید رضا صفوی پور

طراح جلد: انتشارات سارا

همه حقوق برای شرکت صنایع اپتیک اصفهان محفوظ است.

شابک: ۹۶۴-۷۹۹۸-۲۲-۸

شرکت صنایع اپتیک اصفهان

اصفهان: خیابان کاوه، نبش جابر انصاری، شرکت صنایع اپتیک اصفهان

صندوق پستی ۳۱۳-۸۱۴۶۵ تلفکس ۰۲۱(۰۳۱۱)۴۵۱۸۰۹۵ دورنگار ۴۵۱۱۷۴۱(۰۳۱۱)

تهران، میدان نوین، خیابان شهید لنگری، ستاد صایران، شرکت صنایع اپتیک اصفهان

تلفکس: ۰۲۱(۲۲۸۷۲۸۲-۲)

Website: <http://www.ioicivil.ir>

info@ioicivil.ir

مظلوم، سید محسن، ۱۳۴۵.

مهندسی لیزر/نویسنده سید محسن مظلوم؛ تحت نظر پژوهشکده اپتیک اصفهان--

تهران: سارا، ۱۳۸۴.

۳۷۱ ص. مصور، جدول، نمودار.

قیمت: ۳۵۰۰۰ ریال

ISBN 964 - - 7998 - 22 - 8:

فهرست نویسی بر اساس اطلاعات فیبا.

کتابنامه: ص. ۳۷۱.

۱. لیزر، الف. شرکت صنایع الکترونیک ایران. پژوهشکده اپتیک اصفهان. ب. عنوان.

۶۲۱/۳۶۶

TA1۹۷۵/۴۶۶

مقدمه:

از سال ۱۹۶۰ که اولین لیزر متولد شد و دریچه‌ای را به طرف یکی از هیجان‌انگیزترین و پر دامنه‌ترین پیشرفت‌های تکنولوژی قرن بیستم گشود، تاکنون حدود نیم قرن می‌گذرد و همواره در سمینارها و کلاس‌های درس نام علی جوان اولین مخترع لیزرهای گازی را با افتخار ذکر می‌کنیم ولی اگر بخواهیم منصفانه قضاوت کنیم آنچنان که شایسته کشور ما بوده و از ما انتظار می‌رفته در این مدت ۴۰ سال کار اساسی انجام نداده‌ایم و هنوز برای ساخت لیزرهای کم توان نیز استقلال نداریم، در عرصه تحقیقات هم هنوز لیزر جایگاهی پیدا نکرده، کارهای تکراری و پر هزینه‌ای انجام داده‌ایم ولی هیچکدام نیاز صنعتی، دفاعی و پزشکی ما را حل نکرده است.

در تمام زمینه‌های لیزر استادان، محققین و دانشجویان ما مسائل تئوری و ریاضی و شبیه‌سازی زیادی را حل کرده‌اند و مقالات متعددی در کنفرانس‌ها و مجلات بین‌المللی ارائه داده‌اند ولی متأسفانه حاصل کار و زحمت آنها در آزمایشگاه‌ها و صنایع کشورهای پیشرفته استفاده می‌شود.

در زمینه تحقیق مهمترین نکته شناخت نیاز و امکانات کشورمان است و در زمینه آموزش مهمترین نکته شناخت مخاطب می‌باشد یعنی از سطح علمی دانشجویان آگاهی داشته باشیم، بدانیم در هر رشته چه کتاب‌هایی تدریس می‌شود و امکانات سمعی و بصری دانشگاه‌های ما چگونه است.

تالیف این کتاب تلاشی است در آموزش لیزر و کاربردهای آن که به زبانی ساده و روان، آموزش لیزر را در ۱۴ فصل ارائه می‌دهد که ۷ فصل آن مبانی لیزر و ۷ فصل بعدی انواع لیزر و کاربردهای آن می‌باشد، تمام مطالب این کتاب در ۲ نیم سال متوالی قابل تدریس می‌باشد و جهت استفاده دانشجویان و فارغ التحصیلان فیزیک، مهندسی الکترواپتیک، مهندسی الکترونیک و مهندسی لیزر و ... می‌تواند مفید واقع شود.

مؤلف همواره منتظر و مشتاق راهنمایی‌های پیشکسوتان و صاحب‌نظران این رشته می‌باشد تا اشکالات و نواقص کتاب را در چاپ‌های بعدی رفع نماید.

در پایان از آقایان مهندس مرتضی الهی دوست مدیر عامل شرکت صنایع اپتیک اصفهان، مهندس سیدمحمد جواد دانشور رئیس پژوهشگاه اپتیک اصفهان و مهندس مجید رضازاده که برای انتشار این کتاب کمک و لطف زیادی در حق اینجانب نمودند سپاسگذارم، همچنین از آقای مهندس حمیدرضا صفوی پور که ویرایش علمی متن نهایی، و از آقای مهندس پورصالحی که زحمت ویرایش ادبی و رسم شکل‌ها و نمودارها را قبول فرمودند قدردانی می‌نمایم و برای تمامی این عزیزان آرزوی سلامت و سعادت دارم.

سید محسن مظلوم

فهرست مطالب

۱۵	مفاهیم اولیه	فصل ۱
۱۵	مقدمه	۱-۱
۱۵	گسیل خودبخود	۱-۱-۱
۱۶	جذب	۲-۱-۱
۱۶	گسیل القایی	۳-۱-۱
۱۸	خواص نور لیزر	۲-۱
۱۸	جهتمندی	۱-۲-۱
۱۹	تکفام بودن	۲-۲-۱
۱۹	درخشایی	۳-۲-۱
۲۰	همدوسی	۴-۲-۱
۲۵	مبانی لیزر	فصل ۲
۲۵	تابش جسم سیاه	۱-۲
۳۶	ضرایب انیشتین	۲-۲
۳۹	محیط تقویت	۳-۲
۴۲	فرایندهای دمش	۴-۲
۴۲	دمش اپتیکی	۱-۴-۲
۵۰	دمش الکتریکی	۲-۴-۲
۵۵	معادلات نرخ	فصل ۳
۵۵	اتم با دو تراز	۱-۳
۵۶	لیزر ۳ ترازه	۲-۳
۵۷	لیزر ۴ ترازه	۳-۳

۶۳	پهن شدگی	فصل ۴
۶۵	پهن شدگی ذاتی	۱-۴
۶۸	پهن شدگی برخوردی	۲-۴
۷۳	پهن شدگی دوپلری	۳-۴
۸۱	انتشار موج نوری در تشدیدگر	فصل ۵
۸۲	حل معادله هلمهولتز	۱-۵
۸۹	محاسبه حجم مود	۲-۵
۹۱	تشدیدگرهای نوری	۳-۵
۹۶	شرط تشدید در کاواک کروی-کروی	۴-۵
۹۸	تبهگنی فرکانسی در کاواک نوری	۵-۵
۹۸	پرتویابی در یک سیستم نوری	۶-۵
۱۰۵	کاربرد پرتویابی در تشدیدگرهای نوری	۷-۵
۱۰۹	قانون ABCD برای باریکه‌های گاوسی	۸-۵
۱۲۱	بعضی از تشدیدگرهای متداول لیزری	۹-۵
۱۳۱	تشدیدگرهای ناپایدار	۱۰-۵
۱۳۶	شدت اشباع	۱۱-۵
۱۳۷	نوسان لیزری بالای حد آستانه	۱۲-۵
۱۳۹	اشباع بهره لیزری	۱۳-۵
۱۴۳	کلید زنی Q و قفل شدگی مود	فصل ۶
۱۴۳	طول عمر فوتون	۱-۶
۱۴۴	عامل کیفیت	۲-۶
۱۴۶	کنترل خروجی لیزر	۳-۶

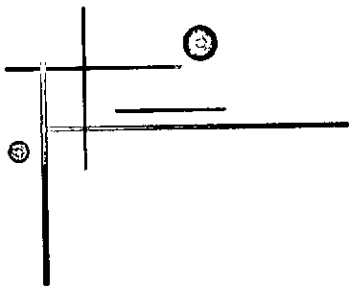
۱۴۶	پدیده الکترواپتیک	۱-۳-۶
۱۵۰	کلید زنی Q	۴-۶
۱۵۱	روشهای کلید زنی Q	۵-۶
۱۵۱	آینه چرخان	۱-۵-۶
۱۵۲	الکترواپتیکی	۲-۵-۶
۱۵۵	آکوستواپتیکی	۳-۵-۶
۱۵۷	جاذب اشباع پذیر	۴-۵-۶
۱۵۸	قفل شدگی مود	۶-۶
۱۶۲	روشهای قفل شدگی مود	
۱۶۷	دانش نور غیر خطی	فصل ۷
۱۶۸	تولید هماهنگ دوم	
۱۷۳	لیزرهای حالت جامد	فصل ۸
۱۷۳	لیزر یاقوت	۱-۸
۱۷۶	لیزر Nd:glass و Nd:YAG	۲-۸
۱۸۱	لیزر آلکساندرایت	۳-۸
۱۸۲	لیزر تیتانیم سافایر	۴-۸
۱۸۴	لیزر Er:YAG	۵-۸
۱۸۷	لیزرهای گازی	فصل ۹
۱۸۹	لیزر He-Ne	۱-۹
۱۹۳	لیزر یونی آرگون	۲-۹
۱۹۷	لیزر یونی کریبتون	۳-۹
۱۹۹	لیزر He-Cd	۴-۹

۲۰۴	لیزرهای گاز مولکولی	۵-۹
۲۰۴	لیزر CO_2 و انواع آن	۱-۵-۹
۲۱۵	لیزر مولکولی N_2	۲-۵-۹
۲۱۷	لیزرهای اگزایمر	۳-۵-۹

۲۲۳	لیزر بخار مس	فصل ۱۰
۲۲۳	لیزرهای بخار فلزی	۱-۱۰
۲۲۷	فرکانس تکرار پالس	۲-۱۰
۲۲۸	گاز بافر	۳-۱۰
۲۲۹	اثر هیدروژن روی ویژگی‌های عملکرد	۴-۱۰
۲۳۰	لیزر بخار مس	۵-۱۰
۲۳۲	مکانیزم تحریک لیزر بخار مس	۶-۱۰
۲۳۴	لیزرهای هالید مس	۷-۱۰
۲۳۵	پارامترهای عملکرد لیزرهای هالید مس دو پالسی	۸-۱۰
۲۳۷	لیزرهای هالید مس معمولی پالس پیوسته	۹-۱۰

۲۴۱	لیزرهای رزینهای	فصل ۱۱
۲۴۱	تئوری مربوط به لیزرهای رزینهای	۱-۱۱
۲۴۲	خواص فوتو فیزیکی رنگهای آلی	۲-۱۱
۲۴۴	خواص طیفی مواد آلی رنگین	۳-۱۱
۲۴۹	مشخصه‌های لیزرهای رزینهای	۴-۱۱
۲۵۰	تهیه محلول Dye	۵-۱۱
۲۵۲	بهینه کردن محلول Dye	۶-۱۱
۲۵۲	نکاتی چند در مورد استفاده از حلالها	۷-۱۱
۲۵۳	کاربرد Dye	۸-۱۱
۲۵۳	مشکلات دمش Dye ها	۹-۱۱

۲۵۵	انتخاب حلال	۱۰-۱۱
۲۵۷	دمش	۱۱-۱۱
۲۶۵	کاربرد لیزرهای رزینهای	۱۲-۱۱
۲۷۳	لیزرهای نیم رسانا	فصل ۱۲
۲۸۳	لیزر الکترون آزاد	فصل ۱۳
۲۹۱	لیزرهای شیمیایی	فصل ۱۴
۲۹۹	فهرست منابع	
۳۰۳	واژه نامه	
۳۰۷	نمایه	



فصل ۱

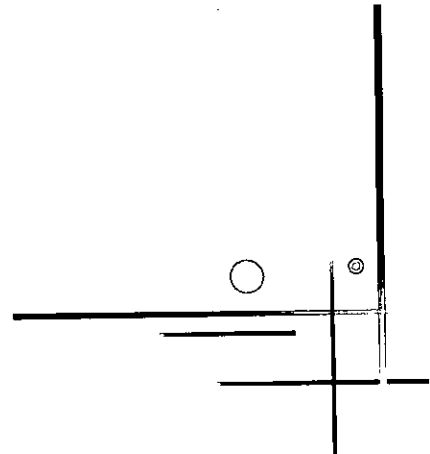
مفاهیم اولیه

۱-۱ مقدمه

- ۱-۱-۱ گسیل خود به خود
- ۲-۱-۱ جذب
- ۳-۱-۱ گسیل القایی

۲-۱ خواص نور لیزر

- ۱-۲-۱ جهتمندی
- ۲-۲-۱ تکفام بودن
- ۳-۲-۱ درخشایی
- ۴-۲-۱ همدوسی



مفاهیم اولیه

۱-۱) مقدمه

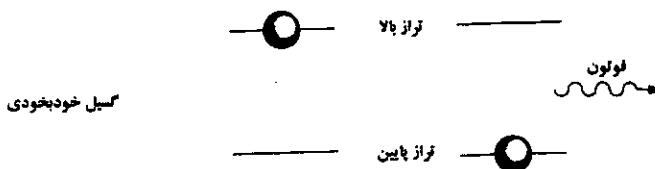
برای آنکه بتوانیم از ماهیت پرتو لیزر آگاه شویم، ابتدا به تشریح فرآیندهایی که در بر همکنش میان موج الکترومغناطیسی با اتم رخ می‌دهد می‌پردازیم. بطور کلی اصول لیزر بر این سه فرآیند استوار است.

۱) گسیل خودبخود ۲) جذب ۳) گسیل القایی

۱-۱-۱) گسیل خودبخود

می‌دانیم که الکترون‌ها در اتم به دور مداری که از نظر انرژی مشخص است در گردش‌اند. حال فرض کنیم که الکترونی به طریقی، مثلاً بوسیلهٔ تحریک الکتریکی به تراز بالاتر یعنی به تراز با انرژی زیادتر منتقل شده باشد، بدیهی است که این الکترون تمایل دارد به مدار پایین‌تر یعنی مداری با انرژی کمتر فروافتد. در این فروافت الکترون مقداری از انرژی خود را به صورت انرژی الکترومغناطیسی از دست می‌دهد، فرکانس نور گسیل شده از رابطهٔ زیر بدست می‌آید. این فرآیند را گسیل خودبخود گویند.

$$E_f - E_i = h\nu \quad \text{رابطه ۱-۱}$$



شکل ۱-۱) گسیل خودبخود

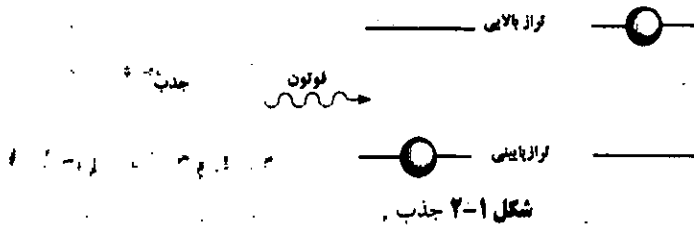
نوری که برای روشنایی منزل از آن استفاده می‌کنیم، یا نوری که از خورشید به ما می‌رسد و یا چراغ‌های نئون که برای تزئین سر در فروشگاه‌ها به چشم می‌خورد همگی حاصل تابش خودبخود است.

A را احتمال گسیل خودبخود گویند و تنها به نوع گذار بستگی دارد.

$$\left(\frac{dN_f}{dt} \right)_{sp} = -AN_f \quad \text{رابطه ۱-۲}$$

۱-۱-۲) جذب

جهت انتقال الکترون را در یک اتم از تراز پایین تر (انرژی کمتر) به تراز بالاتر انتقال دهیم باید مقداری معین انرژی صرف کنیم، این انرژی نیز با رابطه ۱-۱ تعیین می شود. یعنی از نظر مقدار درست برابر با همان انرژی است که الکترون در صورتی که از مدار بالاتر به مدار پایین تر سقوط می کرد، باید پس می داد. این فرآیند را جذب گویند.



$W_{۱۲}$ را احتمال جذب گویند و دارای بعد عکس زمان است.

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{abs} = -W_{۱۲} N_1 \quad \text{رابطه ۱-۳}$$

$W_{۱۲}$ بر خلاف A نه تنها به نوع گذار بلکه به شار فوتون های فرودی نیز بستگی دارد، یعنی:

$$W_{۱۲} = \sigma_{۱۲} F \quad \text{رابطه ۱-۴}$$

F شار فوتون های فرودی است (تعداد فوتون ها در سانتیمتر مربع بر ثانیه) و $\sigma_{۱۲}$ دارای بعد سطح است و سطح مقطع جذب نام دارد. $\sigma_{۱۲}$ به نوع گذار بستگی دارد.

۱-۱-۳) گسیل القایی

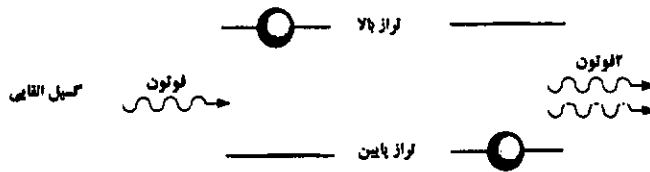
تا سال ۱۹۱۷ همواره فرض بر آن بود که تنها گسیل خودبخود و جذب است که می تواند ویژگی های مربوط به تشعشعی که مثلاً در گازی حاصل می شود را توضیح دهد. ولی انیشتین در بررسی های خود، در مورد تعادل گاز و همچنین برای تشریح روابط پلانک در مورد تابش جسم سیاه، کشف کرد که باید امکان دو نوع گسیل وجود داشته باشد. گسیل خودبخودی و گسیل القایی.

برای توضیح کیفی این فرآیند، فرض می کنیم که الکترون در ابتدا در تراز بالاتر قرار گرفته باشد، اگر فوتونی که باز هم انرژی آن با رابطه ۱-۱ تعیین می شود با این الکترون بر همکنش کند، این الکترون را به سقوط به تراز پایین تر مجبور خواهد کرد. در این سقوط اتم خود نیز فوتونی تابش می کند و فوتون القا کننده بدون آنکه تغییری در آن حاصل شده باشد به راهش

ادامه می‌دهد و فوتون دوم یعنی فوتون القا شونده که در اثر آزاد شدن انرژی الکترون بوجود آمده است در همان جهت فوتون اول روان می‌شود، یعنی در این مورد با دو فوتون هم فاز که همراه یکدیگر روان هستند مواجه هستیم، این فرایند را گسیل القایی می‌نامند. در چشمه‌های نورانی که در زندگی روزمره با آن مواجه هستیم قسمت عمده نور حاصل از گسیل خودبخود است و تنها قسمت کوچکی از آن در اثر گسیل القایی است. در لیزر، نور تنها از طریق گسیل القایی ایجاد می‌شود و واژه لیزر نیز بخاطر این فرایند انتخاب شده است:

Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (تقویت نور بوسیله تابش گسیل القایی)

در گسیل خودبخود فوتون‌ها در جهت‌های مختلف منتشر می‌شوند و هر فوتون با فوتون دیگر اختلاف فاز زمانی متفاوت دارد، در حالیکه وقتی نور ناشی از گسیل القایی باشد همه فوتون‌ها همزمان و در یک جهت منتشر می‌شوند.



شکل ۱-۳ گسیل القایی

آهنگ گذار از تراز ۲ به ۱ در نتیجه گسیل القایی است و W_{12} را احتمال گذار القایی می‌نامند.

$$\text{رابطه ۱-۵} \quad \left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{st} = -W_{12}N_2 \quad \text{و} \quad W_{21} = \sigma_{21}F$$

F شار فوتون موج فرودی است و σ_{12} سطح مقطع گسیل القایی است و تنها به گذار مورد نظر بستگی دارد.

انیشتین نشان داد که $\sigma_{21} = \sigma_{12}$ یعنی احتمال گسیل القایی و جذب برابر است. پس از این به بعد می‌نویسیم $\sigma_{21} = \sigma_{12} = \sigma$ و از σ به عنوان سطح مقطع گذار یاد خواهد شد. پس از اینکه انیشتین گسیل القایی را ارائه داد، اولین کسی که به فکر افتاد و وسیله‌ای را بر اساس این اصل ساخت چارلز تاونز بود. (سال ۱۹۵۱)

در مدت زمان جنگ جهانی دوم تلاش های فراوانی در گسترش طول موج مورد استفاده در رادار بطرف ناحیه سانتیمتر و میلیمتر انجام گرفت ولی تاونز مشاهده کرد که بخار آمونیاک NH_3 جذب شدیدی در امواج $1/25$ سانتیمتر دارد و توانست عمل تقویت را برای موج $1/25$ سانتیمتر در آمونیاک ایجاد کند. که در سال ۱۹۵۳ نامش را میزر گذاشتند.

Microwave Amplification by the Stimulated Emission of Radiation

بعدها به گسترش نور در محدوده های مختلف منجر شد. سال ۱۹۵۸ شاولو و تاونز پیشنهاد دادند که حفره مشدد ممکن است بصورت دو آینه باشد که به فاصله ای از هم در مقابل یکدیگر قرار گیرند. این شکل تداخل سنج فابری پرو بود.

شاولو و تاونز پیشنهاد کردند که فضای بین دو آینه با ماده فعال میزری یا لیزری پر شود. در سال ۱۹۶۰، میمن با استفاده از بلور یاقوت (بعنوان ماده فعال) عمل لیزر را در طول موج ۶۹۴ نانومتر بصورت پالسی بدست آورد، مشدد فابری پرو با صیقل دادن دو انتهای یاقوت بصورت مسطح و موازی هم و سپس آلومینیوم اندود کردن دو انتهای آن ساخته شد. یک انتها بازتابان کامل و انتهای دیگر دارای بازتاب 10% بود.

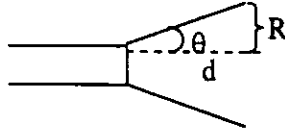
اولین لیزر گازی که بطور دائم کار می کرد توسط علی جوان، بنت و هریوت در سال ۱۹۶۱ ساخته شد، که لیزر هلیوم-نون، بود.

از این تاریخ به بعد انواع لیزرها با طول موج های مختلف ساخته شدند، حتی علوم جدیدی نیز بعد از پیدایش لیزر کشف شدند مثل اپتیک غیر خطی، که وقتی نور لیزر را به بلوری تابانند فرکانس نور خروجی دو برابر نور ورودی بود. [۳]

۲-۱) خواص نور لیزر

۱-۲-۱) جهتندی

نور لیزر چنانچه در محیط جذب نشود می تواند فواصل زیادی را طی کند بدون آنکه در واگرایی آن تغییر زیادی حاصل شود، واگرایی لیزر متناسب است با $\frac{\lambda}{D}$ می باشد. که D روزنه خروجی است. θ معمولاً بر حسب میلی رادیان است.



$$\tan \theta \cong \theta = \frac{R}{d}$$

شکل ۱-۴

وقتی می‌گوییم واگرایی ۱ میلی رادیان است یعنی پس از ۱ کیلومتر، R حدود ۱ متر است و قطر لکه ۲ متر می‌باشد.

واگرایی (θ) مربوط به لیزرهای نیمه رسانا خیلی زیاد است و θ مربوط به لیزرهای گازی و حالت جامد حدود میلی رادیان است که می‌توان با استفاده از تلسکوپ واگرایی را به صدم میلی رادیان هم کاهش داد. علت جهتمندی، ثابت بودن فاز است که هم‌فاز بودن هم به همدوسی مربوط می‌شود.

۱-۲-۲) تکفام بودن

بهترین لیزر آن است که تنها یک فرکانس داشته باشد یعنی تک رنگ باشد اما دلایل زیادی مثل اصل عدم قطعیت و انواع پهن شدگی‌ها سبب می‌شود که پهنای فرکانسی داشته باشیم و علت آنها را بعداً بصورت کوانتومی بحث می‌کنیم.
بطور کلی فرکانس نور لیزر به دو عامل بستگی دارد:

۱) نوع گذار: فقط یک موج الکترومغناطیسی به فرکانس ν که با $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ داده می‌شود می‌تواند تقویت شود.

۲) تشدیدکننده لیزر: از آنجا که ترتیب دوآینه‌ای یک کاواک تشدید را تشکیل می‌دهد نوسان فقط می‌تواند در فرکانس تشدید کاواک رخ دهد.

۱-۲-۳) درخشایی

توان گسیل شده در واحد سطح عمودی در واحد زاویه فضایی می‌باشد. درخشایی پرتو لیزر حتی حدود چند میلی وات، چندین مرتبه از درخشایی درخشانترین چشمه‌های معمولی بیشتر است و این به علت جهتمندی فوق‌العاده بالای باریکه لیزر است دمای متناسب به این درخشندگی برای لیزر به قدرت ۱۰ وات به پهنای خط لیزری ۱۰ MHz چیزی حدود 10^{17} درجه کلوین است در حالیکه دمای سطح خورشید ۶۰۰۰ درجه کلوین است.

۱-۲-۴) همدوسی

فوتون های لیزر بصورت هماهنگ و منظم حرکت می کنند و اگر به هر کدام یک فاز نسبت دهیم اختلاف فاز برای این فوتون ها صفر است. در تقریب اول، برای هر موج الکترومغناطیسی می توان دو مفهوم مستقل همدوسی، یعنی همدوسی فضایی و همدوسی زمانی را تعریف کرد.

همدوسی فضایی: دو نقطه P_1 و P_2 را که، در لحظه $t=0$ ، روی جبهه موج یک موج الکترومغناطیسی قرار دارند در نظر می گیریم و فرض می کنیم $E_1(t)$ و $E_2(t)$ میدان های الکتریکی و متناظر در آن دو نقطه باشند. بنا به تعریف، اختلاف فاز دو میدان در لحظه $t=0$ صفر است؛ اکنون، اگر این اختلاف فاز در هر زمان $t>0$ ، صفر باقی بماند می گوئیم بین دو نقطه یک همدوسی کامل برقرار است و چنانچه برای هر دو نقطه دلخواه جبهه موج الکترومغناطیسی چنین وضعیتی برقرار باشد می گوئیم دارای همدوسی کامل فضایی است.

همدوسی زمانی: میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی را در دو لحظه t و $t+\tau$ در نقطه P در نظر می گیریم. اگر در زمان تاخیر مفروض τ اختلاف فاز دو میدان در هر لحظه t یکسان باقی بماند می گوئیم در مدت زمان τ همدوسی زمانی وجود دارد. اگر این اختلاف فاز برای هر مقدار τ یکسان باقی بماند گفته می شود که موج الکترومغناطیسی دارای همدوسی کامل زمانی است. [۱]

نور تولید شده توسط یک لیزر را می توان موجی بشمار آورد که 10^{12} بار در ثانیه نوسان می کند و دارای طول موجی در حدود $\frac{1}{100}$ میلیمتر است برای همدوس بودن چنین موجی برقراری ۲ شرط لازم است. اولاً این موج باید با تقریب زیاد تک فرکانس باشد در صورت برقراری این شرط می گویند نور دارای همدوسی زمانی بالایی است. ثانیاً جبهه موج باید شکلی داشته باشد که نسبت به زمان ثابت بماند، اگر این شرط برقرار باشد می گویند که نور دارای همدوسی فضایی است. [۱]

اکنون می توانیم این سوال را جواب دهیم که چرا یک لامپ ۱۰۰ واتی فقط می تواند اتاقی را روشن کند در حالیکه یک لیزر ۱۰۰ واتی می تواند فلزی با ضخامت چند میلیمتر را برش دهد؟ به سه دلیل: اولاً نور لامپ ناهمدوس است یعنی فوتون های لامپ همفاز نیستند و با مختصری اختلاف زمانی به هدف می رسند، در حالیکه فوتون های پرتوی لیزر همه دقیقاً با هم حرکت می کنند و درست در یک لحظه به هدف می رسند. (پسر بچه بازیگوشی را بر ساحل دریا

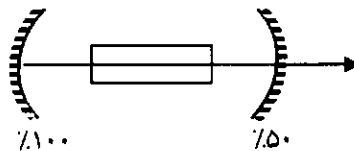
تصور کنید که سطلی پر از ماسه خشک در دست دارد و ماسه‌ها را روی پدرش که خوابیده است می‌ریزد. می‌تواند این کار را طوری انجام دهد که پدرش حتی بیدار هم نشود، حالا فرض کنید که به جای ماسه، قلوه سنگی در سطل پسر بچه باشد که وزنش درست به اندازه وزن ماسه‌هاست اگر سنگ را روی پدرش بیندازد او را به سختی مجروح خواهد کرد).

دلیل دوم اینکه نور لیزر از یک طول موج تشکیل شده ولی نور معمولی شامل طیف وسیعی از طول موج‌هاست.

دلیل سوم اینکه نور معمولی بر خلاف نور لیزر به شکل تابه‌ای باریک و موازی تولید نمی‌شود بلکه راستاهای مختلف را اختیار می‌کند. (فرض کنید که پسر بچه پدرش را با بالشی بزرگ ضربه بزند اثر چندانی ندارد، چون انرژی ضربه در سطح وسیعی از بدن پدر پخش می‌شود. این ضربه را با ضربه‌ای مقایسه کنید که یک شمشیرباز با همان نیروی قبلی به حریفش وارد می‌کند، همه انرژی ضربه شمشیر در سطح فوق‌العاده کوچک لبه شمشیر متمرکز شده است.) [۴]

برای ساخت و راه‌اندازی لیزرها ۳ عامل اصلی زیر لازم است:

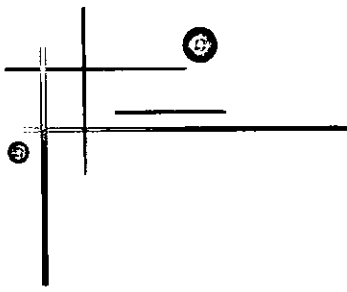
- ۱) محیط فعال: این محیط می‌تواند اتم‌ها، مولکول‌ها و یا یون‌ها باشند.
- ۲) وارونی جمعیت: (دمش)، برای آنکه بتوانیم اتم‌ها را از تراز پایین‌تر به تراز بالاتر بفرستیم احتیاج به منبع تحریک داریم. به فرایندی که بوسیله‌ی آن اتم‌ها به ترازهای تحرکی انتقال داده می‌شوند دمش گویند. که این دمش می‌تواند اَبَتیکی، الکتریکی، واکنش شیمیایی یا انبساط سریع گاز باشد.



شکل ۱-۵

- ۳) تشدیدگر لیزر: برای ایجاد نوسان لیزری وجود دو آینه که یکی تمام بازتابان و دیگری نیمه‌گذرده است، نیز مورد نیاز است. این دو آینه در دو طرف محیط فعال تعبیه می‌شوند و خروجی مفید لیزر را از جهت آینه نیمه‌گذرده دریافت می‌داریم.

به طور ساده، محیطی که بتوان وارونی جمعیت در آن ایجاد کرد محیط فعال گویند. [۱]



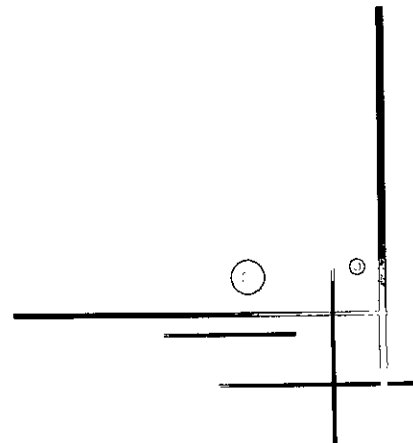
فصل ۲

مبانی لیزر

مبانی لیزر
سیاراتی لیزر

- ۱-۲ تابش جسم سیاه
- ۲-۲ ضرایب اینیشتین
- ۳-۲ محیط تقویت
- ۴-۲ فرآیندهای دمش

۱-۴-۲ دمش اپتیکی
۲-۴-۲ دمش الکتریکی



مبانی لیزر

۲-۱) تابش جسم سیاه

با یک روش کلاسیک و با یک روش کوانتومی اتم‌ها را بررسی می‌کنیم، وارد جزئیات تابش از دیدگاه اپتیکی و کوانتومی نمی‌شویم و صرفاً با یک دید معمولی به آن نگاه خواهیم کرد، مهمترین تابش، تابش از جسم سیاه است، نتایجی از آن می‌گیریم و از آن در تابش لیزری استفاده می‌کنیم. (با توجه به تفاوت آنها)

تابش جسم سیاه: وقتی جسمی را گرما بدهیم، تابش می‌کند و هر اندازه که دمایش بیشتر شود نورش هم تغییر می‌کند. جسم سیاه، جسمی است که هیچ درخشندگی یا انعکاسی نداشته باشد و ضریب جذب آن ۱ تعریف می‌شود.

قانون کیرشهف: هر جسمی وقتی گرم می‌شود یک تعداد فرکانس‌های نوری را نشر می‌دهد و می‌تواند تمام آن تعداد فرکانس‌های نور را جذب کند.

کیرشهف نشان داد که به ازای هر طول موج λ ، نسبت توان گسیلی E به جذب‌پذیری (جذب‌پذیری کسری از تابش فرودی به طول موج λ است که توسط جسم جذب می‌گردد) برای تمام اجسام یکسان است.

جسم سیاه که همه فرکانس‌های تابیده شده به خودش را جذب می‌کند، پس طبق قانون کیرشهف باید تمام فرکانس‌های گرفته شده را پس دهد.

در واقع جسم سیاه جسمی است که همه فرکانس‌های تابیده شده به خود را مثلاً از $(\nu = 0$ تا $\nu = \infty)$ جذب می‌کند. البته این یک تقریب ایده‌آل است که ممکن است در طبیعت چنین جسمی پیدا نشود بلکه به طور مصنوعی ساخته می‌شود.

یک فلز انتخاب کرده و حفره‌ای را در آن ایجاد می‌کنیم که این جسم می‌تواند به عنوان جسم سیاه عمل کند «کاواک». در یک قسمت این کاواک که سوراخی ایجاد شده نور را تابانیده، این نور در برخورد با دیواره‌های جسم مقداری از انرژی خودش را از دست می‌دهد این عمل آنقدر در داخل کاواک اتفاق می‌افتد که عملاً انرژی آن پایان یافته و قادر به خارج شدن از سوراخ نمی‌باشد این جسم را می‌توان به عنوان جسم سیاه در نظر گرفت.

کاواکی را در نظر می‌گیریم که با محیط دی‌الکتریک همسانگرد و همگن پر شده است. اگر دیواره کاواک در دمای ثابت T قرار گرفته باشد، بطور پیوسته انرژی بصورت تابش الکترومغناطیسی گسیل و یا دریافت می‌کند. هنگامیکه آهنگ‌های جذب و گسیل برابر شوند،

شرط ترازمندی در دیواره‌های کاواک و همچنین در هر نقطه دی‌الکتریک برقرار می‌شود، این وضعیت را با معرفی کمیت چگالی انرژی ρ که عبارت است از انرژی الکترومغناطیسی در واحد حجم کاواک، می‌توان توصیف کرد. چون با تابش الکترومغناطیسی سروکار داریم، چگالی بر حسب تابعی از میدان الکتریکی $E_{(t)}$ و میدان مغناطیسی $H_{(t)}$ طبق رابطه معروف ۱-۶ بیان می‌شود. ϵ ثابت دی‌الکتریک و μ تراوایی مغناطیسی کاواک است.

$$\rho = \frac{1}{2} \epsilon E_{(t)}^2 + \frac{1}{2} \mu H_{(t)}^2 \quad \text{رابطه ۲-۱}$$

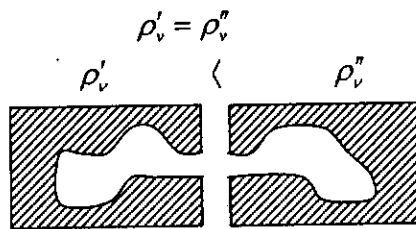
توزیع طیفی این تابش را با ρ_v نمایش می‌دهیم که تابعی از فرکانس است، این تابع بصورت زیر تعریف می‌شود: عبارت است از چگالی انرژی تابشی که فرکانس آن بین v و $v+dv$ باشد. واضح است که بین ρ و ρ_v رابطه زیر برقرار است:

$$\rho = \int_0^{\infty} \rho_v dv \quad \text{رابطه ۲-۲}$$

توزیع طیفی انرژی ρ_v تابعی است کلی، مستقل از طبیعت دیواره‌ها و یا شکل کاواک و فقط تابع فرکانس v است (به دلیل جنس مختلف مواد) و دمای T کاواک.

سؤال: اگر جنس و دما یکی باشد، آیا شکل کاواک هم موثر است یا نه؟

اگر چگالی انرژی کاواک سمت راست بیشتر باشد امواج الکترومغناطیسی به سمت قسمت چگالی انرژی کمتر در سمت چپ حرکت می‌کند، طبق قوانین ترمودینامیک با توجه به همدمای بودن دو کاواک این کار امکان‌پذیر نیست و چون به تناقض می‌رسیم چاره‌ای نیست جز اینکه بپذیریم که:



شکل ۱-۲

با توجه به این نتیجه می‌توان هر شکلی را برای کاواک خود انتخاب کنیم پس بهتر است ساده‌ترین شکل را انتخاب کنیم. مکعب مستطیل، که دیواره‌های آن رسانای کامل است و با ماده دی‌الکتریک بطور یکنواخت پر شده است.

در نهایت خواهیم دید که تابش در یک فرکانس معین پیشینه مقدار خود را داراست. حال باید بررسی کرد که شکل تابع ρ_v به چه صورت است.

کلاسیک: برای محاسبه ρ_v ، به محاسبه توزیع میدان الکترومغناطیسی ساکن در داخل کاواک می‌پردازیم. طبق معادلات ماکسول، با فرض $\vec{j} = 0$ و $\rho = 0$ ، میدان الکتریکی از معادله موج ۲-۳ پیروی می‌کند.

$$\Delta^2 \vec{E} - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{رابطه ۲-۳}$$

برای هر دیواره نیز میدان باید در شرط زیر صدق کند $\vec{E} \times \hat{n} = 0$ که بردار یکه عمود بر دیواره مورد نظر است. این شرط یعنی اینکه مؤلفه‌های مماسی میدان الکتریکی روی دیواره‌های کاواک باید صفر باشد. $E_t = 0$

با استفاده از جداسازی متغیرها می‌توان این معادله دیفرانسیل را حل کرد:

$$\vec{E}_{(\vec{r},t)} = \vec{U}_{(\vec{r})} A(t)$$

$$\Rightarrow \Delta^2 \vec{U} - \frac{1}{C^2} \frac{d^2 A}{dt^2} = 0 \Rightarrow \frac{\nabla^2 U}{U} - \frac{1}{A} \frac{1}{C^2} \frac{d^2 A}{dt^2} = 0$$

$$\frac{\nabla^2 U}{U} = -k^2 \Rightarrow \nabla^2 U + k^2 U = 0 \quad \text{رابطه ۲-۴ معادله هلمهولتز}$$

$$-\frac{1}{A} \frac{1}{C^2} \frac{d^2 A}{dt^2} = k^2 \Rightarrow \frac{d^2 A}{dt^2} = -(kc)^2 A \quad \text{رابطه ۲-۵ معادله موج}$$

و در آن $kc = \omega$ می‌باشد. A_0 و φ ثابت‌های دلخواه هستند.

$$\Rightarrow A = A_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad \text{رابطه ۲-۶}$$

از معادله موج با $A_{(t)}$ ی که از رابطه فوق بدست می‌آید می‌بینیم که جواب $\vec{E} = \vec{u}_{(r)} A_{(t)}$ مربوط به آرایش موج ساکن میدان الکترومغناطیسی در داخل کاواک است. در واقع دامنه نوسان در هر نقطه کاواک نسبت به زمان ثابت است، اینگونه جواب مُد الکترومغناطیسی کاواک نامیده می‌شود.

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0 \quad \text{معادله هلمهولتز}$$

$$U_{(x,y,z)} = F_{(x)} G_{(y)} H_{(z)} \quad \text{با استفاده از روش جداسازی متغیرها:}$$

$$\frac{1}{F} \frac{d^2 F}{dx^2} + \frac{1}{G} \frac{d^2 G}{dy^2} + \frac{1}{H} \frac{d^2 H}{dz^2} + k^2 = 0$$

$$-k_x^2, -k_y^2, -k_z^2 \Rightarrow k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

اگر کاواک ناحیه‌ای را دربر بگیرد که سطوح مرزی آن شش صفحه $x = L_x$ و $x = 0$ و $y = L_y$ و $y = 0$ و $z = L_z$ و $z = 0$ باشد، آنگاه برای آنکه E_x در $x = L_y$ و $y = 0$ و $z = L_z$ و $z = 0$ صفر شود باید بصورت زیر باشد.

$$E_x = A_x e^{-i\omega t} f_1(x) \sin k_y y \sin k_z z \quad \text{رابطه ۷-۲}$$

که $k_x = \frac{n\pi}{L_x}$ و $k_y = \frac{m\pi}{L_y}$ و $k_z = \frac{p\pi}{L_z}$ ، بعلاوه E_x به تنهایی نمی‌تواند جواب باشد مگر اینکه $f_1(x)$ یک عدد ثابت باشد، زیرا صادق بودن یکی از معادلات ماکسول $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ شرط است، برای E_y و E_z نیز وضعیت مشابه است، و جواب‌ها به شکل زیر در می‌آیند:

$$E_y = A_y \sin k_x x f_2(y) \sin k_z z e^{-i\omega t} \quad \text{رابطه ۸-۲}$$

$$k_x = \frac{l\pi}{L_x}$$

$$E_z = A_z e^{-i\omega t} \sin k_x x \sin k_y y f_3(z)$$

برای آنکه $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ باید داشته باشیم:

$$(A_x \frac{df_1}{dx} \sin k_y y \sin k_z z + A_y \sin k_x x \frac{df_2}{dy} \sin k_z z + A_z \sin k_x x \sin k_y y \frac{df_3}{dz}) e^{-i\omega t} = 0 \quad \text{رابطه ۹-۱}$$

این معادله در صورتی برقرار است که: $f_1 = \cos k_x x$ و $f_2 = \cos k_y y$ و $f_3 = \cos k_z z$ باشد و $k_x A_x + k_y A_y + k_z A_z = 0$ که شرط عمود بودن \vec{K} بر \vec{E} است برقرار باشد.

پس در نتیجه خواهیم داشت:

$$E_x(x, y, z, t) = A_x e^{-i\omega t} \cos \frac{l\pi x}{L_x} \sin \frac{m\pi y}{L_y} \sin \frac{n\pi z}{L_z} \quad \text{رابطه ۱۰-۲}$$

$$E_y(x, y, z, t) = A_y e^{-i\omega t} \sin \frac{l\pi x}{L_x} \cos \frac{m\pi y}{L_y} \sin \frac{n\pi z}{L_z}$$

$$E_z(x, y, z, t) = A_z e^{-i\omega t} \sin \frac{l\pi x}{L_x} \sin \frac{m\pi y}{L_y} \cos \frac{n\pi z}{L_z}$$

که می‌توان ثابت کرد، چون $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ پس داریم:

$$\frac{lA_x}{L_x} + \frac{mA_y}{L_y} + \frac{nA_z}{L_z} = 0 \quad \text{رابطه ۱۱-۲}$$

با استفاده از $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ هم می توان ثابت کرد:

$$k^2 = \pi^2 \left(\frac{l^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_y^2} + \frac{n^2}{L_z^2} \right) \Rightarrow$$

رابطه ۱۲-۲

$$\omega_{l,m,n}^2 = \pi^2 c^2 \left(\frac{l^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_y^2} + \frac{n^2}{L_z^2} \right)$$

پس فرکانس مد به شاخص های l ، m و n بستگی دارد.

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{A} = 0 \quad \text{که} \quad \vec{A} = A_x \hat{i} + A_y \hat{j} + A_z \hat{k}$$

اما این A ها مستقل نیستند به این صورت که دو تا مستقل و یکی متکی به آنهاست، این دو مستقل جهت های قطبش می باشند (همان قطبش در راستای S و P) یعنی فرکانس تشدید کاواک توسط بعد Z یعنی L_z تعیین می شود.

یعنی در واقع، وقتی l, m, n را ثابت قرار دهیم، (\vec{k} ثابت شود) بردار \vec{A} در صفحه عمود بر \vec{k} واقع می شود. در این صفحه تنها دو درجه آزادی برای انتخاب بردار \vec{A} باقی می ماند و لذا دو مد امکان پذیر خواهد بود در حقیقت هر بردار دیگر \vec{A} که در این صفحه قرار گرفته باشد باید بصورت ترکیب خطی از دو بردار قبلی بیان شود.

اکنون به محاسبه تعداد مدهای M که با فرکانس های بین 0 و ν در کاواک تشدید می شوند می پردازیم.

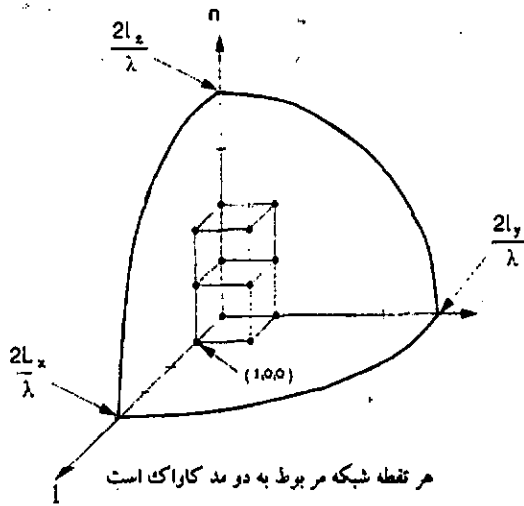
این تعداد برابر است با تعداد مدهایی که بردار موج \vec{k} با اندازه k بین 0 و $\frac{2\pi\nu}{c}$ داراست.

چون k_x و k_y و k_z کمیت های مثبتی هستند فقط نقاطی را که در $\frac{1}{8}$ مثبت دستگاه مختصات واقع می شوند باید بحساب آورد.

$$\text{از روابط (۱۳-۲):} \quad k_x = \frac{l\pi}{L_x}, \quad k_y = \frac{m\pi}{L_y}, \quad k_z = \frac{n\pi}{L_z}$$

استنباط می شود که در دستگاه مختصات k_x و k_y و k_z مقادیر ممکن برای \vec{k} از بردارهایی که مبدأ را به نقاط گره شبکه سه بعدی شکل زیر متصل می سازند بدست می آید.

پس یک ارتباطی یک به یک بین این نقاط و مقادیر ممکن \vec{k} وجود دارد.



شکل ۲-۲

$$\frac{1}{8} \frac{4\pi}{\lambda^3} lmn = \frac{1}{8} \frac{4\pi}{\lambda^3} \left(\frac{L_x k_x}{\pi} \frac{L_y k_y}{\pi} \frac{L_z k_z}{\pi} \right) = \frac{1}{8} \frac{4\pi}{\lambda^3} \left(\frac{2L_x}{\lambda} \frac{2L_y}{\lambda} \frac{2L_z}{\lambda} \right)$$

همین نتیجه رسید.

چگالی مد ρ (تعداد مد بر واحد حجم) را حساب می‌کنیم.

که $M = \frac{4}{3} \frac{\pi v^3}{c^3} V$ و در آن $V = L_x L_y L_z$ می‌باشد حالا برای فرکانس‌های بالای ν ،

$M = \frac{1}{8} \frac{4\pi}{\lambda^3} \frac{8L_x L_y L_z}{\lambda^3}$ البته می‌توان λ ها را متفاوت گرفت و بازهم به

$$\rho_{(\nu)} = \frac{2M}{V} = \frac{8\pi\nu^3}{3c^3} \quad \text{یا} \quad \rho_{(\nu)} = \frac{8\pi\nu^3}{3\left(\frac{c}{n}\right)^3}$$

n ضریب شکست محیط است

اگر از این معادله دیفرانسیل بگیریم تعداد مد بر واحد حجم واقع در فاصله ν و $\nu + d\nu$ بدست می‌آید:

$$\rho_{(\nu)} = \frac{d\rho_{(\nu)}}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$$

رابطه ۲-۱۳

حالا باید از این استفاده کنیم و انرژی را حساب کنیم.

از دیدگاه کلاسیک، به هر درجه آزادی $\frac{1}{2}KT$ انرژی نسبت می‌دهیم و چون در اینجا دو قطبش داریم پس دو درجه آزادی داریم بنابراین:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2}KT + \frac{1}{2}KT = KT \quad \text{رابطه ۲-۱۴}$$

یا می‌توان به روشی دیگر $\langle E \rangle$ را حساب کرد:

فرض می‌کنیم جزئی از سامانه دارای انرژی E باشد و احتمال اینکه آن جزء دارای انرژی E باشد با $P_{(E)}$ نشان می‌دهیم.

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{\infty} EP_{(E)}dE}{\int_0^{\infty} P_{(E)}dE} \quad \text{رابطه ۲-۱۵}$$

و $P_{(E)}$ ها از تابع توزیع بولتز من تبعیت می‌کنند:

$$P_{(E)} = e^{-\beta E} = e^{-\frac{E}{KT}} \quad \beta = \frac{1}{KT} \quad \text{رابطه ۲-۱۶}$$

یعنی دمای دیواره را T گرفته‌ایم، طبق آمار بولتز من احتمال اینکه انرژی یک مذکاوک بین E

و $E+dE$ قرار گیرد عبارت است از: $dp = ce^{-\frac{E}{KT}}dE$ که c مقداری ثابت است. پس انرژی میانگین برابر است با:

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= \frac{\int_0^{\infty} Ee^{-\beta E} dE}{\int_0^{\infty} e^{-\beta E} dE} = -\frac{d}{d\beta} \lim \int_0^{\infty} e^{-\beta E} dE = -\frac{d}{d\beta} \lim \left(-\frac{1}{\beta} e^{-\beta E} \right) \Big|_0^{\infty} \\ &= -\frac{d}{d\beta} \lim \frac{1}{\beta} = \frac{\frac{1}{\beta^2}}{\frac{1}{\beta}} = \frac{1}{\beta} = KT \end{aligned}$$

بنابراین:

انرژی میانگین $\langle E \rangle$ هر مد \times تعداد مدهای موجود در واحد حجم و در واحد گستره فرکانس $\rho_{(v)}$

$$\rho_{(v)} = \frac{\Lambda \pi v^3}{c^3} KT \quad \text{رابطه ۲-۱۷} \quad \text{این فرمول رایلی - جینز است}$$

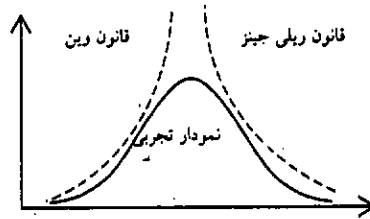
$$\rho_{(v)} dv = \frac{\Lambda \pi v^3}{c^3} KT dv$$

ولی با تجربه در تناقض است چون:

$$\int_0^{\infty} \rho_{(v)} dv = \frac{8\pi}{c^3} KT \int_0^{\infty} v^3 dv = \infty \quad \text{رابطه ۱۸-۲}$$

یعنی به ازای هر درجه حرارت از جسم سیاه بینهایت انرژی می‌گیریم که با واقعیات تجربی سازگاری ندارد.

این به سمت ∞ رفتن ρ را فاجعه فرابنفش گویند زیرا این رابطه در فرکانس‌های بالا صادق نیست. تا اینکه پلانک همین بحث را ادامه می‌دهد، اما مقدار انرژی متوسط را به گونه‌ای انتخاب می‌کند که برای فرکانس‌های بالا $\rho \rightarrow 0$ برود او تعداد مدها را قبول داشت ولی اشکال را به انرژی متوسط وارد ساخت.



شکل (۲-۳)

فرض بنیادی پلانک آن بود که در هر مد کاواک، برخلاف فرضی که قبلاً داشتیم انرژی نمی‌تواند هر مقدار بین ۰ و ∞ داشته باشد بلکه مقادیر مجاز انرژی باید مضارب صحیحی از یک مقدار بنیادی باشد که متناسب با فرکانس مد است. به بیان دیگر پلانک انرژی مد را بصورت $E = nhv$ فرض کرد، که در آن n عدد درست مثبت است و h عدد ثابت است (که بعدها ثابت پلانک نامیده شد).

مقدار کمینه hv را کوانتوم نور یا فوتون نامیده می‌شود. طبق اصل پلانک باید کمیت $\langle E \rangle$ بصورت کوانتومی باشد لذا \int به \sum تبدیل می‌شود. یعنی از حالت پیوستگی خارج می‌شود.

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} E_n P(E_n)}{\sum_{n=0}^{\infty} P(E_n)} \quad \text{که} \quad E_n = nE_0 = nhv$$

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu e^{-\frac{nh\nu}{KT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{nh\nu}{KT}}} \quad P_{(E_n)} = e^{-\frac{E_n}{KT}}$$

اگر $\frac{h\nu}{KT} = x$ بگیریم داریم:

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= \frac{\sum_{n=0}^{\infty} KTnx e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} = KTx \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} = KTx \frac{-\frac{d}{dx} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} \\ &= KTx \frac{-\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{1-e^{-x}} \right)}{\left(\frac{1}{1-e^{-x}} \right)} = KTx \frac{e^{-x}}{1-e^{-x}} = \frac{KTx}{e^x - 1} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} \end{aligned}$$

$$\rho_v = \frac{\lambda \pi v^3}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} = \frac{\lambda \pi h v^3}{c^3 (e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1)} \quad \text{رابطه ۱۹-۲} \quad \text{قانون پلانک:}$$

در واقع این قانون سرآغاز مکانیک کوانتومی است و یکی از پدیده‌هایی است که ضرورت کوانتیده بودن انرژی را نشان می‌دهد.

سؤال: با استفاده از قانون پلانک، فرمول ریلی - جینز را نتیجه بگیرید:

$$\text{با فرض } h \rightarrow 0 \Rightarrow \rho_v = \frac{\lambda \pi h v^3}{c^3 (e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1)} = \frac{\lambda \pi h v^3}{c^3 \left\{ \left[1 + \frac{h\nu}{KT} + \frac{h^2 v^2}{2K^2 T^2} + \dots \right] - 1 \right\}}$$

$$\rho_v = \frac{\lambda \pi h v^3}{c^3} \frac{1}{\frac{h\nu}{KT}} = \frac{\lambda \pi v^3}{c^3} KT$$

هدف بررسی چگونگی پیدایش و بررسی تابش بود. اما برای کامل شدن بحث شدت تابش را نیز بررسی می‌کنیم:

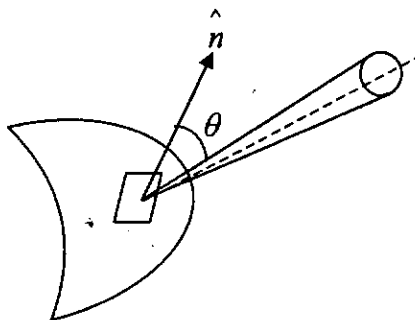
می‌خواهیم چگالی انرژی در داخل جسم سیاه و شدت I گسیل شده توسط دیواره‌ها را به هم مربوط کنیم و رابطه بین اینها را بدست آوریم:

$$dE = \frac{dA_{\perp}}{4\pi r^2} \rho_{(v)} dv dV$$

که:

$$dA_{\perp} = dA \cos \theta$$

$$dV = r^2 dr d\Omega$$



شکل ۴-۲

و در نهایت توان و شدت را از این رابطه حساب می‌کنیم، در یک بازه زمانی dt ، $dr = cdt$ می‌باشد.

$$dp = \frac{dE}{dt} = \frac{dA \cos \theta \rho_{(v)} dv r^2 dr d\Omega}{4\pi r^2 dt} = \frac{cdA \cos \theta \rho_{(v)} dv d\Omega}{4\pi}$$

$$dI = \frac{dP}{dA} = \frac{C}{4\pi} \cos \theta \rho_{(v)} dv d\Omega$$

$$I = \frac{c}{4\pi} \int_{\Omega} \cos \theta d\Omega \int \rho_{(v)} dv = \frac{c}{4\pi} \int_0^{\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \int \rho_{(v)} dv$$

انتگرال اول به این علت است که گسیل می‌تواند در تمام جهات صورت پذیرد.

$$\Rightarrow I = \frac{c}{4\pi} (2\pi) \frac{1}{2} \int \rho_{(v)} dv = \frac{c}{4} \rho \quad \Rightarrow \rho = \frac{4}{c} I \quad \text{رابطه ۱۹-۲}$$

البته رابطه $\rho = \frac{4I}{c}$ مربوط به جسم سیاه است.

ولی در حالت کلی:

$$I_{(v)} dA dt = \rho_{(v)} dV = \rho_{(v)} dA r = \rho_{(v)} dA (cdt)$$

$$\Rightarrow I_{(v)} = \rho_{(v)} c$$

یعنی بطور کلی:

$$\int \rho_{(v)} dv = \frac{1}{c} \int I_{(v)} dv \quad \text{رابطه ۲۰-۲}$$

بطوریکه قبلاً دیدیم در حالت کلاسیکی $\int \rho_{(v)} dv = \infty$ بدست آمد، حال بینیم از

نظر کوانتومی به چه صورت است:

$$\int \rho_{(v)} dv = \frac{8\pi h}{c^3} \int \frac{v^2 dv}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1}$$

$$dv = \frac{KT}{h} dx \quad \text{با تغییر متغیر: } \frac{hv}{KT} = x \text{ داریم:}$$

$$= \frac{8\pi h (KT)^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{8\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4$$

و برای محاسبه $I_{\text{کل}}$ باید بنویسیم: قانون استفان - بولتزمن

$$I_{\text{tot}} = \int_0^\infty I_{(\nu)} d\nu = \frac{c}{4} \int_0^\infty \rho_{(\nu)} d\nu = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \quad \text{رابطه ۲-۲۱}$$

$$\rho_{(\nu)} = \frac{8\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1}$$

$$I_{(\nu)} = \frac{c}{4} \rho_{(\nu)} = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1}$$

$$I_{(\nu)} = \frac{2\pi k^3 T^3}{c^2 h^3} \frac{x^3}{e^x - 1}$$

$$\frac{dI_{(\nu)}}{dx} = 0 \Rightarrow x = 2.82$$

این یعنی اینکه فرکانس ν_{max} که در آن $I_{(\nu)}$ بیشینه است از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\nu_{\text{max}} = \frac{2.82 KT}{h} \quad \text{رابطه ۲-۲۲}$$

این عبارت یک شکل قانون وین است. برای پیدا کردن تابش کل روی تمام فرکانس‌ها انتگرال می‌گیریم:

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu = \frac{2\pi K^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 K^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4$$

توجه:

علت ضرب $\frac{1}{4}$ در جلوی این انتگرال به دو علت است:

$$I_{\text{کل}} = \int_0^\infty I_\nu d\nu = \frac{c}{4} \int_0^\infty \rho_{(\nu)} d\nu$$

(۱) یک فاکتور $\frac{1}{4}$ لازم است چون در طول هر محور درون جسم سیاه، شدت‌های تابش

انتشاری در جهات مخالف وجود دارد ولی در این انتگرال ما فقط در جهت انتشار به جلو را علاقمندیم.

(۲) یک فاکتور $\frac{1}{4}$ دیگر هم لازم است چون متوسط مؤلفه سرعت عمود بر سطح $\frac{1}{4}$ است:

[۳]

$$(\cos \theta)_{av} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{1}{4}$$

۲-۲ ضرایب اینشتین

قبلاً گسیل خودبخودی و جذب و گسیل القایی را توضیح داده‌ایم، حال با استفاده از قوانین ترمودینامیکی می‌توانیم ضرایب اینشتین را حساب کنیم:

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{spa} = -A_{11}N_1 \quad \text{رابطه ۲-۲۳} \quad \text{گسیل خوبخود: (۱)}$$

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{abc} = -W_{11}N_1 \quad \text{رابطه ۲-۲۴} \quad \text{جذب:}$$

$$W_{11} = B_{11}\rho_{(v)} \quad \text{رابطه ۲-۲۵}$$

هرچه چگالی موج الکترومغناطیسی بیشتر باشد احتمال W_{11} هم افزایش می‌یابد.

$$\Rightarrow \left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{abc} = -B_{11}\rho_{(v)}N_1 \quad \text{رابطه ۲-۲۶ (۲)}$$

گسیل القایی: دقیقاً عکس جذب است.

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sti} = -W_{21}N_2, \quad W_{21} = B_{21}\rho_{(v)}$$

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sti} = -B_{21}\rho_{(v)}N_2 \quad \text{رابطه ۲-۲۶ (۳)}$$

$$\Rightarrow N_2 = N_2 e^{-A_{21}t} = N_2 e^{-\frac{t}{\tau_{sp}}} \Rightarrow \tau_{sp} = \frac{1}{A_{21}}$$

از رابطه ۲-۲۳ وقتی N_2 به $\frac{1}{e}$ مقدار بیشینه خودش برسد این همان طول عمر اتفاق افتادن این گذار است یعنی τ_{sp} طول عمر است.

حال فرض کنید که سامانه در حالت تعادل حرارتی باشد، این بدان معنی است که باید انرژی کل سامانه ثابت بماند یا به عبارت دیگر، تعداد فوتون‌های جذب شده در ثانیه باید برابر با تعداد کل فوتون‌های گسیل یافته از سامانه بوسیله گسیل خودبخودی و القایی باشد، بنابراین:

$$B_{12}\rho(\nu)N_1 = A_{21}N_2 + B_{21}\rho(\nu)N_2$$

$$\Rightarrow \frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho(\nu)}{A_{21} + B_{21}\rho(\nu)} \Rightarrow \rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \left(\frac{\frac{N_2}{N_1}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \frac{N_2}{N_1} - 1} \right) \quad \text{رابطه ۲-۲۷}$$

از طرفی طبق آمار توزیمی ماکسول - بولتزمن می توان نوشت:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{(E_2-E_1)}{KT}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{KT}} \quad \text{رابطه ۲-۲۸}$$

g_1 و g_2 وزن آماری ترازهای ۱ و ۲ هستند. تعداد زیر لایه های تراز ۱ و ۲ می باشد. E_2 داشته باشند را نشان می دهد و همان تبهگنی است.

اگر ترازهای انرژی دستگاه چندگانه باشد یعنی چندین زیرلایه متعلق به یک انرژی معین موجود باشد، g می نویسیم.

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} \quad \text{رابطه ۲-۲۹}$$

اگر این رابطه را با رابطه ای که پلانک بدست آورد مقایسه کنیم:

$$\rho(\nu) = \frac{\frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1}}{c^3} \quad \text{رابطه ۲-۳۰}$$

می توان فهمید که:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^2}{c^3} \quad \frac{J.S}{m^3} \quad \text{رابطه ۲-۳۱}$$

$$\frac{B_{12}g_1}{B_{21}g_2} = 1 \quad \Rightarrow B_{12}g_1 = B_{21}g_2$$

اگر تبهگنی نداشته باشیم یعنی g_1 باشد آنگاه:

$$B_{12} = B_{21} \quad \text{رابطه ۲-۳۲}$$

می توان τ_{sp} را در آزمایشگاه بدست آورد و با استفاده از روابط بالا A_{21} و B_{21} و B_{12} را بدست آورد. این ضرایب فقط به خصوصیت های اتم بستگی دارد و از میدان های خارجی مستقل است.

برای اتم های در تعادل با تابش گرمایی، نسبت میزان گسیل برانگیخته به میزان گسیل خودبخودی از فرمول زیر بدست می آید:

$$\frac{B_{11}\rho(\nu)}{A_{11}} = \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT}} - 1}$$

رابطه ۲-۳۳

که این کمیت دقیقاً با تعداد فوتون های هر مد برابر است. تعداد فوتون ها در هر مد خاص به چگالی هر مد و ضرایب انیشتین بستگی دارد. اگر در یک سامانه گسیل القایی غالب باشد $(B_{11})A_{11}$ تعداد فوتون ها در مد خاص بیشتر خواهد بود و اگر گسیل خودبخود غالب باشد $(B_{11})A_{11}$ تعداد فوتون ها در یک مد خاص کمتر خواهد بود.

البته اگر تعادل گرمایی هم وجود نداشته باشد روابط بدست آمده برقرار است فقط فرمولبندی روابط مشکل است.

مثال: $\frac{A_{11}}{B_{11}}$ را برای لیزر هلیوم - نئون با طول موج 632.8 نانومتر بدست آورید.

$$(\sigma = 5/67 \times 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^{0.4}}, K = 1/38 \times 10^{-23} J/K^{\circ}, h = 6/625 \times 10^{-34} J.s)$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^8 \frac{m}{s}}{6/328 \times 10^{-7} m} = 4/74 \times 10^{14} \text{ HZ}$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} = \frac{8\pi (6/63 \times 10^{-34}) (4/74 \times 10^{14})^3}{(3 \times 10^8)^3} = 6/57 \times 10^{-14} \frac{Js}{m^3}$$

$$\frac{B_{21}}{A_{21}} = 1/52 \times 10^{13} \text{ m}^3/Js$$

مثال: برای $T = 6000 \text{ K}$ ، λ_{max} را حساب کنید، رنگ مربوط به این طول موج چیست؟

$$\lambda_{max} T = 2/9 \times 10^{-3} \text{ mk} \Rightarrow \lambda_{6000} = 2/9 \times 10^{-3} \text{ mk}$$

$$\Rightarrow \lambda_m = 483 \times 10^{-9} = 483 \text{ nm} \quad \text{آبی}$$

مثال: برای کاواکی به حجم $V = 1 \text{ cm}^3$ تعداد مدهایی را که در یک پهنای نوار

$\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$ به مرکز $\lambda = 600 \text{ nm}$ قرار می گیرند حساب کنید.

$$N_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{3c^3} V \rightarrow N_\lambda = \frac{8\pi}{3\lambda^3} V \Rightarrow N_{\Delta\lambda} = \frac{8\pi V}{\lambda^4} \Delta\lambda, N_{\Delta\lambda} = 2 \times 10^{12}$$

مثال: در ترازندی گرمایی $(T = 300 \text{ K})$ نسبت انبوهی $\frac{N_1}{N_2}$ دو تراز مفروض برابر $\frac{1}{e}$

است. فرکانس ν مربوط به این گذار را بدست آورید. این فرکانس در چه ناحیه ای از طیف الکترومغناطیسی واقع می شود؟

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{\frac{-(E_2 - E_1)}{KT}} \Rightarrow e^{-1} = e^{\frac{E_2 - E_1}{KT}} \Rightarrow E_2 - E_1 = KT$$

$$h\nu = KT \Rightarrow 6/625 \times 10^{-21} \times \nu = 1/38 \times 10^{-21} \times 300$$

$$\Rightarrow \nu = 6/249 \times 10^{12} \Rightarrow \lambda = 48 \times 10^{-6} \text{ مادون قرمز دور}$$

مثال: باریکه لیزر یاقوت ($\lambda = 0.694 \mu$) پس از عبور از تلسکوپی به قطر ۱ متر به ماه فرستاده می‌شود با فرض آنکه باریکه دارای همدوسی کامل فضایی باشد مطلوبست محاسبه قطر باریکه D روی ماه (فاصله بین زمین و ماه تقریباً ۳۸۴۰۰۰ km است)

$$\theta = \frac{\lambda}{d} = \frac{0.694 \times 10^{-6}}{1} = 0.694 \times 10^{-6} \text{ واگرایی}$$

$$0.694 \times 10^{-6} = \frac{D/2}{384000000} \Rightarrow D = 532 \text{ متر}$$

۳-۲ محیط تقویت

$$\Delta I_{(z)} = I_{(z+\Delta z)} - I_{(z)}$$

رابطه ۲-۳۴

برای یک محیط همگن $\Delta I_{(z)}$ هم با ΔZ و هم با $I_{(z)}$ متناسب است که ضریب تناسب را با α نشان می‌دهیم و اگر α را ضریب جذب بنامیم داریم:

$$\Delta I_{(z)} = -\alpha I_{(z)} \Delta Z \Rightarrow \frac{dI_{(z)}}{dz} = -\alpha I_{(z)}$$

$$\Rightarrow I_{(z)} = I_{(0)} e^{-\alpha z}$$

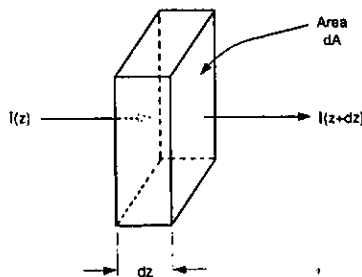
قانون بیر-لامبرت

اگر محیط تقویت داشتیم به این صورت می‌شد:

$$I_{(z)} = I_{(0)} e^{g z}$$

رابطه ۲-۳۵

که به g ضریب تقویت گویند.



شکل ۵-۲

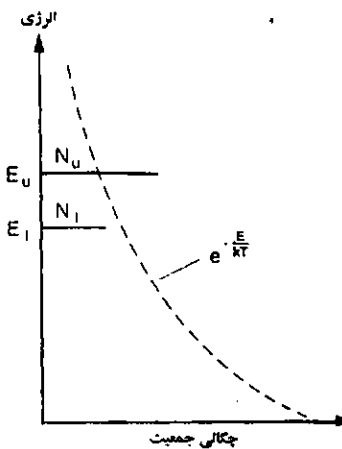
حال یک محیط نوری را که پرتوی از داخل آن عبور می‌کند در نظر بگیرید، فرض کنید که محیط شامل اتم‌هایی در ترازهای انرژی مختلف E_1, E_2, E_3 و غیره است. بیایید توجه خود را روی دو تراز مثلاً E_1, E_2 متمرکز کنیم که در آن $E_2 > E_1$ می‌باشد. قبلاً دیده‌ایم که میزان گسیل القایی مربوط به این دو تراز به ترتیب با $N_2 B_{21}$ و $N_1 B_{12}$ متناسب می‌باشد. اگر $N_2 B_{21} > N_1 B_{12}$ باشد یعنی میزان انتقال تحریک شده رو به پایین از انتقال‌های رو به بالا بیشتر خواهد شد.

چنین شرطی مخالف با توزیع تعادل گرمایی است که از معادله بولتزمن $N_i = N_0 e^{\frac{-E_i}{KT}}$ بدست می‌آید. این وضعیت وارونی جمعیت نامیده می‌شود. پس اگر وارونی جمعیت رخ دهد همان طور که نشان خواهیم داد شدت یک پرتو نور افزایش خواهد یافت یا به بیان دیگر این پرتو ضمن عبور از محیط تقویت می‌شود. این بخاطر آن است که بهره مربوط به گسیل القایی بر افت مربوط به جذب افزونی می‌گیرد.

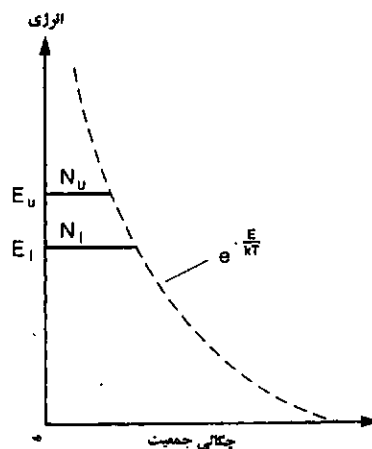
بدست آوردن ضریب بهره:

$$[I_{(z+\Delta z)} - I_{(z)}] dA = [N_2 B_{21}(v) \rho_{(v)} \Delta v - N_1 B_{12}(v) \rho_{(v)} \Delta v] h\nu dA dz \quad \text{رابطه ۲-۳۶}$$

هر انتقال رو به بالا یک کوانتوم انرژی $h\nu$ از پرتو کم می‌کند و بطور مشابه هر انتقال رو به پایین همان مقدار اضافه می‌کند.



شکل ۲-۶ عادی



شکل ۲-۷ وارونی جمعیت

$B_{12}(v)$ برابر است با B_{21} بر واحد فرکانس.

$$\frac{dl}{dz} = [N_1 B_{11} - N_2 B_{21}] h\nu \rho_{(v)} \Delta v$$

$$\rho_{(v)} \Delta v = \frac{I_{(v)} \Delta v}{c} = \frac{I}{c} \quad \text{از طرفی:}$$

$$\frac{dl}{dz} = [N_1 B_{11} - N_2 B_{21}] \frac{h\nu}{c} I \quad \text{پس:}$$

$$\frac{dl}{I} = \left[N_1 - N_2 \frac{B_{21}}{B_{11}} \right] B_{11} \frac{h\nu}{c} I \quad \text{و} \quad B_{21} g_1 = B_{11} g_2$$

$$B_{11} = \frac{C^r}{\lambda \pi h \nu^r} A_{r1} \Rightarrow I = I_0 e^{\left[N_1 - \frac{B_{21}}{B_{11}} N_2 \right] B_{11} \frac{h\nu}{c} Z} \Rightarrow \frac{B_{21}}{B_{11}} = \frac{g_2}{g_1} \quad \text{رابطه ۲-۳۷}$$

پس می‌توان نوشت:

$$I = I_0 e^{\left[N_1 - \frac{g_2}{g_1} N_2 \right] \frac{c^r}{\lambda \pi \nu^r} A_{r1} Z} \quad \text{رابطه ۲-۳۸}$$

و ملاحظه می‌کنیم اگر $N_2 > \frac{g_1}{g_2} N_1$ باشد تقویت صورت می‌گیرد. و اگر تبهگنی نداشته

باشیم: $N_2 > N_1$

$$I = I_0 e^{\frac{(N_1 - N_2) c^r}{\lambda \pi \nu^r} A_{r1} Z} \quad \text{رابطه ۲-۳۹}$$

$$g = (N_2 - N_1) \frac{c^r}{\lambda \pi \nu^r} A_{r1} = \sigma (N_2 - N_1) \quad \text{پس:} \quad \text{رابطه ۲-۴۰}$$

σ سطح مقطع گسیل القایی است. فرض کنید که I_0 شدت در آینه M_1 باشد، شدت در آینه M_2 برابر است با:

$$I_1 R_1 e^{\sigma(N_2 - N_1)L}$$

که L طول بین دو آینه است. پس از انعکاس از آینه M_1 داریم:

$$I_1 R_1 R_2 e^{\sigma(N_2 - N_1)L} \Rightarrow I_2 R_1 R_2 e^{2\sigma(N_2 - N_1)L} \quad \text{رابطه ۲-۴۱}$$

بنابراین بهره توان می‌شود:

$$G = \frac{I_2 R_1 R_2 e^{2\sigma(N_2 - N_1)L}}{I_1} = R_1 R_2 e^{2\sigma(N_2 - N_1)L} \quad \text{رابطه ۲-۴۲}$$

اگر $G > 1$ باشد نوسانات کاواک افزایش می‌یابد، و ما می‌توانیم یک شرط آستانه نوسان لیزر

تعریف کنیم:

رابطه ۴۳-۲ $G = R_1 R_r e^{\gamma \sigma (N_1 - N_2)L} = 1 \Rightarrow e^{\gamma \sigma (N_1 - N_2)L} = \frac{1}{R_1 R_r}$

$$(N_2 - N_1)_{crit} = -\frac{\ln(R_1 R_r)}{\gamma \sigma L}$$

مثال: کاواکی متشکل از دو آینه با بازتابندگی $R_1 = 0.5$, $R_r = 1$ است.

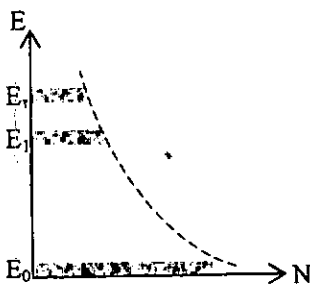
طول ماده فعال $\ell = 7/5 \text{ cm}$ و سطح مقطع گذار $\sigma = 8/8 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ است وارونی آستانه را حساب کنید

$$(N_2 - N_1)_{crit} = \frac{-\ln(R_1 R_r)}{\gamma \sigma \ell}$$

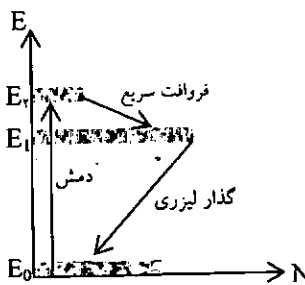
$$(N_2 - N_1)_{crit} = -\frac{\ln(0.5)}{2 \times 8/8 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \times 7/5 \text{ cm}} = 5/25 \times 10^{14} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

۴-۲) فرآیندهای دمش

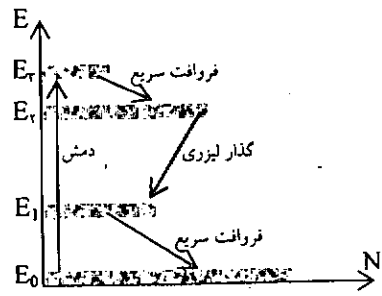
برای داشتن محیط تقویت کننده باید وارونی جمعیت داشته باشیم یعنی توزیع آماری بولتزمن را بهم بریزیم. به فرآیندی که وارونی جمعیت را برای رسیدن به حالت نوسان لیزری آماده می کند دمش یا پمپینگ می گویند.



شکل ۲-۸ بدون دمش



شکل ۲-۹ لیزر با دمش (سه ترازوی)



شکل ۲-۱۰ لیزر با دمش (چهار ترازوی)

بعضی از روش های دمش بصورت زیر می باشد: [۳]

۲-۴-۱) دمش اپتیکی

از این نوع دمش بیشتر برای لیزرهای حالت جامد مثل یاقوت، Nd: YAG و لیزرهای مایع مثل لیزر Dye استفاده می شود. به دو روش تقسیم می شود.

دمش اپتیکی ناهمدوس: الف) لیزرهای پالسی: لامپ های Xe یا Kr با فشار بالا (۵۰-۴۵۰-۱۵۰۰ تور) بکار می‌روند.

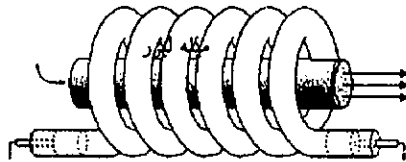
انرژی ذخیره شده در خازن در فلاش لامپ تخلیه می‌شود. تخلیه الکتریکی در لامپ اغلب توسط پالس آغازگر ولتاژ بالا به الکتروود کمکی شروع می‌شود و این پالس گاز را «پیش یونیده» می‌کند، در این موقع لامپ درخششی شدید ایجاد می‌کند که دوام آن (حاصلضرب ظرفیت خازن در مقاومت لامپ) از چند میکرو ثانیه تا چند صد میکرو ثانیه است.

ب) لیزرهای پیوسته: غالباً لامپ های فشار بالای (۴۰۰۰-۸۰۰۰ تور) Kr یا Yd- تنگستن بکار برده می‌شوند. فشار در تخلیه‌های الکتریکی باعث می‌شود گذارها پهن‌تر شود و گذارها بصورت پیوسته صورت گیرد (بعلت پهن شدگی دوپلری یا برخوردی) افزایش فشار در لامپ های تخلیه الکتریکی سبب تمایل طیف های گسسته آنها به طیف های گسیل پیوسته شده و این عمل مطابقت گسیل لامپ ها و طیف های جذبی مواد را افزایش می‌دهد.

دمش اپتیکی همدوس: بجای فلاش لامپ می‌توان از لیزری برای دمش لیزر دیگر استفاده کرد.

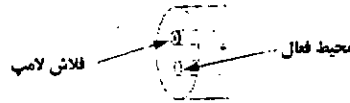
مثلاً: Nd: YAG را با لیزر دیودی و یا تیتانیم سافایر را با Nd: YAG می‌دمند. لیزر Dye را توسط لیزر نیتروژن یا Nd: YAG (سبز شده)، یا توسط لیزر آرگون می‌دمند.

در هر دو مورد فوق ماده فعال که تحت دمش اپتیکی قرار می‌گیرد، غالباً بصورت میله استوانه‌ای است و قطر آن از چند میلی‌متر تا چند سانتی‌متر و طول آن از چند سانتی‌متر تا ده ها سانتی‌متر است. لامپ و میله لیزر بصورت های زیر در سامانه لیزر قرار می‌گیرند (۱) لامپ بصورت ماریچج دور میله پیچیده شود و بعد دور لامپ هم یک استوانه بازتابان قرار می‌دهند که هر چه بیشتر نور روی ماده فعال متمرکز شود.



شکل ۱۱-۲

۲) قطر و طول میله برابر با قطر فلاش لامپ و طول Arc است. میله لیزر در یک کانون و فلاش لامپ در کانون دیگر قرار دارد. یکی از خواص معروف بیضی آن است که پرتو F_1M پس از بازتاب از سطح بیضوی از کانون F_2 عبور می کند.



شکل ۲-۱۲

۳) آرایش جفت شدگی نزدیک است، میله لیزر تا آنجا که ممکن است به لامپ نزدیک می شود، و توسط یک بازتابنده جفت شدگی نزدیک استوانه ای احاطه می شوند. کارایی آرایش جفت شدگی نزدیک معمولاً چندان کمتر از کارایی آرایش استوانه بیضوی نیست.



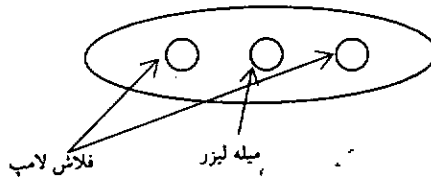
شکل ۲-۱۳

۴) آرایش های چند گانه نیز با استفاده از بیش از ۱ استوانه بیضوی یا چند لامپ در آرایش های جفت شدگی نزدیک بکار گرفته شده است.



شکل ۲-۱۴

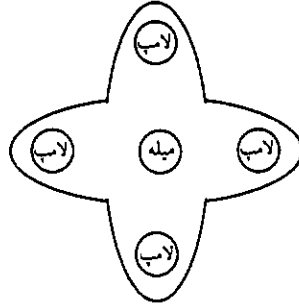
۵) بازدهی این آرایش های چند گانه کمتر از آرایش منفرد است ولی این آرایش ها غالباً در سامانه های توان بالا (یا انرژی بالا) بکار می روند.



شکل ۲-۱۵

۶) در بعضی موارد بجای بازتابنده آینه ای، استوانه هایی که از ماده بازتابان پخش کننده (مثل MgO فشرده یا پودرهای $BaSO_4$ یا سرامیک سفید یا ساماریم تزریق شده در شیشه) ساخته

شده‌اند بکار می‌روند، با اینکه سطوح پخشنده بازدهی انتقال دمش را قدری کاهش می‌دهند ولی این مزیت را دارند که ماده فعال را یکنواخت تر دمش می‌دهند.



شکل ۲-۱۶

بازدهی دمش: به ۳ دسته تقسیم می‌شود:

$$\eta_r = \frac{\text{توان خروجی نور}}{\text{توان الکتریکی اعمالی}} \quad \text{رابطه ۲-۴۴}$$

در ناحیه طول موج λ_1 تا λ_2 که نوارهای موثر دمش محیط لیزر در آن قرار می‌گیرند (مثلاً 0.7 تا 0.9 میکرون برای Nd: YAG) بنابراین بازدهی تابشی لامپ از رابطه زیر بدست می‌آید:
 I_λ شدت طیفی لامپ، l طول لامپ و R شعاع لامپ و P توان الکتریکی لامپ می باشد.

$$\eta_r = \frac{2\pi R l \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda d\lambda}{P} \quad \text{رابطه ۲-۴۵}$$

$$I_\lambda = \frac{P}{2\pi R l} \eta_r g_\lambda \quad \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} g_\lambda d\lambda = 1 \text{ یعنی بهنجار شده است}$$

$$\eta_q = \frac{\text{تعداد اتم هایی که به تراز بالایی لیزر ریخته می}}{\text{تعداد کل اتم های دمیده شده به تراز تحریکی}}$$

چون همه اتم هایی که به نوارهای دمش ارتقا داده می‌شوند به تراز بالایی لیزر فرو نمی‌افتند. در واقع برخی از این اتم ها ممکن است از نوارهای دمش مستقیماً به حالت پایه و یا سایر ترازهایی که در عمل لیزر مفید واقع نمی‌شوند فرو افتند.

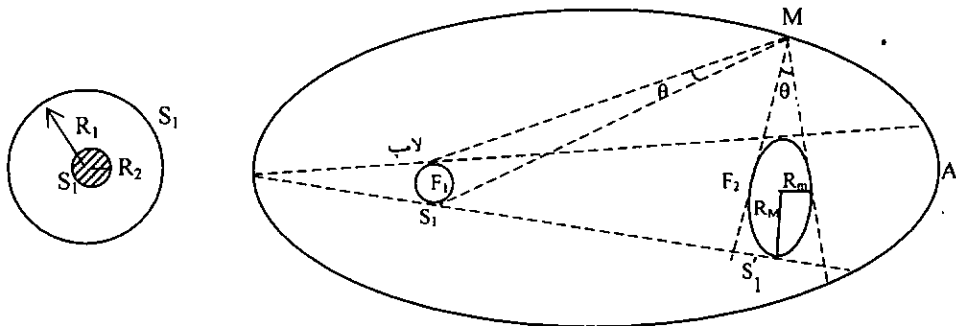
بازدهی کوانتومی به خواص ماده مورد نظر بستگی دارد و نمی توان در آن دخل و تصرف

$$\eta_t = \frac{\text{توان دمشی که به میله لیزر داده می شود}}{\text{توانی که لامپ گسیل می دارد}} \quad \text{کرد.}$$

بهبود بازدهی تابشی از مسائل فنی مشکلی است که سازندگان لامپ با آن مواجه‌اند. آنچه که مورد نیاز است لامپ هایی است که طیف گسیلی آنها با طیف جذبی نوارهای دمش بخوبی منطبق باشد.

ولی بازدهی انتقالی تا حد زیادی به سامانه اپتیکی که پرتو دمش را به میله لیزر منتقل می‌کند بستگی دارد، بنابراین، برای فراهم آوردن بهترین شرایط انتقال پرتو محاسبه این کمیت، حائز اهمیت است. لامپ هایی که ساخته می‌شوند باید این شرط را داشته باشند که طیف گسیلی آنها با طیف جذبی ماده برابر باشد.

قبل از محاسبه بازدهی انتقالی، روش واحدی پیدا می‌کنیم که به کمک آن بتوان هر دو آرایش دمش شکل (۱۱-۲) و (۱۲-۲) را تجزیه و تحلیل کرد. به این منظور فرض می‌کنیم که گام (پای پیچ) لامپ ماریپچ در شکل (۱۲-۲) خیلی کوچک باشد وجود سطح استوانه‌ای بازتاب دهنده ۱ به ما امکان می‌دهد که سامانه دمش ماریپچی را بصورت طرحی که در شکل (۱۷-۲) آمده است نشان بدهیم، در این شکل دایره هاشور دار (که سطح جانبی آن با S_1 نشان داده شده است) میله لیزر است و لامپ با سطح استوانه‌ای S_1 نمایش داده شده است که شعاع R_1 آن برابر شعاع لامپ است.



شکل ۱۷-۲

شکل ۱۸-۲

در مورد شکل (۱۲-۲) همه پرتوهایی که از لامپ مماس بر سطح S_1 آن گسیل می‌شوند پس از بازتاب از روی استوانه بیضوی بصورت دسته پرتوهایی در اطراف خط کانونی دوم F_2 استوانه بیضوی گرد می‌آیند. پوش این پرتوها سطح S'_1 را تشکیل می‌دهد که تصویری است از لامپ که بوسیله استوانه بیضوی تشکیل می‌شود. در شکل (۱۸-۲) پرتوهایی که سطح S'_1 را در دو امتداد افقی و عمودی محدود می‌کنند مشخص شده است.

می‌بینیم که تصویر S' در جهت محور کوچکتر آینه بیضوی باریک می‌شود. می‌توان نشان داد که این تصویر خودش یک بیضی است، محورهای بزرگتر و کوچکتر این بیضی به ترتیب R_m و R_M هستند، که با روابط ساده هندسی از شکل فوق بدست می‌آیند، اگر فرض شود که شعاع لامپ R_L خیلی کوچکتر از محور کوچکتر آینه بیضوی است، داریم:

$$R_M = R_L \left(\frac{1+e}{1-e} \right) \quad \text{رابطه ۲-۴۶}$$

$$R_m = R_L \left(\frac{1-e^r}{1+e^r} \right) \quad \text{رابطه ۲-۴۷} \quad e \text{ خروج از مرکز بیضی است.}$$

اثبات: با استفاده از شکل (۲-۱۸) می‌توان نوشت:

$$\Rightarrow \frac{R_L}{F_1 M} = \frac{R_m}{F_1 M} \Rightarrow R_m = R_L \frac{F_1 M}{F_1 M} \quad \text{تگ} \frac{\theta}{\gamma} = \frac{R_L}{F_1 M}$$

$$\text{تگ} \frac{\theta}{\gamma} = \frac{R_m}{F_1 M}$$

در یک بیضی می‌توان روابط زیر را نوشت:

$$AA' = \gamma a$$

$$F_1 \left| \begin{array}{l} \alpha + c \\ \beta \end{array} \right.$$

$$F_1 = \left| \begin{array}{l} \alpha - c \\ \beta \end{array} \right.$$

$$BB' = \gamma b$$

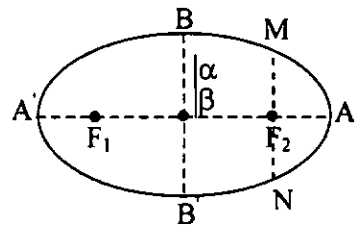
$$A \left| \begin{array}{l} \alpha + a \\ \beta \end{array} \right.$$

$$A' \left| \begin{array}{l} \alpha - a \\ \beta \end{array} \right.$$

$$F_1 F_2 = \gamma c$$

$$B \left| \begin{array}{l} \alpha \\ \beta + b \end{array} \right.$$

$$B' \left| \begin{array}{l} \alpha \\ \beta - b \end{array} \right.$$



شکل ۲-۱۹

$$\frac{(x-\alpha)^2}{a^2} + \frac{(y-\beta)^2}{b^2} = 1 \quad a^2 = b^2 + c^2 \quad \frac{c}{a} = e \quad \text{رابطه ۲-۴۸}$$

و کوتاهترین وتر کانونی بیضی هم MN است که کافی است معادله خط MN را

$(x = \alpha + c)$ با معادله بیضی برخورد دهیم آنگاه مختصات M و N بدست می‌آید

$$MN = \frac{\gamma b^r}{a} \quad \text{و بعد:}$$

$$MN = \gamma b \frac{b}{a} = \gamma b \sqrt{\frac{b^r}{a^r}} = \gamma b \sqrt{\frac{a^r - c^r}{a^r}} = \gamma b \sqrt{1 - \frac{c^r}{a^r}} = \gamma b \sqrt{1 - e^r}$$

$$MF_1 = b \sqrt{1 - e^r}$$

پس:

$$MF_1 + MF_2 = \gamma a$$

برای هر نقطه مثل M هم داریم:

بنابراین کسر $\frac{F_M}{F_1 M}$ را می‌توان به آسانی حساب کرد:

$$\frac{F_M}{F_1 M} = \frac{F_1 M}{\gamma a - F_1 M} = \frac{b \sqrt{1-e^2}}{\gamma a - b \sqrt{1-e^2}} = \frac{b \sqrt{1-c^2/a^2}}{\gamma a - b \sqrt{1-c^2/a^2}} = \frac{b^2/a}{\gamma a - b^2/a}$$

$$= \frac{b^2}{\gamma a^2 - b^2} = \frac{b^2}{a^2 + a^2 - b^2} = \frac{b^2}{a^2 + c^2} = \frac{a^2 - c^2}{a^2 + c^2} = \frac{1-e^2}{1+e^2}$$

$$R_m = R_L \frac{1-e^2}{1+e^2}$$

پس:

از تشابه مثلث‌هایی که زاویه A' در آنها مشترک است می‌توان نوشت:

$$\frac{R_L}{R_M} = \frac{F_1 A'}{F_1 A'}$$

$$\frac{R_L}{R_M} = \frac{(\alpha - c) - (\alpha - a)}{(\alpha + c) - (\alpha - a)} = \frac{a - c}{a + c} = \frac{1 - e}{1 + e} \Rightarrow R_M = R_L \frac{1 + e}{1 - e}$$

اکنون اگر خروج از مرکز آینه بیضوی خیلی کوچک باشد تصویر S_1' باز هم دایره‌ای است با همان شعاع مربوط به لامپ. در این مورد شکل ۲-۱۸ به شکل ۲-۱۷ تبدیل می‌شود و سطح S_1 شکل ۲-۱۷، سطح S_1' شکل ۲-۱۸ است.

اکنون که دو شکل ۲-۱۱ و ۲-۱۲ به یک شکل منفرد نشان داده شده در شکل ۲-۱۷ تبدیل شدند می‌توانیم به محاسبه بخشی از توان گسیل شده بوسیله سطح S_1 الف که در واقع به سطح S_2 میله فعال وارد می‌شود پردازیم، بدین منظور فرض می‌کنیم که S_1 را بتوان مانند سطح یک جسم سیاه در دمای T در نظر گرفت، بر طبق قانون استفان - بولتزمن، کل توان گسیل شده توسط لامپ برابر است با

$$P_1 = \sigma_{SB} T^4 S_1 \quad \text{رابطه ۲-۴۹}$$

توانی که به میله لیزر وارد می‌شود حالا با یک استدلال ساده ترمودینامیکی محاسبه می‌شود، بدین منظور فرض می‌کنیم که به جای میله لیزر جسم سیاه استوانه‌ای شکلی که دارای همان ابعاد میله است قرار داده شده باشد.

$$P_2 = \sigma_{SB} T^4 S_2 \quad \text{رابطه ۲-۵۰}$$

اگر استوانه جسم سیاه در همان دمای T نگه داشته شود می‌توان نوشت:

$$\eta_1 = \frac{P_2}{P_1} = \frac{S_2}{S_1} = \frac{R_2}{R_1} \quad \text{رابطه ۲-۵۱}$$

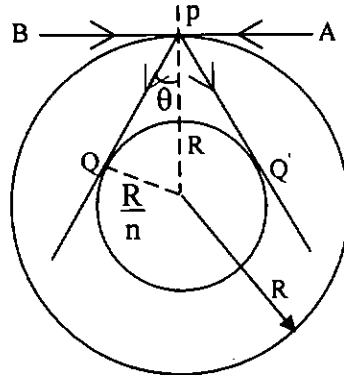
در اینجا فرض بر آن است که طول میله لیزر و لامپ یکی باشند رابطه بالا برای $R_1 < R_2$ صادق است. اگر $R_2 \geq R_1$ باشد (وضعیت ۲-۱۲) انتظار می‌رود که بازدهی انتقالی همواره برابر یک باشد و لیکن این امر تنها هنگامی صادق است که کاواک بیضوی مورد دوش دارای خروج از مرکز صفر باشد.

برای مقادیر مختلف خروج از مرکز، محاسباتی وجود دارد که بازدهی انتقال را بر حسب تابعی از نسبت بین قطرهای لامپ و میله بدست می‌دهد.

این واقعیت را باید در نظر داشت که باز تابندگی کاواک دوش هرگز به ۱۰۰٪ نمی‌رسد، در عمل، حداکثر بازدهی انتقال یک استوانه بیضوی بهینه شده تا ۸۰٪ می‌تواند باشد. چون معمولاً شعاع R_1 لامپ مارپیچی دو برابر شعاع R_2 میله است، بازدهی لامپ مارپیچی به مقدار قابل ملاحظه‌ای کوچکتر از بازدهی لامپ خطی در داخل بازتابنده بیضوی است. از سوی دیگر، با لامپ‌های مارپیچی دوش میله لیزر یکنواخت‌تر انجام می‌شود و غالباً در سامانه‌های انرژی بالا، هنگامیکه اهمیت یکنواختی باریکه لیزر بیشتر از بازدهی است بکار می‌روند.

توزیع نور دوش (فرض بر این است که سطح میله صیقلی است):

نوری که به ماده فعال وارد می‌شود یکنواخت بر ماده وارد نمی‌شود اگر بنخواهیم چگونگی توزیع این نور را بررسی کنیم، یک ماده فعال استوانه‌ای با شعاع R در نظر می‌گیریم:



شکل ۲-۲۰

پرتوهایی که به نقطه P می‌رسند می‌توانند از کلیه جهات داخل زاویه π آمده باشند پرتوهای حدی APQ و BPQ' در شکل مشخص شده‌اند، این دو پرتو پس از ورود به میله شکسته

می‌شوند، θ زاویه حد است. $\left(\sin \theta = \frac{1}{n}\right)$ بنابراین تمام پرتوهایی که از لامپ گسیل می‌شوند در

$$\sin \theta = \frac{R/n}{R} = \frac{1}{n} \quad (QPQ' \text{ بین})$$

چنانچه این استدلال را برای تمام نقاط P سطح s بکار ببریم به این نتیجه می‌رسیم که هر هسته مرکزی میله لیزر (شعاع $\frac{R}{n}$) بسیار شدیدتر از قسمت بیرونی میله دیده می‌شود. محاسبه چگالی انرژی دمشی P در میله لیزر با در نظر گرفتن شرایط زیر به سهولت انجام پذیر است:

(الف) فقط پرتوهای نوری که در صفحه عمود بر محور میله وارد می‌شوند در نظر می‌گیریم.

(ب) از تضعیف این پرتوها به هنگام عبور از میله صرف نظر می‌کنیم.

در اینصورت چگالی انرژی ρ_n در هر نقطه در داخل میله و به فاصله r از محور آن به قرار زیر است:

$$\rho_n = n^2 \rho \quad \text{رابطه ۲-۵۲} \quad \left(r < \frac{R}{n}\right)$$

$$\rho_n = n^2 \rho \frac{1}{\pi} \sin^{-1} \frac{R}{nr} \quad \text{رابطه ۲-۵۳} \quad \left(\frac{R}{n} < r < R\right)$$

که ρ چگالی انرژی در نقطه قبل از ورود به سطح داخل می‌باشد.

علت اینکه $\rho_n = n^2 \rho$ شده بخاطر این است که حجم استوانه به شعاع $\frac{R}{n}$ به اندازه n^2

بار از حجم استوانه اصلی کوچکتر است پس چگالی انرژی n^2 بار بزرگتر می‌شود. [۳]

۲-۴-۲) دمش الکتریکی

این نوع دمش در مورد لیزرهای گازی (هلیوم- نئون، مولکولی نیتروژن، CO_2 ، یونی آرگون) و لیزرهای بخار فلزی (مس، نمک مس، طلا) و لیزرهای نیم‌رسانا بکار می‌رود. که در اینجا بحث را به دمش الکتریکی لیزرهای گازی محدود می‌کنیم.

در جامداتی مثل Nd:YAG ما یون‌ها را وارد میزبان می‌کنیم در نتیجه میدان الکتریکی میزبان ترازهای انرژی میهمان را از هم تفکیک می‌کند و یک تراز را به مجموعه‌ای از ترازها تبدیل می‌کند یعنی نوار وسیعی از انرژی را داریم.

در گازها اتم‌ها یا مولکول‌ها یا یون‌ها آزادانه حرکت می‌کنند و اثر میدان یون‌ها یا اتم‌های مجاور خیلی اندک است پس به نظر می‌رسد که ترازهای مربوط به گازها ترازهای جدا از

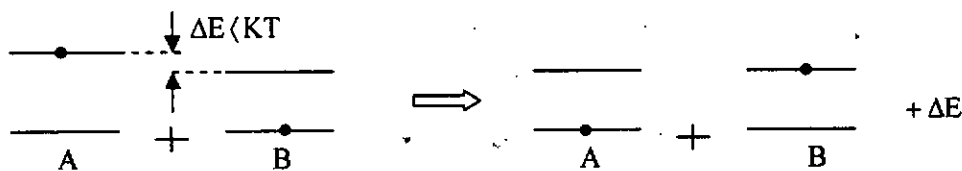
هم کم عرض هستند لذا بکارگیری دمش نوری به صرفه نخواهد بود چون بسیاری از فوتون ها هدر می‌رود و بنابراین بجای آن از دمش الکتریکی استفاده می‌کنیم.

در این نوع دمش، دمش با عبور جریان الکتریکی مناسبی (پیوسته، پالسی یا فرکانس رادیویی rf) از گاز حاصل می‌شود. یون ها و الکترون های آزاد بوجود می‌آیند و چون این ذرات در اثر میدان الکتریکی شتابدار می‌شوند انرژی جنبشی اضافی بدست می‌آورند و می‌توانند با برخورد به اتم های خنثی آنها را برانگیخته کنند. در این برانگیختگی برخوردی، معمولاً حرکت یون ها در مقابل حرکت الکترون ها کمتر اهمیت دارد. در واقع، برای گازی در فشار پایین، انرژی متوسط الکترون خیلی بیشتر از انرژی متوسط یون است. پس از زمانی کوتاه، شرط ترازمندی بین الکترون ها بر قرار می‌شود که با دمای مؤثر T_e الکترون قابل توصیف است. دمش الکتریکی گاز معمولاً با یکی از دو فرایند زیر انجام می‌گیرد:

الف) در گازی که تنها شامل یک گونه باشد، برانگیختگی فقط با برخورد الکترونی ایجاد می‌شود یعنی طبق فرایند: $e_0 + \chi \rightarrow \chi^* + e_0$ که در آن χ و χ^* به ترتیب عبارتند از اتم در حالت پایه و در حالت برانگیخته است. انرژی الکترون قبل و بعد از برخورد به ترتیب توسط e_0 و e_1 مشخص می‌شود. چنین فرایندی را برخورد نوع اول می‌نامند مثل لیزر یونی آرگون و لیزر کریبتون.

ب) برای مخلوطی از گاز (مثلاً نوع A و B) اگر در ترازهای تحریکی دو نمونه از گاز وضعیت تشدید خوبی حاکم باشد، انتقال انرژی از یک نمونه (مثلاً A) به شرط آنکه اتم در حالت تحریکی نیمه پایدار باشد به نمونه دیگر (مثلاً B) امکان پذیر است و عمل لیزر روی نمونه B قابل اجرا است. همچنین فرض می‌کنیم که اختلاف انرژی ΔE بین دو گذار کمتر از KT باشد. در این مورد، احتمال زیادی وجود دارد که پس از برخورد، اتم A در حالت پایه و اتم B در حالت برانگیخته قرار بگیرد. این فرایند را می‌توان بصورت $A^* + B \rightarrow A + B^* + \Delta E$ نشان داد که ΔE (بسته به علامتش) به انرژی انتقالی افزوده و یا از آن کم خواهد شد. اگر تراز بالایی اتم A شبه پایدار باشد (گذار ممنوع) این فرایند روش جالب توجهی برای دمش اتم B بدست می‌دهد. در این مورد وقتی A در اثر برخورد الکترونی به تراز بالایی خود برانگیخته شود در آنجا برای مدتی طولانی باقی می‌ماند و بدین ترتیب یک ذخیره انرژی برای برانگیختگی اتم های B تشکیل می‌دهد.

فرایند نشان داده شده در این شکل را برخورد نوع دوم می‌نامند.



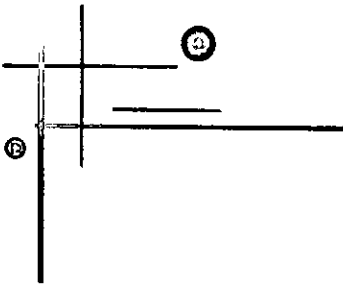
شکل ۲-۲۱

اگر $\Delta E > kT$ باشد ممکن است اتم های B به یک حالت بالاتری که مورد نظر نیست برود و این مطلوب نیست.

مثال برای این نوع ب) لیزر هلیم- نئون است که هلیم تحریکی (نمونه A^*) در اثر برخورد انرژی خود را به Ne (نوع B) انتقال می دهد. در این برخورد هلیم انرژی خود را از دست داد و Ne به حالت تحریکی ارتقاء می یابد و عمل لیزر روی گاز نئون صورت می گیرد.

اگر جریان الکتریکی در امتداد محور اپتیکی لیزر از مخلوط گاز عبور کند به آن تخلیه طولی می گویند و اگر عبور جریان عمود بر راستای محور اپتیکی باشد تخلیه الکتریکی نوع عرضی است.

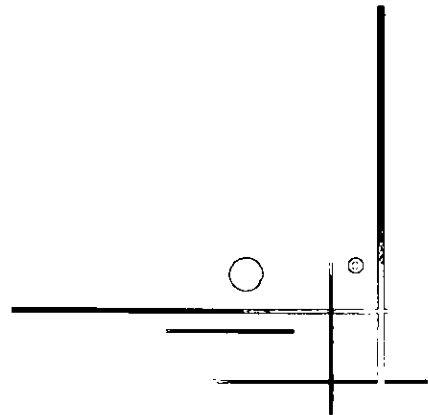
معمولاً تخلیه طولی را برای لیزرهای پیوسته یا rf بکار می برند و تخلیه عرضی برای لیزرهای پالسی استفاده می شود. [۳]



فصل ۳

معادلات نرخی معادلات نرخی معادلات نرخی

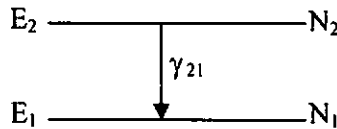
- ۱-۳ اتم با دو تراز
- ۲-۳ لیزر ۳ ترازه
- ۳-۳ لیزر ۴ ترازه



معادلات نرخ

۱-۳) اتم با دو تراز:

$$\Delta E_{21} = E_2 - E_1 = h\nu_{21}$$



شکل ۱-۳

قبلاً ثابت کردیم که:

$$I = I_0 e^{\sigma_{21}(N_2 - N_1)t}$$

در ابتدا که همه جمعیت در تراز ۱ است پس:

$$I = I_0 e^{-\sigma_{21} N_1 t}$$

$$N = N_1 + N_2$$

$$I = I_0 e^{-\sigma_{21} N t}$$

پس $N_1 \cong N$ بنابراین:

اگر دمش صورت گرفته باشد داریم:

$$I = I_0 e^{\sigma(N_2 - N_1)t} = I_0 e^{\sigma(N - 2N_1)t} = I_0 e^{\sigma \left[1 - 2\frac{N_1}{N}\right] N t} \quad \text{رابطه ۱-۳}$$

از این رابطه می‌بینیم که همچنانکه جمعیت تراز ۱ کم می‌شود کسر $\frac{N_1}{N}$ هم شروع به کاهش (از مقدار ۱) می‌کند و وقتی به $\frac{1}{2}$ می‌رسد دیگر هیچ انرژی جذب نمی‌شود، چون توان e صفر می‌شود.

$\frac{N_1}{N}$ هرگز کمتر از ۰/۵ نخواهد شد چون الکترون‌ها سعی می‌کنند یک توزیع گرمایی خلق

کنند طبق توزیع آماری بولتزمن: $\frac{N_2}{N_1} = e^{\frac{-\Delta E_{21}}{kT_e}}$ که T_e دمای الکترون‌ها است. اتم‌های زیادی

که به تراز ۲ برانگیخته می‌شوند، برخوردهای الکترونی زیادی با اتم‌های تراز ۲ انجام می‌دهند

که آنها را به تراز ۱ برمی‌گرداند. و بنابراین $\frac{N_2}{N_1}$ را کاهش می‌دهد و $\frac{N_1}{N}$ افزایش می‌یابد

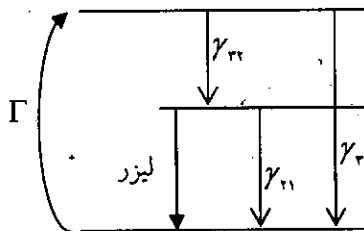
بطوریکه از ۰/۵ بیشتر می‌شود، بنابراین ما هیچوقت وارونی جمعیت بین دو تراز نخواهیم داشت پس هیچ بهره‌ای نخواهیم داشت، $N_2 = N_1$ را حالت اشباع گویند.

یا بطور خیلی ساده می‌توان گفت که هر مقدار الکترونی که به تراز بالاتر می‌رود می‌تواند با تابش خودبخودی به تراز ۱ برگردد.

پس شرط وارونی جمعیت بین دو تراز آن است که $(N_2 = N_1)$ منفی باشد. عملاً لیزر ۲ ترازه وجود ندارد پس ۳ و ۴ ترازه را بررسی می‌کنیم و معادلات نرخ را می‌نویسیم و شرط وارونی جمعیت را بدست می‌آوریم لیزرهای ۳ ترازه بازدهی خوبی ندارند چون نصف بعلاوه یک الکترون باید به تراز بالا برود ولی در لیزرهای ۴ ترازه، هر الکترونی که به تراز بالاتر برود در عمل لیزری شرکت می‌کند. ایجاد وارونی جمعیت در لیزرهای ۴ ترازه راحت‌تر است. لیزرهای ۳ ترازه به توان دمش بالایی نیاز دارند.

۳-۲) لیزر ۳ ترازه

اتم‌های تراز ۱ به تراز ۳ برانگیخته می‌شوند احتمال برانگیختگی اتم از تراز ۱ به ۳ توسط دمش را با Γ نشان می‌دهیم:



شکل ۲-۳

$$N_u = N_l e^{-\frac{\Delta E_{ul}}{KT}} \Rightarrow \frac{\gamma_{lu}}{\gamma_{ul}} = e^{-\frac{E_u - E_l}{KT}}$$

$$N_u \gamma_{ul} = N_l \gamma_{lu}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -(\Gamma + \gamma_{12} + \gamma_{13})N_1 + \gamma_{21}N_2 + \gamma_{31}N_3 \quad N = N_1 + N_2 + N_3 \quad \text{تعداد کل اتم‌ها}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \gamma_{12}N_1 - (\gamma_{21} + \gamma_{23})N_2 + \gamma_{32}N_3$$

$$\frac{dN_3}{dt} = (\Gamma + \gamma_{13})N_1 + \gamma_{23}N_2 - (\gamma_{31} + \gamma_{32})N_3$$

شرط حالت پایدار برای وارونی جمعیت را در نظر می‌گیریم یعنی اینکه شار دمش ثابت است پس جمعیت‌ها نسبت به زمان تغییر نمی‌کنند با اینکه جمعیت‌ها بین ترازها رد و بدل می‌شوند ولی کاهش و افزایش مساوی است. پس طرف چپ ۳ معادله فوق صفر می‌شود. گر چه می‌توان جواب را به آسانی بدست آورد ولی فرض می‌کنیم که فاصله بین ترازها به اندازه کافی بزرگتر از انرژی $K_B T$ است پس:

$$N_1 = \frac{\gamma_{11}(\gamma_{11} + \gamma_{21})}{\gamma_{11}(\gamma_{11} + \gamma_{21}) + (\gamma_{11} + \gamma_{21})\Gamma} N \quad \text{روابط ۲-۳}$$

$$N_2 = \frac{\gamma_{21}\Gamma}{\gamma_{11}(\gamma_{11} + \gamma_{21}) + (\gamma_{11} + \gamma_{21})\Gamma} N$$

$$N_r = N - (N_1 + N_2) \Rightarrow$$

$$N_r = \frac{\gamma_{11}\Gamma}{\gamma_{11}(\gamma_{11} + \gamma_{21}) + (\gamma_{11} + \gamma_{21})\Gamma} N$$

$$N_r > N_1$$

و شرط وارونی جمعیت این است که:

$$\gamma_{21}\Gamma > \gamma_{11}(\gamma_{11} + \gamma_{21})$$

یعنی:

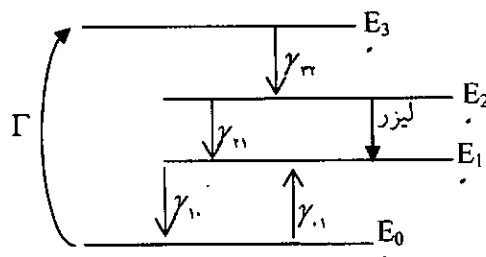
$$\Rightarrow \Gamma > \gamma_{11} \left(1 + \frac{\gamma_{21}}{\gamma_{11}} \right)$$

رابطه ۳-۳

یعنی برای اینکه وارونی جمعیت با دمش ملایم داشته باشیم، باید γ_{11} کوچک و γ_{21} بزرگ

باشد ($\frac{\gamma_{21}}{\gamma_{11}}$ کوچک باشد).

۳-۳) لیزر ۴ ترازه



شکل ۳-۳

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_{11}N_1 - \gamma_{12}N_1 + \gamma_{21}N_2 + \gamma_{31}N_3$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\gamma_{21}N_2 + \gamma_{22}N_2$$

$$\text{که } \gamma_2 = \gamma_{21} + \gamma_{22}$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \Gamma N_1 - \gamma_{31}N_3$$

$$\gamma_3 = \gamma_{31} + \gamma_{32} + \gamma_{33}$$

$$-\frac{dN_0}{dt} = \frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} + \frac{dN_3}{dt}$$

در حالت پایا جواب ها به صورت زیر است:

$$N_1 = \left(\frac{\gamma_{11}}{\gamma_{12}} + \frac{\gamma_{21}\gamma_{31} + \gamma_{22}\gamma_{31}}{\gamma_{12}\gamma_{32}} \right) N_0$$

روابط ۳-۴

$$N_2 = \frac{\gamma_{22}\Gamma}{\gamma_{21}\gamma_{32}} N_0$$

$$N_3 = \frac{\Gamma}{\gamma_{31}} N_0$$

$$N_0 = N - (N_1 + N_2 + N_3) = \frac{\gamma_{12}\gamma_{21}\gamma_{32}N}{\gamma_{12}\gamma_{21}\gamma_{32} + \gamma_{22}(\gamma_{31} + \gamma_{11})\Gamma + \gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{11})\Gamma}$$

شرط وارونی جمعیت این است که: $N_1 \gg N_0$

$$\frac{\gamma_{22}\Gamma}{\gamma_{21}\gamma_{32}} N_0 \left(\frac{\gamma_{11}}{\gamma_{12}} + \frac{\gamma_{21}\gamma_{31} + \gamma_{22}\gamma_{31}}{\gamma_{12}\gamma_{32}} \right) \Gamma N_0$$

$$\Gamma \gg \frac{\gamma_{12}\gamma_{21}\gamma_{32}}{\gamma_{22}\gamma_{31} - \gamma_{21}\gamma_{32} - \gamma_{22}\gamma_{31}} \quad , \quad \frac{\gamma_{11}}{\gamma_{12}} = e^{-\frac{E_1}{KT}}$$

$$\gamma_{21} \langle \gamma_2 = \gamma_{21} + \gamma_{22} \Rightarrow \Gamma \gg \frac{\gamma_{12}\gamma_{21}\gamma_{32}}{\gamma_{22}\gamma_{31}} \Rightarrow \Gamma \gg \frac{\gamma_{12}}{\gamma_{22}} \left(\frac{\gamma_{21}\gamma_{32}}{\gamma_{31}} \right)$$

$$\gamma_{21} \langle \gamma_3 = \gamma_{31} + \gamma_{32} + \gamma_{33} \Rightarrow \Gamma \gg \gamma_{31} \left(1 + \frac{\gamma_{32} + \gamma_{33}}{\gamma_{31}} \right) e^{-\frac{E_1}{KT}} \quad \text{رابطه ۳-۵ اگر}$$

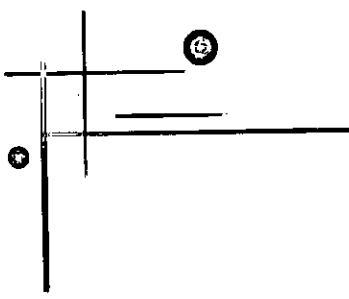
شرط اینکه لیزر پالسی داشته باشیم این است که دمیدن سریع صورت گیرد.

$$\text{اگر } \tau_u \gg \tau_e \Rightarrow \text{لیزر پیوسته}$$

$$\text{اگر } \tau_u \ll \tau_e \Rightarrow \text{لیزر پالسی}$$

در لیزر نیتروژن چون تراز بالایی لیزر دارای طول عمری حدود ۴۰ نانو ثانیه بوده که و در مقابل طول عمر تراز پایینی لیزر ($10 \mu s$) بسیار کوتاهتر است پس تحریک مولکول باید بسیار سریع انجام گیرد. (بنابراین این از سامانه تخلیه نوع بلوملین استفاده می‌شود) و لیزر پالسی است .

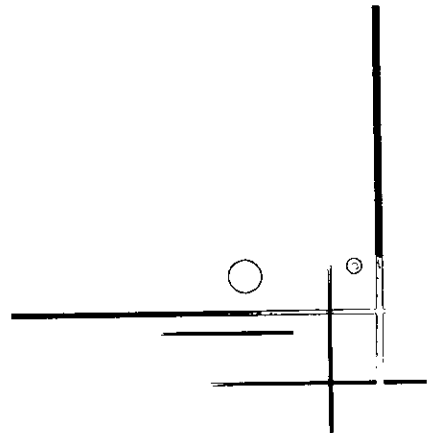
[۱۱]



فصل ۱۴

پهن شدگی

- ۱-۴ پهن شدگی ذاتی
- ۲-۴ پهن شدگی برخورداری
- ۳-۴ پهن شدگی دو پلری



پهن شدگی ها

هنگامیکه اتم ها از تراز بالایی به تراز پایینی بصورت گسیل خودبخود و یا گسیل القایی فرو می افتند و یا جذب صورت می گیرد، پهنای هر تراز چندان تیز نیست بطوریکه فرکانس گذار مقدار دقیق، ω را دارا نمی باشد. بلکه در اطراف این فرکانس مرکزی، پهن شدگی فرکانسی وجود دارد که با شکل خط $g(\Delta\omega) = g(\omega - \omega_0)$ تعیین می شود. $g(\Delta\omega)$ برای فرایندهای گسیل خود بخود، گسیل القایی و جذب یکسان است.

الف) پهن شدگی همگن: هرگاه هر خط اتم پهن شود و در نتیجه تمامی منظومه اتمی به همان طریق پهن گردد پهن شدگی را همگن گویند. گازها در فشار بالا و گسیل خودبخود پهن شدگی همگن را بوجود می آورند. مثل پهن شدگی برخوردی و پهن شدگی ذاتی

ب) پهن شدگی ناهمگن: اگر فرکانس های تشدید اتم ها را در یک نوار معین توزیع کند و در نتیجه خط منظومه اتمی کلاً پهن می شود بدون آنکه خط هر یک از اتم ها پهن شده باشد. مثل پهن شدگی دوپلری... اکنون ما دنبال این هستیم که تابع شکل $g(\Delta\omega)$ را محاسبه کنیم. شکل خط با پهن شدگی همگن از یک تابع لورنتزی بصورت زیر تبعیت می کند:

$$g(\nu - \nu_0) = 2T_r \frac{1}{1 + 4\pi^2 T_r^2 (\nu - \nu_0)^2} \quad \text{رابطه ۴-۱}$$

در پهن شدگی برخوردی $T_r = \tau_c$ است که τ_c زمان متوسط بین دو برخورد اتم در گاز است.

در پهن شدگی ذاتی $T_r = 2\tau_{sp}$ است (τ_{sp} طول عمر گسیل خودبخود است). پهنای خط در

$$\Delta\nu_0 = \frac{1}{\pi T_r} \text{ پهن شدگی همگن از شکل لورنتزی فوق بدست می آید:}$$

پهن شدگی ناهمگن معمولاً در گازها در فشار پایین حاصل می شود و ناشی از حرکت اتم هاست که منجر به جابجایی فرکانس در اثر پدیده دوپلر می شود و لذا به آن پهن شدگی دوپلری می گویند.

در این پهن شدگی فرکانس گذار اتمی در گستره ای از فرکانس توزیع می شود و نتیجه امر پهن شدگی کل منظومه اتمی خواهد بود بدون آنکه در هر یک از خط اتم ها پهن شدگی حاصل شود. شکل خط در پهن شدگی ناهمگن بصورت تابع گاوسی است و توزیع آن بصورت زیر است:

$$g^*(v-v_0) = \frac{1}{v_0} \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi KT}} e^{\frac{-mc^2(v-v_0)}{2KT}} \quad \text{رابطه ۲-۴}$$

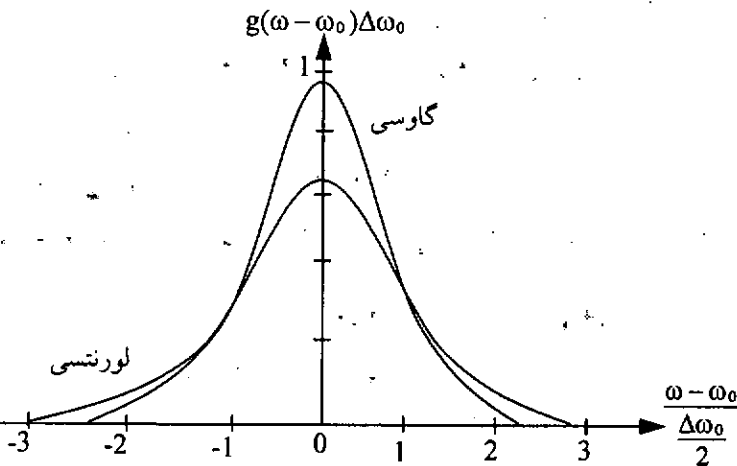
پهنای دوپلری از رابطه زیر بدست می آید:

M_N جرم مولکولی است و m جرم اتم است.

$$\Delta v_0^* = 2v_0 \sqrt{\frac{2KT}{mc^2}} \ln 2 = 7/16 \times 10^{-7} v_0 \sqrt{\frac{T}{M_N}} \quad \text{رابطه ۳-۴}$$

مثلاً در لیزر CO_2 در $T = 300 K$ پهن شدگی دوپلری $\Delta v_0^* = 53 MHz$ محاسبه می شود. اگر لیزر CO_2 در فشار ۱۰ میلی متر جیوه کار کند پهن شدگی برخوردی $50 MHz$ خواهد شد یعنی در فشار پایین پهن شدگی برخوردی و دوپلری برای مولکول CO_2 تقریباً یکسان است. اما برای فشار ۱۰ اتمسفر پهن شدگی برخوردی $\Delta v_0 = 38 GHz$ بدست می آید یعنی در فشار بالا پهن شدگی غالب، پهن شدگی برخوردی است.

بعلاوه در فشارهای بالا خطوط چرخشی مربوط به مولکول CO_2 در هم فرو می روند، بنابراین این یک طریق دستیابی به لیزر مادون قرمز ($\lambda = 10/6 \mu$) با قدرت تنظیم پیوسته طول موج استفاده از لیزر گاز کربنیک در فشار چند اتمسفر است.



شکل ۴-۱ مقایسه شکل خط لورنتسی و گاوسی با پهنای خط مساوی در نقاط نیم قدرت در اینجا ما آماده ایم که پهن شدگی ها را بهتر بدست آوریم و توزیع لورنتسی و گاوسی بودن هر کدام را ببینیم.

۴-۱) پهن شدگی ذاتی

بطور کلی پهن شدگی همگن در مورد اتم‌های مختلف یکسان است ولی پهن شدگی غیر همگن در مورد اتم‌های مختلف فرق می‌کند.

اتم برانگیخته انرژی تحریکی خود را بصورت گسیل خودبخود منتشر می‌کند برای تعبیر توزیع طیفی گسیل خودبخود در گذار E_i به E_r می‌توان با استفاده از مدل کلاسیک نوسانگر نیز به توصیف مسئله پرداخت.

عبارت مربوط به موج فرودی وجود ندارد و رابطه به شکل زیر است:

$$\ddot{\chi} + \gamma \dot{\chi} + \omega_0^2 \chi = 0 \quad \text{رابطه ۴-۴}$$

جواب را به صورت $\chi = \chi_0 e^{i\omega t}$ در نظر می‌گیریم پس:

$$\dot{\chi} = i\omega \chi e^{i\omega t}, \quad \ddot{\chi} = -\chi \omega^2 e^{i\omega t} \quad \text{رابطه ۴-۵}$$

$$\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma = 0 \Rightarrow \omega = \frac{-i\gamma \pm \sqrt{-\gamma^2 + 4\omega_0^2}}{-2} \quad \text{رابطه ۴-۶}$$

جایگذاری: در یک اتم واقعی میزان میرایی خیلی کم است بطوریکه می‌توان $\omega \gg \gamma$ گرفت.

ω_0 از مرتبه 10^8 و γ از مرتبه 10^8 است. پس:

$$\omega \approx i\frac{\gamma}{2} \pm \omega_0 \Rightarrow \chi = \chi_0 e^{\frac{-\gamma}{2}t} (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}) \quad \text{رابطه ۴-۷ (۱)}$$

$$\chi = 2\chi_0 e^{\frac{-\gamma}{2}t} \cos \omega_0 t \quad \text{رابطه ۴-۸}$$

نوسانات $\chi(t)$ را می‌توان بصورت جمع نوسانات تک فرکانسی $e^{i\omega t}$ با دامنه $A(\omega)$ بصورت تبدیل فوریه $\chi(t)$ نشان داد:

$$\chi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad \text{رابطه ۴-۹}$$

به همین ترتیب تبدیل فوریه وارونه برای $A(\omega)$ به شکل زیر است:

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t) e^{-i\omega t} dt \quad \text{رابطه ۴-۱۰}$$

با جایگزینی $\chi(t)$ از معادله (۱) خواهیم داشت:

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \chi_0 e^{-\frac{\gamma}{2}t} (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}) e^{-i\omega t} dt$$

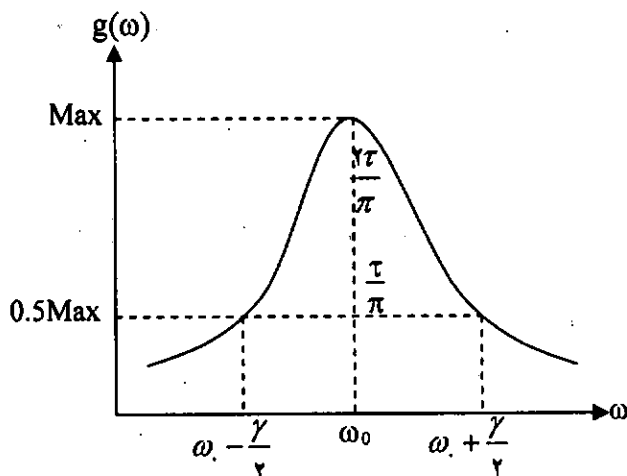
$$= \frac{\chi_0}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{i(\omega - \omega_0) + \frac{\gamma}{2}} + \frac{1}{i(\omega + \omega_0) + \frac{\gamma}{2}} \right)$$

وقتی $\omega \gg \omega_0$ باشد یعنی اینکه $\omega \cong \omega_0$ است پس کسر اول که تفاضل $\omega - \omega_0$ در مخرج است، خیلی عدد بزرگی می شود و می توان از کسر دوم صرف نظر کرد. پس:

$$A(\omega) \cong \frac{\chi_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{i(\omega - \omega_0) + \frac{\gamma}{2}} \quad \text{رابطه ۴-۱۱}$$

شدت توزیع فرکانسی یا شکل خط طیفی عبارت خواهد بود:

$$I(\omega) \propto A(\omega)A^*(\omega) = I_0 \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad \text{رابطه ۴-۱۲}$$



شکل ۲-۴

از قبل می دانیم که گذار بین E_K و E_I توسط گسیل خودبخودی با طول عمر متوسط τ_i و $\tau_i = \frac{1}{A_i}$ است که با جایگذاری ضریب میرایی، احتمال گذار A_i می توان با استفاده از روابط کلاسیک توزیع فرکانس گسیل خودبخودی و پهنای خط را بدست آورد.

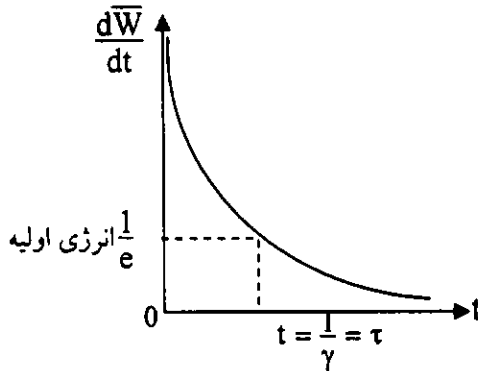
$$\delta\omega = \omega_0 + \frac{\gamma}{2} - \omega_0 + \frac{\gamma}{2} = \gamma = \frac{1}{\tau} = A$$

$$2\pi\delta v = \delta\omega = A = \gamma \quad \Rightarrow (\delta v)_N = \frac{A}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{\gamma}{2\pi}$$

بهنای خط طبیعی را با هیچ وسیله‌ای نمی‌توان اندازه‌گیری کرد.

$$\text{رابطه ۴-۱۳} \quad \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = 1 \Rightarrow g(\omega - \omega_0) = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}$$

وقتی می‌گوییم طول عمر منظور این نیست که مجموع تمام اتم‌ها تشعشع خود را انجام داده‌اند بلکه $\frac{1}{e}$ اتم‌ها تشعشع کرده‌اند و طول عمر یک معیار است.



شکل ۴-۲

در رابطه فوق چنین عمل کرده‌ایم که فرض شده:

$$g(\omega - \omega_0) \approx I(\omega) \quad \Rightarrow g(\omega - \omega_0) = \frac{k}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{k d\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} = \frac{k}{\frac{\gamma}{2}} \text{Aretg} \frac{\omega - \omega_0}{\frac{\gamma}{2}} \Big|_{-\infty}^{\infty} = 1 \quad \text{رابطه ۴-۱۴}$$

شرط بهنجارش

$$\frac{\gamma k}{\gamma} \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \right) = 1 \quad \Rightarrow \frac{\gamma k \pi}{\gamma} = 1 \quad \Rightarrow k = \frac{\gamma}{2\pi}$$

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}$$

$$\frac{dg(\omega)}{d\omega} = 0 \Rightarrow \omega = \omega_0 \Rightarrow g(\omega_0) = \frac{\gamma}{\pi\gamma} = \frac{\gamma\tau}{\pi}$$

$$\Delta\omega_0 = \omega_{1,2} - \omega_0$$

$$g(\omega_{1,2}) = g(\omega_0) = \frac{g(\omega_0)}{\gamma} = \frac{\tau}{\pi}$$

$$g(\omega) = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{4\tau^2}} = \frac{\gamma\tau}{\pi} \frac{1}{4\tau^2(\omega - \omega_0)^2 + 1}$$

$$\frac{\gamma\tau}{\pi} \frac{1}{4\tau^2(\omega_{1,2} - \omega_0)^2 + 1} = \frac{\tau}{\pi} \Rightarrow 4\tau^2(\omega_{1,2} - \omega_0)^2 = 1$$

$$\Rightarrow \omega_{1,2} - \omega_0 = \pm \frac{1}{2\tau} \Rightarrow \omega_{1,2} = \omega_0 \pm \frac{1}{2\tau} \Rightarrow \Delta\omega_0 = \frac{1}{\tau}$$

$$\Delta\nu_0 = \frac{\Delta\omega_0}{2\pi} \Rightarrow \Delta\nu_0 = \frac{1}{2\pi\tau} \quad \text{رابطه ۴-۱۵}$$

$$g(\omega - \omega_0)d\omega = g(\nu - \nu_0)d\nu$$

$$g(\nu - \nu_0) = 2\pi g(\omega - \omega_0)$$

البته باید توجه کرد که:

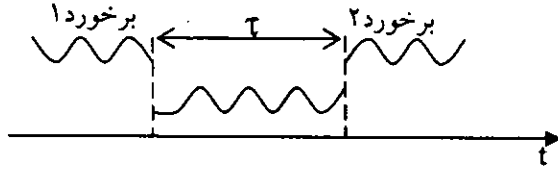
در رابطه‌ای که در ابتدای این فصل معرفی کردیم گفتیم که برای پهن‌شدگی ذاتی

$$T_1 = 2\tau_{sp} = \frac{\gamma}{\gamma}$$

$$T_1 = 2\tau_{sp} = \frac{\gamma}{\gamma}$$

۴-۲) پهن‌شدگی برخوردی

این نوع پهن‌شدگی بیشتر در لیزرهای گازی رخ می‌دهد و ناشی از برخورد بین مولکول‌های گاز می‌باشد. پهن‌شدگی برخوردی بزرگترین پهن‌شدگی در لیزرهای گازی است که در فشار بیش از ۱۰ میلی‌متر جیوه کار می‌کنند. هر چه فشار بیشتر شود پهن‌شدگی هم افزایش می‌یابد. در یک فشار ثابت p هر چه دمای T افزایش یابد طبق $PV=nRT$ حجم افزایش می‌یابد و تعداد برخوردها کاهش می‌یابد.



شکل ۴-۲

زمانی که یک اتم برخورد‌های اتفاقی را تجربه می‌کند موجی شبیه موج شکل ۴-۲ را می‌بیند و در هر برخورد فاز موج شدیداً تغییر خواهد کرد.

$$E_{(t)} = E_0 \cdot e^{-i(\omega_0 t - \varphi)}$$

میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی

فاز است که در بازه $t_0 \leq t \leq t_0 + \tau$ ثابت می‌ماند. با تبدیل فوریه می‌توان $E_{(t)}$ را به $\tilde{E}(\omega)$ تبدیل کرد:

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{t_0}^{t_0 + \tau} E_0 e^{-i(\omega_0 t - \varphi)} e^{i\omega t} dt = \frac{E_0}{\sqrt{\pi}} \int_{t_0}^{t_0 + \tau} e^{i\varphi} e^{i(\omega - \omega_0)t} dt \\ \tilde{E}(\omega) &= \frac{E_0}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{i\varphi}}{i(\omega - \omega_0)} e^{i(\omega - \omega_0)t} \Big|_{t_0}^{t_0 + \tau} = \frac{E_0}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{i\varphi}}{i(\omega - \omega_0)} \left(e^{i(\omega - \omega_0)(t_0 + \tau)} - e^{i(\omega - \omega_0)t_0} \right) \\ \tilde{E}(\omega) &= \frac{E_0}{\sqrt{\pi}} e^{i(\omega - \omega_0)t_0 + i\varphi} \frac{e^{i(\omega - \omega_0)\tau} - 1}{i(\omega - \omega_0)} \\ I(\omega) \propto |\tilde{E}(\omega)|^2 &= \left(\frac{E_0}{\sqrt{\pi}} \right)^2 \frac{e^{i(\omega - \omega_0)\tau} - 1}{i(\omega - \omega_0)} \frac{e^{-i(\omega - \omega_0)\tau} - 1}{-i(\omega - \omega_0)} \\ &= \left(\frac{E_0}{\sqrt{\pi}} \right)^2 \frac{1 - e^{i(\omega - \omega_0)\tau} - e^{-i(\omega - \omega_0)\tau} + 1}{(\omega - \omega_0)^2} = \left(\frac{E_0}{\sqrt{\pi}} \right)^2 \frac{2 - 2\cos(\omega - \omega_0)\tau}{(\omega - \omega_0)^2} \\ &= \left(\frac{E_0}{\sqrt{\pi}} \right)^2 \frac{4 \sin^2 \frac{\omega - \omega_0}{2} \tau}{(\omega - \omega_0)^2} = \left(\frac{E_0}{\pi(\omega - \omega_0)} \right)^2 \sin^2 \frac{\omega - \omega_0}{2} \tau \\ g(\omega) \propto \int_0^\infty |\tilde{E}(\omega)|^2 P(\tau) d\tau & \quad \text{تابع شکل خط} \quad \text{رابطه ۴-۱۶} \end{aligned}$$

که $\rho(\tau)d\tau$ احتمال اینکه اتم‌ها یک برخورد را پس از یک فاصله زمانی بین τ و $\tau + d\tau$ تجربه نمایند.

$$\int_0^{\infty} P(\tau) d\tau = 1 \quad , \quad \int_0^{\infty} \tau \cdot P(\tau) d\tau = \tau_0$$

τ_0 زمان متوسط میان برخوردها است.

طبق نظریه جنبشی گازها چگالی احتمال را با $\rho(\tau) = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}$ تعریف می‌کنیم پس:

$$\rho(\tau) d\tau = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} d\tau \quad \text{رابطه ۴-۱۷}$$

$$\Rightarrow g(\omega) \propto \int_0^{\infty} \left(\frac{E_0}{\pi} \right)^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{2} \tau \right)}{(\omega - \omega_0)^2} \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} d\tau$$

$$g(\omega) \propto \frac{E_0^2}{\tau_0 \pi^2 (\omega - \omega_0)^2} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \sin^2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{2} \tau \right) d\tau$$

برای سادگی این انتگرال را با تغییر متغیرهای زیر حل می‌کنیم:

$$a = -\frac{1}{\tau_0} \quad , \quad b = \frac{\omega - \omega_0}{2}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \sin^2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{2} \tau \right) d\tau = \int_0^{\infty} e^{a\tau} \sin^2 b\tau d\tau$$

$$= \int_0^{\infty} e^{a\tau} \left(\frac{e^{ib\tau} - e^{-ib\tau}}{2i} \right)^2 d\tau = -\frac{1}{4} \left\{ \int_0^{\infty} e^{(a+2ib)\tau} d\tau + \int_0^{\infty} e^{(a-2ib)\tau} d\tau \right\} + \frac{1}{2a} e^{a\tau} \Big|_0^{\infty}$$

$$\Rightarrow -\frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{a+2ib} e^{(a+2ib)\tau} + \frac{1}{a-2ib} e^{(a-2ib)\tau} \right\} \Big|_0^{\infty} + \frac{1}{2a} e^{a\tau} \Big|_0^{\infty}$$

$$= -\frac{e^{a\tau}}{4} \left\{ \frac{a \cos 2b\tau + 2b \sin 2b\tau}{a^2 + 4b^2} \right\} \Big|_0^{\infty} + \frac{1}{2a} e^{a\tau} \Big|_0^{\infty}$$

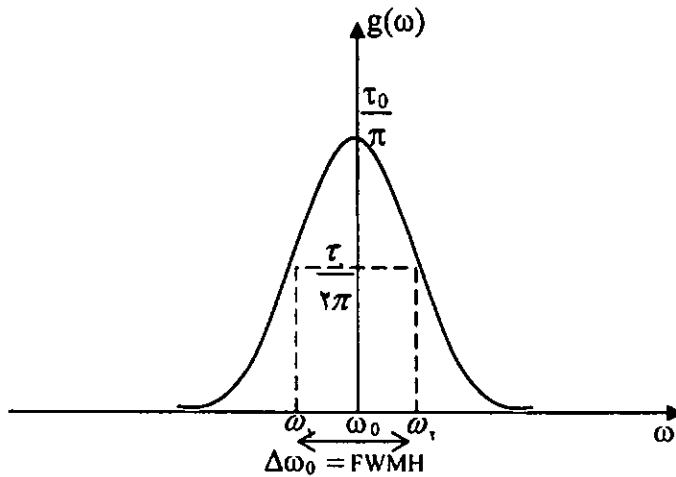
چون $a > 0$ است پس:

$$= \frac{\frac{1}{\tau} \frac{a}{a^{\tau} + \tau b^{\tau}} - \frac{1}{\tau a}}{a(a^{\tau} + \tau b^{\tau})} = \frac{\tau \left(\frac{\omega - \omega_0}{\tau} \right)^{\tau}}{-\frac{1}{\tau_0} \left[\left(\frac{1}{\tau_0} \right)^{\tau} + (\omega - \omega_0)^{\tau} \right]} = \frac{(\omega - \omega_0)^{\tau}}{\tau_0 \left((\omega - \omega_0)^{\tau} + \left(\frac{1}{\tau_0} \right)^{\tau} \right)}$$

صورت و مخرج را در τ^{τ} ضرب می‌کنیم:

$$= \frac{\tau^{\tau} (\omega - \omega_0)^{\tau}}{\tau \left((\omega - \omega_0)^{\tau} \tau^{\tau} + 1 \right)}$$

$$g(\omega) \propto \frac{E_0^{\tau}}{\tau_0 \pi^{\tau} (\omega - \omega_0)^{\tau}} \frac{\tau^{\tau} (\omega - \omega_0)^{\tau}}{\tau \left[\tau^{\tau} (\omega - \omega_0)^{\tau} + 1 \right]} = \frac{E_0^{\tau} \tau^{\tau}}{\tau \pi^{\tau} \left[\tau^{\tau} (\omega - \omega_0)^{\tau} + 1 \right]}$$



شکل ۴-۵

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = 1$$

باید تابع $g(\omega)$ را بهنجار کنیم یعنی داشته باشیم:

$$g(\omega) = \frac{AE^2 \cdot \tau^2}{2\pi^2 [\tau^2 (\omega - \omega_0)^2 + 1]} \Rightarrow \frac{AE^2 \cdot \tau^2}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{1 + \tau^2 (\omega - \omega_0)^2} = 1$$

$$\frac{AE^2 \cdot \tau^2}{2\pi^2} (\tau_0^{-1} \text{tg}^{-1} \tau_0 (\omega - \omega_0)) \Big|_{-\infty}^{\infty} = 1 \Rightarrow \frac{AE^2 \cdot \tau^2}{2\pi^2} (\tau_0^{-1} \pi) = 1 \quad \text{رابطه ۴-۱۸}$$

$$\Rightarrow A = \frac{\sqrt{2}\pi}{E \cdot \tau} \Rightarrow g(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\tau_0}{1 + \tau_0^2 (\omega - \omega_0)^2} \quad \text{رابطه ۴-۱۹}$$

$$\Rightarrow g(\omega) = \frac{\tau_0}{\pi [1 + \tau_0^2 (\omega - \omega_0)^2]} \quad \text{شکل لورنتسی:}$$

$$\frac{dg(\omega)}{d(\omega)} = 0 \Rightarrow -\frac{\tau_0}{\pi} \frac{2\tau_0^2 (\omega - \omega_0)}{[1 + \tau_0^2 (\omega - \omega_0)^2]^2} = 0 \Rightarrow \omega = \omega_0$$

در $\omega = \omega_0$ $\Rightarrow g(\omega_0) = \frac{\tau_0}{\pi}$

$$\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 \quad \text{پهنای طیفی}$$

$$g(\omega_1) = g(\omega_2) = \frac{g(\omega_0)}{2} = \frac{\tau_0}{2\pi}$$

$$\frac{\tau_0}{\pi (\omega_{1,2} - \omega_0)^2 \tau_0^2 + 1} = \frac{\tau_0}{2\pi}$$

$$\Rightarrow (\omega_{1,2} - \omega_0)^2 \tau_0^2 = 1 \Rightarrow \omega_{1,2} - \omega_0 = \pm \frac{1}{\tau_0}$$

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \pm \frac{1}{\tau_0} \Rightarrow \begin{cases} \omega_1 = \omega_0 - \frac{1}{\tau_0} \\ \omega_2 = \omega_0 + \frac{1}{\tau_0} \end{cases} \Rightarrow \Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = \omega_0 + \frac{1}{\tau_0} - \omega_0 + \frac{1}{\tau_0} = \frac{2}{\tau_0}$$

$$\Rightarrow \Delta\nu = \frac{1}{\pi\tau_0}$$

$$g(\nu) = \frac{1}{\pi \Delta\nu_0} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_0}\right)^2} \quad \text{رابطه ۴-۲۰}$$

۴-۳) پهن شدگی دوپلری

انتقال دوپلری در حرکت موجی پدیده ای شناخته شده است، این پدیده وقتی اتفاق می افتد که منبع فرستنده نسبت به گیرنده در حال حرکت باشد. چون مولکول های گاز حرکت ثابتی در جهات کاتوره ای دارند هر مولکول، نوری منتشر می کند در حالیکه نسبت به محور لیزر در جهات مختلف در حرکت است. این توزیع انتقال بسامد پهن شدگی دوپلری را به دنبال دارد. این پهن شدگی بیشتر در لیزرهای گازی در فشار پایین اتفاق می افتد.

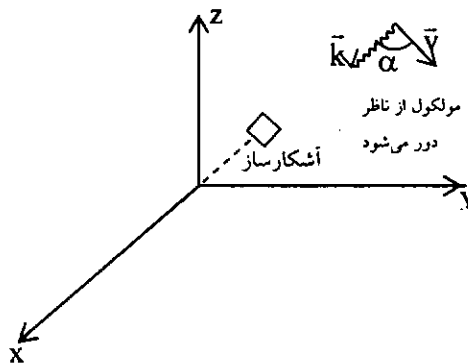
اتم با سرعت v یک پهنای طبیعی دارد ولی به دلیل توزیع سرعت، (سرعت v برای اتم ها یکسان نیست) این تابع توزیع خود یک پهنای خواهد داشت. فوتونی که می خواهد جذب شود با یک عدم قطعیت مربوط به پهن شدگی طبیعی جذب می شود و تابع توزیع سرعت نیز باعث یک عدم قطعیت در جذب اتم می شود، برای اتم ساکن در معرض طیف نور فرودی یک نقطه جذب یا عبارت دیگر گودال حاصل می شود. برای اتم متحرک که در حال دور یا نزدیک شدن به ناظر است جابجایی فرکانسی روی می دهد لذا جذب دارای پهنایی خواهد شد.

یک مولکول برانگیخته را با سرعت \vec{v} نسبت به ناظر در نظر بگیرید، فرکانس مرکزی گسیل

$$\omega_e = \omega_0 + \vec{K} \cdot \vec{V}$$

$$\omega_e > \omega_0 \Rightarrow \vec{K} \cdot \vec{V} > 0 \quad \text{مولکول به ناظر نزدیک می شود.}$$

$$\omega_e < \omega_0 \Rightarrow \vec{K} \cdot \vec{V} < 0 \quad \text{مولکول از ناظر دور می شود.}$$



شکل ۴-۶

جهت Z را برای انتشار نور در نظر می گیریم

لذا بردار برابر است با:

$$\vec{K} = K_z \hat{z}, \quad |\vec{K}| = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\omega_o = \omega \left(1 - \frac{V_z}{c}\right) \quad \Leftrightarrow \quad \omega = \omega_o \left(1 + \frac{V_z}{c}\right)$$

$$\omega = \frac{\omega_o}{1 - \frac{V_z}{c}} \cong \omega_o \left(1 + \frac{V_z}{c}\right) \quad \Rightarrow \quad V_z = \frac{\omega - \omega_o}{\omega_o} c$$

ω_o : بسامد گذار:

ω : بسامد موج فرودی:

احتمال اینکه سرعت مولکول یا اتم بین V_z و $V_z + dV_z$ باشد:

$$P(V_z) dV_z = \left(\frac{m}{\sqrt{\pi} k_B T}\right)^{1/2} e^{-\frac{mV_z^2}{2k_B T}} dz \quad \text{رابطه ۲۱-۴}$$

طبق آمار توزیعی ماکسول در تعادل حرارتی مولکول‌های گاز از توزیع سرعت ماکسول پیروی می‌کنند. یعنی احتمال اینکه فرکانس گذار بین ω و $\omega + d\omega$ قرار بگیرد $g(\omega) d\omega$ برابر است با احتمال اینکه سرعت بین V_z و $V_z + dV_z$ واقع شود.

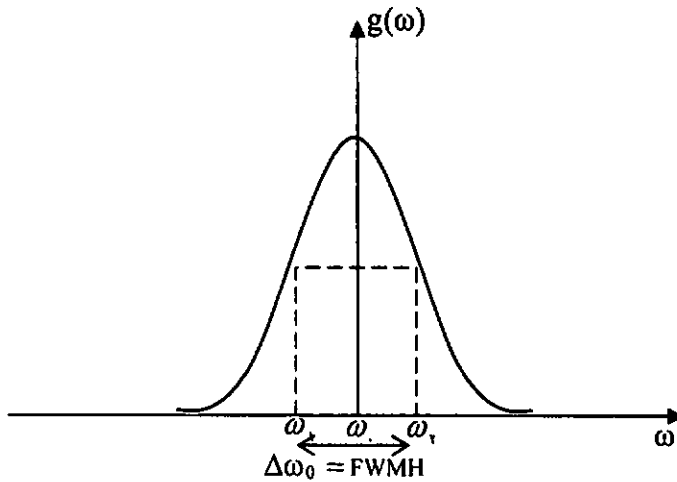
$$V_z = \frac{\omega - \omega_o}{\omega_o} c \quad \Rightarrow \quad dV_z = \frac{c}{\omega_o} d\omega$$

$$g(\omega) d\omega = \frac{c}{\omega_o} \sqrt{\frac{m}{\sqrt{\pi} k_B T}} e^{-\frac{mc^2}{2k_B T} \left(\frac{\omega - \omega_o}{\omega_o}\right)^2} d\omega \quad \text{پس:}$$

$$g(\omega) d\omega = \frac{c}{\omega_o} \sqrt{\frac{m}{\sqrt{\pi} k_B T}} e^{-\frac{mc^2}{2k_B T} \left(\frac{\omega - \omega_o}{\omega_o}\right)^2} \quad \text{شکل خط گاوسی}$$

$$\frac{dg(\omega)}{d\omega} = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega = \omega_o$$

$$g(\omega_o) = \frac{c}{\omega_o} \sqrt{\frac{m}{\sqrt{\pi} k_B T}}$$



شکل ۷-۲

$$g(\omega_1) = g(\omega_2) = \frac{g(\omega_0)}{\gamma} = \frac{c}{\gamma\omega_0} \sqrt{\frac{m}{\gamma\pi KT}}$$

$$\frac{c}{\omega_0} \sqrt{\frac{m}{\gamma\pi KT}} e^{-\frac{mc^2 (\omega_{1,2} - \omega_0)^2}{\gamma KT \omega_0^2}} = \frac{c}{\gamma\omega_0} \sqrt{\frac{m}{\gamma\pi KT}}$$

$$\Rightarrow e^{-\frac{mc^2 (\omega_{1,2} - \omega_0)^2}{\gamma KT \omega_0^2}} = \frac{1}{\gamma} \Rightarrow -\frac{mc^2 (\omega_{1,2} - \omega_0)^2}{\gamma KT \omega_0^2} = -Ln\gamma$$

$$(\omega_{1,2} - \omega_0)^2 = \frac{\gamma KT \omega_0^2 Ln\gamma}{mc^2} \Rightarrow \omega_{1,2} - \omega_0 = \pm \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\gamma KTLn\gamma}{m}}$$

$$\omega_{1,2} = \omega_{\gamma} = \pm \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\gamma KTLn\gamma}{m}} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \omega_1 = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\gamma KTLn\gamma}{m}} \\ \omega_2 = \omega_0 + \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\gamma KTLn\gamma}{m}} \end{array} \right\}$$

$$\Delta\omega_0 = \omega_2 - \omega_1 = \omega_0 + \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\gamma KTLn\gamma}{m}} - \left(\omega_0 - \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\gamma KTLn\gamma}{m}} \right)$$

$$\Delta\omega_0 = \frac{2\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2KTLn\gamma}{m}} \Rightarrow \Delta\nu_0 = \frac{\omega_0}{\pi c} \sqrt{\frac{2KTLn\gamma}{m}} \quad \text{رابطه ۴-۲۲}$$

m جرم اتمی است.

به طور خلاصه اگر فشار و دما بالا باشند، آنگاه پهن‌شدگی برخوردی + دوپلری داریم. اگر فشار بالا رود و دما پایین باشد آنگاه پهن‌شدگی برخوردی داشته و در صورتیکه فشار کم و دما بالا آنگاه پهن‌شدگی دوپلری و بالاخره فشار کم و دمای کم منجر به پهن‌شدگی طبیعی می‌شود. پهن‌شدگی طبیعی را نمی‌توان با ابزار معمولی اندازه‌گیری کرد، زیرا معمولاً با آثار دیگر پهن‌شدگی مخفی شده است که یکی از آنها پهن‌شدگی دوپلری بویژه در فشارهای پایین در گازهاست و بر اثر حرکت گرمایی مولکول‌های جاذب یا گسیل‌کننده بوجود می‌آید.

دیدیم که پهنای دوپلری بصورت $\Delta\nu = \sqrt{\frac{2KTLn\gamma}{mc^2}} \nu_0$ بدست آمد. می‌توان آنرا بصورت زیر خلاصه کرد (M_N جرم مولکولی است):

$$\Delta\nu = \sqrt{\frac{8 \times 10^{-16} \times 38 \times 10^{-23} \times T \times Ln\gamma}{9 \times 10^{16} \times \frac{M_N \times 10^{-23}}{6.02 \times 10^{23}}}} \nu_0$$

$$\Delta\nu = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{M_N}} \quad \text{رابطه ۴-۲۳}$$

مثال: پهن‌شدگی دوپلری را برای لیزر CO_2 در دمای 300°K حساب کنید.

$$\text{جرم مولکولی } \text{CO}_2 = \frac{44 \times 10^{-3} \text{ kg}}{\frac{6.02 \times 10^{23}}{\text{mole}}} = \frac{44 \times 10^{-3} \text{ kg}}{6.02 \times 10^{23} \text{ mole}} = 7.31 \times 10^{-26} \text{ mole}$$

$$\Delta\nu = \sqrt{\frac{8 \times 10^{-16} \times 38 \times 10^{-23} \times 300 \times Ln\gamma}{9 \times 10^{16} \times 7.31 \times 10^{-26}}} \times \frac{3 \times 10^8}{1.06 \times 10^{-6}} = 53 \text{ MHz}$$

یا خیلی ساده:

$$\Delta\nu = 7.16 \times 10^{-7} \times \frac{3 \times 10^8}{1.06 \times 10^{-6}} \sqrt{\frac{300}{44}} = 53 \text{ MHz}$$

تذکر ۱: پهن‌شدگی حاصل از پهن‌شدگی‌های لورنتسی یا همگن برابر جمع پهن‌شدگی‌های هر یک از ساز و کارها می‌باشد.

Δv_1 پهن شدگی اول است و Δv_2 پهن شدگی دوم است. $\Delta v = \Delta v_1 + \Delta v_2$ پهن شدگی حاصل همگن با شکل لورنستی خواهد بود.

تذکره ۲: پهن شدگی برآیند دو پهن شدگی غیر همگن بصورت زیر است:

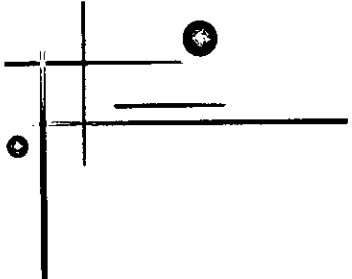
$$\Delta v = \sqrt{(\Delta v_1)^2 + (\Delta v_2)^2} \quad \text{رابطه ۲۴-۴}$$

و پهن شدگی حاصل یک پهن شدگی غیر همگن با شکل گاوسی خواهد بود.

سؤال: اگر سامانه ای هم پهن شدگی همگن و هم پهن شدگی غیر همگن داشته باشیم شکل حاصل و پهنای چگونه است؟

اگر این دو نوع پهن شدگی با هم اتفاق بیفتند، هر کدام غالبتر باشد در آنصورت ساز و کار نمودار آن غالب خواهد بود.

اما اگر هر دو به یک اندازه باشند یعنی نقش پهن شدگی ها قابل مقایسه باشد شکل خطی حاصل بنام voigt نامیده خواهد شد که نه لورنستی و نه گاوسی است و در این حالت برای شناخت از پهنای خط، ابتدا باید اثرات دو پهن شدگی را بصورت ترسیمی به یک منحنی voigt تبدیل نمود سپس پهنای آن را بر اساس تقریب پهنای در پهن شدگی ها بدست آورد. [۶]



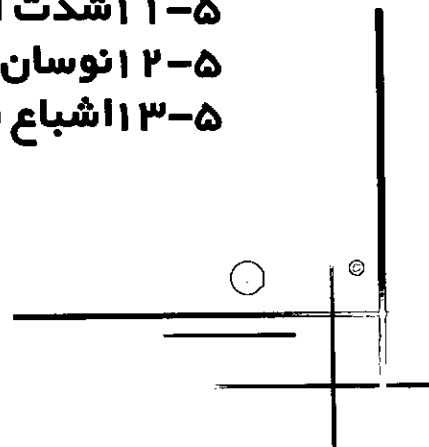
فصل ۱۳

انتشار موج نوری در تشدیدگر

انتشار موج نوری در تشدیدگر

انتشار موج نوری در تشدیدگر

- ۱-۵ حل معادله هلمهولتز
- ۲-۵ محاسبه حجم مُد
- ۳-۵ تشدیدگرهای نوری
- ۴-۵ شرط تشدید در کاواک کروی-کروی
- ۵-۵ تبهگنی فرکانسی در کاواک نوری
- ۶-۵ پرتویابی در یک سیستم نوری
- ۷-۵ کاربرد پرتویابی در تشدیدگرهای نوری
- ۸-۵ قانون ABCD برای باریکه های گاوسی
- ۹-۵ بعضی از تشدیدگرهای متداول لیزری
- ۱۰-۵ تشدیدگرهای ناپایدار
- ۱۱-۵ شدت اشباع
- ۱۲-۵ نوسان لیزری بالای حد آستانه
- ۱۳-۵ اشباع بهره لیزری



انتشار موج نوری در تشدیدگر لیزر

همانطور که از نظریه الکترومغناطیس می‌دانیم میدان الکتریکی E ، چگالی شار الکتریکی D ، میدان مغناطیسی H ، چگالی شار مغناطیسی B ، چگالی جریان الکتریکی J و چگالی بار ρ همگی می‌توانند بر حسب تابعی از مختصات (x, y, z) و زمان تغییر کنند و توسط معادلات

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{رابطه ۵-۱} \quad \text{ماکسول بهم ارتباط پیدا می‌کنند:}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{رابطه ۵-۲}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad \text{رابطه ۵-۳}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{رابطه ۵-۴}$$

و با استفاده از قطبش \vec{p} و گذردهی ϵ_0 داریم:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \epsilon_0 = 8/85 \times 10^{-12}$$

$$\chi = \frac{\vec{P}}{\epsilon_0 \vec{E}} \quad \text{با } \epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi)$$

که در اینجا χ و ϵ ثابت فرض می‌شوند (بعبارت دیگر ما باید رابطه پاشندگی را برای ϵ و χ در نظر بگیریم).

همچنین می‌توانیم فرض کنیم که محیط دی الکتریک است بطوریکه:

$$\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}, \sigma = 0$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2}$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} + \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) \quad , \quad \nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \cdot \vec{D} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad \text{رابطه ۵-۵}$$

اما از یک بار الکتروستاتیک فقط یک میدان الکتروستاتیک بوجود می‌آید و به موج الکترومغناطیسی در محیط اپتیکی ارتباطی ندارد پس ما از آن صرف‌نظر می‌کنیم و $\rho = 0$ قرار

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad \text{می‌دهیم در نتیجه:}$$

$$\text{سرعت } v = \frac{c}{n}$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{انتشار } v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 299792458 \text{ m/s}$$

همچنین فرض می‌کنیم میدان تک‌رنگ باشد یعنی بتوانیم قسمت زمانی و مکانی میدان را جدا از هم بنویسیم:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow e^{i\omega t} \nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) - \epsilon\mu (i\omega)^2 e^{i\omega t} \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad \text{رابطه ۵-۶}$$

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + K^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad \text{رابطه ۵-۱۱} \quad \text{که} \quad K = \frac{n\omega}{c}$$

این بخش مکانی معادله موج می‌باشد که به معادله هلمهولتز معروف است.

۵-۱) حل معادله هلمهولتز

از جمله جواب‌های این معادله موج تخت و موج کروی هستند که ما دنبال اینها نیستیم و نوع سوم جواب بدرد ما می‌خورد، چون باریکه لیزری مثل یک موج تقریباً یک جهتی یا سطح مقطع معلوم منتشر می‌شود، موج تخت و کروی بطور واضح چنین خاصیتی ندارند و باریکه نیستند، موج کروی تک جهتی نیست و موج تخت هم سطح مقطع نامحدود دارد. بنابراین ما دنبال حل‌های معادله هلمهولتز هستیم که مثل باریکه بنظر برسد، یعنی دنبال حلی هستیم که تقریباً خاصیت تک جهتی موج تخت را داشته باشد بدون داشتن سطح مقطع نامحدود. برای این منظور $E(x, y, z) = E_0 \Psi(x, y, z) e^{-jkz}$ در نظر می‌گیریم که دامنه آن ثابت نیست.

Ψ انحراف از موج تخت را نشان می‌دهد و هدف‌هم یافتن همین Ψ می‌باشد.

$$\nabla^2 = \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}}_{\nabla_t^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \nabla_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad \text{اگر راستای انتشار محور } z \text{ ها باشد:}$$

قسمت عرضی‌اش را جدا می‌کنیم و بصورت فوق می‌نویسیم:

$$\nabla_t^2 E = e^{-jkz} \nabla_t^2 \Psi$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \left(-K^2 \Psi - \gamma j k \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) e^{-jkz}$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \left(-jk\Psi + \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) e^{-jkz} \quad \text{رابطه ۷-۵}$$

این مشتقات را در معادله $\nabla_t^2 E + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + K^2 E = 0$ قرار می‌دهیم جمله شامل K^2 حذف می‌شود و داریم:

$$\nabla_t^2 \Psi - \gamma j k \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0 \quad \text{رابطه ۸-۵}$$

چون عدد موج K خیلی بزرگ است بنابراین از جمله سوم در مقابل جمله دوم صرفنظر می‌کنیم:

$$\nabla_t^2 \Psi - \gamma j k \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \quad \text{معادله موج پیرا محوری برای پرتوهای گاوسی}$$

برای اینکه محاسباتمان کمتر باشد دنبال تقارن استوانه‌ای هستیم بنابراین:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) - \gamma j k \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \quad \text{رابطه ۹-۵}$$

جواب حدسی که برای معادله می‌توان در نظر گرفت، در ساده‌ترین شکل بصورت:

$$\Psi_0 = e^{-j \left[P(z) + \frac{kr^2}{2q(z)} \right]} \quad \text{رابطه ۱۰-۵}$$

که اندیس ۰ نشان دهنده این است که این جواب مربوط به مد اصلی که کمترین مرتبه را دارد یعنی TEM_0 می‌باشد.

هدف ما بدست آوردن Ψ_0 می‌باشد. داشتن مد TEM_0 یک شرایط آرمانی است، اما بعلت تقارن‌های دیگری که داریم مدهای از مرتبه بالاتر نیز ایجاد می‌شود.

این موج را به این دلیل گاوسی می‌گویند که شبیه یک تابع گاوسی است، حال اگر Ψ را در یک معادله موج پیرامحوری قرار دهیم داریم:

$$-\gamma j k \frac{\partial \Psi_0}{\partial z} = \left[-\gamma j k P'(z) + \frac{k^2 r^2 q'(z)}{q(z)^2} \right] \Psi_0$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi_0}{\partial r} \right) = \left[-\frac{k^2 r^2}{q(z)^2} - j \frac{\nu k}{q(z)} \right] \Psi_0$$

$$\left\{ \left[\frac{k^2}{q(z)^2} (q'(z) - 1) \right] r^2 - \nu k \left[p'(z) + \frac{j}{q(z)} \right] \right\} \Psi_0 = 0$$

که q_0 مقدار $q(z)$ می باشد در $z=0$ که هنوز نمی دانیم $z=0$ کجاست.

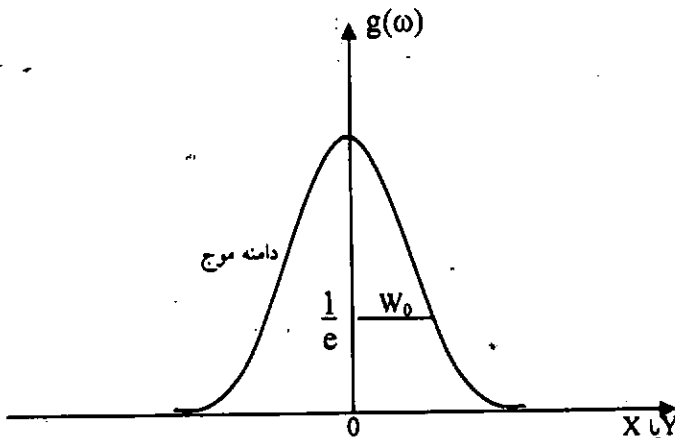
$$\begin{cases} q'(z) - 1 = 0 & \Rightarrow q(z) = z + q_0 \\ p'(z) + \frac{j}{q(z)} = 0 & \Rightarrow p'(z) = -\frac{j}{q(z)} \Rightarrow p(z) = -j \text{Ln} \frac{q}{q_0} \end{cases} \quad \text{رابطه ۵-۱۱}$$

حال می دانیم که دیمانسیون q_0 با دیمانسیون z برابر است، اما آیا q_0 حقیقی است؟ با توجه

$$\left| e^{\frac{-jk r^2}{q(z)}} \right| = 1 \quad \text{به معادله موج: } \Psi_0 = e^{-jp(z)} e^{\frac{-jk r^2}{q(z)}}$$

برای همه r ها درست است و این بدین معنی است که فاز خیلی سریع نسبت به r در حال تغییر می باشد، با اینکه دامنه ثابت می ماند.

و این یک پرتوی باریکه را برای ما تشریح نمی کند و نمی تواند جواب ما باشد. پس اگر q فقط حقیقی محض باشد جالب نیست بنابراین $q(z)$ باید یک قسمت مجازی هم داشته باشد و می دانیم که z فقط حقیقی است پس q_0 باید مجازی باشد:



شکل ۵-۱

$$q(z) = z + jz_0$$

رابطه ۵-۱۲

$$\text{در } z=0 \Rightarrow q(z) = q(z_0) = jz_0 \Rightarrow \Psi_{(0)} = e^{\frac{-kr^2}{2z_0}} e^{-j\beta(z_0)}$$

چون از نوع $e^{-\alpha r^2}$ می باشد تابعی گاوسی است.

دقت کنید که دامنه آن حقیقی است که با $r=0$ در قله است و :

$$\frac{1}{e} \Psi_{\max} = \Psi \Rightarrow \frac{1}{e} e^{-j\beta(z_0)} = e^{\frac{-kr^2}{2z_0}} e^{-j\beta(z_0)} \Rightarrow r = \sqrt{\frac{2z_0}{K}} = W_0$$

$$z_0 = \frac{1}{\gamma} K W_0^2$$

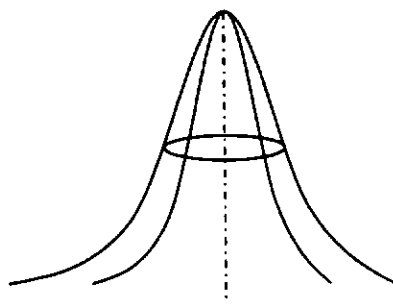
رابطه ۵-۱۳

$$W_0^2 = \frac{\gamma z_0}{K} = \frac{\lambda_0 z_0}{n\pi}$$

$$z_0 = \frac{n\pi W_0^2}{\lambda_0}$$

رابطه ۵-۱۴

که رابطه $z_0 = \frac{1}{\gamma} K W_0^2$ برای به خاطر سپردن راحت تر است.



شکل ۲-۵

این رابطه توزیع شدت را نشان می دهد که در مرکز بیشترین شدت را دارد و با یک تابع گاوسی شدت آن کم می شود، برای اندازه گیری آن بصورت عملی مثلاً با خط کش قسمت پهنا قابل اندازه گیری است.

اگر از صفحات دیگر به آن نگاه کنیم یعنی از صفحه ای غیر از صفحه $z=0$ ، در این مورد تنها صفحه ای را $z=0$ قرار می دهیم که جبهه موج تخت باشد یعنی شامل W_0 باشد.

$$q(z) = z + jz_0 \Rightarrow \frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + jz_0} \quad \text{اکنون } q(z) \text{ را حساب می کنیم:}$$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + jz_0} \frac{z - jz_0}{z - jz_0} = \frac{z - jz_0}{z^2 + z_0^2} = \frac{z}{z_0 + z_0^*} - j \frac{z_0}{z^2 + z_0^2} \quad \text{رابطه ۵-۱۵}$$

قبلاً داشتیم: $Z_0 = \frac{n\pi W_0^2}{\lambda_0}$ که $\frac{1}{Z_0} = \frac{\lambda_0}{n\pi W_0^2}$

قسمت مجازی $q(z)$ بود حالا هم قسمت حقیقی را با $\frac{1}{R(z)}$ نشان می دهیم و قسمت

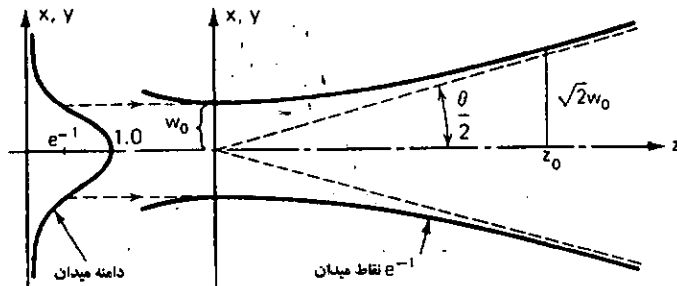
مجازی را با $\frac{\lambda_0}{n\pi W^2(z)}$ نشان می دهیم و داریم: رابطه ۵-۱۶ $\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda_0}{n\pi W^2(z)}$

با مقایسه دو رابطه (۵-۱۵) و (۵-۱۶) می توان فهمید که:

$\frac{1}{R(z)} = \frac{Z}{Z^2 + Z_0^2} \Rightarrow R(z) = \frac{Z^2 + Z_0^2}{Z} = Z \left(1 + \frac{Z_0^2}{Z^2} \right)$

$\frac{\lambda_0}{n\pi W^2(z)} = \frac{Z_0}{Z^2 + Z_0^2} \Rightarrow W^2(z) = \frac{\lambda_0^2 Z^2 + Z_0^2}{n\pi Z_0} = \frac{\lambda_0}{n\pi} \frac{1}{2} K W_0^2 \left(1 + \frac{Z^2}{Z_0^2} \right)$

$\Rightarrow W^2(z) = W_0^2 \left(1 + \frac{Z^2}{Z_0^2} \right)$



شکل ۵-۲

$R(z)$ شعاع انحنای باریکه در محل z و $W(z)$ کمر باریکه در محل z است. از $Z = 0$ تا

$Z = Z_0$ و همچنین از $Z = 0$ تا $Z = -Z_0$ زا برد رألی گویند. $b = 2Z_0$ را مشخصه هم

کانون گویند.

سؤال: Z_0 کجاست؟

$W^2(z) = W_0^2 \left(1 + \frac{Z^2}{Z_0^2} \right) \Rightarrow W^2(z) = W_0^2 \left(1 + \frac{Z_0^2}{Z_0^2} \right)$

$W^2(z_0) = 2W_0^2 \Rightarrow W(z_0) = \sqrt{2} W_0$

در صفحه $z=0$ ، اندازه کمر باریکه، کمینه است (w_0) و در صفحه $z=0$ جبهه موج تخت است.

$$\frac{\theta(z)}{2} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{W(z)}{z} \Rightarrow \theta(z) = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2W(z)}{z} = \lim_{Z \rightarrow \infty} \frac{2W_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}}{z}$$

$$= \frac{2W_0}{z_0} = \frac{2W_0}{n\pi W_0^2} = \frac{2\lambda_0}{n\pi W_0} = \frac{2\lambda}{\pi W_0} = 0.64 \frac{\lambda}{W_0}$$

معادله دیفرانسیلی دیگری که باید حل کنیم به صورت $P'(z) = \frac{-j}{z + jz_0}$ می باشد.

$$jP(z) = \int_0^z \frac{dz'}{z' + jz_0} = \text{Ln}(z' + jz_0) \Big|_0^z = \text{Ln}(z + jz_0) - \text{Ln}(jz_0)$$

$$jP(z) = \text{Ln}\left(1 - j\left(\frac{z}{z_0}\right)\right)$$

حالا با استفاده از این حقیقت که: رابطه ۵-۱۷

$$1 - j\left(\frac{z}{z_0}\right) = \left[1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right]^{\frac{1}{2}} e^{-j\text{tg}^{-1}\frac{z}{z_0}} \quad \text{رابطه ۵-۱۸}$$

می توان نوشت:

$$jP(z) = \text{Ln}\left[1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right]^{\frac{1}{2}} - j\text{tg}^{-1}\frac{z}{z_0}$$

ما به $e^{-jP(z)}$ احتیاج داریم:

$$e^{-jP(z)} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}} e^{j\text{tg}^{-1}\frac{z}{z_0}} = \frac{W_0}{W(z)} e^{j\text{tg}^{-1}\frac{z}{z_0}} \quad \text{رابطه ۵-۱۹}$$

و حالا می توان با جایگذاری در جواب موج $E_{(x,y,z)} = E_0 \Psi_{(x,y,z)} e^{-jkz}$ بدست آورد:

$$\frac{E_{(x,y,z)}}{E_0} = e^{-j\left[P(z) + \frac{kr^2}{2q(z)}\right]} e^{-jkz} = e^{-jP(z)} e^{-\frac{jkz^2}{2}\left[\frac{1}{R(z)} - j\frac{\lambda}{\pi W^2(z)}\right]} e^{-jkz}$$

$$= \frac{W_0}{W(z)} e^{jlg^{-1} \frac{z}{z_0}} e^{\frac{-jkr}{2R(z)}} e^{\frac{-kr^2 \lambda}{2\pi W^2(z)}} e^{-jkz}$$

$$\frac{E_{(x,y,z)}}{E_0} = \frac{W_0}{W(z)} e^{-\frac{r^2}{W^2(z)}} e^{-j \left[kz - lg^{-1} \frac{z}{z_0} \right]} e^{\frac{-jkr^2}{2R(z)}} \quad \text{رابطه ۵-۲۰}$$

عامل فاز شعاعی عامل فاز طولی عامل دامنه

البته این جواب برای مد TEM_{۰۰} است مد TEM_{۰۰} مد اصلی لیزر است که همدوسی فضایی فوق العاده خوبی دارد و حداقل واگرایی را داراست و می تواند در کمترین نقطه کانونی شود. با کمی محاسبات طولانی می توان از طریق جداسازی متغیرها معادله هلمهولتز را حل کرد و جواب کلی را بصورت زیر بدست آورد:

$$\frac{E_{(x,y,z)}}{E_{m,p}} = H_m \left(\frac{\sqrt{2}\chi}{W(z)} \right) H_p \left(\frac{\sqrt{2}\gamma}{W(z)} \right) \frac{w_0}{w(z)} e^{\frac{x^2+y^2}{W(z)}} e^{-j \left[kz - (m+p)lg^{-1} \frac{z}{z_0} \right]} e^{\frac{-jkr^2}{2R(z)}} \quad \text{رابطه ۵-۲۱}$$

چند جمله‌ای هرمیتی: $H_m(u) = (-1)^m e^{u^2} \frac{d^m e^{-u^2}}{du^m}$ که این جواب یک $\frac{E_{(x,y,z)}}{E_{m,p}}$

جواب هرمیتی-گازی است و جواب مد TEM_{m,p} است. تعداد لکه‌های پرتو از (P+1) (m+1) بدست می‌آید.

فاکتور فاز شعاعی برای TEM_{۰۰} و TEM_{mp} یکسان است.

فاکتور شعاعی r برای TEM_{۰۰} و TEM_{mp} یکسان است.

فاکتور $\frac{W_0}{W(z)}$ برای TEM_{۰۰} و TEM_{mp} یکسان است.

انتقال فازی در جهت x و y به اعداد m و p یا مد عرضی بستگی دارد. مدهای بالاتر قطر

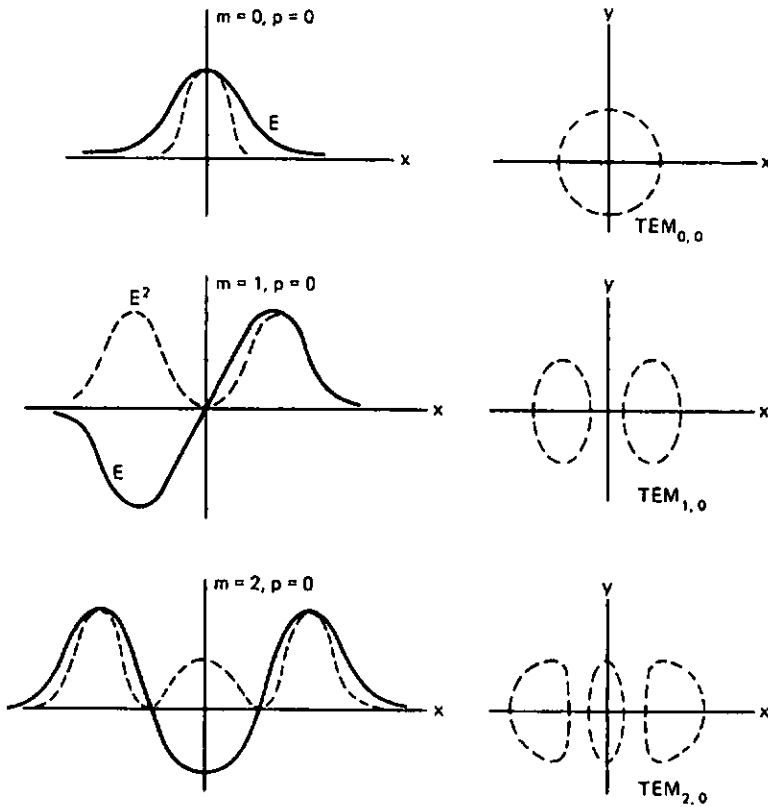
باریکه بزرگتری دارند لذا واگرایی بیشتر و همدوسی فضایی کمتری را دارا هستند.

بزرگترین تغییر بدلیل وجود چند جمله‌ای‌های هرمیتی است. اثر تابع هرمیتی در دامنه موج به

اختلاف فاحش TEM_{۰۰} و TEM_{mp} منجر می‌شود، مدهای بالاتر را می‌توان با گذاشتن دریچه

حذف کرد (بدلیل شعاع بزرگتر باریکه).

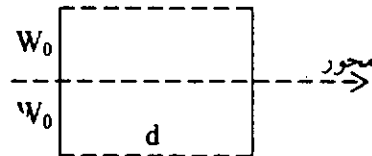
مدهای عرضی روی پرده ای در مقابل جهت انتشار قابل مشاهده‌اند. لیزر در مد عرضی TEM_{۰۰} بهترین کیفیت باریکه را دارد. چشم اثر E^2 را که معادل شدت است می‌بیند ولی دامنه موج دیده نمی‌شود.



شکل ۲-۵

۲-۵) محاسبه حجم مد V_{mp}

به دلیل عدم توزیع شعاعی یکنواخت میدان، حجم مد برابر حجم هندسی نیست.



$$V = 4\pi W_0' d$$

$$V_{00} : TEM_{00} \text{ حجم مد برای } = \frac{\pi W_0^2}{2} d$$

$$V_{11} : TEM_{11} \text{ حجم مد برای } = 2\pi W_0^2 d$$

مدهای عرضی TEM_{00} تا جایی در کاواک در نظر گرفته می‌شوند که $V_{mp} \leq V$ باشد.

$$E_{mp}^* \cdot V_{mp} = \int_0^d \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x,y,z) E^*(x,y,z) dx dy dz$$

$$= E_{mp}^* \int_0^d \frac{W_0^2}{W(z)^2} dz \int_{-\infty}^{\infty} H_m^* \left(\frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \right) e^{-\frac{2x^2}{W(z)^2}} dx \int_{-\infty}^{\infty} H_p^* \left(\frac{\sqrt{2}y}{W(z)} \right) e^{-\frac{2y^2}{W(z)^2}} dy$$

$$U = \frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \Rightarrow dU = \frac{\sqrt{2}}{W(z)} dx \quad \text{رابطه ۵-۲۲}$$

$$V = \frac{\sqrt{2}y}{W(z)} \Rightarrow dV = \frac{\sqrt{2}}{W(z)} dy \quad \text{رابطه ۵-۲۳}$$

$$V_{mp} = \int_0^d \frac{W_0^2}{W(z)^2} dz \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H_m^*(U) e^{-U^2} H_p^*(V) e^{-V^2} \frac{W(z)}{\sqrt{2}} \frac{W(z)}{\sqrt{2}} du dv$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^d W_0^2 dz \int_{-\infty}^{\infty} H_m^*(u) e^{-u^2} du \int_{-\infty}^{\infty} H_p^*(v) e^{-v^2} dv \quad \text{رابطه ۵-۲۴}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} H_m^*(u) e^{-u^2} du = 2^m m! \sqrt{\pi} \quad \text{با توجه به رابطه:}$$

داریم:

$$V_{mp} = \frac{W_0^2 d}{2} 2^m m! \sqrt{\pi} 2^p p! \sqrt{\pi} \Rightarrow V_{mp} = \frac{W_0^2 \pi d}{2} 2^{m+p} m! p! \quad \text{رابطه ۵-۲۵}$$

TEM_{mp} حجم مد عرضی

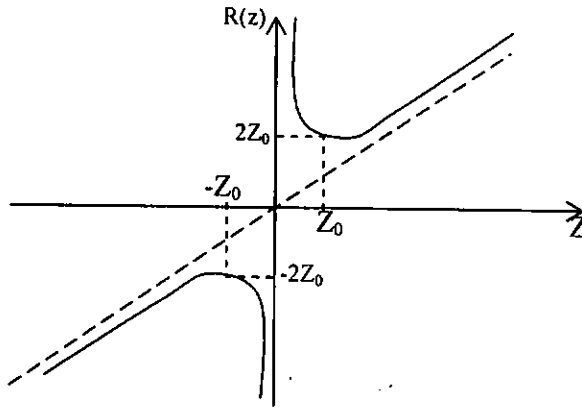
نکته مهم:

$$R_{(z)} = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right) \Rightarrow R'_{(z)} = \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right) + \left(1 - \frac{2z z_0^2}{z^3} \right) =$$

$$\left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right) + z \left(1 - \frac{2z_0^2}{z^2} \right) = \Rightarrow \frac{z^2 + z_0^2 z + z^2 - 2z z_0^2}{z^2} =$$

$$z^r + z^r + z z_0^r - z z_0^r = 0$$

رابطه ۵-۲۶



شکل ۵-۵

خاصیت اصلی و مهم:

$$z = z_0 \quad : \quad R_{(z)} = z z_0$$

$$z = -z_0 \quad : \quad R_{(z)} = -z z_0$$

رابطه ۵-۲۷

اما برای سایر جبهه‌های موج این خاصیت وجود ندارد مثلاً:

$$z = z z_0 \Rightarrow R_{(z)} = z z_0 \left(1 + \frac{z_0^r}{4 z_0^r} \right) = \frac{5}{4} z z_0$$

$$z = -z z_0 \Rightarrow R_{(z)} = -z z_0 \left(1 + \frac{z_0^r}{4 z_0^r} \right) = -\frac{5}{4} z z_0$$

این به آن معنی است که با اینکه فاصله دو z ، $z z_0$ می‌باشد اما شعاع هر یک $-\frac{5}{4} z z_0$ می‌باشد

یعنی ابتدایش روی آن موج دیگر نیست.

۵-۳) تشدیدگرهای نوری

هدف یافتن رابطه بین مشخصه های میدان مدهای مشخصه کاواک یعنی $W_{(z)}$ ، $R_{(z)}$ بامشخصات هندسی کاواک یعنی R_1 و R_2 و d است.مسئله اول: کاواک تخت - کروی برای TEM_{۰۰}اگر W_0 را داشته باشیم تمام مشخصات پرتو را پیش‌بینی می‌کنیم.

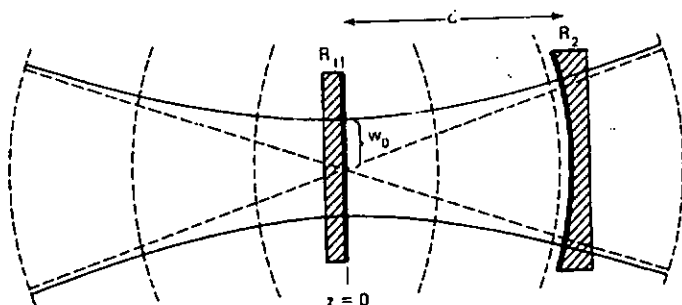
$$R_{(z)} = z \left(1 + \frac{z_0^r}{z^r} \right) \quad \text{انحنای جبهه فاز}$$

رابطه ۵-۲۸

$$W^*(z) = W_0^* \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right) \quad \text{شعاع باریکه در کاواک} \quad \text{رابطه ۵-۲۹}$$

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda_0} \quad \text{جایی است که شعاع باریکه } \sqrt{2} W_0 \text{ است.}$$

مقدار W_0 طوری انتخاب می‌شود که سطوح هم‌فاز بر سطح آینه‌ها منطبق شوند.



شکل ۵-۶ گسترش پرتو گاوسی TEM_{۰۰} در طول کاواک ساده تخت - کروی

در کاواک تخت-کروی، آینه تخت با سطح فاز در $z=0$ منطبق می‌شود لذا سطح فاز را وادار می‌کنیم تا با آینه کروی در $z=d$ منطبق شود یعنی:

$$R_{(z=d)} = R_{(d)} = d \left(1 + \frac{z_0^2}{d^2} \right) \Rightarrow R_1 = d + \frac{z_0^2}{d} \Rightarrow z_0^2 = R_1 d \left(1 - \frac{d}{R_1} \right)$$

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda_0} = \sqrt{R_2 d} \sqrt{1 - \frac{d}{R_2}} \quad \text{TEM}_{00} \text{ (رابطه ۵-۳۰)}$$

z_0 و W_0 برای کاواک پایدار تخت-کروی کمیت‌های حقیقی هستند. حالا شعاع پرتو روی

آینه کروی را بدست آوریم:

$$W^*(z) = W_0^* \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right) \quad z = d$$

$$W^2(d) = W_0^2 \left(1 + \frac{d^2}{z_0^2} \right) \Rightarrow \frac{\pi W^2(d)}{\lambda_0} = \frac{\pi W_0^2}{\lambda_0} \left(1 + \frac{d^2}{z_0^2} \right) \quad (1) \quad z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda_0}$$

$$\frac{\pi W^*(z)}{\lambda_0} = z_0 \left(1 + \frac{d^2}{z_0^2} \right) = z_0 + \frac{d^2}{z_0}$$

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda_0} = \sqrt{R_1 d} \sqrt{1 - \frac{d}{R_1}} \quad (۲)$$

$$(۱), (۲) \Rightarrow \frac{\pi W_{(d)}^2}{\lambda_0} = \sqrt{R_1 d} \sqrt{1 - \frac{d}{R_1}} \left(1 + \frac{d'}{R_1 d (1 - \frac{d}{R_1})} \right)$$

$$\frac{\pi W_{(d)}^2}{\lambda_0} = \sqrt{R_1 d} \sqrt{1 - \frac{d}{R_1}} \frac{R_1 d \left(1 - \frac{d}{R_1} \right) + d'}{R_1 d \left(1 - \frac{d}{R_1} \right)}$$

$$\frac{\pi W_{(d)}^2}{\lambda_0} = \sqrt{R_1 d} \left(1 - \frac{d}{R_1} \right)^{-\frac{1}{2}} (R_1 d - d' + d') = \frac{\sqrt{R_1 d}}{\sqrt{1 - \frac{d}{R_1}}}$$

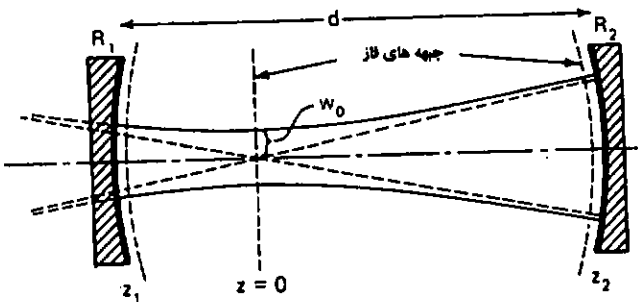
$$W_{(d)} = \sqrt{\frac{\lambda_0}{\pi} \left(\frac{R_1 d}{1 - \frac{d}{R_1}} \right)^{\frac{1}{2}}}$$

رابطه ۳۰-۵

اندازه لکه روی آینه کروی

مسئله دوم: کاواک کروی-کروی

در این مسئله باید مکان $z=0$ بگونه‌ای در نظر گرفته شود تا شعاع انحنای پرتو در راست با سطح آینه R_1 مطابقت داشته باشد و همزمان با گسترش پرتو در چپ با R_1 مطابقت داشته باشد.



شکل ۷-۵ کاواک پایدار ساده کروی-کروی

جبهه موج در سمت چپ $z=0$ دارای شعاع انحنای منفی است.

فواصل z_1 و z_2 را مثبت در نظر می‌گیریم تا شعاع‌های انحنای خودشان را کسب کنند.

$$z_1 + z_2 = d \quad \text{روابط ۳۱-۵}$$

$$R_{(z_1)} = R_2 = z_2 \left(1 + \frac{z_0^2}{z_2^2} \right)$$

$$R_{(z_2)} = -R_1 = -z_1 \left(1 + \frac{z_0^2}{z_1^2} \right)$$

با حل این سه معادله غیرخطی، سه مجهول z_1 ، z_2 و z_0 بدست می‌آیند و در نتیجه مکان $z=0$ نیز تعیین می‌شود.

$$R_2 = z_2 \left(1 + \frac{z_0^2}{z_2^2} \right), \quad R_1 = z_1 \left(1 + \frac{z_0^2}{(d-z_2)^2} \right), \quad z_1 = d - z_2$$

$$\begin{cases} 1 + \frac{z_0^2}{z_2^2} = \frac{R_2}{z_2} & \Rightarrow z_0^2 = z_2^2 \left(\frac{R_2}{z_2} - 1 \right) \\ 1 + \frac{z_0^2}{(d-z_2)^2} = \frac{R_1}{z_1} & \Rightarrow z_0^2 = (d-z_2)^2 \left(\frac{R_1}{d-z_2} - 1 \right) \end{cases}$$

$$\Rightarrow z_2^2 \left(\frac{R_2}{z_2} - 1 \right) = (d-z_2)^2 \left(\frac{R_1}{d-z_2} - 1 \right) \Rightarrow z_2 R_2 - z_2^2 = (d-z_2) R_1 - (d-z_2)^2$$

$$R_2 z_2 - z_2^2 = R_1 d - R_1 z_2 - d^2 + 2d z_2 - z_2^2 \Rightarrow z_2 (R_2 + R_1 + 2d) = (R_1 - d)d$$

رابطه ۳۲-۵

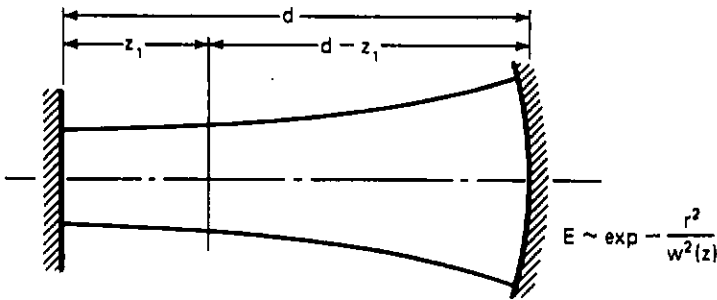
$$z_2 = \frac{d(R_1 - d)}{R_2 + R_1 + 2d}$$

$$z_1 = d - z_2 = d - \frac{d(R_1 - d)}{R_2 + R_1 + 2d} = \frac{(R_2 + R_1 + 2d)d - d(R_1 - d)}{R_2 + R_1 + 2d} = \frac{(R_2 - d)d}{R_2 + R_1 + 2d}$$

$$\begin{aligned} z_0^2 &= z_2^2 \left(\frac{R_2}{z_2} - 1 \right) = R_2 z_2 - z_2^2 = R_2 \left(\frac{d(R_1 - d)}{R_2 + R_1 + 2d} \right) - \frac{d^2 (R_1 - d)^2}{(R_2 + R_1 + 2d)^2} \\ &= \frac{d R_2 (R_1 - d) (R_2 + R_1 + 2d) - d^2 (R_1 - d)^2}{(R_2 + R_1 + 2d)^2} = \frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_2 + R_1 + 2d)}{(R_2 + R_1 + 2d)^2} \end{aligned}$$

فرآیند تطابق جبهه‌های فازی با سطوح آینه‌ها همواره برای کاواک‌های پایدار ساده موفقیت آمیز است اما برای کاواک‌های پیچیده این روش مشکلتر است و می‌بایست از قانون ABCD کمک گرفت که در ادامه خواهد آمد.

فرض کنید کاواکی در نظر بگیریم به این صورت



شکل ۸-۵

اگر $E \sim \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right)$ داخل این باشد باید مدش پایدار باشد یعنی وقتی به آینه سمت راست می‌رسد انحنای جبهه موج به شکل آینه سمت راست باشد و وقتی به آینه سمت چپ می‌رسد انحنای جبهه موج تخت باشد. یعنی بطور خودبخود خودش را تکرار کند، اگر چنین مدی وجود داشته باشد مد پایدار تشدیدگر است.

توان کل که به یک صفحه دلخواه Z می‌رسد برابر است با:

$$I \propto EE^* \Rightarrow I_{\infty} \propto EE^*$$

$$\Rightarrow P_{\infty} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \iint E_{\infty} E_{\infty}^* dA = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \frac{E_0^2}{w^2(z)} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} r dr d\varphi$$

$$P_{\infty} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} E_0^2 \quad \text{رابطه ۵-۳۳}$$

اکنون مشخصه‌های g را مربوط به یک کاواک ساده معرفی می‌کنیم:

$$g_1 = 1 - \frac{d}{R_1}, \quad g_2 = 1 - \frac{d}{R_2} \quad \Rightarrow \quad R_1 = \frac{d}{1-g_1}, \quad R_2 = \frac{d}{1-g_2} \quad \text{رابطه ۵-۳۴}$$

با جایگذاری در روابط زیر:

$$Z_1 = \frac{(R_1 - d)d}{R_1 + R_2 - 2d} \quad \Rightarrow \quad Z_1 = \frac{g_1(1-g_2)d}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}$$

$$Z_1 = \frac{(R_1 - d)}{R_1 + R_2 - 2d} \Rightarrow Z_1 = \frac{g_1(1-g_2)d}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2} \quad \text{رابطه ۵-۳۴}$$

$$Z_0' = \frac{d(R_1 - d)(R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)^2} \Rightarrow z_0' = \frac{g_1g_2(1-g_1g_2)d'}{(g_1 + g_2 - 2g_1g_2)^2} \quad \text{رابطه ۵-۳۵}$$

و برای کمر باریکه پرتو داریم:

$$W_1' = W_0' \left(1 + \frac{z_1'}{z_0'} \right) = \frac{z_0'\lambda}{\pi} \left[1 + \frac{\frac{g_1'(1-g_1)'d'}{(g_1 + g_2 - 2g_1g_2)^2}}{\frac{g_1g_2(1-g_1g_2)d'}{(g_1 + g_2 - 2g_1g_2)^2}} \right]$$

$$W_1' = \frac{z_0'\lambda}{\pi} \left(\frac{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}{g_1(1-g_1g_2)} \right) \quad \text{روابط ۵-۳۶}$$

$$W_2' = W_0' \left(1 + \frac{z_2'}{z_0'} \right) = \frac{z_0'\lambda}{\pi} \left[1 + \frac{\frac{g_2'(1-g_2)'d'}{(g_1 + g_2 - 2g_1g_2)^2}}{\frac{g_1g_2(1-g_1g_2)d'}{(g_1 + g_2 - 2g_1g_2)^2}} \right]$$

$$W_2' = \frac{z_0'\lambda}{\pi} \left(\frac{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}{g_2(1-g_1g_2)} \right) \quad \text{رابطه ۵-۳۷}$$

$$\Rightarrow W_i' = \frac{z_0'\lambda}{\pi} \frac{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}{1-g_ig_i} \quad \text{رابطه ۵-۳۸}$$

$i=1,2$

می بینیم که اگر g_1 و g_2 را داشته باشیم آنگاه W_1' و W_2' را هر نقطه داریم و می توانیم توان لیزر را حساب کنیم.

۴-۵) شرط تشدید در کاواک کروی - کروی

$$e^{-j \left[kz - (1+m+p) \ell g^{-1} \frac{z}{z_0} \right]} \quad \text{قبلا در حل معادله هلمهولتز بدست آوردیم:}$$

$$z = -z_1 \text{ فاز در } : -kz_1 - (1+m+p) \ell g^{-1} \frac{z_1}{z_0} = -kz_1(1+m+p) \varphi(z_1)$$

$$z = z_2 \text{ فاز در } : kz_2 - (1+m+p) \ell g^{-1} \frac{z_2}{z_0} = kz_2(1+m+p) \varphi(z_2)$$

$$\Rightarrow K(z_2 + z_1) - (1+m+p) \ell [\varphi(z_2) - \varphi(z_1)] = \ell \pi \quad \text{رابطه ۵-۳۹}$$

چون در یک رفت و برگشت باید 2π رادیان را طی کند:

$$\varphi_{(z_2)} = \text{tg}^{-1} \frac{z_2}{z_0} \Rightarrow \text{tg} \varphi_{(z_2)} = \frac{z_2}{z_0}$$

$$\varphi_{(z_1)} = \text{tg}^{-1} \frac{z_1}{z_0} \Rightarrow \text{tg} \varphi_{(z_1)} = \frac{-z_1}{z_0}$$

$$\begin{aligned} \text{tg}[\varphi_{(z_2)} - \varphi_{(z_1)}] &= \frac{\frac{z_2}{z_0} + \frac{z_1}{z_0}}{1 - \frac{z_2 z_1}{z_0^2}} = \frac{\left[\frac{g_1(1-g_2)d}{(g_1+g_2-2g_1g_2)} + \frac{g_2(1-g_1)d}{(g_1+g_2-2g_1g_2)} \right] \frac{g_1+g_2-2g_1g_2}{\sqrt{g_1g_2(1-g_1g_2)}d}}{1 - \frac{g_1g_2(1-g_1)(1-g_2)d^2}{(g_1+g_2-2g_1g_2)^2} \times \frac{(g_1+g_2-2g_1g_2)^2}{g_1g_2(1-g_1g_2)d^2}} \\ &= \frac{\sqrt{g_1g_2(1-g_1g_2)}}{g_1g_2} \end{aligned}$$

حال با استفاده از اتحاد: $1 + \text{tg}^2 \alpha = \frac{1}{\text{Cos}^2 \alpha}$ می توان نوشت:

$$1 + \frac{g_1g_2(1-g_1g_2)}{(g_1g_2)^2} = \frac{1}{\text{Cos}^2 \varphi} \Rightarrow \text{Cos} \varphi = \sqrt{g_1g_2} \Rightarrow \varphi = \text{Cos}^{-1} \sqrt{g_1g_2}$$

$$kd - (1+m+p) \text{Cos}^{-1} \sqrt{g_1g_2} = \ell \pi \quad \text{رابطه ۵-۴۰}$$

$$K = \frac{\gamma \pi}{\lambda} = \frac{n\omega}{C} = \frac{n(\gamma \pi \nu)}{C}$$

$$\frac{n\gamma \pi \nu_{mpe} d}{C} = \ell \pi + (1+m+p) \text{Cos}^{-1} \sqrt{g_1g_2}$$

$$\nu_{mpe} = \frac{c}{\gamma nd} \left\{ \ell + \frac{1+m+p}{\pi} \text{Cos}^{-1} \sqrt{g_1g_2} \right\} \quad \text{رابطه ۵-۴۱}$$

در کاواک تخت - تخت، $\nu_{mpe} = \frac{cl}{\gamma nd}$ و اثر مدهای بالاتر در فرکانس مدهای طولی

دخالتی ندارد.

در کاواک تخت-کروی که $\frac{d}{R_1} = \frac{1}{\gamma}$ باشد:

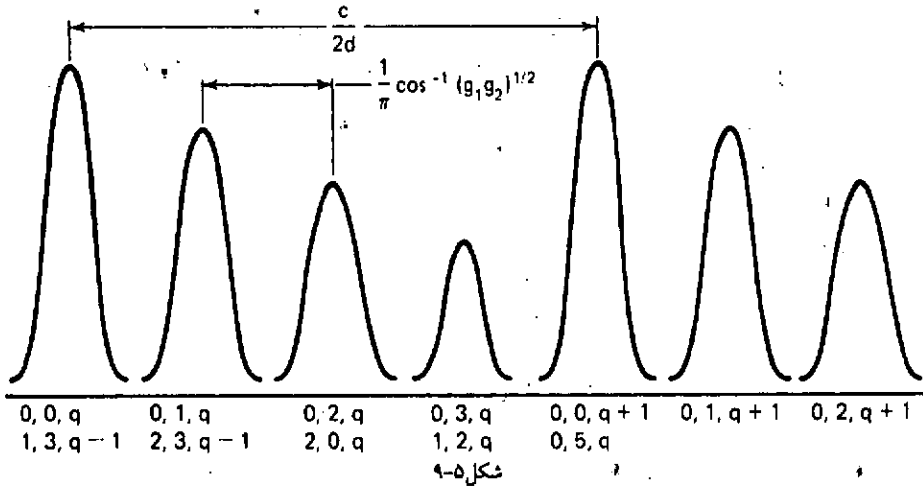
$$g_1 = 1$$

$$\nu_{mpe} = \frac{c}{\gamma nd} \left(\ell + \frac{1+m+p}{\gamma} \right) \quad g_2 = \frac{1}{\gamma} \quad \text{رابطه ۵-۴۲}$$

$$\text{Cos}^{-1} \sqrt{g_1g_2} = \text{Cos}^{-1} \frac{\sqrt{\gamma}}{\gamma} = \frac{\pi}{4}$$

۵-۵) تبهگنی فرکانسی در کاواک نوری

اگر دو مد مختلف با مقادیر مختلف mpl دارای فرکانس تشدید یکسان باشند. برای مدهای مجاور طولی، برای یک مد عرضی مشخص جدایی فرکانسی $\frac{c}{\gamma nd}$ است.



شکل ۵-۹

پایداری تشدیدگر:

$$\left. \begin{aligned} \text{شرط پایداری} \quad & 0 \leq \frac{1-g_1 g_2}{g_1 g_2} < \infty \\ & 0 \leq g_1 g_2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow 0 \leq g_1 g_2 \leq 1$$

$$\begin{aligned} \text{روابط ۵-۴۲} \quad & \text{tg} \varphi = \sqrt{\frac{1-g_1 g_2}{g_1 g_2}} \\ & \text{Cos} \varphi = \sqrt{g_1 g_2} \end{aligned}$$

۵-۶) پرتو یابی در یک سامانه نوری

به این دلیل از تشدید کننده‌ها استفاده می‌کنیم تا مدهای مورد نظر را تقویت و بقیه مدها را حذف کند. اگر بخواهیم تشدیدکننده‌های لیزری را از سایرین متمایز کنیم می‌توان گفت که اینها دارای ۲ خاصیت متمایز هستند،

۱) تشدیدکننده‌هایی باز هستند زیرا سطوح جانبی آن از اطراف باز بوده و تنها ابتدا و انتهای آنها بسته است.

۲) باید آنها را همراه با ماده فعال بررسی کرد، اما فعلاً برای سادگی مساله از خواص ماده فعال چشم‌پوشی می‌کنیم.

طول موج مد کاواک از ابعاد کاواک خیلی کوچکتر است. چنانچه یک محیط همگن با ضریب شکست مفروض داشته باشیم، r و θ را در یک نقطه می‌دانیم می‌خواهیم r' و θ' را در نقطه دیگری بدست آوریم که در فاصله d از r و θ اولیه قرار دارد. برای این کار از تقریب پرتوهای پیرامحوری (نزدیک به محور) استفاده می‌کنیم.

منظور از پرتو نزدیک به محور پرتویی است که انحراف زاویه‌ای آن از محور استوانه‌ای z به قدر کافی کوچک باشد تا بتوان سینوس و تانژانت این زاویه را با خود زاویه مساوی فرض نمود.

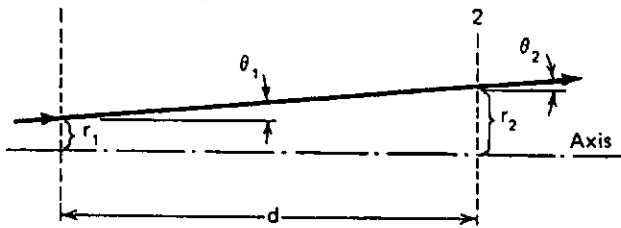
اگر ضریب شکست محیط ۱ با ۲ یکسان باشد آنگاه $\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = 1$ است.

ماتریس پرتو که به مشخصات تشدیدگر ارتباط دارد، عناصر A, B, C, D مشخصه پرتو نامیده می‌شود.

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ r'_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ r'_{in} \end{pmatrix}$$

جهت انتشار پرتو باعث تغییر ضرایب A و B و C و D نمی‌شود اما در مرزهای دی الکتریک که دو ضریب شکست n_1 و n_2 وجود دارند جهت پرتو باعث تغییر ماتریس می‌شود که $|T| \neq 1$

(۱) محیط همگن به طول d :



شکل ۵-۱۰

θ را مساوی شیب پرتو می‌گیریم یعنی r'

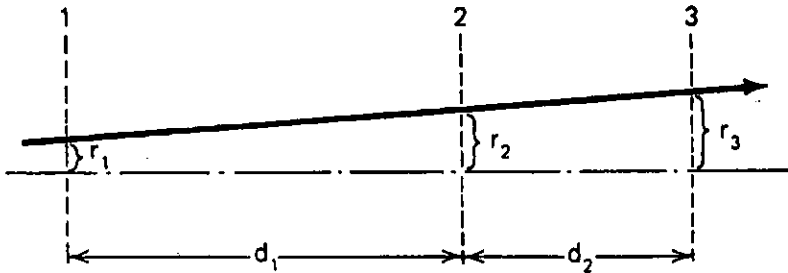
$$r_2 = 1 \cdot r_1 + d \cdot r'_1$$

$$\Rightarrow \begin{pmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ r'_{in} \end{pmatrix}$$

$$r'_2 = 0 \cdot r_1 + 1 \cdot r'_1$$

بطور عمومی رابطه بین مشخصه های خروجی و ورودی را با ماتریس ABCD نشان می دهند:

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ r'_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ r'_{in} \end{pmatrix}$$



شکل ۱۱-۵

$$\Rightarrow \begin{pmatrix} r_r \\ r'_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d_r \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d_1 + d_r \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} r_r \\ r'_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d_r \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_r \\ r'_r \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} r_r \\ r'_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix}$$

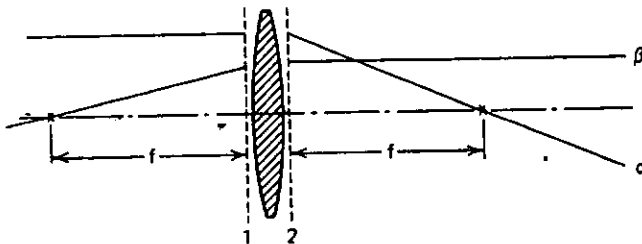
رابطه ۴۳-۵

۲) عدسی نازک

در چون عدسی نازک فاصله سطوح ۱ و ۲ قابل چشمپوشی است در نتیجه:

پس: $r_1 \cong r_2$ و $A=1$ و $B=0$ بنابراین باید C و D را بنویسیم که احتیاج به ۲ معادله دیگر

داریم:



شکل ۱۲-۵

$$r'_{1\alpha} = Cr_{1\alpha} + Dr'_{1\alpha} = -\frac{1}{f}r_{1\alpha} \quad Cr_{1\alpha} + D \cdot 0$$

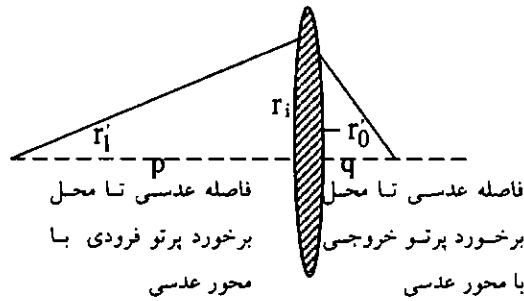
$$r'_{2\beta} = 0 = -\frac{1}{f}r_{2\beta} + Dr'_{2\beta} \quad \Rightarrow \quad r'_{2\beta} = \frac{r_{2\beta}}{f} \quad \Rightarrow \quad D = 1$$

بنابراین ماتریس انتقال عدسی بصورت زیر درمی آید:

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

رابطه ۴۴-۵

یا به روش دیگر:



شکل ۵-۱۳

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f}$$

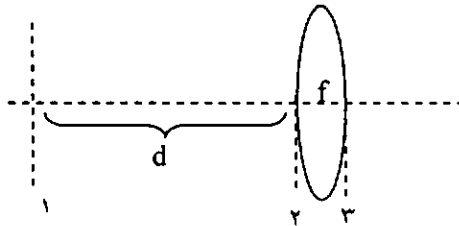
$$\text{و } p = \frac{r_i}{r_i'}$$

$$q = \frac{r_i}{-r_o'} \Rightarrow \frac{r_i'}{r_i} - \frac{r_o'}{r_i} = \frac{1}{f}$$

$$-\frac{r_i}{f} + r_i' = r_o' \Rightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

رابطه ۴۵-۵

۳) ترکیب فضای آزاد و عدسی



شکل ۵-۱۴

$$T = T_1 T_2$$

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{pmatrix}$$

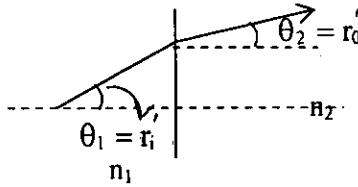
$$\begin{vmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{vmatrix} = 1 - \frac{d}{f} + \frac{d}{f} = 1$$

همانطور که مشاهده می شود می توان امتحان کرد:

(۴) مرز بین دی الکتریک:

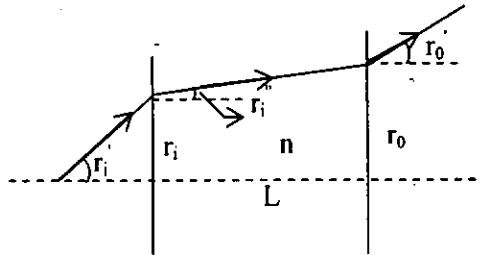
$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \frac{r_1'}{r_2'} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow r_2' = \frac{n_1}{n_2} r_1'$$

$$r_1 = r_2 \Rightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad \text{رابطه ۴۶-۵}$$



شکل ۱۵-۵

(۵) تیغه‌ای به ضریب شکست \$n\$:



شکل ۱۶-۵

$$r_2' = r_1'$$

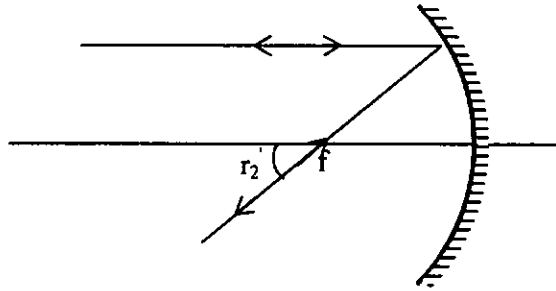
$$r_2 = r_1 + Lr_1'' \quad , \quad \frac{r_1''}{r_1'} = \frac{1}{n}$$

$$\Rightarrow r_1'' = \frac{r_1'}{n} \Rightarrow \begin{pmatrix} 1 & L/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{رابطه ۴۷-۵}$$

(۶) آینه مقعر:

$$r_1 = r_2 \Rightarrow A = 1, B = \cdot$$

$$r_1' = \cdot, \quad r_1'' = -\frac{r_1}{f} \quad \frac{-r_1}{f} = cr_1 \Rightarrow c = \frac{-1}{f}$$



شکل ۵-۱۷

$$-\frac{1}{f}r'_1 + Dr'_1 = 0 \quad \Rightarrow D=1, \quad r_1=r_r, \quad r'_1=0 \quad \Rightarrow 0 = -\frac{1}{f}r_1 + Dr'_1$$

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R} & 1 \end{pmatrix}$$

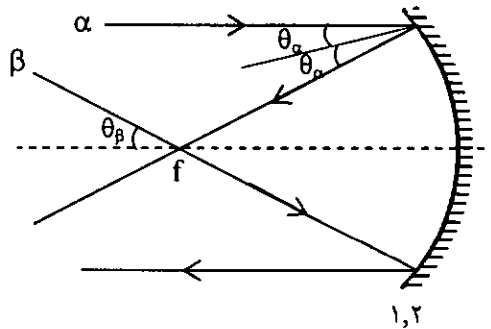
$$f = \frac{R}{2} \Rightarrow -\frac{1}{f} = -\frac{2}{R}$$

رابطه ۵-۴۸

روش دوم آینه مقعر:

چون مرزهای ۱ و ۲ بهم نزدیک می‌باشند پس $r_1 = r_2$.

$$r_r = r_1 + 0r'_1 \quad \Rightarrow A=1, \quad B=0$$



شکل ۵-۱۸

$$\alpha \text{ پرتو } r'_{1\alpha} = cr_{1\alpha} + \underbrace{D}_{\cdot} r_{1\alpha} \quad \Rightarrow c = -\frac{2}{R}$$

$$\beta \text{ پرتو } : \quad r'_{1\beta} = -\frac{2}{R}r_{1\beta} + Dr_{1\beta} \quad \Rightarrow 0 = -\frac{2}{R}r_{1\beta} + D \operatorname{tg} \theta_\beta$$

$$\frac{2}{R}r_{1\beta} = D \frac{2}{R}r_{1\beta} \quad \Rightarrow D=1 \quad \Rightarrow T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix}$$

رابطه ۵-۴۹

مقعر $R > 0$.

محدب $R(\cdot$ یا $T = \begin{pmatrix} 1 & \\ -\frac{1}{f} & \end{pmatrix}$

بنابراین انعکاس از یک آینه کروی با شعاع R ، صرفنظر از شکل مسیر معادل با عبور از یک عدسی با طول کانونی $f = \frac{R}{2}$ است.

(۷) سطح کروی یک دی الکتریک:

$$\begin{pmatrix} r_r \\ r_r' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_i \\ r_i' \end{pmatrix} \quad (۷)$$

$$r_r = A r_i + B r_i' \Rightarrow A = 1, \quad B = 0$$

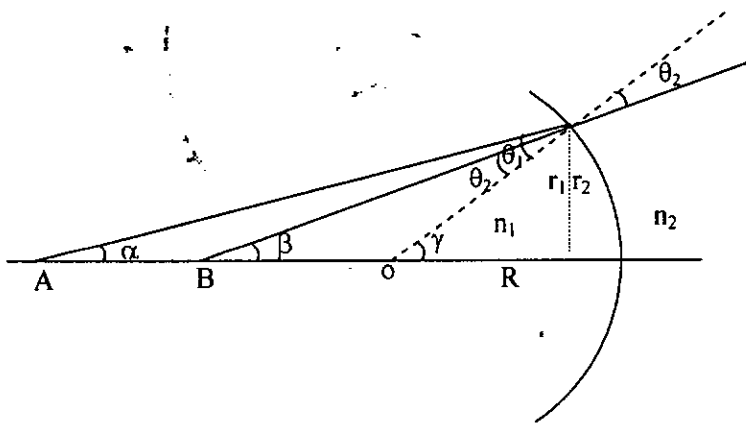
$$r_r = r_i$$

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \Rightarrow \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \theta_1 \quad (۱)$$

$$\gamma = \beta + \theta_1 \Rightarrow \theta_1 = \gamma - \beta \quad (۲)$$

$$\gamma = \alpha + \theta_2 \quad (۳)$$

$$(۲), (۱) \Rightarrow \gamma = \alpha + \frac{n_1}{n_2} \theta_1 \Rightarrow \gamma = \alpha + \frac{n_1}{n_2} (\gamma - \beta)$$



شکل ۱۹-۵

$$\alpha - \frac{n_1}{n_2} \beta = \left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right) \gamma$$

رابطه ۵-۵۰

$$r_r' = C r_i + D r_i'$$

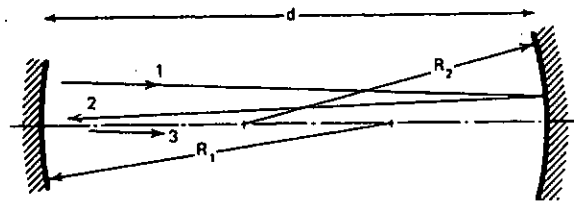
$$C = \frac{1}{R} \left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right), \quad D = \frac{n_1}{n_2}$$

$$\begin{cases} r'_1 = \operatorname{tg} \alpha = \alpha \\ r'_1 = \operatorname{tg} \beta = \beta \\ \gamma = \frac{r_1}{R} \end{cases} \quad \begin{cases} r'_1 - \frac{n_r}{n_1} r'_1 = \left(1 - \frac{n_r}{n_1}\right) \frac{r_1}{R} \\ r'_1 = \left(1 - \frac{n_1}{n_r}\right) \frac{r_1}{R} + \frac{n_1}{n_r} r'_1 \end{cases}$$

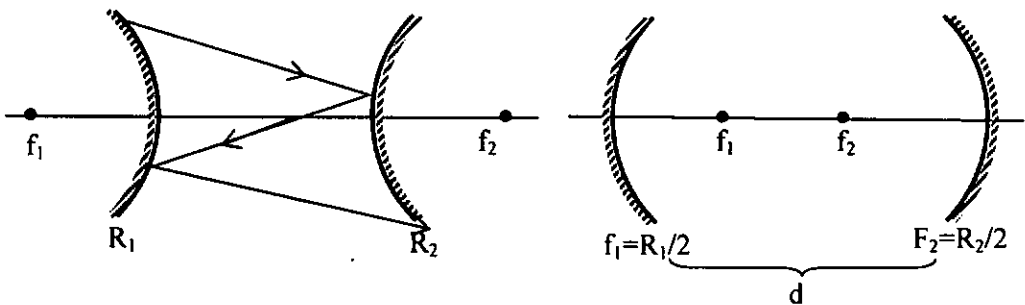
$$\text{اگر } R \rightarrow \infty \quad T = \begin{pmatrix} 1 & \cdot \\ \cdot & \frac{n_1}{n_r} \end{pmatrix} \Rightarrow T = \begin{pmatrix} 1 & \cdot \\ \frac{1}{R} \left(\frac{n_1}{n_r} - 1 \right) & \frac{n_1}{n_r} \end{pmatrix} \quad \text{رابطه ۵-۵}$$

۷-۵ کاربرد پرتویابی در تشدیدگرهای نوری

در یک کاواک پایدار این پرتوها به سمت کانونی شدن می‌روند و روی مسیر قبلی می‌افتند و حجمی را اشغال می‌کنند. در یک کاواک ناپایدار این پرتوها بعد از چند بار از داخل کاواک خارج می‌شوند.



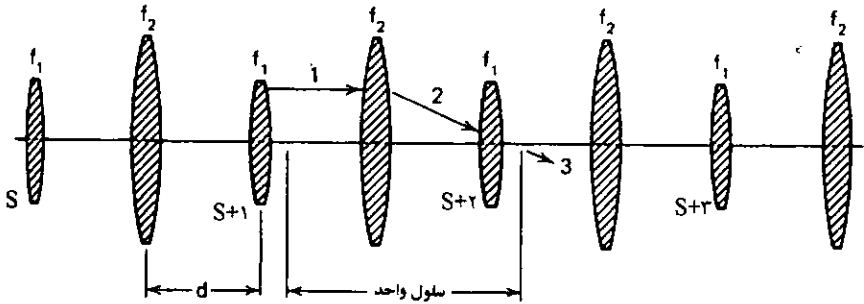
شکل ۲۰-۵ الف - کاواک پایدار



شکل ۲۰-۵ ب - کاواک

شکل ۲۱-۵

معادل عدسی این کاواک بصورت شکل ۲۲-۵ است:



شکل ۲۲-۵

با دانستن ماتریس های عناصر نوری واقع در سر راه یک پرتو نور، می توان از ضرب آنها در یکدیگر، ماتریس نوری کل سامانه را بدست آورد.

ترتیب ضرب ماتریس های عناصر نوری، عکس ترتیب برخورد نور با آن عناصر است، ماتریس هر عنصری که پرتو دیرتر به آن برخورد کرده باشد زودتر نوشته می شود.

شکل ۶-۳۲ انتشار یک پرتو از داخل یک ردیف عدسی دو تناوبی را نشان می دهد. فاصله آنها از یکدیگر d و عدسی ها یک در میان دارای فواصل کانونی f_1 و f_2 هستند، یک دوره تناوب از $n-1$ تا $n+1$ را در بر می گیرد. اگر صفحات دارای فاصله دوره تناوب را با $S+1, S, S+2, \dots$ مشخص کنیم می توان ماتریس پرتو را برای این صفحات نوشت:

برای یک رفت و برگشت کامل داریم:

$$T = T_2 T_1 = \begin{pmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f_1} & 1 - \frac{d}{f_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f_2} & 1 - \frac{d}{f_2} \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \begin{pmatrix} r_{s+1} \\ r'_{s+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_2} & \frac{d}{f_2} \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} \left(1 - \frac{d}{f_1}\right) & -\frac{d}{f_1} + \left(1 - \frac{d}{f_1}\right) \left(1 - \frac{d}{f_2}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_s \\ r'_s \end{pmatrix}$$

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} r_{s+1} \\ r'_{s+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_s \\ r'_s \end{pmatrix} \\ \Rightarrow \begin{cases} r_{s+1} = Ar_s + Br'_s & (1) \\ r'_{s+1} = Cr_s + Dr'_s & (2) \end{cases} \end{cases}$$

$$(1) \Rightarrow r'_s = \frac{1}{B}(r_{s+1} - Ar_s) \quad , \quad s \rightarrow s+1$$

$$\Rightarrow r'_{s+1} = \frac{1}{B}(r_{s+2} - Ar_{s+1}) \quad (۳)$$

$$(۲), (۳) \Rightarrow r'_{s+1} = Cr_s + Dr'_s = \frac{1}{B}(r_{s+2} - Ar_{s+1}) \quad \text{رابطه ۵-۵۲}$$

$$r_{s+2} - Ar_{s+1} = (BC)r_s + (BD)r'_s$$

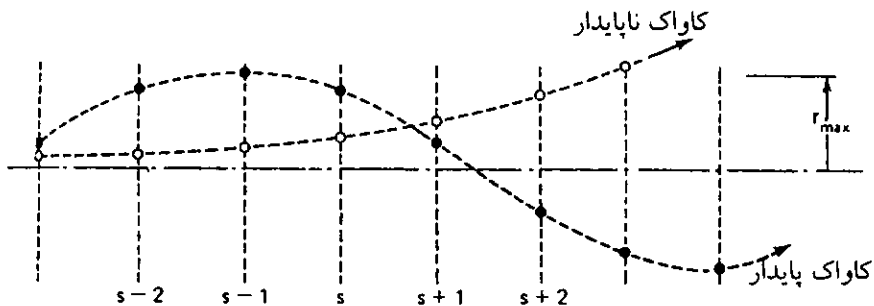
$$r_{s+2} - Ar_{s+1} = (BC)r_s + BD \left(\frac{1}{B}(r_{s+1} - Ar_s) \right)$$

$$r_{s+2} - Ar_{s+1} = (BC)r_s + Dr_{s+1} - AD r_s$$

$$r_{s+2} - (A+D)r_{s+1} + \underbrace{(AD-BC)}_{=1} r_s = 0$$

$$r_{s+2} - 2\left(\frac{A+D}{\gamma}\right)r_{s+1} + r_s = 0 \quad \text{چون } AD-BC=1 \text{ پس معادله تفاضلی مرتبه دوم:}$$

اگر کاواک پایدار باشد موج بصورت $r_s = r_0 e^{j\theta}$ در آن حرکت کند تا هیچوقت از کاواک فرار نکند.



شکل ۵-۲۳

$$r_{s+1} = r_0 e^{js\theta} e^{j\theta}$$

$$r_{s+1} = r_0 e^{js\theta + j\theta}$$

$$\Rightarrow e^{j\theta} - 2\left(\frac{A+D}{\gamma}\right)e^{j\theta} + 1 = 0 \quad \Rightarrow e^{j\theta} = \frac{A+D}{\gamma} + j\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{\gamma}\right)^2}$$

$$e^{j\theta} = \cos \theta + j\sin \theta \quad \Rightarrow \cos \theta = \frac{A+D}{\gamma}$$

نکته: اگر $\cos \theta$ واقعاً حقیقی باشد که جواب حدسی درست بوده و کاواک همان کاواک

پایدار است:

$$-1 \leq \cos \theta \leq 1 \quad \Rightarrow \quad -1 \leq \frac{A+D}{\gamma} \leq 1$$

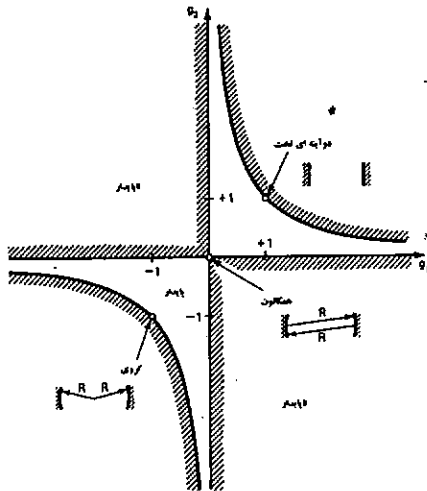
نکته: در تشدید کننده‌های ناپایدار r_s از رابطه $r_s = r_{\max} \sin(S\theta + \alpha)$ که $\theta = \cos^{-1} \frac{A+D}{\gamma}$ است پیروی می‌کند.

$$\Rightarrow \dots \leq \frac{A+D+\gamma}{\gamma} \leq \gamma \quad \Rightarrow \dots \leq \frac{A+D+\gamma}{\gamma} \leq \gamma$$

$$\dots \leq \frac{1}{\gamma} \left[1 - \frac{d}{f_1} - \frac{d}{f_1} + \left(1 - \frac{d}{f_1} \right) \left(1 - \frac{d}{f_1} \right) + \gamma \right] \leq 1$$

$$\dots \leq 1 - \frac{d}{\gamma f_1} - \frac{d}{\gamma f_1} + \frac{d^2}{\gamma f_1 f_1} \leq 1 \quad \Rightarrow \dots \leq \left(1 - \frac{d}{\gamma f_1} \right) \left(1 - \frac{d}{\gamma f_1} \right) \leq 1 \quad \Rightarrow \dots \leq g_1 g_2 \leq$$

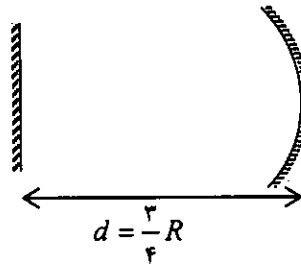
پس برای اینکه ببینیم پرتو در یک کاواک پایدار است یا نه، باید ماتریس انتقال آنرا یافته و سپس $\frac{A+D}{\gamma}$ را پیدا کنیم چنانچه در شرط $1 \leq \frac{A+D}{\gamma} \leq -1$ صادق باشد یک کاواک پایدار در غیر این صورت ناپایدار بوده و موج از آن فرار می‌کند.
اگر g_2 را بر حسب g_1 رسم کنیم داریم:



شکل ۵-۲۴

ناحیه ناپایدار با شرط $\left(\frac{A+D}{\gamma} \right)^2 > 1$ داده می‌شود.

مثال: در کاواک مطابق با شکل ۵-۲۵ ماتریس انتقال را برای اولین رفت و برگشت بدست آورده و ناپایداری آنرا بررسی کنید.



شکل ۵-۲۵

$$T = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

رابطه ۵-۵۲

$$T = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f} & d + d \left(1 - \frac{d}{f} \right) \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{pmatrix} \cdot |T| = 1 \text{ می‌بینیم که: پایدار است.}$$

$$\cos \theta = \frac{A+D}{2} = 1 - \frac{d}{f} = 1 - \frac{\frac{r}{f} R}{R} = -\frac{1}{2} \Rightarrow \theta = \frac{2\pi}{3} \quad \text{رابطه ۵-۵۳}$$

۵-۸) قانون ABCD برای باریکه های گاوسی

تعریف مد کاواک: یک توزیع میدان است که قادر است خود را بصورت یک شکل نسبی و در فاز نسبی پس از یک رفت و برگشت کامل در کاواک مجدداً خودش را ایجاد نماید. مشخصه مختلط باریکه یعنی $q(z_1)$ را در نظر می‌گیریم:

$$q(z_1 + \text{roundtrip}) = q(z_1)$$

$$q(z_1) = \frac{Aq(z_1) + B}{Cq(z_1) + D} \cdot \frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda_0}{n\pi W^2(z)} = \frac{1}{R} - j \frac{1}{Z_0} \quad \text{رابطه ۵-۵۴}$$

مشخصه q یک باریکه گاوسی که در حال انتشار در یک سامانه اپتیکی است بصورت

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}$$

تغییر می‌کند که در آن A و B و C و D همان عبارات ماتریس پرتو سامانه

اپتیکی هستند و q_1 مشخصه مختلط باریکه در صفحه ورودی $z = z_1$ و q_2 مشخصه مختلط

باریکه در صفحه خروجی $z = z_2$ می‌باشند.

از رابطه $q(z)$ ارتباط $R(z)$ و $W(z)$ با ضرایب ABCD بدست می‌آید.

قید مربوط به مشخصه باریکه مختلط را به شکل زیر در نظر می گیریم :

$$q(z_1 + \text{roundtrip}) = q(z_1)$$

تا پس از هر رفت و برگشت با استفاده از قانون ABCD به خودش تبدیل شود..

$$q = \frac{Aq + B}{Cq + D} \Rightarrow Cq^2 + Dq = Aq + B$$

$$B\left(\frac{1}{q}\right)^2 + \left(\frac{A-D}{2}\right)\frac{1}{q} - C = 0$$

$$\frac{1}{q} = -\frac{A-D}{2B} \pm \frac{1}{B} \sqrt{\left(\frac{A-D}{2}\right)^2 + BC}$$

$$\frac{1}{q(z_1)} = -\frac{A-D}{2B} \pm \frac{1}{B} \sqrt{\frac{A^2 + D^2}{4} - \frac{AD}{2} + BC} = -\frac{A-D}{2B} \pm \frac{1}{B} \sqrt{\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 - 1}$$

از طرفی داریم :

$$\frac{1}{q(z_1)} = \frac{1}{R(z_1)} - j \frac{\lambda_0}{\pi W'(z_1)}$$

رابطه ۵-۵۵

با مقایسه این دو رابطه می توان فهمید :

$$R(z_1) = \frac{-2B}{A-D} \quad \text{و} \quad \frac{\pi W'(z_1)}{\lambda_0} = \frac{B}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}} \quad \text{رابطه ۵-۵۶}$$

اینک با انتخاب صحیح سلول واحد کاواک می توان مسئله را حل کرد. صفحه Z_1 جایی است که سلول واحد از آن مکان آغاز و به آن ختم می شود.

بطور خلاصه برای یک کاواک پیچیده می توان عملیات را بصورت زیر مرحله بندی کرد:

(۱) فرض کنید پرتو گاوسی - هریتی مدهای طبیعی کاواک باشند.

(۲) یک سامانه انتقال پرتو معادل (موجبر معادل لنزی) را برای کاواک برای حداقل یک رفت

و برگشت ترسیم کنید.

(۳) سلول واحد را تعیین کنید و پایداری آن را با استفاده از رابطه $1 \leq \frac{A+D}{2} \leq 1$ بررسی

کنید.

(۴) قید مربوط به مشخصه باریکه مختلط را به شکل زیر در نظر بگیرید.

$$q(z_1 + \text{roundtrip}) = q(z_1)$$

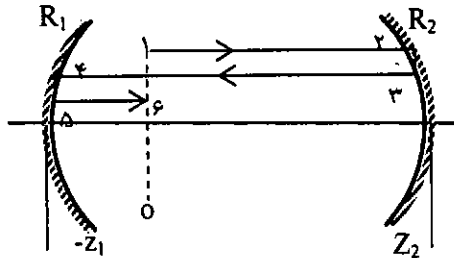
تا پس از هر رفت و برگشت با استفاده از قانون ABCD به خودش تبدیل شود.
 (۵) $R_{(z_1)}$ و $W_{(z_1)}$ را از روابط زیر بدست آورید.

$$R_{(z_1)} = \frac{-\gamma B}{A-D} \quad \text{و} \quad \frac{\pi \pi W'_{(z_1)}}{\lambda_0} = \frac{B}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}} \quad \text{رابطه ۵-۵۷}$$

(۶) این عملیات فقط برای کاواک پایدار (ساده و پیچیده) صادق است و برای کاواک ناپایدار بکار برده است.

z_1 همان جایی است که موج تخت است یعنی جایی که $R = \infty$ می شود یا $A = D$ می شود.

مثال: برای اینکه بدانیم در $z=0$ در کاواک مقابل در کجا قرار دارد، باید ماتریس انتقال کاواک را یافته و $A=D$ قرار می دهیم و شرط را بدست آوریم.



شکل ۵-۲۶

$$z_1 + z_2 = d$$

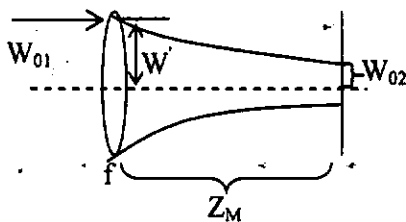
$$T = \begin{pmatrix} 1 & d - z_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -\gamma \\ \gamma/R_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -\gamma \\ \gamma/R_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & z_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\gamma d}{R_1} & z_1 - \frac{\gamma z_1 d}{R_1} + d \\ -\frac{\gamma}{R_1} + \frac{\gamma d}{R_1 R_2} - \frac{\gamma}{R_2} & -\frac{\gamma z_1}{R_1} + \frac{\gamma z_1 d}{R_1 R_2} - \frac{\gamma d}{R_1} - \frac{\gamma z_1}{R_2} + 1 \end{pmatrix}$$

$$1 - \frac{d}{f_1} = \left(1 - \frac{d}{f_1}\right) \left(1 - \frac{d}{f_1}\right) - \frac{d}{f_1} \quad \Rightarrow \quad -\frac{d}{f_1} \left(\gamma + \frac{d}{f_1}\right) = 0 \quad \begin{matrix} d = 0 \\ d = -\gamma f_1 \end{matrix}$$

$$z_1 + z_2 = -\gamma f_1 \quad \Rightarrow \quad z_1 = -\gamma f_1 - z_2 \quad \Rightarrow \quad z_1 = -\gamma R_1 - z_2$$

مثال: یک پرتو گاوسی با قطر بزرگ از یک عدسی نازک عبور می‌کند، کمترین کمر باریکه کجا اتفاق می‌افتد؟ کمر باریکه را در این نقطه حساب کنید.



شکل ۵-۲۷

$$T_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}, \quad T_2 = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow T = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow T = \begin{pmatrix} 1 - \frac{z}{f} & z \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad \frac{1}{q_2} = \frac{C + D \frac{1}{q_1}}{A + B \frac{1}{q_1}}$$

$$\frac{1}{q_2} = \frac{-\frac{1}{f} + \frac{1}{q_1}}{1 - \frac{z}{f} + \frac{z}{q_1}} \Rightarrow \frac{-\frac{1}{f} + \frac{1}{q_1}}{1 - \frac{z}{f} + \frac{z}{q_1}} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda_0}{\pi W^2(z)}$$

که $\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda_0}{\pi W^2(z)}$ را جایگذاری می‌کنیم:

z_1 و محلی است که پرتو وارد عدسی می‌شود و کمترین کمر باریکه را دارد بطوریکه

$$R(z_1) = \infty$$

$$\frac{1}{q_1} = -j \frac{\lambda_0}{\pi W_{01}^2}$$

رابطه ۵-۵۸

$$\frac{1}{q_2} = \frac{-\frac{1}{f} - j \frac{\lambda_0}{\pi W_{01}^2}}{\left(1 - \frac{z}{f}\right) - j \frac{z \lambda_0}{\pi W_{01}^2}} \times \frac{1 - \frac{z}{f} + j \frac{z \lambda_0}{\pi W_{01}^2}}{\left(1 - \frac{z}{f}\right) + j \frac{z \lambda_0}{\pi W_{01}^2}} =$$

$$= \frac{-\frac{1}{f} + \frac{z}{f^2} + \frac{z\lambda_0}{(n\pi W_{o1}^2)^2} - j\frac{\lambda_0}{n\pi W_{o1}^2}}{\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z\lambda_0}{n\pi W_{o1}^2}\right)^2} = \frac{1}{R(z)} - j\frac{\lambda_0}{n\pi W^2(z)}$$

می توان دریافت که :

$$\frac{1}{R(z)} = \frac{-\frac{1}{f} + \frac{z}{f^2} + \frac{z}{z_{o1}^2}}{\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z}{z_{o1}}\right)^2} \quad \text{و} \quad \frac{\lambda_0}{n\pi W^2(z)} = \frac{\frac{1}{z_{o1}}}{\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z}{z_{o1}}\right)^2} \quad \text{روابطه ۵-۵۹}$$

از این رابطه ها می توان فهمید که $z = z_m$ جایی است که پرتو باریک می شود و دوباره پهن

می شود، و در این نقطه جبهه موج باید تخت باشد یعنی $R(z) = \infty$ یا $\frac{1}{R(z)} = 0$ بنابراین

می توان نتیجه گرفت که :

$$\frac{-1}{f} + \frac{z}{f^2} + \frac{z}{z_{o1}^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{f} = z \left(\frac{1}{f^2} + \frac{1}{z_{o1}^2} \right)$$

$$z_m = \frac{\frac{1}{f}}{\frac{1}{f^2} + \frac{1}{z_{o1}^2}} \quad \Rightarrow \quad z_m = \frac{f}{1 + \left(\frac{f}{z_{o1}}\right)^2}$$

مشاهده می شود که برای $f \gg z_{o1}$ داریم $z_m \cong f$

$$\Rightarrow W_{(z_m)} = W_{o1} = \frac{2\lambda_0}{\pi} \frac{f}{2W_{o1}} = \frac{2\lambda_0}{\pi} f \# \frac{\lambda_0}{n\pi W^2(z_m)} = \frac{\frac{1}{z_{o1}}}{\left(1 - \frac{z_m}{f}\right)^2 + \left(\frac{z_m}{z_{o1}}\right)^2}$$

که $f^* f$ عدد f نامیده می شود و برابر است با فاصله کانونی تقسیم بر قطر.

قبلاً داشتیم:

$$r_s = r_o e^{js\theta}$$

$$r_s = r_o e^{js\theta} + r_o^* e^{-js\theta} = (r_o + r_o^*) \cos s\theta + j(r_o - r_o^*) \sin s\theta$$

$r_s = r_o \cos s\theta$ چون $r_s = r_o^*$ پس:

در حالت کلی: $r_s = r_{\max} \sin(s\theta + \alpha)$ است که مجهولات r_{\max} و θ و α هستند که باید تعیین شوند.

$$\begin{cases} r_o = a & \text{موقعیت اولیه پرتو} \\ \theta_o = m & \text{شیب اولیه پرتو} \end{cases} \quad \begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_o \\ \theta_o \end{pmatrix}$$

$s = 0 \Rightarrow r_o = r_{\max} \sin \alpha = a$

$s = 1 \Rightarrow r_1 = Ar_o + B\theta_o \Rightarrow r_1 = Aa + Bm$

همچنین: $r_1 = r_{\max} \sin(\theta + \alpha) = r_{\max} (\sin \theta \cos \alpha + \cos \theta \sin \alpha) = Aa + Bm$

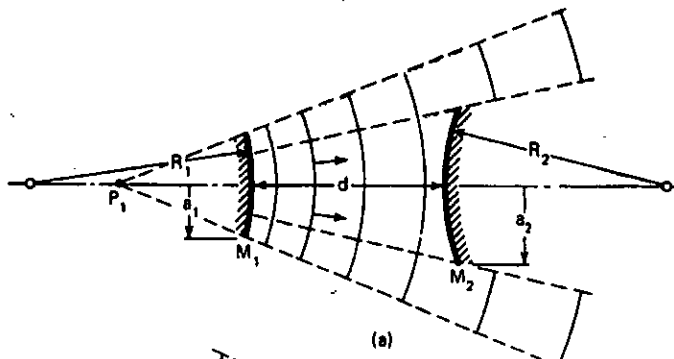
$$r_{\max} \sin \theta \cos \alpha + \underbrace{\left(r_{\max} \sin \alpha \right)}_a \frac{A+D}{\gamma} = Aa + Bm$$

$$\Rightarrow \begin{cases} r_{\max} \sin \alpha = a \\ r_{\max} \cos \alpha = \frac{1}{\sin \theta} \left(Bm + a \frac{A-D}{\gamma} \right) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \text{tg } \alpha = \frac{a \sin \theta}{Bm + a \left(\frac{A-D}{\gamma} \right)} = \frac{a \sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{\gamma} \right)^2}}{a \left(\frac{A-D}{\gamma} \right) + Bm}$$

$$\alpha = \text{tg}^{-1} \left[\frac{a \sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{\gamma} \right)^2}}{a \left(\frac{A-D}{\gamma} \right) + Bm} \right] \quad , \theta = \cos^{-1} \frac{A+D}{\gamma} \quad \text{رابطه ۵-۶۰}$$

قانون ABCD برای تشدیدگرهای ناپایدار:



شکل ۵-۲۸

تا بحال جواب معادله $r_{s+2} - \left(\frac{A+D}{2}\right)r_{s+1} + r_s = 0$ را برای تشدیدگر پایدار می‌نویسیم:

$$r_s = r_0 e^{js\theta} = r_0 (e^{j\theta})^s$$

حالا برای تشدیدگر ناپایدار می‌نویسیم: $r_s = r_0 F^s$ پس:

$$r_0 F^s \left(F^2 - \left(\frac{A+D}{2}\right)F + 1 \right) = 0 \Rightarrow \begin{cases} F_1 = \frac{A+D}{2} + \sqrt{\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 - 1} \\ F_2 = \frac{A+D}{2} - \sqrt{\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 - 1} \end{cases} \quad \text{رابطه ۵-۶۱}$$

و جواب عمومی بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$r_s = r_a (F_1)^s + r_b (F_2)^s \quad \text{رابطه ۵-۶۲}$$

در کاواک ناپایدار همواره یک جواب بزرگتر از ۱ داریم، بنابراین زمانی که چند گام در سلول واحد جلو برویم موقعیت پرتو با توان S بسیار بزرگ می‌شود و از کاواک خارج می‌شود.

$$\begin{cases} r_0 = a & \text{موقعیت اولیه پرتو} \\ \theta_0 = m & \text{شیب اولیه پرتو} \end{cases}$$

$$r_1 = Ar_0 + B\theta_0 \Rightarrow r_1 = Aa + Bm$$

$$\text{اگر } s=0 \Rightarrow r_0 = r_a + r_b = a \Rightarrow \begin{cases} r_a + r_b = a \\ F_1 r_a + F_2 r_b = Aa + Bm \end{cases}$$

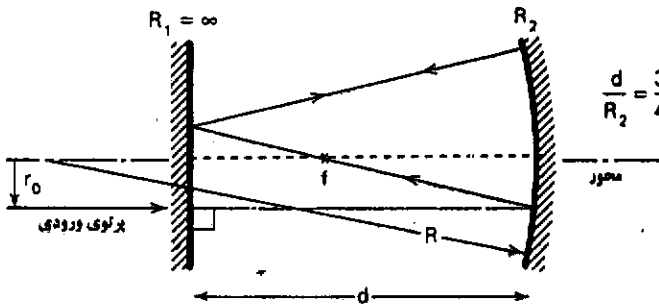
$$\text{اگر } s=1 \Rightarrow r_1 = r_a F_1 + r_b F_2 = Aa + Bm$$

توسط قاعده کرامر دستگاه دو معادله دو مجهولی زیر را حل می‌کنیم: [۵]

$$r_a = \frac{\begin{vmatrix} a & 1 \\ Aa+Bm & F_2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & 1 \\ F_1 & F_2 \end{vmatrix}} = \frac{a(F_2 - A) - Bm}{F_2 - F_1}$$

$$r_b = \frac{\begin{vmatrix} 1 & a \\ F_1 & Aa+Bm \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & 1 \\ F_1 & F_2 \end{vmatrix}} = \frac{a(A - F_1) + Bm}{F_2 - F_1}$$

مثال: در تشدیدگر مقابل اگر $d = \frac{3}{4} R_2$ باشد، پایداری را بررسی کنید. پرتو پس از چند بار رفت و برگشت روی خود تکرار می‌شود؟



شکل ۵-۲۹

$$g_1 = 1$$

$$\Rightarrow g_1 g_2 = \frac{1}{4} < 1$$

کاملاً پایدار است.

$$g_2 = \frac{1}{4}$$

$$\begin{cases} a = -r_0 \\ m = 0 \end{cases}$$

$$T_1 \text{ (سلول واحد روی آینه تخت)} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f} & d + d(1 - \frac{d}{f}) \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{pmatrix}$$

$$\cos \theta = \frac{A+D}{2} = 1 - \frac{d}{f} = 1 - \frac{d}{R_2} = 1 - \frac{3}{4} = \frac{1}{4} \Rightarrow \theta = \frac{\pi}{2}$$

$$\alpha = \text{tg}^{-1} \left(\frac{a \sin \theta}{Bm + a \left(\frac{A-D}{2} \right)} \right) = \text{tg}^{-1} \left(\frac{-r_0 \sin \frac{\pi}{2}}{B(\cdot) + a(\cdot)} \right) = -\frac{\pi}{2}$$

$$\Rightarrow r_s = r_{\max} \sin(s\theta + \alpha) \Rightarrow r_s = r_{\max} \sin\left(s \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2}\right) \quad \text{رابطه ۵-۶۳}$$

اینک با جایگذاری شرط اولیه، r_{\max} را بدست می‌آوریم.

$$s=0 : \Rightarrow -r_0 = r_{\max} \sin\left(-\frac{\pi}{2}\right) = -r_0 \Rightarrow r_{\max} = r_0$$

$$\Rightarrow r_s = r_0 \sin\left(\frac{\pi}{2}s - \frac{\pi}{2}\right)$$

اولین برخورد پرتو با آینه تخت $r_1 = r_0 \sin\left(\frac{2\pi}{3} - \frac{\pi}{2}\right) = r_0 \sin\frac{\pi}{6} = \frac{r_0}{2}$ اگر $s = 1$

دومین برخورد پرتو با آینه تخت $r_2 = r_0 \sin\left(\frac{4\pi}{3} - \frac{\pi}{2}\right) = r_0 \sin\left(\frac{5\pi}{6}\right) = \frac{r_0}{2}$ اگر $s = 2$

سومین برخورد پرتو با آینه تخت $r_3 = r_0 \sin\left(2\pi - \frac{\pi}{2}\right) = r_0 \sin\frac{3\pi}{2} = -r_0$ اگر $s = 3$

با سه بار رفت و برگشت، پرتو بجای اول خود باز می‌گردد.

اینک همین عملیات را برای آینه دوم تکرار می‌کنیم.

$$T_2 \text{ (سلول واحد روی آینه کروی)} = \begin{pmatrix} 1 & 2d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2d}{f} & 2d \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

$$\cos\theta = \frac{A+D}{2} = 1 - \frac{d}{f} = -\frac{1}{2} \Rightarrow \theta = \frac{2\pi}{3}$$

$$\alpha = \text{tg}^{-1} \left(\frac{a \sin \theta}{Bm + a \left(\frac{A-D}{2} \right)} \right) = \text{tg}^{-1} \left(\frac{-r_0 \sin \frac{2\pi}{3}}{2d(1) + (-r_0) \left(-\frac{d}{f} \right)} \right) = \text{tg}^{-1} \frac{\frac{\sqrt{3}}{2}}{\frac{-2}{2}} = -\frac{\pi}{6}$$

$$r_p = r_{\max} \sin\left(\frac{2\pi}{3} p - \frac{\pi}{6}\right) \quad \text{رابطه ۶۴-۵}$$

$$p=0 \Rightarrow -r_0 = r_{\max} \left(-\frac{1}{2}\right) \Rightarrow r_{\max} = 2r_0 \Rightarrow r_p = 2r_0 \sin\left(\frac{2\pi}{3} p - \frac{\pi}{6}\right)$$

$$p=1 \Rightarrow r_1 = 2r_0 \sin\left(\frac{2\pi}{3} - \frac{\pi}{6}\right) = 2r_0 \quad \text{اولین برخورد روی آینه کروی}$$

$$p=2 \Rightarrow r_2 = 2r_0 \sin\left(\frac{4\pi}{3} - \frac{\pi}{6}\right) = -2r_0 \quad \text{دومین برخورد روی آینه کروی}$$

مسئله: در تشدیدگر زیر:

الف) موجبر معادل عدسی کاواک را رسم کنید.

ب) سلول واحد را مشخص کنید.

ج) شرط ناپایداری کاواک را بررسی کنید.

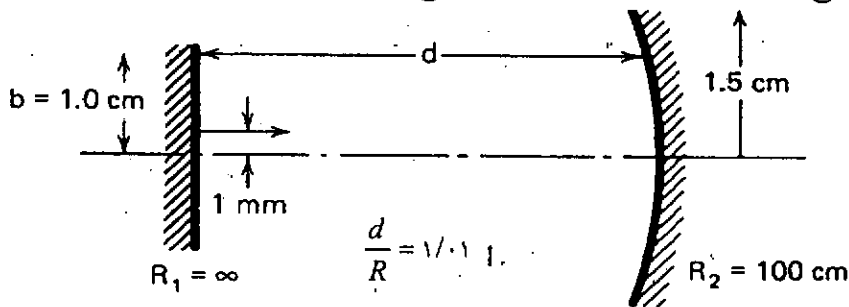
د) معادله تفاضلی مرتبه دوم برای کاواک ناپایدار را بنویسید.

ه) مقادیر F_1 و F_2 را بدست آورید.

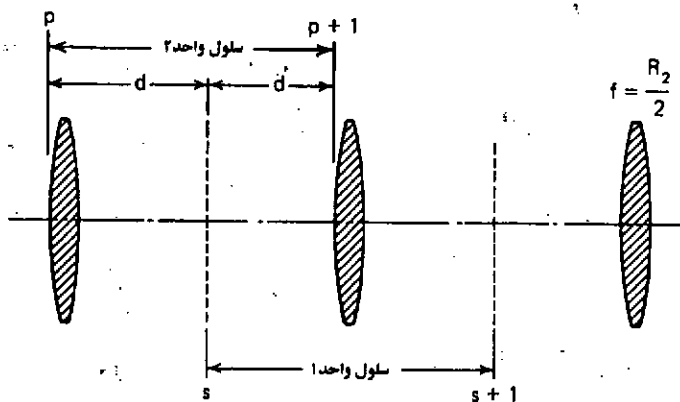
و) مقادیر r_0 و r_b را تعیین کنید.

ز) چند بار رفت و برگشت پرتو در کاواک روی می‌دهد تا پرتو از کاواک ناپایدار خارج شود.

ح) پرتو از روی آینه تخت از کاواک خارج می‌شود یا از روی آینه کروی؟



شکل ۳۰-۵ الف



شکل ۳۰-۵ ب

$$T_1 (\text{روی آینه تخت}) = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f} & 2d - \frac{d^2}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{pmatrix}$$

$$f = \frac{R_2}{2} = 50 \text{ cm}$$

$$\frac{d}{R_2} = 1/0.1 \Rightarrow d = 100 \text{ cm} \quad \frac{d}{f} = \frac{100}{50} = 2/0.2$$

$$\rightarrow T_1 = \begin{pmatrix} 1 - 2/0.2 & 2 \cdot 100 - \frac{100^2}{50} \\ -1/50 & 1 - 2/0.2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1/0.2 & -2/0.2 \\ -1/50 & -1/0.2 \end{pmatrix}$$

$$F_{1,r} = \left(\frac{A+D}{2} \right) \pm \sqrt{\left(\frac{A+D}{2} \right)^2 - 1} \Rightarrow F_1 = -0.819$$

$$F_r = -1/221$$

$$r_a = \frac{1}{F_r - F_1} [a(F_r - A) - Bm] = \frac{1}{-1/221 + 0.819} [0.1(-1/221 + 1/0.2) + 2/0.2 \times 0.1] = \frac{0.02}{0.401} = 0.05 \text{ cm}$$

$$r_b = \frac{1}{F_1 - F_r} [a(A - F_1) + Bm] = \frac{1}{-0.819 - (-1/221)} [0.1(-0.819 + 0.819) - 2/0.2 \times 0.1] = \frac{-0.02}{-0.401} = 0.05 \text{ cm}$$

$$r_s = r_a (F_1)^s + r_b (F_r)^s = 0.05(-0.819)^s + 0.05(-1/221)^s$$

آخرین موقعیت پرتو روی آینه تخت قبل از خروج از کاواک $r_s = b = 1 \text{ cm}$ می باشد

$$0.05(-0.819)^s + 0.05(-1/221)^s = 1$$

پس:

$$(-0.819)^s + (-1/221)^s = 20$$

به کمک محاسبات عددی مشخص می شود که:

$$s = 14 \Rightarrow 0.061 + 16/268 = 16/429$$

$$s = 15 \Rightarrow 0.05 + 19/986 = 20/36$$

یعنی اگر $s > 14$ باشد پرتو از آینه خارج می شود، پس از ۱۵ بار برخورد پرتو به آینه تخت

خارج می شود.

$$T_2 (\text{روی آینه کروی}) = \begin{pmatrix} 1 & rd \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{f} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{rd}{f} & rd \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - 4/0.4 & 2.2 \\ -0.2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -3/0.4 & 2.2 \\ -0.2 & 1 \end{pmatrix}$$

$$F_{1,r} = \left(\frac{A+D}{2} \right) \pm \sqrt{\left(\frac{A+D}{2} \right)^2 - 1} \Rightarrow F_1 = -0.819$$

$$\Rightarrow F_r = -1/221$$

$$r_a = \frac{1}{F_r - F_1} [a(F_r - A) - Bm] = \frac{1}{-1/221 + 0.819} [0.1(-1/221 + 3/0.4) - 2.2 \times 0.1] = -0.452$$

$$r_b = \frac{1}{F_1 - F_r} [a(A - F_1) + Bm] = \frac{1}{-0.819 - (-1/221)} [0.1(-0.819 + 0.819) + 2.2 \times 0.1] = 0.552$$

$$r_p = r_a (F_1)^p + r_b (F_r)^p = -0.452(-0.819)^p + 0.552(-1/221)^p$$

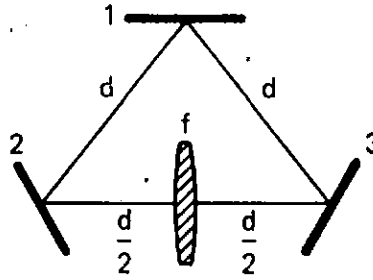
آخرین وضعیت پرتو روی آینه کروی قبل از خروج از کاواک $r_p = 1/5 \text{ cm}$ است.

$$1/5 = -0.452(-0.819)^p + 0.552(-1/221)^p$$

برای $r_p > 1/5$ باید $p > 5$ باشد.

از سطح آینه خروجی خارج می‌شود چون p کمتر است.

مثال: در کاواک مثلثی زیر موجبر معادل عدسی را ترسیم کنید. $\frac{d}{f}$ چقدر باشد تا کاواک پایدار شود؟



شکل ۳۱-۵ الف



شکل ۳۱-۵ ب

$$T = \begin{pmatrix} 1 & \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} rd & \\ & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & rd \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{rd}{f} \end{pmatrix}$$

$$\leq \frac{d}{f} \leq \frac{4}{3}$$

$$\leq \frac{A+D+r}{4} \leq 1 \Rightarrow \leq \frac{1}{4} \left(1 + 1 - \frac{rd}{f} + 2 \right) \leq 1$$

روابط مفید برای حل مسائل:

قبلاً برای کاواک کروی = کروی بدست آوردیم:

$$W_0^r = \frac{\lambda \sqrt{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}}{\pi (R_1 + R_2 - 2d)}$$

$$W_1^r = \frac{\lambda \sqrt{R_1^2 d (R_2 - d)}}{\pi \sqrt{(R_1 - d)(R_1 + R_2 - d)}}$$

$$W_1^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{R_1 d (R_1 - d)}{(R_1 - d)(R_1 + R_1 - d)}}$$

حال اگر $R = R_1 = R_2$ باشد:

$$W_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2R - d)}$$

$$W_1^2 = W_2^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \sqrt{\frac{d}{2R - d}} \quad \text{رابطه ۵-۶۵}$$

اگر R خیلی بزرگ باشد $d \gg R$ آنگاه $W^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{Rd}{2}}$ پس هر تغییری در d فقط اثر اندکی

در w دارد مثلاً اگر $d = 4.0 \text{ cm}$ و $R = \text{متر}$ و $\lambda = 488 \text{ cm}$ آنگاه $w = 0.469$ میلیمتر خواهد بود،

حال اگر d را به $d = 5.0 \text{ cm}$ افزایش دهیم $w = 0.496$ میلیمتر خواهد شد. [۵]

۵-۹) بعضی از تشدیدگرهای متداول لیزری

(۱) تخت-تخت



شکل ۵-۳۲

$$R_1 = R_2 = \infty \quad g_1 = 1$$

$$\Rightarrow g_1 g_2 = 1$$

$$g_2 = 1$$

خصوصیات: بهینه استفاده از حجم محیط فعال، پایداری پایین (به موازی بودن آینه ها خیلی

حساس است)، تلفات پراش بالا

(۲) هم مرکز



شکل ۵-۳۳

$$R_1 = R_2 = \frac{L}{2}$$

$$g_1 g_2 = 1$$

خصوصیات: حجم محدودی از محیط فعال استفاده می شود، بیشترین تمرکز در داخل

کاواک رخ می دهد که موجب خسارت عناصر نوری می شود، حساسیت خیلی کم به عدم

تنظیم آینه ها، تلفات پراش پایین. این کاواک بیشتر برای دمش لیزر Dye استفاده می شود.

(۳) تخت - کروی

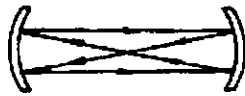


شکل ۵-۳۴

$$R_1 = \infty, \quad R_2 = L \quad g_1 g_2 = 0$$

خصوصیات: حداقل کمر باریکه روی آینه تخت رخ می دهد که مرکز آینه کروی هم می باشد. این ساختار بیشتر در لیزرهای پیوسته استفاده می شود.

(۴) هم کانون

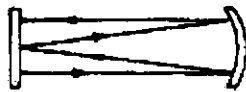


شکل ۲۵-۵

$$R_1 = R_2 = L \quad g_1 g_2 = 0$$

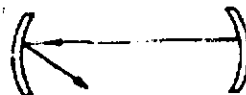
خصوصیات: حساسیت کم به عدم تنظیم آینه ها، حداقل کمر باریکه در مرکز کاواک رخ می دهد، اتلاف پراش حداقل است.

(۵) نیمه هم کانون



شکل ۲۶-۵

$$R_1 = \infty, \quad R_2 = 2L \quad g_1 g_2 = \frac{1}{2}$$



شکل ۲۷-۵

$$R_1 = R_2 = \frac{L}{3} \quad g_1 g_2 = 4$$

هم کانون: اگر شعاع های دو آینه باز هم کاهش داده شوند تا اینکه کانون های آنها بر هم منطبق شوند آنگاه $R_1 = R_2 = R = d$ می شود و حجم مد، کاهش می یابد، به این ساختار هم کانون می گویند.

$$w_0^r = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\sqrt{R(R-R)(2R-R)}}{2(R-R)} = \frac{\lambda R}{2\pi} \Rightarrow w = \sqrt{2} w_0$$

$$w_1^r = w_2^r = \frac{\lambda R}{\pi} \sqrt{\frac{R}{2R-R}} = \frac{\lambda R}{\pi}$$

روابطه ۵-۶۶

$$R_1 + R_2 = 2d$$

هم مرکز: اگر باز هم شعاع را کاهش دهیم تا مجموع شعاع ها برابر فاصله جدایی آینه ها شود

$$R_1 + R_2 = d$$

ساختار را هم مرکز گویند.

$$R_1 = \infty, \quad R_2 = R$$

نیمکروی:

$$\text{برای آینه کروی: } w_1^* = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{R_1^* \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) R_1 d}{(R_1 - d) \left(\frac{R_1}{R_1} + 1 - \frac{d}{R_1}\right) R_1}} = \frac{\lambda R}{\pi} \sqrt{\frac{d}{R-d}}$$

$$\text{برای آینه تخت: } w_1^* = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{R_1^* d (R_1 - d)}{R_1^* \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(\frac{R_1}{R_1} + 1 - \frac{d}{R_1}\right)}} = \frac{\lambda}{d} \sqrt{d(R-d)}$$

$$W^* = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{d(R_1 - d) R_1^* \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(\frac{R_1}{R_1} + 1 - \frac{d}{R_1}\right)}{R_1^* \left(1 + \frac{R_1}{R_1} - \frac{2d}{R_1}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{d(R-d)} \quad \text{رابطه ۵-۶۱}$$

مسئله: در کاواک مقابل:

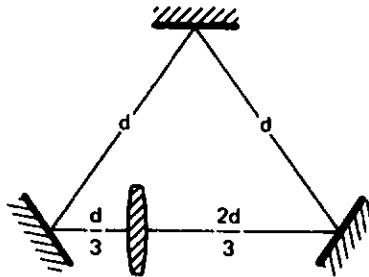
(الف) موجبر معادل عدسی را رسم کنید.

(ب) کمترین کمر باریکه مکان آن را تعیین کنید.

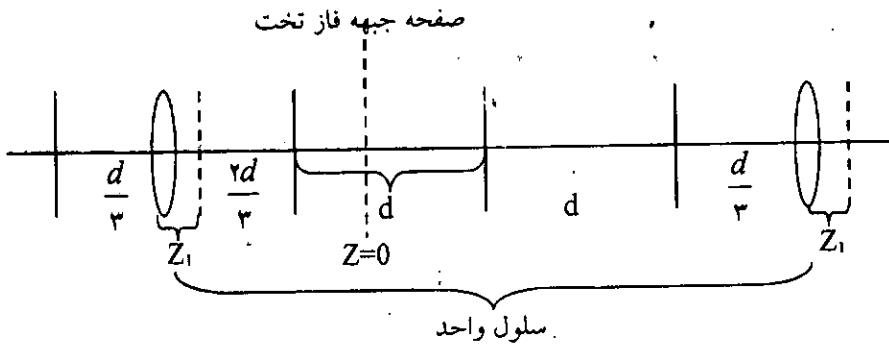
(ج) فرمول حداقل کمر باریکه چیست؟

(د) نشان دهید که این فرمول برای کاواک پایدار معتبر و صادق است.

مرجع z_1 را فاصله دلخواه از لنز در نظر می‌گیریم:



شکل ۳۸-۵ الف



شکل ۵-۲۸ ب

$$T = \begin{pmatrix} 1 & z_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & rd - z_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{z_1}{f} & rd - \frac{z_1}{f}(rd - z_1) \\ -\frac{1}{f} & -\frac{1}{f}(rd - z_1) + 1 \end{pmatrix} \quad \text{رابطه ۵-۶۷}$$

کمترین اندازه لکه در شعاع ∞ (صفحه تخت) روی می‌دهد.

$$R(z=\infty) = \infty \Rightarrow \frac{-2B}{A-D} = \infty \Rightarrow A = D$$

$$1 - \frac{z_1}{f} = -\frac{1}{f}(rd - z_1) + 1 \Rightarrow z_1 = \frac{r}{2}d$$

و در صفحه $z_1 = \frac{r}{2}d$ در واقع $z=0$ می‌شود و لذا ماتریس رابطه ۵-۶۶ فوق به شکل زیر در

می‌آید:

$$T = \begin{pmatrix} 1 - \frac{rd}{2f} & rd - \frac{rd}{2f} \left(\frac{rd}{2} \right) \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{rd}{2f} \end{pmatrix}$$

$$z_0 = \frac{n\pi W_0^2}{\lambda} = \frac{B}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2} \right)^2}}$$

$$\frac{A+D}{2} > 1$$

اگر کاواک ناپایدار باشد زیر رادیکال منفی می‌شود زیرا:

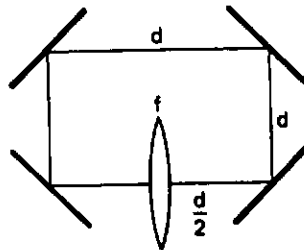
$$\frac{\pi W_{(z)}'}{\lambda} = \frac{rd - \frac{rd}{2f} \left(rd - \frac{rd}{2} \right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{rd - \frac{rd}{2}}{f} \right)^2}}$$

$$W_0 = W_{(z)} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{rd - \frac{rd}{2f}}{\sqrt{\frac{rd}{f} - \frac{rd}{2f}}}} = \sqrt{\frac{\lambda \sqrt{f \left(rd - \frac{rd}{2f} \right)}}{\pi}}$$

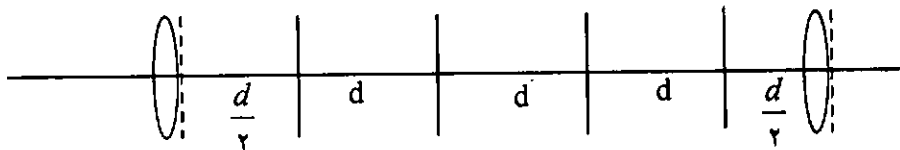
$$w_0 = \left[\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{f \left(rd - \frac{rd}{2f} \right)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

رابطه ۵-۶۸

مثال: اندازه لکه را روی عدسی برای کاواک زیر بدست آورید.

برای چه $\frac{d}{f}$ کاواک پایدار است؟اگر $d=20\text{ cm}$ و $f=40\text{ cm}$ و $\lambda=6000\text{ \AA}$ باشد R و W را روی عدسی بدست آورید. [۵]

شکل ۳۹-۵ الف



شکل ۳۹-۵ ب

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{2d}{f} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{2d}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{2d}{f} \end{pmatrix}$$

برای جبهه فاز تخت

$$R(z) = \frac{-2B}{A-D} = \infty \Rightarrow A = D \rightarrow 1 = 1 - \frac{2d}{f}$$

پس احتمالاً باید z_1 از عدسی تعیین و در موجبر معادل عدسی اعمال گردد تا بتوان جبهه فاز تخت یعنی $z=0$ را تعیین کرد. اما اگر W و R روی لنز مورد نظر باشد:

$$R(z) = \frac{-2B}{A-D} = \frac{-\lambda d}{1 - \left(1 - \frac{2d}{f}\right)} = \frac{-\lambda d}{\frac{2d}{f}} = -\frac{\lambda f}{2}$$

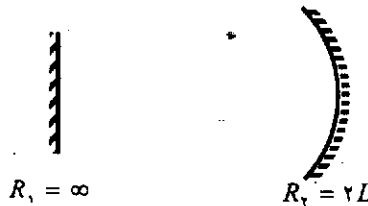
$$\frac{\pi W^2(z)}{\lambda} = \frac{B}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}} = \frac{\frac{\lambda d}{2}}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{2d}{f}\right)^2}}$$

$$W(z) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{\frac{\lambda d}{2}}{\sqrt{\frac{2d}{f} - \frac{2d^2}{f^2}}}}$$

$$R = -\lambda \cdot \text{cm} \quad W = 29 \times 10^{-2} \text{ cm}$$

مسئله: یک تشدیدکننده نیمه هم کانونی به طول $L=2\text{m}$ که برای لیزر CO_2 در طول موج $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ بکار می رود در نظر بگیرید. اندازه لکه روی هر دو آینه را حساب کنید. [۳]

روش اول:



شکل ۵-۴۰

$$\text{آینه کروی} \quad w_1^2 = \frac{\lambda 2L}{\pi} \sqrt{\frac{L}{2L-L}} = \frac{2\lambda L}{\pi}$$

$$\begin{cases} w_1^r = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(\gamma L - L)} = \frac{\lambda L}{\pi} \\ w_0^r = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(\gamma L - L)} = \frac{\lambda L}{\pi} \end{cases} \Rightarrow w_0 = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} = \sqrt{\frac{1.0/6 \times 10^{-7} \times 2}{2/12}} = 2/6 \times 10^{-7} = 2/6 \text{ mm}$$

آینه تخت

$$w_1 = \sqrt{2} w_0 = 2/7 \times 10^{-7} \text{ m} = 2/7 \text{ mm}$$

روش دوم:

$$T = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ -\frac{\gamma}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\gamma L}{R} & \gamma L - \frac{\gamma L^2}{R} \\ -\frac{\gamma}{R} & -\frac{\gamma L}{R} + 1 \end{pmatrix}$$

$$\frac{\pi w_1^r}{\lambda} = \frac{B}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}$$

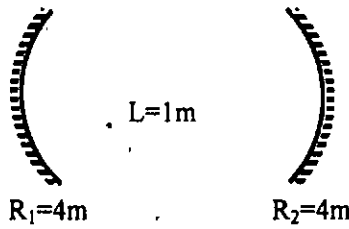
$$w_1^r = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\gamma L - \frac{\gamma L^2}{R}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\gamma - \frac{\gamma L}{R}}{2}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\gamma \left(L - \frac{L^2}{R}\right)}{\frac{\gamma}{\sqrt{R}} \sqrt{L - \frac{L^2}{R}}} = \frac{\lambda \sqrt{R}}{\pi} \sqrt{L - \frac{L^2}{R}} = \frac{\lambda \sqrt{\gamma L}}{\pi} \sqrt{L - \frac{L^2}{\gamma L}} = \frac{\lambda L}{\pi}$$

$$T = \begin{pmatrix} 1 & \gamma L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ -\frac{\gamma}{R} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\gamma L}{R} & \gamma L \\ -\frac{\gamma}{R} & 1 \end{pmatrix}$$

$$\frac{\pi W_1^r}{\lambda} = \frac{\gamma L}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{\gamma L}{R}\right)^2}} \Rightarrow W_1^r = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\gamma L}{\sqrt{\frac{\gamma L}{R} - \frac{\gamma L^2}{R}}} = \frac{\gamma \lambda L}{\pi}$$

رابطه ۶۹-۵

مثال: تشدیدکننده‌ای داریم متشکل از دو آینه کروی کاو هر یک به شعاع انحنا m که به فاصله m از یکدیگر قرار گرفته‌اند. وقتی کاواک در طول موج $\lambda = 514/5$ نانومتر نوسان کند (یکی از طول موج های لیزر Ar^+) اندازه لکه مد TEM_{۰۰} را در مرکز تشدیدکننده و روی آینه‌ها حساب کنید [۳].



شکل ۴۱-۵ الف

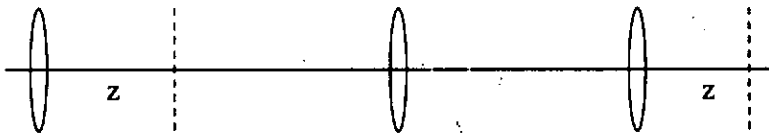
روش اول:

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{(\lambda-1)} \Rightarrow w_0 = .46 \text{ mm}$$

$$w_1^2 = w_r^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \sqrt{\frac{d}{2R-d}} = \frac{514/5 \times 10^{-9} \times 4}{\pi} \sqrt{\frac{1}{\lambda-1}}$$

$$w_1 = w_r = .4976 \text{ mm}$$

روش دوم:



شکل ۴۱-۵ ب

$$T = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/5 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/5 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1-z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} .5 - .75z & .75z^2 - .75z + 1/5 \\ .75 & .75z - .75 \end{pmatrix}$$

شرط $A=D \Rightarrow .5 - .75z = .75z - .75 \Rightarrow z = 1/5$

$$T = \begin{pmatrix} .125 & 1/3125 \\ -.75 & .125 \end{pmatrix}$$

$$\frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{B}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}} \Rightarrow w_0^2 = \frac{\lambda \cdot 1/3125}{\pi \sqrt{1 - (-.125)^2}} \Rightarrow w_0 = .465 \text{ mm}$$

روی آینه‌ها:

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/5 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/5 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} .5 & 1/5 \\ -.75 & -.75 \end{pmatrix}$$

$$w_1^2 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1/5}{\sqrt{1 - \left(\frac{.5 - .75}{2}\right)^2}} \Rightarrow w_1 = .4976 \text{ mm}$$

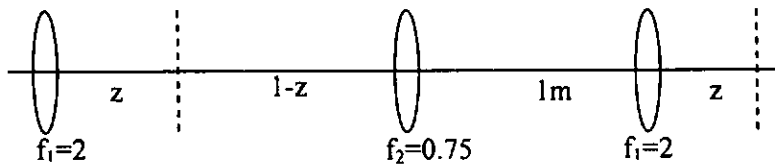
مثال: یکی از آینه‌های مسئله قبل را با آینه کاوی به شعاع انحنا $m/5$ عوض می‌کنیم. مطلوبست محاسبه: الف) محل کمر باریکه (ب) اندازه لکه در محل کمر باریکه و روی دو آینه. [۳]



$$R_1 = 4 \Rightarrow f_1 = 2 \quad R_2 = 1/5 \Rightarrow f_2 = 0.75$$

شکل ۲۲-۵ الف

$$g_1 = 1 - \frac{1}{f_1} = \frac{2}{4} \quad \text{و} \quad g_2 = 1 - \frac{1}{f_2} = \frac{1}{5} \Rightarrow g_1 g_2 = 0.25 \quad \text{پایدار}$$



شکل ۲۲-۵ ب

$$T = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ -1/5 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ -f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1-Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{3} - \frac{5}{6}Z & \frac{5}{6}Z' - \frac{1}{3}Z + \frac{2}{3} \\ -\frac{5}{6} & \frac{5}{6}Z - \frac{2}{3} \end{pmatrix}$$

$$A = D \Rightarrow -\frac{1}{3} - \frac{5}{6}Z = \frac{5}{6}Z - \frac{2}{3} \Rightarrow Z = \frac{1}{5}$$

$$T = \begin{pmatrix} -\frac{1}{3} & \frac{9}{14} \\ \frac{5}{6} & -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$$

$$W_1' = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{1 - (-1/5)^2}} \Rightarrow W_0 = 0.229$$

$$T_1 = \begin{pmatrix} 1 & \\ -1/5 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ -\frac{2}{3} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} \\ -\frac{5}{6} & -\frac{2}{3} \end{pmatrix}$$

$$W_1^r = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\frac{r}{2}}{\sqrt{1 - (-.1/5)^2}} \Rightarrow w_1 = .1755$$

$$T_r = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ -\frac{r}{2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -.1/5 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} .1/5 & 1/5 \\ -\frac{r}{2} & -1/5 \end{pmatrix}$$

$$w_2^r = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\frac{r}{2}}{\sqrt{1 - (-.1/5)^2}} \Rightarrow w_2 = .1523$$

مثال: در کاواک شکل ۵-۳۳ (الف و ب): آیا کاواک پایدار است؟ [۵]

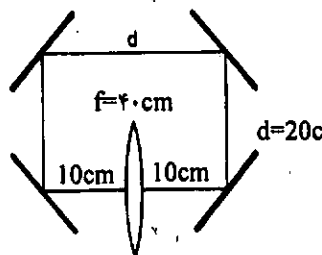
(ب) حداقل کمر آن را نسبت به عدسی حساب کنید.

(ج) W و R را روی عدسی برای $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ بدست آورید.

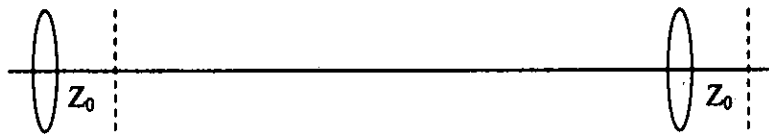
$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 2d \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{2d}{f} \end{pmatrix} \quad (\text{الف})$$

$$0 \leq \frac{A+D+r}{2} \leq 1 \text{ شرط پایداری} \Rightarrow 0 \leq \frac{d}{f} \leq 1 \Rightarrow 0 \leq \frac{1}{2} \leq 1$$

پس پایدار است.



شکل ۵-۳۳ الف



شکل ۵-۳۳ ب

$$T = \begin{pmatrix} 1 & z_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2d - z_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{5}{2} z_0 & \frac{5}{2} z_0^2 - 2z_0 + 1/8 \\ -\frac{5}{2} & \frac{5}{2} z_0 - 1 \end{pmatrix} \quad (\text{ب})$$

$$A = D \Rightarrow 1 - \frac{\delta}{\gamma} z_0 = \frac{\delta}{\gamma} z_0 - 1 \Rightarrow z_0 = 0.12 \text{ m}$$

$$T = \begin{pmatrix} \cdot & \frac{\gamma}{\delta} \\ -\frac{\delta}{\gamma} & \cdot \end{pmatrix}$$

$$W_0^r = \frac{\lambda}{\pi} \frac{B}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{\gamma}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\gamma}{\delta}$$

$$W_0 = 2.76 \times 10^{-2} \text{ m}$$

$$T = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\gamma d}{f} \\ -\frac{\gamma}{f} & 1 - \frac{\gamma d}{f} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0.18 \\ -\frac{\delta}{\gamma} & -1 \end{pmatrix}$$

روی عدسی:

$$R(z_1) = \frac{-\gamma B}{A-D} = \frac{-1/f}{1+1} = -0.18 \text{ m}$$

$$\frac{\pi W(z_1)^r}{\lambda} = \frac{B}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{\gamma}\right)^2}} \Rightarrow W^r = \frac{\lambda}{\pi} \frac{0.18}{\sqrt{1 - \left(\frac{1-1}{\gamma}\right)^2}}$$

$$W = 2.19 \times 10^{-2} \text{ m}$$

۵-۱۰) تشدیدگرهای ناپایدار

در بیشتر تشدیدگرهای ناپایدار از ۲ آینه با شعاع انحنا و قطرهای متفاوت استفاده می‌شود آینه عقبی (rear) با قطر بزرگتر و شعاع انحنا R_r و آینه خروجی (out put) با شعاع انحنا R_0 که ما نسبت بزرگنمایی M را بصورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$M = \frac{R_r}{R_0}$$

تلفات درون این تشدیدگرها ناشی از پراش است بدین معنی که توان پرتو از اطراف آینه‌ها نشت می‌یابد. که این نشت را به جفت‌شدگی خروجی تعبیر می‌کنند.

که اگر تشدیدگر بطور شایسته‌ای طراحی شود خروجی می‌تواند موازی باشد. این تشدیدگرها بخاطر اینکه تلفات پراش زیادی دارند برای سامانه‌های لیزری با بهره‌ی پایین بکار نمی‌روند.

در این تشدیدگرها بر خلاف تشدیدگرهای پایدار، حجم مد بالا و کیفیت پرتوی خوب بطور همزمان قابل دستیابی اند.

اولین عیب این تشدیدگرها در استفاده عملی این مساله است که مقدار توان در قله های کناری میدان دور ممکن است باعث ایجاد مشکلاتی در کاربردهای عملی شود. که این عیب با انتخاب بزرگنمایی تا حد ممکن بزرگ قابل برطرف شدن است. هر چند این کار احتیاج به محیط فعال با بهره بالا دارد.

بنابراین، در لیزر هلیوم - نئون نمی توان از تشدیدگر ناپایدار استفاده کرد زیرا برای بدست آوردن بازدهی لیزر خوب، بهره محیط فعال خیلی پایین است. دومین محدودیت این است که، توان خروجی تشدیدگرهای ناپایدار عموماً ۲۰-۳۰٪ در مقایسه با تشدیدگرهای پایدار در عملکرد چند مدی پایتتر است.

برای بدست آوردن توان خروجی با کیفیت عالی بهتر است از تشدیدگر پایدار در عملکرد چند مدی استفاده کند. این برتری تشدیدگرهای ناپایدار چند مدی، بخاطر تنظیم آسان و حساسیت پایین آنها در انحراف از محور آینه های آنهاست.

تشدیدگرهای ناپایدار، کاربردهایی در لیزرهای با توان بالای CO_2 و اگزایمر دارند که هر دوی آنها عموماً یک بهره بالا و یک محیط فعال با سطح مقطع بزرگ دارند. تشدیدگرهای ناپایدار در لیزرهای پالسی حالت جامد نیز کاربرد دارند. متأسفانه، پدیده عدسی گرمایی مواد لیزر حالت جامد کیفیت پرتو را پایین می آورند. این ویژگی به این دلیل است که بیشتر کاربرد تشدیدگر ناپایدار در مهندسی لیزر حالت جامد به سامانه های کم توان Q سوئیچ شده محدود است.

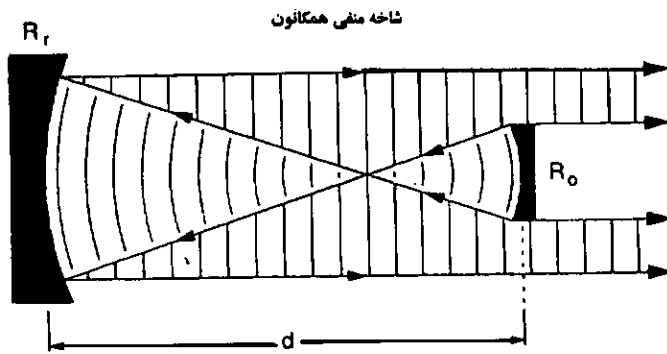
همانطور که از قبل می دانیم شرط ناپایداری تشدیدگرها بصورت زیر است:

$$g_1 g_2 \geq 1 \text{ و } g_1 g_2 \leq 0 \text{ که شاخه مثبت } g_1 g_2 \geq 1 \text{ و شاخه منفی که } g_1 g_2 \leq 0 \text{ و } g_1 = 1 - \frac{d}{R_1} \text{ و } g_2 = 1 - \frac{d}{R_2}$$

می باشد. اگر a شعاع آینه خروجی باشد، عدد فرنل چنین تعریف می شود:

$$\text{عدد فرنل} = \frac{a^2}{\lambda d}$$

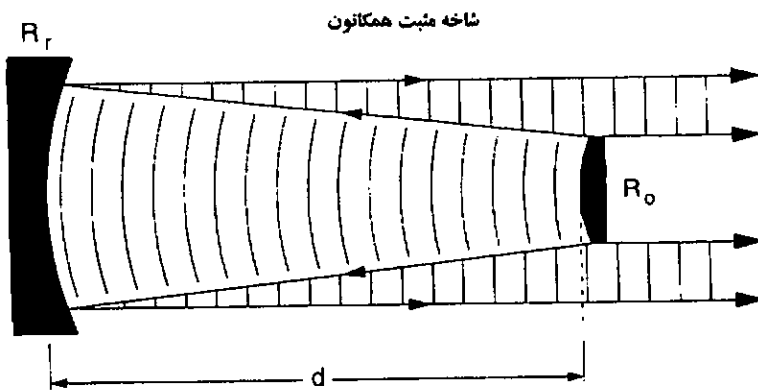
برای اینکه توان خروجی بالایی را بدست آوریم مناسبترین تشدیدگر، تشدیدگر ناپایدار است با مقدارهای M بالا که پرتوی خروجی دارای کیفیت خوبی در میدان دور می باشد. مقدار M به همراه عدد فرنل، کسر جفت شدگی پرتو خروجی و قطر مد، تشدیدگر را تعیین می کنند. شکل ۴۴-۵ الف و ب تشدیدگرهای ناپایدار هم کانون را نشان می دهند که در طراحی های لیزر خیلی مرسومند.



$$R_r + R_o = 2d$$

شکل ۴۴-۵ الف

قید حاکم بر شاخه مثبت $R_r - R_o = 2d$ و بر شاخه منفی $R_r + R_o = 2d$ می باشد. نقطه کانونی که در تشدیدگر شاخه منفی مشاهده می شود می تواند باعث خسارت (در لیزرهای حالت جامد) و یونیزه کردن (در لیزرهای گازی) شود که هر دوی این اثرات مضر و زیان بار است. بنابراین اغلب ترجیح داده می شود که از تشدیدگرهای شاخه منفی استفاده نکنند و تشدیدگرهای شاخه مثبت کاربرد عملی بیشتری دارند.



$$R_r - R_o = 2d$$

شکل ۴۴-۵ ب

برای تشدیدگر هم کانون مثبت می توانیم بنویسیم:

$$R_o = \frac{rd}{M-1}$$

و

$$R_r = \frac{rdM}{M-1}$$

جفت‌شدگی هندسی را چنین تعریف می‌کنیم: $\delta = 1 - \frac{1}{M^2}$

برای تجزیه و تحلیل اثرات پراش مدهای عرضی تشدیدگرهای پایدار، تلفات برحسب عبور

رسم می‌شود که تابعی از عدد فرنل $N = \frac{a^2}{\lambda d}$ می‌باشد.

برای تشدیدگرهای ناپایدار نیز تجزیه و تحلیل مشابهی برحسب عدد فرنل معادل انجام

می‌شود که:

$$N_{eq} = \frac{M-1}{2M^2} \left(\frac{a^2}{\lambda d} \right)$$

و نشان داده شده است که حداقل تلفات پراشی برای مقادیر $N_{eq} = 0.5, 1/5, 2/5, \dots$ رخ

می‌دهد. برای چنین حالتی جفت‌شدگی خروجی (با احتساب پراش) فقط مقدار اندکی کمتر از

مقدار هندسی $\delta = 1 - \frac{1}{M^2}$ است.

مثال: طراحی یک کاواک تشدیدگر ناپایدار برای یک لیزر Nd:YAG، Q-switch شده که با

فلاش لامپ دمیده می‌شود.

این طراحی بر اساس طول کاواک، جفت‌شدگی خروجی، قطر میله، شعاع انحنای آینه انجام

می‌شود. یک میله استاندارد لیزر به قطر ۶۳ میلی‌متر و طول ۵۰ میلی‌متر که در 1064 nm کار

کند، انتخاب می‌کنیم.

تشدیدگر شاخه مثبت را انتخاب می‌کنیم و جفت‌شدگی خروجی نیز باید اندکی کمتر از

$\delta = 1 - \frac{1}{M^2}$ باشد.

برای طراحی کاواک فعلی، $N_{eq} = 1/5$ می‌گیریم و $M = 1 + \frac{2d}{R_0}$ ، با جایگذاری این مشخصه

ها داخل $N_{eq} = \frac{M-1}{2M^2} \left(\frac{a^2}{\lambda d} \right)$ خواهیم داشت:

$$d = \frac{-R_0}{2} + \frac{a}{2} \left(\frac{R_0}{\lambda N_{eq}} \right)^{1/2} \quad \text{و} \quad R_r = \frac{2Md}{M-1} \quad \text{رابطه ۵-۷۰}$$

مثلاً $R_0 = 0.5$ ، $N_{eq} = 1/5$ ، $a = \frac{6/2}{2} = 3/10 \text{ mm}$ ، $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ، پس: $d = 0.633 \text{ m}$

بدست می‌آید.

و با استفاده از $M = \frac{R_r}{R_o}$ می بینیم که: $R_r = 0.5 M$ و با استفاده از $R_r = \frac{2Md}{M-1}$ بدست

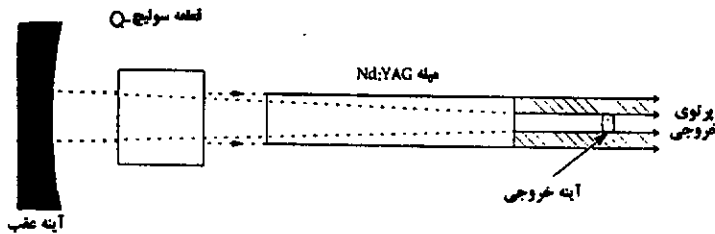
$$M = 2/53$$

می آوریم که: $R_r = 1/77 \text{ m}$

جفت شدگی خروجی هندسی می تواند از $\delta = 1 - \frac{1}{M^2}$ بدست آید:

$$\delta = 1 - \frac{1}{12/46} = 0.92$$

جفت شدگی خروجی بخاطر اثرات پراش، این مقدار را به 0.84 کاهش می دهد چنین کاواکی، توان خروجی 750 mJ در هر پالس با پهنای هر پالس 12 ns با آهنگ تکرار 10 HZ را تولید می کند و یک لیزر تجاری محسوب می شود.



شکل ۵-۲۵

بطور خلاصه می توان مزایا و معایب این تشدیدگرها را بصورت زیر بیان کرد

مزیت ها: مزیت های تشدیدگرهای ناپایدار با شرط اینکه موارد لازم برای نوسان مهیا باشد در بخش های زیر خلاصه می شوند منظور از شرایط لازم برای نوسان آن است که بهره محیط لیزر باید آنقدر بالا باشد که بتواند تلفات مختلف تشدیدگر را جبران کرده و امکان نوسان لیزری غیر میرا را فراهم ساخته و تشدیدگر دارای بزرگنمایی مناسبی باشد.

۱- حجم مدی، بزرگ و قابل کنترل است .

۲- نسبت به تشدیدگرهای پایدار حساسیت کمتری به تنظیم آینه های تشدیدگر نشان می

دهد.

۳- توان خروجی، بالا می باشد .

۴- نقش باریکه خروجی در میدان دور دارای کیفیت خوب می باشد .

۵- تعداد رفت و برگشت های لازم پرتو برای تشکیل مد کمتر از حالت تشدیدگر پایدار

می باشد و لذا پهنای پالسی کوتاهتری خواهد داشت .

۶- بر خلاف تشدیدگرهای پایدار که ممکن است به طور همزمان در چندین مد عرضی نوسان کنند تشدیدگرهای ناپایدار در یک مد عرضی نوسان می کنند. بدین ترتیب دست یافتن به واگرایی های نزدیک به حد پراش راحتتر است.

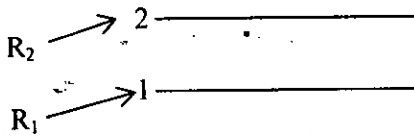
معایب:

- ۱- میزان اتلاف در تشدیدگرهای ناپایدار در مقایسه با حالت پایدار بیشتر است.
 - ۲- نقش شدت میدان در میدان نزدیک از کیفیت مناسبی برخوردار نیست.
 - ۳- وجود نقطه کانونی داغ در تشدیدگرهای ناپایدار شاخه منفی همکانونی که باعث صدمه زدن به محیط فعال در آن محفظه می شود.
- تشدیدگرهای ناپایدار برای ساختن لیزرهای با توان و انرژی بالا به کار میروند، مشروط بر اینکه محیط فعال لیزر، بهره بالایی را داشته باشد. با افزایش بزرگنمایی تشدیدگر میزان بهره آستانه برای ایجاد لیزر بالاتر خواهد بود. با کوچکتر شدن بزرگنمایی تشدیدگر چون تعداد رفت و برگشت ها در داخل تشدیدگر بیشتر می شود اثرات مخرب محیط فعال و دیگر عوامل محسوس تر خواهد بود و با بزرگتر شدن بزرگنمایی اثرات مخرب کاهش خواهد یافت. [۷]

۵-۱۱) شدت اشباع (شرط کافی برای یک لیزر)

دو تراز لیزری را در نظر می گیریم:

R_1 شار دمیش (تحریک شده) به تراز ۲ و R_2 شار دمیش به تراز ۱ می باشد.



شکل ۵-۲۶

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2 - N_2 \left(\frac{1}{\tau_2} \right) - N_2 \frac{B_{21}(v)I}{c} = 0 \quad \Rightarrow N_2 = \frac{R_2}{\frac{1}{\tau_2} + \frac{B_{21}(v)I}{c}} \quad \text{رابطه ۵-۷۱}$$

اگر $I=0$ بگیریم آنگاه: $N_2 = R_2 \tau_2$ می شود.

ما I_{sat} را بطور دلخواه تعریف می‌کنیم شدتی که نرخ القایی بطرف پایین با نرخ واهلش برابر باشد.

$$\frac{B_{r1}(\nu)I_{sat}}{c} = \frac{1}{\tau_r} \quad \text{یعنی:}$$

که این منجر می‌شود به این:

$$I_{sat} = \frac{c}{B_{r1}(\nu)\tau_r} \quad \text{رابطه ۵-۶۱}$$

با استفاده از روابطی که قبلاً بین ضرایب انیشتین بدست آوردیم:

$$\frac{A_{r1}(\nu)}{B_{r1}(\nu)} = \frac{\lambda\pi h\nu^2}{c^2} = \frac{A_{r1}}{B_{r1}}$$

در نتیجه ما خواهیم داشت:

$$I_{sat} = \frac{c\lambda\pi h\nu_{r1}^2}{c^2 A_{r1}(\nu)\tau_r} = \frac{\lambda\pi\nu_{r1}^2}{c^2 A_{r1}(\nu)} \frac{h\nu_{r1}}{\tau_r}$$

و با استفاده از: $\sigma_{r1}(\nu) = \frac{c^2}{\lambda\pi\nu^2} A_{r1}(\nu)$ داریم:

$$I_{sat} = \frac{h\nu_{r1}}{\sigma_{r1}(\nu)\tau_r} \quad \text{رابطه ۵-۷۲}$$

برای وضعیتی که پرتوی القایی پهنای پالس $\Delta\tau_p$ دارد که کوتاهتر از τ_2 می‌باشد $E_{sat}(\Delta\tau_p, \tau_r)$ ما می‌توانیم انرژی اشباع (انرژی بر واحد سطح) را جایگزین شدت اشباع (توان بر واحد سطح) بکنیم:

$$E_{sat} = I_{sat}\Delta\tau_p = \frac{h\nu_{r1}}{\sigma_{r1}(\nu)} \left(\frac{\Delta\tau_p}{\tau_r} \right) \quad \text{رابطه ۵-۷۳}$$

این بیان برای E_{sat} بخصوص برای لیزرهای حالت جامدی که τ_r نسبتاً طولانی دارند کاربردی‌تر خواهد بود.

۵-۱۲) نوسان لیزری بالای حد آستانه

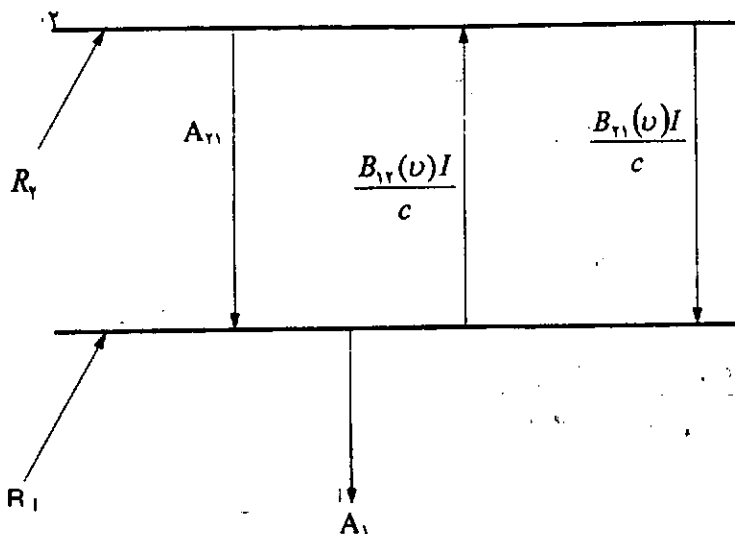
معادلات نرخ ترازهای لیزری که شامل گسیل القایی باشد.

$$\frac{dN_r}{dt} = R_r + N_1 \frac{B_{r1}(\nu)I}{c} - N_r A_{r1} - N_r \frac{B_{r1}(\nu)I}{c} = . \quad \text{رابطه ۵-۶۴}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = R_1 - N_1 A_{r1} - N_1 \frac{B_{r1}(\nu)I}{c} + N_r A_{r1} + N_r \frac{B_{r1}(\nu)I}{c} = . \quad \text{رابطه ۵-۶۵}$$

با جمع دو رابطه فوق داریم:

$$N_1 = \frac{R_r + R_l}{A_1} = N_1^0 \quad \text{رابطه ۵-۶۶}$$



شکل ۴۷-۵

N_1^0 جمعیت تراز پایین می باشد وقتی که $I=0$ باشد، چون N_1 به I وابسته است. بهره سیگنال کوچک یعنی بهره در مرکز گسیل وقتی که هیچ پرتویی نباشد چنین تعریف می شود:

$$g_{11}^0 = \sigma_{r1} \left(N_r^0 - \frac{g_r}{g_1} N_1^0 \right) = \sigma_{r1} \Delta N_{11}^0 \quad \text{رابطه ۵-۶۷}$$

از رابطه ۵-۶۴ داریم:

$$N_r = \frac{R_r + \frac{B_{r1}(\nu)I}{c} N_1}{A_{11} + \frac{B_{r1}(\nu)I}{c}} = \frac{R_r + \left(\frac{g_r}{g_1} \right) \frac{B_{r1}(\nu)I}{c} N_1}{\frac{B_{r1}(\nu)I_{sat}}{c} + \frac{B_{r1}(\nu)I}{c}} =$$

$$= \frac{\frac{R_r}{A_{r1}} + \left(\frac{g_r}{g_1}\right) \left(\frac{I}{I_{sat}}\right) N_1^{\circ}}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} = \frac{N_r^{\circ} + \left(\frac{g_r}{g_1}\right) \left(\frac{I}{I_{sat}}\right) N_1^{\circ}}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}$$

رابطه ۶۸-۵

در این فرمولبندی ما از رابطه $A_{r1} \cong \frac{I_{sat} B_{r1}(v)}{c} = \frac{1}{\tau_r}$ استفاده کرده‌ایم که می‌دانستیم

و همچنین $B_{r1}(v) = \frac{g_r}{g_1} B_{r1}(v)$ $N_2^{\circ} = \frac{R_2}{A_{21}}$ جمعیت تراز ۲ در حالت پایا که هیچ دمش

وجود نداشته باشد، برای امتحان این بیان می‌بینیم که جمعیت تراز ۲ در حضور شدت I ، بخصوص وقتی که I بزرگتر از مرتبه I_{sat} باشد، بطور قابل توجهی کاهش می‌یابد. [۷]

۵-۱۳) اشباع بهره لیزری

حال می‌خواهیم اثر پرتویی به شدت I را روی تفاوت جمعیت $\Delta N_{r1} = N_r - \frac{g_r}{g_1} N_1$

بررسی کنیم.

با استفاده از $N_1 = \frac{R_r + R_1}{A_1} = N_1^{\circ}$ و $N_r = \frac{N_r^{\circ} + \left(\frac{g_r}{g_1}\right) \left(\frac{I}{I_{sat}}\right) N_1^{\circ}}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}$ اختلاف جمعیت را

بدست می‌آوریم:

$$\Delta N_{r1} = N_r - \frac{g_r}{g_1} N_1 = \frac{N_r^{\circ} + \left(\frac{g_r}{g_1}\right) \left(\frac{I}{I_{sat}}\right) N_1^{\circ}}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} - \frac{g_r}{g_1} N_1^{\circ} = \frac{N_r^{\circ} - \frac{g_r}{g_1} N_1^{\circ}}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} = \frac{\Delta N_{r1}^{\circ}}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}$$

شدت اشباع I_s باعث می‌شود که بهره لیزر به نصف تقلیل یابد. ΔN_{r1} ، اختلاف جمعیت

است وقتی که هیچ پرتوی لیزری حضور نداشته باشد.

بهره سیگنال کوچک بهره‌ای است که جمعیت تراز ۲ را بطور قابل توجهی تغییر می‌دهد وقتی پرتو، به اندازه کافی قوی نباشد. ما قبلاً دیدیم که پرتو، جمعیت تراز ۱ را تغییر نمی‌دهد حتی وقتی که شدت I خیلی زیاد باشد. از آنجایی که ضریب بهره $g(v)$ چنین بیان می‌شود:

$$g(v) = \sigma_{r1(v)} \Delta N_{r1}$$

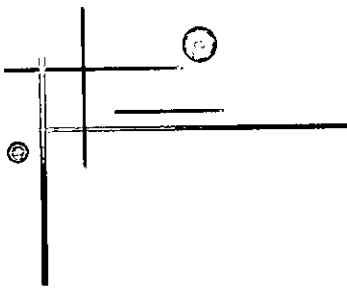
رابطه ۵-۶۹

پس ما می‌توانیم بنویسیم: [۷]

$$g(v) = \frac{\sigma_{r1(v)} \Delta N_{r1}^0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} = \frac{g^0(v)}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}$$

رابطه ۵-۷۰

۵-۷۱



فصل ۴

کلید زنی Q و قفل شدگی مُد کلید زنی Q و قفل شدگی مُد

۱-۶ طول عمر فوتون

۲-۶ عامل کیفیت

۳-۶ کنترل خروجی لیزر

۱-۳-۶ پدیده الکترواپتیک

۴-۶ کلید زنی Q

۵-۶ روشهای کلید زنی Q

۱-۵-۶ آینه چرخان

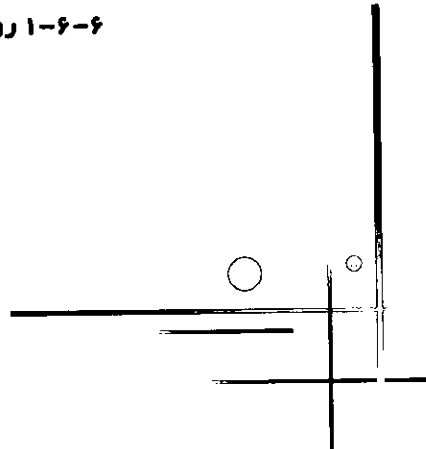
۲-۵-۶ الکترواپتیکی

۳-۵-۶ آکوستوایتیکی

۴-۵-۶ جاذب اشباع پذیر

۶-۶ قفل شدگی مُد

۱-۶-۶ روشهای قفل شدگی مُد



کلید زنی Q و قفل شدگی مد

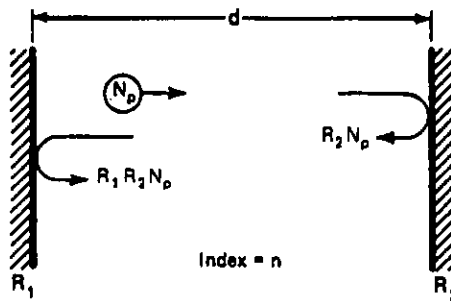
۱-۶) طول عمر فوتون

همانطور که می‌دانیم؛ الف) کاواک، توان ورودی را در میدان بین دو آینه انباشته می‌کند و بدین ترتیب توان موج رونده درون کاواک بسیار بزرگتر از منبع خارجی خواهد بود (در فرکانس تشدید کاواک)

ب) برای ایجاد انرژی زیاد، نیاز به زمان است.

ج) هنگامیکه میدان درون کاواک تشکیل شد، به منظور فروافت انرژی به مقدار صفر پس از قطع منبع خارجی نیز نیاز به زمان است. اینک بطور کمی این زمان را محاسبه می‌کنیم (با فرض قطع منبع خارجی)

فرض کنید تعداد N_p فوتون درون کاواک داریم، کاواک هیچ رزنه‌ای برای ورود فوتون ندارد با فرض اینکه در داخل محیط هیچ فوتونی تولید نشود مگر آنکه با برخورد فوتون به هر یک از آینه‌ها، فوتونی نابود شود.



شکل ۱-۶

تعداد فوتون هایی که بعد از یک رفت و برگشت باقی می‌مانند $R_1 R_2 N_p$

تعداد فوتون های از دست رفته $N_p - R_1 R_2 N_p = N_p (1 - R_1 R_2)$

بازه زمانی یک رفت و برگشت $\frac{\gamma n d}{c}$

نرخ کاهش فوتون درون کاواک $-\frac{d N_p}{dt} = \frac{(1 - R_1 R_2) N_p}{\frac{\gamma n d}{c}}$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_p}{N_p} = \frac{c(1-R_1 R_2)}{\gamma n d} dt \\ \Rightarrow N_p(t) = N_{p0} e^{-\frac{t}{\tau_p}} \\ N_p(\tau=0) = N_{p0} \quad \tau_p = \frac{c}{\gamma n d (1-R_1 R_2)} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{رابطه ۶-۱} \\ \text{طول عمر فوتون است} \end{array}$$

و زمان برای یک رفت و برگشت کامل
 $\tau_p =$ کسر تلفات فوتون در یک رفت و برگشت کامل

$$\tau_p = \frac{\tau_{RT}}{1-R_1 R_2} \quad \text{رابطه ۶-۲}$$

یعنی فوتون ها هیچ وقت از کاواک خارج نمی شوند. $R_1 = R_2 = 1 \Rightarrow \tau_p = \infty$

یعنی فوتون ها پس از یک رفت و برگشت حتماً از کاواک خارج می شوند. $R_1 = 0, R_2 = 0 \Rightarrow \tau_p = \tau_{RT}$

با توجه به اینکه آینه های لیزری تشکیل یک کاواک مشدد باز را می دهند بنابراین برای هر مد در داخل کاواک اتلافی وجود خواهد داشت، انواع اساسی سازوکار اتلاف عبارتند از: توانایی محدود انعکاس آینه ها، پخش، جذب در محیط پراکننده مشدد و تفرق توسط کناره های آینه ها در موقع انعکاس. این اتلاف انرژی توسط کمی بنام ضریب کیفیت یک مد بیان می شود.

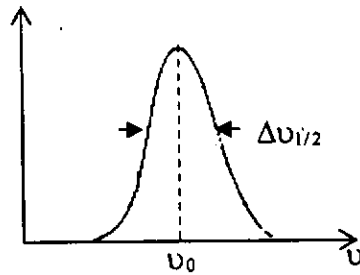
۶-۲) عامل کیفیت Q

این عامل معرف تیزی در شرایط تشدید می باشد. Q دارای دو تعریف است:

$$\text{تعریف تجربی} \rightarrow Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{1/2}}$$

$$\text{تعریف نظری} \rightarrow Q = 2\pi \frac{\text{انرژی انباشته شده در سیستم در شرایط تشدید}}{\text{انرژی تلف شده در یک سیکل نوسان}}$$

$$= \omega_0 \frac{\text{انرژی ذخیره شده در سیستم در شرایط تشدید}}{\text{انرژی تلف شده در واحد زمان}}$$



شکل ۲-۶

$\omega_0 = 2\pi\nu_0$ مربوط به فرکانس نوسان مد می‌باشد. با استفاده از مطالب صفحه قبل که برای زمان عمر فوتون گفتیم داریم:

$$\text{انرژی بعد از یک رفت و برگشت کامل} = N_p R_r R_t hv$$

$$\text{میزان اتلاف بعد از یک رفت و برگشت کامل} = (1 - R_r R_t) N_p hv$$

$$\text{زمان لازم برای یک رفت و برگشت کامل} = \tau d \Rightarrow t = \frac{\tau d}{c} = \text{مسیر یک رفت و برگشت کامل}$$

$$\Rightarrow \text{نرخ تلفات انرژی} = \frac{N_p (1 - R_r R_t) hv}{\frac{\tau d}{c}} = \frac{N_p (1 - R_r R_t) hvc}{\tau d} \quad \text{رابطه ۳-۶}$$

$$T = \frac{1}{\nu_0} = \frac{\lambda}{c} \quad \text{زمان تناوب یک موج الکترومغناطیسی}$$

$$\Rightarrow \text{انرژی تلف شده در یک دوره تناوب} = \frac{N_p (1 - R_r R_t) hvc}{\tau d} \frac{\lambda}{c} = \frac{N_p (1 - R_r R_t) hv \lambda}{\tau d}$$

$$\Rightarrow Q = 2\pi \frac{N_p hv}{\frac{N_p (1 - R_r R_t) hv \lambda}{\tau d}} = \frac{4\pi d}{(1 - R_r R_t) \lambda}$$

$$\rightarrow Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu_{\frac{1}{2}}} = \frac{4\pi d}{\lambda} \frac{1}{1 - R_r R_t} \quad \text{رابطه ۴-۶}$$

$$\Rightarrow \Delta\nu_{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda \nu_0 (1 - R_r R_t)}{4\pi d} = \frac{c}{4\pi d} (1 - R_r R_t) \quad \text{رابطه ۵-۶}$$

$$\text{اگر } R_r = R_t = 1 \Rightarrow Q \rightarrow \infty, \quad \Delta\nu_{\frac{1}{2}} \approx 0$$

افزایش Q به معنی اینست که انرژی ذخیره شده افزایش می یابد. و با کاهش Q یعنی انرژی تلف شده افزایش می یابد.

مثلاً: $R_1 = R_2 = 0.99$ و $d = 0.5$ m باشد:

$$\Delta v_{\frac{1}{2}} = \frac{c}{4\pi d} \frac{1}{1 - R_1 R_2} = \frac{2.997925 \times 10^8 \text{ m/s}}{4\pi \times 0.5 (1 - (0.99)^2)} \approx 1 \text{ MHz}$$

هر چه Q بیشتر شود $\Delta v_{\frac{1}{2}}$ باریکتر است یعنی کاواک خلوص فرکانس بیشتری تولید می کند.

هر چه R_1 و R_2 بیشتر و به ۱ نزدیکتر باشد آنگاه طول عمر فوتون بیشتر در نتیجه تعداد رفت و برگشت نور در کاواک بیشتر آنگاه خلوص فرکانسی بیشتر و Q بزرگتر و بالاخره $\Delta v_{\frac{1}{2}}$ کمتر میشود. [۷]

۶-۳) کنترل خروجی لیزر

در این بخش چگونگی امکان تغییر بعضی از خواص خروجی لیزر، شامل انتخاب فرکانس معینی از لیزر، تک مدسازی خروجی، کلید زنی Q بررسی می شود.

با توجه به اینکه بیشتر روش های این تغییرات بر اساس پدیده الکترواپتیک قرار دارند، شرح بعضی از پدیده های الکترواپتیک مواد الکترواپتیکی که اغلب در کاربردهای لیزری بکار می روند مفید خواهد بود. [۱]

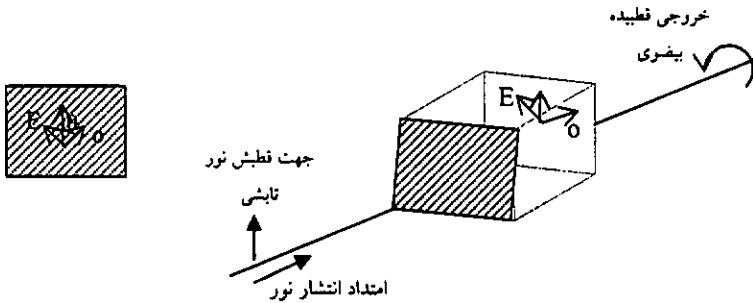
۶-۳-۱) پدیده الکترواپتیک

مشخصه اساسی تمام پدیده های الکترواپتیک و مگنتواپتیک ایجاد تغییر در ضریب شکست یک ماده (معمولاً یک جسم جامد بلوری و بعضی مواقع یک مایع) با اعمال یک میدان الکتریکی یا مغناطیسی می باشد در بیشتر حالات تغییر در ضریب شکست بستگی به قطبش شعاع تابشی دارد. در آنصورت چنین موادی دو شکستی تحت تاثیر میدان گفته می شوند.

الف) پدیده کر (Kerr)

وقتی ماده ای تحت یک میدان الکتریکی قرار دارد ممکن است یک محور نوری موازی با امتداد میدان بوجود آید، این پدیده بنام پدیده "کر" شناخته شده و در تمام ۳۲ نوع کلاس های بلوری اتفاق می افتد. یک محور نوری در بلور می تواند بصورت امتدادی در بلور تعریف شود که وقتی نور در آن جهت انتشار می یابد ضریب شکست مستقل از جهت قطبش نور باشد.

اگر یک موج نوری قطبیده تخت عمود بر وجه بلوری که دارای یک محور نوری است و این محور نوری عمود بر وجه بلور نمی‌باشد بتابد دو شکستی اتفاق می‌افتد. خطوط کشیده شده در روی وجه بلور در شکل زیر جهت محور نوری را نشان می‌دهد. برای سادگی، محور نوری موازی با وجهی در نظر گرفته می‌شود که نور بطور عمود بر آن می‌تابد. نور قطبیده تخت در ورود به بلور می‌تواند به دو مؤلفه تجزیه شود - یک مؤلفه موازی با محور نوری بوده و دیگری عمود بر محور نوری.



شکل ۳-۶

سرعت های انتشار معمولاً در خروج از بلور مؤلفه‌های عادی خارج از فاز بوده و لذا خروجی بصورت بیضوی قطبیده می‌باشد.

۳ حالت خاص قابل توجه می‌باشند: اگر پرتوهای عادی و غیر عادی دارای اختلاف فاز، 0 و 2π و 4π و غیره باشند نور در همان امتداد شعاع تابشی قطبیده تخت می‌باشد. اگر اختلاف فاز π و 3π و 5π و ... باشد در آنصورت می‌توان نشان داد که شعاع خروجی تحت زاویه 2θ نسبت به امتداد اولیه قطبیده تخت می‌باشد.

بالاخره فرض کنید $\theta = 45^\circ$ باشد در آنصورت دامنه شعاع های عادی و غیر عادی مساوی بوده و اگر اختلاف فاز در عبور نور از بلور مضربی از $\frac{\pi}{2}$ باشد شعاع خروجی بصورت دایروی قطبیده خواهد بود. بعضی از بلورها بطور طبیعی دو شکستی می‌باشند یعنی آنها دارای یک محور نوری طبیعی هستند در حقیقت بیشتر بلورهایی که بطور طبیعی دو شکستی هستند دارای دو محور نوری بوده و بنابراین دو محوره نامیده می‌شوند.

در بلورهایی که تک محوره یا دو محوره هستند، میدان الکتریکی اعمال شده در پدیده کر سبب ایجاد محور نوری اضافه می‌گردد. مقدار تاخیر فاز بین مؤلفه عادی و غیر عادی، علاوه بر سایر عوامل، متناسب با مجذور ولتاژ اعمال شده است.

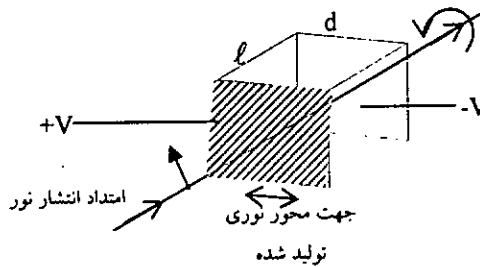
در نتیجه پدیده کر نیز بعنوان پدیده الکترواپتیک مرتبه دوم شناخته می‌شود. شکل ۶-۴ اعمال ولتاژ V به الکترودهای با فاصله d از هم متصل به وجوه یک بلور را نشان می‌دهد. طول بلور در جهتی که نور از آن عبور می‌کند l است. تاخیر فاز حاصل بصورت زیر داده می‌شود:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi j\ell V^2\lambda}{d^2} \quad \text{رابطه ۶-۶}$$

که در آن j ضریب کر و λ طول موج نور مورد استفاده می‌باشد. ثابت کر برای اغلب بلورها خیلی کوچک است. ولی برای نیترو بنزن این ثابت دارای مقداری برابر ۲۲۰ می‌باشد که برای کاربردی در طرح‌های الکترواپتیک بحد کافی بالا می‌باشند. برای دوام ضریب کر بالا، نیترو بنزن باید فوق‌العاده خالص باشد چون نیترو بنزن همچنین سمی بوده و نا پایدار نیز می‌باشد. در بیشتر طرح‌های الکترواپتیکی که در ارتباط با لیزرها می‌باشند از پدیده پاکلز استفاده می‌شود.

(ب) پدیده پاکلز:

پدیده پاکلز شبیه پدیده کر است، در این پدیده تغییر فاز تولید شده مستقیماً به ولتاژ بستگی داشته و بنابراین اغلب، این پدیده بعنوان پدیده الکترواپتیک خطی گفته می‌شود. همانطور که در شکل ۶-۵ نشان داده شده است پدیده پاکلز می‌تواند در دو حالت بکار رود. هنگامیکه آرایش الکترودی بصورتی است که میدان اعمال شده عمود بر جهت انتشار نور تابشی، یعنی همانند پدیده کر است گفته می‌شود که پدیده پاکلز عرضی اتفاق می‌افتد.



شکل ۶-۵

در حالیکه اگر میدان اعمالی و امتداد انتشار موازی هم باشند پدیده پاکلز طولی اتفاق می‌افتد. بر خلاف پدیده کر، فقط بلورهایی که بدون مرکز تقارن می‌باشند می‌توانند پدیده پاکلز را از

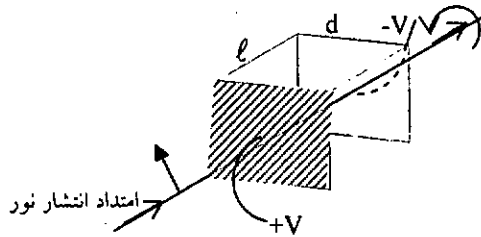
خود نشان دهند. این محدودیت تعداد کلاس های بلوری ممکن را به ۲۱ می‌رساند. با استفاده از علائم نشان داده شده در شکل زیر، عبارت تغییر فاز حاصل بصورت زیر می‌باشد:

$$\text{رادیان} \quad \Delta\varphi = \frac{\pi \ln_0 r V}{\lambda d} \quad \text{رابطه ۶-۷}$$

برای پدیده عرضی:

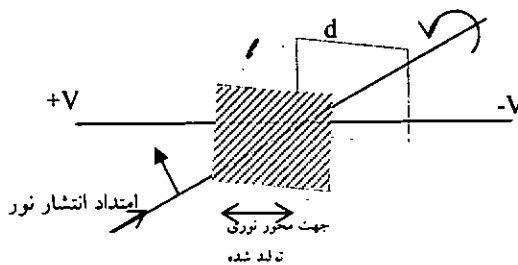
$$\text{رادیان} \quad \Delta\varphi = \frac{\pi \pi n_0 r V}{\lambda} \quad \text{رابطه ۶-۸}$$

برای پدیده طولی:



شکل ۶-۵ الف

n_0 ضریب شکست شعاع عادی، r ثابت الکترواپتیک، V ولتاژ و λ طول موج نوری می‌باشد. از معادله صفحه قبل دیده می‌شود که در حالت پدیده طولی تغییر فاز مستقل از طول بلور می‌باشد. این یک امتیاز محسوب می‌شود، زیرا در پدیده عرضی ناهمگنی های موجود در بلور منجر به یک جبهه موج خروجی می‌گردد که بعلت تاخیر فاز یکنواخت، فاز آن بطور قابل ملاحظه‌ای تغییر می‌نماید در نتیجه جهت جلوگیری از این امر در بیشتر طرح های پدیده پاکلز از پدیده طولی استفاده می‌شود.



شکل ۶-۵ ب

یک مشخصه مهم برای مواد الکترواپتیک ولتاژ نصف موج می‌باشد که همانطوریکه از اسمش بر می‌آید ولتاژ لازم برای تولید یک تاخیر فاز نصف طول موج بین شعاع های معمولی و غیر معمولی می‌باشد.

۶-۴) کلید زنی Q

توان قله بسیاری از لیزرها می تواند بطور قابل توجهی توسط پدیده‌ای معروف به کلید زنی Q افزایش یابد. برای لیزرهایی که معمولاً پالسی هستند یک تک‌پالس با توان قله بالا و طول عمر کوتاهتر می‌تواند ایجاد شود در صورتی که لیزرهای پیوسته را می‌توان طوری ساخت که ترنی از ضربه‌ها را ایجاد کند. در اغلب کاربردها مانند سوراخکاری، جوشکاری، عکسبرداری سریع و رادار نوری، توان قله‌هایی بالا با طول عمر کوتاه مورد نیاز می‌باشند. فرق بین توان قله و انرژی باید مدنظر باشد. لیزرهای با کلیدزنی Q بعلت جذب و سایر منابع اتلاف در خود کلید Q انرژی خروجی کمتری می‌دهند. با اینحال توان قله به علت کوتاهی عمر ضربه بسیار بالا می‌باشد.

از معادله زیر رابطه مقدماتی بین توان قله و انرژی خروجی پالس و طول عمر پالس بدست می‌آید.

$$\text{توان قله خروجی (وات)} = \frac{\text{انرژی پالس (ژول)}}{\text{طول عمر پالس (ثانیه)}}$$

بطور مثال، در مورد لیزر باقوت معمولاً انرژی بر پالس ۱۰ ژول در یک میلی ثانیه آزاد می‌شود، کلیدزنی Q طول عمر ضربه را به ۱۰ نانو ثانیه کاهش داده در نتیجه توان قله خروجی از یک کیلووات به یک گیگاوات (۱۰^۹) افزایش می‌یابد.

کلیدزنی Q همانطور که از اسمش بر می‌آید، شامل تغییر در Q کاواک لیزری بوده، طوری‌که پس خور بوسیله آینه‌ها حذف می‌شود و لذا تا تجمع تراز انرژی بالا به مقدار زیادی نرسیده است به آن اجازه تخلیه داده نمی‌شود، لیزر با مشددی که در مقدار Q پایین نگهداری شده است دمیده می‌شود، سپس Q کاواک بطور ناگهانی بالا برده شده تا بهره حاصل از نشر تحریکی ایجاد شود، با این نتیجه که انرژی لیزری در مدت بسیار کوتاهی بصورت پالس خیلی شدیدی خارج شود. بدلیل روشن این پدیده همچنین بعنوان تباهی Q شناخته می‌شود.

کلیدزنی Q با قرار دادن یک دریچه که می‌تواند شکل‌های مختلفی داشته باشد در کاواک و در نتیجه با حذف مؤثر مشدد از محیط لیزر انجام می‌گیرد. بعد از دمش لیزر دریچه به سرعت باز شده و در نتیجه کاواک دوباره بطور کامل در سامانه قرار می‌گیرد.

جهت امکان عمل کلیدزنی Q دو شرط مهم باید برقرار باشد که عبارتند از:

الف) سرعت دمش باید سریعتر از سرعت تلاشی خودبخودی از تراز بالا باشد، اگر دمش خیلی آهسته باشد تراز بالایی سریعتر از آنچه که می‌تواند پر شود، خالی می‌گردد و وارونی جمعیت کافی اتفاق نخواهد افتاد.

ب) کلید Q باید در مقایسه با انباشته شدن نشر تحریکی با سرعت بیشتری قطع و وصل نماید، در غیر اینصورت دومی یک پدیده تدریجی شده و طول عمری طولانی‌تر از مقدار لازم حاصل خواهد شد و بنابراین منجر به کاهش توان قله می‌شود. در عمل زمان کلید Q حداقل ۱۰ نانوثانیه‌ای مطلوب است. روش های زیادی برای رسیدن به عمل کلیدزنی Q وجود دارد. روش های زیر بهتر کار می‌کنند و در کاربردهای معمولی یافت می‌شوند.

پس بطور خلاصه شرط کلید زنی Q بصورت زیر ارائه می شود:

۱) آهنگ دمش خیلی سریعتر از آهنگ فروافت خودبخودی برای تراز بالای گذار لیزری بوده وگرنه وارونی جمعیت حاصل نمی‌شود.

۲) ساز و کار کلید زنی Q در مقایسه با رشد دامنه نوسان لیزری می‌بایست سریع عمل کند وگرنه رشد تدریجی نوسان لیزری منجر به پالس اپتیکی با عرض زمانی بلندتر و قله توان کمتر خواهد شد.

۳) گسیل خودبخود کم باشد.

۶-۵) روش های کلید زنی Q

۶-۵-۱) آینه چرخان

اگر یکی از آینه‌های تشکیل دهنده کاواک لیزری مثل شکل زیر، بسرعت دوران نماید در آنصورت فقط برای لحظه‌ای که آینه بطور صحیح نسبت به محور نوری در حال تنظیم است یک Q بالا وجود خواهد داشت، همگامی فلاش دمش با دوران آینه بطور آشکار لازم است. این نوع کلید جمع‌وجور، قابل اطمینان، ارزان و ساده است و دارای این مزیت می‌باشد که می‌تواند در اتصال با لیزری که در هر طول موج حتی در مادون قرمز عمل می‌کند بکار رود، بهرحال سرعت کلیدزنی در اینحالت کمتر است زیرا ۶۰۰۰۰ دور در دقیقه بالاترین دوری است که می‌تواند با استفاده از یاتاقان های هوایی و راندن آینه یا توسط یک توربین هوایی ایجاد شود.

این حقیقت که یکی از آینه‌های تشکیل دهنده کاواک لیزری می‌تواند اندکی دوران نماید بدون اینکه وقفه‌ای در خروجی لیزر حاصل شود، می‌رساند که در کلید Q با آینه دوار زمان

محدودی وجود خواهد داشت که در آن بهره به اتلاف فزونی گیرد. این زمان ممکن است بحد کافی طولانی باشد بطوریکه خروجی کلید Q که در هر دوران حاصل می‌شود در حقیقت ترنی از پالس‌ها باشد در مورد لیزر یا قوتی هر یک ۲۰-۵۰ نانو ثانیه طول می‌کشد.



شکل ۶-۶

از نظر زاویه‌ای ۱ دقیقه از ۳۶۰ درجه شرایط عمل کلید Q را دارا می‌باشد آینه را با سرعت زیاد مثلاً ۱۰۰۰ دور بر ثانیه می‌چرخانیم در نتیجه در ۱ میلی‌ثانیه آینه یکدور می‌چرخد.

$$\text{زمان کلید Q} = \frac{1}{360 \times 60} \text{ms} \approx 46 \text{ns}$$

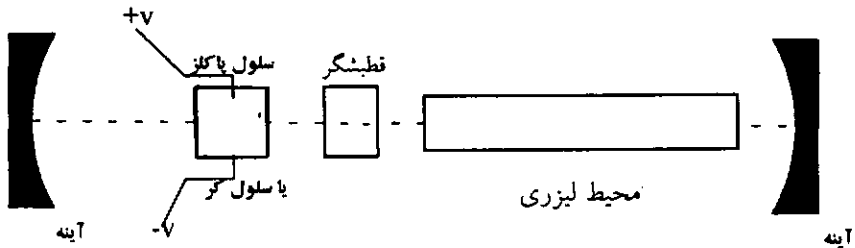
این زمان نشان می‌دهد که حرکت کند است زمان کلید Q باید در حدود ۱ns باشد. مزایای کلید زنی مکانیکی: هیچ اتلافی در عناصر کلید زنی وجود ندارد، حداکثر اتلاف وقتی است که کلید بسته است، الکترونیک آن خیلی ساده است، اطمینان و اعتبار بالایی دارد. معایب کلید زنی مکانیکی: نرخ کلید زنی پایین است و پالس‌های طولانی تولید می‌کند، پهنای پالس و نرخ پالس ثابت شده است. [۱]

۶-۵-۲) کلید Q الکترواپتیکی

یک کلید Q سریع می‌تواند با استفاده از پدیده کر یا پاکلز که در ابتدای این فصل شرح داده شد ساخته شود.

اگر خروجی لیزری بطور طبیعی قطبیده نباشد قطبشگری همراه با یک بلور الکترواپتیکی که در ولتاژی نگهداری می‌شود که نور قطبیده تخت تابشی به آن بعد از عبور از بلور تبدیل به نور قطبیده دایروی گردد، در کاواک قرار داده می‌شود، آینه لیزر این نور قطبیده دایروی را منعکس نموده و با این عمل جهت قطبش را عوض می‌کند. بنابراین در خروج مجدد از بلور الکترواپتیکی نور دوباره قطبیده خطی تحت زاویه ۹۰ درجه نسبت به اولیه می‌باشد. لذا بوسیله قطبشگر عبور داده نمی‌شود. هنگامیکه ولتاژ صفحات به صفر کاهش داده می‌شود که معمولاً این عمل با خروج آنها از مدار صورت می‌گیرد، بلور الکترواپتیک هیچ نقشی بجز بعنوان یک منبع کوچک اتلاف در کاواک نخواهد داشت.

تغییر در ولتاژ که بطور واضح باید همزمان با دمش باشد می تواند در کمتر از ۱۰ نانو ثانیه انجام گیرد و لذا یک کلید زنی مؤثر اتفاق می افتد.



شکل ۶-۷

ولتاژهای مطلوب برای انجام پدیده کر معمولاً بالاتر از پدیده پاکلز هستند بعلاوه خواص نامطلوب نیترو بنزن و سولفور دوکربن که جزو تعداد محدود ماده موجود با ثابت کر بحد کافی بالایی باشند سبب گردیده است که کلیدزنی Q الکترواپتیکی تجارتي بر اساس پدیده پاکلز ADP (فسفات دی هیدروژن آمونیم) یا KDP (فسفات دی نیدروژن پتاسیم) پایه ریزی گردد. بر خلاف نیترو بنزن این مواد جامد بوده و بعلت رطوبت گیری لازم است که بطریقی از رسیدن رطوبت به آنها جلوگیری شود و یا در مایع مناسبی قرار داده شود.

الکتروادهای قرار داده شده در وجوه بلور در پدیده طولی، کلیدهای Q پاکلز که در مد طولی کار می کنند معمولاً به شکل حلقه های فلزی کلفت می باشند.

لایه های فلزی یکنواخت بعلت بالا بودن چگالی توان زیاد آسیب خواهند دید همچنین مقاومت الکتریکی بالای چنین فیلم های نازک از کلیدزنی سریع جلوگیری می کند.

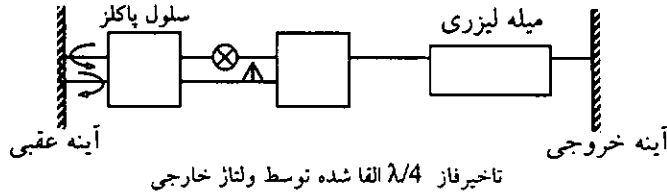
بطور خلاصه بلوری بنام سلول پاکلز داریم که تحت اثر پاکلز عمل می کند، بدین معنی که وقتی تحت تاثیر میدان الکتریکی قرار می گیرد نور قطبیده از آن عبور نمی کند، چون سطح قطبش آن ۹۰ درجه چرخیده است ولی وقتی میدان الکتریکی قطع شود نور قطبیده از آن عبور خواهد کرد.

در سونیچ های Q الکترواپتیکی از یک قطعه اپتیکی که در اثر میدان الکتریکی خارجی دو شکستی می شود استفاده می شود. دو شکستی در یک بلور با دو جهت متعامد که محورهای سریع و آهسته (با ضریب شکست متفاوت) نامیده می شوند مشخص می شود. باریکه نوری با قطبش اولیه ۴۵ درجه نسبت به این محورها و عمود بر صفحه آنها را می توان به دو مؤلفه متعامد در امتداد این دو محور تجزیه کرد که در یک امتداد حرکت کرده ولی سرعتهای متفاوت است.

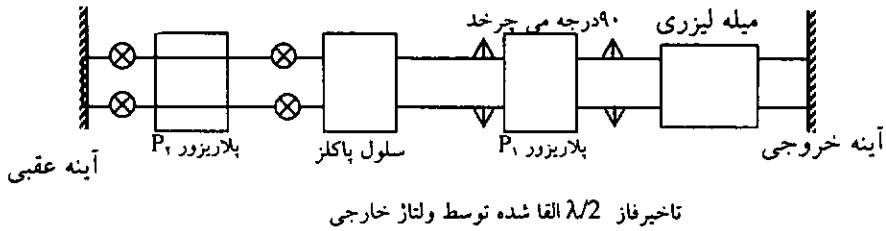
از اینرو، اثر الکترواپتیکی ایجاد یک اختلاف فاز بین این دو مؤلفه است. پس از عبور از بلور، ترکیب دو مؤلفه بسته به ولتاژ اعمال شده به بلور، بصورت باریکه‌ای با قطبش بیضوی، دایره‌ای و یا خطی خواهد بود. در اجرای سونیچ Q تنها دو ولتاژ مورد نظر است، ولتاژی که منجر به اختلاف فاز 90° درجه شود (تاخیر ربع موج) و یا ولتاژی که منجر به اختلاف فاز 180° درجه شود (تاخیر نیم موج). در تاخیر ربع موجی باریکه فرودی با قطبش خطی پس از عبور از بلور قطبش دایره‌ای پیدا می‌کند و در مورد تاخیر نیم موجی، باریکه فرودی با قطبش خطی، پس از عبور از بلور قطبش خطی خواهد است. ولی صفحه قطبش 90° درجه نسبت به صفحه قطبش باریکه فرودی می‌چرخد.

در شکل الف سلول پاکلز بین یک قطبی‌کننده و آینه انتهایی قرار داده شده است. اگر فرض شود که یک لیزر حالت جامد (مثلاً: Nd:YAG) برای سونیچ Q بکار برده می‌شود، در مدت کار لامپ درخش ولتاژ V_p برای ایجاد تاخیر $\frac{1}{4}$ موج به بلور اعمال می‌شود بطوریکه نور فرودی با قطبش خطی پس از عبور از بلور قطبش دایره‌ای پیدا کند. باریکه پس از بازتاب از آینه انتهایی مجدداً از بلور عبور کرده در این بار نیز تاخیر $\frac{1}{4}$ موج کسب خواهد کرد، بدین ترتیب قطبش نهایی خطی شده ولی 90° درجه نسبت به قطبش اولیه چرخیده است. این قطبش از کاواک رانده خواهد شد و لذا از باز خور نوری جلوگیری بعمل می‌آید. در زمانی نزدیک به انتهای پالس لامپ درخش ولتاژ روی سلول قطع می‌شود و لذا به ترکیب قطبی کننده - سلول اجازه داده می‌شود که باریکه نوری با قطبش خطی بدون تلف عبور کند. بدین ترتیب نوسان لیزری در کاواک آغاز شده و پس از تاخیر زمانی کوچکی یک پالس سونیچ Q از کاواک گسیل می‌شود.

در آرایش ب سلول پاکلز بین یک قطبی‌کننده p_1 و یک قطبی‌کننده p_2 (p_1 و p_2 متعامند) قرار داده می‌شود. در مدت پالس لامپ درخش به سلول ولتاژی اعمال نمی‌شود و لذا به علت متعام بودن p_1 و p_2 ، عامل Q کمینه خواهد بود. پس از مدتی کوتاه ولتاژ V_p به سلول اعمال می‌شود که منجر به چرخش قطبش باریکه فرودی به مقدار 90° درجه خواهد شد و بدین ترتیب باریکه از قطبی‌کننده p_2 عبور می‌کند. باریکه پس از بازتاب از آینه انتهایی و گذر از قطبی‌کننده p_1 و سلول یک چرخش دیگر را متحمل شده و لذا چرخش 180° درجه خواهد گرفت و بدین ترتیب از p_1 عبور کرده و پالس لیزری سریع حاصل می‌شود. بلورهایی که بدین منظور استفاده می‌شوند بنام AD^*P و KD^*P مشهورند. [۵]



شکل ۸-۶ الف



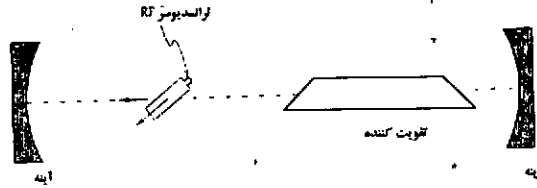
شکل ۸-۶ ب

۳-۵-۶ آکوستواینتیکی

این سوئیچ Q بر اساس پراش نور از توری فاز (که با موج فرا صوتی تشکیل می‌شود) کار می‌کند. یک موج فرا صوتی بر قطعه بلوری شفاف (سیلیکای مذاب در ناحیه مرئی یا ژرمانیم در ناحیه IR) فرود می‌آید. وقتی این موج از بلور عبور می‌کند بلور مانند یک توری فاز عمل می‌کند. در واقع تنشی که با موج فرا صوتی در بلور القا می‌شود موجب تغییراتی در ضریب شکست بلور می‌شود که به آن اثر فوتو الاستیک می‌گویند.

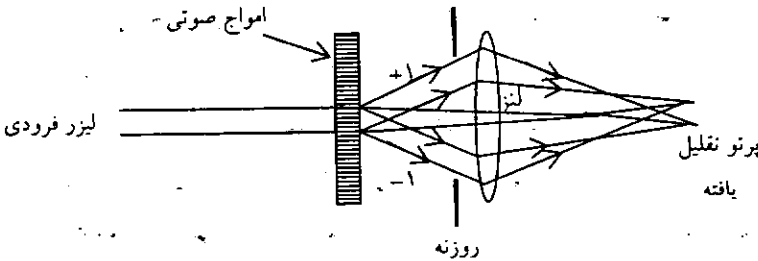
توری حاصل دارای تناوبی برابر با طول موج آکوستیکی است و دامنه آن با دامنه موج صوتی متناسب است. باریکه نوری که روی چنین توری فضایی سه بعدی بتابد می‌تواند پراشیده شود، یعنی قسمتی از باریکه از مسیر اولیه آن منحرف می‌شود. با انتخاب مناسب مشخصه‌ها، باریکه پراشیده شده می‌تواند از کاواک لیزر منحرف شده و بدین ترتیب ایجاد اتلافی کند که برای سوئیچ Q مناسب است.

موج فرا صوتی معمولاً توسط یک مبدل پیزوالکتریکی روی قطعه سیلیکای مذاب (که به مبدل چسبانیده شده است) اعمال می‌شود. با قطع ولتاژ مبدل Q کاواک مقدار بالایی می‌گیرد و قطعه سیلیکای مذاب به وضعیت عادی خود که تراکسیل نوری بسیار بالایی دارد باز می‌گردد. بدین ترتیب باریکه نوری انحراف یافته ناپدید شده و پالس لیزر سوئیچ Q حاصل می‌شود. این تکنیک در لیزرهای Nd:YAG پیوسته کار برد وسیعی دارد.



شکل ۹-۶

بعضی از مواد تحت تاثیر یک موج صوتی تراکمی یک تغییر دوره‌ای در ضریب شکست دارند. هر گاه طول موج صوت در حدود طول موج نور باشد، این مواد بعنوان یک شبکه پراش عمل می‌کنند و در نتیجه باریکه لیزر فرودی به چند دسته شکافته می‌شود. روش اول: اگر باریکه لیزری موازی با صفحه فریزهای آکوستیکی فرود آید، باریکه‌های پراشی مرتبه +۱ و -۱ می‌توانند مطابق شکل زیر همراه یک باریکه عبور یافته مستقیم مرتبه صفر بدست آیند. با قرار دادن یک روزنه مناسب، این باریکه‌های مرتبه اول می‌توانند به مقدارهای مساوی حذف شوند. عدسی دوم باریکه‌های تضعیف شده مرتبه اول را با باریکه دست نخورده مرتبه صفر، برای ایجاد یک جبهه موج تخت با شدتی متفاوت از آنچه از شبکه آکوستیکی خارج می‌شود ترکیب مجدد می‌کند. با تغییر فرکانس آکوستیکی، زاویه پراش و در نتیجه درجه تضعیف باریکه‌های مرتبه اول می‌توانند تغییر یابند که به نوبت خود خروجی را مدوله می‌کنند.



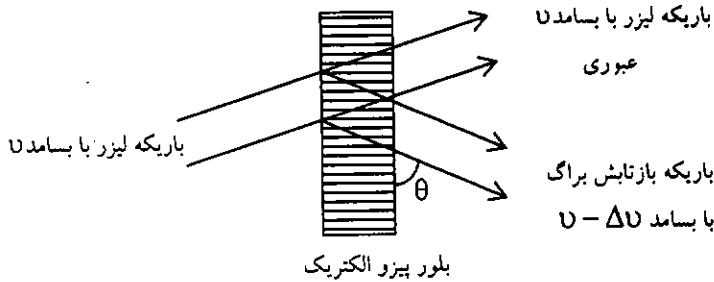
شکل ۱۰-۶

روش دوم: در این روش که به باریکه لیزری اجازه داده می‌شود که تحت زاویه‌ای نظیر آنچه در شکل صفحه ۱۱-۶ نشان داده ایم، بر روی شبکه صوتی فرود آید. در این صورت زاویه θ با طول موج آکوستیکی (λ_0) و طول موج اپتیکی (λ) بوسیله معادله زیر مربوط می‌شود:

$$\lambda_0 = 2\lambda_a \sin\theta$$

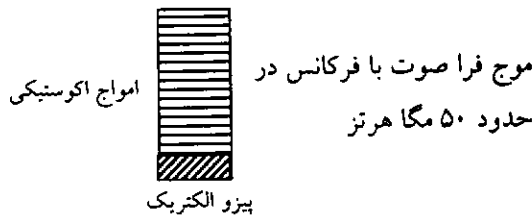
رابطه ۹-۶

بازتابش براگ هنگامی اتفاق می‌افتد که صفحات فریزها بعنوان آینه‌های بازتابنده جزئی عمل کنند و در نتیجه درصد زیادی از نور فرودی بازتابنده شود. نظر به اینکه، شبکه صوتی عملاً عمود بر جهت فریز حرکت می‌کند، در نتیجه اثر دوپلر از فرکانس موج بازتابنده به اندازه فرکانس موج صوتی می‌کاهد. آنگاه موج های بازتابنده و عبوری دوباره ترکیب می‌شوند تا یک حامل و یک نوار تک پهلو بوجود آورند. این عملیات نوار تک پهلو به علت مقرون به صرفه بودن در مسائل پهنا ی نوار، اغلب ترجیح داده می‌شوند.



شکل ۶-۱۱

غالباً آب و سیلیکای مذاب به ترتیب در مدوله‌سازی مایع و جامد بکار برده می‌شوند، در حالیکه از یک مبدل پیزوالکتریک جهت تولید موج صوتی استفاده می‌شود. سلول پیزوالکتریکی را در نظر می‌گیریم که بلور کوآرتز بر روی آن سوار شده است با متغیر بودن ضریب شکست n ، تلفات بیشتر خواهد شد و نورشکست بیشتری پیدا می‌کند. [۱]



شکل ۶-۱۲

۶-۵-۴) جاذب اشباع پذیر

در این مورد یک ماده جذب کننده اشباع پذیر در داخل کاواک قرار داده می‌شود. ماده جذب کننده باید ضریب جذب بالایی در طول موج لیزری را دارا باشد. در این روش کنترل دقیقی در

رفتار و زمان پیدایش پالس وجود ندارد، ولی چون روش ساده‌ای است در بعضی موارد نظیر استفاده در فاصله‌یاب‌های دستی لیزر Nd:YAG کاربرد وسیعی دارد.

معمولاً این ماده بصورت محلولی از یک رزین اشباع‌پذیر است (برای لیزر Nd:YAG رزین متداول BDN می‌باشد).

چنین جذب‌کننده‌ای را می‌توان به منزله یک سامانه دو ترازوی با قله سطح مقطع جذب خیلی زیاد (که برای یک رزین اشباع‌پذیر نوعی 10^{-14} cm^2 است) تصور کرد.

$$\alpha = -g_0 = \sigma_0 (N_1 - N_2)$$

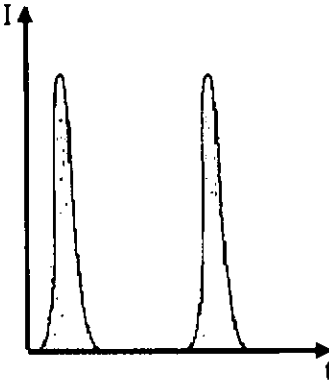
وقتی $\alpha = 0$ خواهیم داشت $N_1 = N_2$ از اینجا به بعد پرتوها خارج می‌شوند بعد از گذشتن زمان عمر مدار دوم، دوباره $0 \rightarrow N_2$ می‌رود و این عمل دوباره تکرار می‌شود.

۶-۶) قفل شدگی مد

در بخش قبل دیدیم که روش سونچ Q پالس‌های زمانی حدود ۱۰ns را بدست می‌دهد. برای حصول پالس‌های کوتاه چند پیکو ثانیه‌ای از تکنیکی بنام قفل کردن مد استفاده می‌کنیم با استفاده از این تکنیک مدهای طولی کاواک از نظر فازی قفل شده و حاصل آن پالس‌هایی است که با پهنای نوار بهره لیزر نسبت عکس دارد.

هنگامیکه یک لیزر در حالت عادی کار می‌کند، مدهای طولی و عرضی (بدون آنکه رابطه فاز معینی بین آنها برقرار باشد و یا دامنه‌ها ثابت باشند) به نوسان در می‌آیند و نتیجه آن است که خروجی لیزر یک مقدار متوسط زمانی آماری است. شکل (الف) رفتار زمانی تابش در داخل کاواک را برای یک لیزر حالت جامد در حالت عادی نشان می‌دهد.

اکنون فرض کنیم لیزری در یک مد عرضی TEM_{۰۰} کار کند. در مقیاس فرکانس، تابش متشکل از تعداد زیادی مد طولی است که به فاصله $\frac{c}{2L}$ از یکدیگر قرار دارند.



شکل ۶-۱۳ ب



شکل ۶-۱۳ الف

هر مد با فازی نامعین نسبت به مد دیگر نوسان می‌کند و فازها بطور کاتوره‌ای بین $-\pi$ تا $+\pi$ رادیان گسترده هستند. حال اگر بتوانیم بین مدهای نوسانی یک اختلاف فاز ثابت برقرار کنیم، آنگاه داریم:

میدان کل = مجموع میدان مربوط به هر یک از مدها

با توجه به اینکه هر یک از مدها نسبت به مد مجاور فاصله فرکانسی ثابت دارد، با فرض برابر بودن دامنه هر یک از میدان‌ها، براحتی می‌توانیم میدان کل را محاسبه کنیم. نتیجه این محاسبه نشان می‌دهد که در این وضعیت خاص (یعنی هم‌فاز شدن میدان هر یک از مدها) پالس‌های تیزی حاصل می‌شود که تیزی آنها با پهنای منحنی بهره لیزر نسبت عکس دارد. این فرایند را قفل‌شدن مد می‌گویند.

برای محاسبه کل میدان الکتریکی نوسان مدهای طولی می‌توان نوشت:

$$E_{(t)} = E_n e^{i(\omega_n t + \phi_n)} \quad \text{رابطه ۶-۱۰}$$

برای هر سامانه ای میدان مد π ام را می‌توان نوشت:

که ω_n فرکانس و ϕ_n فاز آن مد است. فرض کنید که N مد با دامنه مساوی بطور همزمان در کاواک موجود باشند، ترکیب دامنه کل همه مدها چنین می‌شود.

$$E_{(t)} = E_0 \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(\omega_n t + \phi_n)} \quad \text{رابطه ۶-۱۱}$$

در این حالت:

$$\Delta\omega = \omega_{n+1} - \omega_n = 2\pi \Delta\nu = \frac{2\pi c}{2\eta d} = \frac{\pi c}{\eta d} \quad \text{رابطه ۶-۱۲}$$

که η ضریب شکست محیط است.

$$I(t) = |E(t)|^2 = E_0^2 \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(\omega_n t + \phi_n)} e^{-i(\omega_n t + \phi_n)} = N E_0^2 \quad \text{رابطه ۶-۱۳}$$

تا اینجا قفل‌شدگی مد را نداشتیم و هر مد بطور تصادفی در یک فازی نوسان می‌کرد، حالا اگر فرض کنیم:

$$\phi_n = \phi_0 \quad \text{برای همه } n \text{ ها:}$$

$$E(t) = E_0 \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(\omega_n t + \phi_0)} = E_0 e^{i\phi_0} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i\omega_n t} \quad \text{آنگاه:}$$

حالا اگر $\omega_n = \omega_{N-1} - n\Delta\omega$ تعریف می‌کنیم داریم:

$$E(t) = E_0 e^{i(\phi_0 + \omega_{N-1}t)} \left[1 + e^{-i\Delta\omega t} + e^{-2i\Delta\omega t} + \dots + e^{-i(N-1)\Delta\omega t} \right]$$

$$I(t) = E_0^2 \left[\frac{1 - e^{-iN\Delta\omega t}}{1 - e^{-i\Delta\omega t}} \right]^2 = E_0^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\Delta\omega t}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)} \quad \text{رابطه ۶-۱۴}$$

$$E(t) = E_0 e^{i(\phi_0 + \omega_{N-1}t)} \left[\frac{1 - e^{-iN\Delta\omega t}}{1 - e^{-i\Delta\omega t}} \right] \quad \text{رابطه ۶-۱۵}$$

پیشینه شدت در $\frac{\Delta\omega t}{2} = 0, \pi, 2\pi, \dots, n\pi$ اتفاق می‌افتد.

با حل کردن این رابطه برای t و پیدا کردن اختلاف دو پیشینه متوالی در t_n و t_{n+1} داریم:

$$\frac{\Delta\omega t}{2} = n\pi$$

فاصله دو پالس

$$\Rightarrow \Delta t_{sep} = t_{n+1} - t_n = \frac{(n+1)\pi}{\Delta\omega} - \frac{n\pi}{\Delta\omega} = \frac{\pi}{\Delta\omega}$$

$$\Delta t_{sep} = \frac{\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{\eta d}{C} \quad \text{رابطه ۶-۱۶}$$

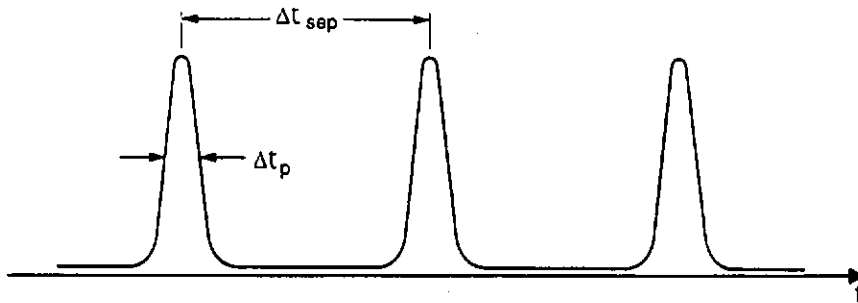
راحت‌ترین حالت این است که پیشینه را در $n=0$ بگیریم یعنی $\frac{\Delta\omega t}{2} = 0$ چون همه پیشینه‌های که

در $0, \pi, 2\pi, \dots$ اتفاق می‌افتد یکسان هستند. پس:

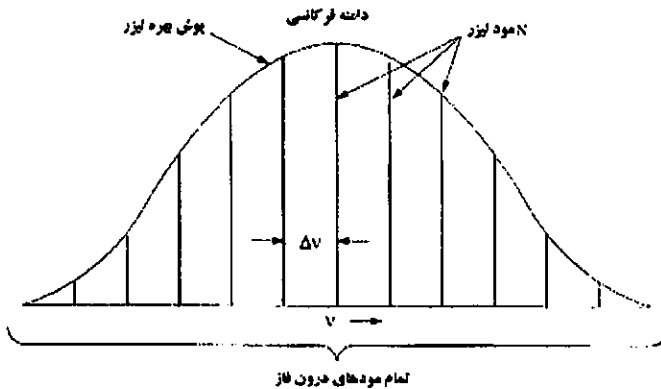
$$I(t) = E_0^2 \lim_{\frac{\Delta\omega t}{2} \rightarrow 0} \frac{\sin^2 \frac{N\Delta\omega t}{2}}{\sin^2 \frac{\Delta\omega t}{2}} = E_0^2 \lim_{\frac{\Delta\omega t}{2} \rightarrow 0} \frac{N^2 \left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)^2}{\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)^2} = E_0^2 N^2$$

$$\Delta t_{sep} = \frac{1}{\Delta v} = \frac{2\eta d}{c}$$

$$\Delta t_p \approx \frac{1}{\Delta v N}$$



شکل ۱۴-۶ الف



شکل ۱۴-۶ ب

همانطور که از شکل فوق دیدیم پالس هایی که توسط $\frac{\Delta \omega t}{\gamma} = n\pi$ بیان شدند ($n=0, 1, 2, \dots$) دارای جدایی زمانی $\Delta t_{sep} = \frac{2\eta d}{c}$ بودند و پهنای پالس آنها (FWHM) برابر $\Delta t_p = \frac{2\eta d}{Nc}$ می باشد،

پس ما می توانیم بنویسیم:

$$\Delta \omega = \omega_{n+1} - \omega_n = \frac{\pi c}{\eta d} \Rightarrow \frac{\eta d}{c} = \frac{\pi}{\Delta \omega} \quad \text{رابطه ۶-۱۷}$$

و بنابراین:

$$\Delta t_p = \frac{2\eta d}{Nc} = \frac{2\pi}{N \Delta \omega} = \frac{1}{N \Delta v} = \frac{1}{\text{پهنای نوار بهره}}$$

مثال: مطلوبست Δt_p و Δt_{sep} برای لیزرهای قفل مد شده زیر:

الف) لیزر هلیوم-نئون که در طول موج 6328 \AA کاری کند با کاواک به طول 0.5 متر.
 ب) لیزر Rh6G، Dye که در پهنای نوار بهره لیزری 570 تا 640 نانومتر کار می کند با کاواکی که آینه هایش 2 متر از هم فاصله دارند. ضریب شکست محلول Dye تقریباً $1/4$ است.

الف) با استفاده از $\Delta t_{\text{sep}} = \frac{2\eta d}{c}$ برای گاز هلیوم - نئون $\eta \cong 1$ است و بنابراین داریم: [v]

$$\Delta t_{\text{sep}} = \frac{2 \times 1 \times 0.5 \text{ m}}{3 \times 10^8 \text{ m/s}} = 3.33 \times 10^{-9} \text{ s}$$

با استفاده از رابطه $\Delta t_p = \frac{1}{N\Delta\nu}$ فرض می کنیم که مدها روی FWHM

پهنای نوار نشری 6328 \AA گذار $1/5 \times 10^4 \text{ Hz}$ داشته باشند، پس:

$$\Delta t_p = \frac{1}{\Delta\nu_{\text{FWHM}}} = \frac{1}{1/5 \times 10^4 \text{ Hz}} = 6/67 \times 10^{-10} \text{ s}$$

$$\Delta t_{\text{sep}} = \frac{2\eta d}{c} = \frac{2 \times 1/4 \times 2}{3 \times 10^8} = 1/87 \times 10^{-8} = 18/7 \text{ ns} \quad (\text{ب})$$

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda = \frac{3 \times 10^8}{(6/0.5 \times 10^{-7})^2} (7 \times 10^{-7}) = 5/7 \times 10^{13} \frac{1}{\text{s}} \quad \Delta t_p = \frac{1}{5/7 \times 10^{13}} = 17/5 \text{ fs}$$

روش های قفل شدگی مد

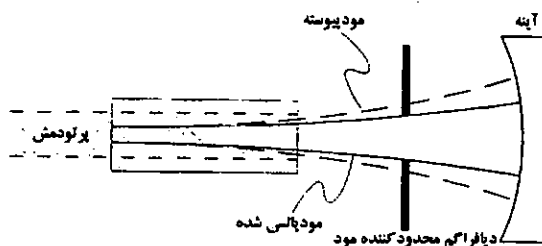
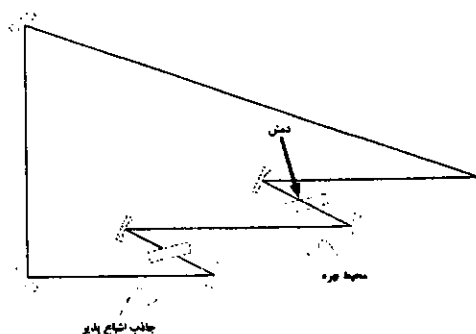
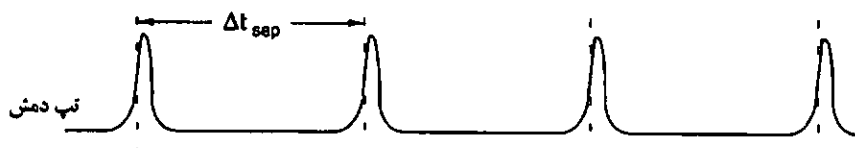
الف) انفعالی: یک رنگ جاذب اشباع پذیر داخل کاواک گذاشته می شود. وقتی پالس شدیدی از ماده جذب کننده اشباع پذیر عبور کند، کناره های ضعیف پالس بعلت جذب در ماده تضعیف می شوند ولی قله پالس که از شدت بالایی برخوردار است بعلت اشباع شدن ماده از ماده عبور می کند. برای حصول چنین شرایطی "ماده جذب کننده در مدت زمان کوتاهتر از مدت زمان پالس باید به وضعیت عادی خود باز گردد."

همانطور که می دانیم تجزیه فوتونی مولکول ها به مدت زمان معینی (مثلاً 100 فمتو ثانیه) نیاز دارند، این نوع اندازه گیری ها با استفاده از لیزرهای با پالس کوتاه چند فمتو ثانیه ای امکان پذیر شده است.

ب) فعال: در این روش از مدولاسیون داخلی استفاده می شود، روش دمش همزمان در لیزرهای Dye که با یک لیزر دمیده می شوند برای قفل کردن مد بطور Active بسیار مهم است.

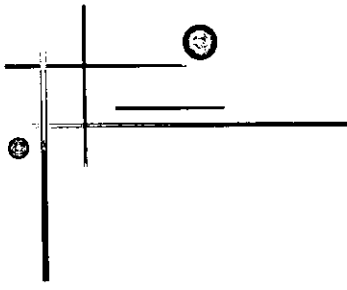
در دمش همزمان از یک لیزر که مد آن قفل شده بعنوان منبع دمش استفاده می‌شود، با مساوی کردن طول کاواک لیزر Dye و لیزر دمنده عمل قفل کردن مد لیزر Dye هم بطور سنکرون (همزمان) انجام می‌شود، فایده این روش، پایداری کار لیزر و نبودن محدودیت روی طول موج است ولی پالس‌های کوتاهتر در روش Passive تولید می‌شود.

کاواک‌های اپتیکی لیزر Dye و لیزر دمیده‌کننده مد لاک شده باید در حدود میکرومتر جفت شوند تا کمترین پهنای پالس را بدست آوریم.



شکل ۶-۱۵

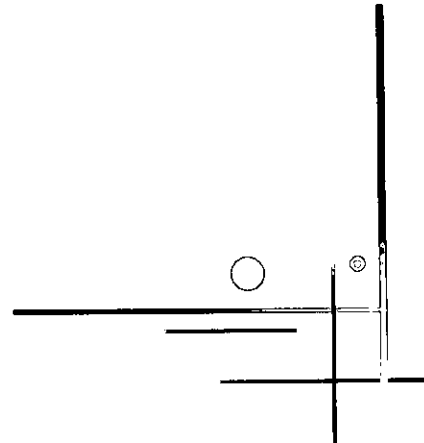
توجه: در بعضی مواقع (مثلاً لیزرهای حالت جامدی که از جذب کننده اشباع پذیر برای قفل کردن مد استفاده می‌شود) وجود جذب کننده اشباع پذیر به هر دو عمل سونچ Q و قفل شدگی مد منجر می‌شود. [۳]



فصل ۱۱

دانش نور غیر خطی
دانش نور غیر خطی
دانش نور غیر خطی

۱-۷ تولید هماهنگ دوم



دانش نور غیر خطی

وقتی یک موج نور در داخل محیطی منتشر می‌شود، میدان الکترومغناطیسی نوسان کننده یک نیروی قطبی کننده، روی تمام الکترون های متشکله محیط وارد می‌کند. چون الکترون های داخلی اتم به شدت به هسته چسبیده‌اند، قسمت اعظم اثر قطبی کننده روی الکترون های خارجی یا ظرفیت وارد می‌شود. با چشمه‌های معمولی نور، میدان های تشعشعی خیلی کوچکتر از میدان هایی هستند که الکترون ها را به اتم مقید می‌کنند.

از اینرو اشعه بصورت یک اختلال کوچک عمل می‌کند، این امر قطبشی متناسب با میدان الکتریکی موج نور ایجاد می‌نماید.

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$

رابطه ۷-۱

ولی، اگر میدان تابش با میدان های اتمی (10^8 V/cm) قابل مقایسه باشد در اینصورت رابطه بین قطبش و میدان تابشی دیگر یک رابطه خطی نیست.

میدان های نوری لازم که برای نمایش این غیرخطی بودن مورد نیاز است، با منابع لیزر قابل حصول هستند. آثار نوری غیر خطی که مشاهده شده‌اند شامل ایجاد هماهنگ نوری، تولید فرکانس های مرکب، یکسوسازی نوری و بسیاری پدیده‌های دیگر می‌باشند.

در یک محیط همسانگرد، چون راستای قطبش بر راستای میدان منطبق است، رابطه کلی بین قطبش \vec{P} و میدان الکتریکی \vec{E} بصورت بسط سری ساده‌ای که فقط شامل اندازه‌های میدان است قابل توضیح می‌باشد یعنی:

$$\vec{P} = \epsilon_0 (\chi E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots)$$

رابطه ۷-۲

پذیرفتاری خطی معمولی χ از ضرایب جملات غیر خطی χ_2 ، χ_3 ، ... بسیار بزرگتر است و بنابراین سهم ضریب اخیر فقط در میدان های با دامنه بالا قابل ملاحظه است، حال فرض کنید یک موج نوری به شکل $E = E_0 \sin \omega t$ بر این محیط بتابد، قطبش الکتریکی حاصل بصورت زیر خواهد بود:

$$\begin{aligned} P &= \epsilon_0 \chi E_0 \sin \omega t + \epsilon_0 \chi_2 E_0^2 \sin^2 \omega t + \epsilon_0 \chi_3 E_0^3 \sin^3 \omega t + \dots \\ &= \epsilon_0 \chi E_0 \sin \omega t + \frac{\epsilon_0 \chi_2}{2} E_0^2 (1 - \cos 2\omega t) + \frac{\epsilon_0 \chi_3}{4} E_0^3 (3 \sin \omega t - \sin 3\omega t) + \dots \end{aligned} \quad \text{رابطه ۷-۳}$$

تولید هماهنگ دوم

جمله $\cos 2\omega t$ با تغییری در قطبش الکتریکی با دو برابر فرکانس موج فرودی متناظر است. این فرایند تولید هماهنگ دوم (SHG) نامیده می‌شود.

به کمک نمایش فوتونی، می‌توانیم دو فوتون همسان با انرژی $h\omega$ را در نظر بگیریم که درون این محیط درهم ادغام شده و تک فوتونی با انرژی $2h\omega$ را پدید می‌آورند.

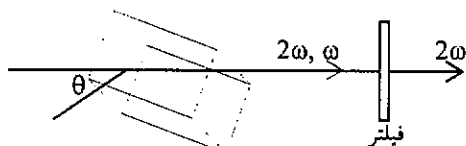
فرانکن و همکارانش در دانشگاه میشیگان نخستین کسانی بودند که در سال ۱۹۶۱ بطور تجربی SHG را مشاهده کردند، آنها یک پالس ۳ کیلوواتی از نور سرخ لیزر یا فوتی (6943 nm) را روی بلوری از کوارتز کانونی کردند. دقیقاً در حدود $1/8$ از این موج فرودی به هماهنگ دوم فرابنفش (34715 nm) تبدیل شده بود.

توجه کنید که، در نزدیک ماده مشخص اگر $P(E)$ تابع فرودی باشد یعنی اگر وارونه شدن جهت میدان \vec{E} فقط جهت \vec{P} را وارونه کند، باید توان های زوج E در معادله $P = \epsilon_0 (\chi E + \chi_1 E^2 + \chi_2 E^3 + \dots)$ حذف شوند. ولی این اتفاق درست همان چیزی است که در یک محیط همسانگرد نظیر شیشه یا آب روی می‌دهد. در مایع جهت ویژه‌ای وجود ندارد. بعلاوه در بلورهایی نظیر کلسیت، که چنان ساخته شده‌اند که چیزی بنام مرکز تقارن یا یک مرکز وارونی دارند، وارونی تمامی محورهاى مختصات نباید روابط درونی بین کمیت های فیزیکی را تغییر دهد. از اینرو بوسیله این نوع مواد نمی‌توان هماهنگ های زوج ایجاد کرد. ولی ایجاد هماهنگ سوم (THG) می‌تواند وجود داشته باشد و مثلاً در کلسیت مشاهده شده است. این شرط که SHG یک بلور تقارن وارونی نداشته باشد در مورد پیزو الکتریک بودن آن هم ضروری است.

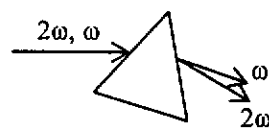
یک بلور پیزوالکتریک [مانند کوارتز، پتاسیم دی‌هیدروژن فسفات KDP، یا آمونیوم دی‌هیدروژن فسفات ADP] وقتی تحت فشار قرار گیرد، وا پینچیدگی نامتقارن توزیع بار در آن پدید می‌آید و در نتیجه، ایجاد ولتاژ می‌کند. از ۳۲ نوع بلور، ۲۰ نوع از آنها چنین‌اند و بنابراین می‌توان در SHG از آنها سود برد.

اگر نور در داخل یک بلور KDP تحت زاویه ویژه θ نسبت به محور نوری انتشار یابد ضریب شکست n_{ω} موجب بنیادی عادی دقیقاً با ضریب شکست هماهنگ دوم غیرعادی

n_{ω} برابر خواهد بود، پس موجک های هماهنگ دوم بطور سازنده تداخل خواهند کرد و در نتیجه میزان کارایی تبدیل را چندین مرتبه و تقریباً تا ۲۰٪ افزایش خواهند داد.



شکل ۲-۷ الف



شکل ۲-۷ ب

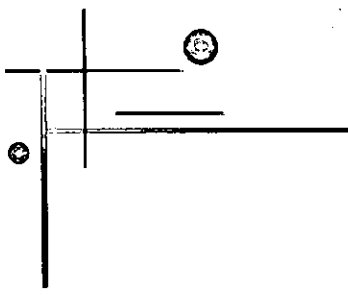
در آزمایش های اولیه دو برابر سازی فرکانس، کارایی واگردانی بسیار کوچکی در حدود ۱٪ بدست آمد. علت این امر از این واقعیت ناشی می شود که پاشندگی در درون بلور سبب می شود که نور با فرکانس دو برابر شده با سرعت متفاوت از نوری که فرکانس اش دو برابر نشده است حرکت کند. نظر بر اینکه دومی در حین عبور از بلور، اولی را تولید می کند، تداخل ویرانگر اتفاق می افتد و شدت نوری که فرکانسش دو برابر شده است در عبور از بلور متحمل افت و خیزهای متناوب می شود، لیکن اگر سرعت انتشار دو باریکه بتواند با هم مساوی شود این اثر پدیدار نمی شود و یک موج خیلی پر توانتری با فرکانس دو برابر شده بدست می آید. این برابر سازی سرعت ها بنام یکسان سازی فاز معروف است و می تواند با بکار بردن بلورهای دو شکستی که پاشندگی آنها کمتر از دو شکستشان است عملی شود.

KDP و ADP در این طبقه بندی قرار می گیرند و معمولاً در سامانه لیزرهای تجاری که دارای کارایی حدود ۲۰-۳۰ درصد هستند برای تولید دومین هماهنگ بکار می روند. این کارایی ها به اندازه ای بالا هستند که متمرکز سازی باریکه لیزر را غیر ضروری می کنند.

تعدادی مواد جدید، حتی کارایی واگردانی بزرگتری را وعده می دهند. از بین اینها لیتیم نیوبات را که کارایی واگردانی بزرگی داراست اما آستانه تخریب آن خیلی به توان لیزر وابسته است می توان نام برد. این اثر بنام آسیب اپتیکی معروف است و در مورد لیتیم نیوبات در بالای ۱۶۰ درجه سانتیگراد اتفاق نمی افتد. در نتیجه دو برابر سازی فرکانسی لیتیم نیوبات باید در اجاقی که دمای آن بدقت کنترل می شود جهت یکسان سازی فاز قرار بگیرد.

در حالیکه KDP و ADP دارای آستانه آسیب اپتیکی خیلی بالاتری هستند فرکانس واگردانی کوچکتر است.

یک ماده جدید نیوبات سدیم باریم، حتی دارای کارایی بالاتر از نیوبات لیتیم است و آثاری از آسیب اپتیکی در خود ظاهر نمی‌سازد. بهر حال رشد بلورهایی با کیفیت کافی خیلی مشکل و بسیار گران قیمت است. با قرار دادن بلور در داخل کاواک، کارایی واگردانی ۵۰ درصد حاصل شده است. [۷]



فصل ۸

لیزرهای حالت جامد

لیزرهای حالت جامد

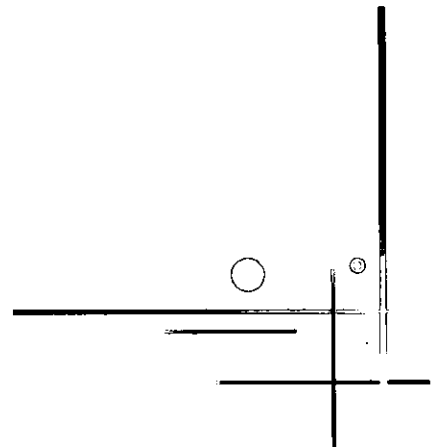
۱-۸ لیزر یاقوت

۲-۸ لیزر Nd:YAG و Nd:glass

۳-۸ لیزر آلکساندرایت

۴-۸ لیزر تیتانیم سافایر

۵-۸ لیزر Er:YAG



لیزرهای حالت جامد

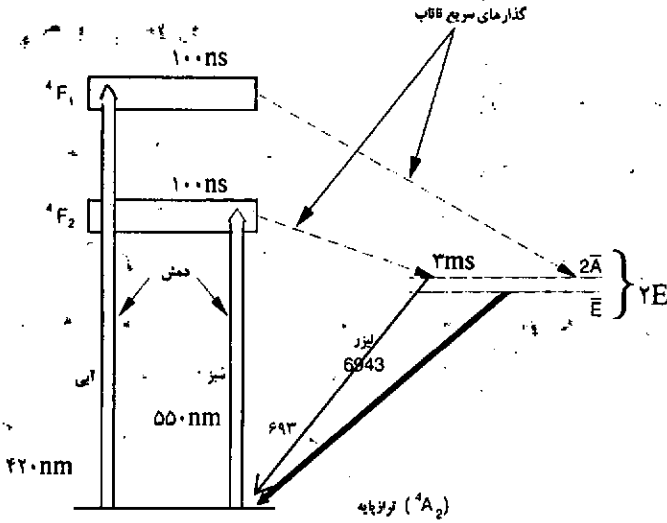
لیزرهایی هستند که محیط فعالشان ناخالصی‌هایی است در محیط میزبان (بلور یا شیشه). در لیزرهای حالت جامد ناخالصی‌های یونی را که به عنوان محیط فعال عمل می‌کنند وارد بلور می‌کنند، که این ناخالصی‌ها یا به خانواده فلزات واسطه (Ni^{2+} , Co^{2+} , Cr^{3+}) یا خاکی نادر (مثل Er^{3+} , Nd^{3+}) تعلق دارند.

گذارهایی که در عمل لیزر شرکت می‌کنند حالت‌های متعلق به لایه‌های داخلی پر نشده است. بنابراین این گذارها زیاد تحت تاثیر میدان بلور واقع نمی‌شوند، یعنی گذارها کاملاً تیز هستند (σ بزرگ است) و کانال‌های بدون تابش نسبتاً ضعیف هستند (τ طولانی است) در نتیجه آهنگ دمش آستانه (برای لیزر چهار ترازه $W_p \propto \frac{1}{\sigma\tau}$ برای عمل لیزر به اندازه کافی پایین است).

۸-۱) لیزر یاقوت

اولین لیزر که ساخته شد در سال ۱۹۶۰، لیزر یاقوت توسط میمن بود. بلور یاقوت معمولاً قطر ۱ میلیمتر تا ۲/۵ cm است و طول ۵ تا ۲۰ سانتی‌متر دارد. یاقوت همان اکسید آلومینیوم (Al_2O_3) است که بعضی از یون‌های Al^{3+} آن با یون‌های Cr^{3+} عوض شده‌اند. یعنی بلور یاقوت با وارد کردن ناخالصی اکسید کروم Cr_2O_3 (به مقدار ۰/۰۵ درصد) در اکسید آلومینیوم (Al_2O_3) رشد داده می‌شود. بنابراین محیط فعال لیزری اتم‌های Cr^{3+} هستند و اتم‌های اکسیژن و آلومینیوم که قسمت اعظم بلور را تشکیل می‌دهند اتم‌های کروم را در شبکه بلوری در جایگاه خود نگاه می‌دارند.

عمل لیزر معمولاً روی گذار ${}^4A_1 \rightarrow \bar{E}$ رخ می‌دهد ($\lambda = 694/3$) یاقوت دارای دو نوار دمش 4F_1 و 4F_2 است که به ترتیب مرکزشان در طول موج‌های ۵۵۰nm و ۴۲۰nm است.



شکل ۸-۱

این نوارها با یک فروافت بدون تابش سریع ($\approx 10^{-7} s$) به هر دو حالت \bar{E} و $2\bar{A}$ مربوط می‌شوند. چون این دو حالت اخیر نیز با فروافتی بسیار سریع ($\approx 10^{-9} s$) به یکدیگر مرتبط هستند، در انبوهی آنها ترازمندی گرمایی برقرار می‌شود که منجر به انبوه شدن بیشتر تراز \bar{E} می‌شود.

فاصله بسامدی بین \bar{E} و $2\bar{A}$ ($\approx 29 cm^{-1}$) در مقایسه با $\left(\frac{KT}{h}\right)$ کوچک است، و انبوهی تراز $2\bar{A}$ با انبوهی تراز \bar{E} قابل مقایسه است. بنابراین می‌توان مثلاً با استفاده از توری پراش یا منشور روی گذار $2\bar{A} \rightarrow \bar{A}$ نیز عمل لیزری داشت ($\lambda_p = 692/8 nm$). علی‌رغم پیچیدگی که این دو گذار لیزری دارند، یا قوت مانند یک لیزر ۳ ترازه عمل می‌کند.

گذار ($\lambda = 694/3 nm$) در دمای اتاق عمدتاً بطور همگن پهن شده است، این پهن‌شدگی در نتیجه برهم‌کنش یون‌های Cr^{3+} با فوتون‌های شبکه است.

پهنای گذار (FWHM) در دمای $T = 300 k$ برابر است با $\Delta\nu_0 = 11 cm^{-1} = 33.0 GHz$ و ترازهای \bar{E} و $2\bar{A}$ دارای طول عمر یکسان $\approx 3 \times 10^{-3} s$ هستند ($T = 300 k$) در دمای $T = 77 k$ این طول عمر به $4/3 \times 10^{-3} s$ افزایش می‌یابد که نشان می‌دهد طول عمر در دمای اتاق دارای سهمی از فروافت بدون تابش نیز هست. توجه کنید که این طول عمر در گستره میلی ثانیه است

و لذا به یک دو قطبی الکتریکی گذار ممنوع مربوط می‌شود. مقیاس انرژی بر حسب $\frac{1}{\text{cm}}$ داده می‌شود که در آن $1 \text{ eV} = 8.066 \frac{1}{\text{cm}}$ است.

لیزرهای یاقوت معمولاً با نظام پالسی عمل می‌کنند، بدین منظور از یک فلاش لامپ فشار متوسط (حدود ۵۰۰ تور) گزنون با آرایش دمش مارپیچی یا بیضوی استفاده می‌شود.

انواع لیزرهای یاقوت تجاری پالس های انرژی از ۱ تا بالای ۱۰۰ ژول را در حدود ۱ میلی ثانیه ایجاد می‌کنند، با سوییچ Q مدت زمان پالس ها به ۱۰ نانو ثانیه هم کاهش می‌یابد که توان قله در این حالت ده ها گیگاوات خواهد بود.

همانطور که گفتیم پهنای خط در دمای اتاق حدود ۳۰۰ GHz می‌باشد بنابراین در کاواکی به طول ۱۰ cm که دارای فاصله مد طولی ۳ GHz است می‌تواند تا تعداد ۱۰۰ مد محوری در خروجی وجود داشته باشد. طول همدوسی قابل دسترسی خیلی کوچک (تقریباً ۱ میلیمتر) خواهد بود. با وجود این، طول های همدوسی چندین متری با استفاده از یک اتالون در کاواک قابل ایجاد هستند.

لیزرهای یاقوت می‌توانند بصورت موج پیوسته با لامپ جیوه فشار بالا نیز عمل کنند. لیزرهای یاقوت که زمانی بسیار مورد توجه بوده‌اند امروزه کمتر مورد استفاده قرار می‌گیرند، چون رقبایشان لیزرهای Nd:YAG یا Nd:glass جانسین آنها شده‌اند. [۱۰]

در واقع، از آنجا که لیزر یاقوت سه ترازه است انرژی آستانه دمش مورد نیاز در حدود یک مرتبه بزرگی از انرژی آستانه دمش برای لیزر Nd:YAG به همان ابعاد، بزرگتر است. ولی لیزرهای یاقوت هنوز هم برای برخی از کاربردهای علمی مثل تمام‌نگاری پالسی و فاصله‌یاب های نظامی، اندازه‌گیری دمای پلاسمایی که از بطری‌های مغناطیسی توسط ماشین هایی نظیر توکامک بوجود می‌آید، استفاده می‌شود.

هنوز هم نور لیزر یاقوت بصورت پالس پر انرژی به ماه فرستاده می‌شود، بازگشت نور لیزر به زمین با انعکاس از آینه‌های چند وجهی که روی ماه قرار داده شده است انجام می‌گیرد، بدین ترتیب با تعیین زمان رفت و برگشت نور از زمین به ماه که با سرعت نور انجام می‌شود اطلاعات دقیق از فاصله زمین و ماه و حرکت قطب های زمین بدست خواهد آمد.

از مهمترین کاربردها همان هولوگرافی است. بنخاطر پالس های پر انرژی و طول همدوسی معقول، لیزر یاقوت می‌تواند حجم زیادی از هولوگرام ها را در یک پالس لیزری ثبت کند. ثبت

چنین مولوگرام هایی توسط لیزرهای کم توان دیگر خیلی مشکل است چون چندین پالس بایستی استفاده شود. [۷]

همچنین می توان برای برطرف کردن خال ها و لکه های سیاه روی پوست از لیزر یاقوت استفاده کرد. $\tau_u = 3 \text{ ms}$ طول عمر تراز بالای لیزر را نشان می دهد. بعضی از خصوصیات لیزر یاقوت:

سطح مقطع گسیل القایی	$\sigma_{ul} = 2/5 \times 10^{-22} \text{ m}^2$
ضریب بهره سیگنال کوچک	$g_0 = 20 \frac{1}{\text{m}}$
ضریب شکست محیط بهره	$= 1.76$
هدایت گرمایی میله لیزر در 300 K°	$= 42 \frac{\text{W}}{\text{mk}^\circ}$

۲-۸) لیزر نئودیمیم یاق و نئودیمیم شیشه

لیزر حالت جامد جدیدی که بعد از لیزرهای یاقوت به بازار آمد لیزر نئودیمیم است که کاربردهای خیلی زیادی دارند و امتیاز آنها بر لیزر یاقوت این است که ۴ ترازه می باشند و تراز پایین لیز آن حدود $2000 \frac{1}{\text{cm}}$ بالای تراز پایه قرار دارد یعنی این تراز در دماهای معمولی عملاً خالی است، بنابراین دمش، آستانه و کارایی آن بستگی زیاد به خواص اپتیکی ماده میزبان دارد که از اینها تعداد زیادی مورد بررسی قرار گرفته اند و یاق ($\text{Y}_2\text{Al}_2\text{O}_7$) پتیریم آلومینیم گارنت) و شیشه به عنوان بهترین آنها خودنمایی کرده اند. محیط لیزری معمولاً یا بلوری از YAG است که در آنها یون های Nd^{3+} جایگزین برخی یون های Y^{3+} شده اند یا شیشه ای که با یون های Nd^{3+} در آن ناخالصی بوجود آورده اند، لیزرهای نئودیمیم روی چند خط (۰/۹۱۴، ۱/۰۶، ۱/۳۱۷، ۱/۳۳۶، ۱/۳۵۵، میکرون) نوسان می کنند که قویترین و متداولترین آنها در $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ است. لیزرهای Nd:YAG بصورت پالسی یا پیوسته عمل می کنند، برای هر دو مورد، استفاده از لامپ های خطی در آرایش های تک بیضی جفت شدگی نزدیک یا چند بیضی متداول است. برای موارد پالسی و پیوسته به ترتیب لامپ های λ_c فشار متوسط (۵۰۰ تا ۱۵۰۰ تور) و لامپ های کریبتون فشار بالا (۴ تا ۶ اتمسفر) بکار برده می شوند.

بلورهای Nd:YAG معمولاً در طول های ۱۲mm تا ۱۰ cm انتخاب می شوند که این انرژی و توان خروجی از لیزر را محدود می کند، تزریق Nd هم در این لیزرها حدود ۰/۷۲۵٪ وزنی است که یعنی $1/4 \times 10^{22}$ اتم بر متر مکعب.

برای لیزر Nd:glass، محیط لیزری ابعاد بزرگتری دارد که می‌تواند میله‌هایی با طول حدود ۲ متر و قطر ۷/۵ cm و لوح‌هایی با قطر ۹۰ cm و ضخامت ۵ cm ساخته شود. لوح‌هایی با قطر بزرگ که بعنوان تقویت‌کننده از آنها استفاده شده است پالس‌هایی با انرژی چندین کیلو ژول تولید کرده‌اند. لیزرهای Nd:glass چون هدایت گرمایی ضعیفی دارند نمی‌توانند در آهنگ تکرار بالا کار کنند، مثلاً یک لیزر Nd:glass بزرگ در آزمایشگاه لارنس لیورمور ساخته شده بنام Nova که چندین کیلو ژول در هر پالس تولید می‌کند ولی آهنگ تکرار آن فقط چند پالس بر روز است و همین امر باعث می‌شود که لیزر Nd:glass همیشه در مد پالسی بکار رود (ضعیف بودن هدایت گرمایی).

Nd:YAG: در مد پیوسته توان خروجی تا ۱۵۰ وات از تک مرحله‌ای و تا ۷۰۰ وات از تقویت‌کننده‌های متوالی بدست آمده است. با عمل سوئیچ Q می‌توان مدت پالس را تا حدود ۱۰ نانو ثانیه هم باریک کرد. و با عمل قفل کردن مد زمان پالس حدود ۵ پیکو ثانیه گزارش داده شده است. بازدهی برای هر دو عمل CW و پالسی حدود ۱ تا ۳ درصد است.

در سامانه‌های بسیار پر انرژی که در آزمایشگاه‌های گداخت لیزری بکار می‌روند یکی از کاربردهای بسیار مهم Nd:glass خودنمایی می‌کند که استفاده از آن بعنوان تقویت‌کننده‌های لیزری است. یک سامانه Nd:glass که پالس‌هایی با قله توان بیش از ۲۰ TW و انرژی ۱۵ kJ ساخته شده است لیزر SHIVA می‌باشد و لیزر Nova که پالس‌های حدود ۲۰۰ kJ و توان قله ۱۰۰ تا ۳۰۰ TW تولید می‌کند.

آهنگ تکرار لیزرهای Nd:YAG تا حدود ۱۰۰ HZ برای پالسی‌ها و ۲۰ KHZ (با پالس‌های ۲۰۰-۳۰۰ نانو ثانیه و توان متوسط ۱۵ وات) برای CW گزارش شده است.

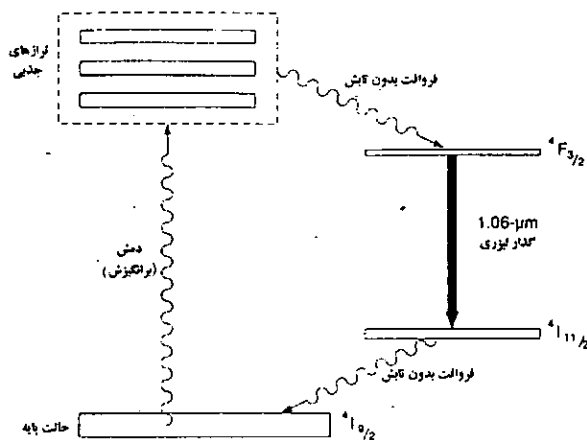
مکانیزم تحریک و ترازهای انرژی

یک طرح ساده شده تراز انرژی برای Nd:YAG در شکل ۸-۲ نشان داده شده است. طرح تراز انرژی برای Nd:glass بسیار نزدیک به Nd:YAG است چون همانطور که قبلاً اشاره شد، ترازهای انرژی درگیر، زیاد تحت تاثیر میدان بلور قرار نمی‌گیرند.

از گذارهای $4I_{11} \rightarrow 4F_7$ ، گذار لیزری در طول موج $\lambda = 1064 \text{ nm}$ قویترین است. سطح مقطع این گذار نسبت به سایر گذارها بسیار بزرگتر است و بدین سبب است که در شرایط عادی عمل لیزر در گذار فوق صورت می‌گیرد. از گذارهای دیگر که با استفاده از آینه تمام

بازتابان خاص حاصل می‌شود در طول موج 1300nm رخ می‌دهد و به گذار $4I_{11} \rightarrow 4F_{7/2}$ تعلق دارد.

طیف جذبی برای دو نمونه محیط فعال Nd:YAG و Nd:glass نشان می‌دهد که هر دو نمونه دارای جذب نسبتاً زیاد در ناحیه $700-800$ نانومتر هستند. دو نوار دمش اصلی در Nd:YAG به ترتیب در 730 و 800 نانومتر قرار دارند. این نوارها با یک فروافت بدون تابش سریع به تراز $4F_{7/2}$ جفت شده‌اند، در حالیکه تراز زیرین $4I_{11}$ نیز با یک فروافت بدون تابش به تراز پایه $4I_{9/2}$ جفت شده است. علاوه بر این، اختلاف انرژی بین ترازهای $4I_{11}$ و $4I_{9/2}$ تقریباً یک مرتبه بزرگی از KT بزرگتر است. بدین ترتیب نتیجه می‌شود که لیزر Nd^{3+} با طرح چهار ترازه کار می‌کند.



شکل ۸-۲

گذار لیزری مانند باقوت عمدتاً بطور همگن پهن شده است و پهنای مربوط به آن در دمای $T = 300\text{K}$ برابر است با $\Delta\nu_0 = 6/5\text{cm}^{-1} = 195\text{GHZ}$. طول عمر تراز لیزری در این مورد نیز خیلی طولانی است ($\tau = 230\text{ }\mu\text{s}$) چون برای برهم‌کنش دو قطبی الکتریکی گذار ممنوع است. پهنای بهره در لیزر شیشه‌ای Nd چندین بار بزرگتر از پهنای بهره در لیزر بلوری Nd:YAG است، بنابراین در جایی که آستانه کاری نسبتاً پایین‌تر مورد نیاز است از لیزر Nd:YAG استفاده می‌شود، ولی لیزر Nd:glass قابلیت ذخیره انرژی نسبتاً بالایی را دارد (آستانه آن بعلت گستردگی بسامد در منحنی بهره بسیار زیادتر از Nd:YAG است)، لذا در کاربردهایی که انرژی زیادی مورد نظر باشد (نظیر پروژه‌های گداخت هسته‌ای) از لیزر Nd:glass استفاده می‌شود.

از Nd:YAG در فاصله‌یاب‌های دستی لیزری استفاده می‌شود، در چشم پزشکی این لیزر با نوسان در ۵۳۲ نانومتر جایگزین لیزرهای یونی آرگون فعلی شده است. در سوراخکاری که منجر به ایجاد روزنه‌های میکرونی می‌گردد از این لیزر استفاده می‌شود و کنترل پرتوی خروجی لیزر در این مورد معمولاً با استفاده از سامانه‌های رایانه‌ای است. در مسائل مربوط به زمین‌شناسی و تخمین مقدار حرکت قاره‌ها از لیزر Nd:YAG استفاده می‌شود. روش کار اینطور است که ماهواره مخصوص فرستاده شده به فضا که مجهز به آینه‌های بازتابی است در مدار معین خود گردش می‌کند. از دو نقطه روی زمین به وسیله لیزر ماهواره را مورد اصابت نور لیزری قرار می‌دهند، با توجه به اینکه فاصله مداری ماهواره مشخص شده است، مقدار جابجایی نقاطی که لیزرها را در آن نقاط قرار داده‌اند (مقدار جابجایی بر حسب زمان‌های مختلف) تعیین شده، می‌توان بدینوسیله حرکت قاره‌ها، و در هم رفتن پوسته‌های زمین را مطالعه کرد.

در علامت‌گذارهای لیزری نیز از Nd:YAG استفاده می‌شود. که اساس آن به این صورت است که لیزر در محل مناسبی مستقر می‌شود و با ارسال پالس لیزری بسوی هدفی که منظور نابود کردن آن است، هدف روشن می‌شود. در مدت علامت‌گذاری، هدف که با دوربین مجهز به فیلتر نوار باریک نظاره می‌شود بصورت نقطه نورانی ظاهر می‌شود. [۱۰]

سلاح تخریبی (که ممکن است بمب، راکت یا مواد منفجره باشد) مجهز به یک سامانه حساس نوری است که با ردگیری نور پراکنده شده از هدف به سمت هدف رها می‌شود، بالاخره سبب تخریب آن با دقت تقریبی ۱m ~ در فاصله چند کیلومتری می‌شود. در سلاح‌های انرژی مستقیم نیز از لیزر Nd:YAG بعنوان کورکننده و یا ضد حساس استفاده می‌شود.

بعضی از خواص مهم Nd:glass و Nd:YAG :

	Nd:YAG	Nd:glass
λ_{ul} طول موج	۱۰۶۴ nm	۱۰۵۴ - ۱۰۶۲ nm
A_{ul} احتمال گذار لیزری	$۴/۳ \times ۱۰^{-۲} \frac{1}{s}$	$۲/۹ - ۳/۴ \times ۱۰^{-۲} \frac{1}{s}$
τ_{UL} عمر تراز بالایی لیزر	۲۳۰ μs	۲۹۰ - ۳۴۰ μs
σ_{UL} سطح مقطع گسیل القایی	$۶/۵ \times ۱۰^{-۲۲} m^2$	$۲/۹ - ۴/۳ \times ۱۰^{-۲۲} m^2$
پهنای خط گسیل خودبخودی و پهنای باند بهره	$۱/۲ \times ۱۰^{-۱۱} \frac{1}{s}$	$۷/۵ \times ۱۰^{-۱۱} \frac{1}{s}$
$\Delta \nu_{UL}$	$\Delta \lambda_{UL} = ۰/۴۵ \text{ nm}$	$\Delta \lambda_{UL} = ۲۸ \text{ nm}$
g بهره سیگنال کوچک	$۱۰ \frac{1}{m}$	$۳ \frac{1}{m}$
L طول محیط بهره لیزری	۱۰ - ۱۵ cm	۱۰ cm
$e^{\sigma_{UL} \Delta N_{UL} L}$ بهره سیگنال عبوری	۲ - ۲۰	۱/۳
ضریب شکست	۱/۸۲	۱/۵ - ۱/۵۷
هدایت گرمایی میله لیزر	$۱۳ \frac{W}{mk}$	$۱ \frac{W}{mk}$
توان خروجی	۱ J/pulse	با تقویت کننده تا ۱۰ kJ/pulse
مد	تک مد یا مولتی مد	تک مد یا مولتی مد

لیزرهای حالت جامد دیگر:

مواد لیزری با نوار پهن قابل تنظیم: در این کلاس مواد لیزر حالت جامد [Cr:BeAl₃O₄ ، Cr:LiSCaF ، Cr:LiSaF ، Ti:Al₂O₃] روی یک پهنای خط خیلی پهن گسیل می‌کنند که این خصوصیت دو نتیجه و کارآیی مهم را بدنبال دارد:

(الف) قابلیت تنظیم خروجی لیزر را برای ما امکان‌پذیر می‌سازد.

(ب) قفل‌شدگی نوار پهن که منجر به تولید پالس خیلی کوتاه می‌شود.

پهنای نوار گسیل (پهن‌شدگی همگن) این لیزرها حدود ۱۰۰ تا ۴۰۰ nm است، در نتیجه

امکان فراهم شدن خروجی لیزر روی یک ناحیه پهن بسامدی در ناحیه طیفی نزدیک مادون قرمز از یک بلور لیزری را میسر می‌سازد.

تنها مواد لیزری دیگر که دارای پهنای نوار وسیع هستند محلول های dye هستند، ولی پهنای نوار آنها هم بطور قابل توجهی باریکتر از لیزرهای حالت جامد می باشد.

۳-۸) لیزر آلکساندرایت

بلور آلکساندرایت در حقیقت کروم (Cr^{3+} ، جزو عناصر واسطه) است که در اکسید میزبان ($BeAl_2O_4$) تزریق شده است یعنی $Cr^{3+} : BeAl_2O_4$ ؛ در حالیکه محیط فعال لیزری همان Cr^{3+} می باشد که غلظت Cr^{3+} تزریقی حدود ۰/۱ درصد اتمی است.

این ماده از نظر اپتیکی و مکانیکی مثل یاقوت دارای استحکام است، پایداری شیمیایی دارد، سختی آن زیاد است و هدایت آن حدود ۲ برابر هدایت گرمایی Nd:YAG است.

محدوده نوار طول موج دمش آن از ۳۸۰ تا ۶۳۰ نانومتر می باشد که در ۴۱۰ و ۵۹۰ نانومتر قله دارد، توسط لامپ زینون و جیوه و لیزرهای یونی آرگون و کریپتون دمیده می شود. پهنای نوار نشری آن $\Delta\lambda = 120 \text{ nm}$ است که از ۷۰۰ تا ۸۲۰ نانومتر می باشد. تراز بالایی لیزر زمان عمر ۲۶۰ میکرو ثانیه دارد.

از نظر اندازه، این میله ها مثل Nd:YAG با کیفیت عالی اپتیکی در اندازه های (قطر ۶ mm و طول ۱۲ cm) می توانند رشد داده شوند.

این لیزرها می توانند توان متوسط تا چند ده وات داشته باشند و همچنین می توانند تا نزدیک ماوراء بنفش دو برابر بسامد شوند. با لیزرهای دیودی هم می توانند دمیده شوند. هم پیوسته و هم پالسی می تواند کار کند و همچنین می تواند سوننچ Q و قفل مد شود. چون زمان عمر تراز بالایی لیزر در دمای اطاق ۲۶۰ میکرو ثانیه است بنابراین با دمش توسط فلاش لامپ خیلی خوب جواب می دهد.

کاربردها: از طول موج ها و پالس های کوتاه آلکساندرایت می توان در پزشکی بعنوان فرایند گرما نوری انتخابی استفاده کرد، یعنی یک جذب های انتخابی در سلول های نامطلوب ایجاد کرد بدون اینکه به سلول های عادی اطراف آن ضرری برسد. این فرایند می تواند برای کاربردهای درمان سرطان تا برطرف کردن خال ها استفاده شود.

روش کار به این صورت است که سلول های نامطلوب اصطلاحاً توسط یک طول موج جذب آلکساندرایت برچسب زده می شوند، بنابراین سلول های عادی لیزر را جذب نمی کنند، اندازه پرتو لیزر نیز بحرانی نیست چون سلول های نامطلوب خودشان توسط پرتو انتخاب شده

هستند. وقتی از یک پالس لیزری کوتاه استفاده می‌کنیم اجازه می‌دهیم تا سلول های بد گرم شده و در نتیجه تخریب شوند بدون اینکه گرما را به سلول های اطراف پخش کند. . . .
در حالت برطرف کردن خال، خود خال نور لیزر را جذب می‌کند و بنابراین لزومی به اتیکت زدن نیست. کاربردهای دیگرش، آشکارسازی آلودگی و رفع سنگ کلیه می‌باشد. [۱۰]

۸-۴) لیزر تیتانیوم سافایر

اولین بار توسط peter Moulton در آزمایشگاه لینکلن MIT ساخته شد و سامانه تجاری آن با موج پیوسته در سال ۱۹۸۸ وارد بازار شد. شناخته شده ترین و پر استفاده ترین لیزر حالت جامد قابل تنظیم است. که تیتانیوم تزریق شده در سافایر ($Ti: Al_2O_3$) می‌باشد. پهنای خط گسیل آن $\Delta\lambda=400nm$ می‌باشد یعنی می‌تواند روی طول موج ۶۶۰ تا ۱۱۸۰ نانومتر مانور دهد. همچنین سطح مقطع گسیل القایی آن نسبتاً بزرگ است. قله نشر آن در نزدیکی های ۸۰۰ نانومتر می‌باشد. یون های تیتانیوم در یک غلظت یونی ۰/۱٪ داخل بلور سافایر (اکسید آلومینیم) تزریق می‌شوند. محدوده نوار دمش آن از زیر ۴۰۰ نانومتر تا بالای ۶۰۰ نانومتر بوده و قله آن در ۴۹۰ نانومتر است دمش آن توسط فلاش لامپ خیلی بازدهی بالایی ندارد ولی اگر توسط لیزرهای حالت جامد ($Nd:YAG$ یا $Nd:YLF$) برای مد پالسی و توسط لیزر آرگون و کریپتون برای مد پیوسته دمیده شود بازدهی خوبی دارد. (بخاطر ۳/۲ میکرو ثانیه عمر تراز بالایی لیزر) این لیزر برخلاف لیزرهای حالت جامد دیگر تراز بالایی اش عمر کوتاهی دارد که اجازه نمی‌دهد در تراز بالایی لیزر وارونی جمعیت خوبی ایجاد شود بخاطر همین فلاش لامپ خوب جواب نمی‌دهد. این لیزر در مد پیوسته می‌تواند تا ۵۰ وات هم بدهد و در مد پالسی می‌تواند پالس های قفل مد شده ۱۰۰ fs با توان TW بدهد.

این بلور ها هدایت گرمایی بالا، بی اثری شیمیایی خوب، سختی و استحکام مکانیکی بالا دارند. بازدهی کوانتومی آن در دمای اطاق حدود ۸۰٪ است.

لیزرهای تیتانیوم سافایر در بیناب نگاری مادون قرمز نیمه‌رسانا، رادار لیزری، فاصله‌یاب ها و سنجش از راه دور توسط لیزر استفاده می‌شوند. کاربرد پزشکی آن هم در photodynamic therapy می‌باشد. از این لیزر همچنین برای تولید پالس های کوتاه اشعه‌های x با متمرکز کردن پالس های قفل مد شده داخل هدف های جامد (که از پلاسماهای چگالی بالا و نشر گرمایی بالا تولید می‌شوند) استفاده می‌شوند. این لیزر در پروژه NASA بنام (LASE Lidar Atmospheric)

(Sensing Experiment) برای اندازه گیری بخار آب و گرد و غبار و اثرات آنها در فرایندهای اتمسفری بکار رفته است. [۷]

بعضی خصوصیات مهم لیزرهای حالت جامد:

	Nd:YAG	Nd:Glass	Cr:BeAl ₂ O ₄	Ti:Al ₂ O ₃
λ_{ul} طول موج لیزی	۱۰۶۴ nm	۱۰۵۴-۱۰۶۲	۷۰۰-۸۲۰	۶۶۰-۱۱۸۰
A_{ul} احتمال گذار لیزی	$۴/۳ \times ۱۰^{-۳} \frac{1}{s}$	$۲/۹ - ۳/۴ \times ۱۰^{-۲} \frac{1}{s}$	$۳/۸ \times ۱۰^{-۳}$	$۲/۶ \times ۱۰^{-۵}$
τ_{ul} زمان عمر نوازبال	۲۳۰ μs	۲۹۰ - ۳۴۰ μs	۲۶۰ (در ۲۹۸)	۲/۸
σ_{ul} سطح مقطع گسیل القایی	$۶/۵ \times ۱۰^{-۲۲} m^2$	$۲/۹ - ۴/۳ \times ۱۰^{-۲۲}$	۱×۱۰^{-۲۲}	$۳/۴ \times ۱۰^{-۲۲}$
ΔN_{ul} چگالی وارونی	$۱/۶ \times ۱۰^{-۱۲} \frac{1}{m^3}$	۸×۱۰^{-۱۲}	۶×۱۰^{-۱۲}	۶×۱۰^{-۱۲}
g_0 بهره سیگنال کوچک	$۱۰ \frac{1}{m}$	$۳ \frac{1}{m}$	۴-۲۰	۲۰
L طول محیط لیزی	۱۰-۱۵ cm	۱۰ cm	۱۲	۱۰
$e^{\sigma_{ul} \Delta N_{ul} L}$ بهره تک عبور	۲-۲۰	۱/۳	۱/۶-۱۱	۷-۱۰
ضریب شکست محیط	۱/۸۲	۱/۵-۱/۵۷	۱/۷۴	۱/۷۶
دمای عملکرد	۳۰۰ k	۳۰۰	۵۰۰	۳۰۰
هدایت گرمایی میله لیزر	$۱۳ \frac{W}{mk}$	$۱ \frac{W}{mk}$	$۲۳ \frac{W}{mk}$	$۳/۵۵ \frac{W}{mk}$
روش دمش	فلاش یا لیزر	فلاش یا لیزر	فلاش یا لیزر	فلاش یا لیزر
نوار دمش	۳۰۰-۹۰۰ ۸۱۰ و ۷۵۰ Peak	۳۰۰-۹۰۰ ۸۱۰ و ۷۵۰ peak	۳۸۰-۶۳۰ ۵۹۰ و ۴۱۰ Peak	۳۸۰-۶۳۰ ۴۹۰ Peak
توان خروجی	۱ J/pulse	۱۰ kJ/pulse	۱/۲ J/pulse	پالس ۱۰۰ fs ۱۰ ^{۱۲} W (cw) ۵۰ W

۵-۸) لیزر Er:YAG

در مقایسه با بقیه لیزرهای حالت جامد بازدهی خوبی ندارد، اما در سال های اخیر بطور برجسته‌ای خودنمایی کرده است بخاطر ۲ طول موج مفیدی که دارد، ۱۵۴۰ و ۲۹۰۰ نانومتر.

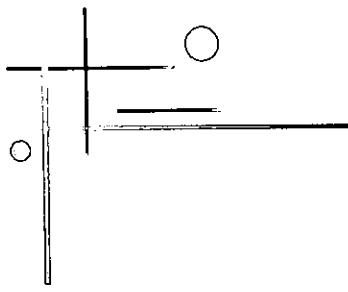
Erbium هم در شیشه و هم در YAG تزریق شده است. کاربردهای آن در مخابرات نوری (nm) ۱۵۴۰ می‌باشد و چون این دو طول موج در محدوده نوار جذبی آب می‌باشند کاربرد پزشکی هم پیدا می‌کنند.

لیزر Cr:LiCaF, Cr:LiSaF, Cr:LiSrAlF, Cr:LiSaF هم بعضی نتایج مثل $Ti: Al_2O_3$ دارند. Cr:LiSaF عمر تراز بالایی ۶۷ μs است و دمش آن توسط فلاش لامپ بازدهی خوبی دارد، توانایی رشد دادن در اندازه‌های بزرگ را داریم. محدوده دمش ۳۰۰ تا ۷۲۰ نانومتر است که همین امر اجازه می‌دهد که بلور توسط دیود لیزر هم‌دمیده شود. پهنای نوار نشری آن $\Delta\lambda=250\text{nm}$ باریکتر از Y_2O_3 می‌باشد یعنی از ۸۰۰ تا ۱۰۵۰ نانومتر است.

از نظر شیمیایی پایدار است (فقط نسبت به رطوبت و یا آب حساس است)، سختی مکانیکی و هدایت گرمایی آن بهتر از $Ti: Al_2O_3$ است.

Cr:LiCaF زمان عمر تراز بالایی اش ۱۹۰ μs است و محدوده تنظیم آن ۷۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر است. دیگر لیزرهای قابل تنظیم که پهنای نوار آن وسیع باشد شامل لیزرهای زیر می‌باشد: [۷]

از ۱۸۰۰ تا ۲۲۰۰ نانومتر	Tm ³⁺ :YAG
از ۱۸۰۰ تا ۲۵۰۰ نانومتر	CO ²⁺ :MgF ₂
از ۱۲۰۰ تا ۱۳۵۰ نانومتر	Cr ³⁺ :Mg ₂ SiO ₇



فصل ۹

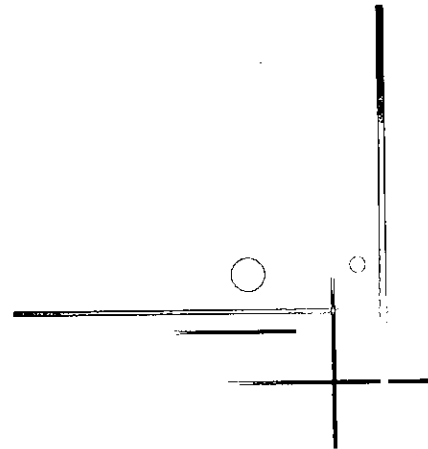
لیزرهای گازی

لیزرهای گازی

لیزرهای گازی

- ۱-۹ لیزر He-Ne
- ۲-۹ لیزر یونی آرگون
- ۳-۹ لیزر یونی کریپتون
- ۴-۹ لیزر He-Cd
- ۵-۹ لیزرهای گاز مولکولی

۱-۵-۹ لیزر CO₂ و انواع آن
۲-۵-۹ لیزر مولکولی N₂
۳-۵-۹ لیزرهای اگزایمر



لیزرهای گازی

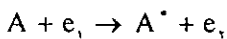
قبلاً در بحث دمش گفتیم که در لیزرهای گازی معمولاً از دمش الکتریکی استفاده می‌شود. لیزرهای گازی را می‌توان بر اساس طبیعت ترازهای انرژی که بین آنها عمل لیزر انجام می‌گیرد، به سه دسته متفاوت تقسیم کرد.

الف) در مورد He-Ne و He-Cd، گذار بین حالت های اتمی ناپیونیده بکار گرفته می‌شود.

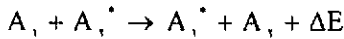
ب) در لیزرهای Ar⁺ و Kr⁺، گذار بین حالت های یونیده مورد استفاده قرار می‌گیرد.

ج) در لیزر دی‌اکسیدکربن ترازهای حاصل از دوران و ارتعاش مولکولی بکار می‌رود. برخورد های نوع اول و دوم هستند که باعث می‌شوند اتمی در گاز به حالت انرژی بالاتر برانگیخته شود.

برخورد نوع اول: بر هم‌کنش یک الکترون پر انرژی با اتم در حالت پایه است. که این برخورد سبب می‌شود الکترون با اتم برخورد کند و باعث برانگیزش اتم شود.



برخورد نوع دوم: برخورد یک اتم برانگیخته در حالت فراپایدار با اتم دیگری از یک عنصر متفاوت در یک حالت نا برانگیخته است که در طی آن انرژی از اتم فراپایدار به اتم نا برانگیخته منتقل و سبب برانگیزش آن می‌شود.



بعضی از لیزرهای گازی با دمش غیر الکتریکی دمیده می‌شوند بخصوص به دمش با انبساط گاز دینامیکی، دمش شیمیایی و دمش اپتیکی بوسیله لیزر دیگر بعداً اشاره خواهیم کرد. هر گاه نمونه‌ای برانگیخته باشد می‌تواند با Δ فرایند متفاوت به حالت های پایتتر و از جمله حالت پایه فروافتد:

الف) برخورد بین الکترون و نمونه‌های برانگیخته که در این برخوردها نمونه برانگیخته انرژی اش را به الکترون می‌دهد. (نوع دوم)

ب) برخورد بین اتم ها (برای محیط حاوی بیش از یک نوع گاز)

ج) برخوردهای گاز با دیواره‌های ظرف حاوی آن

د) گسیل خودبخود

برای یک جریان تخلیه مفروض، این فرایندهای برانگیختگی و وانگیختگی سرانجام به استقرار یک توزیع ترازمندی جمعیت بین ترازهای انرژی منجر خواهد شد. بدین ترتیب می‌بینیم

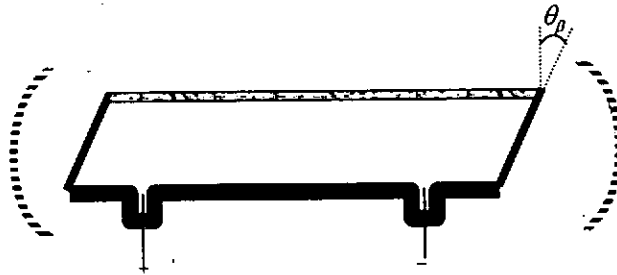
که پدیده‌های زیادی در کار است و به این علت، ایجاد وارونی جمعیت در گازها در مقایسه با لیزر حالت جامد، بسیار پیچیده‌تر است. بطور کلی می‌توانیم بگوییم که هنگامیکه یکی (یا هر دو) شرط زیر را داشته باشیم، وارونی جمعیت بین دو تراز مورد نظر حاصل می‌شود:

(۱) آهنگ برانگیختگی برای تراز بالایی لیزر بزرگتر از تراز پایینی لیزر باشد.

(۲) فروافت تراز بالایی لیزر آهسته‌تر از تراز پایینی لیزر باشد.

یادآور می‌شویم که مورد دوم شرط لازم برای عمل لیزر موج پیوسته است و اگر این شرط حاصل نشود و فقط شرط اول را داشته باشیم لیزر هنوز هم با عمل پالسی می‌تواند کار کند (لیزرهای خود پایان‌دهنده).

تا آنجا که مربوط به ساخت لیزر می‌شود، بسیاری از لیزرهای گازی آرایشی دارند که طرح کلی آن در شکل ۹-۱ نشان داده شده است. گاز در داخل لوله‌ای با قطر مناسب (از چند میلی‌متر تا چند سانتی‌متر) جای می‌گیرد که دو انتهای آن با دو پنجره با زاویه بروستر θ_B بسته می‌شود. یادآور می‌شویم که، برای این زاویه فرودی، باریکه لیزر قطبی می‌شود، لذا روی سطوح پنجره تلفات بازتابی ندارد و در نتیجه این امتداد قطبشی است که خروجی لیزر می‌پذیرد.



شکل ۹-۱

عموماً از آینه‌های کروی بیشتر از آینه‌های تخت استفاده می‌شود چون آینه‌های کروی پایداری تشدیدی بهتری ایجاد می‌کنند.

۹-۱) لیزر He-Ne

در سال ۱۹۶۰ اولین لیزر He-Ne (گازی) توسط علی جوان، بنت و هریوت ساخته شد. نوسانی که او مشاهده کرد در طول موج ۱۱۵۰ نانومتر و مربوط به گذار $2p \rightarrow 2s$ در اتم نئون بود.

در سال ۱۹۶۲ وایت و ریگدن لیزر هلیوم نئون مرئی را که طول موج آن در ناحیه قرمز $632/8$ نانومتر بود ساختند. نوسان این لیزر مربوط به گذار $2P_1 \rightarrow 3S_1$ در اتم نئون بود. این لیزر بعلت سبک و کوچک بودن دستگاه، مرئی بودن طول موج و بالاخره پیوسته بودن خروجی آن امروزه در صنعت و آموزش مورد توجه قرار گرفته است. بطور کلی این لیزر در هر یک از ۳ طول موج زیر قادر به نوسان است:

$$\lambda_p = 1150, \quad \lambda_r = 632/8 \text{ nm}, \quad \lambda_1 = 3390 \text{ nm}$$

ترازهای اتمی هلیوم و نئون در شکل ۹-۲ آورده شده است. تراز اتمی پایه $1S$ مربوط به موردی است که دو الکترون اتم هلیوم هر دو در حالت $1S$ با اسپین‌های مخالف هم قرار دارند. حالت‌های 2^2S و 2^1S مربوط به وضعیتی است که یکی از دو الکترون به حالت $2s$ برده می‌شود و اسپین آن به ترتیب موافق و مخالف جهت الکترون دیگر واقع می‌شود. نئون با عدد اتمی ۱۰، در حالت پایه با آرایش الکترون $1S^2 2S^2 2P^6$ الکترون‌هایش ترازها را اشغال می‌کنند. حالت‌های تحریکی که در شکل نشان داده‌ایم مربوط به وضعیتی است که یک الکترون $2P$ به حالت‌های تحریکی $3S, 3P, 4S, 4P$ و $5S$ و $3P$ و $4P$ برده می‌شود. این ترازهای انرژی بدین قرارند:

(الف)	$2P^0 3S$	$2P^0 4S$	$2P^0 5S$	$2P^0 3P$	$2P^0 4P$
(ب)	$1S$	$2S$	$3S$	$2P$	$3P$

بدین ترتیب برای حالت‌های تحریکی دو نمادگذاری الف و ب را معرفی کردیم.

الف) نمادگذاری با اعداد کوانتومی حالت تحریکی تک‌الکترون (یعنی $3S, 4S, 5S, 3P$,

$4P$) و در نظر داریم که ۹ الکترون دیگر اتم نئون در حالت پایه‌شان قرار دارند

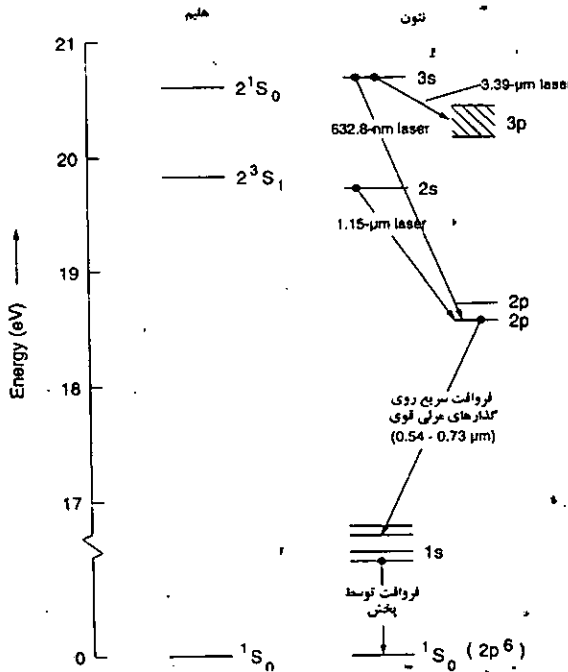
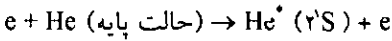
ب) نمادگذاری دوم که حالت‌های تحریکی را به ترتیب با $1S, 2S, 3S$ و ... نشان داده‌ایم.

هر نوار S در نئون از ۴ تراز و هر نوار P از ۱۰ تراز تشکیل شده است. نوارهای $3S$ و $2S$

ترازهای بالایی لیزر محسوب می‌شوند، در حالیکه نوارهای $3P$ و $2P$ ترازهای پایینی لیزر را

تشکیل می‌دهند. عمل لیزر روی ۳ گذار صورت می‌گیرد: $3S \rightarrow 2P$ (۳۳۹۰ نانومتر)، $2S \rightarrow 2P$ (۱۱۵۰ nm) و $3S \rightarrow 2P$ (۶۳۲/۸ نانومتر). دمش اتم نئون با دو فرایند اجرا می‌شود:

اولین مرحله تحریک اتم‌های He در 2^1S است که با برخورد غیر الاستیک الکترون حاصل می‌شود



شکل ۲-۹

تراز 2^1S ، He نیمه پایدار است (طول عمر $2 \times 10^{-7} s$) بنابراین پس از تحریک، تا زمانی که He تحریک شده با اتم دیگر و یا دیواره ظرف برخوردی انجام ندهد در تراز 2^1S باقی می‌ماند.

مرحله دوم دمش برخورد اتم‌های He تحریکی با نئون (در تراز پایه) است که در لوله تخلیه اجرا می‌شود. در این برخورد بعلت شدید، انرژی برانگیختگی از He به Ne منتقل می‌گردد.

$He^* (2^1S \text{ و } 20/61 \text{ eV}) + Ne \text{ (حالت پایه)} \rightarrow He \text{ (حالت پایه)} + Ne^* (3S \text{ و } 20/66 \text{ eV})$
 چون تفاوت انرژی در فرایند فوق بسیار کم است (۰/۰۵eV) و با انرژی جنبشی حرارتی ($\approx KT$) تأمین می‌شود، لذا فرایند سطح مقطع بزرگی خواهد داشت. اثر نهایی منجر به حصول

Ne تحریکی مورد نظر می‌شود و انرژی لازم را می‌توان توسط انرژی جنبشی الکترون‌ها در تخلیه تأمین کرد.

تراز Ne(3S) به تراز 2P با طول عمر تقریبی 10^{-7} s فرومی‌افتد. تراز 2P نئون با انتقال انرژی از He، انبوه نخواهد شد و طول عمر آن کوتاهتر از تراز 3S است (تقریباً 10^{-8} s) و این یعنی اینکه وارون سازی جمعیت را می‌توان بین ترازهای 2P و 3S حاصل کرد. به شرط آنکه بهره لیزر در طول موج $6328/\text{nm}$ بر تلفات فائق آید عمل لیزر در این طول موج حاصل می‌شود. مکانیسم مشابهی برای سایر طول موج‌های لیزر He-Ne برقرار است.

ساخت لیزر He-Ne به مهارت‌هایی در زمینه شیشه‌گری علمی نیاز دارد [بخصوص اتصال الکترودها به شیشه]، ضمناً وجود ناخالصی‌ها در خروجی لیزر تاثیر فراوان داشته و از طول عمر مفید لیزر می‌کاهد. چون این لیزر دارای بهره پایینی است بدین منظور آینه‌های دی‌الکتریکی ویژه‌ای را باید بکار برد. آینه‌ها را یا مستقیماً به لوله لیزر توسط چسب مخصوص می‌چسبانند و یا آنکه لوله لیزر را تحت زاویه بروستر بریده به آن پنجره اپتیکی متصل می‌کنند، در این صورت آینه‌ها خارج از لوله قرار می‌گیرند.

طول لوله لیزر را حدود ۳۰ cm می‌گیرند و این طول با قطر حدود ۲ mm توانی برابر با ۲ تا ۲ میلی‌وات خواهد داشت. فشار گاز حدود ۱ mmHg است که تقریباً ۱۰-۱۵ درصد آن نئون است. تحریک گاز با تخلیه DC (۵ mA در ۱۰۰۰ ولت) انجام می‌گیرد.

لیزرهایی به طول ۲-۳ متر نیز برای مصارف علمی و پزشکی ارائه شده است که بیشینه توان آن حدود ۱۰۰ میلی‌وات است، بازدهی یک لیزر He-Ne حدود 10^{-4} است. عمل لیزر بین ترازهای انرژی نئون صورت می‌گیرد، He به منظور کمک به فرایند دمش افزوده می‌شود.

ترازهای 2^2S و 2^1S ، He به ترتیب با ترازهای 2S و 3S نئون در تشدید هستند، چون ترازهای 2^2S و 2^1S شبه پایدارند ثابت شده است که He در دمش ترازهای 2S و 3S Ne با گذار انرژی تشدید می‌شود، بسیار مؤثر است. با وجود اینکه برخورد مستقیم الکترون-نئون نیز در دمش دخالت دارد، ولی ثابت شده است که گذار انرژی تشدید فرایند غالب در ایجاد وارون سازی جمعیت در لیزر He-Ne است.

از آنچه گفته شد نتیجه می‌شود که ترازهای 2S و 3S نئون قادر به تجمع جمعیت هایشان هستند و بنابراین بعنوان ترازهای بالایی برای گذارهای لیزری مناسبند، با در نظر گرفتن قواعد انتخاب، می‌بینیم که گذارهای ممکن آنهایی هستند که به حالت‌های P می‌روند.

علاوه بر این زمان فروافت حالت های s ($\tau_s \cong 10 \cdot ns$) از زمان فروافت حالت های p یک مرتبه بزرگی طولانی تر است ($\tau_p \cong 10 \cdot ns$) بدین ترتیب شرط $\tau_1 < \tau_2$ برای عمل لیزر بعنوان لیزر پیوسته برآورده می شود.

لیزرهای اولیه He-Ne از طرح کلی شکل ۹-۱ تبعیت می کردند ولی در طرح های بعدی دو انتهای لوله تخلیه به دو آینه کاواک که طرف پوشش داده شده آنها به ناحیه تخلیه است ختم می شود.

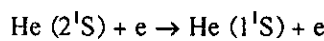
بعلت فرایندهای پیچیده ای که در برانگیختگی و وانگیختگی ترازهای لیزر He-Ne دخالت دارند، برخی از مشخصه های این لیزر دارای مقادیر بهینه است. این مشخصه ها عبارتند از:

الف) مقدار بهینه حاصل ضرب کل فشار گاز P و قطر لوله D ($PD = 2/6 - 4 \text{ Torr} \times mm$)

ب) مقدار بهینه نسبت He به Ne (تقریباً ۵ به ۱ در $\lambda = 632/8$ و ۹ به ۱ در $\lambda = 1150$)

ج) مقدار بهینه چگالی جریان I تخلیه.

مقدار چگالی جریان (حداقل برای گذارهای 3390 و $632/8$) به این علت بهینه می شود که در چگالی جریان زیاد، وانگیختگی حالت شبه پایدار $He(2^1S)$ نه تنها بوسیله بخش به دیواره ها رخ می دهد بلکه در اثر فرایند برخورد ابر الاستیکی نظیر

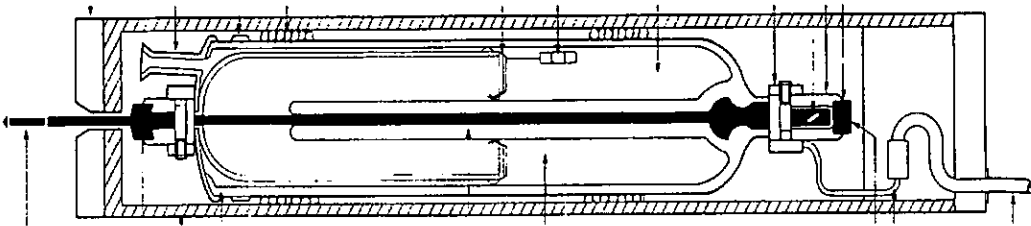


نیز اتفاق می افتد. حدود مجاز تغییر جریان و فشار نسبتاً محدود است. ولی با افزایش قطر لوله، در مقدار ثابت PD ، می توان خروجی لیزر را افزایش داد که در این مورد بهره تقریباً به نسبت عکس قطر لوله کم می شود و مساحت سطح مقطع تخلیه به نسبت مجذور قطر زیاد می شود. نتیجه ترکیب این دو اثر این است که توان خروجی تقریباً با قطر لوله متناسب است.

توان خروجی، خیلی بالاتر از آستانه، بطور خطی با طول لوله افزایش می یابد. مثلاً خروجی بهینه برای تخلیه استوانه ای $6 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ می تواند به 100 mw برسد، به دلایل مربوط به کنترل مد، اکثر لیزرهای He-Ne با قطر $6-1 \text{ mm}$ کار می کنند و طبق $\frac{c}{2L}$ که فاصله مد طولی است، اگر طول کاواکی به اندازه کافی کوچک اختیار شود $L < 20-15 \text{ cm}$ امکان بدست آمدن نوسان در یک تک مد طولی وجود دارد.

در لیزرهایی که باید در $632/8 \text{ nm}$ با پیشینه توان کار کنند، خروجی 3390 آنها باید متوقف شود، عمل توقف می تواند به ۲ صورت مختلف انجام گیرد که در اغلب لیزرهای تجاری یک یا

هر دو روش را بکار می‌گیرند. یک روش این است که با وارد کردن یک منشور در کاواک و تنظیم آن برای $632/8$ ، لیزر را از ردیف طول موج 3390 خارج می‌کنیم. در بعضی موارد برای جلوگیری از عبور دوگانه، دو منشور در دو انتهای کاواک بکار می‌رود. روش دوم عبارت است از کاهش ارتفاع 3390 بوسیله افزایش پهنای آن است. این عمل با قرار دادن یک رشته آهنربا در طول کناره لوله لیزر انجام می‌گیرد، میدان مغناطیسی ناهمگن حاصل از این کار، بر اساس اثر زیمن، تیزی منحنی بهره 3390 را می‌کاهد و آنرا پهن می‌سازد. منحنی بهره $632/8$ نیز به همان ترتیب پهن می‌شود اما با مراجعه به معادلات پهن شدگی‌ها می‌بینیم که پهنای دوپلر دومی شش برابر پهنای منحنی 3390 است و لذا اثر نسبی آن بر منحنی بهره $632/8$ خیلی کوچک است. [۳]



شکل ۳-۹

لیزرهای He-Ne که روی گذار سرخ نوسان می‌کنند در بسیاری از کاربردهایی که باریکه کم قدرت مرئی مورد احتیاج باشد استفاده می‌شوند (مثلاً در هم تراز، حروف خوانی، مسافت سنجی، تمام‌نگاری و حافظه‌های لوح ویدئو، ژيروسکوپ لیزری). از 1023 نانومتر هم برای اندازه‌گیریهای خطوط عبوری فیبرهای نوری استفاده می‌شود چون در این ناحیه طول موج کمترین تلفات را دارند. در سال‌های اخیر لیزرهای He-Ne با طول موج‌های زیر هم ساخته شده‌اند:

سبز $543/5$ ، زرد 594 ، نارنجی 612 ، و مادون قرمز 1023 . طول عمر این لیزرها در حال حاضر نزدیک به 50000 ساعت می‌باشد.

۲-۹) لیزر یونی آرگون

لیزر یونی آرگون یکی از لیزرهای یونی گاز بی‌اثر است که در نواحی طیفی مرئی و ماوراء بنفش کار می‌کند. بر خلاف لیزر هلیم-نون، لیزر آرگون بر اساس گذار بین دو تراز انرژی اتم یونیده کار می‌کند. برای تک یونیدن اتم‌های آرگون یعنی خارج کردن یک الکترون از هر اتم،

باید مقدار قابل ملاحظه‌ای انرژی به گاز آرگون داده شود، از اینرو منابع تغذیه یک لیزر آرگون، قطورتر و به مراتب پیچیده‌تر از منابع تغذیه لیزر هلیوم- نئون است.

از نظر تاریخی این لیزرها بنام لیزرهای یونی معروفند، ولی لیزرهای دیگر مثل لیزر He-Cd که بر اساس خواص اتم های یونیزه شده کار می‌کنند بیشتر در رده لیزرهای بخار فلزی قرار می‌گیرند.

لیزرهای یونی مثل لیزرهای آرگون، کریپتون و زینون می‌باشد. لیزرهای یونی آرگون و کریپتون اصولاً پیوسته هستند هر چند تعداد کمی از این لیزرها بطور تجاری بصورت پالسی هم ساخته شده‌اند.

لیزر یونی آرگون تقریباً ۲۵ طول موج مرئی از $408/9$ تا $687/1$ نانومتر و بیش از ۱۰ طول موج ماوراء بنفش از ۲۷۵ تا $363/8$ نانومتر را تولید می‌کنند. طول موج های کوچکتر مثل ۲۲۹ نانومتر هم می‌توانند با دو برابر کردن بسامد بصورت داخل کاواکی تولید شوند.

در ناحیه طیفی مرئی چند خط قوی (488 و 515) خروجی های تا $100W$ قابل دسترسی هستند، چون $1/80$ کل توان خروجی بطور مساوی بین 488 و 515 تقسیم می‌شود. پهنای نوار بهره این لیزرها عمدتاً دوپلری می‌باشد و حدود $2/5$ GHz روی هر گذار لیزری است. این لیزرها در فشار گاز آرگون $0/1$ torr کار می‌کنند و عمر تیوبشان معمولاً حدود 2000 تا 5000 ساعت می‌باشد.

جریان های تخلیه بالا و فشار پایین باعث می‌شود که دمای الکترونی پلاسمای حاصل خیلی بالا باشد در نتیجه گرمای خیلی زیادی در تیوب تولید می‌شود و بنابراین به یک سردکننده خیلی عالی احتیاج داریم که معمولاً از نوع سردکننده‌های آبی می‌باشند.

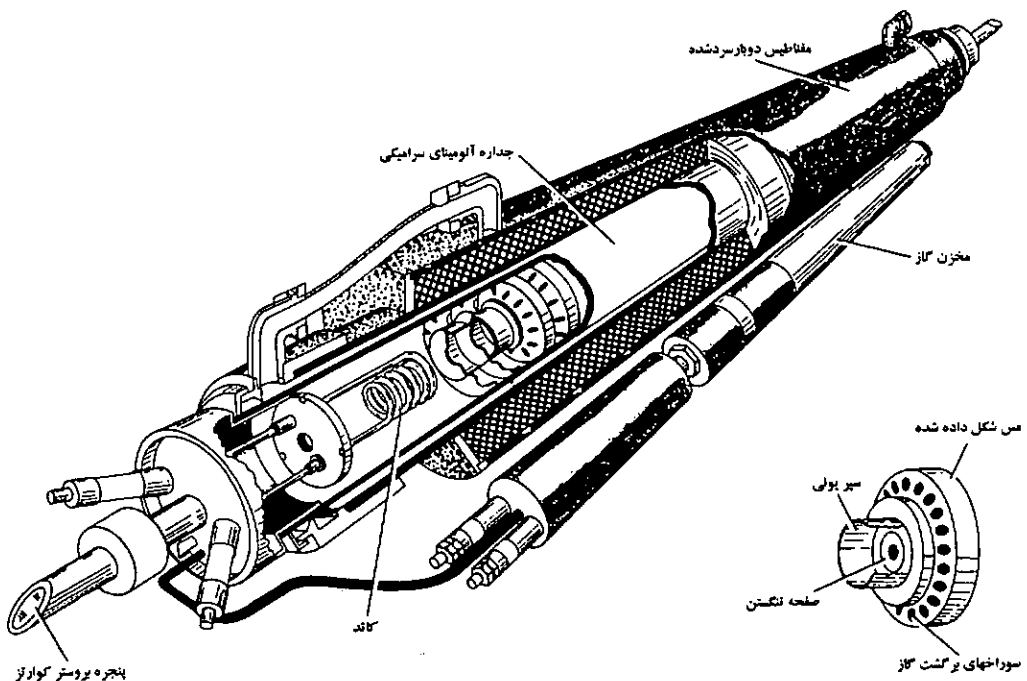
برای اینکه از فرار بی موقع الکترون ها از محیط بهره جلوگیری کنیم و از برخورد های الکترون ها با دیواره تیوب تخلیه ممانعت کنیم باید یک میدان مغناطیسی محوری اطراف تیوب فراهم کنیم.

ساختار لیزر:

لیزرهای یونی آرگون در تیوب های پلاسماي دما بالا با قطر داخلی $3-1$ میلی‌متر و طول حدود $0/1$ تا $1/8$ متر کار می‌کنند.

شکل ۹-۴ اجزای یک لیزر آرگون متداول را نشان می‌دهد، لوله تخلیه الکتریکی ساخته شده از بریلیوم دارای 30 cm طول و قطر دهانه 3 میلی‌متر است. لوله پر از گاز آرگون در فشار $0/7$

تور است و تحت تاثیر یک میدان مغناطیسی ۱۰۰۰ گاوسی قرار دارد، که تخلیه الکتریکی را متراکم می‌کند، چگالی الکترون را افزایش و در نتیجه آستانه را کاهش می‌دهد. یک جریان پایدار حدود ۴۰ آمپر در ۱۶۵ ولت از لوله عبور می‌کند، حاصل یک جریان حدود ۵۰۰ آمپر بر سانتیمتر مربع است. چنین چگالی‌های بالایی برای یونش تعداد کافی از اتم‌ها که هر یک از آنها انرژی برانگیختگی $35/5$ الکترون ولتی لازم دارند، ضروری است. یک گیرنده برای زدودن گازهای بیگانه تعبیه شده است. از آنجایی که وسیله با جریان مستقیم کار می‌کند، یون‌های مثبت تمایل به جمع شدن در انتهای کاتدی لوله دارند و چون سنگین تر از الکترون‌ها هستند، فشار گاز در آن انتها شروع به افزایش می‌کند، بنابراین یک لوله کناری برای برقراری فشار یکنواخت در طول لوله پیش‌بینی می‌شود. لیزر مذکور دارای توان خروجی ۳ وات است که از آن در هر یک از خطوط ۴۸۸ و ۵۱۵ نانومتر تقریباً ۱ وات با بهره ۰/۰۵ قابل دسترسی است.



شکل ۴-۹

بطور کلی با آرایش معمولی آینه‌ها تمام خطوط بطور همزمان تولید می‌شوند، گر چه تمامی آنها دارای توان ها و آستانه‌های خیلی متفاوت از هم هستند و بنابراین منشوری که تحت زاویه بروستر برش داده شود بصورت بخشی از حفره تعبیه شده است.

این کار اتلاف را برای تمام طول موج ها بجز یکی بسیار زیاد می‌کند و لیزر می‌تواند به آسانی با دوران آینه انتهایی به دور یک محور عمودی به سادگی به طول موج مورد نظر تنظیم شود.

توان خروجی به شدت بستگی به چگالی جریان دارد و افزایش قابل ملاحظه‌ای در توان می‌تواند با افزایش نسبتاً کوچک در جریان ایجاد شود. لیکن، این جریان با آهنگ اتلاف گرما محدود می‌شود، از این رو معمولاً آندو لوله تخلیه الکتریکی توسط گردش آب خنک می‌شوند لذا موادی نظیر بریلیم، بارسانایی گرمایی زیاد برسلیکا ترجیح دارند.

لیزرهای آرگون تجاری معمولاً در ۳ اندازه ساخته می‌شوند:

الف) توان بالا، جثه بزرگ، ب) توان متوسط، جثه کوچک خنک‌شونده با آب ج) توان پایین،

جثه کوچک خنک‌شونده با هوا

لیزرهای جثه بزرگ توان های پیوسته تا ۱۰۰ وات در چند طول موج و ۱۰ وات در ۵۱۵ نانومتر خروجی دارند، این لیزرها به توان ورودی ۶۰ kw یا بیشتر نیاز دارند و با خنک‌کننده آب با دبی ۵ گالن بر دقیقه در فشار $60 \frac{lb}{in^2}$ نیاز دارند. این لیزرها تقریباً طولشان ۲ متر و منبع تغذیه‌شان جداگانه است.

لیزرهای جثه کوچک توان های خروجی ۵ وات در چند طول موج و ۲ وات در تک خط را ارائه می‌دهند و به توان ورودی ۱۰kw و آهنگ خنک کردن ۲ گالن بر دقیقه با فشار $25 \frac{lb}{in^2}$ نیاز دارند. هر دوی این لیزرها به یک میدان مغناطیسی محوری نیاز دارند تا الکترون ها را برای مدت زمان طولانی داخل پلاسمای تخلیه نگه دارند و مانع از برخوردشان با دیواره لوله شوند.

لیزر یونی خنک شونده با هوا تقریباً ۱۰ mw مد TEM در ۴۸۸ دارد، نویز پرتو کمتر از ۲٪ قله به قله و کمتر از ۱٪ rms است در کمترین بسامد ها این لیزرهای اخیر به توان ورودی ۱ kw نیاز دارند و ابعاد لیزر ۳۵ cm طول و 15 cm^2 سطح مقطع می‌باشد.

مکانیزم تحریک: نمودار تراز انرژی برای گذارهای لیزر یونی آرگون در شکل ۹-۵ نشان داده شده است تحریک روشی متفاوت برای آرگون پالسی و لیزر آرگون پیوسته صورت می‌گیرد.

برای گذارهای لیزری مرئی تحریک لیزر پالسی توسط یک فرایند تک مرحله‌ای اتفاق می‌افتد که الکترون‌ها با اتمهای آرگون در تراز پایه $3P^0$ تصادف می‌کنند و آنها را مستقیماً به ترازهای تحریکی $Ar^+ 3p^4 4p$ یعنی $3p^4 4p$ می‌برند.

در لیزر آرگون cw تحریک ۲ مرحله‌ای است، الکترون‌ها ابتدا با اتم های $Ar 2$ برخورد می‌کنند و تولید یون آرگون می‌کنند، در مرحله بعد باز الکترون‌ها با یون آرگون برخورد می‌کنند. و یون آرگون را از حالت پایه به ترازهای بالای لیزری می‌برند، وازون سازی جمعیت بین ترازهای بالایی لیزر $3p^4 4p$ و ترازهای پایین لیزر $3p^4 4s$ انجام می‌شود.

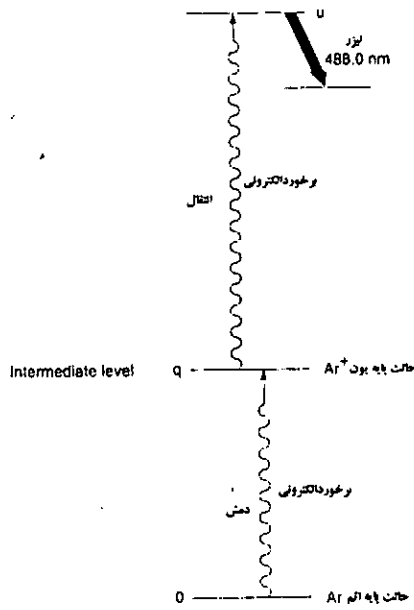
فرایند دو مرحله‌ای تحریک منجر به توان خروجی لیزر که متناسب با مربع جریان تخلیه می‌شود، بنابراین در جریان های تخلیه بالا عملکرد لیزر خیلی مطلوب است، ولی یک جریان پیشینه ای وجود دارد که در آن الکترون‌ها شروع به کاهش جمعیت تراز بالایی لیزر می‌کنند.

۹-۳) لیزر یونی کریپتون

شبه لیزر یونی آرگون است یعنی عملکرد لیزر و ترازهای انرژی آن شبیه آرگون است، فقط آینه‌های لیزر باید برای طول موج های گذار کریپتون تعویض شود و فشار بهینه آن نیز کمی تفاوت دارد. یعنی در حقیقت در همان لوله لیزریونی آرگون می‌توان، گاز کریپتون تزریق کرد، طول موجهای لیزر کریپتون، از $4067/1$ ، $4131/1$ ، $5309/9$ ، $5678/2$ ، $6471/1$ ، $6764/4$ می‌باشد که قویترین آنها در قرمز 6764 اتفاق می‌افتد.

بعضی از کارخانجات لیزر مخلوط Ar^+ و Kr^+ را تهیه می‌کنند که گذارهای آبی و سبز قوی بخوبی گذار قوی قرمز را می‌توان مشاهده کرد، و این لیزرها اغلب در کاربردهای چند رنگی استفاده می‌شود.

کاربردها: چشم‌پزشکی، برای درمان چشم، می‌دانیم افرادی که مرض قند دارند نوارهای کوچک خون داخل چشمشان ایجاد می‌شود، نوارهای خونی داخل زجاجیه نزدیک سطح حساس به نور یعنی شبکیه ایجاد می‌شود، اگر این نوارهای خونی برطرف نشوند بیمار کور می‌شود. برای برطرف کردن این نوارها، پزشک لیزر آرگون را داخل چشم هدایت می‌کند، طول موج های سبز و آبی توسط نوارهای خونی، بخوبی جذب می‌شوند و بنابراین آنها را تجزیه می‌کنند ولی بقیه اجزاء چشم این طول موج را جذب می‌کنند و تجزیه نمی‌شوند. لیزرهای Ar همچنین در دمش لیزرهای Dye پیوسته استفاده می‌شود.



شکل ۵-۹

چون شدتشان خیلی زیاد است بخصوص در طول موج های سبز و آبی برای چاپگرهای لیزری مناسب هستند، لیزر می‌تواند در یک نقطه متمرکز شود و با آهنگ خیلی سریع کار اسکن را برای چاپگرها انجام دهد.

در لیدار زیر آب هم کاربرد دارد چون طول موج سبز - آبی کمترین جذب را در آب دارد و بنابراین می‌تواند در تحقیقات زیر آب و مخابرات زیر آب بکار رود. بازدهی لیزرهای Ar^+ و kr^+ حدود ۰/۰۳٪ است.

$$\lambda_{ul} = 488 \text{ و } 515 \text{ nm}$$

$$\tau_u = 10 \text{ ns}$$

$$\Delta N_{ul} = 2 \times 10^{15} \frac{1}{\text{m}^2}$$

$$g_0 = 0.5 \frac{1}{\text{m}}$$

$$e^{\sigma_{ul} \Delta N_{ul} L} = 0.1 - 0.5$$

$$1200 = \text{دمای گاز } C^\circ$$

پیوسته = مد

$$100 \text{ mw} - 50 \text{ W} = \text{توان خروجی}$$

۹-۴) لیزر He-Cd

این لیزر شاید شناخته شده‌ترین و پر استفاده‌ترین لیزر پیوسته بخار فلزی است. یک خروجی آبی رنگ در $441/6 \text{ nm}$ دارد و یک خروجی هم در 354 و 325 که گذار 325 nm نسبت به گذار 354 nm دارای توان خروجی بیشتری است.

لیزرهای He-Cd که در نواحی طیفی قرمز و سبز با تخلیه های مختلف کار کنند مشاهده شده‌اند ولی بطور تجاری در دسترس نیستند. Cd طبیعی شامل همسانگر های 106 ، 108 ، 110 ، 111 ، 112 ، 113 ، 114 ، 116 می‌باشد که هر کدام از این همسانگر ها دارای $1/1$ تا $1/5 \text{ GHz}$ پهنای خط نشری روی گذارهای لیزری می‌باشد و تعدادی از آن بطور تقریبی پهنای طیفی $1/5 \text{ GHz}$ دارد.

این لیزرها در تیوب های استوانه‌ای به قطر $1-2$ میلی‌متر شامل گاز He در فشار چندین تور و فشار جزئی Cd که تقریباً $1/1$ He است با تخلیه DC جریان $60-100$ میلی‌آمپر تخلیه الکتریکی کار می‌کنند.

Cd تا دمای 260 درجه سانتیگراد گرم می‌شود در قسمت آند که انتهای تیوب تخلیه است و سپس توسط میدان الکتریکی اعمال شده بر یون های Cd به سمت انتهای دیگر تیوب که کاتد است انتقال می‌یابند و در ناحیه کاتد متمرکز می‌شوند.

با چندین گرم فلز Cd که داخل تیوب ریخته شود (در مخزن آند) طول عمر این لیزر 4000 تا 5000 ساعت می‌باشد. حداکثر توان آن از 10 تا 200 میلی وات در تغییر است.

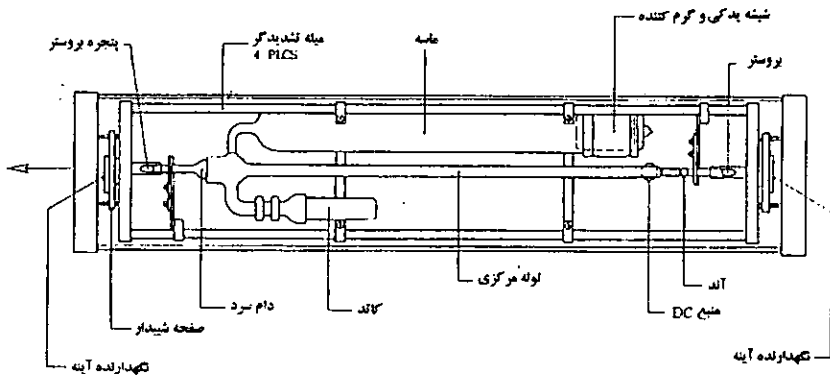
طول موج های خروجی را می‌توان توسط آینه خروجی انتخاب کرد که طول موج 325 آن که ماوراءبنفش است کاربرد زیادی دارد. یک مسئله عمده در هر لیزر بخار فلز، برقراری توزیع صحیح بخار در لوله است که برای اینکه توان خروجی بهینه باشد، ضرورت دارد:

تحت شرایط عادی، اتم های یونیده Cd که ترازهای انرژی لازم برای عمل لیزر را فراهم می‌سازند بطرف آند کشیده می‌شوند، این پدیده بنام Cataphoresis معروف است و سبب تولید یک شیب در غلظت یون می‌شود، به نحوی که غلظت فقط در یک نقطه از طول لوله بهینه است، اگر لوله به حد کافی پهن باشد پخش از این اثر ممانعت و از تشکیل شیب های بزرگ غلظت جلوگیری می‌کند. با این وصف بهره لیزر He-Cd با قطر لوله تناسب عکس دارد بنابراین لوله‌های با قطر کوچک هم مطلوب تر و هم عملی‌تر هستند.

چگالی نسبتاً یکنواخت بخار کادمیم، با جاری کردن کادمیم در طول لوله به طرف کاند بدست می‌آید و بدین ترتیب با کانافوریز نیز مقابله می‌شود. خود لوله گاز توسط تخلیه الکتریکی به حد کافی گرم می‌شود تا از چگالش بخار کادمیم جلوگیری شود.

شکل ۹-۶ اجزای اصلی یک لیزر He-Cd را نشان می‌دهد، برای حصول بهره بیشینه طول لوله لیزر در حدود ۲ متر است. یک مخزن گرم شده از Cd واقع در انتهای آند، منبعی از یون‌ها را فراهم می‌سازد که در امتداد لوله از طریق کاند جاری می‌شوند و در دیواره‌های سرد در طرف دیگر کاند چگالش می‌یابند.

اتلاف انرژی در حدود ۳ وات بر هر سانتیمتر طول لوله است لذا بر خلاف لیزر Ar^+ که نیاز به خنک‌کننده آبی دارد، خنک‌کننده جابجایی ساده را می‌توان بکار برد. معلوم شده است که اگر بجای مخلوطی از همسانگرها که صورت طبیعی فلز است، از همسانگر منفردی استفاده شود خروجی‌های بزرگتری بخصوص در ۳۲۵ nm حاصل می‌شود.



شکل ۹-۶

در لیزرهای بخار فلزی بر خلاف لیزرهای گاز یونی دو فرایند کاملاً متفاوت دمش وجود دارد که مورد استفاده واقع می‌شوند (در لیزر Ar^+ چون ترازهای لیزری‌اش از نظر انرژی خیلی بالا هستند این فرایندها را نمی‌توان بکار برد).

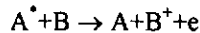
الف: یونش پنینگ

ب) یونش انتقال بار الکتریکی

چون این دو فرایند تک مرحله‌ای هستند، آهنگ دمش برخلاف لیزرهای گاز یونی (که با J^1 یا J^2 متناسب است) اکنون با J متناسب خواهد بود بدین ترتیب در لیزرهای بخار فلزی در

مقایسه با لیزرهای گاز یونی، چگالی جریان و توان الکتریکی کمتری در واحد طول مورد نیاز است.

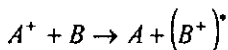
فرایند یونش پنینگ را می‌توان بصورت:



نوشت که یون B^{\bullet} در حالت نهایی خود می‌تواند برانگیخته باشد یا نباشد. البته تنها در صورتیکه انرژی برانگیختگی اتم تحریک شده A^{\bullet} بیشتر یا مساوی با انرژی لازم برای یونیدن اتم دیگر B باشد این امر می‌تواند اتفاق بیفتد.

انرژی اضافی به انرژی جنبشی الکترون منتقل می‌شود، هنگامیکه نمونه‌های برانگیخته شده A^{\bullet} در حالت شبه پایدار باشند فرایند بسیار پر اهمیت است. توجه کنید که بر خلاف انتقال انرژی تشدید، یونش پنینگ فرایندی است غیر تشدید، تنها کافی است که انرژی برانگیختگی A^{\bullet} بزرگتر از مجموع انرژی یونش و انرژی برانگیختگی اتم B باشد (اگر قرار باشد که اتم B در یک حالت برانگیخته واقع شود)، در واقع هر انرژی اضافی می‌تواند به انرژی جنبشی الکترون‌های رها شده انتقال یابد.

از سوی دیگر، یونش انتقال بار فرایندی است از نوع:



در اینجا انرژی یونش اتم A به انرژی یونش به علاوه انرژی برانگیختگی اتم B منتقل می‌شود چون در این مورد الکترونی از اتم خارج نمی‌شود، فرایند باید تشدید باشد. انرژی یونش اتم A باید برابر با انرژی یونش به علاوه انرژی برانگیختگی اتم B باشد اگر یون A^{\bullet} در حالت شبه پایدار باشد (یعنی دارای طول عمر طولانی باشد) این فرایند مخصوصاً مؤثر خواهد بود.

پس از این بحث کوتاه در سازوکارهای اصلی دمش لیزرهای بخار فلزی، اکنون به بررسی دو نمونه بسیار متداول از این گروه می‌پردازیم:

لیزرهای He-Cd و He-Se، ترازهای انرژی سامانه He-Cd در شکل ۸-۹ نشان داده شده است.

بدین ترتیب ملاحظه می‌شود که لیزر He-Cd عمدتاً با فرایند یونش پنینگ دمیده می‌شود.

حالت های شبه پایدار 2^1S و 2^2S اتم He قادر است که حالت های $^2D_{\frac{3}{2}}$ و $^1D_{\frac{5}{2}}$ یا

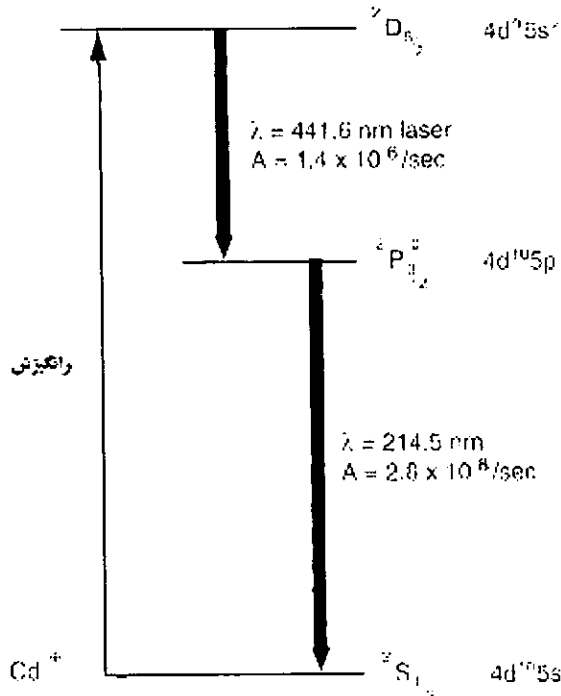
حالت های $^2P_{\frac{3}{2}}$ و $^1P_{\frac{1}{2}}$ اتم Cd^+ را برانگیزد.

با وجود اینکه فرایند غیر تشدید می است، ولی ثابت شده است که سطح مقطع برای برانگیختن حالت های D تقریباً ۳ برابر بزرگتر از سطح مقطع برای حالت های P است ولی آنچه که بیشتر حائز اهمیت است آن است که طول عمر حالت های D (۱۰۰ ns) از طول عمر حالت های P (۱ ns) بسیار بیشتر است، بنابراین وارون سازی جمعیت بین حالت های D و P بسادگی ایجاد و عمل لیزر روی خطوط زیر حاصل می شود:



سپس یون های Cd^+ با فروافت تابشی به حالت پایه $^1S_{\frac{1}{2}}$ سقوط می کنند.

لیزر بخار فلزی از نظر ساختمانی شبیه He-Ne است که رسم کردیم ولی در یکی از انواع این لیزر، لوله لیزر دارای محفظه کوچکی در زیر آند است که فلز در آن جای می گیرد، برای ایجاد فشار مورد نظر در لوله این محفظه تا دمای نسبتاً بالایی (دمای Cd حدود 26° گرم می شود، هنگامیکه تخلیه در بخار صورت می گیرد برخی از اتم ها یونیده می شوند و بطرف کاتد مهاجرت می کنند، برای جلوگیری از تراکم بخار روی دیواره های لوله، تخلیه الکتریکی به اندازه کافی گرما ایجاد می کند. ولی، وقتی بخار به ناحیه کاتد می رسد که در آنجا تخلیه ای در کار نیست و دما پایین است، شروع به متراکم شدن می کند. نتیجه آنکه جریان مداومی از بخار فلزی از آند به کاتد در جریان است (این جریان الکتروفورز نامیده می شود) بنابراین باید مقدار کافی Cd (۱ گرم به ازاء هر ۱۰۰۰ ساعت) برای عمر لوله در نظر گرفت. لیزرهای He-Cd و He-Se می توانند توان های خروجی ۱۰ تا ۲۰۰ میلی وات را تولید کنند.



شکل ۷-۹

کاربردهای لیزر He-Cd:

چون لیزر He-Cd توان پایین‌تری دارد بنابراین احتیاج به سرد کننده آبی ندارد، طول موج آبی آن برای نوشتن روی مواد حساس به نور بکار می‌رود.

برای تجزیه فلورسانسی هم، طول موج های کوتاهتر لیزر He-Cd اغلب از لیزر یونی آرگون مفیدتر خواهد بود.

از لیزرهای He-Cd بطور وسیعی برای بررسی و بازرسی بردهای الکترونیکی استفاده می‌شود همچنین برای CD های رایانه، لوح های لیزری استفاده می‌شود. در آزمایش های رامان و فلوروسانسی، تکثیر گرافیکی و سامانه های فاکسی مایل نیز کاربرد دارد. [۳]

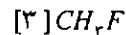
۹-۵) لیزرهای گاز مولکولی

گذار لیزری، گذار بین ترازهای انرژی مولکول است و بسته به نوع گذار درگیر، لیزرهای گازی مولکولی در یکی از ۳ دسته زیر قرار می‌گیرند:

الف) لیزرهای ارتعاشی - چرخشی: گذار بین ترازهای ارتعاشی یک حالت الکترونی (حالت پایه) است. اختلاف انرژی بین ترازهای درگیر در این نوع گذار طوری است که این لیزرها در مادون قرمز میانه و دور نوسان می‌کنند. ($5\mu\text{m}$ تا $300\mu\text{m}$) مثل لیزر N_2 (1060 nm)

ب) لیزرهای ارتعاشی - الکترونی: گذار بین ترازهای ارتعاشی حالت های مختلف الکترونی است طول موج در محدوده مرئی / فرابنفش می‌باشد. مثل لیزر N_2 ($337/1\text{ nm}$)

ج) لیزرهای کاملاً چرخشی: گذار بین ترازهای مختلف چرخشی یک حالت ارتعاشی انجام می‌شود. طول موج در مادون قرمز دور ($25\mu\text{m}$ تا $1000\mu\text{m}$) قرار می‌گیرد. مثل لیزر (496000 nm)



۹-۵-۱) لیزر CO_2 و انواع آن

پر قدرت‌ترین و کاراترین لیزرهاست و از نظر قابلیت کاربردهای صنعتی در مرتبه‌ای بالا قرار دارد. هم می‌تواند پالسی باشد و هم می‌تواند پیوسته کار کند.

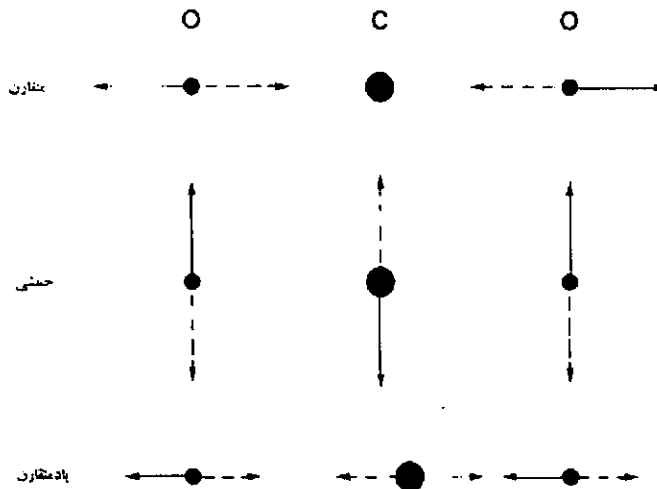
در لیزر CO_2 از مخلوط مناسبی گاز N_2 ، CO_2 و He استفاده می‌شود و عمل لیزر بین حالت های ارتعاشی مولکول CO_2 به اجرا در می‌آید. وجود N_2 و He بازدهی لیزر را به مقدار خیلی زیادی افزایش می‌دهد (بازدهی کل ۱۵٪ تا ۲۰٪) و بالاترین توان موج cw حدود ۱ Mw لیزر GDL گزارش شده است. نقش N_2 مثل نقش He در لیزر He-Ne است.

اضافه کردن He نیز برای کاهش دما می‌باشد، چون هدایت گرمایی بالایی دارد، این گاز با منتقل ساختن گرما به طرف دیواره‌های لوله تخلیه نقش سردکردن CO_2 را بهعهده دارد.

۵۰ تا ۱۰۰ وات آن برای جراحی با لیزر، تا ۵۰۰ وات برای حکاکی روی سرامیک، برش مواد غیر فلزی، پیرایش مقاومت، جوشکاری فلزات با ضخامت چند میلیمتر استفاده می‌شود.

ترازهای ارتعاشی مولکول CO_2 نسبت به مولکول های دو اتمی قدری پیچیده‌تر است چون CO_2 یک مولکول ۳ اتمی است. در این مورد ۳ مد ارتعاشی وجود دارد که در شکل ۹ آمده است.

بنابراین رفتار نوسانی مولکول با ۳ عدد کوانتومی n_1 و n_2 و n_3 (که تعداد کوانتوم‌های هر مد را نشان می‌دهد) مشخص می‌شود. مثلاً تراز (۰۱۰) نشان دهنده نوسانی است که یک کوانتوم ارتعاشی در مد ν_2 (خمشی) وجود دارد. چون مد خمشی کوچکترین ثابت نیرو را نسبت به سایر مدها دارد، لذا این تراز دارای پایین‌ترین انرژی است.



شکل ۸-۹

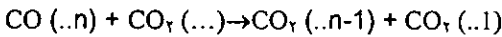
در اینجا باید ذکر کرد که برای یک مولکول خطی N اتمی، $3N-5$ مد وجود دارد. در حقیقت برای CO_2 (که $N=3$)، ۴ مد ارتعاشی داریم و مد خمشی دوبار واگن است؛ ارتعاش خمشی در صفحه شکل و در صفحه عمود بر آن صورت می‌گیرد.

تقارن ارتعاشهای مد ν_2 با گشتاور زاویه‌ای l مشخص می‌شود که بصورت عددی در بالای وضعیت ارتعاشی ظاهر می‌شود. مثلاً (۰۱'۰) مربوط به تقارن $\pi_{||}$ و (۰۲'۰) مربوط به نوع Δ_g است. عمل لیزر روی شاخه‌های چرخشی P و R در گذارهای $(1,0) \rightarrow (0,1)$ در طول موج $10,600 \text{ nm}$ و $(0,2) \rightarrow (0,1)$ در 9600 نانومتر صورت می‌گیرد.

شاخه P از قانون $\Delta J = -1$ و شاخه R از قانون $\Delta J = +1$ تبعیت می‌کند. شاخص بالای l ناشی از این است که در این مد ارتعاشی خمشی واگن دوگانه است ارتعاش هم در صفحه شکل و هم در صفحه عمود بر آن صورت می‌گیرد. بنابراین ارتعاش خمشی متشکل از ترکیب مناسبی از این دو ارتعاش است. شاخص بالای l این ترکیب را مشخص می‌سازد. دقیقتر گفته باشیم $l\hbar$ گشتاور زاویه‌ای این ارتعاش را نسبت به محور مولکول CO_2 بدست می‌دهد.

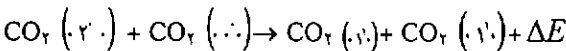
مثلا در حالت (۰۲۰) که $\ell = 0$ ، دو ارتعاش واگن چنان ترکیب می‌شوند که گشتاور زاویه‌ای $h = 0$ را بدست می‌دهد. دمش تراز بالای (۰۰۱) لیزر با دو فرایند اجرا می‌شود:

(۱) برخورد های الکترونی مستقیم، مثل $e + CO_2(000) \rightarrow e + CO_2(001)$ همچنین برخورد های الکترونی می‌تواند منجر به برانگیختگی های $(۰۰n)$ شود که با برخوردهای نزدیک تشدید، مولکول های برانگیخته CO_2 به حالت (۰۰۱) و اهلهش می‌یابند.

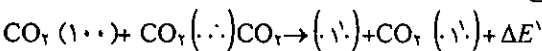


(۲) انتقال انرژی ارتعاشی به ارتعاشی از مولکول N_2^* به مولکول CO_2 . چون اختلاف انرژی دو تراز $N_2(v=1)$ و $CO_2(۰۰۱)$ خیلی کوچک است، $\Delta E = 18 \text{ cm}^{-1}$ این انتقال انرژی دارای احتمال بالایی است. علاوه بر آن تحریک N_2 از حالت پایه به حالت $N_2(v=1)$ در اثر برخورد الکترونی احتمال بالایی را دارد و این تراز، $N_2(v=1)$ نیز نیمه پایدار است. بدین ترتیب می‌بینیم که مولکول تحریکی N_2 با تشدید خوبی که با مد ارتعاش نامتقارن CO_2 دارد [تا (۰۰۴)] منبع انرژی مناسبی برای انبوه شدن تراز بالای مولکول CO_2 محسوب می‌شود.

حالت های پایینی (۰۲۰) و (۱۰۰) مولکول CO_2 با انتقال انرژی نزدیک تشدید در اثر برخورد با مولکول های تحریک نشده CO_2 به حالت (۰۰۱) و اهلهش می‌یابند.

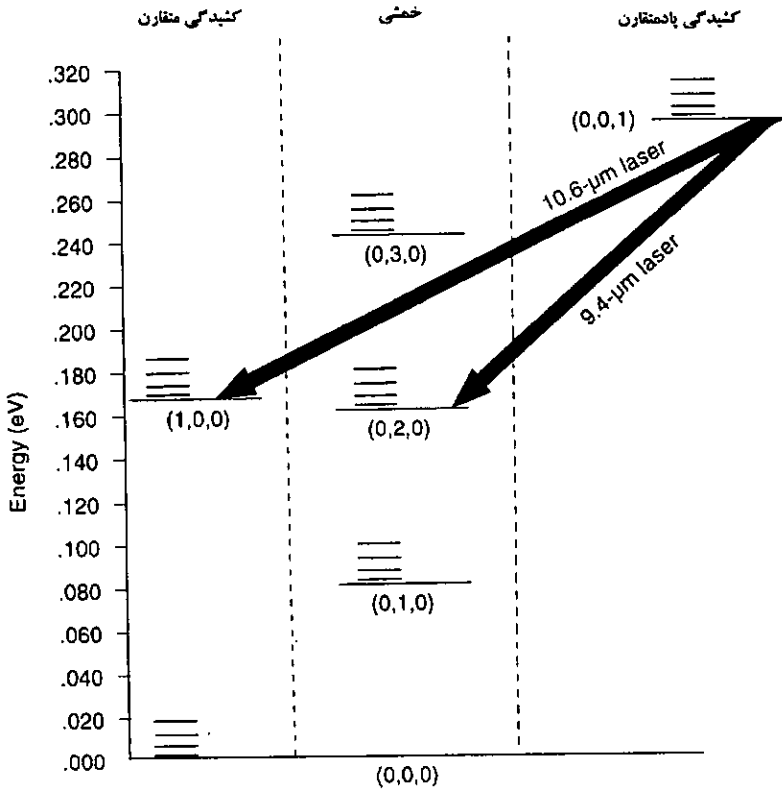


احتمال وقوع فرایندهای بالا بسیار زیاد است. علاوه بر آن گذار بین حالت های (۱۰۰) و (۰۲۰) نیز خیلی سریع است و لذا یک جفت شدگی شدید بین این دو مد وجود دارد (تشدید فرمی). بدین ترتیب سه تراز (۱۰۰) ، (۰۲۰) و (۰۰۱) در مدت کوتاهی به حالت ترازمندی می‌رسند. آنچه باقی می‌ماند فروافت تراز (۰۰۱) به حالت پایه (۱۰۰) است. اگر این فروافت آهسته باشد در مدت عمل لیزر مولکول ها در (۰۰۱) تجمع می‌کنند.



بعلت ترازمندی حرارتی (۰۰۱) با ترازهای (۱۰۰) و (۰۲۰) ، تجمع جمعیت در (۰۰۱) منجر به تجمع جمعیت در دو تراز (۰۲۰) و (۱۰۰) می‌شود. بدین ترتیب آهسته شدن فروافت هر سه تراز حاصل می‌شود. ولی در اجرای عمل گذار لیزری $(۰۰۰) \rightarrow (۰۰۱)$ در فرایند کلی فروافت می‌باید به سرعت انجام گیرد تا موجب ایجاد گردن بطری در وارونی جمعیت نشود، اصطلاح گردن بطری را به منظور ممانعت در تخلیه جمعیت بکار می‌برند. برای سرعت دادن به اهلهش (۰۰۱) از گاز هلیوم استفاده می‌شود که به مخلوط CO_2 و N_2 (با نسبت های معین) افزوده می‌شود. در اثر

برخورد (۱۰) CO_2 با اتم‌های هلیوم در مخلوط گاز انتقال انرژی ارتعاشی به انتقالی (V-T) صورت گرفته منجر به واهلش مولکول به حالت پایه می‌شود، همچنین باید ذکر کرد که نقش دیگر هلیوم سرد کردن CO_2 می‌باشد.



شکل ۹-۹

در لیزرهای پیوسته CO_2 برای آنکه از جمعیت تراز پایین لیزر کاسته شود الزامی است که از افزایش جمعیت این ترازها از طریق تحریک حرارتی جلوگیری بعمل آید، به همین خاطر جریان آب خنک از غلافی در اطراف لوله اصلی تخلیه عبور داده می‌شود.

نسبت $\frac{E}{P}$ در لیزر CO_2 (E میدان الکتریکی و P فشار گاز است) برای نسبت‌های مساوی

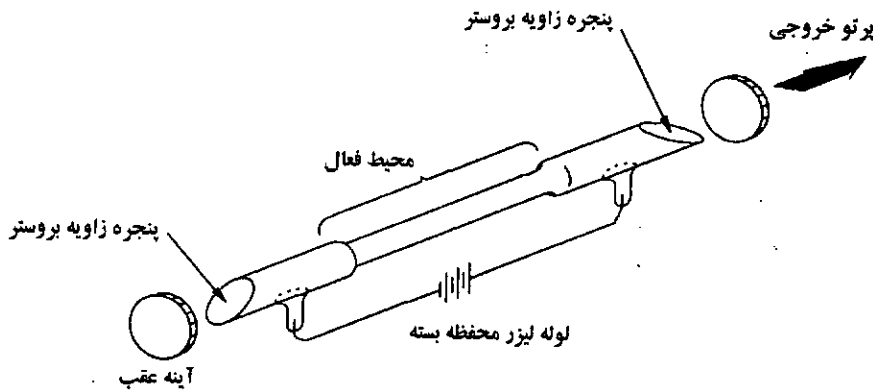
CO_2 و N_2 از ۵ تا ۱۰ وات بر سانتیمتر بر میلی‌متر جیوه تغییر می‌کند. [۳]

انواع لیزرهای CO₂

از نظر وضع ساختمانی لیزرهای CO₂، آنها را به ۷ گروه تقسیم‌بندی می‌کنند:
الف) لیزرهای CO₂ طولی با جریان آهسته گاز:

این لیزر، اولین نمونه لیزر CO₂ است که در سال ۱۹۶۴ با توان کم ساخته شد. لیزر با لوله دو جداره ساخته می‌شود که در لوله مرکزی مخلوط گاز جریان دارد و در غلاف خارجی آب خنک عبور داده می‌شود.

در این نوع لیزر محدودیت در افزایش توان خروجی (در واحد طول لیزر) وجود دارد و بیشینه توان خروجی این لیزر $\frac{W}{m}$ ۵۰-۶۰ است. در واقع ثابت می‌شود که توان بهینه لیزر CO₂ طولی با جریان آهسته گاز تنها به طول تخلیه بستگی دارد. این نوع لیزر در جراحی لیزری، برش سرامیک و صفحات برای صنعت الکترونیک بکار برده می‌شود. شکل ۹-۱۰ این لیزر را نشان می‌دهد.



شکل ۹-۱۰

ب) لیزر CO₂ طولی با جریان سریع گاز

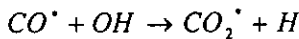
برای غلبه بر محدودیت در توان خروجی لیزر CO₂ طولی با جریان آهسته گاز، یک راه آن است که جریان گاز با سرعت بسیار زیاد فوق صوتی از لوله عبور داده می‌شود، در این مورد گرما با خارج کردن مخلوط داغ گاز از محیط منتقل می‌شود. گاز منتقل شده را می‌توان توسط یک مبدل حرارتی سرد کرده و مجدداً داخل لوله لیزر فرستاد. در این لیزر چگالی جریان بهینه وجود ندارد و توان خروجی لیزر با افزایش چگالی، جریان افزایش می‌یابد.

قدرت خروجی تقریباً $1 \frac{kw}{m}$ از این لیزر گزارش شده است. به جز سرد کردن مخلوط گاز، قبل از اینکه مخلوط گاز سرد شده به داخل لوله لیزر فرستاده شود آنرا از کاتالیزور مناسبی نیز عبور می‌دهند تا CO تولید شده در تخلیه با اکسیژن ترکیب شده (بعلت تجزیه CO_۲ مقداری O_۲ هنگام تخلیه بوجود می‌آید) و مولکول CO_۲ مجدداً تولید شود.

این نوع لیزر CO_۲ (با قدرت های ۱-۳ kw) برای برشکاری فلزی (ضخامت چند میلیمتر) در صنعت بکار برده می‌شود.

ج) لیزر CO_۲ محفظه بسته:

در لیزرهای طولی شکل ۸-۱۲ با محبوس نگهداشتن مخلوط گاز در لوله تخلیه ظرف چند دقیقه عمل لیزر متوقف می‌شود. علت این امر آن است که محصولات واکنش شیمیایی که در تخلیه حاصل می‌شوند (مخصوصاً CO) از محیط خارج نشده بلکه روی دیواره‌ها جذب شده و یا با الکترودها واکنش می‌کنند. نتیجه امر تجزیه شدن ۲CO خواهد بود، برای آنکه لیزر بصورت محفظه بسته عمل کند، حضور H_۲O (به مقدار ۱٪) در مخلوط گاز به تولید مجدد ۲CO توسط واکنش زیر کمک خواهد کرد.



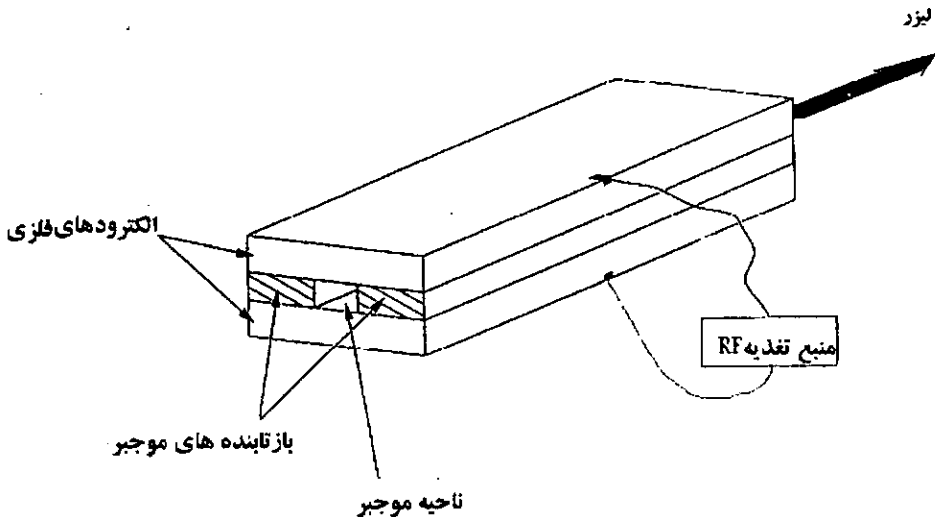
که CO* و CO_۲* مولکول های تحریکی هستند. در واقع چون اکسیژن در تخلیه بوجود می‌آید، تنها افزودن هیدروژن (بجای H_۲O) به مخلوط گاز کافی خواهد بود. یک راه دیگر، استفاده از کاتد داغ Ni (۳۰۰°C) است. با این روش عمر لوله‌های لیزر متجاوز از ۱۰۰۰۰ ساعت نشان داده شده است.

این لیزرها توانایی تولید $60 \frac{w}{m}$ را دارند. از لیزر محفظه بسته ۱۰ وات برای جراحی میکرونی با لیزر استفاده می‌شود.

د) لیزر CO_۲ موجبر:

اگر قطر لیزر شکل ۱۰-۳ حدود ۲ تا ۴ میلیمتر انتخاب شود وضعیتی حاصل می‌شود که تابش لیزری توسط دیواره داخلی لوله لیزر هدایت می‌شود. لوله‌های BeO و SiO_۲ بهترین عملکرد را از خود نشان داده‌اند بعلت کوچکی قطر داخلی، فشار کاری لیزر را می‌توان بالا برد (۱۰۰-۲۰۰ میلی‌متر جیوه) که این امر موجب افزایش بهره لیزر می‌شود و لذا لیزر CO_۲ با طول کوچکتر از ۵۰ cm را بدون اشکال می‌توان ساخت. بنابراین، این لیزر در جایی که توان‌های کمتر از ۳۰ وات مورد نیاز باشد کاربرد دارد.

مزیت اصلی این لیزر دامنه نسبتاً وسیع تنظیم است ($\approx 1\text{GHz}$) که در نتیجه افزایش در فشار کار بهینه است (۱۰۰ تا ۲۰۰ تور). اگر قرار باشد لیزر بعنوان نوسانگر موضعی در آزمایش های اپتیکی هترودین بکار رود، این خاصیت بسیار جالب توجه است.



توجه: آینه ها در شکل نشان داده نشده اند.

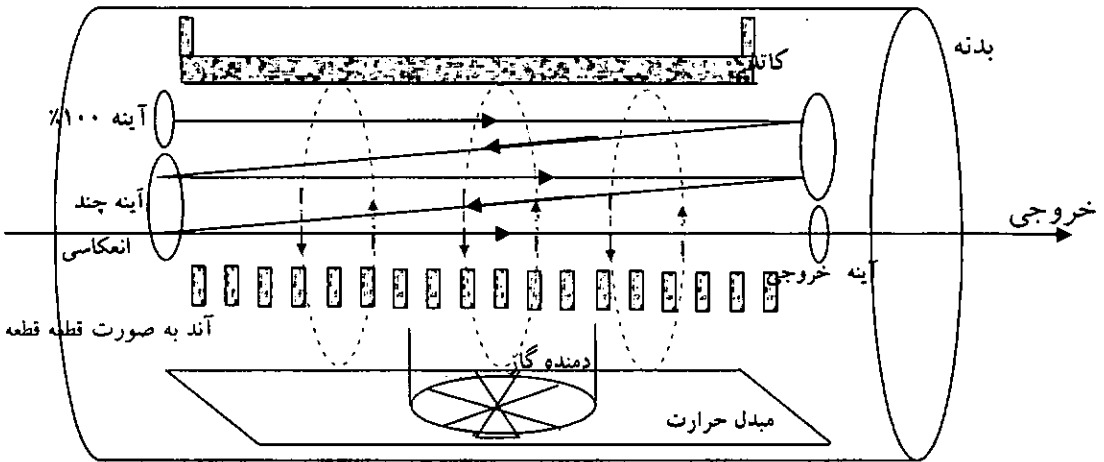
شکل ۹-۱۱

ها) لیزر CO_2 با جریان عرضی گاز:

یک راه دیگر برای از بین بردن محدودیت قدرت خروجی لیزر CO_2 با جریان آهسته گاز آن است که مخلوط جریان گاز در امتداد عمده بر تخلیه عبور داده شود. اگر جریان گاز به اندازه کافی سریع عبور داده شود گرما از طریق همرفت از محیط خارج می شود و لذا از این نوع لیزر می توان قدرت چند $\frac{kw}{m}$ را دریافت کرد.

فشار کاری بهینه این لیزر حدود 100mmHg است که چندین بار زیادتر از لیزرهای طولی با قطر بزرگ است. افزایش فشار P لازم می دارد که ولتاژ الکتریکی نیز افزایش داده شود (چون $\frac{E}{P}$ تقریباً ثابت است). بنابراین نمی توان از نوع لیزری که در ۹-۱۰ رسم کردیم استفاده کرد (چون مستلزم استفاده از ولتاژهای ۱۰۰ تا ۵۰۰ KV خواهد بود)، بدین سبب است که تخلیه الکتریکی در امتداد عمده بر محور تشدید کننده اجرا می شود (لیزرهای TE یعنی لیزرهای با میدان الکتریکی عرضی).

شکل ۸-۱۴ طرحی از این نوع لیزر را نشان می‌دهد. در این شکل کاتد به صورت میله فلزی است و آند از الکترودهای متعدد تشکیل شده است. لیزرهای TE با جریان سریع عرضی گاز و قدرت های بالا ۱-۲۰ کیلووات در بسیاری از کارهای صنعتی (نظیر برشکاری، جوشکاری، سخت‌سازی فلزی و آلیاژهای فلزی سطحی) بکار برده می‌شوند.



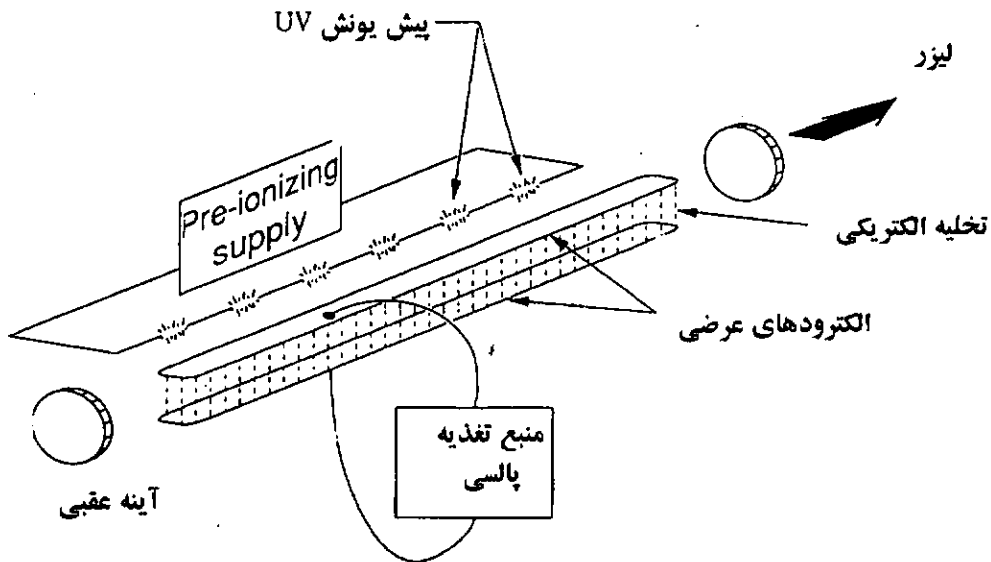
شکل ۹-۱۲

(و) لیزر CO_2 فشار اتمسفری با تخلیه عرضی (TEA):

در لیزرهای CO_2 پیوسته نمی‌توان فشار گاز را به بالاتر از ۱۰۰ میلی‌متر جیوه افزایش داد و افزایش فشار بروز قوس‌های الکتریکی را به همراه دارد. برای اینکه این اشکال بر طرف شود می‌توان ولتاژ را بصورت پالسی به الکترودهای عرضی اعمال کرد. اگر مدت پالس نسبتاً کوتاه باشد (کسری از μs) نا پایداری تخلیه، فرصتی برای توسعه نخواهد یافت و فشار کاری لیزر می‌تواند به فشار اتمسفری یا بالاتر از آن افزایش داده شود بدین سبب است که این لیزرها را نوع TEA که به مفهوم تخلیه عرضی در فشار اتمسفر است می‌نامند. بدین ترتیب خروجی این لیزر بصورت پالسی است و می‌توان انرژی در واحد حجم تخلیه زیادی (۱۰ تا $50 \frac{J}{lit}$) از آن بدست آورد. برای آنکه از تشکیل قوس الکتریکی جلوگیری بعمل آید نوعی یونش قبل از پالس تحریک اصلی را نیز باید به دستگاه تخلیه اعمال کرد (پیش یونش). در شکل ۱۰-۶ نمونه‌ای از لیزر CO_2 نوع TEA نشان داده شده است.

پیش یونش در این شکل با گسیل نور فرا بنفش از ردیف جرقه زن هایی حاصل می شود که به موازات طول محفظه لیزر قرار داده می شوند. گسیل ماوراءبنفش توسط این جرقه زن ها یونش مورد نیاز را از طریق یونش فوتونی و گسیل الکترون از الکترودها (با القاء توسط نور فرابنفش) فراهم می سازد. از سایر فنون پیش یونش می توان از پیش یونش باریکه الکترونی و پیش یونش اثر کورونا نام برد.

لیزرهای CO_2 نوع TEA در بسیاری از کاربردهای عملی جایگاه عمده ای دارند به علاوه در بعضی از کاربردهای صنعتی که مستلزم استفاده از لیزرهای پالسی است نیز مورد استفاده واقع می شوند. پالس های ۱۰۰ ژول با پهنای ۵۰ تا ۱۰۰ نانو ثانیه از این لیزر تولید شده است.



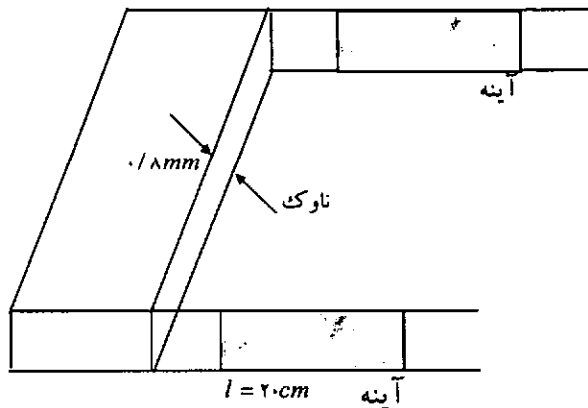
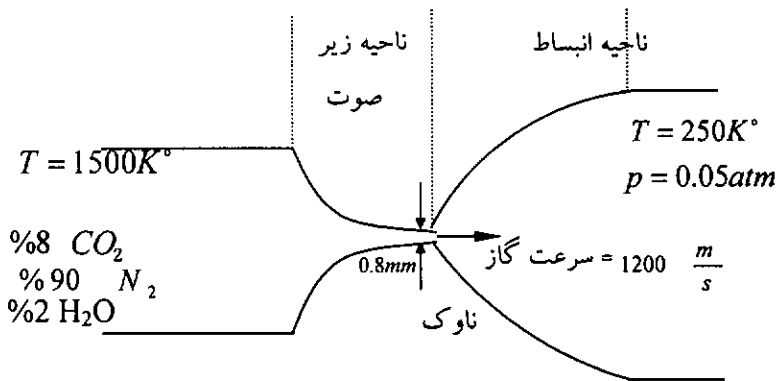
شکل ۹-۱۳

(ز) لیزر گاز دینامیکی CO_2 (GDL):

در این لیزر از مخلوط گازهای CO_2 (۸٪)، N_2 (۹۰٪) و بخار آب (۲٪) بعنوان محیط فعال استفاده می کنند، که عامل لیز دهنده فقط مولکول CO_2 است در این نوع لیزر وارون سازی جمعیت با تخلیه الکتریکی ایجاد نمی شود بلکه با انبساط سریع مخلوط گازی ایجاد می شود. بدینوسیله گاز خیلی سریعتر از آنچه مولکول های در حالت برانگیخته می توانند واهلش کنند، خنک می شود و بنابراین یک وارون سازی جمعیت بوجود می آورد.

طرز کار لیزر گاز - دینامیکی به شرح زیر خلاصه می شود:

فرض کنیم که ابتدا در ظرف مناسبی مخلوط گاز به دمای بالا (مثلاً $T = 1500^\circ K$) و به فشار بالا (مثلاً $P = 20 \text{ atm}$) رسیده باشد. چون نخست، گاز در ترازمندی گرمایی و در دمای بالایی است، جمعیت تراز (۰.۱) مولکول CO_2 مقدار قابل ملاحظه‌ای خواهد بود [حدود ۱۰٪ جمعیت حالت پایه]، البته جمعیت تراز پایینی از این مقدار زیادتر است (حدود ۲۵٪) و وارون سازی جمعیت وجود ندارد.



شکل ۹-۱۴

اکنون فرض کنیم که مخلوط گاز بوسیله ناوک های انبساطی و اداار به انبساط شود، چون انبساط بی دررو است دمای انتقالی مخلوط بسیار پایین می‌آید. بعلت واهلش ارتعاشی - انتقالی (V-T)، جمعیت های ترازهای بالایی و پایینی لیزر تمایل به واهلش تا مقادیر ترازمندی جدید دارند. ولی چون طول عمر حالت بالایی از طول عمر پایینی زیادتر است، واهلش تراز پایینی در

مراحل اولیه فرایند انبساط رخ خواهد داد. بدین ترتیب ناحیه نسبتاً وسیعی از منطقه انبساط در امتداد جریان بوجود خواهد آمد که در آنجا وارونی جمعیت وجود دارد.

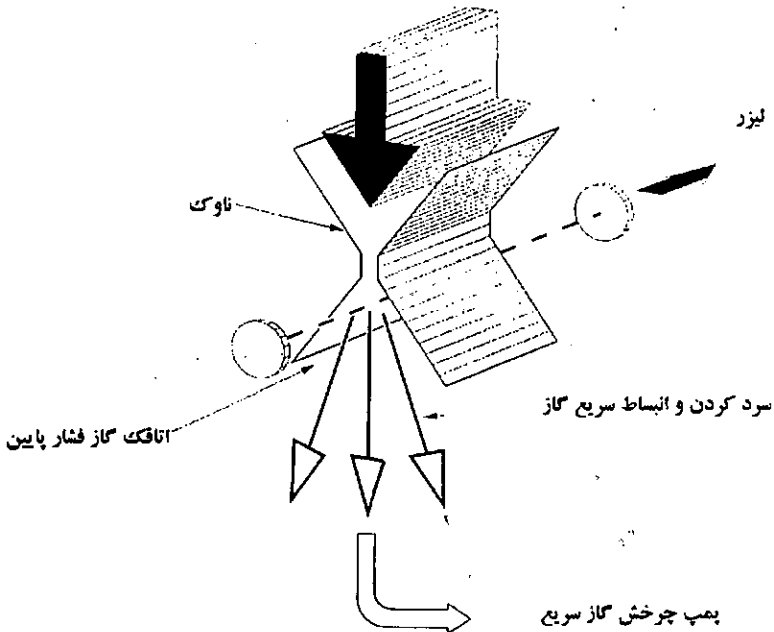
طول L این ناحیه تقریباً با مدت زمانی که طول می کشد تا مولکول N_2 بر انگیزتگی اش را به مولکول CO_2 انتقال دهد تعیین می شود. بدین ترتیب دو آینه لیزر را به شکل مستطیلی انتخاب می کنند و مثل شکل ۹-۱۵ قرار می دهند.

این روش وارون سازی جمعیت هنگامی بطور مؤثر عمل می کند که فرایند انبساط در مدت

زمانی که:

(الف) در مقایسه با طول عمر تراز بالایی لیزر کوتاه باشد. و

جریان سریع گاز فشار بالا



شکل ۹-۱۵

(ب) در مقایسه با طول عمر تراز پایینی لیزر بلند باشد، دما و فشار مخلوط را تقلیل دهد برای آنکه این شرایط برآورده شود، انبساط تا سرعت های مافوق صوتی (۴ ماخ) لازم است.

در نهایت متذکر می شویم که مخلوط گاز، معمولاً با احتراق سوخت های مناسبی (مثلاً

احتراق CO و H_2 یا بنزن C_7H_6 و نیتروکسید N_2O ، که نسبت $\frac{CO_2}{H_2O}$ را برابر $\frac{2}{1}$ می کند) به دمای

بالای اولیه اش رسانده می شود.

توان حاصل از یک لیزر GDL در حالت پیوسته به ۱ MW می‌رسد. بازدهی سامانه کم است و از ۱٪ تجاوز نمی‌کند، علت این بازدهی کم آن است که اولاً انرژی جنبشی شار گاز برای عمل لیزر بدون استفاده است و ثانیاً مولکول‌های تحریک شده N_2 به سرعت از محیط خارج می‌شوند و لذا زمان کافی برای انتقال انرژی ارتعاشی را به مولکول CO_2 نخواهند داشت، بدین ترتیب بسیاری از مولکول‌های CO_2 نمی‌توانند در عمل لیزر شرکت کنند.

لیزرهای گاز دینامیکی CO_2 ، ابتدا برای کاربردهای نظامی طراحی شدند ولی امروزه از توان‌های پایین آن در پردازش مواد هم استفاده می‌شود. [۷]

۹-۵-۲) لیزر مولکولی N_2

لیزر مولکولی N_2 طبیعتاً یک لیزر پالسی است که توسط تخلیه الکتریکی دمیده می‌شود و طول موج خروجی آن $337/1$ نانومتر است.

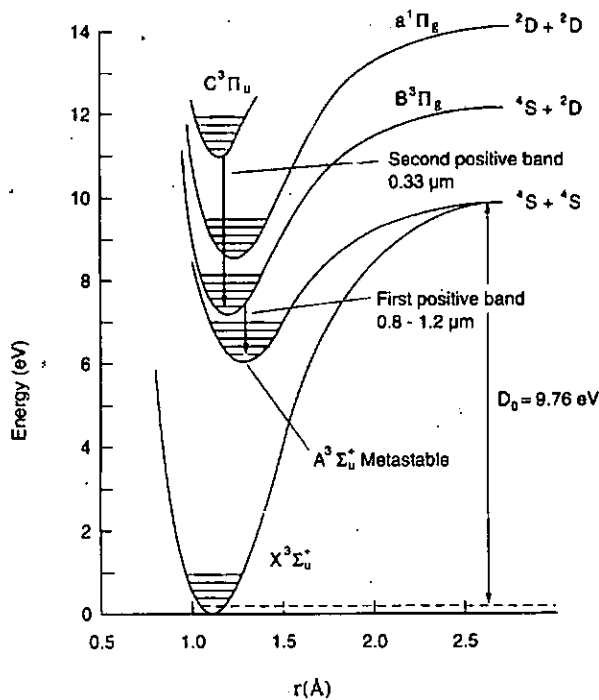
گذار لیزری مربوط به $B^2\pi_g \rightarrow C^2\pi_u$ می‌باشد که دو تراز ارتعاشی (۰-۰) حالت‌های الکترونی $C \rightarrow B$ مولکول N_2 می‌باشد. چون حالت بالایی لیزر دارای طول عمر حدود 40 نانو ثانیه است و طول عمر تراز پایینی $10\mu s$ ، لذا لیزر پالسی است و تحریک مولکول هم باید بسیار سریع انجام گیرد، بدین منظور غالباً از یک دستگاه تخلیه سریع نوع بلومین استفاده می‌شود.

لیزر N_2 در محدوده فشار 20 تور تا فشار اتمسفری و با بسامد تکرار تا 200 Hz می‌تواند کار کند. این لیزر بهره بالایی دارد و بنابراین خروجی چند مدی بالایی را دارد که برای دمش لیزرهای رزین‌های مفید است. معمولاً از لیزرهای فشار پایین TE و فشار بالا TEA در زنجیره TEA-TE در ایجاد پرتوی لیزری با زمان کم و قدرت بالا استفاده می‌شود. به چنین سامانه‌ای نوسانگر- تقویت کننده گویند.

لیزر N_2 نیز مثل لیزر بخار مس از نوع خود پایان پذیر می‌باشد. با پیشرفت‌های اخیر که روی لیزرهای اگزایمر بدست آمده، با این لیزرها توانسته‌اند در یک بازدهی بسیار بالا، پالس‌های چند صد میلی‌ژول تولید کنند، لذا لیزر N_2 از نظر استفاده کاهش فوق‌العاده‌ای داشته است.

یک نوع لیزر N_2 با ساختار کوچک 20 تا 25 سانتی‌متر (شامل منبع تغذیه) ساخته شده است که دارای قابلیت دمش لیزرهای Dye قابل تنظیم می‌باشد. بعلاوه بالایی که لیزر N_2 دارد نوسان بصورت گسیل خودبخودی تقویت شده انجام می‌گیرد بنابراین لیزر می‌تواند بدون آینه عمل کند ولی معمولاً یک آینه در انتهای کاواک تعبیه می‌شود که توان آستانه را کاهش می‌دهد و

نیز خروجی را یکسو می‌کند، در نتیجه واگرایی باریکه خروجی نیز کاهش می‌یابد و از نسبت بعد عرضی تخلیه به دو برابر کاواک بدست می‌آید. خروجی لیزر محدوده‌ای از ۲ تا ۲۰ ns دارد.



شکل ۹-۱۶

میدان الکتریکی مورد نیاز در فشار 30 torr ، $10 \frac{\text{kv}}{\text{cm}}$ می‌باشد و به همین خاطر آرایش TE را

برایش بکار می‌برند. به شرط اینکه پالس الکتریکی از ۴۰ نانو ثانیه بسیار کوتاهتر باشد. این لیزر در مطالعات تجزیه فوتونی هم کاربرد دارد. بطور خلاصه لیزر نیتروژن به شرح زیر است: [۷]

- ۱- خیلی ساده است.
- ۲- توان قله پالس حدود مگاوات است.
- ۳- بسامد تکرار تا ۱۰۰۰ هرتز هم می‌تواند برسد و محدودیتی بخاطر اثرات گرمایی ندارد.
- ۴- پهنای پالس از مرتبه ۱۰ نانوثانیه است.
- ۵- انرژی در هر پالس چند میلی ژول است.
- ۶- توان متوسط چندصد میلی وات است.
- ۷- بازدهی کلی ۱٪ است.

بهره خیلی بالایی دارد که در عمل یک آینه ۱۰٪ و یک پنجره برای کاواک آن کافی است.

۹-۵-۳) لیزرهای اگزایمر

لیزرهای اگزایمر از رده لیزرهایی محسوب می‌شوند که در آنها گذار بین دو حالت مختلف الکترونی صورت می‌گیرد. محیط فعال مولکول دو اتمی است که حالت پایه آن بصورت انرژی پتانسیل دافعه است، ولی منحنی انرژی پتانسیل در حالت تحریکی دارای یک کمینه است. این بدان معناست که مولکول در حالت پایه وجود ندارد ولی در حالت تحریکی مولکول می‌تواند وجود داشته باشد چنین مولکول‌هایی را اگزایمر می‌گویند. یعنی نمونه A در حالت پایه تنها به شکل تک پار A وجود دارد و در حالت برانگیخته بصورت دوپار A_2^* وجود دارد.

اکنون فرض کنیم تعداد زیادی مولکول اگزایمر را در حجمی فراهم کرده باشیم، عمل لیزر می‌تواند بین حالت بالایی (غیر آزاد) و حالت پایینی (آزاد) صورت گیرد (گذار غیر آزاد- آزاد)، این فرایند منجر به لیزر اگزایمر خواهد شد. اینگونه لیزرها دارای ۲ خاصیت ویژه و مهم هستند که هر دوی آنها ناشی از این است که حالت پایه بصورت دافعه است:

(۱) مولکول پس از گذار لیزری به حالت پایه می‌رسد و بلافاصله تجزیه می‌شود، این بدان معناست که تراز پایینی لیزر همواره خالی است.

(۲) گذارهای معین چرخشی- ارتعاشی وجود ندارد و گذار نوار نسبتاً پهن است (۱۰۰- cm^{-1}) (۲۰۰) این امر تابش قابل تنظیم لیزر را روی این گذار نوار پهن میسر می‌سازد.

باید متذکر شد که در بعضی لیزرهای اگزایمر منحنی حالت پایه کاملاً دافعه نیست و دارای یک کمینه پایاب است. در این مورد گذار بین حالت غیر آزاد بالاتر و حالت غیر آزاد (خیلی ضعیف) پایین‌تر صورت می‌گیرد (گذار غیر آزاد- غیر آزاد). ولی چون حالت پایه اتصال ضعیفی دارد، مولکول در این حالت به سرعت در برخورد با مولکول‌های دیگر و یا در برخورد با خودش تجزیه می‌شود.

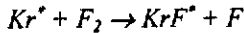
اکنون به معرفی رده‌هایی از لیزرهای اگزایمر می‌پردازیم که در آن اتم‌های گاز نادر (مانند Ar, Kr, Xe) در حالت برانگیخته با اتم‌های هالوژنی (مثل Cl, F) ترکیب می‌شوند تا اگزایمر هالوژن گاز نادر را بوجود آورند، بعنوان مثال ArF ($\lambda=192 \text{ nm}$), KrF ($\lambda=248 \text{ nm}$), XeCl ($\lambda=309 \text{ nm}$) و XeF ($\lambda=351 \text{ nm}$) را می‌توان نام برد که همگی در ناحیه ماوراء بنفش نوسان می‌کنند.

دلیل آنکه چرا هالوژن‌های گاز نادر در حالت برانگیخته تشکیل می‌شوند کاملاً واضح است. اتم‌های نادر تحریک شده از نظر شیمیایی درست مانند اتم‌های قلیایی عمل می‌کنند و می‌دانیم

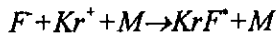
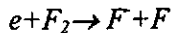
که اتم های قلیایی به سرعت با هالوزن ها وارد واکنش می شوند. این بدان معنا است که اتصال در حالت برانگیخته مشخصه یونی دارد: در تشکیل اتصال، الکترون برانگیخته از اتم گاز نادر به اتم هالوزن ها منتقل می شود، بنابراین، این حالت اتصال را حالت انتقال بار نیز می نامند.

سازوکارهای دماش در لیزر هالید گاز نادر نسبتاً پیچیده است چون نمونه های متعدد یونی و همچنین نمونه های اتمی برانگیخته و مولکولی را در بر دارد. بعنوان مثال در KrF (با استفاده از Kr و F₂ و گاز خنثی در مخلوط) سازوکارهای زیر نقش مهمی دارند:

الف) واکنش مستقیم گاز نادر برانگیخته با هالوزن، یعنی:



ب) اتصال گسسته الکترون به هالوزن که یون منفی هالوزن وارد ترکیب مجدد سه جرمی می شود یعنی:



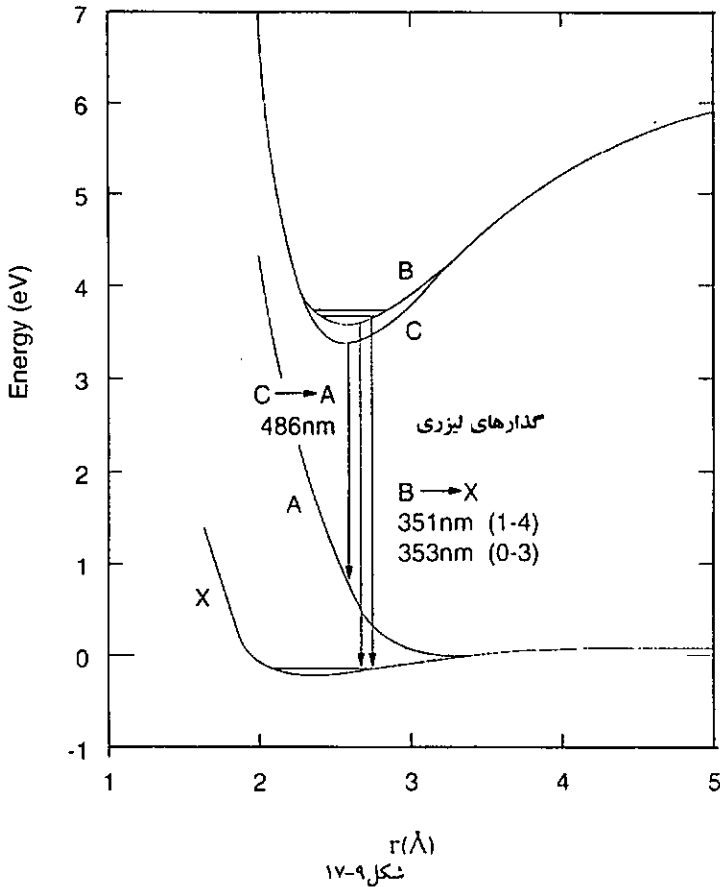
که M اتمی است از گاز نادر (Ar یا He)، که حضور M ضروری است در غیر اینصورت نکانه و انرژی نمونه های تحت واکنش (F و Kr) نمی توانند پایسته باشند.

لیزرهای هالید گاز نادر می توانند بوسیله باریکه الکترونی با تخلیه الکتریکی دمیده شوند. در مورد دوم روش های پیش بونش باریکه الکترونی یا ماوراءبنفش بکار برده می شوند. لیزر بصورت پالسی عمل می کند و از بسیاری جهات مشابه با لیزر CO₂ نوع TEA است، مدت زمان پالس لیزری در مرتبه چند ده نانو ثانیه است که با شروع ناپایداری در تخلیه (تشکیل قوس الکتریکی) محدود می شود. توان های متوسط خروجی تا ۱۰۰ W، آهنگ تکرار پذیری پالس تا ۱ KHz و بازدهی الکتریکی ۱٪ بدست آمده است.

لیزرهای اگزایمر را برای فرایندهای فوتو شیمیایی پیشرفته نظیر جداسازی همسانگر ها، و برای سایر کاربردهایی که احتیاج به چشمه فرابنفش شدید می باشد بسیار مناسب تشخیص داده اند.

در شکل زیر نمودار انرژی پتانسیل ساختار مولولی KrF ترسیم شده است. تراز بالایی لیزر یک حالت انتقال بار غیر آزاد است که در $R \rightarrow \infty$ به حالت ²P یون مثبت Kr و به حالت ¹S یون منفی F مربوط می شود. تراز زیرین یک اتصال کووالانت است که در $R \rightarrow \infty$ به حالت ¹S اتم کریپتون و حالت ²P اتم فلونور مربوط می شود.

در فواصل بین هسته‌ای کوچک، در نتیجه بر همکنش اربیتال‌های مربوط هر دو حالت بالایی و پایینی به حالت های Σ' و π' تقسیم می‌شوند. گذار $\Sigma \rightarrow \Sigma'$ بالاترین سطح مقطع را دارد که عمل لیزر روی این گذار صورت می‌گیرد.



لیزرهای اگزایمر با دمش الکتریکی کار می‌کنند و پیش یونش با ردیفی از جرقه‌زن های مولد ماوراءبنفش تامین می‌شود. برای واحدهای بزرگ لیزر، از پیش یونش اشعه X استفاده می‌شود در مقیاس آزمایشگاهی و نیز برای واحدهای بزرگ، دمش غالباً بوسیله باریکه الکتریکی کمکی اجرا می‌شود. در تمام موارد فوق بهره لیزر چنان بالاست که برای کاواک لیزری تنها به یک آینه انتهایی یا باز تابندگی ۱۰۰٪ نیاز خواهد بود. چون طول عمر تراز بالایی لیزر نسبتاً کوتاه است، دمش باید سریع انجام گیرد (۲۰-۱۰ ns). امروزه لیزرهای اگزایمر تجاری با آهنگ تکرار پذیری

۵۰HZ و توان ۱۰۰ w را می‌توان تهیه کرد. ساخت واحدهای بزرگ لیزر با توان متوسط متجاوز از ۱ kw نیز امکان پذیر شده است.

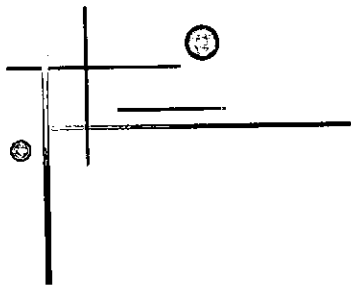
لیزرهای اگزایمر در زمینه‌های چاپ مدارهای الکترونی، کندن مواد (فلزی و یا بیو پزشکی) و یا در تحقیقات عملی که نیاز به چشمه ماوراءبنفش با نور شدیدی دارند، کاربرد وسیعی پیدا کرده است.

یک لیزر اگزایمر مثلاً لیزر KrF با فشار گاز کلی ۲ اتمسفر و با فشار جزئی 10^{-2} Ar تور ۳۰ تور و تقریباً ۱۴۰۰ He عمل می‌کند.

انرژی خروجی این لیزرهای پالسی ۰/۱ تا ۱ ژول و پهنای پالس ۱۰ تا ۵۰ نانو ثانیه می‌باشد و می‌توانند در آهنگ تکرار چند هزار هرتز کار کنند.

لیزرهای اگزایمر عمدتاً طول محیط بهره ۰/۵ تا ۱ متر دارند.

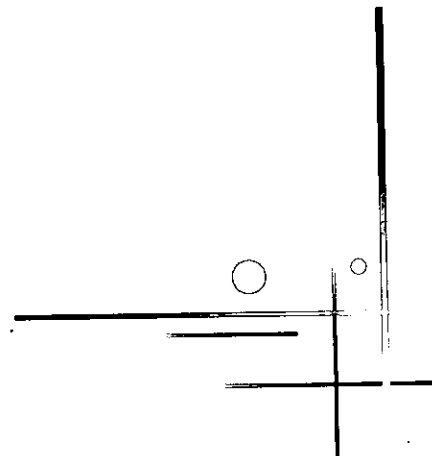
ساختار تیوب لیزر مثل لیزر CO_2 نوع TEA می‌باشد فقط بعلت طبیعت خورنده انواع هالوژن، باعث می‌شود که ساختار آن از جنس استیل زنگ نزن با ترکیبات پلی وینیل و تفلون باشد. [۷]



فصل ۱۰

لیزر بخار مس

- ۱-۱۰ لیزرهای بخار فلزی
- ۲-۱۰ فرکانس تکرار پالس
- ۳-۱۰ گاز بافر
- ۴-۱۰ اثر هیدروژن روی ویژگیهای عملکرد
- ۵-۱۰ لیزر بخار مس
- ۶-۱۰ مکانیزم تحریک لیزر بخار مس
- ۷-۱۰ لیزرهای هالید مس
- ۸-۱۰ پارامترهای عملکرد لیزرهای هالید مس دو پالسی
- ۹-۱۰ لیزرهای هالید مس معمولی پالس پیوسته



لیزر بخار مس

۱۰-۱) لیزرهای بخار فلزی

لیزرهای بخار فلزی که از حالت گازی (به بخار تبدیل شده) فلزات تشکیل شده‌اند اغلب از حرارت دادن فلزخالص مثلاً مس یا گسستن بخارمولکول هانی که حاوی فلز مثلاً کلرید مس باشند حاصل می‌شوند و معمولاً فشار بخار فلز معادل ۰/۱ تا ۱ میلی‌متر جیوه دارد وجود تراز شبه پایدار باعث می‌شود که این لیزرها بصورت پالسی عمل کنند.

لیزرهای بخار فلزی دارای انرژی و کارآئی و بهره بالا و قدرت تکرار پذیری زیاد هستند و تنها مشکلی که دارند نیاز به دمای بالا جهت تبدیل آنها به بخار است اما بکارگیری هالوزن های فلز و اکسید فلز و ترکیبات آلی که در دمای پایین تبدیل به بخار می‌شوند این مشکل را از بین می‌برد.

والتر شرایط خاصی را برای لیزرهای بخار فلزی که روی ترازهای تشدید و شبه پایدار عمل می‌کنند طبقه بندی کرد که در این لیزرها وارونی به علت افزایش جمعیت در تراز پایینی خاتمه می‌پذیرد. این شرایط به صورت زیر است.

۱- تراز بالایی لیزر باید یک اتصال اپتیکی قوی با تراز پایه داشته باشد به این معنی که باید یک تراز تشدید باشد.

۲- تراز پایینی لیزر نباید اتصال اپتیکی از طریق گذار تابشی به حالت پایه داشته باشد.

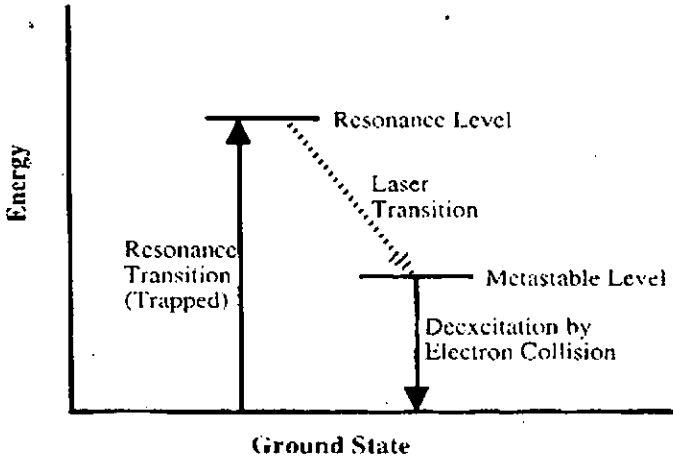
۳- به علت تله افتادگی تابش در این لیزرها باید نسبت شاخه تابش به گذار لیزری به طور موثر واحد باشد.

۴- ضریب A انیشتین برای گذار لیزری باید کوچکتر از ضریب A برای گذار تحریکی باشد، اما بزرگتر از ضریب A برای گذار واهلش باشد، ولیکن یک ضریب A خیلی کوچک برای گذار لیزری بهره قابل دسترس را کاهش می‌دهد.

۵- برای تحریک موثر در ناحیه طیف مرئی، تراز لیزری پایینی باید بین 0.70eV و 2.25eV قرار گرفته باشد به طوریکه نه چنان پایین باشد که جمعیت حرارتی از این تراز دوری کند و نه چنان بالا باشد که یک بازده کوانتومی زیاد را موجب شود شرایط ۲ و ۱ به این علت فراهم می‌شوند که سطح مقطع برخوردی الکترون-اتم تقریباً متناسب با مربع عناصر ماتریس دو قطبی الکتریکی هستند.

در عمل وارونی جمعیت در بیشتر لیزرهای تشدید شبه پایدار به واسطه یک نسبت مناسب بین تبهگنی ترازهای انرژی بدست میاید به همین دلیل یک شرط ششم نیز اضافه می کنیم:

۶- نسبت تبهگنی تراز بالایی به تراز پایینی باید کمتر از واحد باشد یعنی $\frac{g_2}{g_1} < 1$ در شکل ساختار ترازهای انرژی شبه پایدار را می توان مشاهده کرد.



شکل ۱۰-۱ ساختار ترازهای انرژی در لیزرهای RM

بر اساس این شرایط خصوصیات و ویژگی لیزرهای خود پایان پذیر را می توان توصیف کرد. والتریک سامانه سه تراز برای این نوع لیزرها پیشنهاد کرد که در شکل ۱۰-۱ مشاهده می کنیم.

امکان ارتباط اپتیکی بین تراز بالایی با تراز پایینی به علت داشتن پاریته از نوع مخالف وجود دارد و گذارهای مجاز تابشی بین آنها انجام میشود. اما گذار اپتیکی از تراز پایینی به تراز پایه به علت داشتن پاریته یکسان ممنوع است. بنابراین تراز پایینی یک تراز شبه پایدار است و گذار از این تراز به حالت پایه غیر تابشی می باشد یعنی به جای تابش مستقیم پاشیدگی وجود دارد و فقط در اثر برخورد به دیواره های تیوب لیزر، الکترون ها، یا اتم های دیگر این گذار انجام می شود.

افزایش جمعیت در تراز پایینی باعث کم شدن بهره شده و آهنگ تکرار پالس نیز محدود می شود. البته گذار از نوع $2 \rightarrow 0$ (تراز بالایی به حالت پایه) را می توان با انتخاب چگالی مناسبی از اتم ها و قطر تیوب لیزر به حداقل رساند.

گذار در اثر برانگیختگی باید بیشتر از گذار لیزری باشد تا امکان وارون سازی جمعیت وجود داشته باشد یعنی اگر زمان افزایش جریان بیشتر از زمان استراحت الکترون در تراز (۲) باشد موجب می شود که گسیل خود به خود انجام شده و وارونی جمعیت صورت نگیرد.

چون زمان استراحت الکترون در تراز (۲) بسیار کوتاه است باید جریان برانگیختگی سریعاً افزایش یابد تا اتلاف انرژی در اثر گسیل خود به خودی کاهش یابد.

فاصله تراز انرژی پایینی با تراز حالت پایه باید بین عدد موجی $6000-18000 \text{ cm}^{-1}$ بالای حالت زمینه باشد. اگر حداکثر فاصله بین تراز پایینی لیزری و تراز زمینه 18000 cm^{-1} باشد به علت اینکه این انرژی نزدیک به انرژی متوسط طیف مرئی است مطلوبتر است. و اگر انرژی بیشتر از این مقدار باشد اتلاف انرژی تراز پایینی بیشتر می شود چون همانطور که گفته شد گذار بین تراز پایینی و حالت زمینه غیر تابشی است.

همچنین یک مقدار حد اقل هم برای فاصله بین تراز پایینی لیزر و تراز زمینه داریم که برابر 6000 cm^{-1} می باشد، که اگر از این مقدار کمتر باشد بر اساس رابطه بولتزمن وارون سازی جمعیت به حداقل میرسد. اما متأسفانه اتم هایی با ترازهای انرژی که عدد موجی کمتر از مقدار 18000 cm^{-1} را دارند دارای زیر ترازهایی هستند که به طور جزئی از الکترون پر شده اند و به علت داشتن میل بیشتر به مقید بودن به اتم های دیگر صاحب پیوند قوی تری می باشند و نتیجتاً در مقایسه با اتم های دیگر برای اینکه بتوان آنها را به صورت تک اتم درآورد به دمای بیشتر نیاز است. مثلاً برای تبخیر ماده اگر 1000°C کافی باشد آنگاه فاصله تقریبی 6000 cm^{-1} برای تراز پایینی لیزری باید وجود داشته باشد، لازم است که بتوان ماده را به صورت تک اتم درآورد.

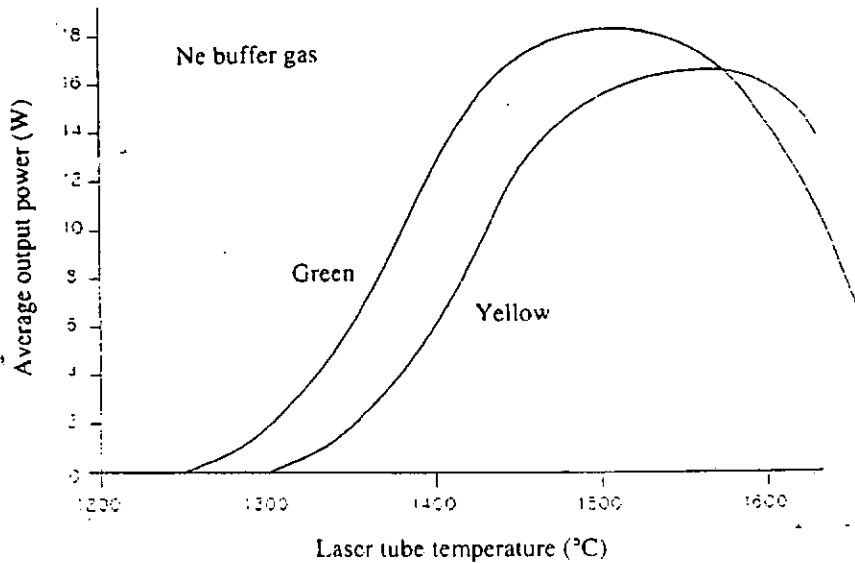
به طور استثنایی برای یک CVL در دمای اتاق طول موج $570/0 \text{ nm}$ نیز مشاهده شده ولی در CVL ها فقط گذارهای $510/3 \text{ nm}$ و $578/2 \text{ nm}$ دارای اهمیت می باشد.

نسبت انرژی خروجی (و توان متوسط) برای خطوط سبز به زرد معمولاً ۳ به ۲ است. در بسامدهای تکرار بالا حتی در تیوب های با قطر کوچک نیز باریکه خروجی حلقوی است. بدون اضافه کردن H_2 به تیوب، بازده تولید یک درصد می باشد. بر اساس این اطلاعات یک CVL از یک لیزر یون آرگون (Ar^+) ده مرتبه پر باز ده تر است. یک CVL ۱۰ تا ۱۵ وات می تواند با برق تک فاز کار کند و تنها به هوا برای خنک شدن نیاز دارد. با اضافه کردن H_2 به مخلوط گاز،

بیشینه توان خروجی و بازده می تواند تا ۲ مرتبه و با اضافه کردن H_2-HCl به مخلوط گاز توان خروجی و بازده می تواند تا سه مرتبه افزایش پیدا کند. [۹]

توان ورودی متوسط و دمای تیوب

دمای دیواره تیوب (T_w) در CVL خود گرمایش، فشار Cu (p_{Cu}) را کنترل می کند. توان خروجی یک CVL با قطر تیوب ۴۲ mm به عنوان تابعی از T_w در شکل ۱۰-۲ رسم شده است.



شکل ۱۰-۲ نمدار توان خروجی لیزر در خطوط سبز و زرد بر حسب دمای تیوب لیزر (قطر تیوب ۴۲mm)

بیشینه توان قابل دسترسی برای خط 510.7 nm در تقریباً $T_w = 1500^\circ \text{C}$ و برای خطی 578.2 nm در $T_w = 1550^\circ \text{C}$ اتفاق می افتد. در $T_w = 1525^\circ \text{C}$ ، p_{Cu} تقریباً 0.3 torr است. (10^{15} cm^{-3}) n_e در آستانه زیاد شدن T_w باریکه خروجی منحصرأ سبز است و همینطور که T_w زیاد می شود خط زرد شروع به نوسان می کند. همانطور که قبلاً اشاره شد در بیشینه توان خروجی نهایی، نسبت سبز به زرد، ۳ به ۲ است. در دماهای بالاتر از T_w ، توان خروجی شروع به افت می کند به طوریکه تاثیر برخورد های الکترون Cu^- افزایش می یابد و باعث می شود دمای الکترون ها (T_e) افت کند و یک جابجایی در سرعت دمیده ترازهای بالایی و پایینی بوجود آید. این اثر روی خط 510.7 nm بیشتر از خط 578.2 nm است و به عنوان یک نتیجه نسبت سبز به زرد کاهش پیدا می کند. در T_w خیلی بالاتر، خط سبز متوقف می شود و فقط باریکه خروجی زرد باقی می ماند.

برای CVL هایی که قطر آنها از ۳mm تا ۴۰mm است مقدار P_{cu} برای تولید لیزر به چگالی میدان الکتریکی اولیه بستگی دارد چنانکه این نسبت به صورت زیر است :

$$\frac{E}{P_{cu}} = 0.73 - 0.48 \text{ KV torr}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

۱۰-۲) بسامد تکرار پالس

بسامد تکرار پالس مربوطه به توان خروجی بیشینه، f_{max} ، تقریباً با قطر تیوب نسبت معکوس دارد. در قطرهای تیوب ۱۰mm تا ۶۰mm رابطه زیر را داریم: [۹]

$$f_{max} = \frac{300}{D}$$

که f_{max} به کیلو هرتز و D قطر تیوب بر حسب میلیمتر می باشد .

برای CVL های با قطری در بازه ۱۰mm تا ۶۰mm توان خروجی متوسط بیشینه با رابطه زیر داده می شود:

$$P_{av}^{max} = \frac{LD}{100}$$

این نتیجه بدست آمده است که مشخصات بسامدی توان متوسط خروجی لیزر تابعی از دمای دیواره یا بهتر بگوئیم از فشار بخار مس می باشد. بنابراین، درجایی که دمای دیواره پایین باشد، با افزایش بسامد تکرار پالس، افزایش تقریباً خطی را در توان خروجی لیزر مشاهده می کنیم. افزایش در دما باعث افزایش خطی در توان خروجی لیزر می شود. بسامدی که در آن توان متوسط خروجی لیزر به مقدار بیشینه می رسد بسامد بهینه خواهد بود. باید توجه داشت که خط زرد لیزر در پهنای وسیع تری از دما و بسامد پایدار خواهد بود.

طبق بررسی های انجام شده مشاهده می شود که مشخصات کمی بسامد تکرار پالس بهینه بسته به توان تحریک لیزر یا به عبارت دیگر وابسته به ولتاژ تخلیه خازن می باشد. یکی از مشخصات لیزر بخار مس آنست که تخلیه در بسامد های خیلی بالا و در ولتاژهای پائین تری در پلاسما بوجود می آید و تخلیه در بسامد های پائین در ولتاژهای بالاتری تولید خواهد شد.

در لیزرهای بخار مس با افزایش بسامد تکرار پالس ، بهره دریافت شده از محیط کاهش می یابد و این بدان معناست که وارون سازی جمعیت کم می شود. در عمل هم دیده می شود که انرژی خروجی در هر پالس لیزر کاهش می یابد. در این جا دو فرآیند را در

نظر می‌گیریم که نقش مهمی را در کاهش جمعیت‌های مطلق تراز فعال و همچنین در کاهش وارون‌سازی جمعیت، انرژی و بهره لیزر در هنگام افزایش بسامد تکرار پالس دارند. اولاً، افزایش در میدان الکتریکی در تخلیه پلاسما می‌باشد که با کاهش فشار گاز بافر نیز جبران نخواهد شد. انرژی متوسط الکترون‌ها در طی پالس تحریک برای بسامد‌های بالا، کمتر از بسامد‌های پائین است. ثانیاً، افزایش در دمای گاز می‌باشد که با افزایش بسامد تکرار پالس و با توجه به ولتاژ ثابت خازن کاهش در چگالی اتم‌های مس و در نتیجه کاهش نرخ تحریک ترازهای فعال را خواهیم داشت.

شروع عمل لیزر در بسامد‌های بالا با تاخیر نسبت به بسامد‌های پائین خواهد بود. وقتی بسامد افزایش یابد، انرژی خروجی لیزر در هر پالس کمتر می‌شود، بنابراین، علی‌رغم افزایش در بسامد تکرار پالس، توان متوسط خروجی در بسامد‌های بالا کم می‌شود. البته انرژی پالس بیشتر از قله توان خروجی لیزر کم می‌شود. در بسامد‌های پائین عمل لیزر در لبه بالا رونده پالس تحریک شروع شده بود در صورتی که در بسامد‌های بالا، شروع عمل لیزر منطبق با پیشینه آن است. شروع لیزر برای خط‌های سبز و زرد همراه با یک تاخیر زمانی است و این تاخیر با افزایش بسامد تکرار پالس کوتاه‌تر می‌شود. [۹]

۱۰-۳) گاز بافر

گاز بافر در CVLها نقش‌های زیادی را دارد که به صورت زیر می‌توان آنها را بیان کرد:
الف) گاز بافر قبل از اینکه تیوب به دمای کافی برسد که Cl_۲ بخار شود یک محیط تخلیه تهیه می‌کند.

ب) جلوی از بین رفتن اتم‌های Cl_۲ بوسیله پاشیدگی را می‌گیرد و همچنین از پنجره‌ها در مقابل آلودگی محافظت می‌کند.

ج) گاز بافر تابع توزیع انرژی الکترون را از طریق برخورد‌ها شکل می‌دهد.

د) گاز بافر گرما را از وسط تیوب به دیواره‌ها انتقال می‌دهد.

ه) اضافه کردن یک گاز بافر اجازه می‌دهد امپدانس تیوب تخلیه افزایش داده شود و این برای اصلاح مدار تحریک مهم است.

گازهای خنثی (نجیب) به دلیل اینکه واکنش دهنده نیستند به کار برده می شوند. انرژی تحریکی و انرژی یونیزاسیون زیاد این گازها باعث می شود تا تاثیر آنها روی تابع توزیع انرژی الکترون از طریق برخورد های الکترونی به حداقل برسد. از میان گازهای He, Ne, Ar, Kr, Xe و مخلوط هایشان، Ne قادر است در بالاترین فشار لیز بدهد و بالاترین توان خروجی را تولید کند. پس از نئون، هلیوم گاز مناسبی است که بلندترین و کمترین پالس جریان و شارژ را می دهد.

دلیل اینکه چرا Ne بر He ارجح تر است به نمو جز به جزء تابع توزیع انرژی الکترون در مدت پالس تحریک و فرآیندهای آرامش در پس فروزش، بر میگردد. Ne تقریباً برای همه CVL ها به کار برده می شود به همراه P_{Ne} برای ایجاد حداکثر توان که قویاً وابسته به شکل و هندسه تیوب لیزر است.

بیشینه توان بدست آمده معمولاً در P_{Ne} ۱۵۰-۱۰۵ torr بوده اما عمل کردن در P_{Ne} بالاتر (حدود ۳ atm) طول عمر را افزایش می دهد در مقابل مصرف Cu زیاد می شود که برای عمل کردن در حالت محفظه بسته مهم است.

P_{Ne} بالا برای مقابله با اثر پوسته پلاسمایی در لیزرهای با تیوب قطر بزرگ به کار برده میشود. توان نهایی استخراج شده از یک لیزر با قطر تیوب ۸۰ mm (با تقویت کننده توان) با افزایش P_{Ne} از ۳۰ torr به ۸۰ تا ۷۰٪ بالا برده شده است.

هلیوم برای فشارهای کم (۵ تا ۱۰ torr) در تیوب های با قطر کم به کار برده می شود. [۹]

۱-۴) اثر هیدروژن روی ویژگی های عملکرد

اضافه کردن H₂ به گاز بافر Ne در یک CVL کارآئی سامانه را خیلی افزایش می دهد. دو مورد از واضح ترین اثرهای اضافه کردن H₂ را می توان نام برد، یکی افزایش توان خروجی و دیگری اینکه در CVL بدون H₂ پرتو خروجی حلقوی در PRF های زیاد داریم و در CVL های که H₂ دارند پرتو خروجی نوک تیز محوری داریم.

نوعاً مقدار H₂ اضافه شده ۵٪ - ۳٪ است که به هندسه و شکل دستگاه، P_{Ne}، PRF بستگی دارد.

در یک کار تحقیقاتی روی CVL هایی با قطر ۱۸mm و ۲۵mm و ۴۰mm با PRF یکسان ۴/۳ کیلوهرتز و P_{Ne} = 40 torr، بیشینه توان خروجی با اضافه کردن H₂ به مقدار ۱٪ تا ۲٪

افزایش در توان خروجی به ترتیب ۱۷٪، ۲۰٪ و ۲۱٪ را بدنبال داشت. همچنین افزایش زیاد (ولی کوچکتر) در توان و بازده، با اضافه کردن D_2 در مقدارهای ۴٪ تا ۵٪ وجود دارد.

اضافه کردن هیدروژن وقتی که توان ورودی، PRF و یا P_{cu} بالا هستند خیلی مؤثر است. با توجه به اینکه توان خروجی یک CVL با قطر ۱۸mm در، ۳/۲ kHz، با افزودن ۲٪ هیدروژن با یک افزایش ۹٪ به ۵ وات رسیده بود ولی توان یک CVL مشابه با PRF نزدیک به ۱۹/۷ kHz افزایش ۲۵۰٪ داشته و به ۵/۶ وات رسیده در حالی که مقدار اضافه شدن H_2 ، به همان مقدار قبلی است. همچنین PRF برای بیشینه توان وقتی H_2 اضافه شده باشد افزایش می یابد.

برای مثال در یک CVL با قطر ۲۷mm، اضافه کردن H_2 با فشار ۳۵ torr به گاز بافر Ne با فشار ۱۸ torr برای بیشینه توان را از ۳ تا ۴ کیلوهرتز به ۵ کیلوهرتز افزایش می دهد. همچنین وقتی H_2 اضافه می شود تغییرات مهمی در ولتاژ و جریان تیوب به وجود می آید. قله ولتاژ-تیوب تا ۳۰٪ افزایش می یابد و جریان تخلیه نیز یک کاهش مشابه خواهد داشت. تغییرات الکتریکی در CVL های با PRF بالا بیشتر نمایان می شوند.

اضافه شدن H_2 ، جریان پالس داخلی را کاهش می دهد. افزایش در بازده با افزودن H_2 معمولاً کمی بزرگتر از افزایش در توان خروجی است.

اگر تنها گاز بافر Ne در PRF زیاد داشته باشیم پرتوی خروجی یکنواخت به پرتوی حلقوی تبدیل می شود، حتی در تیوب با قطر ۱۸ mm و $PRF \geq 6 kHz$ پرتو خروجی مشخصاً حلقوی است. ولی شدت های نسبی خطوط گسیل Cu در مدت پالس تحریک، توسط افزودن H_2 یک افزایش محوری دارد در CVL های با قطر بزرگتر (مثلاً ۸۰mm) شدت لیزر کمتر حلقوی می شود. هیدروژن همچنین، دوره بهره را گسترش می دهد و شدت پالس کلی را در یک CVL افزایش می دهد. [۹]

۱۰-۵) لیزر بخار مس

عمل لیزر روی خط ۵۱۰ نانومتر سبز و ۵۷۸ نانومتر زرد مس، اولین بار توسط والتر شناخته شد، در آن زمان برای بخار کردن مس از یک کوره خارجی استفاده می شد و دمای داخل کاواک تا ۱۴۰۰ درجه سانتیگراد بالا می رفت. این روش بهره پایینی برای تولید بخار مس داشت قسمت اعظم پیشرفت ها در فن آوری لیزر بخار مس در سال ۱۹۷۲ با انتشار نتایج ایسایو (Isaev) اتفاق افتاد که موفقیت عملکرد یک لیزر بخار مس با فن جدید را نشان می داد.

در این روش برای بخار کردن مس، در داخل کاواک، از گرمای حاصل از تخلیه گاز استفاده شده بود و بهره ای در حدود ۱٪ را بدنبال داشت. این طرح که منجر به کوچکتر شدن و ساده تر شده لیزر بخار مس شد، خودگرمایش نامگذاری شد.

لیزرهای بخار مس (CVL) سودمندترین لیزر بخار فلزی پالسی هستند، که ذاتاً دارای بهره بالا، توان متوسط و بهره بالا هستند، و لیزرهای خود پایان پذیر هستند.

خروجی این لیزرها دارای پهنای پالس حدود ۱۰ تا ۵۰ نانو ثانیه با آهنگ تکرار ۱۰۰ KHz می تواند باشد. این لیزرها می تواند انرژی های خروجی ۱ میلی ژول به بالا با توان متوسط ۱۰-۱۰۰ وات برای آهنگ تکرار پالس ۱۰-۱۰۰ KHz داشته باشند.

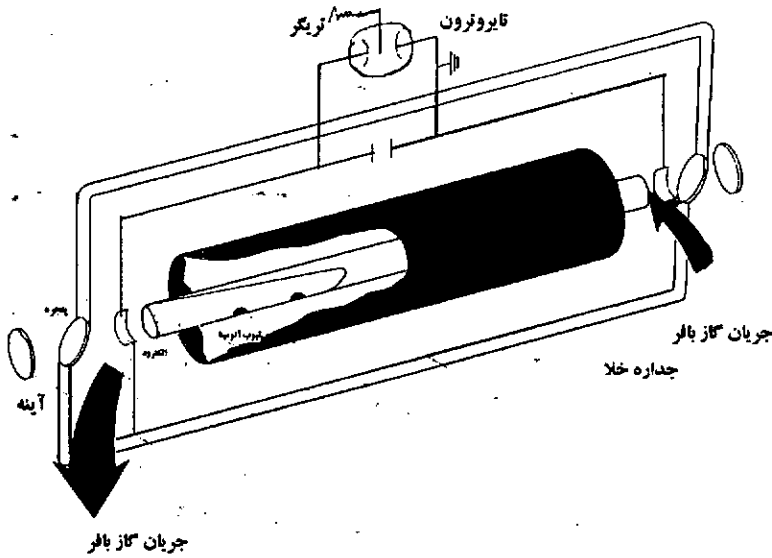
چون گذار این لیزرها، گذارهای اتمی است، پهنای نوار بهره از مرتبه پهنای نوار نشری اتمی می باشد که معمولاً ۲-۳ GHz است. بهینه فشار این لیزرها از ۱ تور بخار فلز و ۴۰-۵۰ تور گاز بافر می باشد. دمای بخار مس در این فشار بالا، حدود 1500°C می باشد.

این لیزرها خود گرمایش هستند یعنی جریان تخلیه گرمای لازم برای بخار کردن فلز را تولید می کند.

شارژ فلز بتدریج مصرف می شود، چون بخار به آهستگی از مرکز ناحیه bore به نواحی انتهای سرد تیوب لیزر انتقال می یابد، یک شارژ نمونه فلز مس ۵۰۰-۱۰۰۰ ساعت می تواند کار کند. کاربردهای لیزر بخار مس: دمش لیزر Dye با آهنگ تکرار بالا برای غنی سازی اورانیم، عکسبرداری سریع با فلاش از اجسام متحرک (۲۰ KHz)، با پهنای پالس زیر نانو ثانیه)، علوم پزشکی، هولوگرافی، نیمه هادی ها، بیناب نگاری، تحقیقات زیر آب و پردازش مواد. لیزرهای بخار مس قادر به کار در بالاترین بسامد تکرار پالس (تا ۱۰۰ KHz) نسبت به دیگر لیزرهای پالسی مرنی و توان بالا می باشند.

ساختار لیزر:

این لیزرها دارای تیوب سرامیکی نسوز مقاوم با قطر داخلی ۶ سانتی مترو طول ۱ تا ۳ متر می باشند. شکل ۱۰-۳ ساختار کلی این لیزر را نشان می دهد. [۹]



شکل ۱۰-۳

۱۰-۶) مکانیزم تحریک لیزر بخار مس

همانطور که در شکل ۱۰-۴ مشخص است تراز پایه $4S$ می باشد. ترازهای پایینی لیزر (تراز ۱

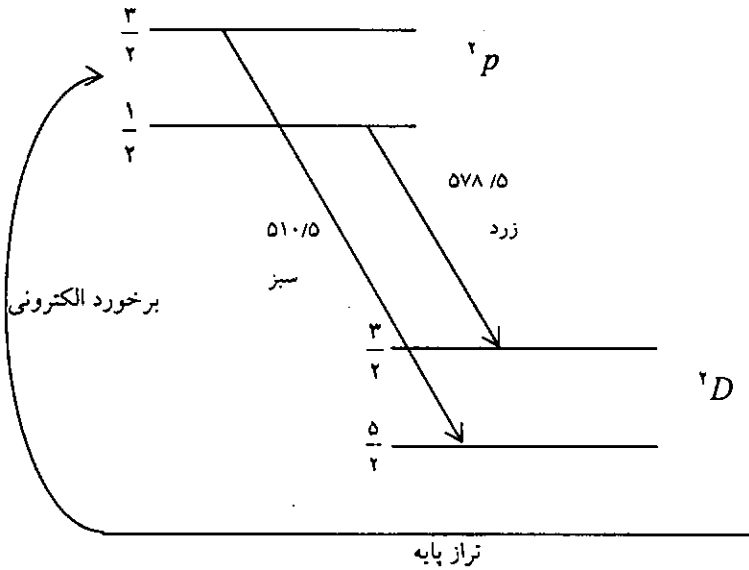
، $2D_{\frac{1}{2}}$ و $2D_{\frac{3}{2}}$ بوده و ترازهای بالایی آن (تراز ۲)، $2P_{\frac{1}{2}}$ و $2P_{\frac{3}{2}}$ می باشد.

گذارهای لیزری در اتم مس عبارتند از:

$\frac{1}{A_{21}} = 450 \text{ ns}$	$3d^4 4P^1 \left(2P_{\frac{3}{2}} \right) \rightarrow 3d^4 4S^1 \left(2D_{\frac{3}{2}} \right)$	۵۱٪	سبز
$\frac{1}{A_{21}} = 600 \text{ ns}$	$3d^4 4P^1 \left(2P_{\frac{1}{2}} \right) \rightarrow 3d^4 4S^1 \left(2D_{\frac{1}{2}} \right)$	۵۷٪	زرد

A_{11} ضریب انیشتین برای گسیل خودبخودی از تراز بالایی ۲ به تراز پایینی ۱ می باشد. برای تولید وارونی جمعیت به سازوکاری برای تحریک نیاز است تا بتواند الکترون ها را از تراز پایه $3d^4 4S^1$ به تراز بالایی لیزر $3d^4 4P^1$ انتقال دهد. این نوع تحریک توسط برخورد الکترونی انجام می شود. تحریک الکترون ها نیز بوسیله دمش الکتریکی انجام می شود. ترازهای پایینی لیزر $2D_{\frac{1}{2}}$ و $2D_{\frac{3}{2}}$ ترازهای شبه پایدار هستند، یعنی اگر الکترون ها در این تراز قرار گیرند، حال چه بوسیله تحریک از تراز پایه و چه فروافت تابشی از ترازهای بالایی لیزر، مجاز به برگشت به تراز پایه نیستند، که این امر به علت یکسان بودن پارته (زوج) دو تراز

که فروافت اپتیکی از این تراز را ممنوع می‌کند، می‌باشد. تنها راه برگشت سریع به تراز پایه برخورد است، که اتم یا باید با دیواره یا با اتم های گاز بافر (واسطه) برخورد کند. این خاصیت در تراز پایینی اتم مس، لیزر بخار مس را بطور ذاتی پالسی می‌کند و گفته می‌شود گذارهای لیزری خود پایان‌پذیر بوده و یا لیزر دوره‌ای هستند.



شکل ۲-۱۰

بعضی از مشخصات مهم لیزر بخار مس:

λ_{ul} طول موج	۵۱۰/۵nm	۵۷۸/۲ nm
A_{ul} احتمال گذار لیزری	$2 \times 10^6 \frac{1}{s}$	$1/65 \times 10^6 \frac{1}{s}$
τ_{ul} طول عمر تراز بالایی لیزر	$5 \times 10^{-7} s$	$6/1 \times 10^{-7} s$
g_0		$5 \frac{1}{m}$
L طول محیط بهره		۱-۲ m
$e^{\sigma_{ul} \Delta N_{ul} L}$ بهره تک عبور		۱۰۰۰-۲۰۰۰۰
فشار گاز	بخار مس تور ۱-۰/۱ و Ne ۴۰ تور	
ترکیب گاز	Ne:cu در ۴۰:۱ تا ۴۰۰:۱	

۱	ضریب شکست محیط بهره
1500°C	دمای گاز -
پالسی	مد عملکرد
آهنگ تکرار 20 KHz و $1 \frac{\text{MW}}{\text{pulse}}$	توان خروجی
چند مدی مرتبه بالا	مد

۱۰-۷) لیزرهای هالید مس

عامل دمای لیزر می تواند بدون اینکه بازده و یا توان کاهش پیدا کند توسط پر کردن حجم فعال با دهنده مولکول Cu فرار کاهش یابد. این روش اولین بار در سال ۱۹۶۶ توسط والتز پیشنهاد شد.

ثابت شده است که بهترین مولکول هائی که دهنده Cu می باشند هالید ها هستند. کلرید، برمید و یدید مس به ترتیب در دماهای 400°C ، 450°C و 600°C در فشار بخار نزدیک به ۱ اتمسفر می توانند لیز بدهند. به علت میل ترکیبی شدید هالوژن ها استفاده از آنها مشکل است ولی لیزرهای CuBr در حالت محفظه بسته تجارتمی که در حال حاضر در دسترس هستند توانی حدود ۶۰ وات و طول عمر تیوبی معادل ۱۰۰۰ ساعت دارند.

عملکرد در دمای پائین ($600 - 400^{\circ}\text{C}$ در مقابل 1500°C) لیزرهای هالیدی باعث شده که ساختار تیوب ساده تر شود و فرسودگی وسایل بکار رفته به علت حرارت های بالا کمتر شود همچنین زمان شروع لیزر سریعتر (۵ تا ۱۵ دقیقه در مقابل ۶۰ تا ۹۰ دقیقه) داشته باشند. تفاوت های دیگر لیزرهای هالید مس شامل موارد زیر است:

۱- پهنای زمانی پالس بلندتر (۱۰٪ تا ۵۰٪) (و اگرانی پرتودر حالت متوسط زمانی کمتر)

۲- انرژی های پالس کمتر در PRF های زیاد.

۳- داشتن پرتوی نوک تیز محوری (برخلاف CVL ها که پرتو مسطح یا فرو رفته دارند)

۴- بازده بیشتر (۲٪ تا ۳٪ در مقابل ۱٪)

بعضی از موارد گفته شده در بالا با افزودن H_2 بدست می آید. [۹] لیزرهای هیبرید Cu جدیدترین نوع لیزرهای CuBr می باشند آنها توانمندتر از لیزرهای CuBr معمولی هستند (لیزرهای CuBr معمولی حاوی HBr یا HCl نیستند ولی هیبرید Cu این گازها را دارد) در یک

لیزر هیبریدی، فلز Cu در ناحیه فعال با یک دهنده هالوژن واکنش می دهد که در مقدار کم به گاز بافر اضافه شده است و برای تولید بخار هالید Cu به کار می رود. در ابتدا نام هیبرید، یک لیزر هالیدی با گاز HBr اضافه شده را مشخص می کرد اما حالا به هر لیزر بخار فلزی که یک گاز بافر واکنش دهنده مثل HCl, HI و غیره داشته باشد گفته می شود.

با یک گاز بافر Ne-HBr توان خروجی ۲۰۰ وات در بازده ۱/۹٪ و توان ۱۲۰ وات در بازده ۲/۲ درصد بدست آمده است. توان خروجی متوسط ویژه به بزرگی $2/5 \text{ Wcm}^{-2}$ در یک لیزر با قطر تیوب کوچک (۴/۵ mm) و توان خروجی ۹/۵ W قابل دسترس است. لیزرهای هالید مس به همراه Ne-H₂ و لیزرهای هیبرید Cu خیلی از خصوصیات جنبشی را همراه با KE-CVL ها دارند.

۱۰-۸) مشخصه های عملکرد لیزرهای هالید مس دو پالسی (DP)

در ابتدا لیزرهای هالید مس دو پالسی به علت اینکه برای تحریک الکتریکی نیاز کمتری به وسایل خود گرمایی پیدا دارند و همچنین انرژی خروجی ویژه (SOE) بالاتری حاصل شود، توسعه داده شدند.

لیزرهای دو پالسی با PRF کم همچنین این مزیت را دارند که شیب شعاعی را در تیوب لیزر پنهان می کنند به طوریکه آنالیز جنبشی را خیلی راحت تر می کند.

برای هالیدهای CuBr و CuCl دو پالس برای داشتن نوسان لازم است که تنها در لبه پیش رونده دومین پالس این نوسان به وجود می آید. در مورد CuI باید گفت که اگرچه با یک تک پالس نیز تحریک به وجود می آید و تولید نوسان می کند ولی ویژگی های خروجی با تحریک دو پالسی بهتر است.

یک زمان تاخیر بهینه بین شکستن مولکول و پالس تحریک برای پیشینه شدن انرژی پالس خروجی وجود دارد.

کمینه و بیشینه زمان های تاخیر و رای اینکه نوسان لیزری نتواند بدست آید؛ اتفاق می افتد شکل (۴-۷). برای گازهای Ar, Ne, He کمینه/بهینه/بیشینه زمان های تاخیر به ترتیب به این صورت است:

$$700/340/230 \quad 800/400/190 \quad 400/200/110$$

گازهای بافر Ne, He انرژی های خروجی شبیه تر را می دهند. بیشترین انرژی خروجی از CuBr بدست آمده و سپس CuCl و بعد CuI بیشترین انرژی خروجی را دارند.

انرژی های خروجی برای سه هالید به ترتیب در نسبت های ۶ : ۳ : ۲ با دمای بهینه، ۲۴۰ ، ۳۷۰ ، ۵۰۰ نشان داده شده است که فشار بخار هالید 0.3 torr می باشد.

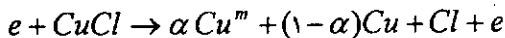
انرژی خروجی وقتی که انرژی پالس تحریک افزایش داده شود، اشباع می شود به طوریکه تنها یک تعداد محدود اتم های Cu در پالس جدا سازی تولید شده باشند، این اشباع وقتی اتفاق می افتد که اندازه گیری ها روی لیزر CuCl دو پالسی بهره قله $14 \text{ cm}^{-1} \%$ و جریان اشباع $50 \mu\text{jc}m^{-2}$ را به دست دهد. انرژی های پالس جداسازی و پالس تحریک به ترتیب نزدیک به 100 mjcm^{-2} و 10 mjcm^{-2} است. چگالی جریان پالس تحریک $100-50 \text{ Acm}^{-2}$ است که نوعاً در چند صد نانوثانیه افزایش می یابد. پهنای زمانی پالس ۲۰ تا ۴۰ نانوثانیه FWHM است.

Kushner و Culick در سال های ۸۰-۱۹۷۹ جزئیات یک مدل برای لیزرهای تحریکی دو پالسی را انتشار دادند. جنبشی در یک لیزر دو پالسی توسط موارد زیر می تواند مورد بررسی قرار بگیرد :

اول پالس جداسازی (چند صد نانوثانیه) که فرآیندهای برخورد الکترونی بر آن تسلط دارند.

دوم دوره پالس داخلی (۱۰ میکرو ثانیه) که فرآیند برخورد حرارتی بر آن تسلط دارند.

سوم، پالس تحریک است (چند صد نانوثانیه) که دوباره برخورد الکترونی آن را کنترل می کند. دوره پالس داخلی به ویژه مهم است زیرا که نسبت پیش از پالس n_{Cu} به n_{Cu}^m را تعیین می کند. مقدار این نسبت در انتهای پس فروزش تثبیت می شود چه یک وارونی در پالس تحریک به وجود آید و چه به وجود نیاید.



اگرچه شواهد تجربی بر مسیر عملکرد جداسازی پیچیده تر و کندتر دلالت دارند بطوریکه هر دوی n_{Cu} و n_{Cu}^m در ۴۰ تا ۲۰۰ میکرو ثانیه بعد از انتهای پالس جداسازی به اوج خود می رسد، ولی این مسیر جداسازی هنوز شناخته شده نیست. دومین فرآیند تحریک برخورد الکترونی ترازهای شبه پایدار از حالت پایه هست. تولید Cu در حالت شبه پایدار توسط به کار بردن پالس جداسازی کم انرژی و کند می تواند کمینه می شود، چون خیلی از اتم های Cu توسط پالس جداسازی در ترازهای پائین شبه پایدار تولید شده اند یک زمان تاخیر کمینه، برای اینکه n_{Cu}^m بیشتر فرو افت کند تا به کسر کوچک کافی از n_{Cu} برسد، وجود دارد. این نوسان

توسط یک تک پالس برای CuI می تواند بدست آید ولی برای CuCl و CuBr با تک پالس نوسان حاصل نمی شود.

یک زمان تاخیر بیشینه برای اینکه یک n_{Cu} کافی بدست آید وجود دارد به طوریکه اتم های Cu توسط پیوند مجدد با اتم های هالوژن در مدت دوره ی پالس داخلی ، تهی می شوند.

Tenenbaum دریافت که زمان تاخیر بهینه برای تولید در لیزر CuCl دو پالسی زمانی است که ۱۸٪ مولکول های هالید باقیمانده جداسازی شده باشند.

n_e پیش پالس تحریک سرعت بالارفتن جریان و جریان قله تولید شده در پاسخ به ولتاژ به کاربرده شده را تعیین می کند. در هر زمان تاخیر بین دو محدوده ، نوسان لیزری می تواند اتفاق بیفتد مشروط براینکه یک n_e باقیمانده کافی برای سرعت بالا رفتن جریان مورد نیاز وجود داشته باشد. دو فاکتور اصلی دمای تیوب (T_w) بهینه را تعیین می کند:

اولاً با افزایش (T_w)، انرژی خروجی به علت افزایش در n_{Cu} افزایش می یابد و زمان تاخیر بهینه به سبب سرعت اتفاق پیوند مجدد CuCl ، زودتر می شود که متناسب با n_{Cu}^2 است.

اما نرخ واهلش حالت شبه پایدار به طور خطی با n_{Cu} افزایش می یابد، در (T_w) بالاتر علیرغم افزایش در $n_e n_{\text{Cu}}$ که در آغاز توسط جداسازی تولید شده ، انرژی خروجی شروع به افت می کند که به علت کاهش در نسبت n_{Cu} به n_{Cu}^m برای نوسان می باشد. فاکتور دوم و مهم مورد ملاحظه قرار دادن یک افزایش در نسبت n_{CuCl} به n_{Cu}^m با افزایش (T_w) به عنوان یک نتیجه از انرژی پالس جداسازی محدود قابل دسترس است.

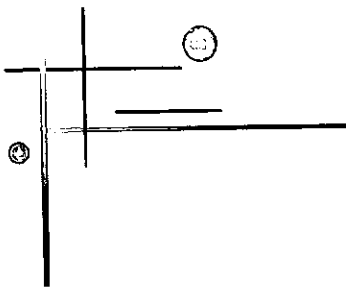
۱۰-۹) لیزرهای هالید مس معمولی پالس پیوسته

برای دستیابی پیوسته برای عملکرد خود گرمایش و توان خروجی متوسط بالا در این لیزرها لازم است تحریک پالسی پیوسته صورت گیرد. اگرچه جمع شدن اثرهای پالس به پالس انرژی خروجی ویژه را در مقایسه با حالت دو پالسی کاهش می دهد، این لیزرها در بسامد تکرار بالا (۳۰ تا ۱۵۰ کیلو هرتز) و در بازده ۱٪ تا ۳٪ و توان خروجی متوسط بالا و ناحیه طیفی مرئی کار می کنند. لیزرهای CuCl و CuBr چند کیلوهرتری می توانند توان خروجی و بازده مشابه با CVL هایی به همان ابعاد داشته باشند. وقتی که این دو لیزر کاملاً بهینه شده باشند، CuBr از نظر توان و بازده تقریباً ۵۰٪ بیشتر از CuCl است. همچنین تمام لیزرهای هالید مس ، تا این تاریخ از CuBr به عنوان دهنده مولکول Cu استفاده کرده اند. اگر چه در مطالعات اخیر یک لیزر CuI با

توان و بازده بیشتر نسبت به لیزر CuBr مشابه ساخته شده است (به هیچ کدام H_2 اضافه نشده بود). هیدروژن یک عنصر ضروری در لیزرهای هالید مس با توان و بازده بالا می باشد. در یک دستگاه لیزر Ne-CuBr با قطر ۲۰mm و طول ۵۰cm با اضافه کردن H_2 توان (و بازده) از ۵۳ وات (۰/۴٪) به ۱۱/۲ وات (۰/۹٪) افزایش پیدا خواهد کرد. همچنین در یک لیزر Ne-CuCl مشابه نیز توان (و بازده) با اضافه کردن H_2 از ۳/۵ وات (۰/۳٪) به ۸/۰ وات (۰/۷٪) افزایش یافته است. یک علامت برای اینکه H_2 در لیزر هالید مس وجود دارد پرتو خروجی با قله شدت روی محور است. [۹]

جدول کارایی و ویژگیهای CVL خود گرمایش

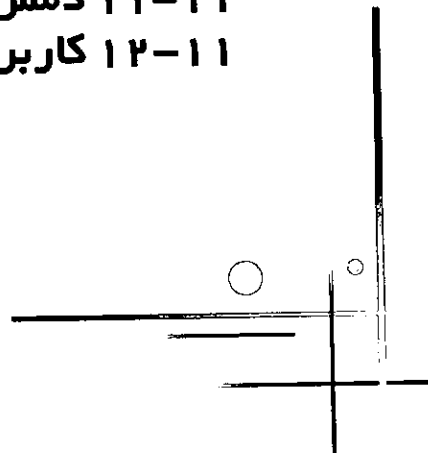
قطر تیوب	۴۰۵	۱۰	۱۵	۱۸	۲۵	۴۲	mm
طول فعال	۳۰	۱۰۰	۷۰	۷۵	۱۰۰	۱۵۰	cm
توان متوسط بیشینه	۳/۱	۱۲	۱۶	۶/۳	۱۷	۴۰	Watt
توان قله	۴	۳۰	۳۰-۴۰	۴۵	-	۱۲۰	kw
انرژی پالس	۰/۰۴۴	۰/۶	۱/۱	۱/۱	۲/۴	۶/۱	mj
انرژی پالس ویژه	۱۴/۳	۷/۶	۸/۶	۵/۵	۵	۲/۹	μjcm^{-3}
بازده در توان بیشینه	۰/۳	-	۱/۰	۱/۳	-	۰/۷۵	%
ولتاژ تیوب	-	-	-	۷/۲	-	۱۰/۵	KV
جریان قله	-	-	-	۳۵۰	-	۹	KA
زمان افزایش جریان	-	-	-	۷۰	-	۸۰	ns
پهنای زمانی پالس	-	-	-	۳۵	-	۵۰	ns
بسامد تکرار (PRF)	۷۰	۲۰	۱۵	۶	۷	۶/۵-۷/۵	KHz
فشار Ne	۴/۵	-	-	۲۵	-	۱۵	torr
توان متوسط ویژه	۱۰۰۰	۱۵۳	۱۲۹	۳۳	۳۵	۱۹	Mwcm ⁻³



فصل ۱۱

لیزرهای رزینه‌ای

- ۱-۱۱ تئوری مربوط به لیزرهای رزینه‌ای
- ۲-۱۱ خواص فتوفیزیکی رنگهای آلی
- ۳-۱۱ خواص طیفی مواد آلی رنگین Dye ها
- ۴-۱۱ مشخصه‌های لیزرهای رزینه‌ای
- ۵-۱۱ تهیه محلول Dye
- ۶-۱۱ بهینه‌کردن محلول Dye
- ۷-۱۱ نکاتی چند در مورد استفاده از حلالها
- ۸-۱۱ کاربرد Dye
- ۹-۱۱ مشکلات دمش Dye ها
- ۱۰-۱۱ انتخاب حلال
- ۱۱-۱۱ دمش
- ۱۲-۱۱ کاربرد لیزرهای رزینه‌ای



لیزرهای رزینه‌ای

لیزرهای رزینه‌ای گونه خاصی از لیزرهای مایع هستند که ماده فعال آنها محلول ترکیبات رنگی آلی در حلال هایی مثل اتانول و متانول و اتیلن گلیکول می‌باشد. این نوع لیزر بخاطر قابلیت تنظیم پیوسته بسامد خروجی و کاهش موثر پهنای خط نوسانی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. در سال های اخیر سامانه لیزر رزینه‌ای پیشرفت مهمی داشته است و اهمیت آنها در این است که این لیزرها منابع نوری جدیدی را با چگالی انرژی بالا، پهنای خط نوسانی باریک، خلوص طیفی بالا و پوشش دامنه طیفی وسیعی را فراهم می‌سازد. از ویژگی های این نوع لیزر آن است که چون مواد آلی رنگین نوارهای جذبی گسترده دارند با استفاده از محیط‌های پاشنده مختلف نظیر منشور، توری اپتیکی، بلورهای دو شکستی می‌توان به طول موج های مورد نظر از ناحیه ۳۱۱ نانومتر تا ۱۳۰۰ نانومتر دست یافت. پرتو خروجی این لیزرها نقش مهمی در فرایند مختلف مانند تحریک چند فوتونی، تحریک گزینشی ترازهای مولکولی، جدا کردن همسانگر ها، مطالعات فوتوشیمیایی، فوتوفیزیکی، فوتوبیولوژیکی، جنبش گازها و تعیین آلودگی گازها دارد. ویژگی خاص این نوع لیزرها برای اینگونه مطالعات این است که می‌توان بسامد خروجی آنها را چنان تغییر داد که بتوان یک تراز مشخص با بسامد گذار دلخواه را بطور گزینشی تحریک کرد و سپس توسط فوتون های دیگر فرآیندهای مختلف فیزیکی و شیمیایی را بر روی ترازهای تحریکی آنها تجربه کرد که در بحث جداسازی همسانگر شرح خواهیم داد. خروجی این نوع لیزرها بسته به نوع دمش می‌تواند پالسی یا پیوسته باشد. دمش این لیزرها معمولاً اپتیکی است که یا بطور همدوس توسط لیزرهای نیتروژن، نئودیمیوم یاگ، اگزایمر، بخار مس و آرگون انجام می‌شود و یا بطور ناهمدوس توسط فلاش لامپ دمیده می‌شود.

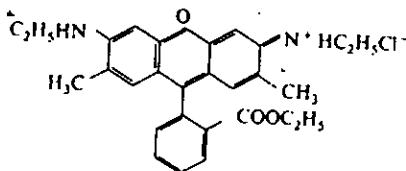
۱-۱۱) تئوری مربوط به لیزرهای رزینه‌ای (Dye)

لیزرهای Dye که در بازه طول موج ۳۱۱ تا ۱۲۸۵ نانومتر کار می‌کنند دارای بیشترین گستره طیفی می‌باشند. (این نوع لیزرها توسط لیزرهای پالسی تحریک می‌شوند) لیزرهای Dye که توسط لامپ درخش دمیده می‌شوند دارای گسترده طول موجی ۳۶۲ تا ۱۰۲۰ نانومتر هستند. لیزرهای Dye پیوسته که توسط لیزرهای یونی آرگون یا کریپتون دمیده می‌شوند دارای گستره طول موجی ۳۶۲ تا ۱۰۲۰ نانومتر هستند.

چون در محیط فعال لیزرهای رزینه‌ای از Dye آلی استفاده می‌شود بنابراین در اینجا ما بطور مفصل به بررسی Dye آلی می‌پردازیم.

۱۱-۲) خواص فوتوفیزیکی رنگ های آلی

Dye های آلی سامانه های مولکولی پیچیده بزرگی متشکل از پیوندهای دوگانه مزدوج هستند. بعنوان مثال فرمول ساختاری رنگ رودامین 6G که جزء رنگ های اگزانتین با گستره طول موجی بین ۷۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر است و دارای کاربرد وسیعی در لیزرهای رزینه‌ای است بصورت زیر است.



شکل ۱۱-۱ فرمول ساختاری رنگ رودامین 6G

بعضی از Dye آلی همراه با ساختار مولکولی، گستره طول موجی و حلال آنها در شکل ۱۱-۲ آورده شده است.

این Dye ها دارای نوارهای جذبی در ناحیه فرا بنفش و مرئی طیف هستند بنابراین اگر توسط نوری با طول موج مناسب بر انگیزخته شوند. طیف های فلونورسان قوی با نواری پهن ایجاد می کنند. در شکل ۱۱-۴ طیف گسیل رنگ رودامین 6G در حلال اتانول و در شکل ۱۱-۳ طیف گسیل و جذب Dye های مختلف نشان داده شده است. [۱۷]

همانطور که در شکل ۱۱-۴ می بینیم رودامین 6G دارای یک قله جذب قوی در گستره طول موجی ۵۰۰ تا ۵۵۰ نانومتر است و هم چنین دارای یک قله جذب نسبتاً ضعیف در حول و حوش ۳۳۷ نانومتر است. ترازهای انرژی مولکول Dye را می توان بسادگی از مدل معروف الکترون آزاد درک کرد.

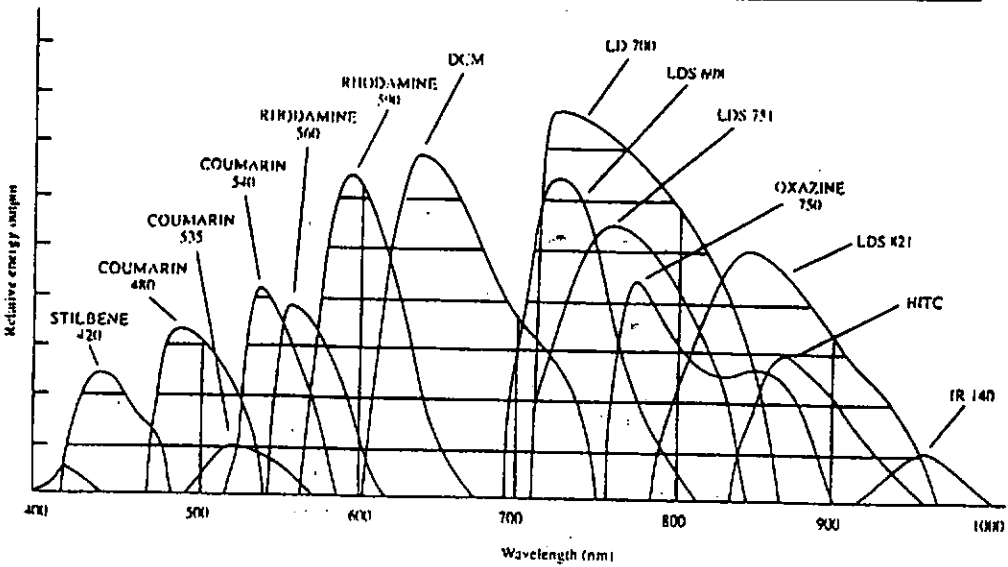
بنابراین ترازهای انرژی الکترون ها، ترازهای انرژی یک الکترون آزاد در چاه پتانسیل یک بعدی است. چنانچه این چاه پتانسیل را تقریباً مستطیلی در نظر بگیریم ترازهای انرژی معلوم اند و از رابطه ۱-۱۱ بدست می آیند که در این رابطه n عددی درست، m جرم الکترون و L طول چاه پتانسیل است. [۱۱]

Dye	Structure	Solvent	Wavelength
Acridine red		EtOH	Red 670-630 nm
Purmin B		MeOH H2O	Yellow
Rhodamine 6G		EtOH MeOH H2O DMSO Polymethyl- methacrylate	Yellow 570-610 nm
Rhodamine B		EtOH MeOH Polymethyl- methacrylate	Red 605-635 nm
Na-fluorescein		EtOH H2O	Green 530-560 nm
2,7-Dichloro- fluorescein		EtOH	Green 530-560 nm
7-Hydroxy- coumarin		H2O (pH ~ 9)	Blue 450-470 nm
4-Methyl- belliferone		H2O (pH ~ 9)	Blue 450-470 nm
Esculin		H2O (pH ~ 9)	Blue 450-470 nm

شکل ۱۱-۲ رنگ های آلی همراه با گستره طول موجی

$$E_n = \frac{n^2 h^2}{8mL^2}$$

رابطه ۱-۱۱

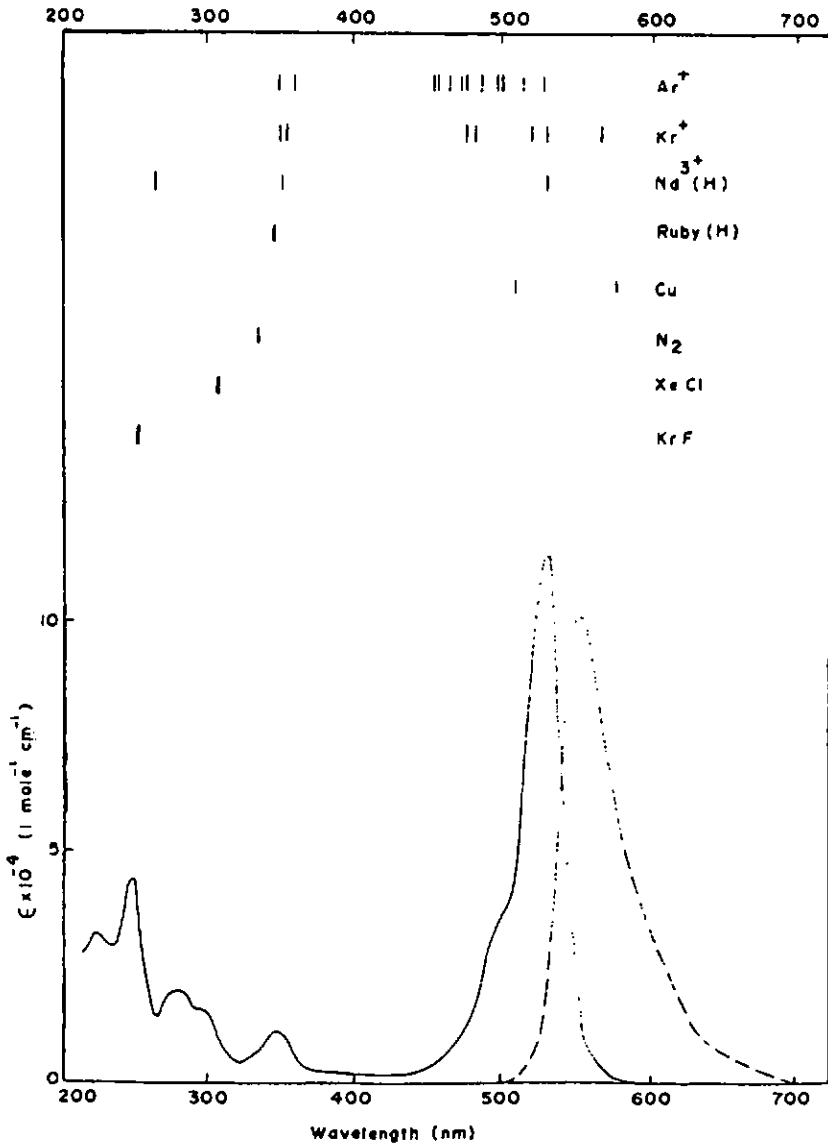


شکل ۳-۱۱ طیف گسیل و جذب رنگ های مختلف

۳-۱۱) خواص طیفی مواد آلی رنگین (Dyes)

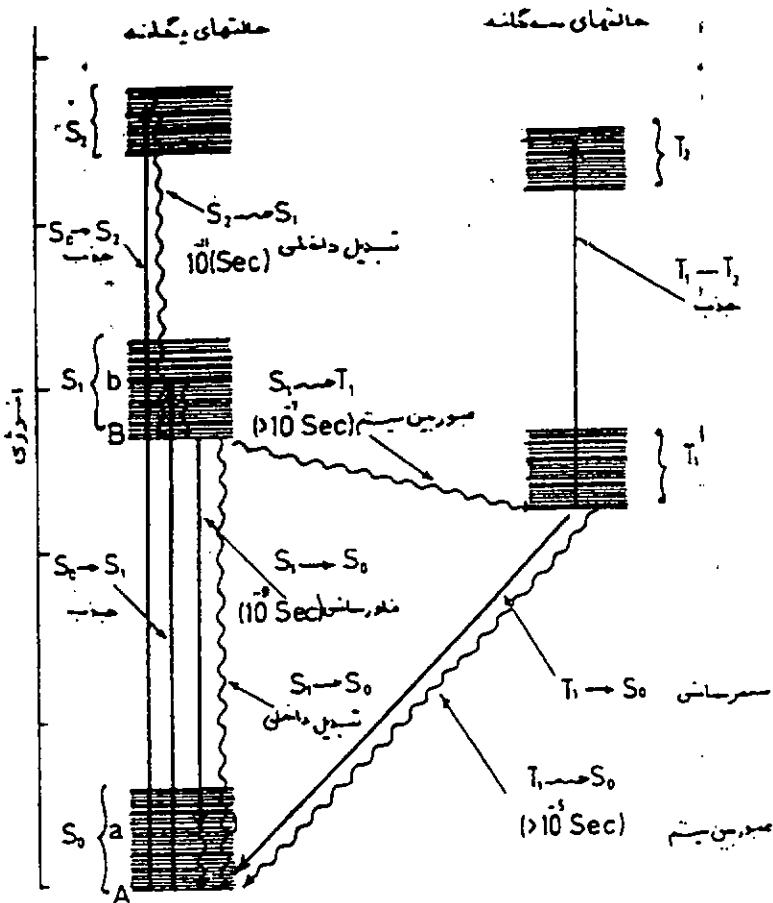
از نظر فیزیکی مواد آلی رنگین به موادی گفته می شود که دارای جذب در طول موج های فرابنفش نزدیک، مرئی و فروسرخ نزدیک باشند.

خاصیت گسیل و جذب این مواد در گذشته مورد مطالعه واقع شده و امروزه نیز بعلاوه کاربردهای فراوان لیزر رزینه‌ای بخصوص در اسپکتروسکوپی لیزری در یافتن مواد آلی جدید با پایداری عمر و کارایی بیشتر فعالیت می شود. تحریک این مواد به کمک لامپ های درخش قوی یا به کمک لیزرهای دیگری که بتوانند طیف های جذبی مولکولی را تحت پوشش قرار دهند انجام می گیرد.



شکل ۱۱-۴ طیف گسیل و جذب رنگ رودامین 6G در حلال اتانول

برای آنکه به خواص طیفی مواد آلی رنگین بهتر پی برده شود با توجه به شکل ۱۱-۵ که ترازهای انرژی ماده آلی را نشان می دهد به اختصار به چگونگی جذب، گسیل فلونورسان و گسیل القایی در مولکول می پردازیم.



شکل ۱۱-۵ ترازهای انرژی ماده آلی

تراز الکترونی پایه مولکول Dye که با S_0 نشان داده شده است متشکل از دامنه وسیعی از ترازهای کوانتومی ارتعاشی و چرخشی مولکول است. اختلاف انرژی بین ترازهای الکترونی در حد الکترون ولت، بین ترازهای ارتعاشی (که در شکل با خطوط پرنشان داده شده اند)، در حدود 1400 تا 1700 عدد موج (cm^{-1}) و ترازهای چرخشی در حدود 10 تا 20 عدد موج است. بنابراین ترازهای چرخشی مولکول حالت تقریباً پیوسته‌ای را بین ترازهای ارتعاشی بوجود می‌آورند. بدین ترتیب می‌توان گفت که مولکول در این ترازها و همچنین سایر ترازهای الکترونی خود طیف پیوسته‌ای را تشکیل می‌دهد.

اگر ماده آلی رنگی تحت تابش الکترومغناطیس قرار گیرد، با توجه به قوانین انتخاب یا گذار حالت های برانگیزش مولکول عبارت است از $\Delta s=0$ یعنی گذار یگانه - یگانه و گذار سه گانه - سه گانه مجاز و گذار یگانه - سه گانه ممنوع است. البته منظور از ممنوع بودن این نیست که این گذارها اصلا اتفاق نمی افتد بلکه منظور این است که این گذارها با احتمال بسیار کم ممکن است رخ دهند. چنانچه مولکول رنگ با جذب فوتونی از یک منبع خارجی از حالت زمینه S_0 به حالت برانگیخته $S_1(A \rightarrow b)$ و یا $S_n(n > 1)$ تحریک شود، مولکول در تراز S_1 پس از ترازمندی بولترمن به پایین ترین حالت ارتعاشی یعنی $S_1(B)$ خواهد رسید. (تحریک ترازهای الکترونی $n=2$ و بالاتر مربوط به دمیده شدن مولکول توسط منابع فرا بنفش است). مولکول در تراز اخیر پایدار نیست و گذار طبق اصل فرانک - کاندن به حالت مختلف کوانتوم ارتعاشی - چرخشی حالت زمینه ای یعنی $(\beta \rightarrow \alpha)$ با گسیل همراه خواهد بود.

این گسیل خود بخود که فلونورسان نامیده می شود و حالت اسپین مجاز دارد ($\Delta s=0$) نیمه عمر آن حدود 10^{-9} ثانیه است. در ترازهای ارتعاشی $S_0(\alpha)$ نیز مولکول با واهلش های سریع ارتعاشی - چرخشی به پایین ترین تراز خود بازگشت می کند. عمل لیزر به شرط آنکه شرایط لازم برای بهره دیدگانی فراهم آورده شود. بین پایین ترین تراز ارتعاشی S_1 یعنی B و ترازهای اشغال نشده S_0 صورت می گیرد. در این تحول انرژی پرتو گسیل شده کمتر از انرژی جذب شده توسط مولکول است. [۱۱]

طیف پیوسته و همگن مربوط به لیزر رنگ یکی از محاسن شگفت آور این نوع لیزر به شمار می آید. چون با قرار دادن عناصر پاشنده ای نظیر منشور و توری اپتیکی در داخل کاواک لیزر طیف بسیار باریکی در پهنای کمتر از ۱ پیکو ثانیه (در حدود کسری از عدد موج) می توان بدست آورد.

علاوه بر فلورسان، مولکول در تراز S_1 گذارهای خودبخود دیگری را نیز داراست که در تضعیف بهره کوانتومی فلونورسان بسیار موثر است این گذارها عبارتند از:

- ۱- گذار ناتاب S_1 به S_0 که به آن تبدیل داخلی گویند.
- ۲- گذار ناتاب S_1 به پایین تراز سه گانه یعنی T_1 که این گذار از نظر اسپین غیر مجاز و منشأ آن برخوردهای مولکولی است و به آن عبور بین سامانه ای گویند. نیمه عمر تراز T_1 بسیار طولانی تر از فلونورسانی است. تراز T_1 مانند دامی بر سر راه مولکول های تحریک شده در

حالت یگانه است و مانعی جدی برای عمل لیزر بشمار می آید. گذار $T_2 \rightarrow T_1$ نیز از نظر اسپین مجاز و دارای سطح مقطع موثر بزرگی است. همانطور که مشاهده نمودیم اولین حالت یگانه برانگیخته S_1 با ارتقاء یکی از دو الکترون بالاترین تراز به تراز بعدی بدون وارونی اسپین بدست می آید. اگر اسپین وارون شود حالت حاصل یک حالت سه گانه است که در شکل با T_1 مشخص شده است.

توجه به این نکته مهم است که یک مشخصه مهم این رنگ ها آن است که عنصر ماتریس دو قطبی μ بسیار بزرگی دارند این بدان علت است که الکترون های π در فاصله ای قابل مقایسه با بعد a مولکول حرکت می کنند و چون a بزرگ است نتیجه می شود که μ بزرگ است ($\mu = ea$) در نتیجه سطح مقطع جذب σ که با μ^2 متناسب است نیز بزرگ است ($\sim 10^{-16} \text{cm}^2$) مولکول وقتی در حالت برانگیخته است در زمانی بسیار کوتاه (فرواقت بدون تابش $\tau_{nr} = 10^{-12}$ ثانیه) به پایین ترین حالت ارتعاشی تراز S_1 فرو می افتد.

سامانه های فلونورسانی ایده آل که هیچ گونه فسفر سانی نداشته باشند وجود ندارد. گذار $T_1 \rightarrow S_1$ هم عمدتاً از برخورد های مولکولی ناشی می شود، ولی گاهی در اثر فرایندهای تابشی هم رخ می دهد (همانطور که می دانیم گذار $T_1 \rightarrow S_1$ از نظر تابشی ممنوع است) این تابش فسفرسانی نامیده می شود. این سه فرآیند را با ثابت های زیر مشخص می کنیم:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{sp}} + k_{ST} \quad \text{رابطه ۲-۱۱}$$

الف- τ_{sp} طول عمر گسیل خودبخودی تراز S_1

ب- K_{ST} آهنگ عبور بین سامانه ای، سامانه های یگانه و سه گانه

ج - τ_T طول عمر تراز T_1

اگر طول عمر تراز S_1 را τ بنامیم داریم:

$$\frac{1}{K_{ST}} \text{ بعلت بزرگی } \mu \text{ طول عمر تابشی } \tau_{sp} \text{ خیلی کوتاه است (چند نانو ثانیه). چون معمولاً}$$

بسیار طولانی تر است (100ns) اکثر الکترون ها از تراز S_1 بصورت فلونورسانی گذار خواهند داشت. بنابراین بهره کوانتومی فلونورسانی (تعداد فوتون هایی که بوسیله فلونورسانی گسیل می شوند تقسیم بر تعداد اتم هایی که در تراز S_1 قرار دارند) تقریباً برابر واحد است. در واقع داریم:

$$\phi = \frac{\tau}{\tau_{sp}}$$

رابطه ۳-۱۱

طول عمر τ_T حالت سه گانه به شرایط تجربی و بخصوص به مقدار اکسیژن حل شده در محلول بستگی دارد این طول عمر از 10^{-7} ثانیه در محلول اشباع شده از اکسیژن تا 10^{-3} ثانیه یا بیشتر در محلولی که اکسیژن زدایی شده است در تغییر است.

۱۱-۴) مشخصه های لیزرهای رزینهای

با توجه به آنچه گفته شد کاملاً منطقی است که انتظار داشته باشیم این مواد قابلیت عمل لیزر در طول موج های فلونورسانی را داشته باشند. در واقع فرو افت سریع بدون تابش در حالت برانگیخته یگانه S_1 ، تراز بالایی لیزر را به طور موثری انبوه می کند و فروافت سریع بدون تابش در حالت پایه، تراز بالایی لیزر را تهی می کند. هم چنین توجه داشته باشید که محلول رنگ نسبت به طول های موج های فلونورسانی کاملاً شفاف است (یعنی، سطح مقطع جذب، σ_0 ، بسیار کم است) در روند کلی توسعه ابزارهای لیزری، لیزرهای رزینهای نسبتاً دیر پا به عرصه وجود نهاد و در واقع در سال ۱۹۶۶ عمل لیزر رزینهای مشاهده گردید.

اکنون بعضی دلایل این امر را بررسی می کنیم. یکی از مشکلات آنها طول عمر τ بسیار کوتاه S_1 است چون توان دمش مورد نیاز با τ نسبت عکس دارد. با وجود اینکه این مسئله تا اندازه ای با بزرگ بودن سطح مقطع جبران می شود، حاصل ضرب $\tau\sigma$ (توان دمش با $(\sigma\tau)^{-1}$) متناسب است (هنوز حدود سه مرتبه بزرگی کوچکتر از مقدار این حاصلضرب برای لیزرهای حالت جامد نظیر Nd:YAG است. مشکل دوم از عبور بین سامانه ای ناشی می شود. اگر τ_T در مقایسه با K_{sp}^{-1} زیاد باشد مولکول ها در حالت سه گانه تجمع می کنند. در نتیجه، جذب مربوط به گذار $T_1 \rightarrow T_2$ (که از نظر اپتیکی مجاز است) ایجاد می شود. متأسفانه این جذب در همان طول موجی صورت می گیرد که فلونورسانی انجام می شود و لذا مانعی جدی برای عمل لیزر به حساب می آید. می توان نشان داد که اگر τ_T کمتر از مقدار معینی باشد (که بستگی به خصوصیات ماده Dye دارد) عمل پیوسته لیزر امکان پذیر است.

برای آنکه به چنین نتیجه ای برسیم ابتدا یادآور می شویم که منحنی گسیل فلونورسان Dye را می توان بر حسب سطح مقطع گسیل القایی (σ_e) توصیف کرد. بدین ترتیب اگر N_2 انبوهی کل

حالت S_1 باشد بهره اشباع نشده (برای σ_e طول مورد نظر) برابر است با $\exp(N_1 \sigma_e L)$ که L طول محیط فعال است.

اکنون اگر N_T انبوهی حالت سه گانه T_1 باشد، شرط لازم برای عمل لیزر آن است که بهره ناشی از گسیل القایی از اتلاف ناشی از جذب سه گانه - سه گانه بیشتر باشد، یعنی

$$\sigma_e N_1 > \sigma_T N_T$$

در حالت پایا، آهنگ فروافت انبوهی سه گانه $\frac{N_T}{\tau_T}$ برابر با آهنگ افزایش انبوهی ناشی از

عبور بین سامانه ای $K_{ST} N_2$ باشد یعنی

$$N_T = K_{ST} \tau_T N_1$$

با ترکیب این دو رابطه خواهیم داشت.

$$\tau_T < \frac{\sigma_e}{\sigma_T K_{ST}}$$

که شرط لازم برای عمل لیزر موج پیوسته است. اگر این شرط برآورده نشود، لیزر رزینهای تنها می تواند بصورت پالسی عمل کند در این مورد، مدت زمان تپ دمش باید آنقدر کوتاه باشد که عدم تجمع انبوهی اضافی در حالت سه گانه را تضمین نماید. بالاخره مشکل سوم ناشی از حضور شیب های گرمایی است که در اثر دمش در مانع ایجاد می شود. این امر موجب ایجاد شیب های ضریب شکست می شود که از عمل لیزر جلوگیری می کند. این شیب ها اثراتی را بوجود می آورند که از بعضی لحاظ شبیه به اثرات ناشی از عبور بین سامان ها است.

پس از آنکه دمش برای زمان معینی اعمال شد، هر دوی این فرایندها تمایل به متوقف کردن عمل لیزر دارند. ولیکن همان طور که قبلا اشاره شد اگر بعضی مواد (نظیر اکسیژن) به محلول اضافه شود می توان τ_T را کاهش داد، و اثرات گرمایی نیز با آرایش تجربی مناسبی قابل کاهش است.

۱۱-۵) تهیه محلول Dye

بعنوان یک قانون عملی یا تجربی، غلظت Dye باید به نحوی باشد که ۹۰٪ نور دمیده در عمق ۰/۵ میلیمتر جذب محلول شود یا به عبارت دیگر محلول رنگ باید از قابلیت جذب از مرتبه $OD=2\text{mm}$ برای طول موج نور دمش برخوردار باشد. اگر راجع به محلول رنگ دچار تردید هستیم، قابلیت جذب محلول رنگ را که قرار است در نوسانگر لیزری بکار رود در یک

اسپکتروفوتومتر (بیناب سنج نوری) اندازه گیری می‌کنیم. باید به این نکته توجه کنیم که اگر موج دمش زیر ۳۰۰ نانومتر است باید جنس سلول رنگ (Fused - Silica) باشد. در این حال محدوده ۱/۸ تا ۲/۲ قابلیت جذب محلول Dye مورد استفاده در نوسانگر لیزر است. برای یک Dye ناشناخته، یک مقدار مشخص از Dye را در یک حجم معین محلول حل می‌کنیم و میزان قابلیت جذب را در طول موج دمش مورد نظر اندازه گیری می‌کنیم سپس غلظت Dye بر حسب گرم از رابطه زیر قابل محاسبه است.

رابطه ۴-۱۱

$$\frac{g(\text{gram})}{L(\text{lit})} = \frac{20}{OD\left(\frac{\text{Slution}}{1.0\text{mm}}\right)} \times \frac{g(\text{gram Sample})}{Vol(\text{Volum Sample})}$$

اندازه گیری ها باید (البته با حلال خالص در یک کاواک با همان طول موج) تحت پرتو مرجع اسپکتروفوتومتر) انجام شود. غلظتی از حدود $OD = 2 / \text{mm}$ ، برای یک محلول رنگ مورد استفاده در نوسانگر مناسب می باشد برای تقویت کننده لیزر $\frac{1}{3}$ از این غلظت کافی است محلول مورد استفاده در تقویت کننده به این صورت آماده می شود که یک قسمت از محفظه دمیده گردش تقویت کننده را از این محلول مورد استفاده در نوسانگر پر نموده و در دو قسمت حلال خالص به آن اضافه می‌کنیم. برای تهیه کردن محلول Dye، مقدار پودر Dye را وزن نموده و آن را به داخل یک بطری شیشه‌ای ۵۰۰ میلی لیتری با یک لیتری می‌ریزیم. در صورتی که در دسترس باشد از بطری های قهوه‌ای رنگ استفاده می‌کنیم (زیرا ممکن است که در مجاورت نور واکنش شیمیایی رخ دهد). باید مطمئن باشد که ماده رنگ تماما به درون بطری انتقال داده شده و چیزی بیرون ریخته نشده باشد (بیشتر خطاها در این مرحله اتفاق می‌افتند). بطری را تا ۵۰۰ میلی لیتر (یا یک لیتر) از حلال پر می‌کنیم. اضافه کردن ۱۰٪ بیشتر یا کمتر حلال، تاثیر قابل ملاحظه‌ای بروی کار نمی‌گذارد. محلول مرجع خود را همواره کمی غلیظ تر از مقدار توصیه شده درست می‌کنیم زیرا در هر موقع از زمان می‌توان حلال را به محفظه ذخیره دمیده چرخانده محلول اضافه یا کم کرد. بعضی از Dye ها سریعا حل نمی‌شوند. در چنین مواردی دسترسی به یک حمام ماوراء صوتی توصیه می‌شود. محلول های رنگی را تا زمانیکه کاملا صاف نشده و هرگونه ماده رنگی غوطه ور در آن دیده می‌شود نباید مورد استفاده قرار داد.

۱۱-۶) بهینه کردن محلول Dye

برای مجموعه شرایط داده شده بعنوان مثال یک Dye معین، طول موج و توان ورودی داده شده یک غلظت بهینه وجود دارد این غلظت بهینه ممکن است از آن غلظتی که سبب ایجاد چگالی اپتیکی $OD=2/mm$ می شود متفاوت باشد. غلظت های بالاتر از غلظت فوق سبب جابجایی منحنی های تنظیم به سمت قرمز خواهد شد حال آنکه غلظت های پایین تر سبب جابجایی آبی می شوند.

بهینه کردن غلظت محلول توسط اضافه کردن حلال خالص یا محلول با غلظت بالاتر از غلظت توصیه شده بطور آهسته به محلول موجود در محفظه گرداننده محلول انجام می شود این اضافه کردن تا زمانی صورت می گیرد که توان لیزر رنگ بیشینه شود. غلظت های محلول رنگ برای لیزرهای ثقویت کننده که توسط لیزرهای اگرایمر و نئودیمیم یاگ دمیده می شوند باید به ترتیب $\frac{1}{3}$ یا $\frac{1}{6}$ غلظت محلول های بکار رفته در نوسانگر مربوطه باشد.

۱۱-۷) نکاتی چند در مورد استفاده از حلال ها

در اغلب موارد محلول های زیانباری بوجود می آید که ناشی از حلال Dye می باشد. تعدادی از حلال های شدیداً سمی، سوزآور، مخدر، بیحال کننده و بیهوش کننده می باشد. این نکات باید در تهیه محلول Dye بدقت مورد توجه قرار گیرند. تقریباً تمام حلال ها شدیداً قابل اشتعال هستند بنابراین یک وسیله اطفاء حریق بایستی در نزدیکی لیزر در جایی که به سادگی قابل دسترس است، و در ناحیه خلوت نصب شود.

آتش گرفتن حلال های غیرقطبی (نارسانا) خطری است که ممکن است در برخی موارد رخ دهد، چرخش حلال در لوله های پلاستیکی با سرعت زیاد بعنوان مولد وان دوگراف عمل کرده و تا ۱۰۰ کیلو ولت جریان الکتریکی ایجاد خواهد کرد. و جرقه های ایجاد شده، ممکن است بدنه لوله ها را سوراخ کرده و باعث آتش گرفتن حلال شود. انتخابگرهای Dye از سیم های متصل به زمین که درون لوله های پلاستیکی قرار دارند استفاده می کنند تا از این مسئله جلوگیری شود هنگام استفاده از این حلال ها، قبل از باز کردن مخزن، باید از لحاظ الکتریسته ساکن بررسی لازم انجام شود. برای این کار پشت دست را به لوله های پلاستیکی نزدیک کرده اگر موهای پشت دست به لوله چسبید نشانه وجود الکتریسته ساکن است.

۱۱-۸) کاربرد Dye

محلول یا بخار رنگ ها، ماده فعال لیزرهای رنگ پالسی و موج پیوسته را تشکیل می‌دهند (اخیرا بخار رنگ ها بکار برده شده ولی هنوز بصورت تجارتي از آنها استفاده نمی شود). رنگ ها نقش بستاورهای فوق العاده سریع در Q-سوئیچ کردن و قفل کردن مد غیر انفعالی بازی می کنند و در یک ناحیه طیفی نسبتا باریکی گسیل دارند (نوعا ۱۰ تا ۳۰ نانومتر) بنابراین گونه‌های مختلفی از رنگ ها برای پوشش دادن تمام محدوده طیفی مرئی لازم و ضروری است. تحریک اپتیکی رنگ ها متناظر با گذار مولکول ها در تراز یگانه ، جذب قوی ترین گذار خواهد بود و برای هر رنگ یک مقدار ویژه دارد. برای دمش بهینه ($S_0 \rightarrow S_1$) رنگ های مختلف، نیازمند به تعدادی از طول موج های لیزر دمش می‌باشیم. خوشبختانه تقریبا تمام رنگ ها در ناحیه فرابنفش نوارهای جذب اضافی دارند. این جذب ها متناظر است با گذار به ترازهای یگانه بالاتر جایی که فرایندهای سریع واهلش داخلی، مولکول به ترازهای بالایی لیزر، S_1 با بازدهی کوانتومی زیاد برمی‌گردد. به همین دلیل اکثر Dye ها می‌توانند توسط یک لیزر فرا بنفش دمیده شوند.

۱۱-۹) مشکلات دمش Dye ها

در دمش رنگ ها توسط لیزرهای دمیده کننده مشکلاتی وجود دارد که عبارتند از الف- بهره داخلی لیزر Dye بعلت تحریک Dye به ترازهای بالایی S بالاتر از S_1 چون در بازگشت مقدار قابل توجهی از انرژی تحریک به گرما تبدیل می شود، پایین است. زمانیکه از یک لیزر اگزایمر برای دمش لیزر Dye استفاده شود، این نقش بحدی است که نمی‌تواند توسط بهره بالای لیزر اگزایمر جبران شود.

ب) یک تحریک چند فوتونی می‌تواند سبب تخریب و انهدام مولکول های Dye شود، همانطور که سبب تخریب و انهدام مولکول های حلال می شود این فرایند به این صورت درک می شود که یک مولکول برانگیخته فوتون های بیشتری جذب کرده (جذب دائمی) یا یک مولکول در آن واحد چندین فوتون جذب می‌کند در این فرایند جذب ، مولکول می‌تواند مقدار انرژی بیش از انرژی بستگی آن جذب کند به این دلیل مولکول ممکن است گسیخته شده یا حداقل ساختمان آن تغییر کند. این فرایند در تحریک با نور فرابنفش بسیار محتمل تر است.

بنابراین زمانی که با نور فرا بنفش تحریک صورت می گیرد بایستی کاهش پایداری نور را انتظار داشته باشیم. خلاصه‌ای از پایداری نوری Dye های معمولی در جدول زیر آمده است.

Dye	Center of emission nm	Excimer pumped nm	Cw Laser Pumped(Wh)
<i>P- Terphenyl</i>	۳۴۰	۴۵۱	-
<i>QUI</i>	۳۸۰	۱۴۵۷	-
<i>Poly phenyl</i>	۳۸۰	۸۷۰	-
<i>StibeneI</i>	۴۱۰	۱۰	۲۰۰۰
<i>CoumarinII</i>	۴۵۰	۳۱	۱۰۰
<i>StibeneIII</i>	۴۳۰	۱۴	۳۰۰
<i>Comarin47</i>	۴۷۰	۴۵	-
<i>Comarin 102</i>	۴۸۰	۲۴۴	۱۰۰
<i>Comarin30</i>	۵۱۵	-	۱۰۰
<i>Rhodamine 6G</i>	۵۹۰	۳۱۶	۱۰۰۰
<i>Rhodamine B</i>	۶۱۰	۱۴۴	۲۰۰
<i>DMC</i>	۶۵۰	۳۴۸	۵۰۰
<i>Rhodamine 700</i>	۷۰۰	۸۰	۱۰۰۰
<i>Oxazine I</i>	۷۲۵	۲۵	۲۰۰
<i>HITCI</i>	۸۷۵	۱۲	۱۰۰
<i>IR140</i>	۹۶۰	۱۰	۱۰۰
<i>Styraq19</i>	۸۴۰	۷۳	۵۰۰

در طول موج های کوتاه سطح مقطع جذب کوچک است برای اینکه تا آنجا که ممکن است مولکول های بیشتری تحریک شوند، یا باید چگالی توان Ip دمش خیلی بالا باشد (Ip با سطح مقطع جذب نسبت معکوس دارد)، یا اینکه غلظت Dye زیاد باشد به دلیل مشکل پایداری حلال ها مقدار Ip به مقادیر کمتر از 30 Mw/cm^2 محدود می شود (مقادیر بیش از این سبب ناپایداری حلال می شوند). بنابراین برای اینکه Ip را تا حد امکان پایین نگه داریم، بایستی لیزرهای Dye با توان بالا را بطور عرضی دمیده کرد. دمش عرضی مورد استفاده زیادی داشته و بر خلاف دمش طولی سبب ایجاد توزیع انرژی غیر گاوسی می شود البته این را می توان با

استفاده از یک فیلتر فضایی جبران نمد سلول های Dye لیزرهای رزینه‌ای که به طور عرضی مدیده می شوند به دو دسته تقسیم می شوند دسته اول آنهایی هستند که جریان محلول در آن عرضی است و دسته دوم آنهایی هستند که جریان محلول در آن طولی می‌باشد. در حالتی که جریان محلول عرضی باشد آهنگ تکرار بالا ایجاد شده و درحالتی که جریان طولی محلول باشد، توزیع انرژی متقارن خواهیم داشت ولی آهنگ تکرار پایین است.

۱۱-۱۰) انتخاب حلال

معیارهای انتخاب حلال های مناسب برای لیزرهای رزینه ای از این قرار است :

۱- حلال باید نسبت به طول موج دمش و طول موج گسیل لیزر Dye شفاف باشد. البته غلظت باید یک مقدار معینی داشته تا شرایط بهینه بهره، برآورده شود.

۲- رنگ بایستی در حلال مورد نظر قابل حل باشد در تمام حالات قانونی حاکم است که می‌گوید قابلیت حل شدن یک رنگ غیرقطبی در یک حلال غیرقطبی (مانند رنگ PTP در سیکلوهاگزان) بیش از قابلیت حل شدن در یک حلال قطبی (بعنوان مثال متانول) است و بالعکس.

۳- حلال باید در برابر طول موج نور دمش از پایداری فوتوشیمیایی برخوردار باشد. بویژه حلال هایی که حاوی کلرین هستند مانند کلروفرم و حلال هایی که حاوی الکل فرعی هستند مانند ایزوپروپانل، برای Dye های لیزری حلال مناسبی نیستند زیرا این حلال ها از پایداری فوتوشیمیایی کمی برخوردارند. حلال هایی که غالباً استفاده می شوند عبارتند از

<i>Cyclohexane</i>	<i>Chlorobenzen</i>	<i>Choloroform</i>
<i>Benzylalcol</i>	<i>Ethylenglychol</i>	<i>Trifluoroethanol</i>
<i>Toluene</i>	<i>Glycerol</i>	<i>N,N-Diproylacetaimide</i>
<i>Metanol</i>	<i>P- Dioxane</i>	<i>Dymethyl solfoxide</i>
<i>Etanol</i>	<i>1,1,1-Tricholoroethane</i>	<i>1,2-Dicholoroethane</i>
<i>Dicholorobenzene</i>	<i>O-Dicholoromethan</i>	<i>N,N- Dimethyl formamide,</i>
<i>1-Methyle - 2- pyrrolidinon (NNP)</i>	<i>Hexaffuoroiso propanol</i>	<i>Tetraahydrofurane</i>

برای بدست آوردن نتیجه بهتر از حلال هایی که از مرتبه یناب نگاری (اسپکتروسکوپی) بالایی برخوردارند استفاده می شود. حلال های زیر برای شرایط دمش مختلف توصیه می شوند.

الف- حلال های مناسب برای دمش با چشمه های لیزری که طول موج خروجی آنها زیر

۳۰۰nm می‌باشد بعنوان مثال برای (Nd:YAG ۴thHarmonic): ۲۶۶

Cyclohexane, Ethyleneglycol, Glycerol, P-Dioxane, Ethanol های محلول KrF:۲۴۸

Trifloroethanol, Hexafluorisopropanol پیشنهاد می شود.

ب - حلال های مناسب برای دمش با چشمه های لیزری که طول موج خروجی آنها بین ۳۰۰ تا ۴۰۰ نانومتر است.

Nd:YAG ۳rd Harmonic : ۳۵۵ و N_۲: ۳۳۷ nm ؛ XeCl: ۳۰۸ nm

این محلول ها پیشنهاد می شوند.

Dimethyl Sulfoxide (DMSO)

Dimethyl formamide (DMF)

1-Methyl, 2-pyrrolidinone (NMP)

Tetrahydrothiophen dioxide (Sulfolane)

ج - حلال های مناسب برای دمش در ناحیه مرئی یا ناحیه فرورسرخ نزدیک

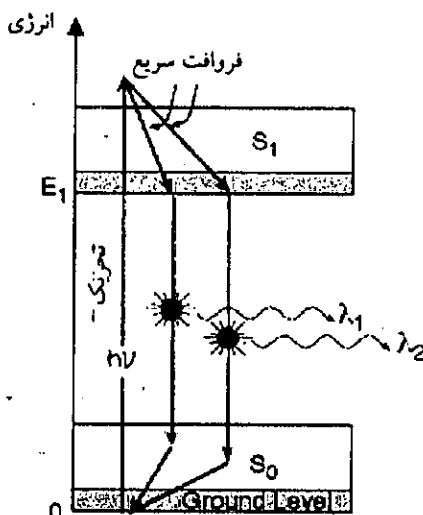
Cu (۸۷۵/۲) و Nd:YAG 2nd Harmonic: 532

این حلال ها علاوه بر حلال های گروه الف و ب عبارتند از

Toluene, chloro benzene, Rhodamine 6G

Chloroform, Benzyl alcohol

1,2-Dichloroethane, O-Dichlorobenzene, Dichloromethane



شکل ۱۱-۶

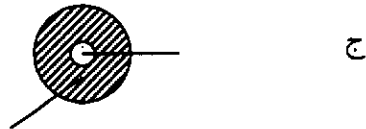
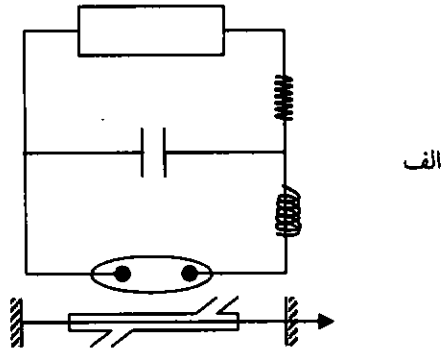
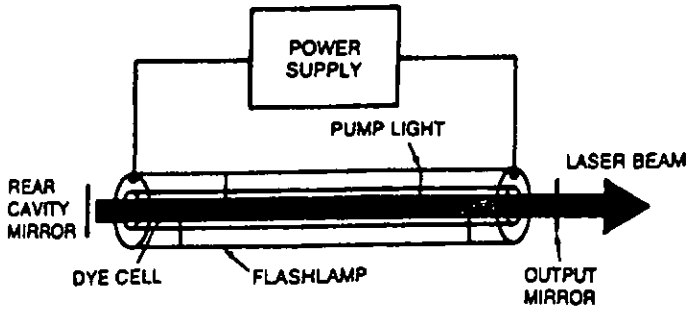
۱۱-۱۱ دمش

دمش این نوع لیزرها به سه روش انجام می شود

۱- لامپ درخش Xe

۲- لیزرهای پیوسته (\dots, Kr^+, Ar^+)

۳- لیزرهای پالسی ($\dots, XeCl, Cu, N_2$)



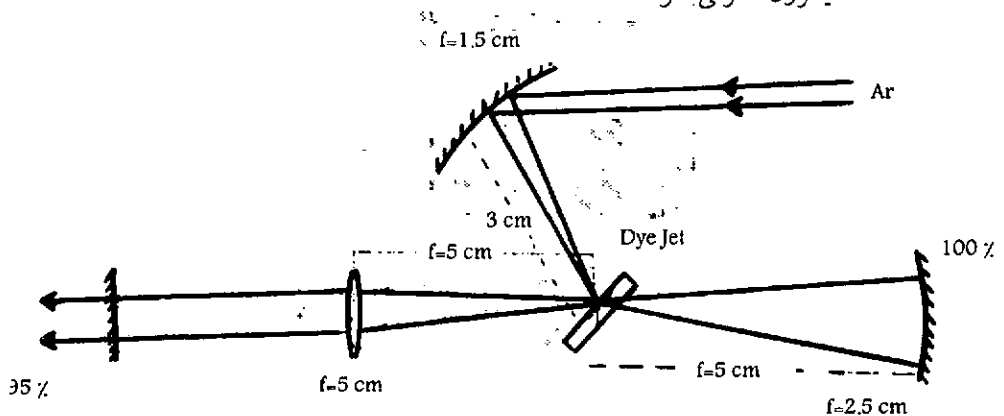
شکل ۱۱-۷ دمش توسط فلاش لامپ

دمش توسط فلاش لامپ: لیزرهای رزینه‌ای که با فلاش لامپ تحریک می‌شوند در مقایسه با لیزرهای پیوسته دارای پهنای نوار وسیعتر و پایداری طول موج کمتری می‌باشند چون فلاش لامپ در یک بسامد خاص کار نمی‌کند و دارای یک نوار بسامدی است، در نتیجه گاهی اوقات ترازهای مختلف دمیده می‌شوند و طول موج ثابت نمی‌ماند، از طرفی درخشش فلاش لامپ باعث می‌شود که سلول رنگ و رنگ زودتر گرم شوند. اما دارای این مزیت ویژه هم هستند که در این نوع دمش حجم بزرگی از محلول رنگ تحت دمش قرار می‌گیرد و در نتیجه پالس‌های خروجی با انرژی زیاد و توان متوسط بالا تولید خواهد شد. پوشش دامنه طیفی اینها از ۳۴۱ تا ۹۷۲ نانومتر می‌باشد.

دمش توسط لیزر پیوسته Ar^+ :

لیزرهای رزینه‌ای که با طول موج پیوسته و *jet stream* (البته نازکترین قسمت) دمیده می‌شوند می‌توانند پهنای نوار پیوسته باریکی ایجاد نموده و همچنین می‌توان با دمش بطور همزمان و قفل کردن مد (به وضعیتی گفته می‌شود که مدهای یکسان و با فازهای قفل شده مجبور به نوسان شوند) بطور انفعالی (توسط یک جاذب اشباع‌پذیر که برای $Rh6G$ ، $DODCI$ می‌باشد که پالس‌های $0.3ps$ تولید می‌کند و برای لیزر آرگون پیزوالکتریک استفاده می‌شود ns 0.15 می‌باشد) پالس‌های پیکو ثانیه‌ای بدست آورد.

چون در لیزرهای پیوسته به شدت بسیار زیادی جهت رسیدن به آستانه عمل لیزر نیازمندیم باید آنرا روی *Dye jet* ($2/5$ تا 10 برابر) متمرکز کنیم مثلاً یک منبع تحریک ۱ واتنی بایستی تا حد $10-20$ میکرون کانونی شود.

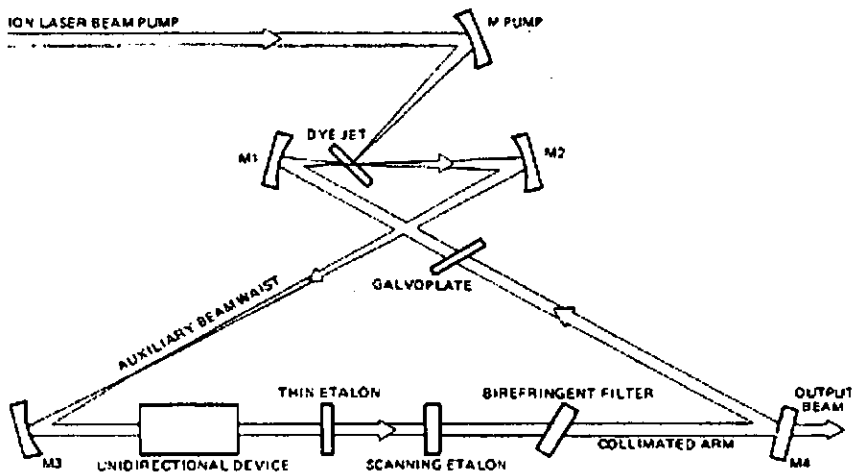


شکل ۸-۱۱

ساختار حلقوی از یک لیزر Dye هم در شکل ۱۱-۹ نشان داده شده است. در این شکل همچنانکه دیده می‌شود، از یک قطعه اپتیکی ویژه که عمل نوسان سازی لیزر را فقط در یک راستا امکان پذیر می‌سازد استفاده شده است. بدین ترتیب در کاواک موج ایستاده تشکیل نمی‌شود بنابراین پدیده سوزگنی فضایی رخ نمی‌دهد و این دو نتیجه را بدنبال دارد:

الف) نوسان روی تک مد طولی بسیار ساده بدست می‌آید.
ب) توان خروجی بالاتری در این تک مد بدست می‌آید، چون اکنون تمامی محیط فعال (و نه فقط نواحی اطراف پیشینه های موج ایستاده) در خروجی لیزر شرکت دارند. در نتیجه توان های خروجی حاصل تا یک مرتبه بزرگی از توان های خروجی لیزرهای معمولی و رزینهای تک مد بزرگتر است.

برای تغییر طول موج در لیزرهای پیوسته از فیلتر لیوت استفاده می‌کنیم و یا منشور در ساختار "لیتروف" که قابلیت انتخاب منشور نسبت به فیلتر لیوت کمتر است با یک لیزر آرگون ۲۴ وات، توان خروجی ۵ وات لیزر رنگ بدست آید.



شکل ۱۱-۹

چرخاندن Dye نیز بخاطر کمینه کردن اثرات تغییر دمایی است چون افزایش دمای رنگ ۳ اثر نامطلوب را بدنبال دارد ۱- انتقال بسامد تشدید ۲- واگرایی پرتو ۳- کاهش توان خروجی سرعت jet هم باید زیاد باشد تا رنگ بکنواخت شود چون آشفتگی Dye همگنی محیط فعال اپتیکی را بهم می‌زند در نتیجه یکنواختی پرتو و پهنای خط بهم می‌خورد. پوشش دامنه طیفی

از ۳۶۲ تا ۱۰۲۰ نانومتر است در سامانه Dyejet برای اینکه لزجی محلول Dye بالا باشد می توان از محلول های زیر glycol, propylene glycol, ethylengly col,... یا ترکیبی از اینها استفاده کرد. ولی این محلول ها یک عیب دارند و آن این است که بهره کواتومی Dye را کاهش می دهند و همیشه خواص گرمایی بهینه را ارائه نمی دهند پس بهترین محلول ها، محلول های آبی هستند.

با افزایش لزجی مثلا لزجی آب ۱cp است که با اضافه کردن ۳ درصد پلی وانیل الکل تا حدود ۲۰ cp افزایش می یابد که قابل مقایسه با لزجی اتیلین گلیکول است. می توان محلول های آبی تهیه کرد.

همانطور که می دانیم طول موج لیزر Nd:YAG، ۱۰۶۴ نانومتر است و چون نوار جذب اکثر رنگ های آبی در گستره مرئی، فرابنفش و فروسرخ است بنابراین باید از هماهنگی های دوم، سوم یا چهارم لیزر Nd:YAG استفاده کرد.

همانطور که در شکل دیده می شود ابتدا لیزر Nd:YAG سوئیچ Q می شود سپس خروجی آن از آینه جلوی کاواک بیرون می آید در جلوی این خروجی یک سلول اپتیکی دو شکستی قرار می گیرد که طول موج خروجی بعد از این سلول اپتیکی شامل طول موج های ۵۳۲ و ۱۰۶۴ نانومتر است بنابراین یک آینه جلوی آن قرار می دهیم که طول موج ۵۳۲ نانومتر را کاملا عبور دهد و ۱۰۶۴ را کاملا بازتاب دهد زیرا اگر نور با طول ۱۰۶۴ به سلول Dye برخورد کند خال برمی دارد و آسیب می بیند بعد از آنکه نور از این آینه عبور کرد آن را به وسیله یک عدسی کانونی کننده روی Dye cell کانونی می کنیم. بعد از این باید ۲ آینه برای کاواک لیزر رزینه ای در نظر بگیریم آینه جلو باید طوری باشد که طول موج ۵۳۲ نانومتر را کاملا عبور دهد طول موج های بالاتر دمیده شده از محلول رنگ را برای تقویت بازتاب کند.

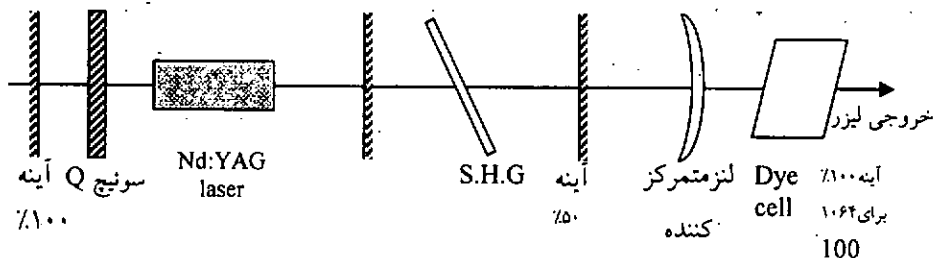
اگر بخواهیم دمش عرضی انجام دهیم عدسی کانونی کننده را بر می داریم و بجای آن یک عدسی استوانه ای قرار می دهیم تا این عدسی نور دمش را روی Dye cell کانونی کند و در یک طرف Dye cell توری بازتابی هولوگرافی و در طرف دیگر یک آینه قرار می دهیم. بایک Dye خاص و با استفاده از توری و منشور می توان طول موج خروجی لیزر رزینه ای را از ۳۰ تا ۶۰ نانومتر تغییر داد.

دمش توسط لیزر اگزایمر: با کشف لیزرهای اگزایمر در سال ۱۹۷۶ یک ابزار جدید و قدرتمند برای دمش لیزرهای رزینه ای پدیدار گشت. این لیزرهای اگزایمر مزایای لیزرهای نیتروژن (آهنگ تکرار پالس بالا، سادگی عمل، هزینه پایین) و لیزرهای نئودیمیم یاگ (توان قله بالا، پالس های با دوره به اندازه کافی طولانی) را یکجا دارا می باشد. علاوه بر این لیزر اگزایمر رسیدن به آهنگ تکرار پالس بسیار بالا و پالس های با انرژی بالا (بیش از یک ژول) را دارا می باشد. لیزر Nd:YAG یک مسئله و معضل مهم دارد، تنها پس از تغییر دادن طول موج اصلی این لیزر $\left(\frac{1}{4}, \frac{1}{3}, \frac{1}{2}, \dots\right)$ است که این لیزر برای دمیده کردن اکثر لیزرهای رنگ مناسب خواهد شد. حتی اگر این فرایندهای تغییر طول موج بطور خیلی کارا و موثر انجام شود ۳۰٪، بطور قابل ملاحظه ای پیچیدگی سامانه و حساسیت در برابر نوسانات به شدت افزایش خواهد یافت.

بر خلاف این، لیزر XeCl بسیار ساده بنظر می رسد، زیرا تقریباً تمام محدوده گسیل لیزر رزینه ای می تواند توسط یک دمش طول موج پوشش داده شود که این به علت این است که اغلب رنگ ها در طول موج ۳۰۸ نانومتر دارای نوار جذب می باشند دمش بعضی Dye ها توسط لیزر Nd:YAG بخصوص بطور طولی نسبت به اگزایمر مزایایی دارد.

مثل وقتی Rh6G را با Nd:YAG دمیده کنیم ۵۰٪ کارایی دارد، که پرتو با کیفیت عالی و ممتاز با استفاده از ترتیب طولی قابل دسترسی می باشد. می توان به آهنگ تبدیل های بالا با تمام تغییرات بسامد غیر خطی دست پیدا کرد. (با مخلوط کردن بسامد ۳۶۷، با دو برابر کردن بسامد ۲۸۰ نانومتر) در مقایسه لیزرهای Dye دمیده شونده با اگزایمر که از خود قابلیت تبدیل موثری بیش از ۲۰٪ نشان می دهند کیفیت پرتوی خوبی ارائه می کنند. بنابراین در واقع نواحی از طول موج وجود دارند که دمش در آن نواحی توسط لیزر YAG به دمش وسط لیزر اگزایمر ارجحیت دارد، هر چند این نواحی به محدوده طیفی قرمز و چند ناحیه جزئی زیر ۳۰۰ نانومتر محدود می شود.

دمش توسط لیزر Nd:YAG :



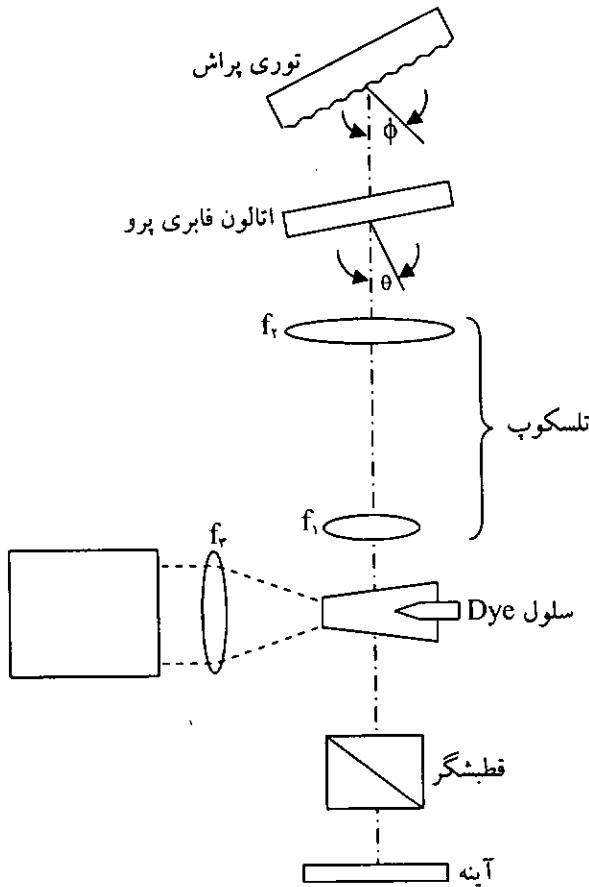
شکل ۱۰-۱۱

با یک Dye خاص و با استفاده از توری پراش و یا منشور می توان طول موج خروجی را از ۳۰ تا ۶۰ نانومتر تغییر داد و با استفاده از رنگ های مختلف می توان هر طول موجی در فاصله ۳۰۰ تا ۱۲۰۰ نانومتر را بدست آورد.

دمش توسط لیزر نیتروژن:

تلسکوپ برای باز کردن باریکه لیزر روی توری اپتیکی مقیاس بکار گرفته می شود و در نتیجه قدرت تفکیک لیزر را افزایش میدهد. اتالون فابری پرو برای تنظیم ظریف طول موج خروجی بکار می رود. اندازه کمر اولیه پرتو ۰/۰۸ میلیمتر است که بعد از بسط به ۴ میلیمتر می رسد و اگرایی پرتو به ۰/۰۵ میلی رادیان کاهش می یابد، در حقیقت اگر پرتو بسط داده نشود توری را داغ می کند و وضوح طیف پایین می آید. غلظت Dye هم باید طوری باشد که نفوذ نور دمش مرتبه ۰/۱۵ میلیمتر باشد که بهترین غلظت 10^{-3} مولار است. [۱۱]

و- دمش توسط لیزر بخار مس:



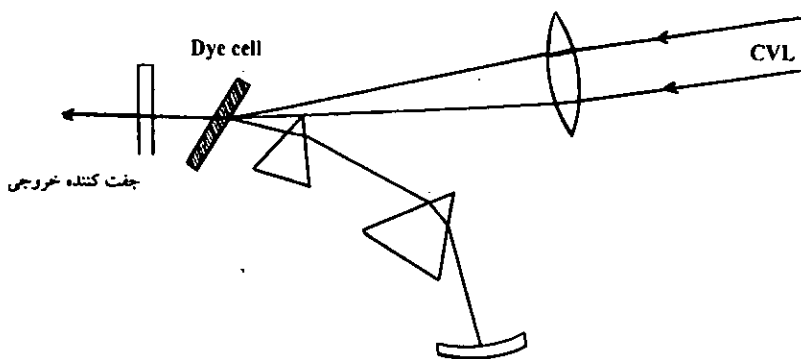
شکل ۱۱-۱۱

قبل از سال ۱۹۷۹ در یکی از مطالعات مقدماتی تحریک لیزر Dye توسط بخار مس، Morey مستقیماً عملکرد لیزر Dye را یکبار بطور طولی و یکبار بطور عرضی با یک لیزر CVL ۵ واتی دمیده می‌شد مقایسه کرد. ساختارهای کاواکی که او بکار گرفت به این دو صورت بود (شکل ۱۱-۱۱).

توان هایی که برای خروجی بدست آمد از مرتبه ۳ وات بود. شیب بازدهی برای تحریک طولی ۰.۵۷٪ بود و برای عرضی ۰.۵۹٪ (برای Rh6G) نیمه عمر ۱ لیتر محلول Rh6G در اتانول با توان دمیده ۱۰ وات بیشتر از ۵۶۰ ساعت می‌باشد.

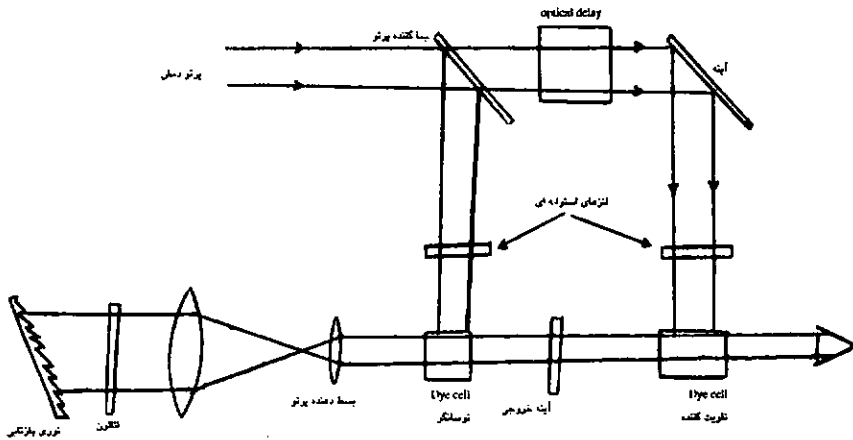
دمش طولی و عرضی:

اگر راستای دمش محلول با محور سلول زاویه کوچکی بسازد دمش طولی خواهیم داشت. و در اینصورت به لیزرهایی با بازدهی زیاد به ویژه با مد پیوسته دست خواهیم یافت. به همین ترتیب با دمش عرضی محلول که ساختار اپتیکی ساده تری را نسبت به دمش طولی ارائه می دهد با اینکه بازدهی زیادی از دست می دهیم ولی زمینه مساعدی را جهت تولید لیزر پالسی ایجاد می کند. معمولاً اگر توان لیزر پایین باشد مثل لیزر نیتروژن از دمش عرضی استفاده می کنیم و در لیزرهای توان بالا مثل Ar^+ ، $Nd:YAG$ از دمش طولی استفاده می کنیم.



شکل ۱۱-۱۲

دمش عرضی همچنین بعنوان ساختاری جداگانه برای سامانه نوسانگر- تقویت کننده بکار برده می شود در این ساختار بخشی از پرتو تابش جهت نوسان سازی لیزر و بخش دیگر آن برای تقویت کنندگی مورد استفاده قرار می گیرد.



شکل ۱۱-۱۳ سامانه نوسانگر - تقویت کننده

۱۱-۱۲) کاربرد لیزرهای رزینهای

۱- AVLIS (atomic vapor laser Isotop separation)

۲- تقویت پالس فوق سریع

۳- اسپکتروسکوپی

۴- پزشکی

AVLIS: (Atomic vapor Isotope Separation) فرآیند AVLIS برای غنی سازی محتویات

^{235}U در اورانیم طبیعی استفاده از این حقیقت را ممکن می سازد که تعدادی از گذارهای ^{238}U یک جابجایی قابل توجه بسامدی (چندین مرتبه پهنای دوپلری) را از گذارهای ^{235}U انجام می دهند.

بنابراین می توان یک بوتۀ شامل جامد فلزی اورانیم را توسط پرتوی الکترونی گرم کرد و بخار اورانیم را بصورت یک جریان تولید کرد و بعد توسط جذب مرحله ای تشعشع از پرتو لیزر Dye که بطور متفاوت با بسامد هایی که منجر به تحریک می شوند کوچک شده بطور انتخابی اتم های ^{235}U را یونیزه کرد.

بعد یون های در بر گیرنده جریان بخار شامل ^{235}U از میان یک منطقه بدون تشعشع گذرانده می شوند که توسط میدان الکتریکی منحرف شده و مثل ماده ای جامد روی صفحات باردار ته نشین می شوند.

اتم های ^{238}U هم بدون اینکه منحرف شوند عبور می کنند تا در اواخر فرایند جداسازی روی صفحات دیگر جمع شوند لیزر مورد نیاز برای این فرآیند یک لیزر پالسی با تکرار بسامد بالا می باشد، برای مطمئن شدن از اینکه هر اتم پیماینده منطقه بدون تشعشع، احتمال بالایی از آزمایش بدون تابش را داشته باشد. بنابر این CVL لیزر دمش مطلوبی است برای چنین کاربردی، لیزرهای بخار مس که در AVLIS استفاده می شوند دارای بسامد تکرار 5 KHZ هستند و در آزمایشگاه لارنس لیورمور شامانه ۱۴ زنجیره ای آن هم استفاده شده است.

مسلماً انرژی بر واحد پالس در بسامد تکرار بالا از انرژی اندازه گیری شده در بسامد تکرار پایین کمتر است. بطور کلی ۳ روش لیزری برای غنی سازی اورانیم معمول می باشد که بصورت زیر هستند:

الف) فوتو یونش دو مرحله ای اتم: در مرحله اول همسانگر مورد نظر اتم توسط جذب در طول موج معینی به حالت برانگیخته در می آید، سایر همسانگرها در این فرایند بدون تغییر باقی می مانند.

در مرحله دوم، اتم های برانگیخته شده با جذب فوتون دوم یونیده می شوند. اتم های برانگیخته نشده در این طول موج فوتونی را جذب نخواهند کرد، بدین ترتیب یون های ایجاد شده را می توان توسط میدان الکتریکی از محیط جدا کرد.

مثلاً همسانگر های ^{235}U و ^{238}U به فاصله 0.32 cm^{-1} از یکدیگر قرار دارند. مرحله اول با یک لیزر Dye انجام می گیرد که اتم را به تراز تحریکی همسانگر ^{235}U ارتقاء می دهد. در مرحله دوم از یک لیزر نیتروژن استفاده می شود که در طول موج 337 nm نانومتر اتم های برانگیخته شده را یونیده می کند.

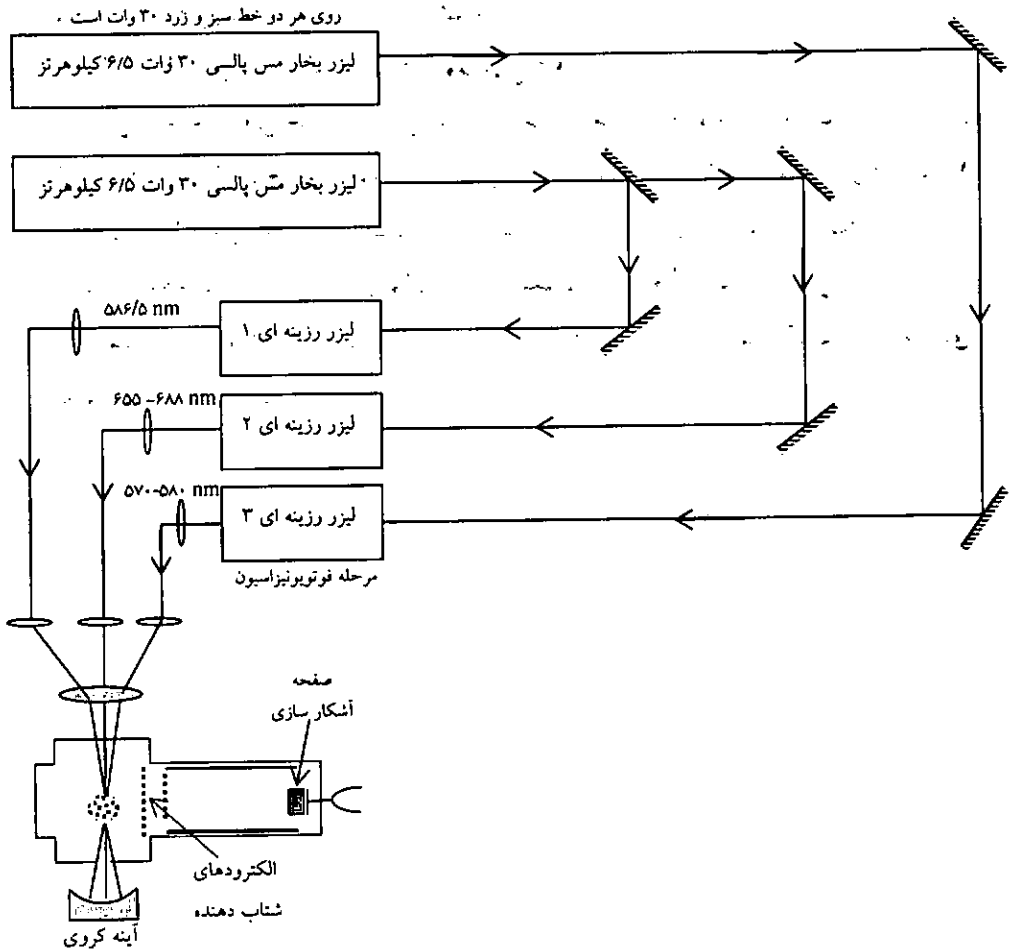
ب) تجزیه فوتونی دو مرحله ای :

در این روش مولکولی که حاوی همسانگر مورد نظر است توسط یک طول موج بخصوص لیزری برانگیخته می شود درحالی که در مولکول های حاوی سایر همسانگرها تغییری حاصل نمی

شود سپس مولکول برانگیخته شده توسط پرتو لیزر دوم شکسته می‌شود، محصولات تجزیه شده با روش فیزیکی یا شیمیایی جدا می‌شوند.

ج) تجزیه فوتونی چند مرحله‌ای در طول موج IR:

اولین مرحله در این جداسازی این است که مد ν_2 مربوط به UF_6 را برانگیخته کنیم که باید با لیزر IR در طول موج ۱۶ میکرون انجام گیرد که این طول موج با استفاده از لیزر CO_2 در ۱۰ میکرون و جابجایی رامان قابل حصول است. در مورد UF_6 جدایی همسانگری کمتر از 1 cm^{-1} است در نتیجه پهن‌شدگی ناشی از توان لیزر در اینجا در برانگیختگی انتخابی تاثیر می‌گذارد. روشی که Letokhov و همکارانش سال ۱۹۷۲ در آزمایشگاه بیناب نگاری روسیه برای پلوتونیم بکار بردند بصورت زیر است.



شکل ۱۱-۱۴

رنگ ها محدوده طیفی ۵۳۰ تا ۸۴۰ نانومتر را می پوشانند. بازدهی معکوس برای Rh6G حدود ۲۵٪ است. پهنای نوار لیزرهای اندازه گیری شده در حدود ۳/۵ تا ۱۰ GHz می باشد که توسط اتالون تا ۰/۸ GHz کاهش داده می شود. [۲] سرعت شاره رنگ در این عمل باید m/s ۷-۱۰ باشد.

احتمال اینکه هر اتم در معرض تشعشع قرار گیرد مادامی که در میان ناحیه لیزری است این است که $P = f T_{pr}$ باشد که f آهنگ تکرار پالس و p احتمال می باشد. و برای اینکه همه اتم ها

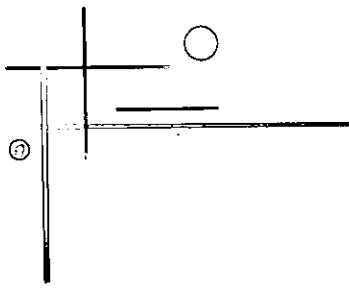
یک احتمال خوب از برخورداری تشعشع داشته باشند این است که $p=1$ باشد یعنی f از مرتبه $\frac{1}{T_p}$ باشد و لیزر CVL تنها لیزری است که این نیاز را برآورده می‌سازد.

فرایند جداسازی همسانگر توسط لیزر بخار اتمی AVLIS بر این اساس است که اتم‌های اورانیوم ۲۳۵ و اورانیوم ۲۳۸ نورهای با بسامد های مختلف را جذب می‌کنند. اگر چه بسامد های جذب این دو همسانگر تفاوت بسیار کمی دارند (تقریباً یک میلیونیم)، لیزرهای Dye استفاده شده در فرایند AVLIS می‌تواند به گونه ای تنظیم شود که فقط اتم های اورانیوم ۲۳۵، نور لیزر را جذب کنند. همانطور که اتم اورانیوم ۲۳۵ نور لیزر را جذب می‌کند، الکترون هایش به یک حالت انرژی بالاتر برانگیخته می‌شوند. با جذب انرژی کافی، اتم اورانیوم ۲۳۵، یک الکترون را دفع خواهد کرد و به یون باردار مثبت تبدیل می‌شود. یون های اورانیوم ۲۳۵ ممکن است توسط میدان الکترواستاتیکی به طرف جمع کننده محصول منحرف شوند. اتم های ^{238}U در طبیعت باقی می‌مانند و از بین قسمت جمع کننده محصول عبور کرده و روی یک جمع کننده پسماندها ذخیره می‌شوند.

فرایند AVLIS شامل یک سامانه لیزر و یک سامانه جداسازی است. سامانه جداکننده محتوی یک بخارساز و یک جمع کننده در بخارساز می‌باشد. اورانیوم فلزی ذوب شده و به شکل یک جریان بخار اتمی تبخیر می‌شود. جریان بخار از میان جمع کننده جاری می‌شود، که توسط نور لیزری تنظیم شده دقیق روشن می‌شود. سامانه لیزر AVLIS معمولاً لیزر Dye که توسط لیزر بخار مس دمیده شده می‌باشد. مزیت لیزرهای Dye، قابل تنظیم بودن بسامد دقیق پرتوی لیزری است که تنظیم سرعت، وقت و کنترل کیفیت را به دنبال دارد. توان نور لیزری پدید آمده از لیزرهای Dye نوسان کننده توسط گذر از یک Dye لیزر تقویت کننده افزایش می‌یابد. در مجموع، سه طول موج برای یونیزه کردن اتم های اورانیوم ۲۳۵ بکار می‌روند.

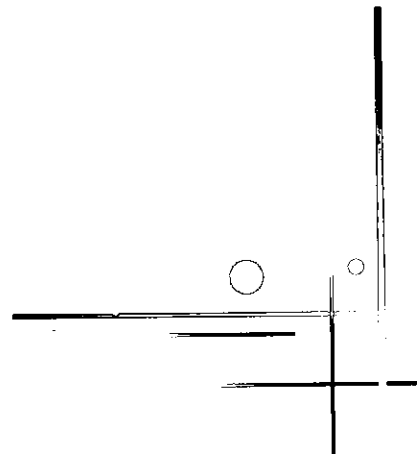
بسیاری از کشورها، برخی از تحقیقات موازی وهم تراز با AVLIS و یا پیشرفته تر و برنامه های مهمتر موجود در ایالات متحده، فرانسه، ژاپن و احتمالاً روسیه را پیگیری می‌کنند. مزیت های پروژه علمی فرایند AVLIS شامل یک ضریب جدا سازی بالا، مصرف انرژی پائین (تقریباً به اندازه فرایند سانتریفیوژ) و مقادیر اتلافی کوچک می‌باشد. به هرحال، هیچ کشوری هنوز عملاً فرایند AVLIS را بکار نبرده است، اگر چه بسیاری از کشورها توانائی غنی سازی اورانیوم را با این فرایند دارا هستند.

درحالیکه انجام عملی این فرایند، ساده بنظر می رسد ولی این عمل بخصوص برای کشورهایی که منابع فنی محدودی دارند بسیار سخت و پرهزینه است. فرایند AVLIS نیازمند ساختار فلزی بسیار پیچیده از مواد خاصی که است عملیات مورد اطمینانی برای گسترش دوره زمانی در یک محیط ناسازگار انجام دهد.



فصل ۱۲

لیزرهای نیم رسانا



لیزرهای نیم رسانا

لیزرهای نیم رسانا با ابعاد خیلی کوچک کمتر از ۱ میلیمتر و بازدهی خیلی بالا روی طول موج های از 0.6 تا $1/00$ میکرون عمل می کنند که طول موج خروجی آنها بستگی به محیط مادی آنها دارد.

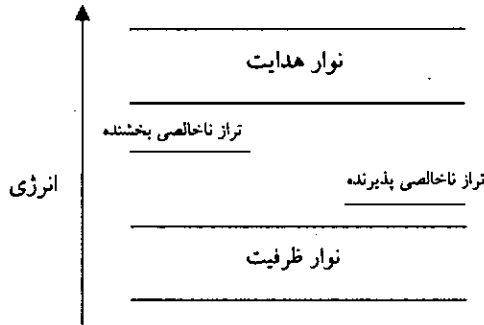
لیزرهایی که زیر 0.5 میکرون عمل می کنند نیز در فاز تحقیق و توسعه هستند ولی هنوز تجاری نشده اند. لیزرهای نیم رسانا معمولاً بصورت پیوسته کار می کنند، گرچه ممکن است پالسی هم شوند ولی توان قله زیادی نمی توانند داشته باشند.

پهنای نوار بهره آنها بستگی به پهنای خط نشری پس خور دارد که از مرتبه 20nm است، اما پهنای نوار لیزری می تواند بطور قابل توجهی بوسیله اثرات کاواک یا تشدیدگر کاهش یابد.

ساختار لیزر نیم رسانا

لیزر نیم رسانا از چیزی که به عنوان یک نیم رسانای ساختگی شناخته می شود استفاده می کند. اگر یک نیم رسانای ذاتی اتم های بعضی مواد بیگانه باشد که بوسیله فرایندی بنام آلابش به درون آن پخش شده اند، نمودار انرژی آن ترازهای جدیدی اخذ می کند که بین نوارهای رسانش و ظرفیت قرار دارند نیم رساناهایی که دارای این ترازهای اضافی هستند نیم رساناهای ساختگی خوانده می شوند. وقتی، ماده ای که اتم های آن در یک الکترون ظرفیتی بیشتر از اتم های تشکیل دهنده شبکه میزبان باشد به دورن شبکه میزبان پخش شود، نتیجه یک ماده نوع n نامیده می شود. بنابراین الکترون های اضافی در دسترس قرار خواهند گرفت و ترازهای نزدیک به نوار رسانش، اما درست در زیر آن، بوجود خواهند آورد، (در مورد سیلیکان آلوده شده با فسفر شکاف انرژی در حدود 0.105 الکترون ولت است). گفته می شود که یک چنین ناخالصی منجر به ترازهای بخشنده می شود زیرا این امر ماده را قادر می سازد تا به عنوان یک چشمه الکترون های لازم برای رسانش را در دسترس قرار دهد.

شکل زیر یک چنین تراز ناخالص بخشنده را نشان می دهد.



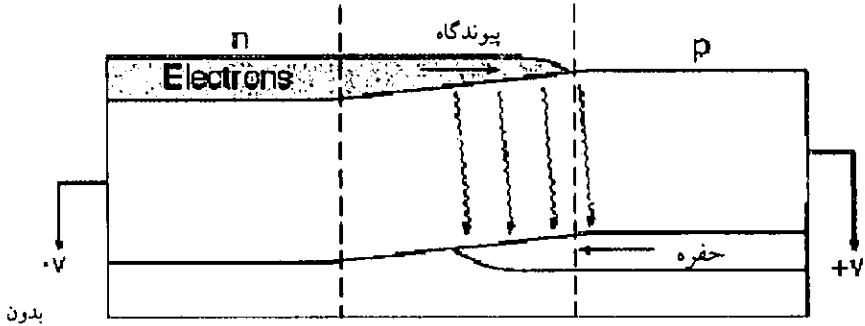
شکل ۱-۱۲

اگر 10^{23} اتم در هر سانتی متر مکعب موجود باشد و 0.1 درصد آلایش بکار برده شود، در آنصورت 10^{21} تا از چنین ترازهای بخشنده در هر سانتی متر مکعب وجود خواهد داشت. آثار یک چنین ترازهایی قابل ملاحظه‌اند زیرا برانگیختگی گرمایی به آسانی نوار رسانش را از الکترون‌های ترازهای بخشنده تجمع خواهد داد و توسط انتقال بین ترازهای انرژی در نوار رسانش، رسانش را مقدور می‌سازد.

به روشی مشابه، این میزبان هم می‌تواند با ماده‌ای که اتم‌های آن یک الکترون کمتر از اتم‌های میزبان دارد، آلوده شود. این نوع آلایش سبب تولید موادی می‌شود که مواد نوع p نام دارند. در یک ماده از نوع p حفره‌های مثبتی بوجود می‌آید که ترازهای انرژی آن نزدیک به نوار ظرفیت، ولی درست بالای آن، قرار گرفته و موسوم به ترازهای پذیرنده است (در مورد سیلیکان آلوده شده با آلومینیم شکاف انرژی در حدود $0.8/0$ الکترون ولت است). لذا الکترون‌ها به آسانی از نوار ظرفیت می‌گیرند.

یک لیزر نیمرسانا با ایجاد یک پیوند گاه بین مواد نوع n و p در یک شبکه میزبان ساخته می‌شود طوری که تشکیل آنچه بعنوان یک پیوند $p-n$ معروف است، محقق شود. آلایش فوق‌العاده شدید و باعث می‌شود که قسمت پایین نوار رسانش ماده نوع n عملاً پر از الکترون و قسمت بالای نوار ظرفیت ماده نوع p پر از حفره شود سپس ولتاژ بالایی که بتواند برای غلبه بر شکاف انرژی V (در شکل ۱۵-۲ نشان داده شده) کافی باشد، به پیوندگاه اعمال می‌شود (ناحیه نوع n به ولتاژ منفی و ناحیه نوع p به ولتاژ مثبت وصل شده است). تحت این شرایط گفته می‌شود که پیوندگاه رانده به جلو است. در آن صورت الکترون‌ها در ناحیه نوع n و حفره‌ها در ناحیه نوع p بسوی پیوندگاه که در آن برای تولید فوتون‌ها با هم ترکیب می‌شوند، رانده می‌شود.

رانش به جلو فوتون های اندکی تولید می شوند زیرا یک الکترون قبل از اینکه بتواند با یک حفره ترکیب مجدد کند و تشکیل یک فوتون بدهد محدود خواهد شد که از یک سد پتانسیل صعود کند.



شکل ۱۲-۲

با افزایش بیشتر رانش به جلو فوتون های بیشتری گسیل می شوند و بدین ترتیب شدت نور قویتر می شود. تولید فوتون به طریق فوق بیش از پیدایش لیزر نیمرسانا شناخته بود. و مثالی برای الکترو لومینسانس به شمار می رود که در ماده ارسنید گالیم بالاخص قوی است.

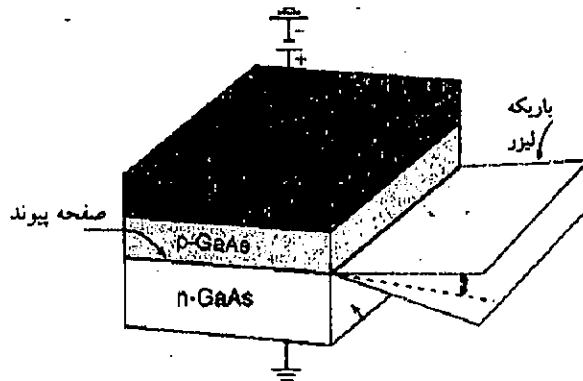
در سال ۱۹۶۲ شماری از گروه های پژوهشی گزارش دادند که عمل لیزر را صرفاً با عبور دادن جریان بسیار قوی و صیقل دادن وجوه انتهایی p-n ارسنید گالیم به عنوان آینه های لیزری، بدست آورده اند.

شکل زیر نمایش فیزیکی یک لیزر نیمرسانای ارسنید گالیم را نشان می دهد هر چند باید به خاطر داشت که اندازه این وسیله فقط یک میلیمتر یا در حدود آن و پهنای اتصال دهنده در حدود ۲ میکرومتر است.

بدنبال این تعدادی از مواد دیگر برای تولید لیزرهای اتصال p-n نظیر InP ، InAs ، AnSb ، PbS ، PbSe مناسب تشخیص داده شده اند.

با افزایش جریان در طول اتصال p-n از صفر گسیل خودبخودی (لومینانس الکتريکی) آغاز می شود و خروجی دارای پهنای خطی عریض است. در حالیکه افزایش جریان ادامه می یابد، زمانی فرا می رسد که در آن گسیل خودبخود امکان عمل لیزر را فراهم ساخته و پهنای خطی خروجی به شدت باریک می شود. طول عمر یک زوج الکترون حفره قبل از ترکیب مجدد برای گسیل یک فوتون خیلی کوتاه است (حدود 10^{-9} - 10^{-10} ثانیه)، در نتیجه اگر قرار باشد در لیزر

ارسنید گالیم وارونی جمعیت کافی ایجاد شود، جریان های آستانه‌ای بسیار بالا لازم هستند. معلوم شده است که چگالی جریان آستانه زیر ۲۰ درجه کلوین در حدود ۲۰۰ آمپر بر سانتیمتر مربع ثابت است و با افزایش دما به سرعت افزایش می‌یابد. در دمای ازت مایع (۷۷ درجه کلوین)،



شکل ۳-۱۲

آستانه ۷۵۰ آمپر سانتیمتر مربع است. در صورتی که در دمای اطاق (۳۰۰ درجه کلوین) چگالی جریانی برابر ۵۰۰۰۰ آمپر بر سانتیمتر مربع لازم است. بنابراین معلوم می‌شود که خنک سازی وسیله، سبب کارایی بیشتر عمل می‌شود و به همان اندازه نیز به برطرف کردن گرمای حاصل از اتلاف کمک می‌شود. این مسئله دارای اهمیت بسیار است و موجب محدود کردن توان خروجی وسیله می‌شود. لذا در سال های اخیر توجه و تلاش قابل ملاحظه‌ای در فن آوری کاهش گرما به عمل آمده است. یک نتیجه از طول عمر کوتاه الکترون در حالت بالایی که قبلاً ذکر آن رفت این است که خروجی لیزر نیمرسانا می‌تواند به آسانی و فقط با قطع و وصل جریان اعمالی مدوله شود. مدوله سازی دقیق جریان تا بسامدهای 10^9 یا 10^{11} هرتز حاصل می‌شود. این یک مزیت بسیار مهم بر سایر انواع لیزرها مخصوصاً در کاربردهائی نظیر مخابرات و رادار با تکرار زیاد است.

شکاف انرژی ۷ برای ارسنید گالیم $1/4$ الکترون ولت است، بنابراین طول موج متناظر گسیل یافته بوسیله لیزر ۸۴۰۰ آنگسترم قرار دارد. برای هر وسیله خاص پهنای این شکاف می‌تواند تا ۵۰ آنگسترم تغییر کند، یعنی خروجی می‌تواند دارای پهنای ۵ نانومتر باشد، بطوریکه هر چند آینه‌های لیزر حالت جامد نیمرسانا در مقایسه با، مثلاً یک لیزر گازی خیلی نزدیک بهم هستند، بطور مثال یک فاصله یک میلیمتر منجر به فاصله محوری ۳ آنگسترم می‌شود، باز هم چندین مد

محوری نوسان می‌کنند. پهنای خطی مدهای منفرد کمتر از ۳۰۰ مگاهرتز گزارش داده شده‌اند. اتلاف برای مدهای عرضی خیلی کوچک هستند و همان طوری که در شکل صفحه قبل نشان داده شد باریکه خروجی دارای واگرایی قابل ملاحظه است.

برای لیزر ارسنید گالیم دو کارایی می‌تواند تعریف شود، تخت در صد فوتون های تولید شده نسبت به الکترون های عبوری از اتصال، این کارایی کوانتومی خارجی نامیده شده است و با دما تغییر می‌کند بطوریکه در دماهای اطاق ۱۵ درصد است و در ۷۷ درجه کلوین به ۴۰ درصد افزایش می‌یابد و در دمای هلیوم مایع می‌تواند بیشتر از ۶۰ درصد باشد.

روش دوم تعریف کارایی که بیشتر در مقایسه با سایر انواع لیزرها مورد استفاده قرار می‌گیرد عبارت است از نسبت توان خروجی لیزر به توان الکتریکی ورودی است که کارایی‌هایی به بزرگی ۱۰ درصد گزارش شده است.

بر حسب توان خروجی واقعی، چه پیوسته و چه پالسی، ارقام زیر نشان دهنده نقش لیزر ارسنید گالیم خواهند بود. در ۴ درجه کلوین توان خروجی پیوسته ۱۵ وات ایجاد شده است، در ۲۰ درجه کلوین به چند وات و در ۷۷ درجه کلوین به ۱ وات کاهش می‌یابد. در دمای اطاق بعلت گرمایش بیش از حد، فقط توان های پیوسته بسیار پایین می‌توانند ایجاد شوند. با پالسی کردن لیزر یک قله توان ۱۰۰ وات در ۷۷ درجه کلوین و ۲۰ وات در ۳۰۰ درجه کلوین حاصل شده است.

عیب لیزرهای ارسنید گالیم مرئی نبودن خروجی آن است برای جبران جریان های آستانه بیشتر، طول موج خروجی می‌تواند بوسیله ناخالص کردن ارسنید گالیم با فسفر و بکار بردن آن در دمای ازت مایع به ۶۴۰ نانومتر در قرمز مرئی کاهشده شود. بطور خلاصه می‌توان گفت که لیزر نیمرسانا تا به امروز نسبت به اندازه‌اش قویترین لیزر بوده است و می‌تواند به آسانی در بسامد های زیاد مدوله شود.

عیب دیگر آن واگرایی زیاد است و مزیت آن ارزانی، جمع و جور بودن و سهولت مدوله سازی و بهره بالای آن است.

کاربردها :

در سال ۱۹۷۰ نشان داده شد که فیبرهای نوری می‌توانند طول موج های نوری مشخصی را در اتلاف خیلی کم عبور دهند، از آنجایی که مواد خام این فیبرها SiO_2 ارزان قیمت بودند لذا

لیزرهای نیمرسانا با طول موج $1/3$ میکرون (فیبرها در این طول موج کمترین پاشندگی را دارند) و $1/55$ میکرون (فیبرها در این طول موج کمترین اتلاف را دارند) مورد توجه قرار گرفتند و منجر به ساخت سامانه‌های مخابراتی زیر دریا توسط فیبر نوری شد.

استفاده از لیزرهای نیمرسانا بعنوان چشمه‌هایی در شبکه‌های محلی رایانه ای نیز توسعه یافت، برای رایانه های خیلی سریع، سامانه های خودکار هواپیما، شبکه‌های ماهواره‌ای و تلویزیون های با کیفیت بالا.

در آینده‌ای نزدیک تمام خانه‌ها با کابل های فیبرنوری برای ویدئو، رادیو و اینترنت با هم در ارتباط خواهند بود، چون اتصالات داخلی، سوئیچ‌ها، جفت کننده‌ها و غیره به سامانه هایی وابسته‌اند که اتلاف کم داشته باشند، بنابراین لیزرهای نیمرسانای توان بالا نیاز خواهند بود. در بین این همه سامانه های فیبر نوری، بازار بزرگی برای لیزرهای نیمرسانا را می‌طلبد.

در حال حاضر استفاده از چنین لیزرهایی در خواندن و نوشتن لوح های فشرده رایانه ی کاربرد وسیع دارد و در تمام منازل دنیا و کارخانجات و شرکت ها میلیون ها لوح خوان وجود دارد. لیزرهای نیمرسانا مثل یک «سوزن» اطلاعات را از لوح ، در نتیجه تابش از شیارهای لوح می‌خواند، تابش مدوله شده دیجیتالی که از لوح پراکنده می‌شود توسط یک حساسه اپتیکی جمع‌آوری می‌شود و داخل یک سامانه تقویت پردازش صدا و تصویر می‌شود.

استفاده‌های دیگر لیزرهای نیمرسانا در چاپگرهای لیزری سریع، مخابرات فضای آزاد، دمش لیزرهای حالت جامد، نشانگرهای لیزری و کاربردهای پزشکی می‌باشد.

بعضی مشخصات مهم لیزرهای نیمرسانا :

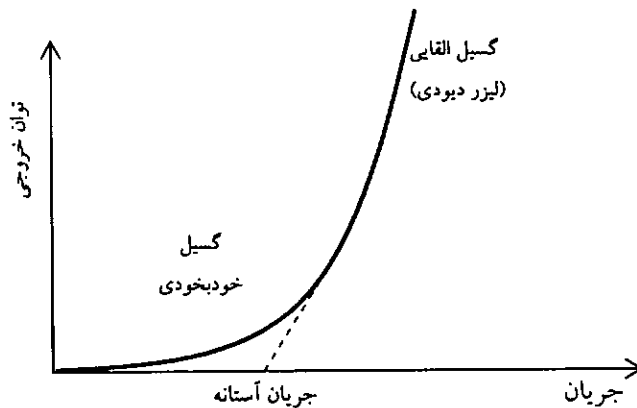
λ_{ul}	$0.5-1.05 \mu m$
A_{ul}	$10^4 \frac{1}{s}$
τ_u	$10^{-9} s$
σ_{ul}	$10^{-16} m^2$
$\Delta\lambda_{ul}$	$5-20 nm$
g_0	$10^4 - 10^5 \frac{1}{m}$
L	$200-500 \mu m$
ضریب شکست محیط بهره	$3/4$

دمای کار	۳۰۰ °K
روش دمش	الکتريکی
توان خروجی	mw-W
مد	بیضوی

منحنی I-V لیزر دیودی

اگر شرط « وارون سازی جمعیت » که لازمه لیزر است وجود نداشته باشد فوتون ها توسط گسیل خودبخودی در همه جهات نشر خواهند یافت که اساس کار (light Emitting Diode) LED می باشد. برای داشتن وارون سازی جمعیت به دمش نیاز داریم، با افزایش جریان تزریقی اتصال p-n، به جریان آستانه خواهیم رسید که این شرط برقرار خواهد شد.

تغییرات توان خروجی از یک لیزر دیودی بر حسب تابعی از جریان تزریق شده در شکل ۴-۱۲ نشان داده شده است. به آسانی می توان دید که شیب نمودار گسیل القایی (لیزر) خیلی بزرگتر از شیب گسیل خودبخوی (LED) است. این آزمایش را به آسانی می توانید در آزمایشگاه انجام دهید.



شکل ۴-۱۲

جریان آستانه نیز از قطع کردن مماس بر منحنی گسیل القایی محور جریان بدست می آید (این نقطه خیلی نزدیک است به نقطه تغییر در شیب).

پایین بودن جریان آستانه به معنی این است که انرژی کمتری بصورت گرما تلف خواهد شد و قسمت بیشتر انرژی بصورت لیزر بیرون می آید (بازدهی لیزر افزایش می یابد)، در عمل

چگالی سطحی جریان که بر حسب $\frac{A}{cm^2}$ بیان می شود برای سطح مقطع اتصال، مشخصه مفیدی است

وابستگی مشخصه های لیزر دیودی به دما

یکی از مشکلات لیزرهای دیودی این است که افزایش در جریان آستانه برای لیزر دادن با افزایش در دما (متناسب با T^3) همراه است.

اگر لیزرهای دیودی در دماهای پایین عمل کنند جریان های پایین تری نیاز دارند. به محض جاری شدن جریان درون دیود، دما به وجود می آید، اگر اتلاف گرما مناسب نباشد، دمای دیود بالا می رود و در نتیجه جریان آستانه نیز به خوبی افزایش می یابد.

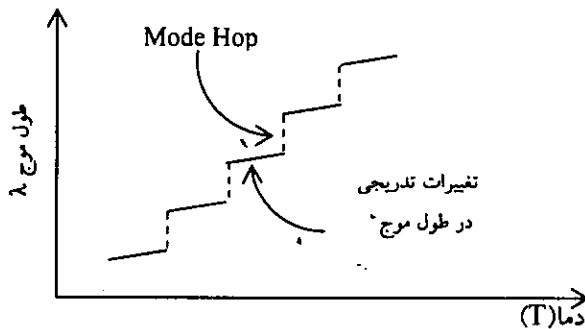
تغییرات در دما برای لیزرهای دیودی، تغییرات طول موج را به دنبال دارد. تغییر طول موج نسبت به دما در شکل ۸-۳۹ نشان داده شده است که از دو قسمت تشکیل شده است:

(۱) یک افزایش تدریجی در طول موج با افزایش دما تا اینکه

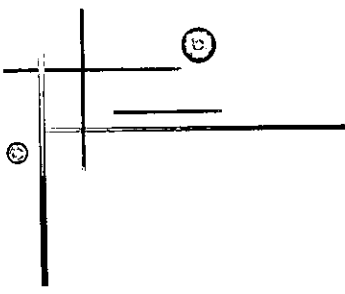
(۲) یک پرش به مد طولی دیگر اتفاق می افتد، این پرش Mode Hop نامیده می شود.

به خاطر این تغییرات دما، طراحی لیزرهای دیودی برای رسیدن به توان های بالا نیاز به

ساختار ویژه ای دارد که دما کنترل شود. [۸]

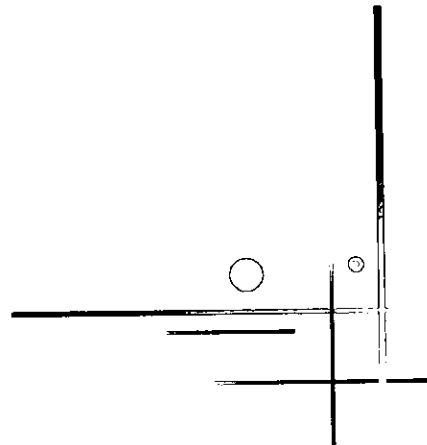


شکل ۱۲-۵



فصل ١٣

ليزر الكترون آزاد
ليزر الكترون آزاد
ليزر الكترون آزاد

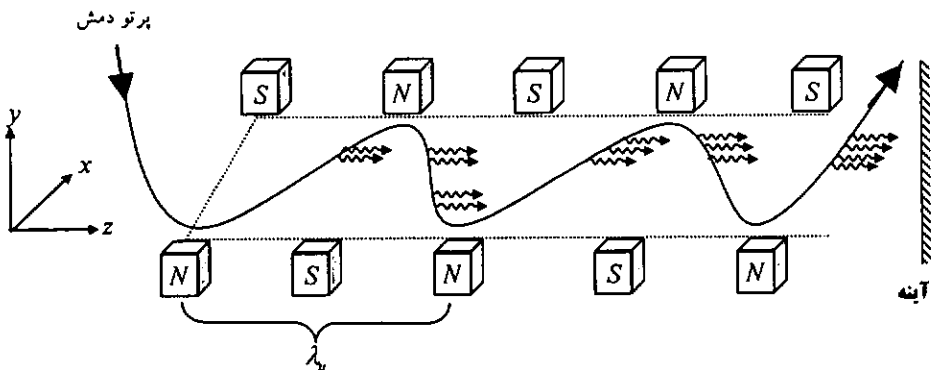


لیزر الکترون آزاد

لیزرهایی که تاکنون بحث کرده ایم بر اساس مفهوم وارون سازی جمعیت بین ترازهای انرژی حالت های مقید جدا از هم مواد بوده است، یعنی الکترون ها یا به اتم و مولکول متصل بوده اند و یا الکترون ها در طول چندین اتم در حرکت بوده اند (مثل لیزر Dye) و یا الکترون قادر است که در تمام بلور آزادانه حرکت کند (مثل لیزرهای نیم رسانا).

حالا یکی از جالبترین و جدیدترین لیزرها را توضیح می دهیم که الکترون ها نسبت به این موارد مذکور آزادی حرکت شان باز هم بیشتر است. اساس لیزر الکترون آزاد نوسان الکترون در یک خلاء که از هر محیط بهره مادی تهی است، می باشد. در این لیزر باریکه الکترونی با سرعت نزدیک به سرعت نور از میدان مغناطیسی متناوبی که به آن جنباننده می گویند عبور می کند.

سرعت نسبی الکترون ها ، برای انتقال از بسامد پایینی که در دستگاه مختصات سوار بر الکترون مشاهده می شود به یک بسامد خیلی بالایی که در دستگاه مختصات آزمایشگاه مشاهده می شود، باعث نوسان بسامدی می شود.



شکل ۱۳-۱

بسامد تابش توسط انرژی جنبشی الکترون ها و همچنین دوره ساختار میدان مغناطیسی تناوبی تعیین می شود. آینه های لیزری در دو انتهای مخالف ساختار مغناطیسی و عمده بر جهت الکترون ها به منظور ارسال یک بخش از انرژی تشعشع شده به عقب این ساختار مغناطیسی قرار داده می شود، بنابراین یک الگوی تشعشعی از موج ایستاده بین آینه ها ایجاد میگردد.

فرآیند القایی، از برهمکنش بین باریکه الکترومغناطیسی لیزر الکترون‌های نسبیتی (که از ساختار مغناطیسی عبور می‌کنند) به دست می‌آید.

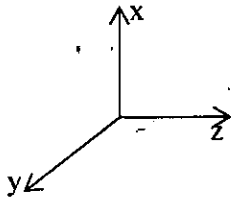
$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} (1 + K^2) \quad \text{رابطه ۱-۱۳}$$

λ_u دوره جنباننده است، γ عامل نسبیتی است، K هم مشخصه جنباننده گفته می‌شود که با میدان مغناطیسی درون جنباننده (undulator) متناسب است.

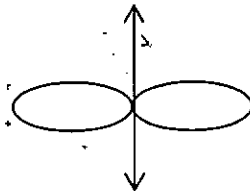
انرژی پرتو الکترونی در محدوده MeV است ($\gamma \approx 1$) تا GeV ($\gamma \approx 1000$) و قله جریان از چند آمپر تا چند صد آمپر است. قله شدت B_0 جنباننده از ۲ تا ۷ KG می‌باشد. λ_u از ۲ تا ۱۰ cm است. $L_u \approx N\lambda_u$ که $L_u \approx 20-2$ m می‌باشد و N می‌تواند از ۲۰ تا چند صد تغییر کند.

توصیف دقیق لیزر الکترون آزاد نیازمند بکارگیری نظریه نسبیت است، ولی بعضی مفاهیم اصلی را بدون آن نیز می‌توان درک کرد. می‌دانیم که الکترون شتابدار تابش می‌کند و نیز با تابش ناشی از یک آنتن که در آن بارها در طول مسیری ثابت به جلو و عقب نوسان می‌کنند آشنا هستیم.

تابش ناشی از یک نوسانگر دو قطبی بصورت زیر می‌باشد که در آن $V_z \ll C$ می‌باشد.



شکل ۱۳-۲ الف

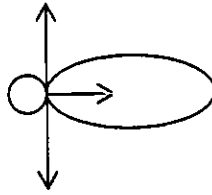


شکل ۱۳-۲ ب

ولی شاید این نکته به ذهنمان خطور نکرده باشد که یک بار متحرک شتابدار با میدان لحظه قبل خودش (یعنی وقتی الکترون در وضعیت دیگری در مسیر قرار داشته است) برهمکنش می‌کند.

اگر بار نوسان کننده در امتداد محور Z با سرعت نزدیک به سرعت نور حرکت انتقالی نیز داشته باشد، نقش تابش در همان مسیر سرعت انتقالی الکترون خواهد بود، یعنی

$$V_z \approx C$$



شکل ۱۳-۲ ج

دلیل ساده فیزیکی برای این تغییر شکل نقش تابش آن است که الکترون روان در جهت Z شتابدار (در جهت x یا y) اکنون با میدان در لحظه قبل و در وضعیت قبلی Z خودش وارد بر همکنش می‌شود.

دقت کنید که این تابش نظیر تابش خودبخود (حاصل از اتم های تحریک شده کاتوره‌ای) نیست که در 4π رادیان گسترده شود بلکه دارای سهم سنگینی در مسیر حرکت الکترون است. اگر الکترون ها بطور منظم در امتداد محور Z و به طول بینهایت قرار گیرند تابشی در امتداد محور Z نخواهیم داشت چون میدانی که توسط یک الکترون تابش می‌شود با تابش حاصل از الکترون دیگر حذف می‌شود، تفاوت اساسی که بین لیزر الکترون آزاد و لیزرهای اتمی و مولکولی وجود دارد این است که افزایش طول برهمکنش الزاماً موجب افزایش بهره لیزر نخواهد شد، و حتی امکان از دست رفتن بهره لیزر و یا منفی شدن آن نیز وجود دارد.

در لیزر الکترون آزاد هم مانند هر لیزر دیگر، بهره لیزر بخاطر حضور گسیل القایی است و جمله کلاسیک موج الکترومغناطیسی مربوط با آن با $\vec{E} \cdot \vec{A}$ یعنی با آهنگ تبادل انرژی میان میدان الکترومغناطیسی موج روان (با میدان الکتریکی \vec{E}) و جریان ناشی از حرکت الکترون ها (با جریان \vec{i}) تعیین می‌شود.

این جمله برای یک تقویت‌کننده باید منفی شود و علامت منفی نشان دهنده آن است که الکترون به میدان انرژی می‌دهد. حالا بعضی نیازهای اساسی را در یک لیزر الکترون آزاد معرفی می‌کنیم:

- ۱) باریکه الکترونی (با سرعت نسبی) را باید تا آنجا که ممکن است با جریان زیاد تولید کرد چون $\vec{E} \cdot \vec{A}$ باید کاملاً بالا باشد.
- ۲) الکترون ها باید در حین عبور از محور Z بطور تناوبی شتاب داده شوند که از جنیناننده استفاده می‌شود.

اگر جریان به اندازه کافی بالا و نیز قدرت جنباننده نیز بالا باشد با فراهم ساختن پس خور می توان خروجی همدوس را بدست آورد.

بعنوان مثال می توان $\lambda_u = 5 \text{ cm}$ و $B_0 = 3 \text{ KG}$ گرفت، آنگاه:

$$K^2 = 4/4 \times 10^{-2} \lambda_u^2 (cm) B_0^2 (KG) = 0/99$$

و به کمک $\lambda = \frac{\lambda_u}{\gamma^2} (1 + K^2)$ جدول زیر را تکمیل کرد:

انرژی الکترون MeV	۱۰	۱۰۰	۱۰۰۰
طول موج m	۰/۰۰۲۳	$2/46 \times 10^{-5}$	$2/48 \times 10^{-7}$

$$E_k = E - E_0 = (\gamma - 1)E_0 = (\gamma - 1)/5$$

$$10 = (\gamma - 1)/5 \Rightarrow \gamma = 21 \Rightarrow \lambda = 0/0023 \text{ m}$$

$$100 = (\gamma - 1)/5 \Rightarrow \gamma = 201 \Rightarrow \lambda = 2/46 \times 10^{-5} \text{ m}$$

$$1000 = (\gamma - 1)/5 \Rightarrow \gamma = 2001 \Rightarrow \lambda = 2/48 \times 10^{-7} \text{ m}$$

و بعد مشاهده می کنیم که طول موج از ناحیه پرتو x تا IR دور (برحسب انرژی الکترون ها) قابل تغییر است.

ویژگی های مهم لیزر الکترون آزاد عبارتند از:

(۱) قابلیت تنظیم وسیع طول موج

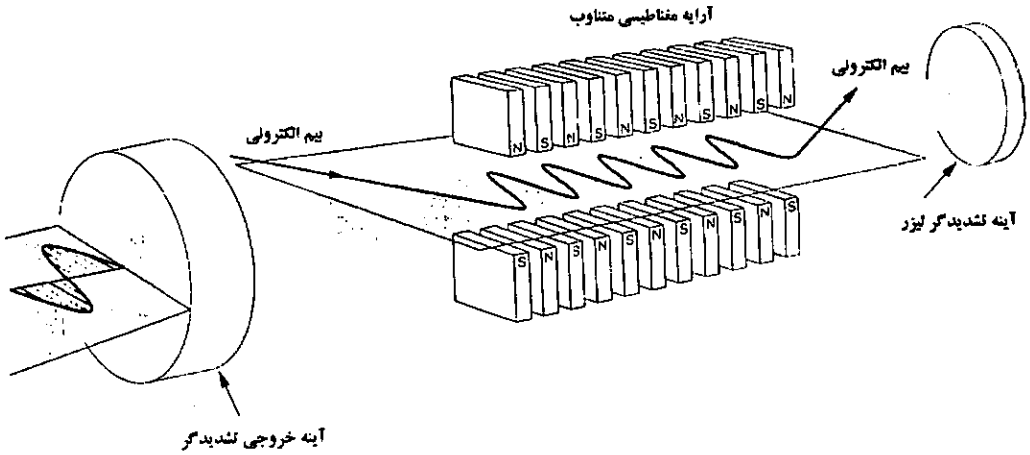
(۲) کیفیت عالی باریکه لیزر

(۳) بازدهی بالا و لذا قدرت بالای لیزر (مثلاً توان متوسط باریکه الکترونی شتاب دهنده خطی

دانشگاه استنفورد حدود ۲۰۰ kw است).

بنابراین لیزرهای الکترون آزاد ذاتاً ماشین های بزرگ و گرانی هستند و کاربردهای آن اکثراً در استفاده از بسامد هایی است که نمی توان آنها بوسیله لیزرهای معمولی ایجاد کرد (مثلاً در ناحیه IR دور $400\text{ }\mu\text{m} - 100\text{ }\mu\text{m}$ و یا در فرابنفش خلاء $\lambda < 100\text{ nm}$). قدرت بالایی که لیزر الکترون آزاد دارد بیشتر در زمینه های نظامی مورد توجه قرار گرفته است.

کیفیت خروجی لیزر توسط کیفیت باریکه الکترونی تعیین می شود. و اگرایی زاویه ای باریکه الکترونی منجر به کاهش بهره می شود، غیر یکنواختی در مغناطیس ها پهن شدگی نشری را تولید می کند. باریکه الکترونی پالسی منجر به خروجی لیزر پالسی و باریکه الکترونی پیوسته منجر به خروجی لیزر پیوسته می شود.

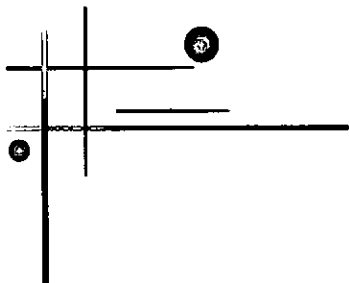


شکل ۱۳-۳

بعضی مشخصات لیزر الکترون آزاد:

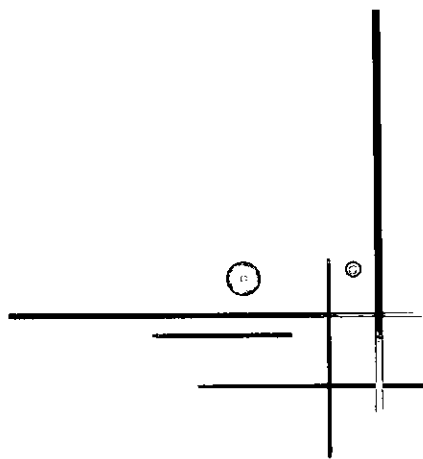
طول موج	۸ mm - ۲۴۸ nm
بهره در هر پالس	۱-۳۰۰ درصد
طول محیط بهره لیزر	۱-۲۵ متر
روش دمش	باریکه الکترونی انرژی بالا
جریان قلّه باریکه الکترونی	۰/۱ - ۸۰۰ آمپر
انرژی باریکه الکترونی	۲۰۰ keV - ۱ GeV
طول پالس باریکه الکترونی	پبوسته تا ۲ ps
دوره مغناطیس موج	۵ mm - ۰/۲ m
قدرت میدان مغناطیسی	۰/۰۲-۱ تسلا
توان خروجی	پالسی ۱ GW و ۱۰ W پبوسته
مد	TEM _{۰۰}

کاربردها: پزشکی و بر همکنش های فوتو شیمیایی، جداسازی همسانگر، فرایند های مواد، تحقیقات فیزیک و کاربردهای پرتوان نظامی چون بازدهی پتانسیل خیلی بالایی دارند. [۸]



فصل ۱۴

لیزرهای شیمیایی



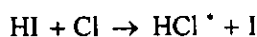
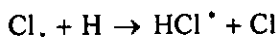
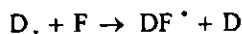
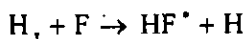
لیزرهای شیمیایی

این لیزرها نیز جزو خانواده لیزرهای گاز دینامیکی می‌باشند. همانطور که قبلاً گفتیم لیزر GDL بر اساس انبساط سریع گاز گرم فشار بالا از داخل یک ناوک به یک محفظه خلاء می‌باشد که بخاطر انبساط سریع دمای گاز بطور قابل توجهی کاهش می‌یابد.

در نتیجه چون زمان انتقال مولکول‌ها به حالت پایه بیشتر از زمان انبساط است مولکول‌های زیادی را در تراز تحریکی در فشار پایین خواهیم داشت بعبارت دیگر وارون سازی جمعیت رخ می‌دهد.

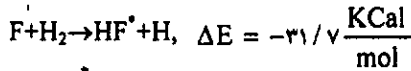
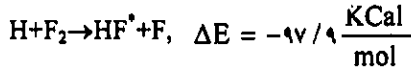
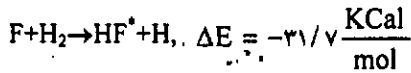
گاز معمولاً در یک جریان عرضی (عمد بر محور اپتیکی لیزر) داخل ناوک جریان می‌یابد بنابراین اگر در یک زمان یکسان تعداد زیادی ناوک با هم عمل کنند آنگاه لیزر پرتوان حاصل خواهد شد، در لیزر شیمیایی انرژی لازم برای دمش از یک واکنش شیمیایی بین دو اتم نتیجه می‌شود. در اغلب لیزرهای شیمیایی از واکنش‌هایی که به مولکول‌های دو اتمی در حالت تحریکی منجر می‌شود استفاده می‌شود. این مولکول‌ها یا خودشان باعث اجرای عمل لیزر می‌شوند و یا آنکه انرژی تحریکی خود را به سایر مولکول‌ها منتقل می‌کنند و مولکول‌های اخیر هستند که در آنها عمل لیزر اجرا می‌شود.

برای مورد اول بعضی مثال‌های واکنش پذیر را در زیر نشان داده‌ایم، در این مثال‌ها علامت * نشان دهنده حالت تحریکی ارتعاشی است. در این مثال‌ها برای ایجاد هیدروژن، فلوئور یا کلر (که ابتدا به صورت H_2 ، F_2 و Cl_2 هستند) باید از یک چشمه خارجی مانند لامپ درخش و یا جرقه الکتریکی استفاده کرد.



واکنش‌هایی که در لیزرهای شیمیایی به کار برده می‌شوند به صورت چرخه ای هستند.

وقتی واکنش شروع شد، مراکز فعال (اتم یا رادیکال) مرتباً ایجاد می‌شوند. فرض کنیم به مخلوطی از گاز H_2 و F_2 نمونه فعال مثل اتم فلوئور را وارد کنیم، این مخلوط وارد واکنش زیر خواهد شد:

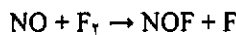


می بینیم که واکنش مرتباً ادامه پیدا می کند. وقتی این نمونه های فعال به مقدار قابل ملاحظه ای افزایش یافتند شرط نوسان لیزر در بعضی گذارهای لیزر HF^* حاصل می شود. واکنش های زنجیره ای بی انتها نیستند و با ترکیب مجدد نمونه های فعال کاهش می یابند (مثلاً $F+F \rightarrow F_2$ ، $H+H \rightarrow H_2$) بنابراین نه تنها باید آغازگر واکنش شیمیایی بود، بلکه با به وجود آوردن مراکز فعال شیمیایی فقدان آنها بی که از زنجیره خارج شده اند را نیز باید جبران کرد.

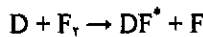
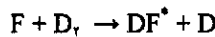
برای مورد دوم یعنی از لیزرهایی که بر اساس انتقال انرژی شیمیایی کار می کنند می توان از لیزر CO_2 نام برد.

مولکول های تحریک شده DF^* انرژی خود را به مولکول های CO_2 منتقل می کنند و این مولکول CO_2 است که با جریان گاز وارد تشدیدکننده نوری شده و عمل لیزر را اجرا می کند. در شکل ۸-۳۳ طرح کلی یک لیزر انتقال انرژی شیمیایی و نحوه انتقال انرژی شیمیایی و نحوه انتقال گازها را نشان داده است.

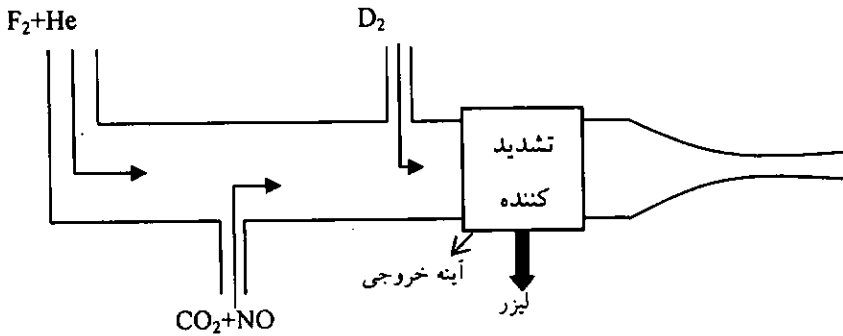
در اطاقک واکنش از یک سو مخلوطی مناسب از مولکول F_2 و He و از سوی دیگر گاز NO و CO_2 را وارد می کنند. واکنش



ایجاد اتم های فلئور می کند که برای شروع واکنش های بعدی با دوتریم (که از یک کانال دیگر وارد اطاقک واکنش می شود) مورد نیاز است.

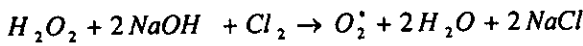


از لیزه های شیمیایی که اخیراً مورد توجه قرار گرفته اند می توان از لیزر $COIL$ نام برد. اساس کار این لیزر شامل مولد مولکول اکسیژن در حالت یگانه (Δ) O_2 ، دام سرد بخار آب، دام بخار ید و کاواک لیزری است.



شکل ۱-۱۴

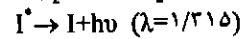
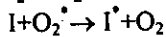
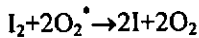
مولکول اکسیژن (در حالت یگانه) با واکنش زیر حاصل می شود:



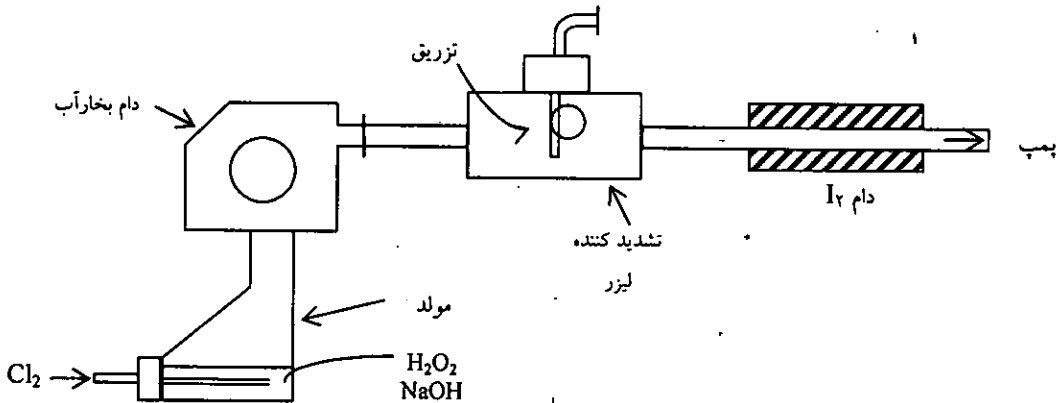
که منظور از O_2^* ، اکسیژن مولکولی در حالت $O_2(\Delta)$ است.

آب ایجاد شده در واکنش فوق توسط یک دام سرد گرفته می شود. O_2^* سپس وارد کاواک لیزر شده و در آنجا با I_2 تزریق شده به کاواک، وارد واکنش می شود. عمل لیزر روی گذار

${}^1P_1 \rightarrow {}^2P_{3/2}$ در طول موج $(\lambda=1/315)$ حاصل می شود. مکانیسم های واکنش در این سامانه لیزری به قرار زیر است:



منظور از I^* اتم ید در حالت تحریکی 1P_1 و I اتم ید در حالت پایه است. از لیزر COIL توان های موج پیوسته تا ۱ kw به دست آمده است. از لیزرهای شیمیایی توان های بالا در زمینه های نظامی (MIRACL) با لیزر DF با توان (۲-۳Mw) و یا در کارهای صنعتی استفاده می شود.



شکل ۱۴-۲

در سال ۱۹۸۱ نیروی هوایی آمریکا یک لیزر GDL را در هواپیمای بوئینگ کارگو NKC135 قرار داد و آن را در آزمایشگاه لیزر هوایی ALL (Airborn Laser Laboratory) نامید و کوشید که یک موشک ضد هوایی را در هوا نابود کند ولی این آزمایش ناکام ماند اما در سال ۱۹۸۳ لیزر ۴۰۰ کیلوواتی تعدادی موشک ضد هوایی را سرنگون کرد.

در سال ۱۹۸۷ چند موشک تار Tow هدایت شونده با سیم توسط یک لیزر شیمیایی DF با انرژی ۴۰۰ کیلووات در هوا منهدم شدند. این آزمایش توسط نیروی دریایی آمریکا انجام گرفت و برای هدایت لیزر به سوی هدف از یک سامانه هدف گیری و ردیابی هواپیمایی هیوز (Hughes) استفاده شد.

در سال ۱۹۸۰ یک هلی کوپتر UH-1 با این سامانه منهدم شد. در سال ۱۹۸۰ یک لیزر کوچک و قابل حمل DF را طراحی نمود، این نمونه بعنوان طرح اولیه برای دفاع هوایی ضد موشک معرفی گردید که توان خروجی ۱۰۰ kw داشت که تا ۱/۴ Mw قابل افزایش بود.

توسعه این لیزر شیمیایی چند منظوره تا سال ۱۹۸۶ همچنان ادامه داشت با طراحی لیزر شیمیایی پیشرفته مادون قرمز میانه MIRACL (Mid Infra Advanced Chemical Laser) به همراه یک هدایت کننده پرتو SLBD (Sea Lite Beam Director) مباحث زیادی را در کنگره آمریکا مطرح نمود.

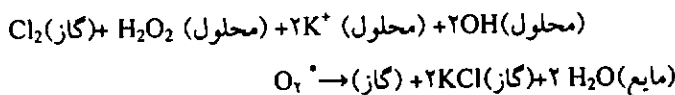
MIRACL لیزری با طول موج $3/8 \mu$ و توان خروجی ۲/۲ Mw است که در سال ۱۹۸۷ هدفی پرنده با سرعت ۵۰۰ knot را در ارتفاع ۱۵۰۰ پایی منهدم کرد. در سال ۱۹۸۹ یک موشک

ما فوق صوت Vandal توسط این سامانه مورد اصابت قرار گرفت و بعد از آن این سامانه مراحل اصلاح را طی نمود.

در سال ۱۹۹۶ سامانه ضد موشک لیزری ساخت آمریکا و اسرائیل که از لیزر دوتریم فلوراید MIRACL استفاده می‌نماید هدفی را در پرواز منهدم کرد. پروژه مهم دیگر ABL (Air Borne Laser) می‌باشد که از سال ۱۹۹۶ آغاز شده و بودجه ۱/۴ میلیارد دلاری را به خود اختصاص داده است یک هواپیمای بوئینگ ۷۴۷ به یک لیزر COIL ۳۰۰ کیلو واتی مجهز خواهد شد و جهت نابود کردن موشک های قاره‌پیما در مرحله اوج (Boost phase) بکار گرفته می‌شود. در سال ۲۰۰۱ طراحی این سامانه مورد تأیید نهایی قرار گرفته است و در سال ۲۰۰۵ ساخته خواهد شد و آزمایش آن بوسیله انهدام یک موشک اسکاد خواهد بود.

طول موج لیزر HF بین ۲/۶ تا ۳ میکرون می‌باشد که چون این طول موج توسط اتمسفر زمین جذب می‌شود لذا برای سلاح جو زمین استفاده می‌شود. محدوده طول موجی لیزر DF ۳/۵ تا ۴/۲ میکرون است.

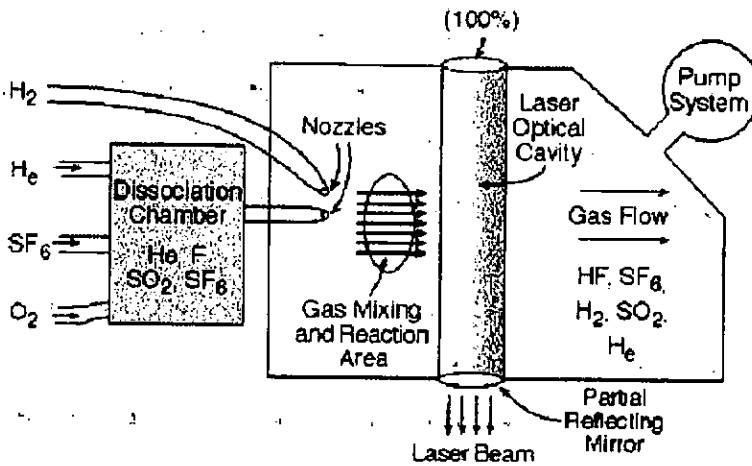
در لیزر COIL (chemical oxygen iodyn Laser) عمل تولید لیزر بر مبنای واکنش شیمیایی کلر و پراکسید یدروژن است. در حقیقت در تولید اشعه همدوس در لیزر COIL از فرایند شیمیایی دو مرحله‌ای جهت تولید اتم های ید تحریک شده استفاده می‌گردد. ابتدا گاز کلر با محلولی که شامل H_2O_2 و نیدروکسید پتاسیم (که در محلول بصورت یون های K^+ و OH^- می‌باشد) واکنش انجام می‌دهد. واکنش مذکور تولید مولکول های O_2^* می‌نماید که بصورت زیر است:



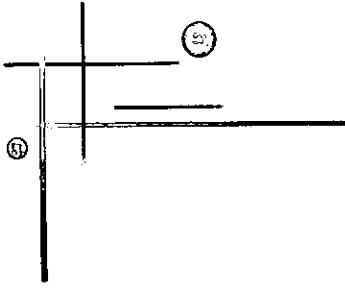
مولکول های O_2^* آنگاه با اتم های ید برخورد می‌نمایند و اتم های O_2^* انرژی خود را به اتم های I می‌دهند که به I^* تبدیل می‌شود و I^* در اثر برگشت به حالت پایه تولید لیزر می‌نماید. از ویژگی های مهم لیزر COIL طول موج پیوسته و کیفیت پرتو دقیق و خوب (بخاطر شیب کم چگالی درون کاواک) می‌باشد. برای مثال در فاصله ۱۰ کیلو متری مساحت لکه آن یکصد برابر کوچکتر از مساحت لکه CO_2 است ولی پراکندگی خروجی این نوع لیزر در جو توسط ذرات معلق زیاد است.

به همین خاطر از لیزر COIL در پدافند موشکی هوا به هوا استفاده می شود. برای پدافند زمین به هوا از لیزر DF برای بردهای بیشتر از ۱۰ کیلو متر استفاده شده و برای تا ۵ کیلو متر از لیزر GDL بهره می برند.

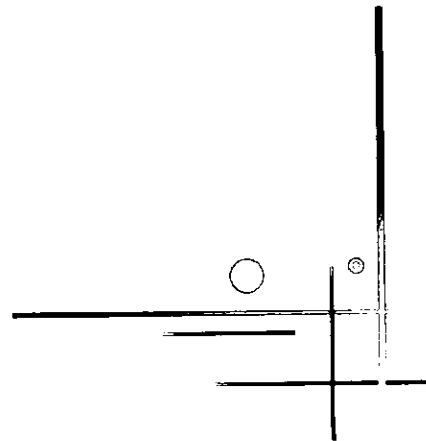
برای پدافند موشکی هوا به زمین نیز از لیزر HF استفاده می شود. طول موج آن ۱/۳۱۵ میکرون است که کوتاهتر از طول موج های HF و DF می باشد و این طول موج با افت خیلی کمی در مقایسه با لیزرهای HF از میان اتمسفر عبور می کند. [۷]



شکل ۱۴-۲

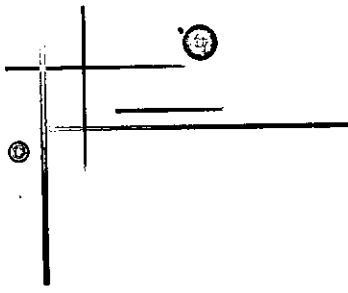


فهرست منابع
فهرست منابع

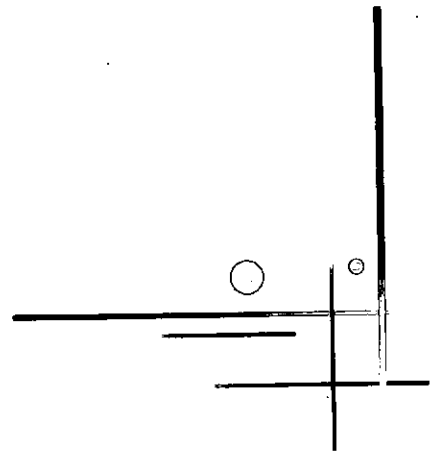


فهرست منابع

- | | | |
|--------------------------|----------------------------------|---|
| ۱- لیزرها و کاربردهای آن | تالیف: بیسلی | ترجمه: دکتر حبیب تجلی |
| ۲- لیزر و کاربردهای آن | تالیف: دکتر اکبر حریری | |
| ۳- مبانی لیزر | تالیف: اسولتو | ترجمه: اکبر حریری و حسین گل نبی |
| ۴- لیزر نور شکفت | تالیف: کالین تاج | ترجمه: هاله الممی |
| | <i>Joseph T. verdeyen</i> | ۵ - <i>Laser Electronics</i> |
| | <i>W. Demtroder</i> | ۶ - <i>Laser spectroscopy</i> |
| | <i>William Silfvast</i> | ۷ - <i>Lasers Fondamentals</i> |
| | <i>Rami.Arieli</i> | ۸ - <i>Laser Adventure</i> |
| | <i>Christopher E.Little 1999</i> | ۹ - <i>Metal Vapour Lasers</i> |
| | <i>W.Koechner</i> | ۱۰ - <i>Solid State Laser Engineering</i> |
| | <i>Tarasov</i> | ۱۱ - <i>Laser Physics</i> |

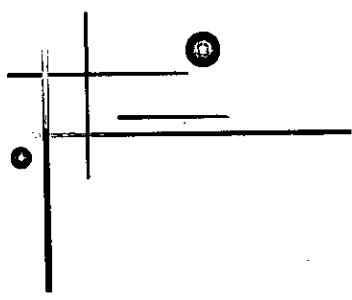


واژه نامه
واژه نامه
واژه نامه



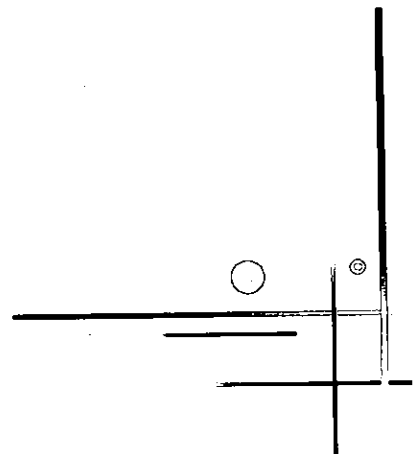
واژه نامه

Valence	ظرفیت	Excimer	اکسایمر
Technology	فن آوری	Frequency	بسامد
Polarization	قطبش	Crystal	بلور
Peak	قله ، اوج	Spectroscopy	بیناب نگاری
Peak to peak	قله به قله	Gain	بهره
Cavity	کاواک	Beam	پرتو
Disk	لوح	Maximum	پیشینه
Mode	مد	Discharge	تخلیه
Parameter	مشخصه	Diffraction grating	توری یا شبکه پراش
Scaile	مقیاس	Undulator	جنباننده
Incoherence	ناهمدوس	Printer	چاپگر
Coherence	همدوسی	Density	چگالی
Band	نوار	Diaphragm	دریچه - دهانه بند
Divergence	واگرایی	Pumping	دمش
Population inversion	وارون سازی جمعیت یا وارونی جمعیت	Pump	دمیده
Isotrope	همسانگرد	Dimmer	دوپار
Harmonic	هماهنگ	Period	دوره
Syntethic	مصنوعی	Overlap	روافت
Relaxation	واهلش	System	سامانه، دستگاه
		Gradian	شیب
		Coherence length	طول همدوسی



نمایه

نمایه



نمایه

- | | |
|----------------------|-------------------------|
| انتقال انرژی شیمیایی | اپتیک غیر خطی |
| اندازه لکه | اتالون فابری پرو |
| انرژی | اتیلن گلیکول |
| انرژی ارتعاشی | احتمال جذب |
| انرژی الکترونی | احتمال گسیل القایی |
| انرژی انتقالی | احتمال گسیل خودبخود |
| انرژی چرخشی | اختلاف بسامد لیزر |
| انفعالی | ارسنید کالیم |
| انواع لیزرها | آرگون |
| آهنگ آستانه دمش | اشباع |
| آهنگ دمش | اشباع بهره |
| ایجاد هماهنگ دوم | اشباع جذب |
| آینه چرخان | اشباع خط ناهمگن |
| آینه مقعر | اشباع خط همگن |
| باریکه | اصل عدم قطعیت |
| باریکه انتشار | اکسید آلومینیوم |
| باریکه اندازه لکه | آکوستو اپتیکی |
| باریکه گاوسی | الکترو اپتیک |
| بازتابش براگ | الکترو لومینسانس |
| بازدهی | آمار بولتزمن |
| بازدهی انتقالی | آمونیم دی هیدروژن فسفات |
| بازدهی انتقالی لیزر | انتقال انرژی |
| بازدهی تابشی لامپ | انتقال انرژی تشدید |

پدیده پاکلز	بازدهی جفت شدگی خروجی لیزر
پدیده کر	بازدهی دمش
پرتویابی	بازدهی دمش لیزر
پس فروش	بازدهی سطح مقطع لیزر
پلازما	بازدهی شیب
پلوتونیم	بازدهی فرو افت لیزر
پهن شدگی	بازدهی کوانتومی
پهن شدگی برخورداری	بازدهی لیزر
پهن شدگی تابش جسم سیاه	بخار آمونیاک
پهن شدگی تپ	برخورد
پهن شدگی در لیزر Ar^+	برخورد نوع اول
پهن شدگی در لیزر CO_2	برخورد نوع دوم
پهن شدگی در لیزر He-Ne	برد رایلی
پهن شدگی دوبلری	بریلیوم
پهن شدگی زمان سوئیچ Q	بستاوردهای الکترواپتیکی
پهن شدگی زمان مد و قفل شدگی مد	بهره سیگنال کوچک
پهن شدگی طبیعی	بیو پزشکی
پهن شدگی مد	پارامتر هم کانون
پهن شدگی مد محدود شده تبدیل	پارینه یکسان
پهن شدگی ناهمگن	پالس فوق سریع
پهن شدگی ها	پایداری تشدید کننده اپتیکی
پهن شدگی همگن	پایداری تشدید گر
پهنای خط	پایداری سازی بسامد کاواک
پهنای خط Nd:YAG	پتاسیم دی هیدروژن فسفات
پهنای خط برخورداری	پدافند موشکی
پهنای خط کاواک	پدیده الکترواپتیک
تشدید کننده	پهنای خط گاوسی

تشدید کننده اپتیکی ناپایدار	پهنای خط لورنتسی
تشدید کننده پایدار	پهنای خط نور لیزر
تشدید کننده پهنای خط	پهنای خط یا قوت
تشدید کننده تلفات	پهنای دوپلری
تشدید کننده شاخه مثبت	پیزو الکتریکی
تشدید کننده شاخه منفی	پیش یونش
تشدید کننده صفحه	تابش جسم سیاه
تشدید کننده معادل	تابع گاوسی
تشدید کننده موازی	تابع لورنتزی
تشدید کننده ناپایدار	تبدیل داخلی
تشدید کننده نیم کروی	تجزیه فوتونی
تشدید کننده نیم هم کانونی	تحقیقات زیر آب
تشدید کننده نیم هم مرکزی	تخت - تخت
تشدید کننده هم کانونی	تخت - کروی
تشدید کننده هم مرکزی	تخلیه الکتریکی عرضی
تشدیدگرهای ناپایدار	تخلیه نوع بلوملین
تعریف مد	تداخل سنج
تقریب	تداخل سنج فابری پرو
تقریب اوپنهایمر	تداخل سنج مایکلسون
تقریب بورن	تداخل سنج بانگ
تقریب نیمه کلاسیک	تراز
تک مد	تراز شبه پایدار
تکفام بودن	تراز مندی گرمایی و تابش جسم سیاه
تکفامی	تراوایی مغناطیسی
تلسکوپ	تشدید فرمی
جریان آهسته گاز	تلفات
جسم سیاه سه گانه	تلفات آینه

تلفات پراش	جسم سیاه مندی گرمایی و توزیع بولتزن
تلفات لگاریتمی	جسم سیاه ناخالص بخشنده
تله افتادگی تابش	جسم سیاه ناخالص پذیرنده
تمام نگاری	جفت شدگی خروجی بهینه
توری اپتیکی اشل	جفت شدگی نزدیک
توزیع انرژی ماکسول	جفت شدگی هندسی
توزیع بولتزن	جنابانده
توزیع سرعت	جهتمندی
توزیع طیفی	جهش مد
توزیع نور	جوشکاری
توزیع نور شیمیایی	چاپگرهای لیزری
توزیع نور گاز دینامیکی	چاه پتانسیل
توزیع نور ناهماهنگ	چشمه لامبرت
توکامک	چگالی انرژی
تیوب سرامیکی نسوز	چگالی بار
تیوب لیزر	چگالی جریان الکتریکی
ثابت دی الکتریک	چگالی مد
جابجایی بسامد	حجم لیزر
جابجایی لمب	حروف خوانی
جاذب اشباع پذیر	حکاکی
جبهه موج	خاکی نادر
جداسازی ایزوتوپ	خروجی حلقوی
جذب	دام بخار ید
جراحی لیزری	دام سرد بخار آب
درجه آزادی	ژیروسکوپ لیزری
درجه همدوسی	سازوکارهای پهن شدگی خط
درخشایی	ساماریم

سامانه های قطبشی	دمش
سامانه های یگانه	دمش اپتیکی
ساترفیوژ	دمش الکتریکی
سرعت سنجی دوپلری	دمش انتقال بار
سطح مقطع	دوتریم
سطح مقطع انتقال انرژی شدید	دوشکستی
سطح مقطع برخورد های الکترونی	دوقطبی
سطح مقطع جذب	دوقطبی از دید کلاسیکی
سطح مقطع گذار	دوقطبی نوسانگر
سطح مقطع گسیل القایی	دی الکتریک همسانگرد
سطح مقطع مد	رابطه
سطح همدوسی	رابطه بیر- لامبرت
سلاح تخریبی	رابطه پلانک
سلول پاکلز	رزینه اشباع پذیر
سنجش از راه دور توسط لیزر	روش کلاسیک
سنجه فابری پرو	روش کوانتومی
سونیجهای Q آکوستیکی	روش نیمه کلاسیک
سولفات باریم	روش های قطبش
سولفور دوکربن	زاویه بروستر
سیلیکا	زاویه پراش
سیلیکای مذاب	زمان همدوسی
شاخه مثبت	زینون
شاخه منفی	ژرمانیم
طول عمر دوقطبی	شار دمش
طول عمر فوتون	شار فوتون های فرودی
طول عمر کاواک	شبه پایدار
طول همدوسی	شدت

عامل دامنه	شدت اشباع
عامل فاز شعاعی	شعاع انحنای باریکه
عامل فاز طولی	شکل خط گاوسی
عامل کیفیت	شکل خط لورنتسی
عبور بین سامانه	ضاریب اینشتین
عبور سامانه	ضد موشک
عدد	ضریب
عدد f	ضریب از دید روش نیمه کلاسیک و الکترودینامیک کوانتومی
عدد فرنل	ضریب اینشتین
عدد فرنل معادل	ضریب بدون تابش
عدد موج	ضریب بزرگنمایی رفت و برگشت
عدسی گرمایی	ضریب بزرگنمایی یک طرفه
عدسی نازک	ضریب بهره
عکس برداری سریع با فلاش	ضریب بهره
علامت گذارهای لیزری	ضریب جذب
غنی سازی اورانیوم	ضریب شکست
فاجعه فرابنفش	ضریب شکست بیضوی
فاصله زمانی بین دو مد	ضریب فرانک
فاصله یاب لیزری	ضریب کاندون
بسامد تشدید	ضریب کر
فرمول ابری	طول عمر
قفل شدگی مد	فرمول رایلی جینز
کادمیوم	فروافت بدون تابش
کارای واگردانی	فروافت کاواک
کاراک	فسفرسانی
کاواک بیضوی	فعال

کاواک جسم سیاه	فلزات واسطه
کاواک مکعب مستطیل	فلزکاری لیزری
کریتون	فلونور
کشیدگی بسامد	فلونور بهره کوانتمی
کلر	فلونورسانی
کلید زنی Q	فوتو الاستیک
کمر باریکه	فوتو بیولوژیکی
کمر باریکه	فوتو بیولوژیکی
کوارتز	فوتوشیمیایی
کوانتمی فوتون در کاواک	فوتوفیزیکی
کوانتمی گشاور دو قطبی کلاسیک	فوتویونش
کوانتمی یک گذار اتمی	فوتویونش
کیفیت پرتو	فیبرهای نوری
گاز بافر	فیبرهای نوری
گاف انرژی	قانون استفان بولتزمن
گذار	قطبش
گذار ارتعاشی - الکترونی	قطبش انفعالی
گذار ارتعاشی - چرخشی	قطبش توسط دمش همزمان
گذار دو قطبی الکتریکی	قطبش فعال
گذار دو قطبی	قطبش نوع AM
گذار شاخه p	قطبش نوع FM
لیزر H_2	گذار شاخه q
لیزر He-Cd	گذار شاخه R
لیزر HF	گذار مجاز
لیزر N_2	گذار ممنوع
لیزر Nd:YAG	گسیل القایی
لیزر Nd:YAG	گسیل تقویت شده

لیزر TEM ₀₀	گسیل خودبخود
لیزر ارتعاشی	گشتاور دوقطبی
لیزر ارتعاشی الکترونی	لارنس لیورمور
لیزر ارتعاشی چرخشی	لامپ دخش
لیزر آرگون	لیتیم نیوبات
لیزر اگزایمر	لیدار
لیزر الکترون آزاد	لیزر
لیزر با دمش طولی	لیزر الکترون آزاد
لیزر با دمش عرضی	لیزر آلکساندرایت
لیزر بخار فلزی	لیزر بخار مس
لیزر بخار مس	لیزر تیتانیم سافایر
لیزر تقویت کننده	لیزر هیبریدی
لیزر چهارترازی	لیزر Ar ⁺
لیزر حلقه ای	لیزر CO ₂
لیزر خمشی	لیزر CO ₂ با جریان عرضی گاز
لیزر خود پایان پذیر	لیزر CO ₂ طولی
لیزر رزینه ای	لیزر CO ₂ محفظه بسته
لیزر سه ترازی	لیزر COIL
لیزر شیشه ای	لیزر DF
لیزر شیمیایی	لیزر GaAs
ماتریس انتقال	لیزر فروسرخ
ماتریس پرتو	لیزر گاز دینامیکی
ماتریس تبدیل	لیزر موجبر CO ₂
ماتریس نوری	لیزر نئودیموم شیشه
مادون قرمز میانه	لیزر نئودیموم-یاگ
محور نوری	لیزر نیمرسانا
محیط ایزوتروپ	لیزر هالید گاز نادر

محیط تقویت	لیزر های بخار فلزی
محیط فعال	لیزر های پالسی
مخاطرات زیر آب	لیزر های پیوسته
مد	لیزر های خودپایان پذیر
مد بحرانی	لیزر های شیمیایی
مد تشدید کننده ناپایدار	لیزر های کاملاً پرخشی
مد جمعیت	لیزر های گازی
مد طولی	لیزر های نیمرسانا
مد عرضی	لیزر های یونی
مدت زمان لیزر	لیزر هرمیت گاوسی
مدل کلاسیک نوسانگر	لیزر هلیم-نون
مدوله سازی	لیزر هلیموم-کادمیوم
مسافت سنجی	لیزر یاقوت
معادلات ماکسول	لیزر ید
معادله	لیزر یونی
معادله آهنگ	لیزر He-Ne
معادله آهنگ برای لیزرهای چهار ترازی	لیزرهای بولتزمن
معادله آهنگ برای لیزرهای سه ترازی	لیزرهای شرودینگر لیزرهای هلمهولتز
مغناطیسی	ماتریس
همدوسی فضایی	مقدار موثر آهنگ دمش
هولوگرافی	موج شبه تکفام
هیدروژن	موجبر معادل
وارونی	موشک تاو
وارونی آستانه	مولد اکسیژن یکتا
واگرایی	میدان الکتریکی
واگرایی باریکه	میدان مغناطیسی
واهلش ارتعاشی انتقالی	میزر

یونش انتقال بار

یونش پینگ

نظام های عملکرد قطبش

نظامهای عملکرد Q

نظریه

نظریه کوانتمی گسیل خودبخود

نوار ظرفیت

نوار هدایت

نوسانگر - تقویت کننده

نیتر و بنزن

نیمه هم کانون

هدایت گرمایی

هم تراز

هم کانون

هم مرکز

همانگ دوم

همانگ سوم

همدوسی

همدوسی زمانی

L a s e r E n g i n e e r i n g



By: Seyed Mohsen Mazloom Eng. ●



Isfahan Optics Industries
Isfahan Optics Research Institute
ISBN: 964-7998-22-8