

[www.salampnu.com](http://www.salampnu.com)

## سایت مرجع دانشجوی پیام نور

- ✓ نمونه سوالات پیام نور : بیش از ۱۱۰ هزار نمونه سوال همراه با پاسخنامه
- تستی و تشریحی
- ✓ کتاب ، جزوه و خلاصه دروس
- ✓ برنامه امتحانات
- ✓ منابع و لیست دروس هر ترم
- ✓ دانلود کاملاً رایگان بیش از ۱۴۰ هزار فایل مختص دانشجویان پیام نور

[www.salampnu.com](http://www.salampnu.com)

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

# ليزر

رشته فيزيك

3 واحد درسي

تهيه كننده:

مچدرضا جلالی ندوشن – عضو هیئت علمی مرکز اصفهان

نام منبع اصول ليزر ؛ اوراسیوسولتر؛ ترجمه اکبر حريري ؛ حسين گل نبي؛ انتشارات مرکز

نشر دانشگاهي

# طرح درس

- مفاهیم مقدماتی
- برهم کنش تابش یا ماده
- فرایندهای دمش
- تشدید کننده های اپتیکی
- انواع لیزر
- خواص باریکه های لیزر
- کاربرد لیزر



# اهداف درس

□ شناخت لیزر و اصول آن

□ بررسی خواص لیزر

□ آشنایی با انواع لیزر

□ معرفی دستگاههای لیزری

□ کاربرد لیزر در صنعت و پزشکی

# جایگاه درس

درس لیزر از دروس اختیاری دوره کارشناسی فیزیک می باشد.

# فصل اول

● مفاهیم مقدماتی

● گسیل خود به خود، گسیل القایی و جذب

● مبانی نظری لیزر

● خواص باریکه های لیزر

# لیزر

● لیزر مخفف عبارت light amplification by stimulated emission of radiation می باشد و به معنای تقویت نور توسط تشعشع تحریک شده است.

# تاریخچه

● اولین لیزر جهان توسط تئودور مایمن اختراع گردید و از یاقوت در آن استفاده شده بود در سال ۱۹۶۲ پرو فسور علی جوان اولین لیزر گازی را به جهانیان معرفی نمود و بعدها نوع سوم و چهارم لیزرها که لیزرهای مایع و نیمه رسانا بودند اختراع شدند.

# ویژگی نورلیزر

● نوری که توسط لیزر گسیل می گردد در یک سو وبسیار پر انرژی و درخشنده است که قدرت نفوذ بالایی نیز دارد بطوریکه در الماس فرو میرود . امروزه استفاده از لیزر در صنعت بعنوان جوش آورنده فلزات و بعنوان چاقوی جراحی بدون درد در پزشکی بسیار متداول است.

# لیزرها سه قسمت اصلی دارند:

- 1- پمپ انرژی یا چشمه انرژی: که ممکن است این پمپ اپتیکی یا شیمیایی و یا حتی یک لیزر دیگر باشد.
- 2- ماده پایه و فعال که نام گذاری لیزر بواسطه ماده فعال صورت می گیرد .
- 3- مشدد کننده اپتیکی : شامل دو آینه بازتابنده کلی و جزئی می باشد

در لیزر از سه پدیده اساسی که نتیجه برهم کنش موج الکترومغناطیس (em) با ماده اند، استفاده میشود؛ یعنی:

1. فرایندهای گسیل خود به خود

2. گسیل القایی

3. جذب



# گسیل خودبه خود

در یک اتم مفروض ، دو تراز 1 و 2 با انرژیهای  $E_1$  و  $E_2$  را در نظر می گیریم ( $E_1 < E_2$ ).  
اختلاف انرژی به صورت موج الکترومغناطیس گسیل می شود ، به آن گسیل خود به خود یا تابشی میگویند.

$$\nu = \frac{(E_1 - E_2)}{h}$$

که در آن  $h$  ثابت پلانک است.

● احتمال گسیل خود به خود به طریق زیر می تواند مشخص شود:

در لحظه  $t$ ، تعداد  $N_2$  اتم (در واحد حجم) در تراز 2 وجود داشته باشد. آهنگ فرو افت این اتمها در اثر گسیل خود به خود، یعنی  $(N \frac{d_2}{dt})_{sp}$ ، متناسب با  $N_2$  است.

# آهنگ فروافت

$$\left[ \frac{dN_2}{dt} \right]_{sp} \Rightarrow AN_2$$

ضریب A را احتمال گسیل خود به خود و یا ضریب A اینشتین می نامند (اولین رابطه برای A را اینشتین با در نظر گرفتن قوانین ترمودینامیک به دست آورد). کمیت  $\tau_{sp} = 1/A$  را طول عمر گسیل خود به خود می نامند .

# گسیل القایی

اتم در ابتدا در تراز 2 این فرایند با اعمال موج الکترومغناطیسی فرودی صورت می گیرد، گسیل هراتم به صورت همفازبه موج فرودی افزوده می شود.

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right)_{st} = -W_{21}N_2$$

که  $(dN_2 / dt)_{st}$  آهنگ گذارهای  $2 \rightarrow 1$  در نتیجه گسیل القایی است و  $W_{21}$  احتمال گذار القایی نامیده می شود.

برای موج تخت الکترومغناطیسی

$$W_{21} = \sigma_{21} F$$

F شار فوتون موج فرودی است و  $\sigma_{21}$  کمیتی است که دارای ابعاد سطح است و سطح مقطع گسیل القایی نامیده می شود.

# جذب

اتم در ابتدا در تراز 1 موجی الکترومغناطیس با فرکانس  $\nu$  به ماده برخورد کند.

آهنگ جذب  $W_{12}$

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{12}N_1$$

$$W_{12} = \sigma_{12}F$$

$\sigma_{12}$  سطح مشخصه ای است (سطح مقطع جذب) که فقط به نوع بخصوص گذار بستگی دارد.

# مبانی نظری لیزر

● اگر موجی تخت با شدتی متناظر با شار فوتون  $F$  در امتداد محور  $Z$  از ماده عبور کند،

$$dF = \sigma F (N_2 - N_1) dz$$

● اگر  $N_2 > N_1$ ، ماده مثل یک تقویت کننده رفتار می کند.

● اگر  $N_2 < N_1$ ، رفتار ماده به صورت یک جذب کننده خواهد بود.

● در حالت ترازمندی گرمایی،  $N_1^e$  و  $N_2^e$  انبوهی

دو تراز در ترازمندی گرمایی

$$\frac{N_2^e}{N_1^e} = \exp - \frac{(E_2 - E_1)}{kT}$$

● ماده به عنوان یک جذب کننده در فرکانس  $\nu$



● چنانچه فرکانس گذار  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  در ناحیه

میکرو موج واقع شود، تقویت کننده، تقویت کننده

میزر نامیده می شود. واژه میزر، به معنای

تقویت میکروموج به وسیله گسیل القایی

تابش

## تقویت کننده لیزر

چنانچه فرکانس گذار  $\nu$  در ناحیه اپتیکی قرار گیرد به آن تقویت کننده، تقویت کننده لیزر گفته می شود. واژه لیزر با جایگزینی حرف  $L$  به جای حرف  $M$  انتخاب شده است.

● آستانه  $R_1 R_2 \exp[2 \sigma (N_2 - N_1)] = 1$  ؛

●  $R_1$  و  $R_2$  توان بازتابندگی دو آینه اند.

● وارونی بحرانی

$$(N_2 - N_1)_c = - \frac{\ln(R_1 R_2)}{2\sigma}$$

● هنگامی که وارونی بحرانی حاصل شود؛ از گسیل

خودبه خود نوسان به وجود خواهد آمد.

# طراحی دمش (پمپ کردن)

●  $(N_1=N_2)$ ، فرایندهای جذب و گسیل القایی

یکدیگر را خنثی می کنند.

● ماده شفاف

● اشباع دوترازی

● فرایندی که اتمها را از تراز 1 به تراز 3 (در طرح سه تراز) و یا از تراز 0 به تراز 3 (در طرح چهارترازی) ارتقا میدهد دماش نامیده می شود.

## روشهای دمش :

• نوعی لامپ به اندازه قوی.

• تخلیه الکتریکی در محیط فعال.

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N_g$$

•  $N_g$  انبوهی تراز پایه و  $W_p$  ضریبی است که آهنگ دمش نامیده می شود.

# خواص باریکه های لیزر

تکفامی ●

همدوسی ●

جهتمندی ●

درخشایی ●

# تکفامی

● تنها موج الکترومغناطیسی با فرکانس  $\nu$  که از رابطه می آید می تواند تقویت شود.

● چون آرایش دو آینه ای کاواک تشدید می تشکیل می دهد، نوسان تنها در فرکانسهای تشدید این کاواک انجام می پذیرد.



## همدوسی فضایی

• برای تعریف 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 می‌گیریم و فرض می‌کنیم  $E_1(t)$  و  $E_2(t)$  میدانهای الکتریکی متناظر در آن دو نقطه باشند بنا به تعریف اختلاف فاز دو میدان در لحظه،  $t=0$ ، صفر است.

## همدوسی کامل

• اکنون اگر این اختلاف در هر لحظه  $0 >$   
 $t$ ، صفر باقی بماند می‌گوییم بین دو نقطه  
یک همدوسی کامل برقرار است. چنانچه  
برای هر دو نقطه دلخواه جبهه موج  
الکترومغناطیسی چنین وضعیتی برقرار  
باشد می‌گوییم موج دارای همدوسی کامل  
فضایی است.

## همدوسی پاره ای فضایی

• در عمل، اگر بخواهیم همبستگی فازی خوبی داشته باشیم برای هر نقطه  $p_1$ ، نقطه  $p_2$  باید در سطحی محدود اطراف  $p_1$  قرار گیرد. در این مورد می گوئیم موج دارای همدوسی پاره ای فضایی است و برای هر نقطه  $P$ ، می توانیم سطح همدوسی  $S_e(P)$  را معرفی کنیم.

# جهتمندی

• همدوسی کامل فضایی

• باریکه دارای واگرایی محدود  $\theta_d$

$$\theta_d = \frac{\lambda \beta}{D}$$

• در آن  $\lambda$  و  $D$  به ترتیب طول موج و قطر باریکه اند.  $\beta$  ضریب عددی از مرتبه واحد است که مقدار آن به شکل توزیع دامنه و به طرز تعریف واگرایی و قطر باریکه بستگی دارد.

- همدوسی پاره ای فضایی
- برای نقاط واقع در سطح همدوسی Se
- واگرایی باریکه

$$\theta_c = \frac{\lambda \beta}{[S_c]^{1/2}}$$

- بازهم  $\beta$  یک ضریب عددی از مرتبه واحد است.

# درخشایی

● درخشایی یک چشمه امواج الکترومغناطیسی عبارت است از توان گسیل شده از واحد سطح چشمه در واحد زاویه فضایی.

● توان  $dp$  را که توسط  $ds$  در زاویه فضایی  $d\Omega$  در امتداد  $00^\circ$  گسیل می شود.

# وابستگی درخشایی

$$dP = B \cos\theta \, ds \, d\Omega$$

•  $\theta$  زاویه بین امتداد  $00'$  و عمود  $n$  بر سطح چشمه است.

• کمیت  $B$  عموماً به مختصات قطبی  $\theta$  و  $\varphi$  امتداد  $00'$  و

همچنین به نقطه  $0$  بستگی خواهد داشت.

• اگر  $B$  مستقل از  $\theta$  و  $\varphi$  باشد، چشمه را چشمه همسانگرد

میگویند (چشمه لامبرت).

## فصل دوم

• بر هم کنش تابش با ماده

• خلاصه نظریه تابش جسم سیاه

• جذب و گسیل القایی

• رهیافت ها



# برهم کنش تابش با ماده

خلاصه نظریه تابش جسم سیاه :

کاواکی که با محیط دی الکتریک همسانگرد و همگن پر شده است. در دمای ثابت  $T$  به طور پیوسته انرژی به صورت تابش الکترومغناطیسی گسیل و یا دریافت می کند.

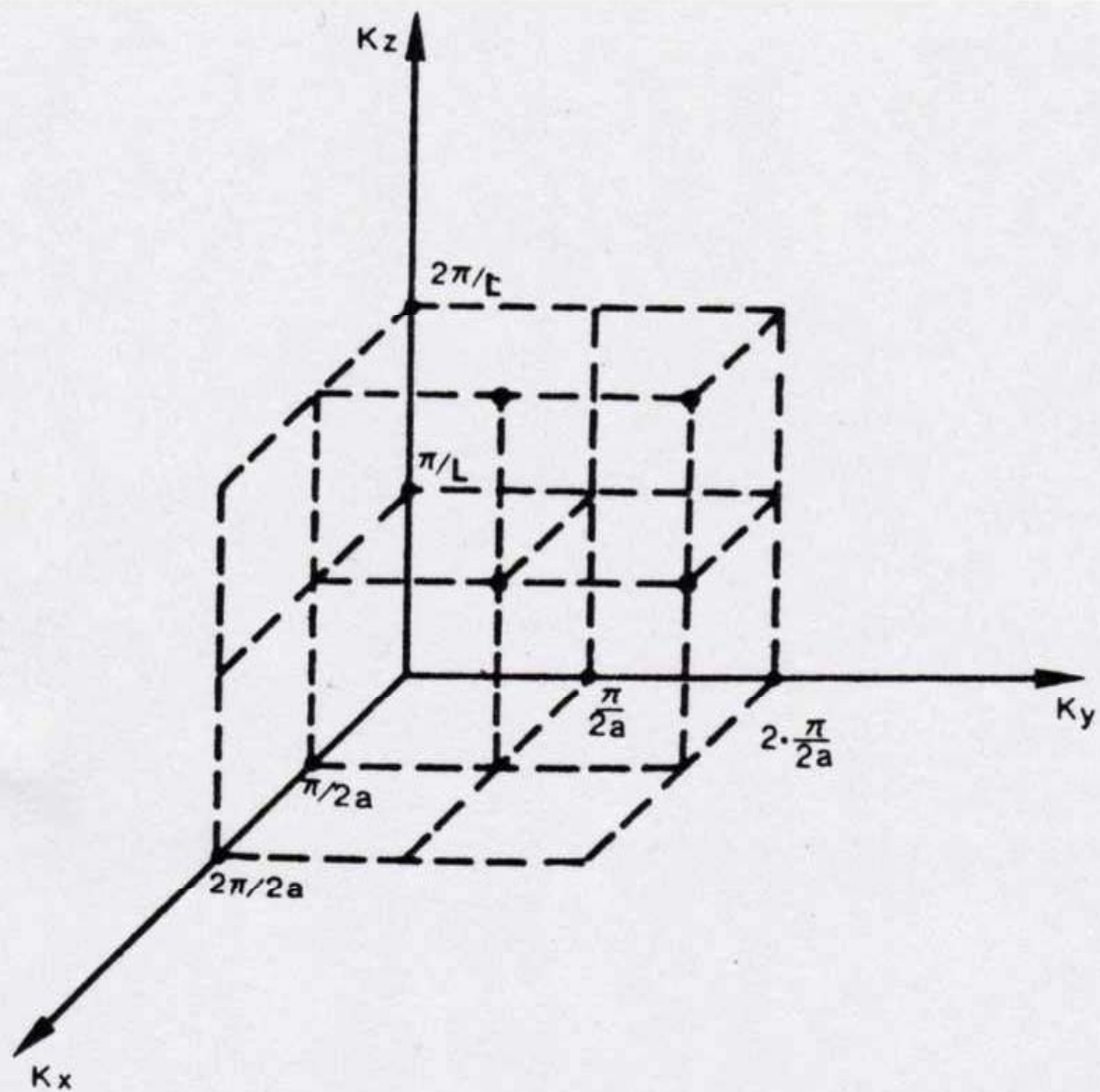
# چگالی انرژی

$$\rho = \frac{1}{2} \epsilon E^2(t) + \frac{1}{2} \mu H^2(t)$$

$\epsilon$  و  $\mu$  به ترتیب عبارت اند از ثابتهای دی الکتریک و تراوایی مغناطیسی محیط داخل کاواک

توزیع طیفی این تابش را با  $\rho_\nu$  تابشی از فرکانس  $\nu$  است .

$\rho_\nu d\nu$  عبارت است از چگالی انرژی تابشی که فرکانس آن بین  $\nu$  و  $\nu+d\nu$  باشد.



شکل ۲.۲ تشریح تصویری چگالی مدهای نوسان در کواک شکل ۱.۲. هر نقطه شبکه مربوط به دومد کواک است.

تبادل انرژی بین داخل کاواک و دیواره‌های آن به صورت مقدار ناپیوسته انرژی  $h\nu$  صورت می‌گیرد.  
انرژی میانگین مد

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu \exp[-(nh\nu/kT)]}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp[-(nh\nu/kT)]} = \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

$$\rho_\omega = \frac{\rho_\nu}{2\pi} = \frac{\nu^2}{c^3} \frac{\hbar\omega}{[\exp(\hbar\omega/kT) - 1]}$$

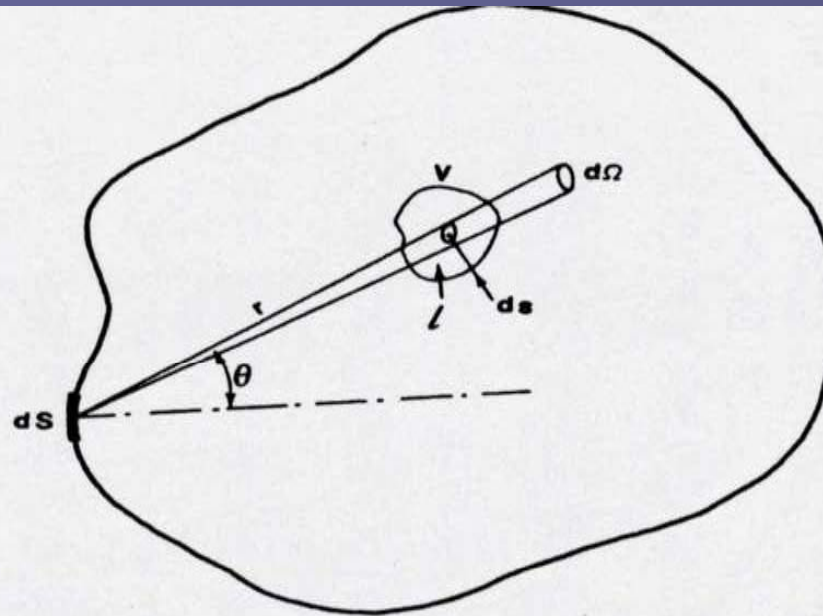
$$\langle q \rangle = \frac{\langle E \rangle}{h\nu} = \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

تعداد میانگین فوتون  $\langle q \rangle$  را برای هر مد به دست می‌دهد.

چگالی انرژی  $\rho_v$  با ضرب تعداد مدهای موجود در واحد حجم و در واحد گستره فرکانس  $p(v)$ ، در انرژی میانگین  $\langle E \rangle$  هر مد حاصل می شود.

$$\rho_v = \left( \frac{8\pi v^2}{c^3} \right) kT$$

رابطه مشهور تابش ریلی - جینز با نتایج تجربی در تناقص کامل است.



محاسبه رابطه بین شدت تابش در سطح کاواک جسم سیاه و چگالی انرژی آن.

$$\rho = (B/c) \int d\Omega' = \frac{4}{3}\pi B/c$$

کل شدت  $I$  گسیل شده از  $dS$  برابر است با

$$I = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} B \cos \theta d\Omega = \pi B$$

$$\rho = (4/3c)I$$

$$\rho_{\omega} = (4/3c)I_{\omega}$$



# جذب و گسیل القایي:

الف) محاسبه آهنگ جذب  $w_{12}$  و آهنگ گسیل

القایي  $w_{21}$

ب) ارائه و محاسبه سطح مقطع های جذب و  
گسیل



## پدیده جذب

سیستم دو ترازوی معمول را در نظر می‌گیریم ،  
فرض می‌کنیم در لحظه  $t=0$  ، اتم در حالت زمینه  
1 است و یک موج تکفام الکترومغناطیسی با  
فرکانس  $\omega$  با آن بر هم کنش می‌کند .

هامیلتونی  $\mathcal{H}$  برای  $t > 0$  تکامل زمانی تابع موج  $\psi$  از معادله وابسته به زمان شرودینگر

$$\mathcal{H}\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

$$\psi_2 = u_2 \exp\left[-\left(\frac{iE_2 t}{\hbar}\right)\right] \quad \text{و} \quad \psi_1 = u_1 \exp\left[-\left(\frac{iE_1 t}{\hbar}\right)\right]$$

ویژه تابعهای ناپریشیده ترازهای ۱ و ۲،

$$\mathcal{H}_0 u_i = E_i u_i \quad (i = 1, 2)$$

$$\psi = a_1(t)\psi_1 + a_2(t)\psi_2$$

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1$$

$$\psi = \sum_k a_k \psi_k = \sum_k a_k u_k \exp\left[-i\left(\frac{E_k}{\hbar}\right)t\right]$$

$$\sum_k (\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}') a_k u_k \exp\left[-i\left(\frac{E_k}{\hbar}\right)t\right] = \sum_k \left\{ i\hbar \dot{a}_k u_k \exp\left[-i\left(\frac{E_k}{\hbar}\right)t\right] + a_k u_k E_k \exp\left[-i\left(\frac{E_k}{\hbar}\right)t\right] \right\}$$

معنای فیزیکی این پریشیدگی آن است که  
برای بودن اتم در تراز 1 احتمال متناهی  $|a_1|^2$   
را خواهیم داشت . یک گشتاور دو قطبی به  
وجود می آید که با فرکانس  $\omega_0$  نوسان خواهد  
کرد . این گشتاور در محیط تابش می کند ،  
و اتم تمایل به فرو افت به تراز 1 خواهد  
داشت .

$$\sum i\hbar \dot{a}_k u_k \exp\left[-i\left(\frac{E_k}{\hbar}\right)t\right] = \sum a_k \mathcal{H}' u_k \exp\left[-i\left(\frac{E_k}{\hbar}\right)t\right]$$

$$\begin{aligned} \sum i\hbar \dot{a}_k \exp\left[-i\left(\frac{E_k}{\hbar}\right)t\right] \int u_k u_n^* dV \\ = \sum a_k \exp\left[-i\left(\frac{E_k}{\hbar}\right)t\right] \int u_n^* \mathcal{H}' u_k dV \end{aligned}$$

$$H'_{nk}(t) = \int u_n^* \mathcal{H}' u_k dV$$

$$\dot{a}_n = \frac{1}{i\hbar} \sum_k^m H'_{nk} a_k \exp\left(-i\frac{(E_k - E_n)t}{\hbar}\right)$$

بنا بر این  $m$  معادله دیفرانسیل برای  $m$  متغیر  $a_k(t)$  به دست می آوریم.  
برای سیستم دو ترازی ( $m=2$ )،

$$\dot{a}_1 = \left(\frac{1}{i\hbar}\right) \left\{ H'_{11} a_1 + H'_{12} a_2 \exp\left[\frac{-i(E_2 - E_1)t}{\hbar}\right] \right\}$$

$$\dot{a}_2 = \left(\frac{1}{i\hbar}\right) \left\{ H'_{21} a_1 \exp\left[\frac{-i(E_1 - E_2)t}{\hbar}\right] + H'_{22} a_2 \right\}$$

با شرایط اولیه  $a_1(0) = 1$  و  $a_2(0) = 0$

هیچ تقریبی به کار گرفته نشده است.

از روش پرتسیدگی استفاده خواهیم کرد.

تقریبهای  $a_2(t) \simeq 0$  و  $a_1(t) = 1$

$$\dot{a}_1 = \left(\frac{1}{i\hbar}\right) H'_{11}$$

$$\dot{a}_2 = \left(\frac{1}{i\hbar}\right) H'_{21} \exp(i\omega_0 t)$$

$\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$  فرکانس گذار اتم است.

$$H'_{21} = H'_{21}^0 \sin \omega t = \frac{H'_{21}^0 [\exp(i\omega t) - \exp(-i\omega t)]}{2i}$$

$$H'_{21}^0 = \int u_2^* \mathcal{H}' u_1 dV$$

$$a_2(t) = \frac{H'_{21}^0}{2i\hbar} \left[ \frac{\exp[i(\omega_0 - \omega)t] - 1}{\omega_0 - \omega} - \frac{\exp[i(\omega_0 + \omega)t] - 1}{\omega_0 + \omega} \right]$$

با فرض  $\omega \simeq \omega_0$ ، می‌بینیم که اولین جمله داخل کروشه از جمله دوم خیلی بزرگتر است.

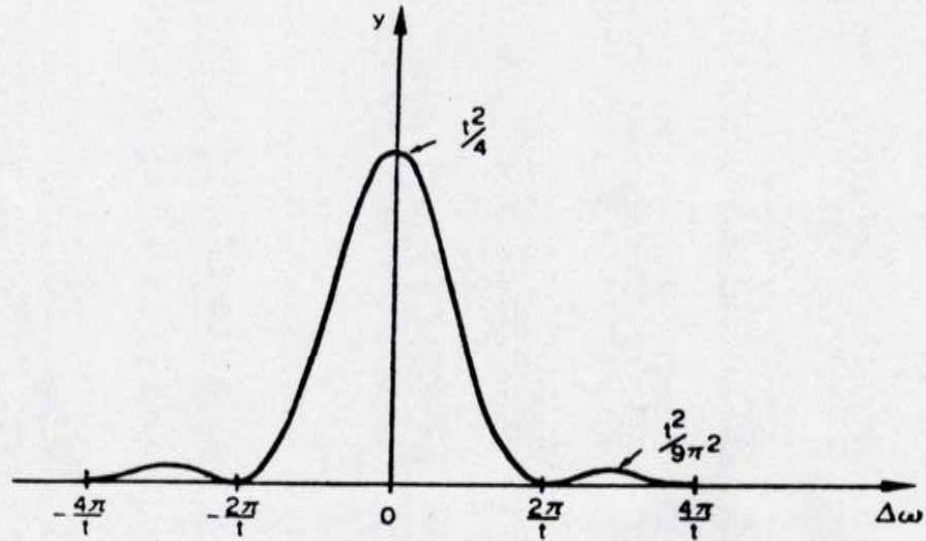
$$a_2(t) \simeq -\frac{H'_{21}^0}{2i} \frac{\exp(-i\Delta\omega t) - 1}{\hbar\Delta\omega}$$

$\Delta\omega = \omega - \omega_0$ . بدین ترتیب نتیجه می‌شود

$$|a_2(t)|^2 = \frac{|H'_{21}^0|^2}{\hbar^2} \left[ \frac{\sin(\Delta\omega t/2)}{\Delta\omega} \right]^2$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{\sin(\Delta\omega t/2)}{\Delta\omega} \right]^2 d\Delta\omega = \frac{\pi t}{2}$$





تغییرات تابع  $y = [\sin(\Delta\omega t/2)/\Delta\omega]^2$  بر حسب  $\Delta\omega$ .

برای مقادیر به اندازه کافی بزرگ  $t$  می‌توانیم بنویسیم

$$\left[ \frac{\sin(\Delta\omega t/2)}{\Delta\omega} \right]^2 \simeq \frac{\pi t}{2} \delta(\Delta\omega)$$

که  $\delta$  تابع دلتای دیراک است. بنابراین داریم

$$|a_{\gamma}(t)|^2 = \frac{|H'_{\gamma 0}|^2}{\hbar^2} \frac{\pi}{2} t \delta(\Delta\omega)$$

$$W_{\gamma\gamma} = \frac{|a_{\gamma}(t)|^2}{t} = \frac{\pi}{2} \frac{|H'_{\gamma 0}|^2}{\hbar^2} \delta(\Delta\omega)$$

$$\mathcal{H}' = e\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{r}$$

$$H'_{\gamma\lambda} = e \int u_{\gamma}^* \mathbf{E} \cdot \mathbf{r} u_{\lambda} dV$$

اکنون فرض می‌کنیم که طول موج مربوط به موج الکترومغناطیسی بسیار بزرگتر از ابعاد اتمی است.

$$\mathbf{E}(0, t) = \mathbf{E}_0 \sin \omega t$$

$$H'_{\gamma\lambda} = \mathbf{E}_0 \cdot \boldsymbol{\mu}_{\gamma\lambda}$$

$$\boldsymbol{\mu}_{\gamma\lambda} = e \int u_{\gamma}^* \mathbf{r} u_{\lambda} dV$$

$$|H'_{\gamma\lambda}|^2 = E_0^2 |\boldsymbol{\mu}_{\gamma\lambda}|^2 \cos^2 \theta$$

$|\boldsymbol{\mu}_{\gamma\lambda}|$  عبارت است از اندازه عدد مختلط  $\boldsymbol{\mu}_{\gamma\lambda}$  (اندازه بردار  $\boldsymbol{\mu}_{\gamma\lambda}$  است).

$$\langle |H'_{\gamma\lambda}|^2 \rangle = \frac{1}{3} E_0^2 |\boldsymbol{\mu}_{\gamma\lambda}|^2$$

$$\rho = \frac{n^2 \epsilon_0 E_0^2}{2}$$

$$W_{12} = \frac{\pi}{3n^2 \epsilon_0 \hbar^2} |\mu_{21}|^2 \rho \delta(\Delta\omega)$$

چون  $I = c_0 \rho / n$

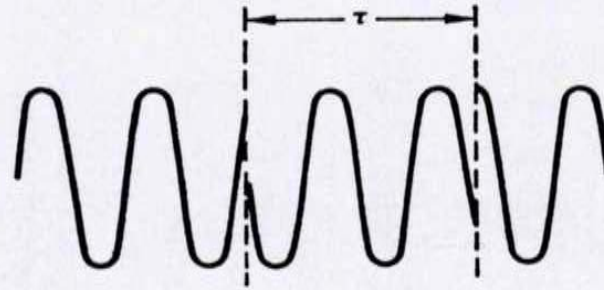
$$W_{12} = \frac{\pi}{3n\epsilon_0 c_0 \hbar^2} |\mu_{21}|^2 I \delta(\Delta\omega)$$

وجود تابع  $\delta$  دیراک ایجاب می کند که وقتی

$\omega \neq \omega_0$ ، خواهیم داشت  $W_{12} = 0$ ، و وقتی  $\omega = \omega_0$ ، یعنی فرکانس موج الکترومغناطیسی

دقیقاً منطبق با فرکانس گذار اتمی است داریم  $W_{12} = \infty$ .





رفتار زمانی میدان الکتریکی يك موج الکترومغناطیسی از دید اتمی که متحمل برخورد می شود.

احتمال گذار عبارت است از

$$W_{\nu\tau} = \frac{\pi}{3n^2\epsilon_0\hbar^2} |\mu_{\nu\tau}|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\omega'} \delta(\omega' - \omega_0) d\omega'$$

$$p_{\tau} = \left[ \exp\left(-\frac{\tau}{T_{\nu}}\right) \right] / T_{\nu}$$

احتمال آن است که فاصله زمانی بین دو برخورد متوالی بین  $p_{\tau} d\tau$  و  $\tau + d\tau$  باشد.

$$\tau_c = \int_0^{\infty} \tau p_{\tau} d\tau = T_{\nu}$$

$$\rho_{\omega'} = \rho g(\omega' - \omega)$$

$\rho$  چگالی انرژی موج

$$g(\omega' - \omega) = \frac{T_{\gamma}}{\pi} \frac{1}{[1 + (\omega' - \omega)^2 T_{\gamma}^2]}$$

$$\rho = \int \rho_{\omega'} d\omega'$$

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

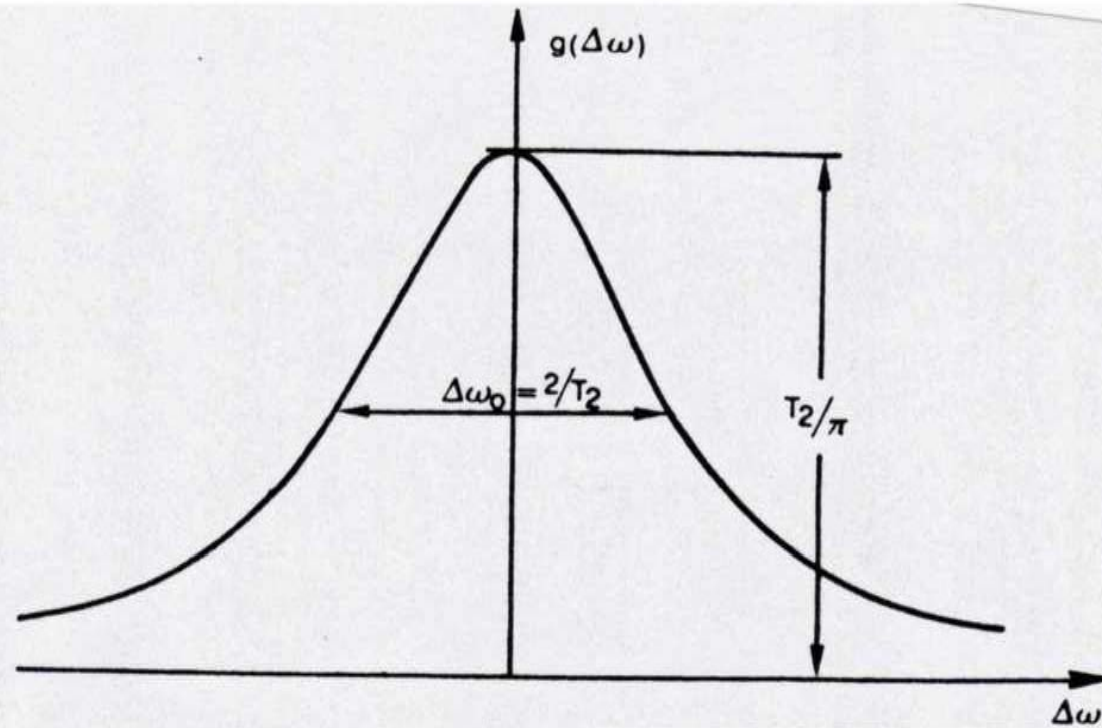
$$W_{\gamma} = \frac{\pi}{\gamma n^2 \epsilon_0 \hbar^2} |\mu_{\gamma}|^2 \rho g(\Delta\omega)$$

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0$$

$$W_{\gamma} = \frac{\pi}{\gamma n^2 \epsilon_0 \hbar^2} |\mu_{\gamma}|^2 \rho g_i(\Delta\omega)$$

$$W_{\gamma} = \frac{\pi}{\gamma n \epsilon_0 c_0 \hbar^2} |\mu_{\gamma}|^2 I g_i(\Delta\omega)$$

$$W_{\gamma} = W_{\gamma}$$



منحنی لورنتسی.

احتمال جذب و گسیل القایی برابر است.

$$W = W_{12} = W_{21} \text{ و } |\mu| = |\mu_{12}| = |\mu_{21}|$$

$$W = \frac{\pi}{3n^2\epsilon_0 \hbar^2} |\mu|^2 \rho g_i(\Delta\omega)$$

$$W = \frac{\pi}{3n\epsilon_0 c \hbar^2} |\mu|^2 I g_i(\Delta\omega)$$

# تقارن

اگر  $|\mu| = \diamond$  باشد ،  $W = \diamond$  است.

ویژه تابعهای  $u_1$  و  $u_2$  یا هر دو متقارن باشد یا هر دو نامتقارن .

# گذارهای دو قطبی الکتریکی

گذارهای دو قطبی الکتریکی تنها بین حالت هایی که دارای پارینه مخالفند پیش می آید و اگر هامیلتونی در اثر وارون سازی ناوردا باشد ، این حالت ها پارینه معین خواهند داشت .

# گذار ممنوع

اگر  $W = 0$  باشد ، با تقریب دو قطبی الکتریکی ، گذار ممنوع است . ولی ، اتم می تواند از تراز ۱ به تراز ۲ تحت تاثیر موج الکترومغناطیسی فرودی گذر کند.

گذار ممکن است مثلا در اثر برهمکنش میدان مغناطیسی موج الکترومغناطیسی و گشتاور دو قطبی مغناطیسی اتم انجام شود .

# رفتار گذار

● اگر یک گذار برای بر هم کنش دو قطبی الکتریکی ممنوع باشد برای بر هم کنش دو قطبی مغناطیسی مجاز است و بر عکس



# احتمال گذار

برای موج تخت  $E_0 = B_0 c$  (سرعت نور) احتمال گذار دو قطبی الکتریکی خیلی بیشتر از احتمال گذار دو قطبی مغناطیسی است زیرا انرژی بر هم کنش در اثر دو قطبی الکتریکی  $(\mu_e E_0)$  است.



# سطح مقطع گذار $\sigma$

سطح مقطع گذار از طریق فرمول زیر محاسبه می شود:

$$\sigma = \frac{W}{F}$$

که در آن  $F = I/h\omega$  شار فوتون موج الکترومغناطیسی فرودی است.

$$\sigma = \frac{\pi}{3n\varepsilon_0 c_0 h} |\mu|^2 \omega g_t(\Delta\omega)$$

فرض می کنیم که همه اتمها در تراز پایه باشند  
که نماد  $N_t$  انبوهی کل سیستم را  
 $N_r = 0$  و  $N_1 = N_t$  نشان می دهد، بنابراین:

$$dF = -\sigma N_t F dz$$

اگر سطح مقطع موثر جذب  $\sigma_a$  و  $S$  را مساحت سطح مقطع موج الکترو مغناطیسی در ماده بنامیم ، تعداد اتمهای موجود در جزء  $dz$  ماده که موج بر آن می تابد  $N_t S$  است که کل سطح مقطع جذب  $\sigma_a N_t S dz$  را به دست می دهد بنابراین تغییر جری (  $dF / F$  ) شار فوتون در جزء ماده برابر است با :

$$\frac{dF}{F} = - \frac{\sigma_a N_t S dz}{S}$$

راه دیگر توصیف برهم کنش تابش با ماده استفاده از  
تعریف ضریب  $\alpha$  به صورت:

$$\alpha = \sigma(N_1 - N_2)$$

اگر  $N_1 > N_2$  کمیت  $\alpha$  ضریب جذب ماده نامیده می شود.

$$\alpha = \frac{\pi}{3n\varepsilon_0 c_0 h} |\mu|^2 \omega(N_1 - N_2) g_t(\Delta\omega)$$

$\alpha$  بستگی به انبوهی دو تراز دارد.

## گسیل خود به خود

### رهیافت نیمه کلاسیک

ابتدا از دیدگاهی کاملاً کلاسیک، نوسان یک دوقطبی الکتریکی در فرکانس  $\omega$  را بررسی می‌کنیم.

مختصاتی که مبدأ آن روی بار مثبت است به صورت

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 \cos(\omega_0 t + \varphi) = \text{Re}[\mathbf{r}'_0 \exp(i\omega_0 t)]$$

نوشته می‌شود که  $\text{Re}$  نشان‌دهنده بخش حقیقی است و  $\mathbf{r}'_0 = \mathbf{r}_0 \exp(i\varphi)$

$$P_r = \frac{n\mu^2 \omega_0^4}{12\pi\epsilon_0 c^3}$$

$\mu = er_0 = e|\mathbf{r}'_0|$  دامنه گشتاور دوقطبی الکتریکی

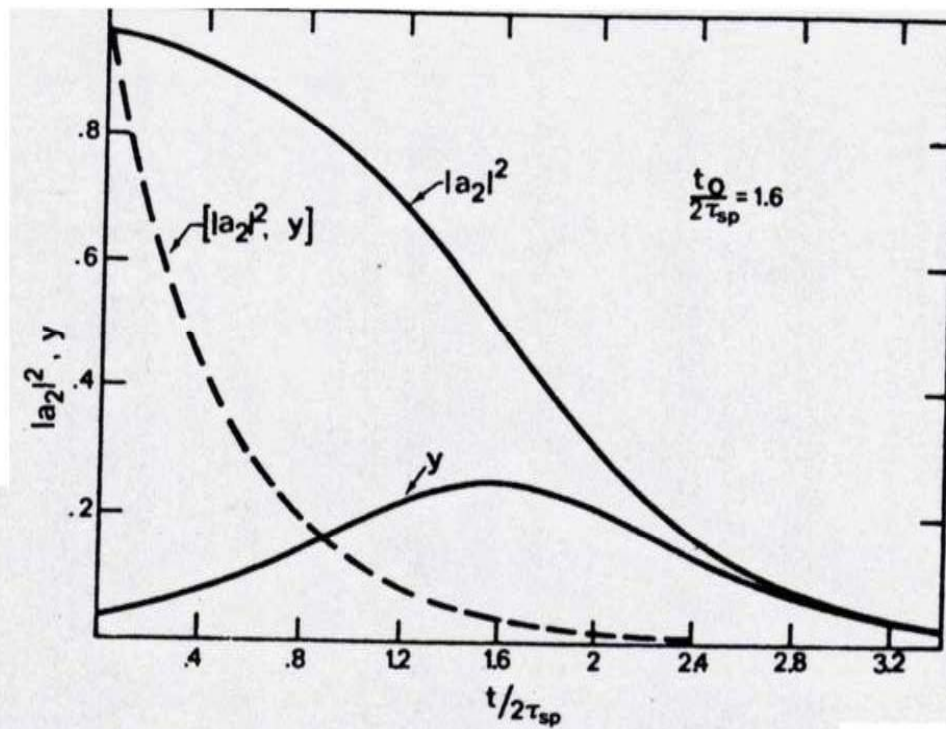
$$\langle E \rangle = \langle \text{انرژی جنبشی} \rangle + \langle \text{انرژی پتانسیل} \rangle = 2 \langle \text{انرژی جنبشی} \rangle$$

$$\langle E \rangle = 2 \frac{m}{2} \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} m \left( \frac{\mu \omega_0}{e} \right)^2$$

$$dE = P_r dt$$

$$dE = -\frac{E}{\tau_{el}} dt$$

$$\tau_{el} = \frac{E}{P_r} = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{ne^2 \omega_0^2}$$



احتمال اشغال حالت بالایی  $|a_2|^2$  بر حسب زمان و توان تابشی بهنجار  $y$  کوانتومی. (خط پر: نظریه نیمه کلاسیک؛ خط چین: نظریه الکترو دینامیک کوانتومی).  $(y = \tau_{sp} P_r / \hbar \omega_0)$

$$|a_2(t)|^2 = |a_2(0)|^2 \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_{sp}}\right)\right]$$

## بحث ترمودینامیکی اینشتین

چون سیستم در تراز مندی ترمودینامیکی است، تعداد گذارها در ثانیه از تراز ۱ به تراز ۲ باید با تعداد گذارها از تراز ۲ به تراز ۱ برابر باشد.

$$W_{21} = B_{21} \rho_{\omega_0}$$

$$W_{12} = B_{12} \rho_{\omega_0}$$

$B_{12}$  و  $B_{21}$  ضرایب ثابتی (معروف به ضرایب  $B$  اینشتین) هستند.

$$AN_2^e + B_{21} \rho_{\omega_0} N_2^e = B_{12} \rho_{\omega_0} N_1^e$$

$$\frac{N_2^e}{N_1^e} = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right)$$

$$\rho_{\omega_0} = \frac{A}{B_{12} \exp(\hbar\omega_0/kT) - B_{21}}$$

$$B_{12} = B_{21} = B$$

$$\frac{A}{B} = \frac{\hbar\omega_0^3 n^3}{\pi^2 c_0^3}$$



$$W = \frac{\pi}{\nu n^2 \epsilon_0 \hbar^2} |\mu|^2 \rho_\omega$$

$$B = \frac{\pi |\mu|^2}{\nu n^2 \epsilon_0 \hbar^2}$$

$$A = \frac{n \omega^3 |\mu|^2}{\nu \pi \hbar \epsilon_0 c^3}$$

$$\tau_{sp} = (1/A)$$

$$(a \simeq 10^{-8} \text{ cm}) \text{ که } |\mu| = e a \lambda = \nu \pi c / \omega = 5 \times 10^{-5} \text{ cm}$$

برای هر گذار (یعنی

برای هر سازوکار پهن‌شدگی خط) طیف تابش گسیل شده همان است که در جذب مشاهده می‌شود.

$$A = \int A_\omega d\omega$$

$B_\omega \rho_\omega d\omega$  تعداد گذار

(جذب یا گسیل القایی) در واحد زمان است که به وسیله تابش جسم سیاه با فرکانسی بین  $\omega$

$$A_\omega / B_\omega = A/B$$

و  $d\omega + \omega$  القا می‌شود.

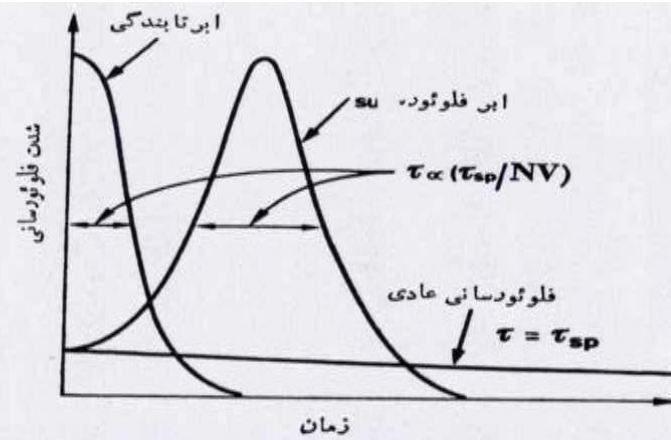


# تله افتادگی تابش

اگر تعداد اتمهایی که ابتدا در حالت بالایی هستند خیلی کم باشد ، ممکن است پدیده ای که تله افتادگی تابش نامیده می شود نقش مهمی داشته باشد . فوتونی که به وسیله اتمی به طور خود به خود گسیل می شود ، به جای فرار از محیط ، می تواند به وسیله اتم دیگری جذب شود که بدان وسیله برانگیخته می شود.

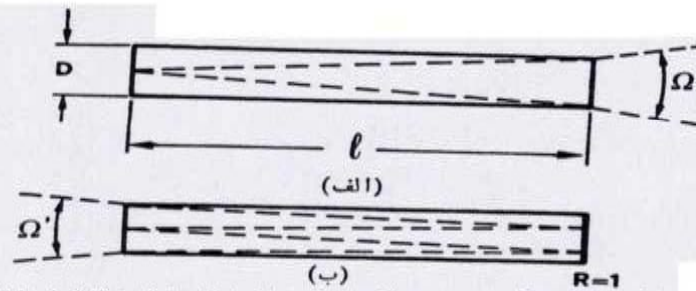
# ابر تابندگی

اگر تعداد اتمهایی که در ابتدا در حالت بالایی هستند آنقدر باشد که وارونی انبوهی پیش بیاید، گسیل ممکن است به وسیله یک فرایند هماهنگ انجام شود که در آن گسیل یک اتم تحت تاثیر تابش سایر اتمها واقع می شود. این امر به پدیده های ابر تابندگی [۸] و ابر فلوئورسانی [۹] منجر میشود.



مقایسه رفتار زمانی ابرتابندگی، فلوئورسانی، و فلوئورسانی عادی.

$$\Omega = \frac{\pi D^2}{4l^2}$$



زاویه فضایی گسیل در مورد گسیل خود به خود تقویت شده: (الف) ماده فعال بدون هیچ آینه. (ب) ماده فعال با یک آینه انتهایی.

$$\frac{[\ln G]^{1/2}}{G} = \frac{\Omega}{4}$$

$$\Omega' = \frac{\pi D'^2}{4l'^2}$$

$$\frac{[\ln G']^{1/2}}{G'} = \frac{\Omega'}{4}$$

## چند خواص مربوط به این پدیده ها

الف) آستانه مشخصی برای وقوع اثر هماهنگ مشاهده می شود.

ب) طول  $\lambda$  ماده فعال باید از طول مشخصه  $\lambda_c$  که مقدارش بستگی به وارونی اولیه دارد کوچکتر باشد.

ج) رفتار زمانی نور گسیل شده دیگر نمایی نیست.

تفاوت‌های زیر گسیل خود به خود تقویت شده را از ابر  
فلوئورسانی متمایز می سازد :

الف) طول  $k$  ماده فعال بسیار بلندتر از  $k_e$  است.

ب) زاویه فضایی گسیل ،  $\Omega$ ، دیگر متناسب با زاویه پراش  
نیست و به سادگی با ملاحظات هندسی به دست می آید .

تغییر انبوهی حالت بالایی ناشی از فروافت بدون

یک  $\tau_{nr}$

$$(dN_{\gamma}/dt)_{nr} = -N_{\gamma}/\tau_{nr}$$

ثابت زمانی مشخصه است و طول عمر بدون تابش نامیده می شود.

$$\frac{dN_{\gamma}}{dt} = -\left(\frac{N_{\gamma}}{\tau_{sp}} + \frac{N_{\gamma}}{\tau_{nr}}\right)$$

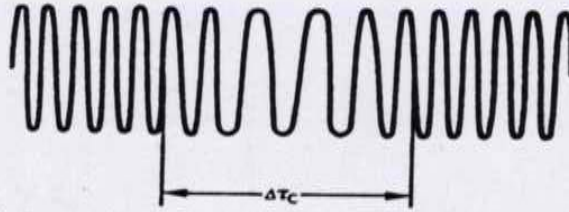
$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{nr}}$$

$$P(t) = \frac{N_{\gamma}(t)\hbar\omega_{\circ}V}{\tau_{sp}}$$

$$P(t) = \frac{N_{\gamma}(\circ)\hbar\omega_{\circ}V}{\tau_{sp}} \exp(-t/\tau)$$

نسبت تعداد فوتونهای گسیل شده به تعداد اتمهایی که در ابتدا به تراز  $\gamma$  ارتقا یافته اند بهره کوانتومی فلورسانسی،  $\phi$  نامیده می شود.

$$\phi = \frac{\int \frac{P(t)}{\hbar\omega_{\circ}} dt}{N_{\gamma}(\circ)V} = \frac{\tau}{\tau_{sp}}$$



رفتار زمانی مؤثر يك موج الكترومغناطیسی «از دید» اتم در مدت زمان برخورد  $\Delta\tau_c$ .

$$\Delta\tau_c \simeq \frac{a}{v_{th}}$$

$a$  فاصله بین اتمها (یا مولکولها) می است که تأثیر قابل ملاحظه‌ای روی یکدیگر می گذارند و  $v_{th}$  سرعت میانگین ناشی از حرکت گرمایی مولکولهاست.

$$v_{th} = \left(\frac{8kT}{\pi M}\right)^{1/2}$$

$M$  جرم مولکول است. برای مثال اگر اتم Ne را در دمای اتاق

در نظر بگیریم،

$$\Delta\tau_c \simeq 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_c \simeq \frac{(MkT)^{1/2}}{16 \pi^{1/2} p a^2}$$

$p$  فشار گاز و  $a$  شعاع مولکول است. برای Ne در فشار تقریباً ۵ره تور و در دمای اتاق داریم

$$\tau_c \simeq 0.5 \times 10^{-6} \text{ s}$$

که نشان می دهد  $\Delta\tau_c \ll \tau_c$  است. بهنای خط متناظر

$$\Delta\nu_c = \frac{1}{\pi\tau_c} = 0.64 \text{ MHz}$$



دومین سازوکار پهن‌شدگی همگن خط مربوط به گسیل خود به خود است، و پهن‌شدگی طبیعی یا ذاتی خوانده می‌شود.

$$\Delta\nu_{\text{nat}} = \frac{\Delta\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{sp}}} \simeq 20 \text{ MHz}$$

این پهن‌شدگی در ماده‌ای که اتمهای آن به طور صلب پابرجاست و با سایر اتمها وارد برهم‌کنش نمی‌شوند قابل مشاهده است.



### پهن شدگی ناهمگن

فرض کنیم که پهن شدگی خط، فرکانسهای تشدید آنها را در نواری به مرکز فرکانس  $\omega_0$  توزیع کند، و چگالی نسبی توزیع را  $g^*(\omega'_0 - \omega_0)$  بنامیم،

$$W = \frac{\pi}{3n^2 \epsilon_0 \hbar^2} |\mu|^2 \rho \int_{-\infty}^{+\infty} g^*(\omega'_0 - \omega_0) g(\omega - \omega'_0) d\omega'_0$$
$$= \frac{\pi}{3n^2 \epsilon_0 \hbar^2} |\mu|^2 \rho g_i(\omega - \omega_0)$$

که  $g_i(\omega - \omega_0)$  را به جای تابع

$$g_i = \int_{-\infty}^{+\infty} g^*(x) g[(\omega - \omega_0) - x] dx$$

نوشته ایم و  $x$  را  $\omega'_0 - \omega_0$  قرار داده ایم.

اگر

پهن شدگی همگن  $g(\omega - \omega_0)$  خیلی کوچکتر از پهن شدگی ناهمگن  $g^*(\omega_0 - \omega_0)$  باشد،  
 $g(\omega - \omega_0)$  می تواند با تابع دلتای دیراک تقریب زده شود به نحوی که

$$W = \frac{\pi}{3n^2 \epsilon_0 \hbar^2} |\mu|^2 \rho g^*(\omega - \omega_0)$$

يك سازوکار پهن شدگی ناهمگن که مخصوص گازهاست به علت حرکت اتمی است  
و پهن شدگی دوپلری گفته می شود.

جذب زمانی رخ می دهد که فرکانس ظاهری  $\omega'$  موج الکترومغناطیسی که به وسیله ناظر روی اتم مشاهده می شود برابر باشد با فرکانس گذار اتمی  $\omega_0$ ، یعنی،

$$\omega \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) = \omega_0$$

$$\omega'_0 = \frac{\omega_0}{1 \pm v/c}$$

از توزیع ماکسول

$$p_v dv = \left(\frac{M}{\sqrt{\pi}kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Mv^2}{kT}\right) dv$$

$$v = \frac{c(\omega'_0 - \omega_0)}{\omega'_0} \simeq \frac{c(\omega'_0 - \omega_0)}{\omega_0}$$

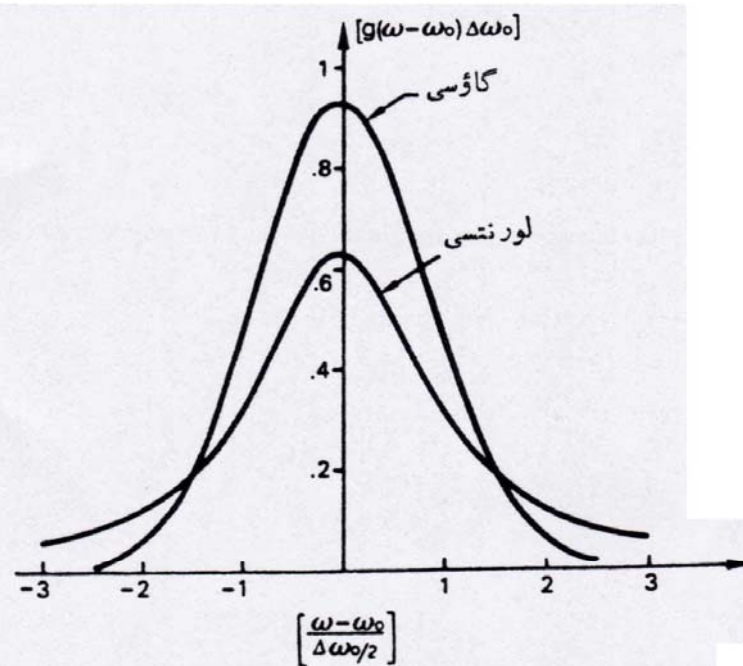
$$g^*(\omega'_0 - \omega_0) d\omega'_0 = p_v dv$$

$$g^*(\omega'_0 - \omega_0) = \frac{c}{\omega_0} \left(\frac{M}{\sqrt{\pi}kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Mc^2}{kT} \frac{(\omega'_0 - \omega_0)^2}{\omega_0^2}\right)$$

اثرهای ترکیبی سازوکارهای پهن‌شدگی خط

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

$$g^*(\omega - \omega_0) = \frac{\gamma}{\Delta\omega_0} \left(\frac{\ln \gamma}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_0 / \gamma}\right)^2 \ln \gamma\right]$$



مقایسه شکل خط لورنتسی و گاوسی. دو منحنی، با پهنای مساوی در نقاط نیم-قدرت، رسم شده‌اند.

مقدار قله  $g(\omega - \omega_0)$  برای منحنی لورنتسی به قرار

$$g(0) = \frac{2}{\pi \Delta\omega_0} = \frac{0.637}{\Delta\omega_0}$$

و برای منحنی گاوسی به قرار

$$g^*(0) = \frac{2}{\Delta\omega_0} \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} = \frac{0.939}{\Delta\omega_0}$$

است. به‌طور کلی دیدیم که خط لورنتسی خطی است همگن، درحالی‌که یک خط گاوسی خطی است ناهمگن.

## اشباع

اگر در ابتدا  $N_1$

بزرگتر از  $N_2$  باشد، فرایندهای جذب ( $WN_1$ ) بر فرایندهای گسیل القایی ( $WN_2$ ) فایق می آیند، یعنی بیشتر آنها گذار  $2 \rightarrow 1$  را انجام می دهند تا گذار  $1 \rightarrow 2$ . بنا بر این اگر مقدار  $I$  به اندازه کافی زیاد باشد دو انبوهی گرایش به تساوی خواهند داشت. این پدیده اشباع نامیده می شود.



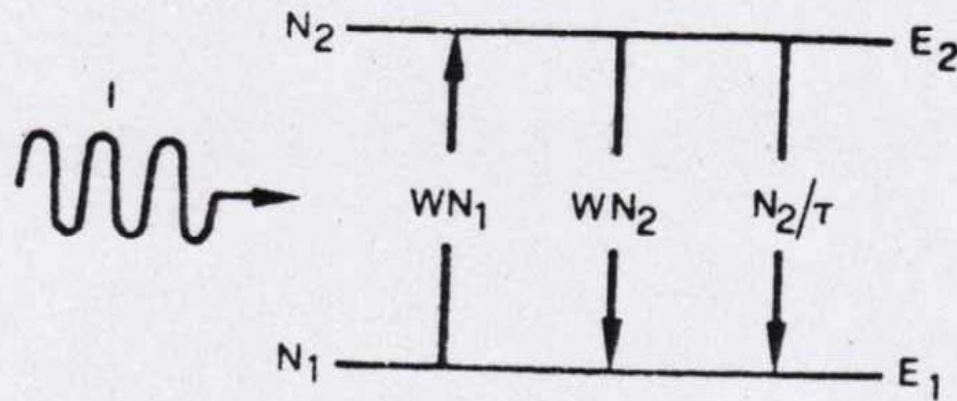
اشباع جذب: خط همگن

گذار جذب ( $N_1 > N_2$ )

با به حساب آوردن هر دو گسیل خود به خود و گسیل القایی القاشده

$$N_1 + N_2 = N_t$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -W(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau}$$



سیستم دو ترازى که با موج الکترومغناطیسی با شدت  $I$  برهم کنش دارد.

$N_i$  انبوهی کل ماده

$$\Delta N = N_1 - N_2$$

$$\Delta \dot{N} = -\Delta N \left( \frac{1}{\tau} + 2W \right) + \frac{1}{\tau} N_i$$

هنگامی که  $\Delta \dot{N} = 0$  است، یعنی در حالت پایا، داریم

$$\Delta N = \frac{N_i}{1 + 2W\tau}$$

هنگامی که  $W\tau \gg 1$

شود، داریم  $\Delta N \simeq 0$ ، یعنی  $N_1 \simeq N_2 \simeq N_i/2$ . بدین ترتیب انبوهیهای دو تراز به مساوی شدن گرایش پیدا می کنند.

$$\frac{dP}{dV} = (\hbar\omega)W\Delta N = (\hbar\omega) \frac{N_i W}{1 + 2W\tau}$$

در حالت اشباع، یعنی برای  $W\tau \gg 1$ ، این مقدار برابر است با

$$\left( \frac{dP}{dV} \right)_s = \frac{(\hbar\omega)N_i}{2\tau}$$

$$W = \frac{\sigma I}{\hbar\omega}$$

$\sigma$  سطح مقطع جذب گذار است.



$$\frac{\Delta N}{N_1} = \frac{1}{1 + (I/I_s)}$$

$$\frac{dP/dV}{(dP/dV)_s} = \frac{I/I_s}{1 + I/I_s}$$

$$I_s = \frac{\hbar\omega}{2\sigma\tau}$$

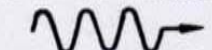
برای  $I = I_s$  داریم  $\Delta N = N_1/2$ . هنگامی که  $\omega = \omega_0$  است، مقدار  $I_s$  تنها به پارامترهای گذار بستگی دارد: این کمیت شدت اشباع نامیده می‌شود.

$$N_1 - N_2 = \Delta N \quad \text{و مقدار} \quad g_1(\Delta\omega) = g(\omega' - \omega_0)$$

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + (I/I_s)}$$

$\alpha_0 = \alpha_0(\omega' - \omega_0)$  ضریب جذب در غیاب موج اشباع کننده (یعنی،  $I = 0$ ) در فرکانس  $\omega$  است

باریکه اشباع کننده  $[I(\omega)]$



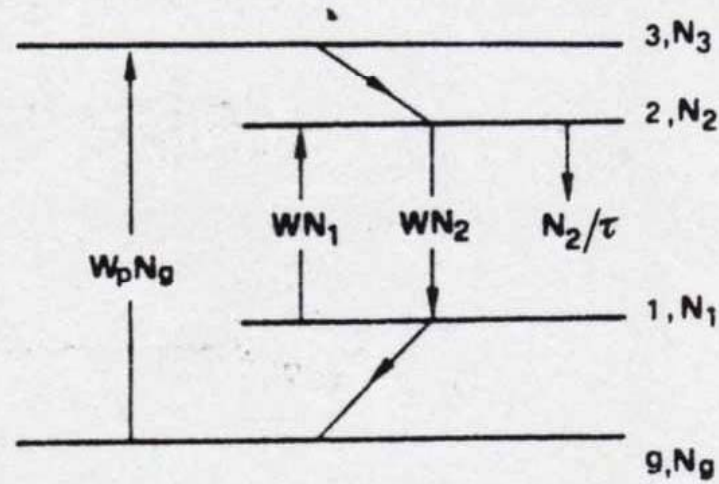
ماده

باریکه کاوش  $[I(\omega)]$

اندازه گیری ضریب جذب یا بهره در فرکانس  $\omega'$   $[I(\omega) \gg I'(\omega')]$ .

## اشباع بهره: خط همگن

فرض می‌کنیم که محیط مانند یک سیستم چهار ترازوی رفتار می‌کند و وارونی بین ترازهای ۱ و ۲ به وسیله فرایند دمش مناسبی ایجاد می‌شود.



اشباع بهره در یک لیزر چهار ترازوی.

گذارهای  $3 \rightarrow 2$  و  $1 \rightarrow g$  چنان سریع هستند که می‌توانیم  $N_3 \simeq N_2 \simeq 0$  را در نظر بگیریم.

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p(N_1 - N_2) - WN_2 - \frac{N_2}{\tau}$$

$W_p$  آهنگ دمش و  $N_1$  انبوهی کل است. در حالت پایا (یعنی برای  $dN_2/dt = 0$ )

$$N_2 = \frac{W_p N_1 \tau}{1 + W\tau}$$

$$W_p \tau \ll 1$$

$$N_2 = \frac{N_{20}}{1 + (I/I_s)}$$

$N_{20} = W_p N_1 \tau$  انبوهی تراز ۲ در غیاب باریکه اشباع کننده و

$$I_s = \frac{\hbar\omega}{\sigma\tau}$$

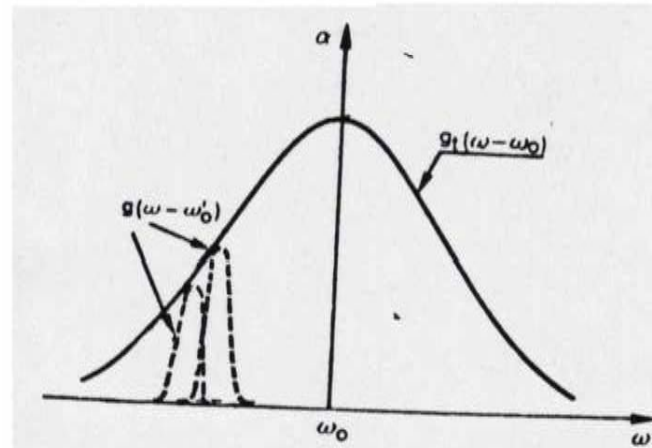
$$g = \frac{g_0}{1 + (I/I_s)}$$

$g_0 = \sigma N_{20}$  ضریب بهره در غیاب باریکه اشباع کننده

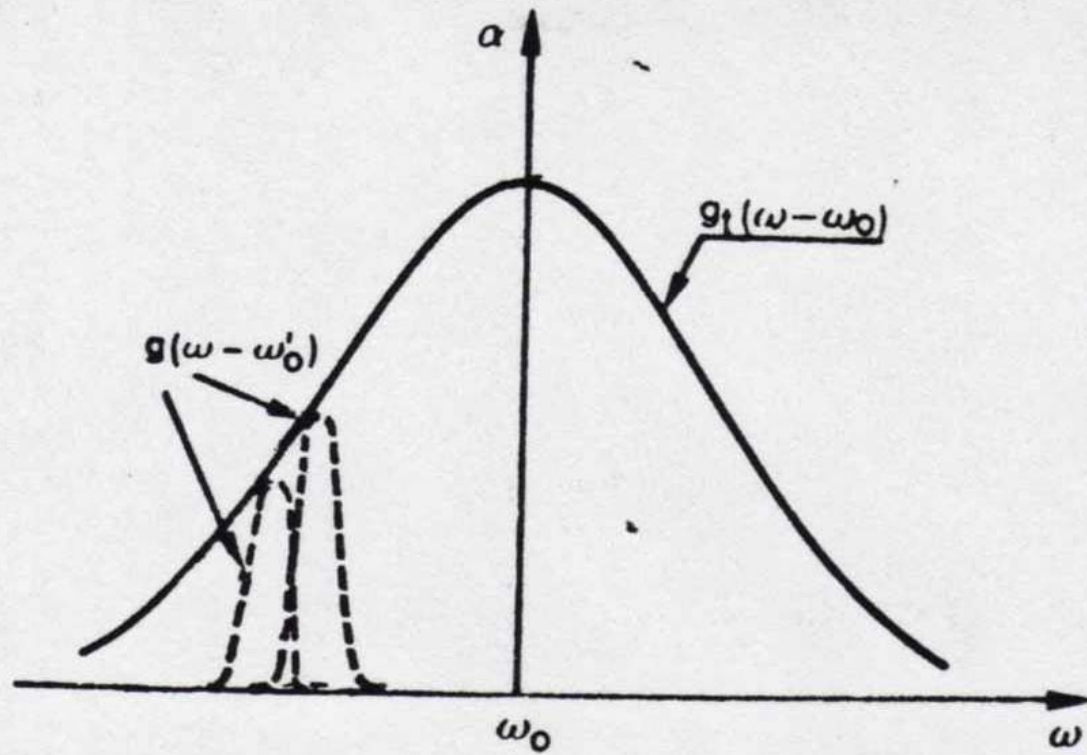
$$g_0 = \frac{\pi}{\sqrt{3} n \epsilon_0 c_0 \hbar} |\mu|^2 \omega' N_{20} g(\omega' - \omega_0)$$

خط پهن شده به طور ناهمگن

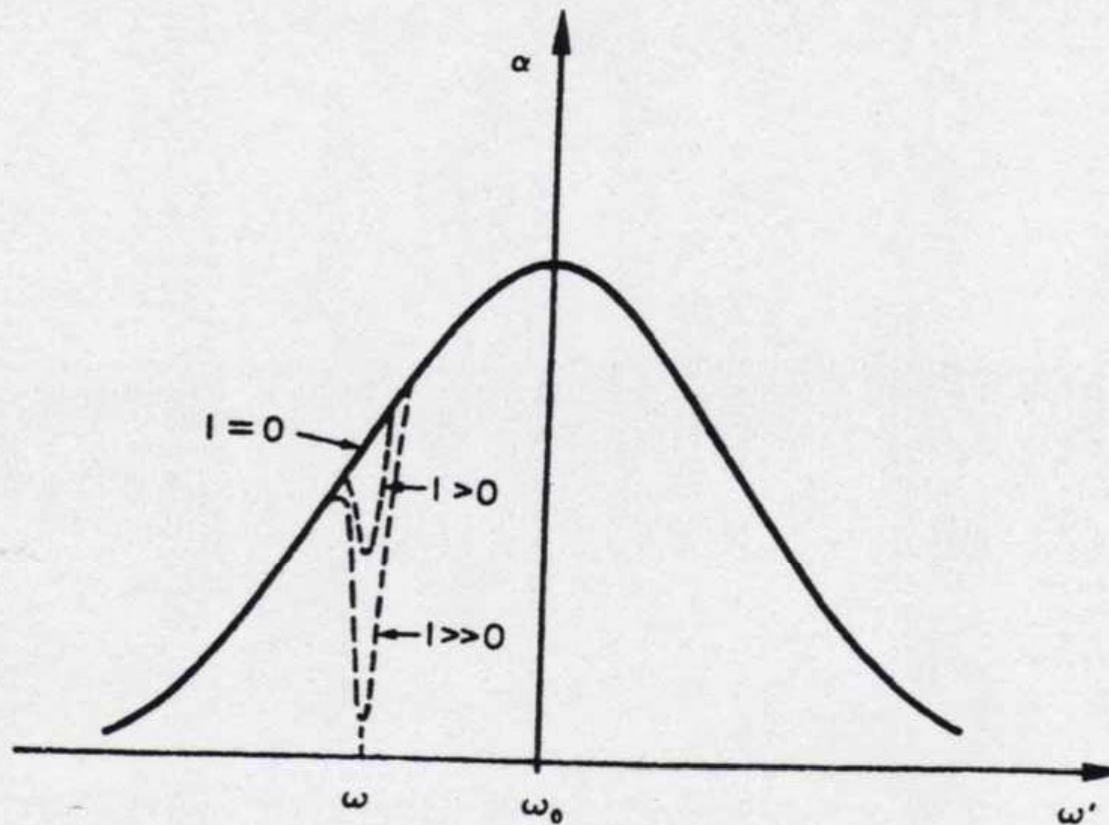
که خط به طور ناهمگن پهن شده باشد پدیده اشباع پیچیده تر می شود. ما در اینجا فقط بی کیفی اکتفا خواهیم کرد (برای جزئیات بیشتر مسائل ۲۱۰۲ و ۲۲۰۲ را ببینید). عمومیت دادن به مسئله، فرض خواهیم کرد که خط از طریق هر دو سازوکار همگن ... که شکا ... آن از رابطه (۱۰۷۰۲ الف) به دست می آید.



شکل خط يك گذار که از طریق هر دو سازوکار همگن و ناهمگن پهن شده باشد.  $g_1(\omega - \omega_0)$  به صورت همگردش خطوط  $g(\omega - \omega_0')$  انهای منفرد قابل حصول است.



شکل خط يك گذار كه از طريق هر دو سازوکار همگن و ناهمگن پهن شده باشد.



چگونگی اشباع وقتی که خط به طور ناهمگن پهن شده باشد. تغییرات ضریب جذب بر حسب فرکانس «چاله» ای را نشان می دهد که با افزایش شدت  $I(\omega)$  عمق آن افزایش می یابد.

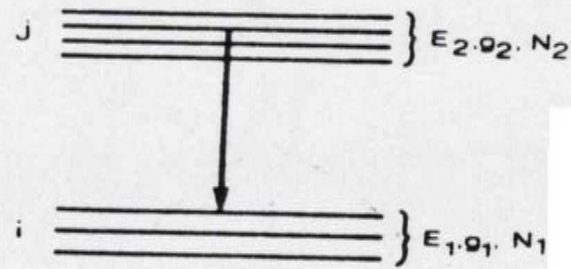


## ترازهای واگن

فرض می‌شود تراز ۱،  $g_1$  بار و تراز ۲،  $g_2$  بار واگن‌اند. کل انبوهی را برای تراز واگن پایینی با  $N_1$  و برای تراز واگن بالایی با  $N_2$  نشان می‌دهیم.  $N_{1i}$  و  $N_{2j}$  را به ترتیب برای نشان دادن انبوهی یک تراز بخصوص از چند تاییهای بالایی و پایینی به کار خواهیم برد.

$$\left(\frac{dN_r}{dt}\right) = - \sum_{i=1}^{g_1} \sum_{j=1}^{g_2} (W_{ji}N_{rj} - W_{ij}N_{ri} + \frac{N_{rj}}{\tau_{ji}})$$

$$N_{rj} = \frac{N_r}{g_r}$$



سیستم دو تراز با واکنش  $g_1$  و  $g_2$  مربوط

$$N_{1,i} = \frac{N_1}{g_1}$$

$$\dot{N}_2 = -W \left( \frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right) - \frac{N_2}{\tau}$$

$$W = \sum_{i=1}^{E_1} \sum_{j=1}^{E_2} W_{ij} = \sum_{i=1}^{E_1} \sum_{j=1}^{E_2} W_{ji}$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\sum_{i=1}^{E_1} \sum_{j=1}^{E_2} \frac{1}{\tau_{ji}}}{g_2}$$

که مسافت  $dz$  را در ماده می‌پیماید

$$dF = W \left( \frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right) dz$$

$$\sigma_{21} = \frac{W}{g_2 F}$$

$$\sigma_{12} = \frac{W}{g_1 F}$$



$$g_2 \sigma_{21} = g_1 \sigma_{12}$$

هنگامی که  $N_1 > N_2$  باشد،

$$\alpha = \sigma_{12} \left( N_1 - N_2 \frac{g_1}{g_2} \right)$$

هنگامی که  $N_2 > N_1$  باشد،

$$g = \sigma_{21} \left( N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \right)$$

وقتی  $N_1 \gg N_2$  باشد

بسادگی به  $\alpha = \sigma_{12} N_1$  خلاصه می‌شود. و برعکس،

وقتی  $N_2 \gg N_1$  باشد

$g = \sigma_{21} N_2$  تبدیل می‌شود.

مورد دیگر وقتی است که ترازهای بالایی (۲) یا زیرین (۱) از زیر ترازهایی (که خودشان واگن اند) تشکیل شده باشد.

$$N_{2j} = z_{2j} N_2$$

$$N_{1i} = z_{1i} N_1$$

که  $z_{2j}(z_{1i})$  کسری از کل انبوهی تراز ۲ (تراز ۱) است

$$\frac{dN_2}{dt} = -W_{21} N_2 + W_{12} N_1 - \frac{N_2}{\tau}$$

آهنکهای مؤثر گسیل القایی،  $W_{21}$ ، جذب القایی،  $W_{12}$

$$W_{\nu 1} = z_{\nu 1} W_{1m}$$

$$W_{1\nu} = z_{1m} W_{m1}$$

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{ii} \frac{z_{\nu j}}{z_{ji}}$$

سطح مقطع مؤثر گسیل القایی،

$\sigma_{\nu 1}$  و سطح مقطع مؤثر جذب،  $\sigma_{1\nu}$  را به صورت زیر تعریف کنیم

$$\sigma_{\nu 1} = z_{\nu 1} \sigma$$

$$\sigma_{1\nu} = z_{1m} \sigma$$

که در آن  $\sigma = \sigma_{1m} = W_{1m}/F$  سطح مقطع واقعی گذار مورد نظر است.

$$N_{\nu j}^e = N_{1i}^e \exp\left[-\frac{(E_{\nu} - E_{1i})}{kT}\right]$$

$$\frac{N_{\nu}^e}{g_{\nu}} = \frac{N_{1i}^e}{g_{1i}} \exp\left[-\frac{(E_{\nu} - E_{1i})}{kT}\right]$$

## رابطه بین سطح مقطع و طول عمر تابشی خود به خود

سطح مقطع و ضریب اینشتین  $A$  هر دو با

$|\mu|^2$  متناسب اند. برای هر گذار، بین  $\sigma$  و  $\tau_{sp} = 1/A$  رابطه‌ای ساده و مستقل از گشتاور دو قطبی  $|\mu|^2$  می‌توان برقرار کرد.

$$\sigma = \left(\frac{\lambda}{\tau}\right)^2 \frac{g_i(\Delta\omega)}{\tau_{sp}}$$

$\lambda = 2\pi c_0 / n\omega_0$  طول موج الکترومغناطیسی (در محیط) است

اختلاف انرژی بین ترازهای الکترونی

$(\Delta E_e)$ ، ترازهای ارتعاشی  $(\Delta E_v)$ ، و ترازهای چرخشی  $(\Delta E_r)$

$$\Delta E_e \simeq \frac{\hbar^2}{ma^2}$$

$m$  جرم الکترون و  $a$  اندازه مولکول

مولکولهای دو اتمی اختلاف انرژی  $\Delta E_v$  بین دو تراز ارتعاشی تقریباً برابر است با

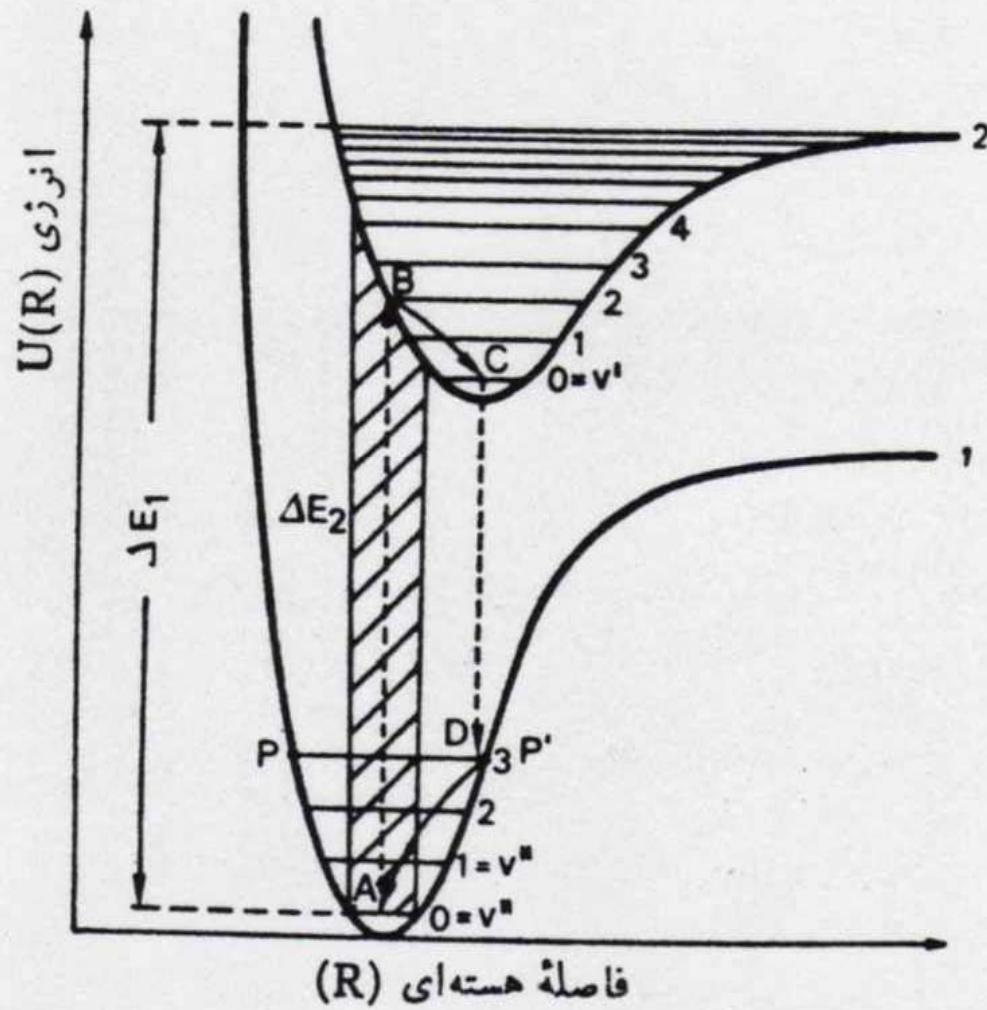
$$\Delta E_v = \hbar\omega_v \simeq \hbar\left(\frac{K_0}{M}\right)^{1/2}$$

$M$  جرم اتم و  $K_0$  ثابت الاستیک برای نیروی جاذب بین دو اتم

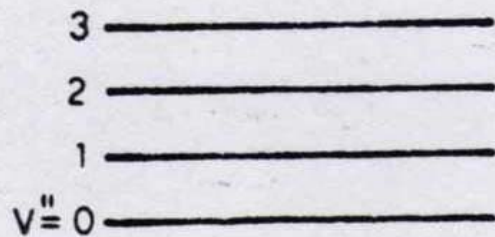
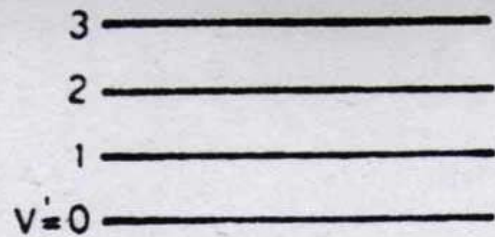
$$K_0 = \Delta E_e / a^2$$

$$\Delta E_v = \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \Delta E_e$$

$$\Delta E_r \simeq \frac{\hbar^2}{Ma^2} \simeq \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \Delta E_v$$



ترازهای انرژی یک مولکول دو اتمی.



(الف)

(ب)

(الف) ترازهای انرژی ارتعاشی و (ب) ترازهای ارتعاشی-چرخشی

مولکول.



اشغال تراز در ترازمندی گرمایی

در ترازمندی ترمودینامیکی انبوهی يك تراز ارتعاشی-چرخشی متعلق به يك حالت الکترونی

$$N(E_e, E_v, E_r) \propto g_e g_v g_r \exp\left[-\frac{E_e + E_v + E_r}{kT}\right]$$

$E_e, E_v, E_r$  انرژیهای الکترونی، ارتعاشی، و چرخشی تراز و  $g_e, g_v$

و  $g_r$  واگنیهای مربوط به ترازند

احتمال اشغال حالت چرخشی پایینترین تراز ارتعاشی

$$N_j \propto (2J+1) \exp\left[-\frac{BJ(J+1)}{kT}\right]$$

$B = \hbar^2 / 2I$  ثابت چرخشی است ( $I$  گشتاور لختی مولکول حول محور چرخشی است). ضریب  $(2J+1)$  واگنی تراز را به حساب می آورد: در واقع تراز چرخشی با عدد کوانتومی  $J$ ،  $(2J+1)$  بار واگن است.



گذارهای تابشی و بدون تابش

مولکول در معرض تابش موج الکترومغناطیسی  
اگر انرژی فوتون بزرگتر از  $\Delta E_1$  باشد، مولکول در اثر  
جذب گسسته می‌شود (فوتولیز).

اصل مشهور فرانک-کاندون

تابع موج مولکولی  $\psi(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_j)$

$$\psi(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_j) = u(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_j)w(\mathbf{R}_j)$$

،  $u(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_j)$  و  $w(\mathbf{R}_j)$  به ترتیب تابع موجهای الکترونی و

هسته‌ای

گشتاور دو قطبی  $\mu$

$$\mu_{21} = e \sum_i^n \sum_j^N \int \psi_i^* \mathbf{r}_i \psi_j d\mathbf{r}_i d\mathbf{R}_j$$

$$\mu_{v'} = \left( \sum_J^N \int w_{v'}^* w_{v''} d\mathbf{R}_J \right) \left( e \sum_i^n \int u_{v'}^* \mathbf{r}_i u_{v''} d\mathbf{r}_i \right)$$

$v'$  و  $v''$  اعداد کوانتومی ارتعاشی ترازهای ارتعاشی به ترتیب در حالت‌های الکترونی پایه و برانگیخته

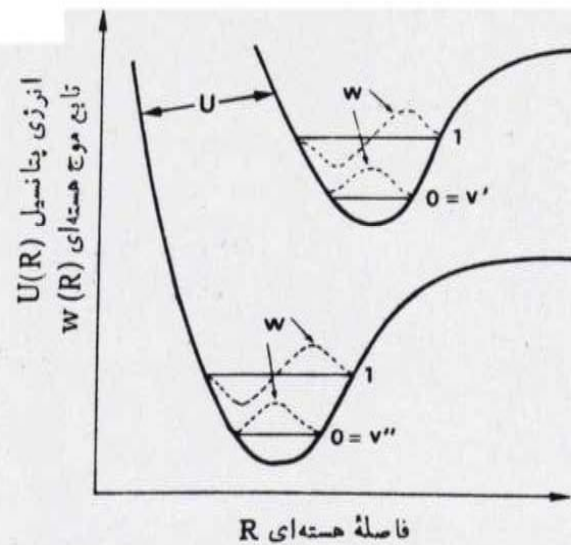
گذارهای تابشی بین ترازهای ارتعاشی مربوط به يك حالت

گذار  $(v'' = 0) \rightarrow (v' = 1)$

الکترونی

$$\mu_{v''} = \left( \sum_J^N \int w_{v''}^* w_{v''} d\mathbf{R}_J \right) \left( e \sum_i^n \int u_{v''}^* \mathbf{r}_i u_{v''} d\mathbf{r}_i \right)$$

احتمال‌گذار متناسب با ضریب فرانک-کاندون



انرژی پتانسیل  $U(R)$  و تابع موجهای هسته‌ای  $w(R)$  برای مولکول دو اتمی.

# فصل سوم

● فرایندهای دمشی

● دمش اپتیکی

● دمش الکتریکی

فرایند دمش ( پمپ کردن ) به یکی از دو روش زیر  
انجام می گیرد :

● ایتیکی

● الکتریکی

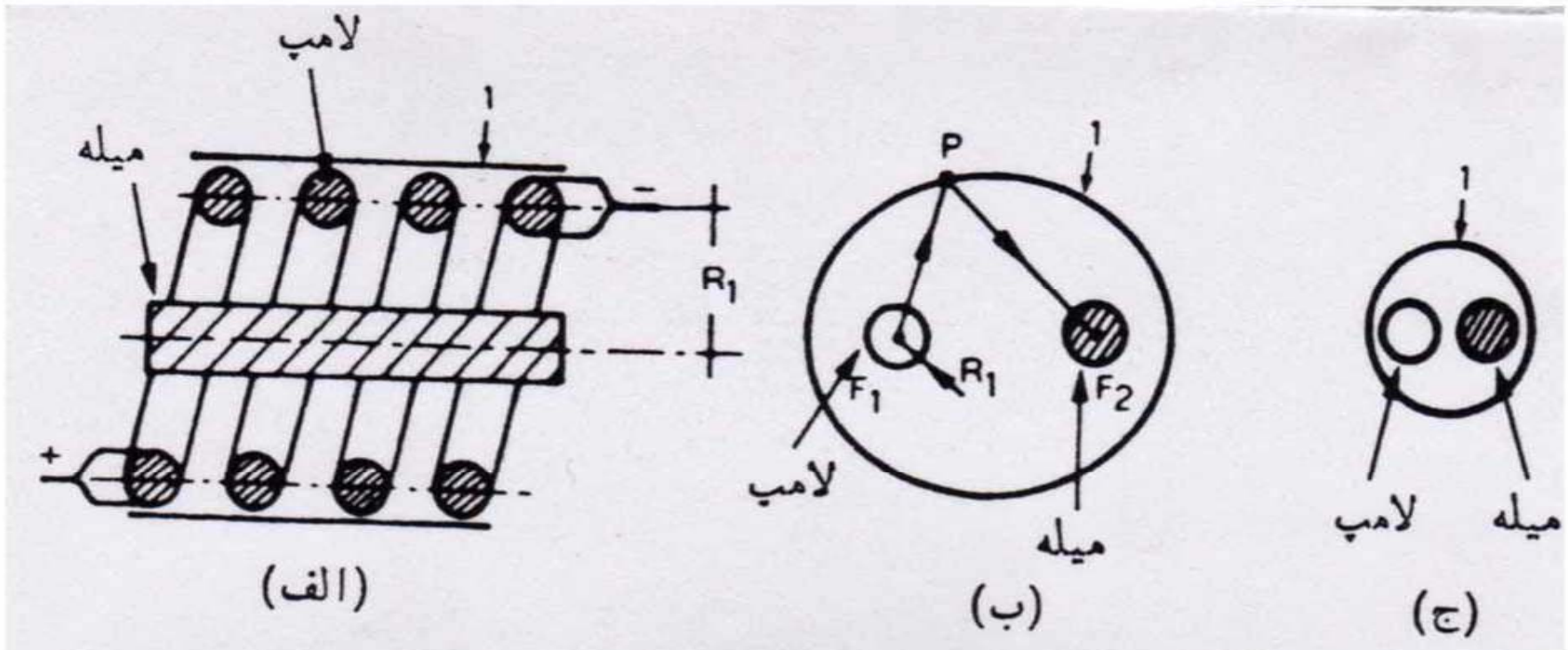
# دمش اپتیکی



طرح کلی سیستم دمش اپتیکی.

## ویژگی دمش اپتیکی

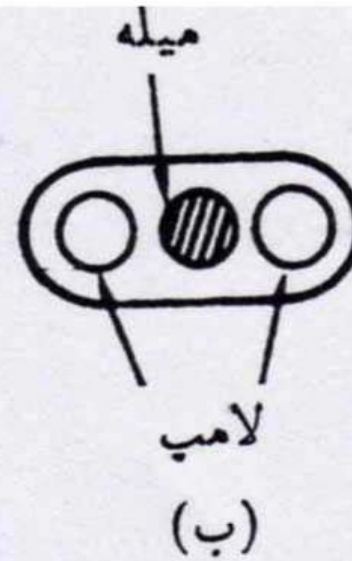
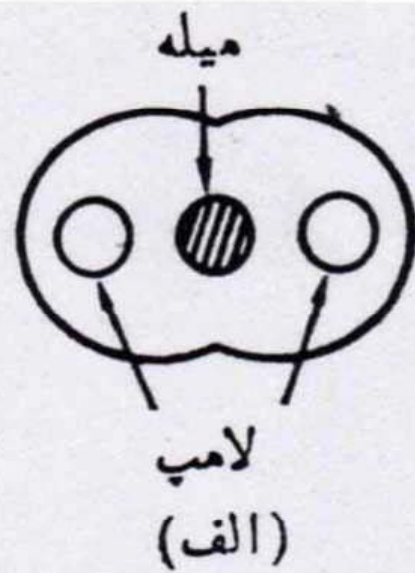
● در دمش اپتیکی نور چشمه ای قوی به وسیله ماده فعال جذب می شود و در نتیجه اتمها به تراز بالاتر دمش دمیده می شوند. مخصوصا برای لیزرهای حالت جامد ( مثلا ، یاقوت یا نئودیم ) و لیزرهای مایع ( مثلا ، رزینه ای ) مناسب است .



متداولترین سیستمهایی که برای دهنش اپتیکی استفاده می شوند.



دمش الکتریکی به وسیله تخلیه الکتریکی با شدت کافی صورت می گیرد و مخصوصا برای لیزرهای گازی به علت کمی پهنای خطوط جذبی شان غالبا به آسانی به دمش اپتیکی تن در نمی دهند .



آرایشهای دمش با استفاده از دولامپ، (الف) بیضی دوگانه؛  
 (ب) جفت شدگی نزدیک.

# انواع بازدهی دمش

1. بازدهی انتقالی
2. بازدهی تابش لامپ
3. بازدهی کوانتومی دمش

بازدهی انتقالی  $\eta_t$  عبارتست از نسبت توان ( یا انرژی )  
دمشی که در واقع به میله لیزری وارد می شود به توانی  
( یا انرژی ) که لامپ گسیل می کند.

بازدهی تابشی لامپ  $\eta_r$  ، که عبارتست از بازدهی تبدیل توان الکتریکی ورودی به توان نوری خروجی

$$\eta_r = \frac{(2\pi Rl) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda d\lambda}{P}$$

R شعاع و L طول لامپ است.

$$I_{\lambda} = \frac{P}{2\pi Rl} \eta_r g_{\lambda}$$

$I_{\lambda}$  شدت طیف لامپ ، و  $P$  توان الکتریکی است که به آن داده می شود .  $g_{\lambda}$  توزیع شدت طیفی بهنجار شده است.

بازدهی کوانتومی دمش  $\eta_q$ ، به صورت نسبت تعداد  
اتمهایی که به تراز بالایی لیزر فرو می افتند به تعداد  
اتمهایی که به وسیله دمش موج تکفام در طول موج  $\lambda$   
به نوار دمش ارتقا می یابند تعریف می کنیم .



# آهنگ دمش

توان دمش جذب شده در واحد حجم میله لیزر ، از  
رابطه

$$\frac{dP}{d\nu} = WN_g h \omega$$

به دست می آید که در آن  $W$  آهنگ جذب است ، که  
تراز بالای دمش خالی فرض شده است .

$$\frac{dP}{dV} = \frac{c_0}{n} \sigma N_g \rho_n$$

برای تابش چندفام دمش،

$\rho_n$  چگالی انرژی

$$\frac{dP_\lambda}{dV} = \frac{c_0}{n} \sigma N_g \rho_{n\lambda}$$

$(dP_\lambda/dV) d\lambda$  توان جذب شده در واحد حجم از تابش

دمش، با طول موج بین  $\lambda$  و  $\lambda + d\lambda$  است.

سطح جانبی میله لیزر سایش

مات داده شده است.

$$\frac{dP_\lambda}{dV} = \eta_i \sigma N_g f_\lambda I_\lambda$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_q}{dt} &= \int \eta_q \frac{1}{h\omega} \frac{dP_\lambda}{dV} d\lambda \\ &= \eta_i N_g \int \frac{\eta_q \sigma f_\lambda}{h\omega} I_\lambda d\lambda \end{aligned}$$

$\eta_q = \eta_q(\lambda)$  بازدهی کوانتومی دمش است.

$$W_p = \eta_i \int \frac{\eta_q \sigma f_\lambda}{h\omega} I_\lambda d\lambda$$

$$W_p = \eta_i \eta_r \frac{P}{\gamma \pi R l} \int \frac{\eta_q \sigma f_\lambda}{h\omega} g_\lambda d\lambda$$

در بعضی مواقع بازدهی کلی دمش،  $\eta_p$ ، تعریف می شود .  
 این بازدهی عبارتست از نسبت حداقل توان لازم برای ایجاد  
 دمش مورد نظر در میله لیزر ( یعنی )،  $\langle W_p \rangle N_g V h \omega$ ،  
 که  $\langle W_p \rangle$  مقدار میانگین  $W_p$  روی حجم  $V$  میله و  $\omega$   
 فرکانس گذار لیزر است ) به توان الکتریکی ورودی واقعی

$$\langle w_p \rangle = \eta_p \frac{P}{V N_g h \omega_0}$$

# بازدهی دمش $\eta_p$ حاصل ضرب چهار عبارت است

1. بازدهی انتقالی  $\eta_t$
2. بازدهی تابشی لامپ  $\eta_r$
3. بازدهی جذب  $\eta_a$  که بخشی از تابش را که عملاً جذب میله لیزر می شود به دست می دهد.
4. بازدهی کوانتومی توان  $\eta_{pq}$  ، که آن بخش از توان جذب شده است که منجر به انبوهی تراز لیزر می شود .

دمش الکتریکی از دو فرایند انجام می شود :

الف ) در گازی که تنها شامل یک گونه باشد.

ب ) در گازی که تنها شامل دو گونه باشد.

دمش الکتريکی با یکی از دو فرایند زیر انجام  
می شود :

الف ) در گازی که تنها شامل یک گونه باشد ، برانگیختگی  
فقط با برخورد الکترونی ایجاد می شود .



که در آن  $X$  و  $X^*$  به ترتیب عبارتند از اتم در حالت پایه و  
در حالت برانگیخته . چنین فرایندی را برخورد نوع اول  
می نامند .

ب) در گازی که تنها شامل دو گونه باشد (مثلا گاز نوع A و نوع B) در اثر برخورد بین اتمهای دو گونه گاز نیز برانگیختگی ایجاد می شود. چنین فرایندی انتقال انرژی تشدید نامیده می شود.





# برانگیختگی برخورد الکترونی

برخوردهای الکترونی می توانند هم الاستیک باشند و هم غیر الاستیک . در برخورد غیر الاستیک ، اتم یا برانگیخته می شود و به حالت بالاتر می رود و یا یونیده می شود .

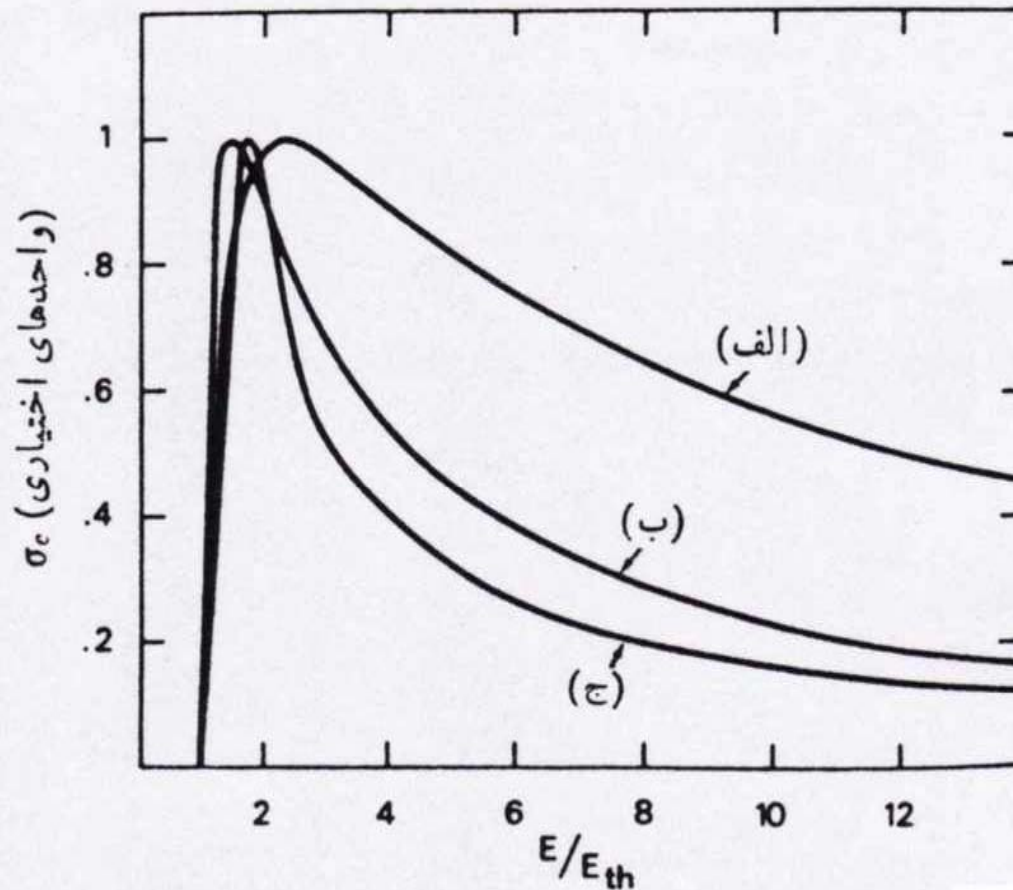
# انواع برخورد الکترونی

بسته به نوع گذار ، سه نوع کلی برخورد الکترونی را می توان در نظر گرفت :

الف) گذارهایی که از نظر اپتیکی مجازند .

ب ) گذارهایی که از نظر اپتیکی ممنوع اند و چند تایگی در آنها تغییر نمی کند.

ج ) گذارهایی که چندتایگی در آنها تغییر می کند.



رفتار کیفی سطح مقطع برانگیختگی بر خورد الکترونی بر حسب انرژی الکترون فرودی؛ (الف) گذار مجاز ایتیکی؛ (ب) گذار ممنوع ایتیکی که در آن چندتاییگی تغییر نمی‌کند، و (ج) گذار ممنوع ایتیکی که در آن چندتاییگی تغییر می‌کند.

در تخلیه الکتریکی گاز، الکترونها تک انرژی نیستند بلکه دارای توزیع انرژی،  $f(E)$ ،  
بخصوصی اند

آهنگ پر شدن تراز بالایی

$$\left(\frac{dN_r}{dt}\right)_p = N_g N_e \langle v \sigma_{er} \rangle$$

$$\langle v \sigma \rangle = \int v \sigma(E) f(E) dE$$

$$f(E) \propto E^{1/2} \cdot \exp\left[-\left(\frac{E}{kT_e}\right)\right]$$

دمای الکترون  $T_e$  است.

در هر برخورد کسر  $\delta$  از انرژی جنبشی الکترون تلف می شود، دمای الکترون را می توان  
به میدان الکتریکی  $\mathcal{E}$  اعمال شده ارتباط داد.

$$T_e = \frac{e}{(\gamma \delta)^{1/2} k} (e l)$$

مسافت آزاد میانگین  $l$  با عکس فشار  $p$  گاز متناسب است

$$W_p = N_e \langle v \sigma \rangle$$

$$N_e = \frac{J}{e v_d}$$

$$v_d = \frac{e l \mathcal{E}}{m v_{th}} = \left(\frac{\delta}{\gamma}\right)^{1/2} \left(\frac{e l \mathcal{E}}{m}\right)^{1/2}$$

$$W_p = \frac{J}{e} \left[ \langle v \sigma \rangle \left(\frac{\gamma}{\delta}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{e l \mathcal{E}}\right)^{1/2} \right]$$

# فصل چهارم

● تشدید کننده ها

● شرط پایداری

● تشدید کننده های ناپایدار

# تشدید کننده های اپتیکی انفعالی

تشدید کننده های اپتیکی انفعالی کاواکی است متشکل از سطوح بازتابان و شامل محیط دی الکتریکی همگن ، همسانگرد ، و انفعالی

تشدید کننده هایی که در لیزر به کار می روند با تشدید کننده هایی که در زمینه میکرو موج به کار می روند از دو نظر تفاوت اساسی دارند :

الف ) تشدید کننده های لیزری معمولا باز هستند ، یعنی سطوح جانبی ندارند.

ب ) ابعاد تشدید کننده بسیار بزرگتر از طول موج لیزری است.



# انواع تشدید کننده لیزری :

الف) تشدید کننده صفحه - موازی (یا فابری - پرو)

ب) تشدید کننده هم مرکزی (یا کروی)

ج) تشدید کننده هم کانونی

د) تشدید کننده با استفاده از ترکیب آینه های تخت و کروی

الف) تشدید کننده صفحه - موازی (یا فابری - پرو) دارای دو آینه تخت است که به موازات یکدیگر قرار می گیرند. مدهای این تشدید کننده به صورت برهم نهش دو موج تخت الکترومغناطیسی است که در سوی مخالف در امتداد محور کاواک انتشار می یابد. فرکانس های تشدید از رابطه زیر به دست می آیند:

$$\nu = n \left( \frac{c}{2L} \right)$$

ب) تشدید کننده هم مرکزی (یا کروی) شامل دو  
آینه کروی است که هر دو دارای شعاع  $R$  هستند  
و به فاصله  $L$  از یکدیگر چنان قرار گرفته اند که  
مرکز انحنای  $C_1$  و  $C_2$  آینه ها بر هم منطبق اند.

ج) تشدید کننده هم کانونی شامل دو آینه کروی است که هر دو دارای شعاع  $R$  هستند و به فاصله  $L$  از یکدیگر چنان قرار گرفته اند که کانونهای  $F_1$  و  $F_2$  آینه ها بر هم منطبق اند.

د) تشدید کننده با استفاده از ترکیب آینه های تخت و کروی متشکل از دو آینه کروی با شعاع انحنای یکسان  $R$  و به فاصله  $L$  از یکدیگر به نحوی که  $R < L < 2R$

همه تشدید کننده ها را می توان حالت‌های خاصی از یک تشدید کننده کلی ، متشکل از دوآینه آینه کروی با شعاع انحنای مختلف ( مثبت یا منفی ) که به فاصله دلخواه  $L$  از یکدیگر قرار دارند ، در نظر گرفت . چنین تشدید کننده هایی را می توان به دو گروه یعنی تشدید کننده های پایدار و تشدید کننده های ناپایدار تقسیم کرد .

تشدید کننده ای ناپایدار گفته می شود که در آن یک پرتو دلخواه هنگام رفت و بازگشت بین دو آینه به طور نامشخص از محور تشدید کننده منحرف شود.

تشدید کننده ای که در آن پرتو محدود باقی بماند ، تشدید کننده پایدار نامیده می شود.

## روش تقریبی شالو و تاونز :

تشدید کننده صفحه موازی اولین بار در کار کلاسیک شالو و تاونز بررسی شد . شالو و تاونز یک روش تقریبی حل مسئله را ارائه دادند که در آن از شباهت مساله با یک کاواک چهارگوش بسته که جواب آن کاملاً مشخص است ، استفاده کردند .



## روش فاکس و لی :

روش دقیق تر تشدید کننده صفحه موازی توسط فاکس و لی ارائه شد . در این تقریب فرض می شود که میدان الکترو مغناطیسی تقریباً عرضی و بطور یکنواخت قطبیده ( پلاریزه ) است ( مثلاً قطبیده خطی یا دایره ای ) .

## تشدید کننده های هم کانونی :

رفتار تشدید کننده هم کانونی با استفاده از تقریب اسکالر توسط بوید و گوردن مطرح شد طول کواک را  $L$  و مختصات نقاط روی دو سطح آینه را  $(x_1, y_1), (x_2, y_2)$  می نامیم . دو آینه را با سطح مقطع مربعی به ابعاد  $2a$ .

شرط پایداری :

$$0 < g_1 g_2 < 1$$

نقاط ضعف شدید کننده هم مرکزی : (الف)  
در مرکز شدید کننده اندازه لکه را خیلی  
کوچک می کند . (ب) به عدم ترازی آینه  
نسبتاً حساس است .

تشدید کننده های نا پایدار :

الف) تشدید کننده های شاخه مثبت که مربوط  
به مورد  $g_1 g_2 > 1$  هستند و (ب) تشدید کننده های

شاخه منفی که به مورد  $g_1 g_2 < 0$

مربوط می شوند .

ضریب بزرگنمایی یکطرفه :

$$M = g + (g^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \quad g = g_1 = g_2$$

اتلاف در هر عبور :

$$\gamma = \frac{S_2 - S_1}{S_2} = \frac{M^2 - 1}{M^2}$$

تشدید کننده هم کانونی :

الف) تشدید کننده های هم کانونی شاخه منفی  
و ب) شاخه مثبت

خواص مفید اصلی تشدید کننده نا پایدار :

الف) حجم مد بزرگ و قابل کنترل (ب) در

مد عرضی تمایز خوبی وجود دارد (ج)

بازتابندگی کامل است

معایب اصلی این تشدید کننده ها:  
الف) سطح مقطع باریکه خروجی لیزر به  
شکل حلقه ای است

ب) توزیع

ج) تشدید کننده ناپایدار در مقایسه با تشدید  
کننده پایدار نسبت به پرنشیدگی های کاواک  
حساسیت زیاد تری دارد.

بازدهی لامپ مار پیچی به مقدار قابل  
ملاحظه ای کوچکتر از بازدهی لامپ  
خطی در داخل بازتابنده بیضوی است .  
با لامپهای مار پیچی دمش میله لیزر  
یکتوانتر انجام می شود .



# فصل پنجم

● موج پیوسته و رفتار گذرای لیزر

● معادلات آهنگ

● سوئیچ Q

● قفل شدگی مد

# معادلات آهنگ لیزر چهار ترازي

• انبوهیهای چهار ترازي 0،1،2،3 را به ترتیب  $N_g$  و  $N_1$  و  $N_2$  و  $N_3$  و در نظر می گیریم.

• با فرض آنکه فروافت ، بین ترازهای 2 و 3 و ترازهای 1 و 0 خیلی سریع باشد.

•  $N_1 \approx N_3 \approx 0$

$$N_g + N_2 = N_t$$

$$N_2 = W_p N_g - B_q N_2 - (N_2 / \tau)$$

$$q = V_a B_q N_2 - (q / \tau_c)$$

●  $N_t$  انبوهي کل اتمها (يا مولکولها) ي فعال است.

●  $W_p N_g$  دممش

● جمله  $B_q N_2$  در رابطه گسيل القايي را نشان

مي دهد.

● کميت  $T$  طول عمر تراز بالايي ليزر است.

● جمله  $T_1/c$  از بين رفتن فوتونها

● به علت تلفات کاواک

● برای یک مد TEM..

$$V_a = (\pi w \cdot 2l) / 4$$

● که  $l$  طول ماده فعال است .

● عدد 4 در رابطه به دو دلیل ظاهر می شود :

الف)  $w$  اندازه لکه است که برای دامنه لامیدان تعریف  
مس شود.

ب)  $2/1$  بعدی به علت خصوصیت موج ساکن است.

## لیزر سه ترازى

اگر گذار 2 — 3 به اندازه كافی سریع باشد ،  $N_3 \approx 0$

$$N_1 + N_2 = N_t$$

$$N_2^\circ = W_p N_1 - Bq(N_2 - N_1) - (N_2/\tau)$$

$$q^\circ = V_a Bq(N_2 - N_1) - (q/\tau_c)$$

$$N^\circ = W_p(N_t - N) - 2BqN - [(N_t + N)/\tau]$$

$$q^\circ = [V_a BN - (1/\tau_c)]q$$

● معادلات آهنگ فوتون برای لیزرهای چهارترازی و سه ترازی یکسان اند.

● ولی معادلات آهنگ برای وارونی انب هبی قدری اختلاف دارند.

● توجه کنید که جمله گسیل القایی برای یک لیزر سه برازی با  $2BqN$  - داده می شود ، در حالی که برای یک لیزر چهار ترازی با  $BqN$  - ارائه می شود.

# رفتار لیزر موج پیوسته

- رفتار لیزر را برای دمش پایا (یعنی  $W_p$  مستقل از زمان) بررسی خواهیم کرد.
- دمش پایا، یک رفتار لیزری پایا به دست می دهد، به این حالت رفتار لیزر موج پیوسته می گویند.

# لیزر چهار ترازی

● فرض کنیم که در لحظه  $t=0$ ، یک تعداد به دلخواه کم فوتون  $q_i$  به علت گسیل خود به خود در کاواک وجود داشته باشد. می بینیم که برای آنکه داشته باشیم  $q^o > 0$ ، شرط  $V_a B N > 1/\tau_c$  باید برقرار شود.

$$N_c = (1/V_a B \tau_c) = (v/\sigma l)$$



● آهنگ دمش بحرانی  $W_{cp}$  ،  $q=0, N=N_c, N^o=0$

● آهنگ دمش بحرانی مربوط به وضعیتی است که

آهنگ کلی گذارهای دمش،  $W_{cp}(N_t - N_c)$  با آهنگ گذار

خودبه خودی از تراز 2،  $N_c/\tau$ ، برابر باشد.

$$W_{cp} = [N_c / (N_t - N_c) \tau]$$

• اگر  $W_p > W_{cp}$  و اگر  $W_p$  مستقل از زمان باشد، در نهایت به یک مقدار ثابت  $q_0$  خواهید رسید .

• این مقدار حالت پایا،  $N^0 = q^0 = 0$

$$N_0 = 1/V_a B \tau_c = N_c$$

$$q_0 = V_a \tau_c [W_p (N_t - n_0) - N_0 / \tau]$$

وقتی که  $W_p = W_{cp}$  است، خواهیم داشت

$$q_0 = 0 \text{ و } N = N_e$$

$$X = W_p / W_c$$

توان خروجی از یکی از دو آینه کاواک

$$P_1 = (V_a h \omega / \sigma T) (v_1 / 2) (x - 1)$$

• برای هر دو دمش اپتیکی و الکتریکی ، میتوانیم بنویسیم  $x = p_{in} / p_{th}$  که  $p_{in}$  توان ورودی ( به لامپ یا تخلیه ) و  $p_{th}$  مقدار آستانه اش است .

$$P_1 = (A_e I_s) (v_1 / 2) [(P_{in} / P_{th}) - 1]$$

$I_s = h\omega / \sigma T$  شدت بهره اشباع برای یک سیستم  
چهار تراز

• برای دمش اپتیکی ،

$$W_{CP} = v / \sigma I N_t \tau$$

$$P_{tH} = v / (\eta_p) A I_s$$

بازدهی دمش

را می توان بازدهی جفت شدگی  
خروجی نامید .

رامی توان بازدهی سطح مقطع مد  
نامید .

# برای دمش الکتریکی ،

$$P_{TH} = (\tau / \eta_p) [Ah\omega_p / (\tau - \tau_1)]$$

(الف) بازدهی دمش است.

(ب) بازدهی جفت شدگی ،  $\eta_p$  بازدهی سطح مقطع

(ج)  $\eta = (\tau - \tau_1) / \tau$  را می توان بازدهی فروافت تر از پایینی لیزر نامید .

(د)  $\eta = h\omega_0 / h\omega_p$  را میتوان بازدهی کوانتومی لیزر نامید .

# لیزر سه ترازی

• وارونی آستانه با قرار دادن

$$N_e = 1/BV_a T_c$$



## • آهنگ دمش بحرانی

با قراردادن [  $N^{\circ} = 0$  و  $q=0$ ، و  $N = N_c$  ]

$$W_{cp} = [(N_t + N_c) / (N_t - N_c) \tau]$$

داریم  $N_c \ll N_T$ ،

به ازای یک مقدار، آهنگ دمش بحرانی برای لیزر چهار  
ترازی با ضریب  $(N_c / N_T)$  کوچکتر از آهنگ دمش  
بحرانی برای لیزر سه ترازی است.

# با آستانه بالا

$$N^0 = q^0 = 0$$

$$q_0 = [V_a(N_t + N_0)\tau_c / 2T](x-1)$$

$$P_1 = [V_a(N_t + N_0)h\omega / 2T](v_1 / 2v)(x-1)$$

# جفت شدگی خروجی بهینه [۶]

● در یک آهنگ دمش ثابت برای تراگسیل  $T_1$  آینه خروجی وجود دارد که توان خروجی را ماکزیموم می کند .

● دلیل وجود این مقدار بهینه:

الف) به علت افزایش تراگسیل ، توان خروجی تمایل به افزایش دارد .

ب) چون افزایش تلفات کاواک موجب می شود که تعداد فوتونهای  $q_0$  کاواک کم شود توان خروجی تمایل به نقصان دارد.

● کمیت  $x_{\min}$  نسبت بین آهنگ دمش حقیقی ( $w_p$ ) و آهنگ دمش مینیموم ( یعنی ، آهنگ دمش برای رسیدن به آستانه در جفت شدگی خروجی صفر،  $v_1 = 0$  ) است .

● اعمال شرط  $dp_1 / dS = 0$  که مقدار بهینه  $S$  برابر است با :

$$S_{op} = (x_{\min})^{1/2} - 1$$

● و توان خروجی آن برابر است با :

$$P_{OP} = [A_e I_s (v_i + (v_2/2))] [(x_{\min})^{1/2} - 1]^2$$

لیزر همواره تمایل دارد روی چندین مد  
نوسان کند .  
برای یک خط همگن این امر به علت سوز  
کنی فضایی است .  
برای یک خط ناهمگن این امر هم از سوز  
کنی فضایی و هم از سوز کنی فرکانسی  
ناشی می شود .

# نوسان تک خط و تک مد

لیزرها اغلب روی بیش از یک گذار بهره نشان می دهند که قویترین آنها معمولا به نوسان لیزری منجر میشود. برای آنکه روی یکی دیگر از گذارها نوسان لیزری ایجاد شود میتوان از یک منشور پاشنده یا از یک توری پراش به صورت آرایش معروف به لیترو استفاده کرد.

برای هر زاویه میزان در منشور یا توری تنها یک طول موج وجود دارد که مجددا به داخل تشدید کننده بازتابیده می شود.

## برای ایجاد نوسان مد $TEM_{00}$ :

دیافراگمی که روزنه ای با اندازه مناسب داشته باشد در نقطه ای روی محور گاواک قرار داده می شود .

اگر شعاع  $a$  روزنه به اندازه کافی کوچک باشد عدد فرنل  $N = a^2 / L\lambda$  گاواک به وسیله این روزنه تعیین خواهد شد.

● برای یک خط نا همگن (و دقیقا برای خطی همگن)، ضرایب وزنی با عکس پهنای خطوط مربوطه متناسب است .

$$(\omega_0/\Delta) + (\omega_c/\Delta\omega_c)$$

$$\omega_{osc} =$$

$$(1/\Delta\omega_0) + (1/\Delta\omega_c)$$



• برای کاواکی به طول 1m

$$(\Delta\omega_c/2\pi) = 1/(2\pi T_c) = v c_0 / (2\pi L)$$

از 1MHz ~ تا چند ده MHz می تواند تغییر کند.

● اگر برای سادگی از اتلافهای داخلی  $\nu_i$  صرفنظر شود؛ پهنای طیفی (FWHM) خروجی لیزر از :

$$\Delta\omega_{osc} = \frac{4 h\omega_{osc} (\Delta\omega_c)^2}{P}$$

به دست می آید که  $P$  توان خروجی است.

● گودال لمب:

در هر لیزر گازی که در تک مد نوسان کند،  
هنگامی که پهن شدگی ناهمگن ناشی از اثر  
دوپلر به پهن شدگی همگن غالب آید، گودال  
لمب رخ می دهد.

● بهره اشباع شده  $g(\omega)$

$g_0(\omega)$

$$g = \frac{g_0(\omega)}{1 + [I(\omega)/I_s]}$$

که  $g_0$  بهره غیر اشباع و  $I$  شدت هر یک از دو موج رونده مخالف است.

$$\omega = \omega_0$$

باریکه لیزر با اتمهایی که برای آنها  $v=0$  است بر هم کنش خواهد داشت.

دو چاله شکل یکی می شوند و به صورت تک چاله ای در مرکز خط در می آیند.

$$g(\omega_0) = \frac{g_0(\omega_0)}{1 + [2I(\omega_0)/I_s]}$$

ضریب 2 در مخرج نشان می دهد که هر دو باریکه اکنون یک دسته از اتمها را اشباع می کنند.

● توان خروجی در دو مورد را از این شرط که بهره اشباع باید برابر با تلفات کاواک (که با  $a_c$  نشان می دهیم) باشد به دست می آوریم. چون  $P = IAT_1$

$$P(\omega) = AT_1 I_s [(g_o(\omega)/a_c) - 1]$$

$$P(\omega_o) = AT_1 (I_s)/2 [(g_o(\omega_o)/2) - 1]$$

● که در آن  $A$  مساحت سطح مقطع باریکه و  $T_1$  تراگسیل (ضریب انتقال) آینه خروجی است.

● از پدیده گودال لمب به عنوان یک وسیله بسیار مؤثر پایدار کننده فرکانس لیزر می توان بهره گرفت .

● چون پهنای گودال لمب معمولا بسیار کوچکتر از پهنای خط گذار لیزری است، انتهای گودال لمب کاملا معین می شود.

● خروجی لیزر چند مدی تحت شرایطی هنوز می تواند رفتار حالات منظم را داشته باشد. این در صورتی است که تعداد مدهای نوسانی خیلی زیاد باشند و همزمان ، فازهای مربوط به میدانهای الکتریکی کتره ای باشند. در این مورد، شدت کل نور برابر است با مجموع شدت‌های هر یک از مدها .



● این وضع وقتی اتفاق می افتد که :

(الف) فاصله فرکانسی بین مدها در مقایسه با پهنای خط لیزر خیلی کوچک باشد.

(ب) اتلاف برای هر مد زیاد باشد و پهنای خط مد قابل مقایسه یا بزرگتر از فاصله فرکانس مدها باشند.

(ج) اتلاف تقریبا برای کلیه مدها یکسان باشد.

## ● سوئیچ Q

تکنیک سوئیچ Q ایجاد تپهای لیزری با مدت کوتاه  
(از چند نانو ثانیه تا چند ده ثانیه) و پر قدرت (از  
چند مگاوات تا چند ده مگاوات) را میسر می  
سازد.

● اصول این تکنیک :

فرض کنید که یک بستاور در داخل کاواک لیزر قرار گرفته باشد، اگر بستاور بسته باشد عمل لیزر انجام نخواهد شد ، و وارونی انبوهی می تواند بسیار زیاد شود . اگر بستاور به طور ناگهانی باز شود، لیزر بهره ای بسیار بیشتر از تلفات خواهد داشت ، و انرژی ذخیره شده به صورت تپ کوتاه و شدیدی رها خواهد شد.

● چون این تکنیک مستلزم سوئیچ کردن عامل کیفیت کاواک از یک مقدار پایین به یک مقدار بالاست ، سوئیچ  $Q$  نامیده می شود.

● به شرط آنکه باز شدن بستاور تنها در مدت زمانی کوتاه (در مقایسه با زمان ایجاد تپ لیزر) انجام گیرد (سوئیچ سریع ) ، خروجی لیزر در واقع از یک تک تپ غول آسا تشکیل خواهد شد.

● در مورد سوئیچ آهسته ممکن است تپهای چند تایی ایجاد شود. در این مورد انرژی ذخیره شده در محیط پیش از عمل سوئیچ به صورت سربهای پله ای تخلیه می شود.

● هرپله مربوط به گسیل یک تپ است. هر تپ بهره لیزر را پایینتر از آستانه لحظه ای می برد، از نوسان بعدی جلوگیری به عمل می آورد تا مجدداً سوئیچ اتلاف کاواک لیزر را کاهش دهد و آستانه کاهش یابد.

● روش‌های سوئیچ  $Q$  :

الف) بستاور الکترو اپتیکی

ب) بستاور مکانیکی

ج) تستاور با استفاده از جذب کننده اشباع پذیر

د) سوئیچ های  $Q$  آکوستو اپتیکی

● روش‌های سوئیچ  $Q$  :

الف) بستاور الکترو اپتیکی

ب) بستاور مکانیکی

ج) تستاور با استفاده از جذب کننده اشباع پذیر

د) سوئیچ های  $Q$  آکوستو اپتیکی

● بستاور های الکترواپتیکی:

در این بستاورها از اثر الکترواپتیکی مناسبی نظیر اثر پاکلز استفاده می شود .

سلولی که بر اساس اثر پاکلز (سلول پاکلز) کار می کند ابزاری است که وقتی یک ولتاژ dc به آن اعمال شود خاصیت دوشکستی پیدا می کند . این خاصیت القای دو شکستی با ولتاژ اعمال شده به سلول متناسب است .



## ● بستاورهای مکانیکی

یک راه مکانیکی برای سوئیچ  $Q$ ، چرخش یکی از آینه های انتهایی تشدید کننده لیزر، حول محوری عمود بر محور تشدید کننده است. برای اجتناب از ایجاد تپ چند گانه لازم است که سرعت چرخش زیاد باشد.

● بستاور با استفاده از جذب مننده اشباع پذیر

این تکنیک ساده ترین روش سوئیچ Q است .

بستاور متشکل از سلول حاوی جذب کننده

اشباع پذیر مناسبی در طول موج لیزری

است. معمولا این ماده به صورت محلولی از یک

رزینه اشباع پذیر است (مثلا برای لیزر Nd:YAG

رزینه متداول BDN است).

## ● سوئیچهای Q آکوستواینتیکی

مدوله ساز آکوستواینتیکی کتسکل از یک قطعه ماده شفاف اینتیکی است (مثل سیلیسیم گداخته در ناحیه مرئی یا ژرمانیم در ناحیه فرو سرخ) که به آن یک موج فراصوبی به وسیله تراگذار پیزوالکتریکی وارد می شود.

● اگر یک سلول آکوستوآپتیکی در داخل کاواک لیزر قرار داده شود با اعمال ولتاژ تحریک به تراگذار یک اتلاف اضافی کاواک پیدا خواهد شد. اگر ولتاژ تحریک به اندازه کافی زیاد باشد این اتلاف اضافی برای ممانعت از نوسان لیزری کافی خواهد بود.

● نظام های عملکرد:

الف) عمل تپی

ب) عمل دممش پیوسته

● عمل تپی :

آهنگ دمش  $W_p(t)$  به صورت یک تپ با مدت زمان مناسب است. وارونی انبوهی  $N(t)$  قبل از سوئیچ  $Q$  تا مقدار ماکزیمومی زیاد می شود و سپس رو به کاهش می گذارد.

$Q$  کاواک در لحظه ای که  $N(t)$  ماکزیموم است سوئیچ می شود.

● عمل دمش پیوسته :

با سوئیچ  $Q$  پی در پی دمش موج پیوسته ای (WP) بر لیزر اعمال می شود و تلفات کاواک به طور تناوبی کاهش داده می شود. در خروجی لیزر متشکل از قطار پیوسته ای از تپهای نوری است، در حالی که وارونی از مقدار اولیه  $N_1$  (قبل از سوئیچ  $Q$ ) متناوباً نوسان خواهد کرد.

● استفاده از بستاورهای الکترواپتیکی و مکانیکی و همچنین جذب کننده های اشباع پذیر ، برای عمل تپی متداول است. برای سوئیچ  $Q$  پی درپی لیزرهایی که با موج پیوسته دمش یافته اند بستاورهای مکانیکی یا ، بیشتر وقتها ، سوئیچهای  $Q$  آکوستواپتیکی به کار برده می شوند.



## ● قفل شدگی مد

تکنیک قفل شدگی مد امکان ایجاد تپهای لیزری فرا کوتاه (از کسر یک پیکوثانیه تا چند ده پیکوثانیه) و با قله توان بسیار بلند (چند جیگاوات) را فراهم می کند .

## قفل شدگی مد :

مدهای کاواک با دامنه های یکسان و با فازهای قفل شده مجبور به نوسان شوند.

● برای قفل شدن فاز؛ مدهای نوسانی برای  
ایجاد تپهای نورانی کوتاه مدت تداخل می  
کنند.

$$\tau_p = 2\pi / \Delta\omega = 2L/c$$

• مدت زمان  $\Delta T_p$  تمام پهنا در نیم ماکزیموم  $A^2(t)$   
(یعنی، تیزی هر تپ لیزری)

$$\Delta T_p \simeq 1/\nu_{osc}$$

که  $\Delta \nu_{osc} = (2n+1)\Delta\omega/2\Gamma$  کل پهنای نوار نوسانی  
است.

● روشهای قفل شدگی مد

الف) قفل شدگی مد به وسیله مدوله ساز فعال که با سیگنالی خارجی کار می کند. (قفل شدگی فعال)

ب) قفل شدگی مد به وسیله ماده مناسب اپتیکی غیر خطی (قفل شدگی مد انفعالی)

● روش نخست:

فرض کنیم که در داخل کاواک ، یک مدوله ساز که به وسیله سیگنالی خارجی کار می کند قرار دهیم ، بدین ترتیب اتلاف سینوسی متغیر نسبت به زمان در فرکانس  $\omega$  حاصل می شود.

● اگر  $\Delta\omega' \neq \Delta\omega$  باشد، این اتلاف، دامنه انرژی هر مد کاواک را مدوله خواهد کرد. ولی اگر  $\Delta\omega' = \Delta\omega$  باشد، هر مد دارای مدوله سازی دامنه در کنار نوارها خواهد بود که با فرکانسهای مدهای مجاور در انطباق است.

● روش دیگر قفل شدگی مد استفاده از یک مدوله ساز فعال است که طول مسیر اپتیکی (به جای اتلاف اپتیکی) اش در فرکانس  $\Delta\omega$  مدوله میشود .

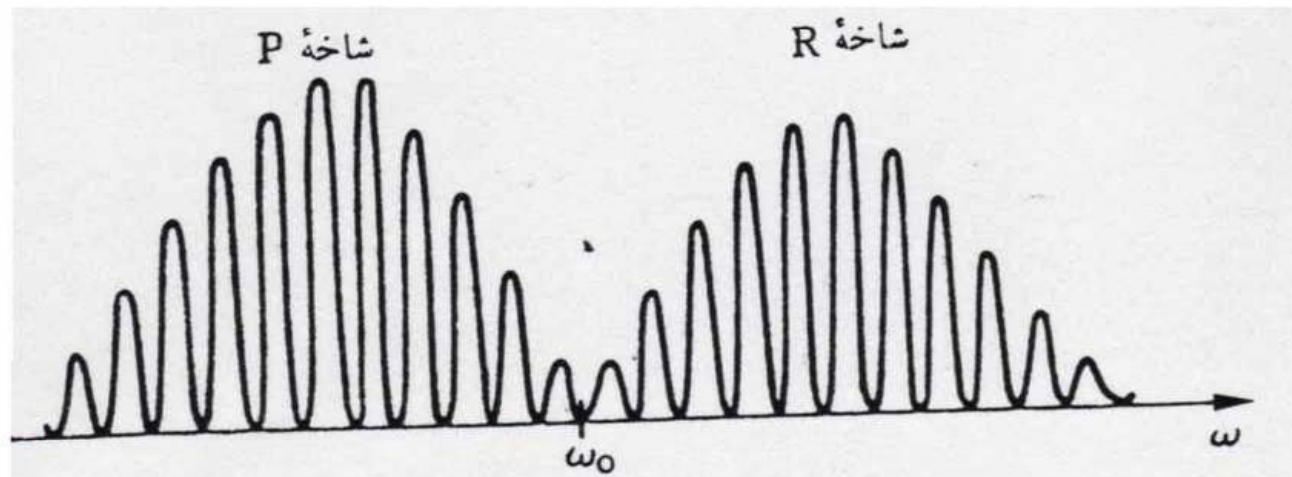
این روش قفل شدگی مد غالباً مدوله سازی فرکانس (FM) قفل شدگی مد خوانده می شود.

اگر مسافت آزاد میانگین یونی با شعاع لوله مقابل  
مقایسه باشد ، الکترونها و یونها بیشتر با پرواز  
ازاد به دیواره ها می رسند تا از طریق توزیع  
شعاعی الکترونها .



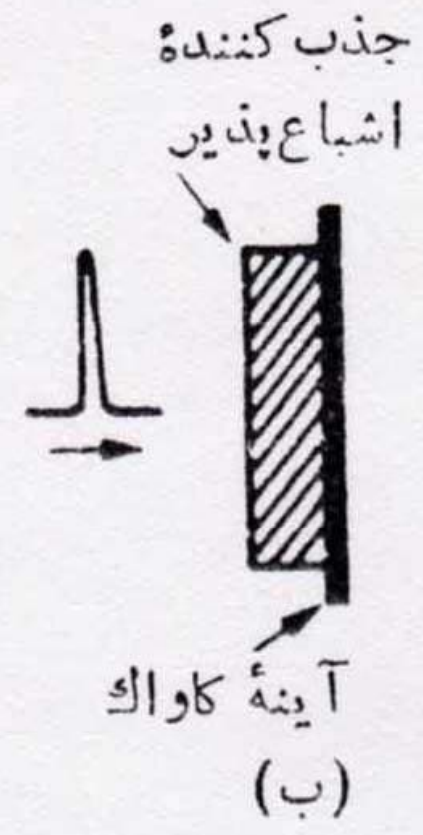
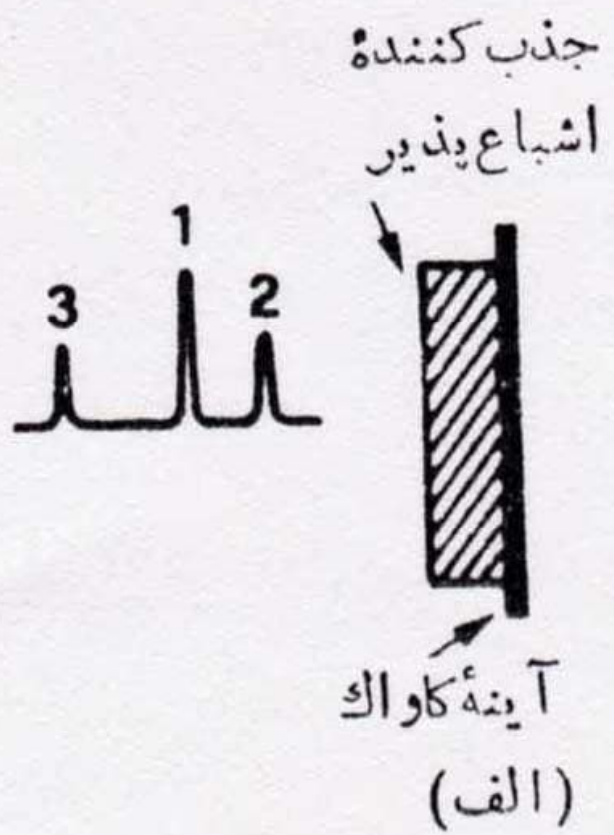
# توزیع شعاعی الکترون

● دارای شکل کاسه زنگی است هنگامی که گاز به وسیله جریان عمود بر محور تشدید کننده برانگیخته شود پیش بینی موثق توزیع فضایی آهنگ دمش مشکل می شود . شکل الکترودها ، نوع و شکل هندسی منابع ککی یونشی و شرایط شارش مخلوط گاز در اتاقک تخلیه ، روی این توزیع تاثیر می گذارند .

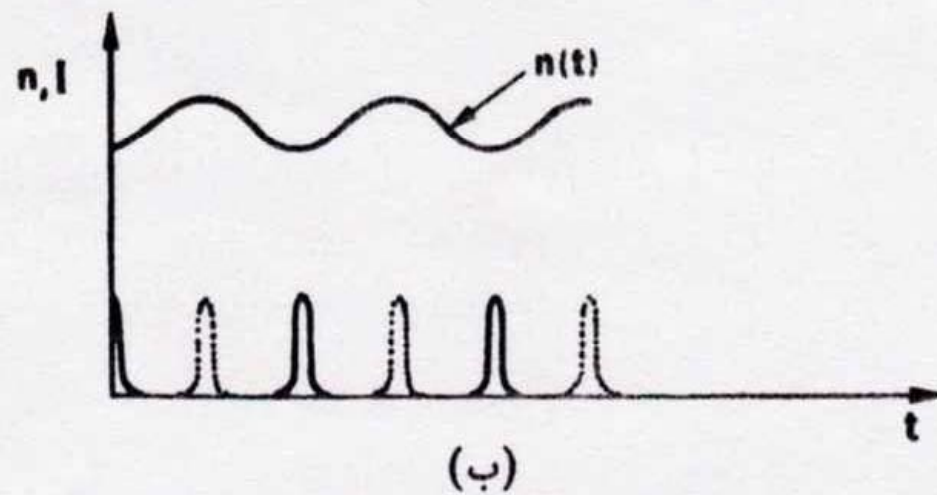
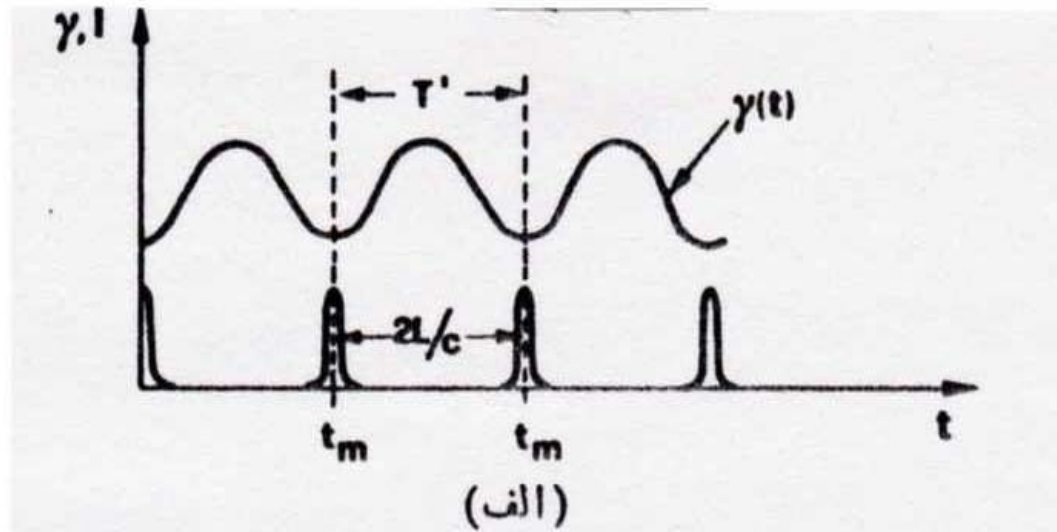


گذارهای بین دو تراز ارتعاشی که در آن شکافتگی چرخشی منظور شده است.

شاخه P، که متناظر با جهشی در عدد کوانتومی چرخشی  $\Delta J = +1$  و شاخه R که به جهش عدد کوانتومی چرخشی  $\Delta J = -1$  مربوط می شود.

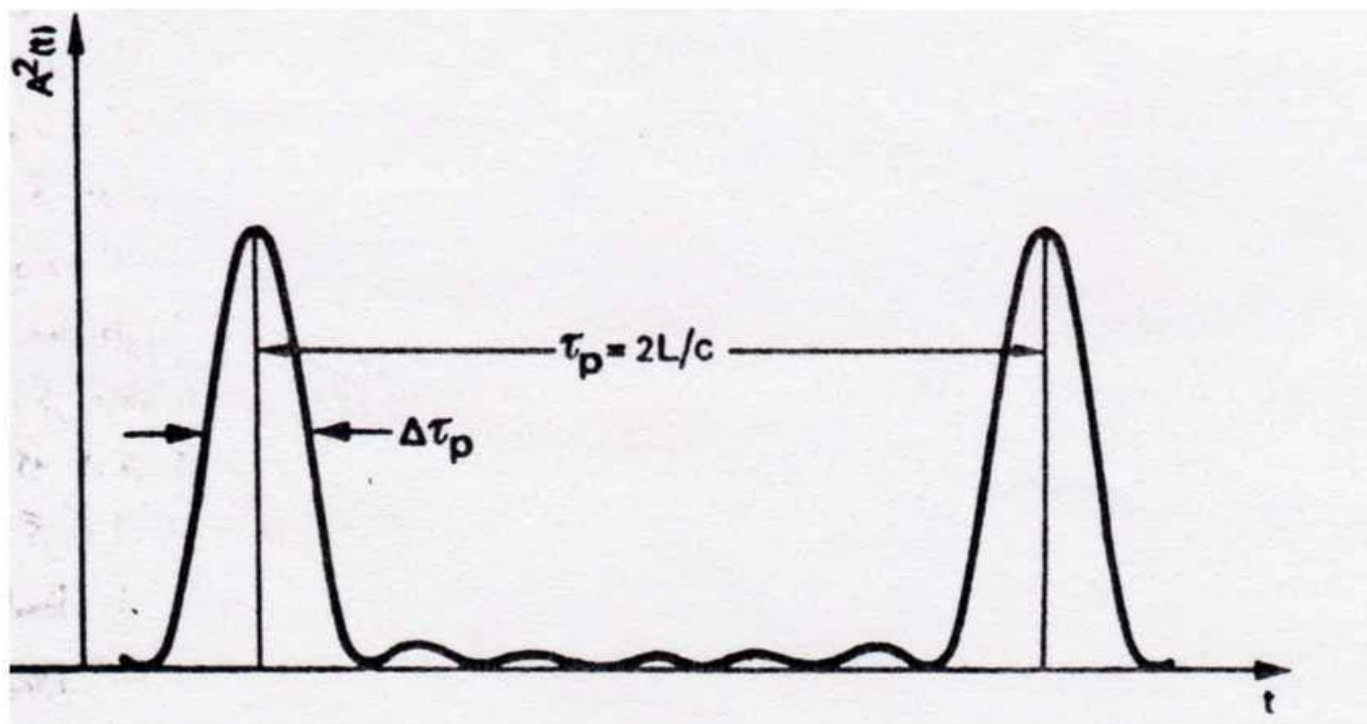


توصیف حوزه زمانی قفل شدگی مد انفعالی.



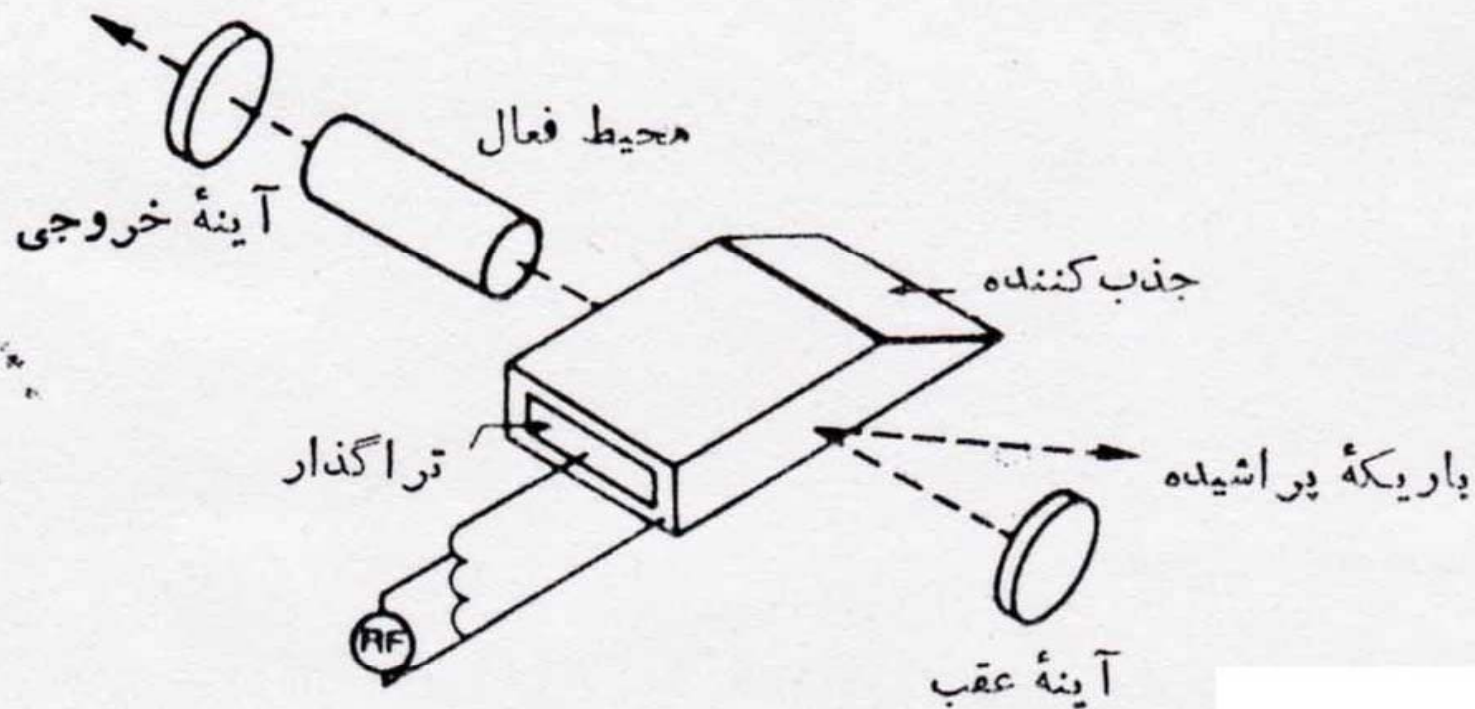
(الف) نوع AM قفل شدگی. رفتار زمانی تلفات کاواک  $\gamma$  و شدت خروجی  $I$ .

(ب) نوع FM قفل شدگی. رفتار زمانی ضریب شکست  $n$  مدوله ساز و شدت خروجی  $I$ .

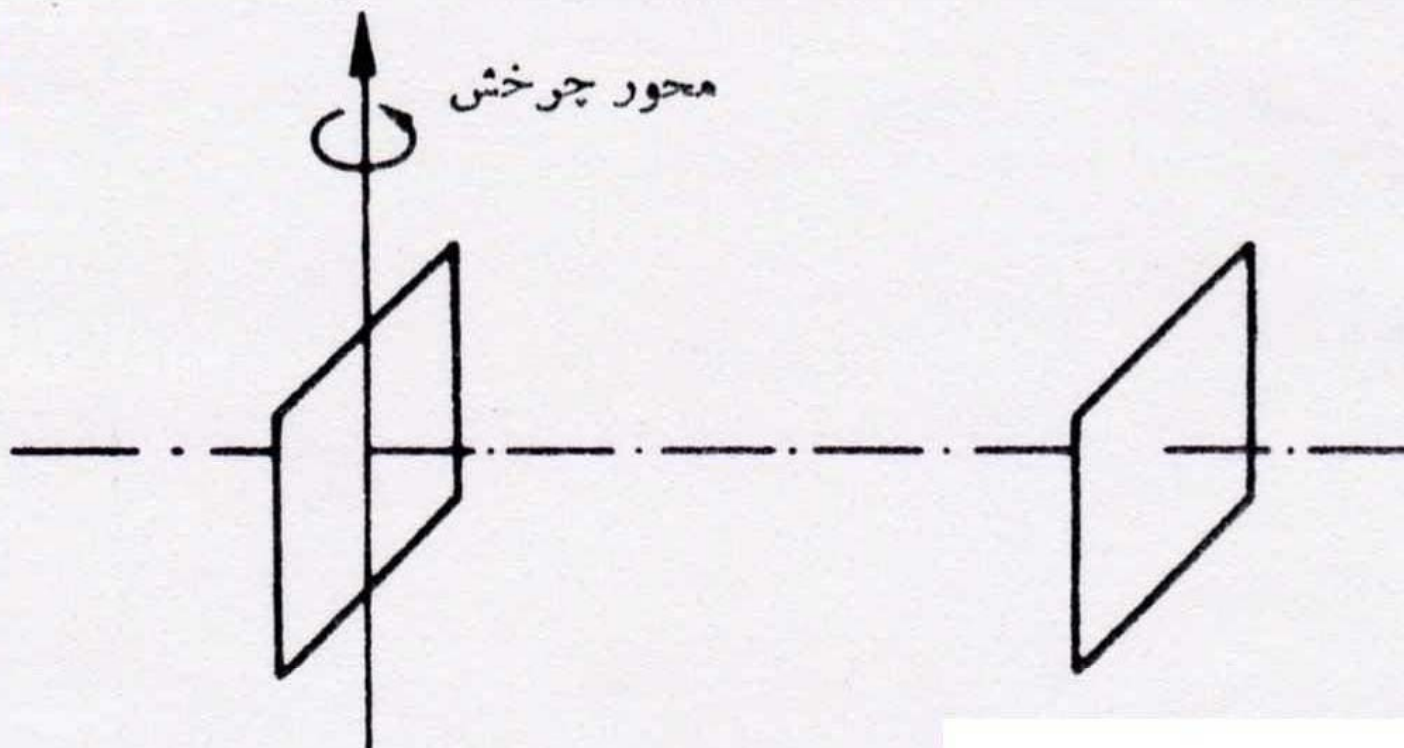


رفتار زمانی مربع میدان الکتریکی برای هفت مد نوسانی با فازهای قفل شده و دامنه مساوی.

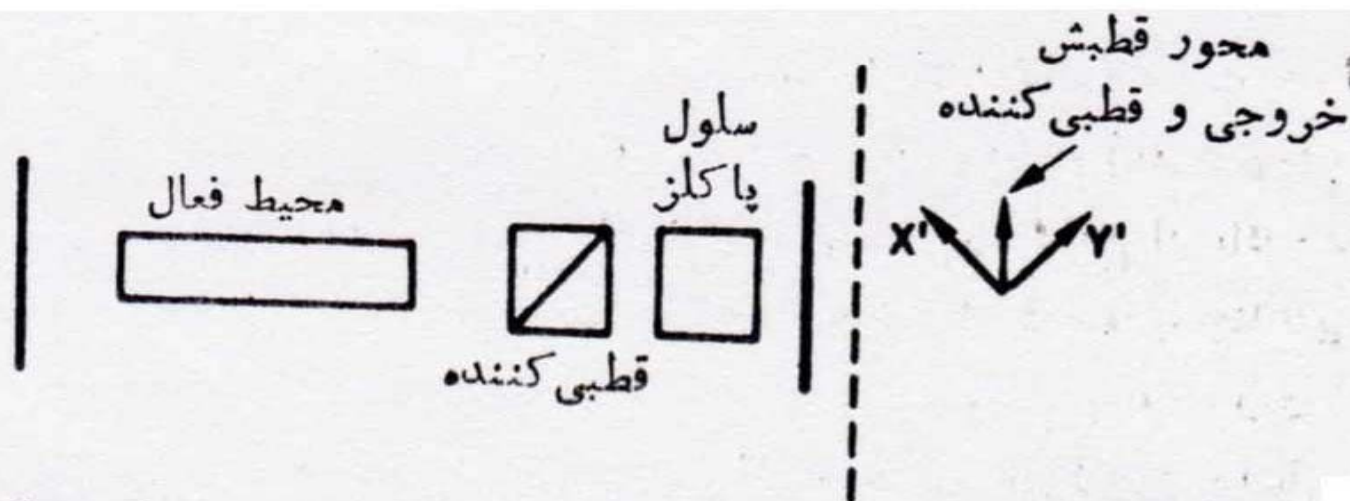




لیزری که به وسیلهٔ مدوله‌ساز آکوستو-اپتیکی سوئیچ  $Q$  می‌شود.

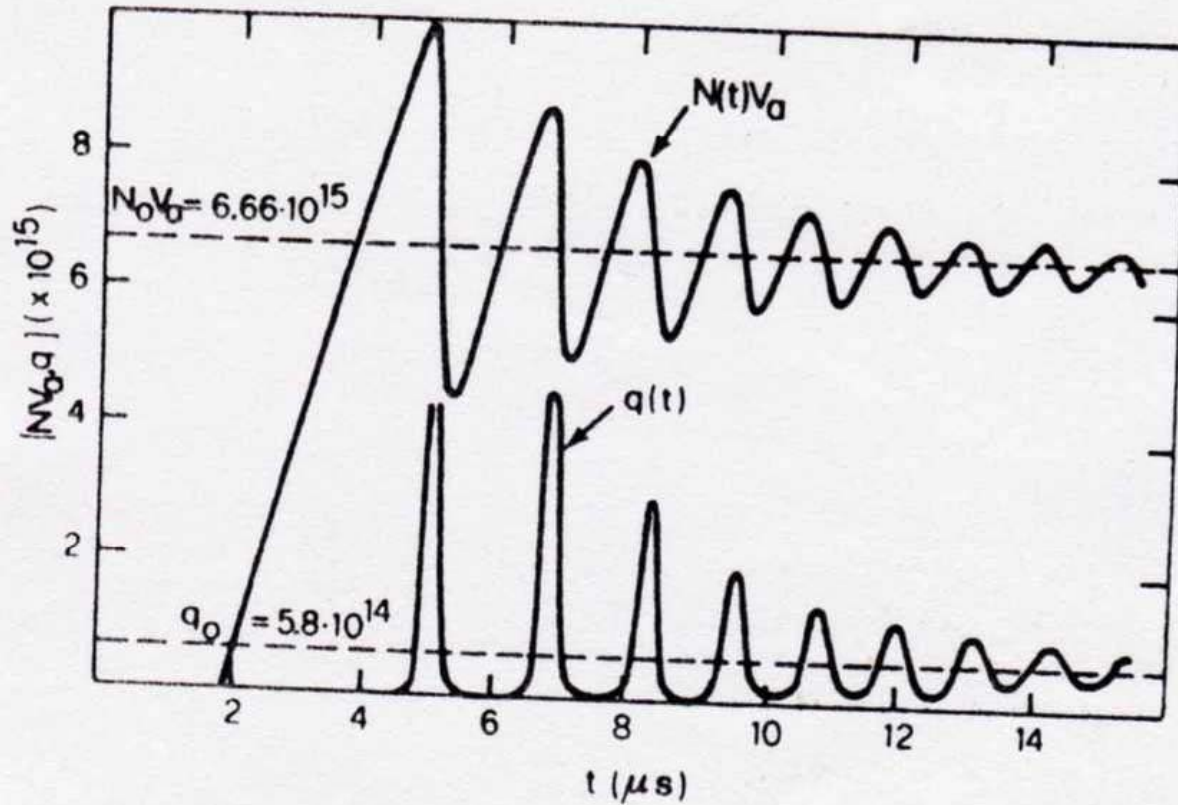


سیستم آینه چرخان برای سوئیچ  $Q$ .



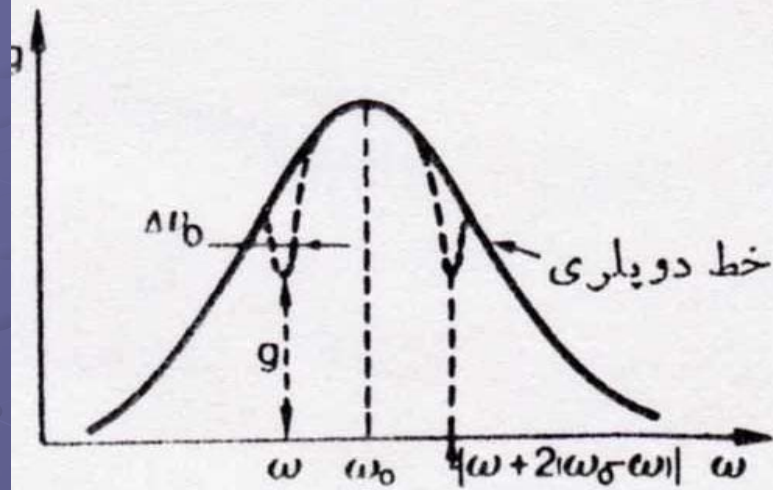
ترکیب قطبی کننده و سلول پاکلز برای سوئیچ  $Q$ . طرف راست شکل (بعد از خط چین) نمای قطبش خروجی، محور قطبی کننده، و محور دوشکستی سلول پاکلز ( $X'$  و  $Y'$ )، در راستای محور تشدید کننده است.



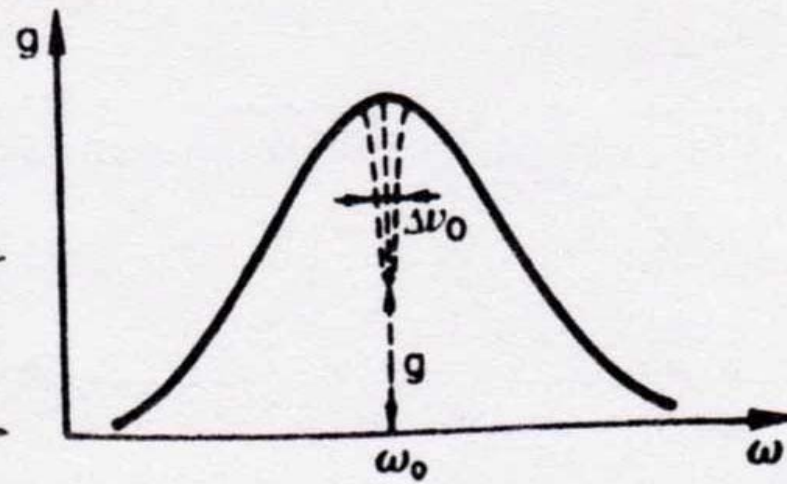


رفتار زمانی وارونی کل  $V_a N(t)$  و تعداد فوتون  $q(t)$  برای یک لیزر سه

ترازی [۳].

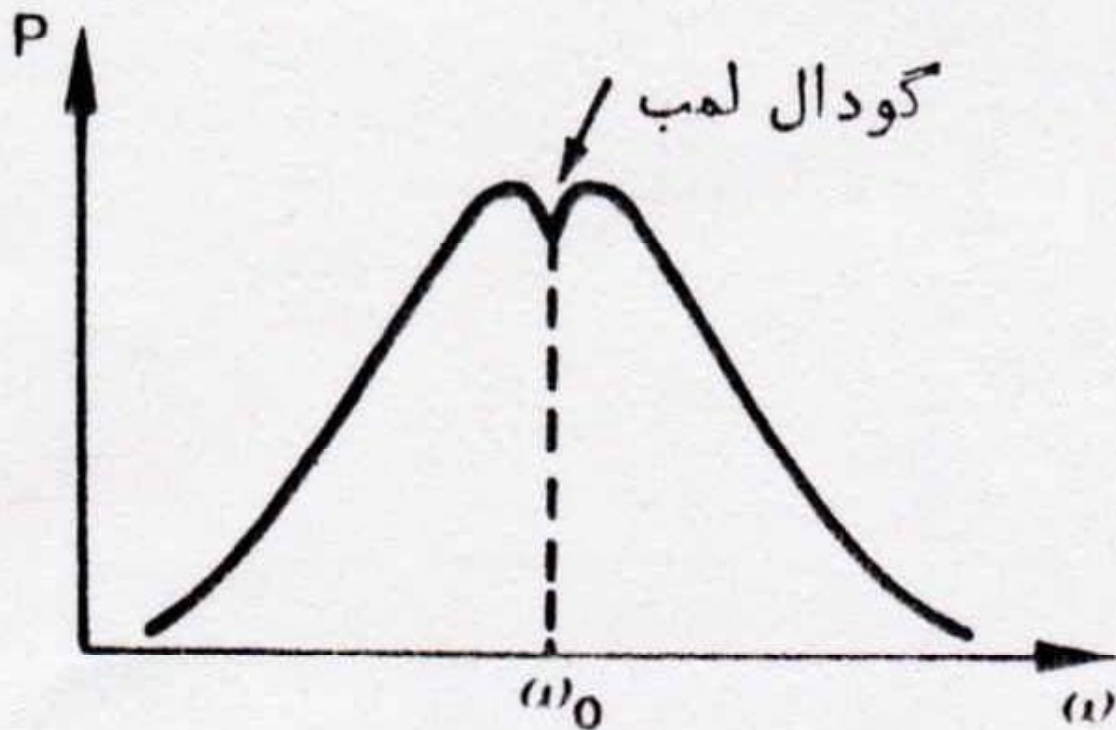


(الف)

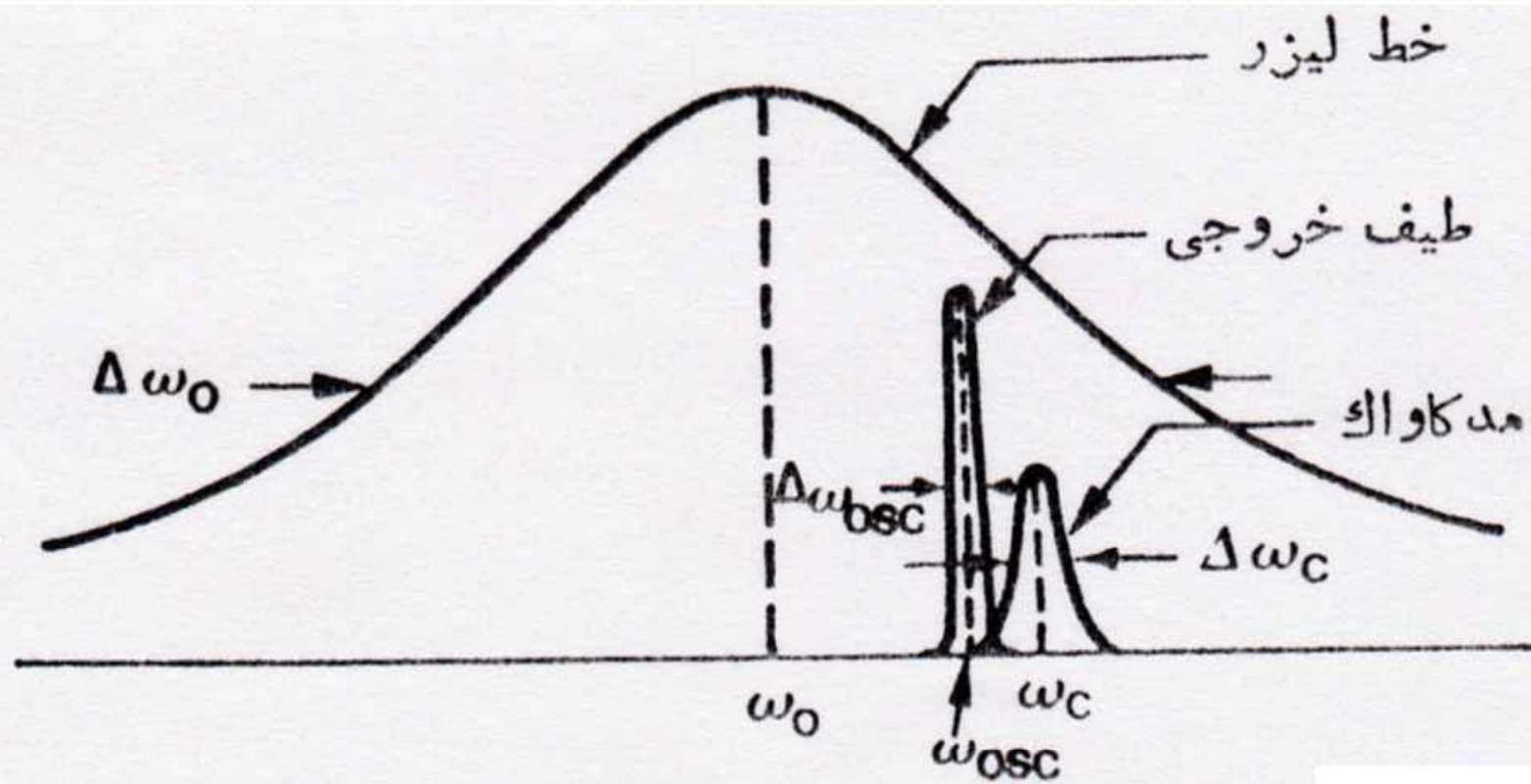


(ب)

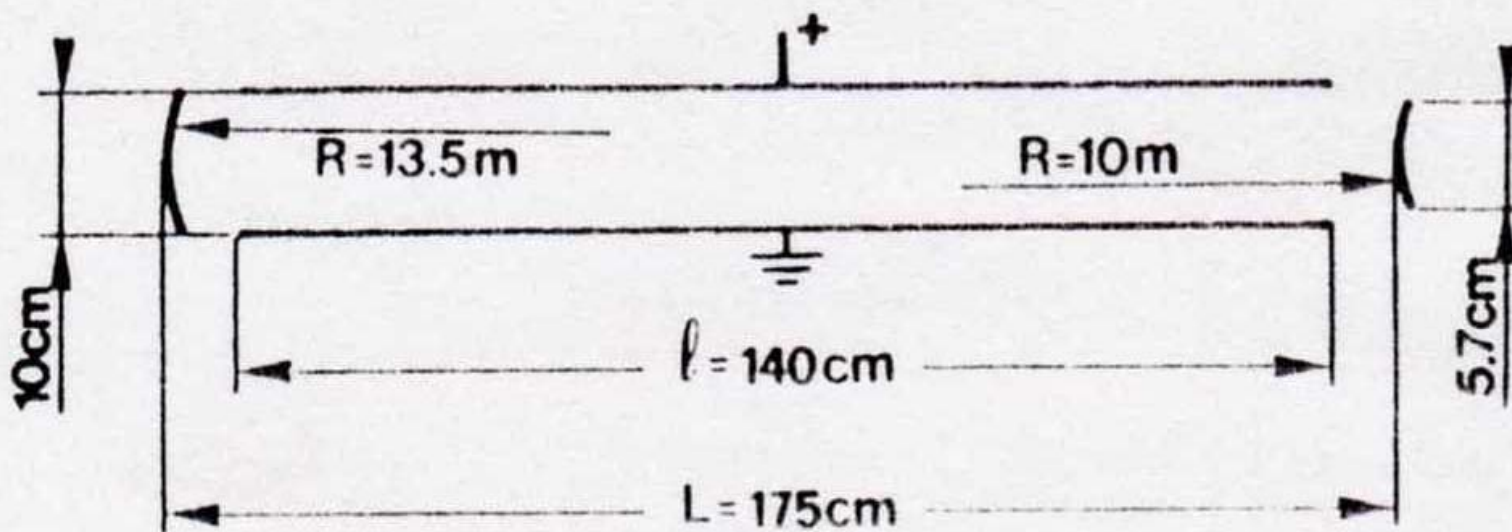
سوزکنی در منحنی بهره یک لیزرگازی که (الف) در فرکانس  $\omega \neq \omega_0$  و  
 (ب) در فرکانس  $\omega = \omega_0$  نوسان می کند.



پدیدۀ گودال لمب.

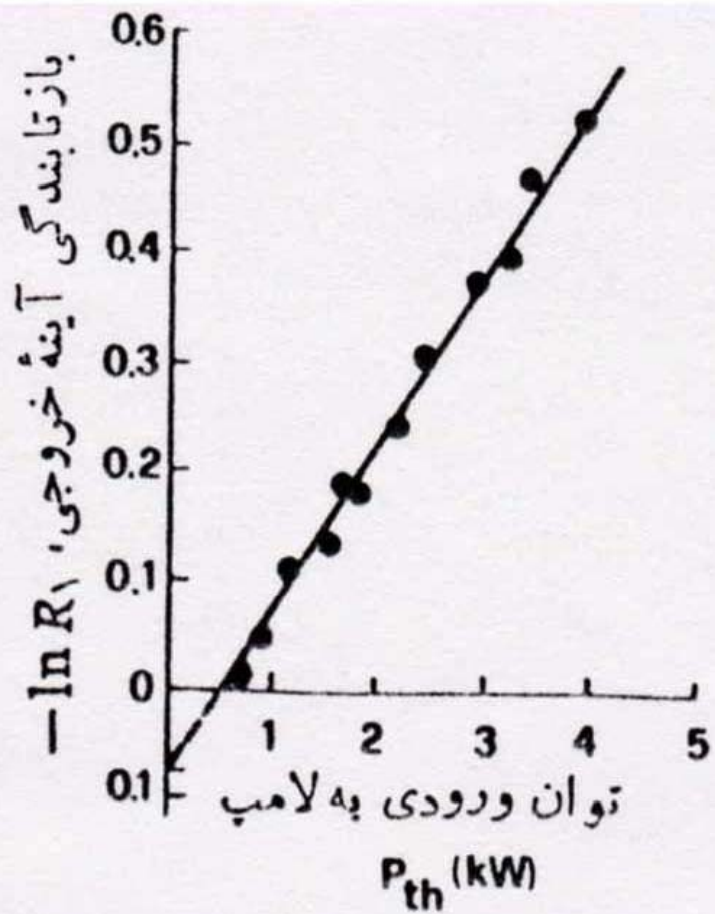


کشیدگی فرکانس و خروجی طیف در یک لیزر تک مد.

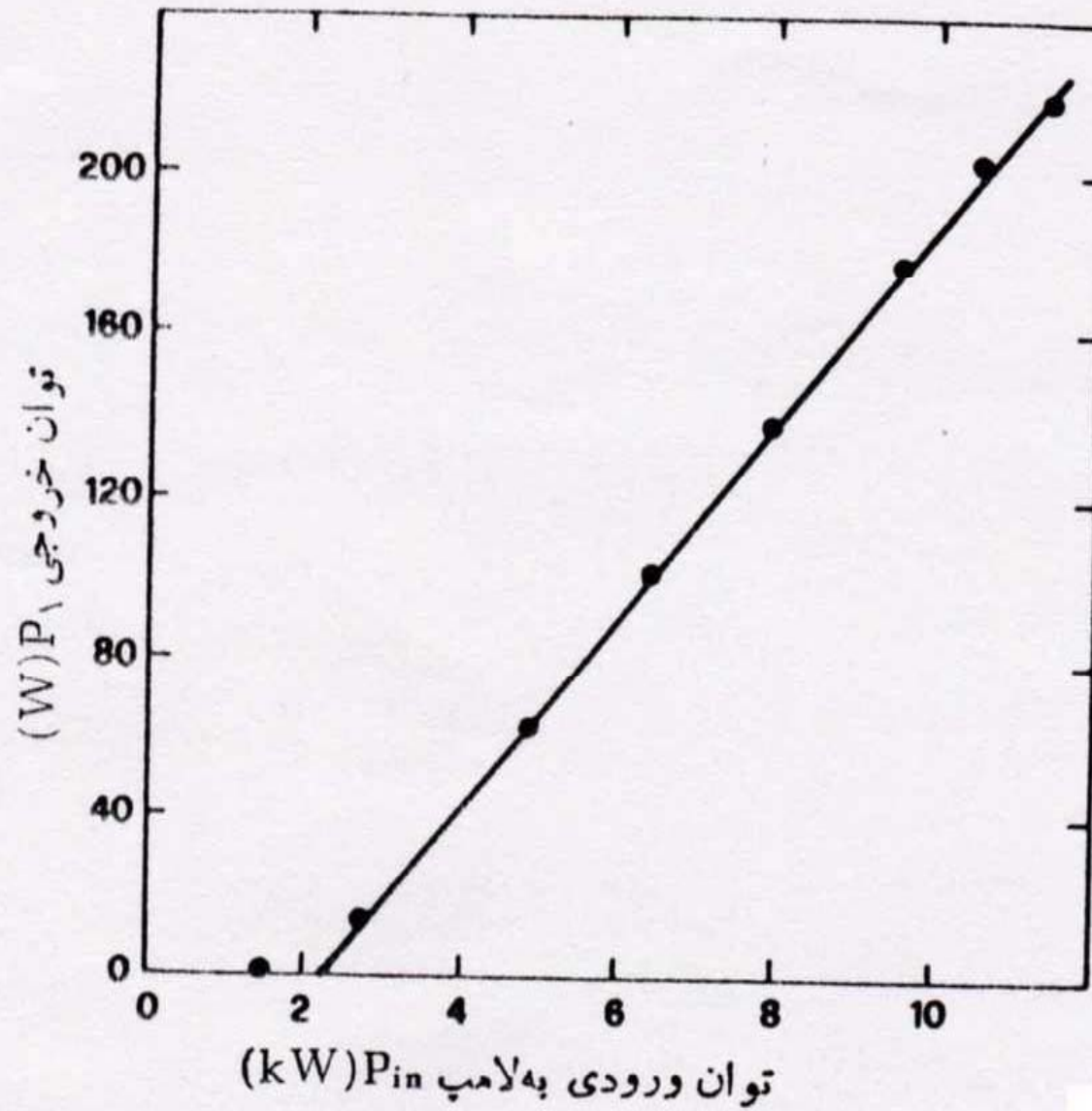


آرایش کواک ممکن برای یک لیزر TE پر قدرت  $\text{CO}_2$ .

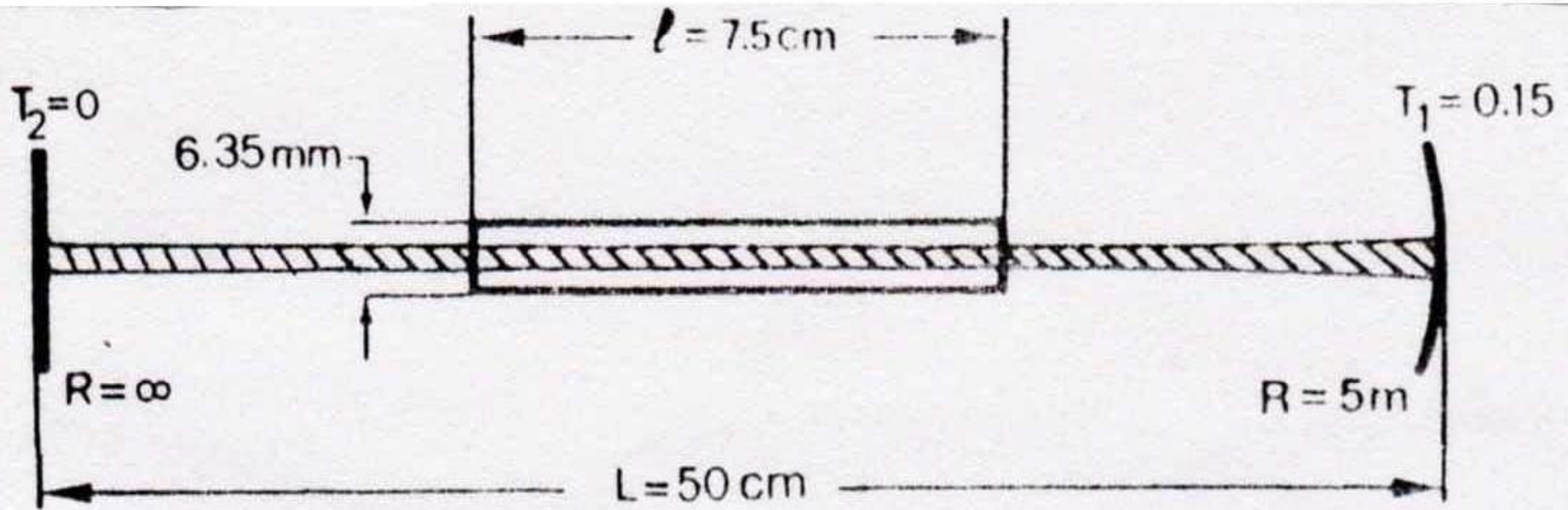




توان ورودی آستانه به صورت تابعی از بازتابندگی (ضریب بازتاب) آینه

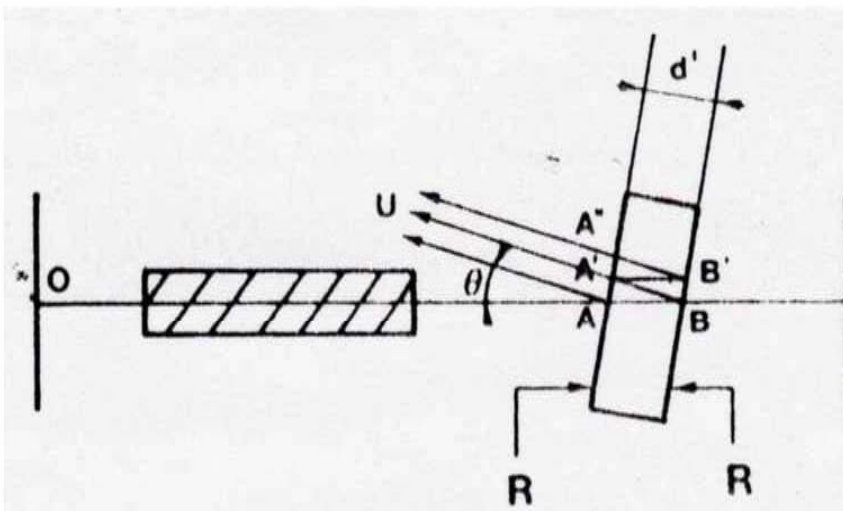


خروجی پیوسته بر حسب ورودی به لامپ يك ليزر Nd:YAG پر قدرت

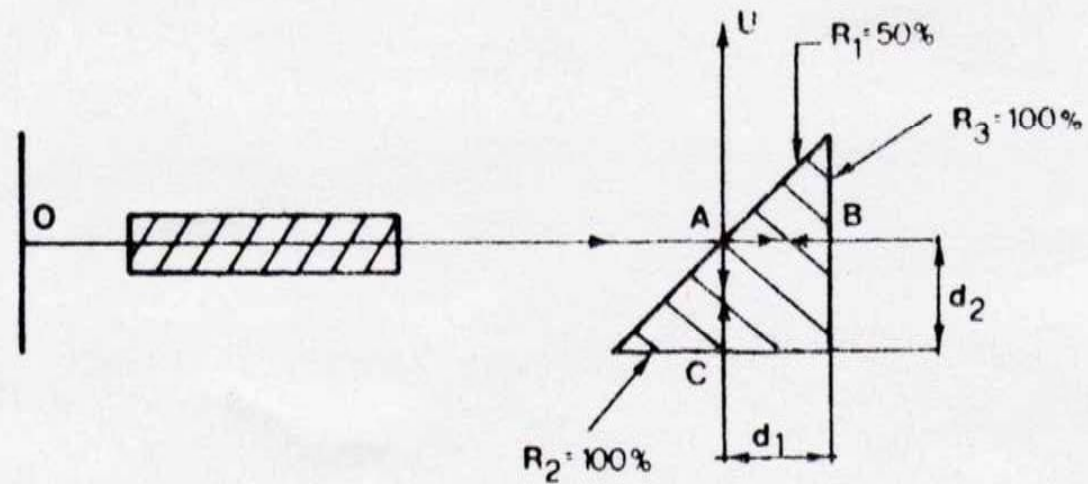


كاواك ممكن بر اى يك ليزر موج پيوسته Nd : YAG.





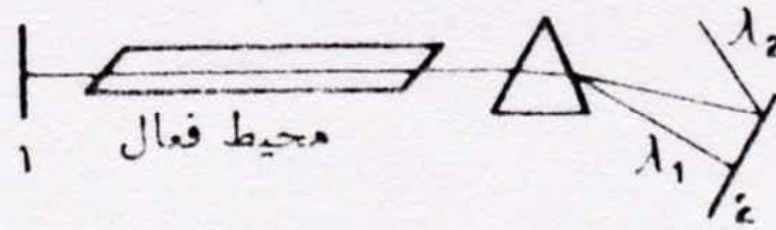
(الف)



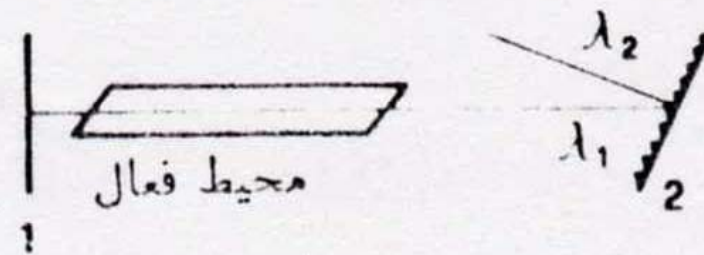
(ب)

انتخاب مد طولی، (الف) استفاده از سنجش تراکسیلی فابری-پرو،

(ب) استفاده از تداخل سنج بازتابی نوع فاکس - اسمیت.



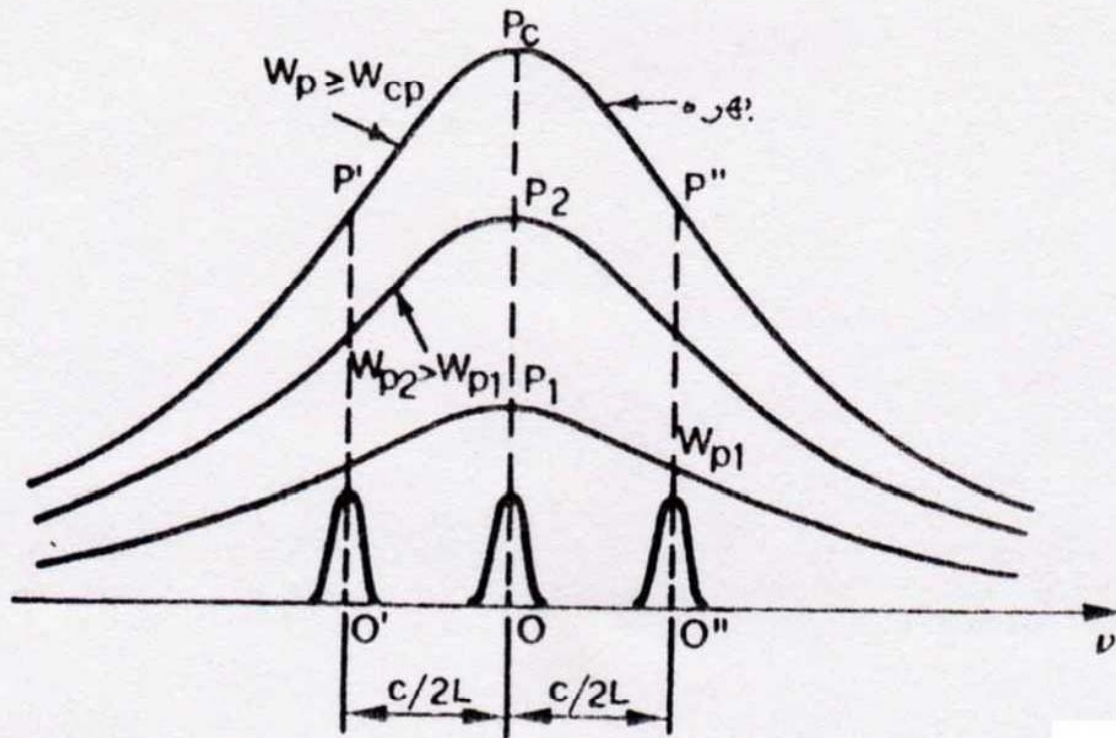
(الف)



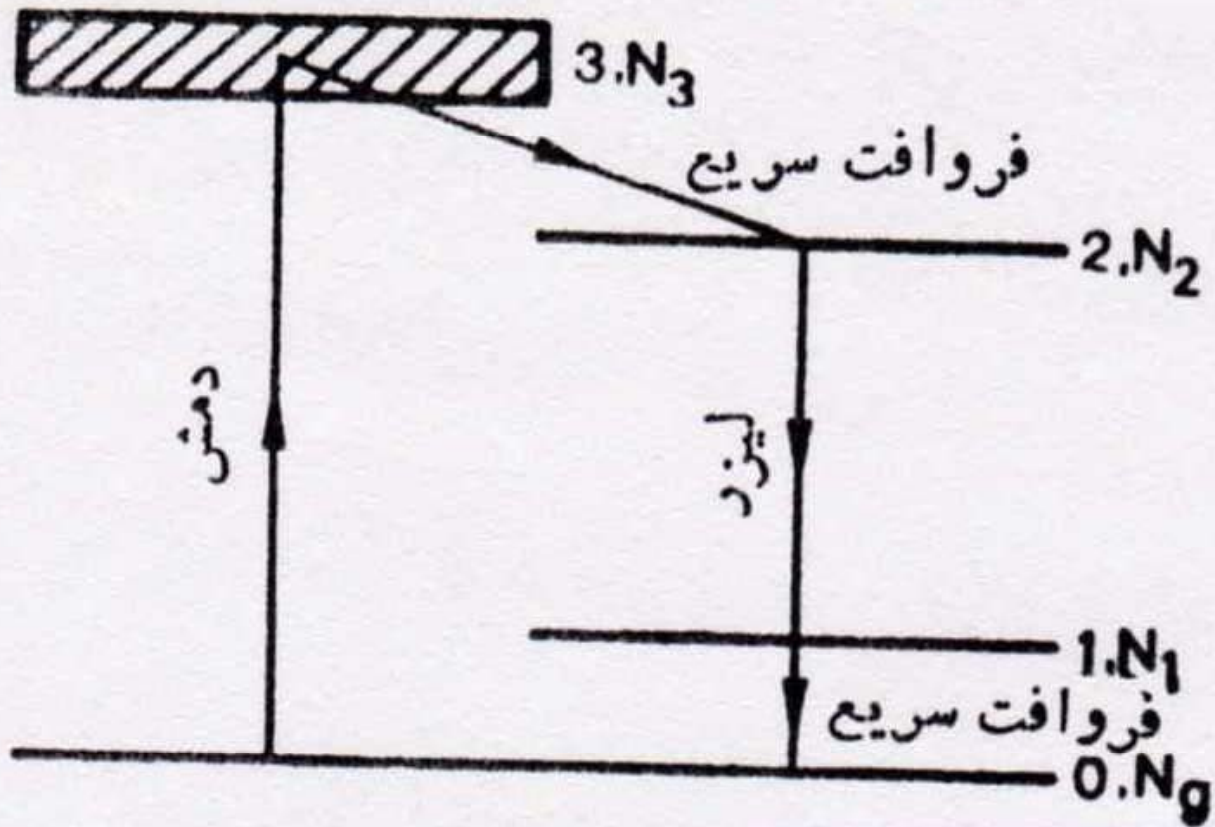
(ب)

ایجاد تک خط لیزری با استفاده از رفتار پاشنده طول موجی؛

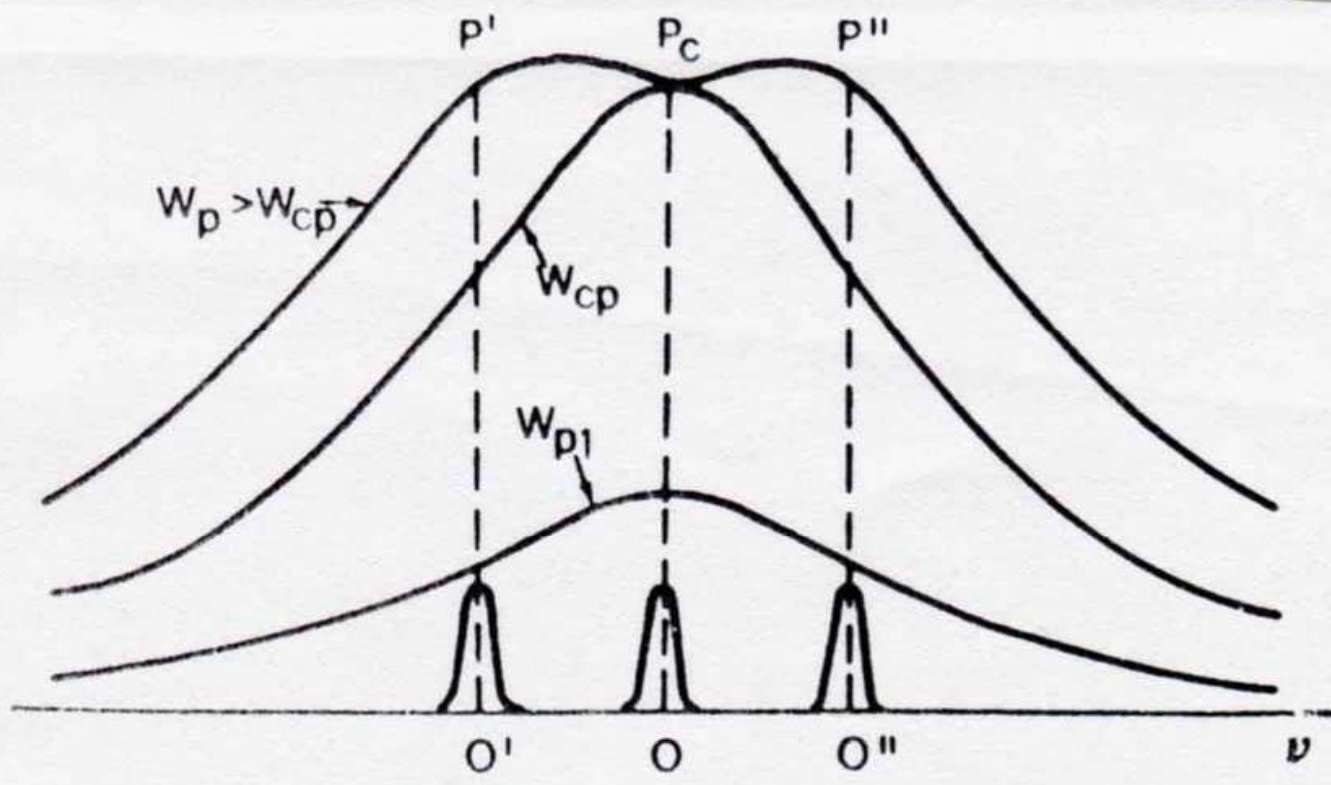
(الف) تک منشور و (ب) تک توری پراش.



بستگی فرکانسی بهره لیزر بر حسب آهنگ دمش  $W_p$  (خط همگن).

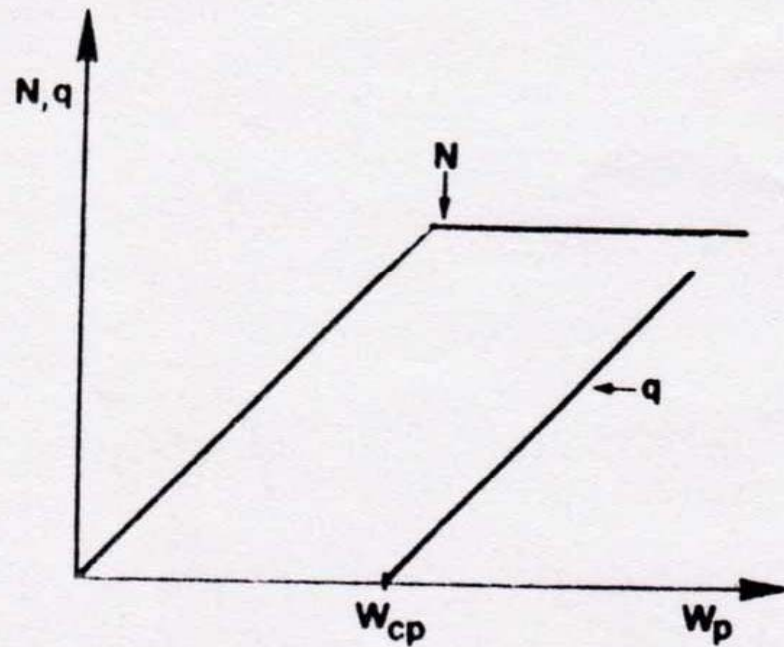


طرح لیزر چهارترازی.



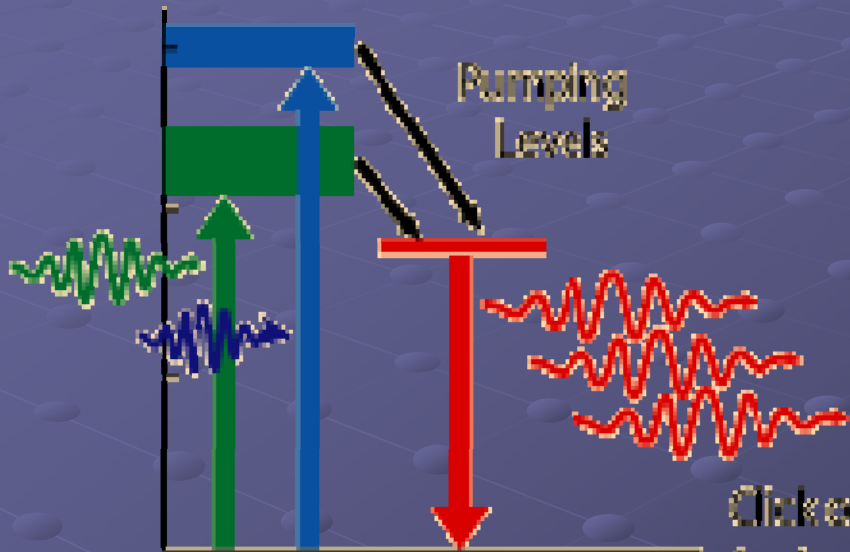
بستگی فرکانسی بهره لیزر بر حسب آهنگ کاهش  $W_p$  (خط ناهمگن) اثر سوزگنی فرکانسی.



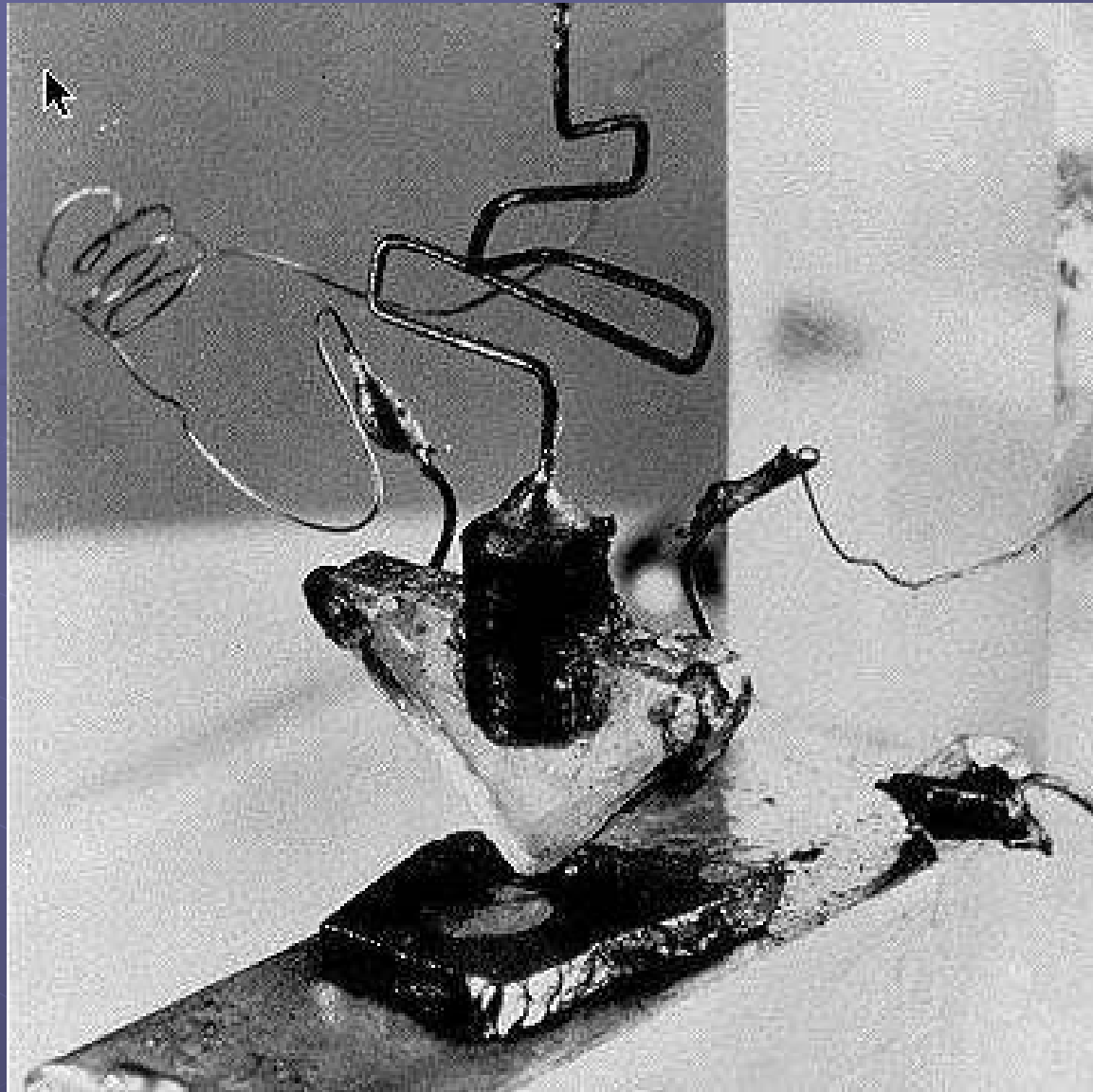


رفتار کیفی و اارونی انبوهی  $N$  و تعداد کل فوتونهای کلواک  $q$  بر حسب تسابلی از

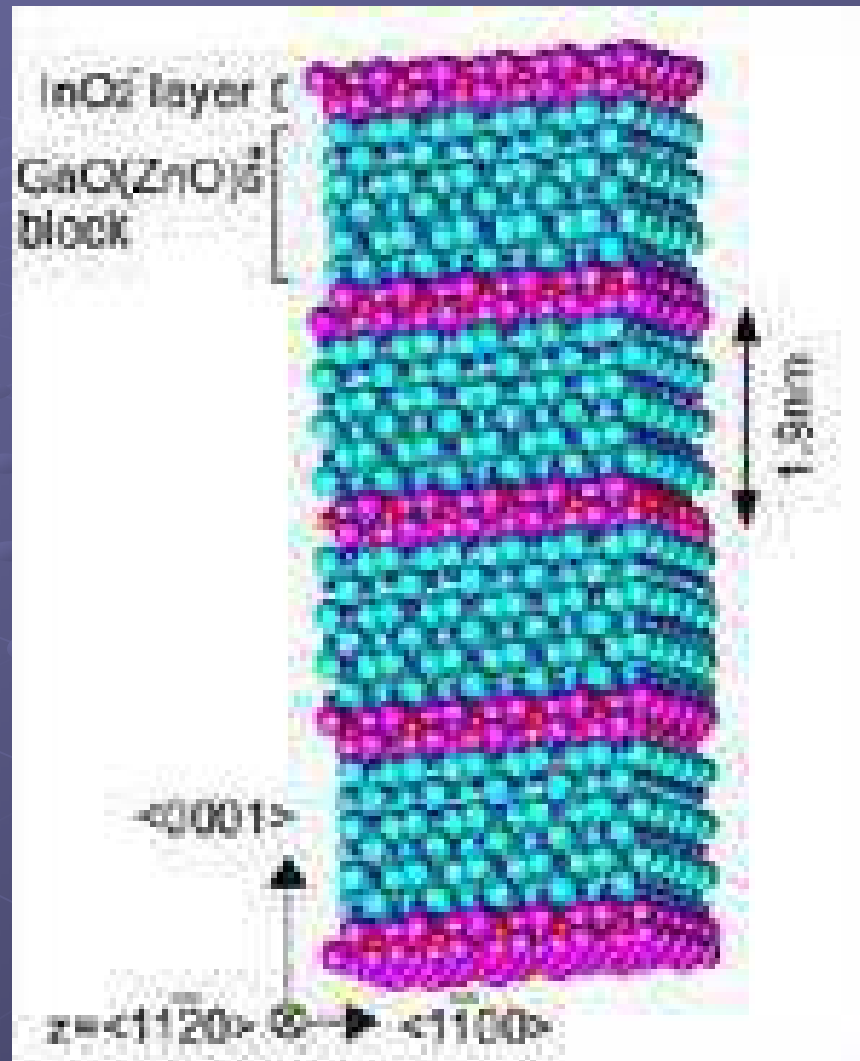
آهنک دمش  $W_p$ .



Click on graphic for further details.







[www.salampnu.com](http://www.salampnu.com)

## سایت مرجع دانشجوی پیام نور

- ✓ نمونه سوالات پیام نور : بیش از ۱۱۰ هزار نمونه سوال همراه با پاسخنامه
- تستی و تشریحی
- ✓ کتاب ، جزوه و خلاصه دروس
- ✓ برنامه امتحانات
- ✓ منابع و لیست دروس هر ترم
- ✓ دانلود کاملاً رایگان بیش از ۱۴۰ هزار فایل مختص دانشجویان پیام نور

[www.salampnu.com](http://www.salampnu.com)