

第7章 光の吸収と放出 レーザー発振

本章では前章までの光による原子の励起と、負温度状態において原子失活による光の放出が光の増幅に寄与することを説明する。更に、光増幅をレーザー発振に応用し、現在利用されているレーザーについて説明する。

7.1 レーザーとは

レーザー発振とは、2枚の鏡の間で光を往復させることで定在波を発生させ、光の減衰を補うように光の増幅を行うことで、定在波を継続させている状態のことである。2枚の鏡のうち、1枚の反射率を100%とし他方を約90%程度にしておけば、反射率90%の鏡からは10%の光が透過する。この透過する光のパワーを補うようにレーザー内部で光を増幅すれば発振を持続できる。透過した10%の光はレーザービームとして用いられる。つまり、

$$\text{光の増幅} - \text{光の損失} = \text{トータルゲイン}$$

であり、トータルゲインを1以上にする工夫がレーザー発振技術の基となる。

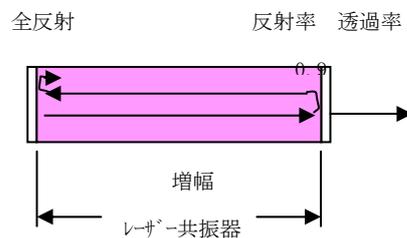


図7.1 レーザー発信器の概念図

7.2 エネルギー状態

レーザー共振器内でトータルゲインを1以上にするためには、光を増幅することで光の損失を補充しなければならない。光の増幅はレーザー共振器内の媒質である原子あるいは分子の状態遷移に伴う光の放出に基づいている。原子が光を放出する現象は量子力学の発生とその後の発展に大きく寄与した。以下では、原子と光の相互作用を通じて光の増幅と吸収過程を考察する。

原子を構成する電子は原子核によるクーロンポテンシャルに束縛されて運動する。電子が非常に小さな空間に閉じ込められている場合、電子の運動はある決められた軌道しか取れない。したがって、電子のエネルギーも飛び飛びの決められた値しかとれない。電子を空間の微小領域にとどめるためのポテンシャルはクーロンポテンシャルだけとは限らない。例えば、井戸型ポテンシャルは人工的に作る事が可能で、量子井戸デバイスとして実現され、レーザーとして用いられている。図7.2に示す井戸型ポ

テンシヤルでは、井戸が十分に深い場合は電子のエネルギーと波動関数は近似的に、

$$\text{エネルギー準位} \quad E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{\ell} \right)^2 \quad (7.1)$$

$$\text{波動関数} \quad \phi_n = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin\left(\frac{n\pi x}{\ell}\right) \quad (7.2)$$

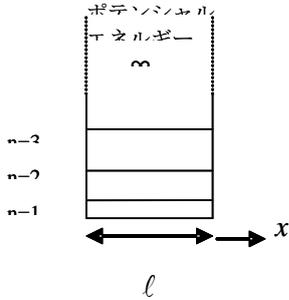


図7.2 井戸型ポテンシヤル

で与えられる。ここで、 n は量子数と言われる正の整数で、電子の状態を表す波動関数とその状態での電子のエネルギーを与える。 m 、 ℓ 、はそれぞれ電子質量、ポテンシヤル井戸の幅である。クーロンポテンシヤル（水素原子）の場合ではエネルギー準位、および状態関数は球座標表示で、

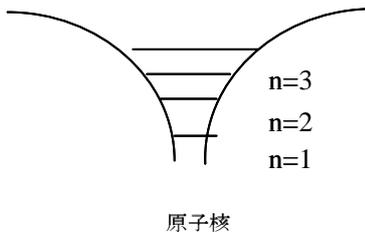


図7.3 クーロンポテンシヤル内のエネルギー準位

$$E_n = -\frac{me^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2 n^2} \quad (7.3)$$

$$\phi_n = R_{n\ell}(r) Y_\ell^m(\theta, \phi) \quad (7.4)$$

として与えられる。

ここで、 $R_{n\ell}(r)$ および $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ はそれぞれハンケル多項式と球面調和関数であり、 r 、 θ 、および ϕ は電子の位置を与える動径距離、方位角、そして天頂角である。 n 、 ℓ 、 m はそれぞれ主量子数、方位量子数、および磁気量子数であり、クーロンポテンシヤル中での電子の状態を記述する量子数である。電子のエネルギーは大体おおまかなところでは主量子数で決まるが、励起状態が高くなると方位量子数がエネルギーに影響を及ぼす。方位量子数は電子の軌道角運動量を決定する。

7.3 二準位系での光の吸収と放出

第6章では、原子のエネルギー準位間のエネルギー差に相当するフォトンエネルギーをもつ光を吸収して励起されること、また、その光に誘導されて光を放出し、下準位へ遷移すること、および光が無くても自然に下準位へ遷移して光を出すことを示した。準位1と2の状態にある原子の数密度をそれぞれ N_1 および N_2 、更に、光のエネルギー密度を $W(\omega)$ とする。ここで、 ω はフォトンの角周波数である。この過程を定量的に表すものとして、 $N_1 B_{12} W(\omega)$ は単位時間当たりに準位1から2へフォトン吸収して励起される原子数密度を、また $N_2 B_{21} W(\omega)$ は単位時間当たりに準位2から1へフォトン誘導放射して遷移する原子数密度を与えると考える。また、 $N_2 A_{21}$ は自然遷移により準位2から

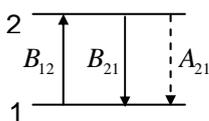


図7.4 二準位系

1 へ光子を出して遷移する原子数密度を与える。各順位に属する原子数密度、これをそれぞれの準位のポピュレーションと言う、が時間的に変化しない定常状態にあるとする。これは、原子が強度一定の光の場にさらされている状況である。このときは、準位 1 から 2 への遷移と準位 2 から 1 への遷移がつりあっていて各順位のポピュレーションは時間的に変化しない。したがって、次の関係が成り立つ。

$$N_1 B_{12} W(\omega) = N_2 B_{21} W(\omega) + N_2 A_{21} \quad (7.5)$$

更に、原子数密度を N とすれば、

$$N_1 + N_2 = N \quad (7.6)$$

が成り立つ。これから、

$$N_1 = \frac{(A_{21} + B_{12} W(\omega)) N}{A_{21} + 2B_{12} W(\omega)} \quad (7.7)$$

$$N_2 = \frac{B_{12} W(\omega) N}{A_{21} + 2B_{12} W(\omega)} \quad (7.8)$$

が得られる。ただし、 $B_{12} = B_{21}$ の関係を用いた。この結果を吟味してみる。まず、光が非常に弱い場合、つまり、 $W(\omega) \rightarrow 0$ とするならば、 $N_1 \rightarrow N$ および $N_2 \rightarrow 0$ である。つまり、準位 1 から 2 へ励起される原子はほとんど無い。逆に、光が非常に強い場合は $W(\omega) \rightarrow \infty$ とすると、 $N_1 = N_2 \rightarrow N/2$ となる。つまり、準位 1 と 2 にある原子数は等しい。この状態を輻射平衡という。 N_1 と N_2 は $W(\omega)$ の単調関数なので、2 準位系が光により励起される場合は必ず $N_1 > N_2$ が成り立つことが想定される。

7.4 二準位原子による光の吸収

原子が 2 つのエネルギー準位を持つとして、気体などの原子の集合体を光ビームが通過する際の光の吸収による光ビームの減衰を解析する。図 7.5 に示すように、単位断面積の光ビームが気体の中の面 A を通過する。この位置における光ビームの強度を I [W/m^2 あるいは $\text{J}/\text{s} \cdot \text{m}^2$] とする。このビームが気体中を dz 進み B 面に到達する。この位置においてビーム強度は $dI < 0$ だけ減少するものとする。A 面には 1 秒間あたり I [J] のエネルギーが入り、AB 間で 1 秒間あたり dI [J] のエネルギーが失われる。この 1 秒間あたりに失われるエネルギーは状態 2 の原子が状態 1 へ自然遷移することでもたらされると考える。というのは、まず (7.5) 式を書き直して、

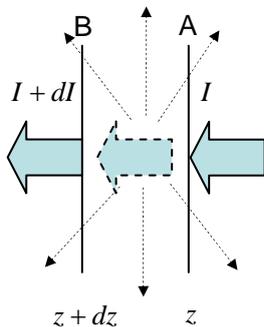


図7.5 光ビームの減衰

$$N_2 A_{21} = N_1 B_{12} W(\omega) - N_2 B_{21} W(\omega) = (N_1 - N_2) B_{12} W(\omega) \quad (7.9)$$

とすると、左辺は準位 2 から 1 へ自然遷移により落ちる原子の数密度を与える。1 個の原子は 1 個の光子を放出するので、 $N_2 A_{21} \hbar \omega$ はこれに伴って 1 秒あたりに放出される光エネルギーである。他方、左辺は光による励起と失活の差であり、励起にさいしては光の吸収が、失活に際しては光の誘導放射が行われる。誘導放射により放出される光は入射光と同じ周波数と方向をもつ。つまり、この過程で光ビームは増

強される。この吸収と放出の差は常に正であり、必ず光ビームの吸収が増強を上回るので、光ビームは減衰する。これが物質による光の吸収の原理である。自然遷移で放出される光は四方八方へ放射され、誘導放出光は入射ビームと同じ方向へ放射される。したがって、自然放出光が光ビームの損失としてカウントされる。まとめると、光ビームは AB 間の dz の距離で 1 秒間あたり、

$$(N_1 - N_2)B_{12}W(\omega)\hbar\omega dz \quad (7.10)$$

だけのエネルギーを失う。ところで、光のエネルギー密度は、ある特定の周波数の光についてなので、 $W(\omega)$ を単に W と書く。代わりに、原子のエネルギー準位は決まったエネルギーではなく、統計的に広がった値となっている。その原因はエネルギーについての不確定性原理とか、気体の分子運動に伴うドップラー効果による広がりである。この吸収率の波長依存性を $g(\omega)$ と書くと、光ビームの減衰量は、

$$dI = -(N_1 - N_2)B_{12}Wg(\omega)\hbar\omega dz \quad (7.11)$$

と表される。ここで、(7.7) (7.8) 式と

$$I = cW \quad (7.12)$$

を使うと、

$$\begin{aligned} dI &= -\frac{A_{21}NB_{12}Wg(\omega)\hbar\omega dz}{A_{21} + 2B_{12}W} = -\frac{I}{1 + \frac{2B_{12}I}{cA_{21}}} \frac{NB_{12}g(\omega)\hbar\omega}{c} dz = -\frac{I}{1 + \frac{2I}{I_s}} \frac{NB_{12}g(\omega)\hbar\omega}{c} dz \\ &= -\frac{I}{1 + \frac{2I}{I_s}} K(\omega) dz \end{aligned} \quad (7.13)$$

あるいは、

$$\frac{dI}{dz} = -\frac{I}{1 + \frac{2I}{I_s}} K(\omega) = -\alpha I \quad (7.14)$$

が光ビームが進むにつれて光強度の減少を与える微分方程式である。

ここに、

$$K(\omega) = \frac{NB_{12}g(\omega)\hbar\omega}{c} \quad (7.15)$$

また、

$$I_s = \frac{cA_{21}}{B_{12}} = \frac{h\omega^3}{2\pi^3c^2} = \frac{4hc}{\lambda^3} \quad (7.16)$$

を**飽和強度**と呼ぶ。ここまでの議論はアインシュタインの A 係数による自然放射や誘導吸収と放出におけるエネルギー準位の広がりを精密に考慮していない、やや大雑把なものである。原子のエネルギー準位における幅を取り入れることで、幅の付き方により、飽和強度の表現式は適当に変わってくる。この飽和強度が、光ビームの減衰の振る舞いを語るキーワードとなる。飽和強度は実験的に決められることが多い。

まず、 $I \ll I_s$ ならば、(7.14) 式は、

$$\frac{dI}{dz} = -K(\omega)I \quad (7.17)$$

となり、この解は、
$$I = I(0)\exp(-K(\omega)z) \quad (7.18)$$

で与えられる。この結果は $K(\omega)$ は吸収率を与えることを示す。つまり、(5.63) 式における k'' のことであり、これを原子の準位間での遷移確率で与えたことになる。この場合の光の吸収現象は我々の身の回りで起こる光吸収を表現する。

次に、 $I \gg I_s$ の場合は (13) 式は

$$\frac{dI}{dz} = -\frac{I_s}{2}K(\omega) \quad (7.19)$$

となり、

$$I = -\frac{I_s K(\omega)}{2}z + I(0) \quad (7.20)$$

となり、光強度はビームの進行に応じて線形に減少する。これを**飽和吸収**という。あるいは吸収が飽和されたという。

さらに精密な議論によると、強い光に対しては誘導吸収と誘導放射がほぼつりあって、自然放射が相対的に無視できるようになり、原子による吸収が非常に弱くなる。このとき、物質は透明体として振舞う。

7.5 光の増幅とレーザー

多数の原子が熱平衡状態になっていると、原子のエネルギー準位 1 と 2 のポピュレーション N_1 と N_2 との間には常に、 $N_1 > N_2$ の関係が満たされている。それは、温度 T で熱平衡にある統計集団のポピュレーションはボルツマンの法則

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (7.21)$$

に従うからである。ここで、 E_1 と E_2 はそれぞれ準位 1 と 2 のエネルギー、 k はボルツマン定数である。原子のエネルギー準位は $E_1 < E_2$ であるので、(7.21) 式の指数部分は“正の”温度で常に負である。したがって、常に $N_1 > N_2$ である。このことから、通常は (7.11) 式で与える光の変化量は常に負であり、光は必ず減衰する。つまり、原子集団は吸収媒質として振舞う。

ところで、もしポピュレーションの大小関係が逆転し、 $N_1 < N_2$ にすることが出来れば、光を増幅することが出来る。しかし、この状況は熱平衡状態では実現できない。もし、 $N_1 < N_2$ が成り立つならば、

(7.21) 式によれば**温度が負の状態**といえる。以下にこの状況を実現するための方法を説明するが、温度がマイナスになるということではない。温度というのは熱平衡状態で定義されるものであり、ポピュレーションの反転 (**反転分布**という) は熱平衡状態では実現できない。反転分布が形成されると、

(7.14) 式は、

$$\frac{dI}{dz} = \frac{I}{1 + \frac{2I}{I_s}} K(\omega) = \gamma I \quad (7.22)$$

となり、マイナスの記号が消える。更に、 $I \ll I_s$ ならば、(7.22) 式は、

$$\frac{dI}{dz} = K'(\omega) I \quad (7.23)$$

となり、この解は、

$$I = I(0) \exp(K'(\omega) z) \quad (7.24)$$

で与えられ、光ビーム強度は進行と共に増大する。つまり、光は増幅される。この、光が弱い状況での増幅を小信号増幅、 $K'(\omega)$ を小信号利得係数と呼ぶ。次に、 $I \gg I_s$ の場合は (7.22) 式は

$$\frac{dI}{dz} = \frac{I_s}{2} K'(\omega) \quad (7.25)$$

となり、

$$I = \frac{I_s K'(\omega)}{2} z + I(0) \quad (7.26)$$

となり、光強度はビームの進行に応じて線形に増大する。これを飽和増幅という。あるいは増幅が飽和されたという。このように、吸収と増幅は裏と表の関係になっている。ところで、次に示すように、反転分布は 2 つの準位間に共鳴する光で励起するだけでは実現できない。反転分布を形成するために 2 つ以上のエネルギー準位を利用するが、反転分布形成のメカニズムにより、 $K'(\omega)$ は異なる表現となる。

7.5.1 3 準位レーザー

反転分布 $N_1 < N_2$ を実現する方法として、最も単純な方式は 3 つのエネルギー準位を使うことである。

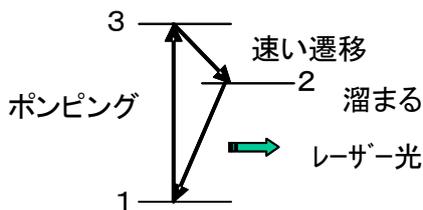


図7.6 三準位系

図 7.6 にそのスキームを示した。ここで、最初原子系は熱平衡状態にあるとする。このとき、3 つの準位の各ポピュレーションは N_1 、 N_2 、および N_3 である。これ等の間には $N_1 > N_2 > N_3$ の関係がある。ここで、準位 1 から 3 へ共鳴する光で励起する。準位 3 に励起された原子は準位 2 か 1 へ遷移する。準位 2 へ遷移すれば、引き続いて準位 2 から 1 へ遷移する。この 1→3 へ励起することをポンピングという。ポンピングを継続すると、3→1、3→2、2→1 の遷移が継続して生じ、各準位のポピュレーションが時間的に一定である

定常状態に落ち着く。ここで、もしポンピング 1→3 が充分強く、かつ遷移 3→2 が非常に速く、遷移 2→1 が遅いならば、準位 2 に居る原子数が準位 1 に居る原子数より多いという状況、つまり準位 2 と 1 の間に反転分布を実現できる。

3 準位系を用いて光の増幅を行う例がルビーレーザーである。ルビーレーザーでは基底状態 1 から準位 3

に光を用いて励起する。準位 3 に励起された原子は速やかに準位 2 に遷移する。これに要する時間は数 100 ピコ秒のオーダーである。このとき原子はエネルギーを放出するが、レーザー媒質の格子振動などの熱に変わる。準位 2 の寿命は長く数 100 μ s のオーダーである。したがってポンピングすることで**レベル 2 の状態に原子は溜まっていく**ことになる。ポンピングを強くしていれば、つまりポンプ光のパワー密度を大きくしてやれば、次第に $N_2 > N_1$ の状態にもっていくことができる。ポンピングにより、準位 2 の原子数が増え準位 1 の原子数が減っても、準位 2 の原子数と準位 1 の原子数の和は一定値 N_0 であることに注意すると、 $N_2 = N_1 = N_0/2$ になったとき、この準位間に共鳴する光は媒質中を透過することで減衰しなくなる。つまり増幅が始まる。

次に、3 準位系のスキームで光がどのように増幅されていくのかを吟味する。原子の数密度を N とすると、

$$N_1 + N_2 + N_3 = N \quad (7.27)$$

$$\text{準位 3 への励起と脱励起} \quad \frac{dN_3}{dt} = RN_1 - \left(A_{31} + \frac{1}{\tau_{32}} \right) N_3 = 0 \quad (7.28)$$

$$\text{準位 2 への励起と脱励起} \quad \frac{dN_2}{dt} = N_1 B_{12} W - (B_{21} W + N_2 A_{21}) N_2 + \frac{N_3}{\tau_{32}} = 0 \quad (7.29)$$

$$\text{準位 1 からの励起と他準位からの脱励起} \quad \frac{dN_1}{dt} = A_{31} N_3 + (B_{21} W + A_{21}) N_2 - (R + B_{12} W) N_1 = 0 \quad (7.30)$$

(7.27) 式は非定常状態でも成り立つが、(7.28) ~ (7.30) 式は定常状態で成り立つものである。(7.28) ~ (7.30) 式は連立同次方程式なので、これだけからは解は一意的に決まらない。これ等を解いて解を求めるためには (7.27) 式が必要である。ただし、準位の差 $N_1 - N_2$ を見るのであれば、(7.28) 式から N_3 を求め、(7.29) 式へ代入すればよい。実際、(7.29) 式から N_3 を消去することで、

$$N_2 = \frac{(R + \tau_{32} A_{31} B_{12} W + B_{12} W) N_1}{(\tau_{32} A_{31} + 1)(A_{21} + B_{21} W)} \quad (7.31)$$

が得られ、分布の差として

$$N_1 - N_2 = \left\{ 1 - \frac{(R + \tau_{32} A_{31} B_{12} W + B_{12} W)}{(\tau_{32} A_{31} + 1)(A_{21} + B_{21} W)} \right\} N_1 = \frac{(\tau_{32} A_{31} + 1) A_{21} - R}{(\tau_{32} A_{31} + 1)(A_{21} + B_{21} W)} N_1 \quad (7.32)$$

が求まる。この結果からポンピング率 R [sec^{-1}] が、

$$R > (\tau_{32} A_{31} + 1) A_{21} \quad (7.33)$$

であれば、 $N_1 - N_2 < 0$ とでき、反転分布が実現される。この結果は定性的に納得できるものである。実際のレーザーに用いる媒質の場合、 $A_{31} \approx 10^6 \sim 10^3$ 、 $\tau_{32} \approx 10^{-11} \sim 10^{-9}$ 程度なので、 $\tau_{32} A_{31} \ll 1$ であり、(7.33) 式の条件は

$$R > A_{21} \quad (7.34)$$

となる。この結果の意味を理解するために、この 3 準位系で起こっている状況を思い描く。まず、ポンピング R により原子は準位 1 から 3 へ励起される。準位 3 からは準位 1 へ光を出しての自然遷移お行い、準位 2 へはレーザー媒質 (固体) の格子振動などへの緩和による脱励起により遷移する。この準位 3 から自然遷移を行う原子数は毎秒 $A_{31} N_3$ であり、振動緩和により準位 2 へ遷移する原子数は

N_3/τ_{32} である。したがって、遷移 $3 \rightarrow 1$ と $3 \rightarrow 2$ を起こす原子数密度の比は $A_{31}N_3/(N_3/\tau_{32}) = A_{31}\tau_{32} \ll 1$ であり、準位 2 への遷移が支配的である。したがって、 R で励起された原子はほとんど準位 2 へ遷移する。つまり、毎秒 RN_1 個の原子が準位 3 へ励起され、そのまま準位 2 へと移行する。引き続き、準位 2 から 1 へ自然遷移を行うが、その毎秒当たりの原子数は $A_{21}N_2$ である。最初、 $N_2 \approx 0$ であったが、準位 3 から 2 への遷移は非常に短時間で生じ、遷移 $2 \rightarrow 1$ の割合を上回っていれば、いずれは準位 2 の原子が増える。さらに、遷移 $3 \rightarrow 2$ は高速なので、準位 3 にはほとんど原子が残っていない。したがって、準位 1 と 2 の原子数の差がゼロになるとき、励起するまえの原子の半分 $N/2$ が準位 1 に、残りの半分が準位 2 に落ち着く。このときは、準位 2 へ遷移する原子数と準位 2 から 1 へ脱励起される原子数が釣りあっていて、 $RN/2 = A_{21}N/2$ あるいは $R = A_{21}$ が成り立っている。これが準位 1 と 2 の間で反転分布が生じる閾値条件であり、条件(7.34)式を満たす R で反転分布、および光ビームの増幅が行われる。

7.5.2 4 準位レーザー

Nd³⁺:YAGレーザーで代表される 4 準位系では、図 7.7 に示すように準位 0 を基底状態とし、ポンピングにより準位 3 に励起する。準位 3 から 100ps オーダーの速い遷移により準位 2 に移る。このとき差額のエネルギーは熱エネルギーとして結晶などのレーザー媒質へ与えられる。状態 2 から 1 への自然遷移寿命はゆっくりしていて Nd³⁺:YAGレーザーの場合では 200 μ s 程度である。更に、状態 1 から 0 への遷移は速い。ポンピングが無く、原子が熱平衡になっているときはほとんどの原子が状態 0 に入るため、 N_1 、 N_2 共にほとんどゼロである。したがってポンピングが始まれば状態 2 の原子数は状態 1 の原子数より大きくなる。4 準位系は 3 準位系に比べ反転分布を生じやすい。

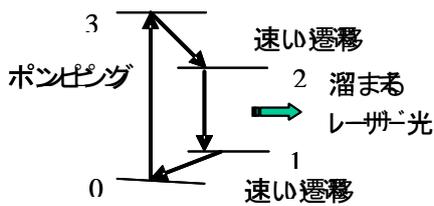


図 7.7 四準位系

7.6 レーザー出力

準位間に反転分布が形成されれば、準位間の遷移エネルギーと一致する光子エネルギーの光ビームが増幅される。レーザーの概略を模式的に図 7.8 に示す。反転分布を達成する媒質を 2 枚のミラーで挟み、光ビームがミラーの間を正確に往復するように調整しなければならない。この図で、 I_R はレーザー出力ミラー方向に進む光ビームで増幅媒質により増幅される。反射率 R_1 のレーザーの出力ミラーにより一部透過されこの光ビームは弱くなって反射し、反対方向のビーム I_L となる。このビームは増幅され、反射率 R_2 のミラーで反射されることで減少される。このようにして、

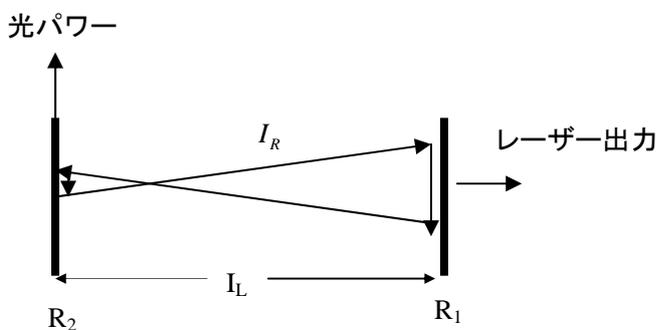


図 7.8 共振器内部循環パワー

光ビームの強度が常に一定になっているということは、つまり利得係数が発振の閾値に落ち着いているということである。発振閾値の利得係数を1回往復での損失率 L であらわそう。レーザー共振器内で光軸に沿ってレーザービームの強度が少ししか変化しないとすれば、増幅率 γ は一定値となり、レーザー発振するために必要な閾値 γ_t は次式を満たす。

$$e^{2\gamma_t \ell} (R_1 R_2 e^{-2\alpha \ell}) = 1 \quad (7.35)$$

ここで、 $(R_1 R_2 e^{-2\alpha \ell})$ は光ビームが1回往復したときに損失により何倍まで減少するかを意味する。つまり $(1-L)$ を表す。たとえばこの値が0.9なら光ビームのパワーが損失により0.9倍になるということであり、この場合の損失率 L は0.1ということになる。したがって、(7.35)式は

$$e^{2\gamma_t \ell} (1-L) = 1 \quad \text{あるいは} \quad \gamma_t = \frac{1}{2\ell} \ln \left(\frac{1}{1-L} \right) = -\frac{1}{2\ell} \ln(1-L) \quad (7.36)$$

と書ける。更に $L \ll 1$ の場合に自然対数をベキに展開して第1項まで取ると、 $\ln(1-L) \sim -L$ なので

$$\gamma_t = \frac{L}{2\ell} \quad (7.37)$$

と表せる。これは、利得係数を1往復における損失と利得媒質の長さだけで与える非常に単純な表現である。

更に、レーザーの中で光ビームはレーザーの出力ミラーに向かうものと反対側に向かうものが同時に存在している。CWレーザーの場合、 $R_1 \sim 0.9$ 、 $R_2 \sim 1$ なので、これらの双方向のビームはほとんど同程度の値を持つ。この値を“循環している光ビーム強度”という意味で I_{cir} と呼ぶならば、原子が感じる光強度 I_ν は $\sim 2I_{cir}$ と近似できる。したがって、式(7.27)は

$$\gamma_t = \frac{G(\omega)}{1 + \frac{2I_{cir}}{I_s}} \quad (7.38)$$

となり、この関係から、レーザー内部循環パワー密度 I_{cir} は γ_t に(7.37)式を用いることで

$$I_{cir} = \frac{I_s}{2\gamma_t} (G(\omega) - \gamma_t) = \frac{I_s}{2} \left(\frac{2G(\omega)\ell}{L} - 1 \right) \quad (7.39)$$

として求めることができる。

レーザーの出力パワー P_{out} は出力ミラーに向かって進む光ビーム、つまり内部パワー密度 I_{cir} にレーザーの出力ミラーの透過率 T を掛け、レーザー媒質でレーザー発振に寄与している部分の断面積 A （これはつまりレーザービームの断面積になる）を掛ける事で与えられる。

$$P_{out} = AI_{cir}T \quad (W) \quad (7.40)$$

ここで、損失率 L をレーザーミラーの透過率 T とそれ以外の、例えば利得媒質の吸収率 L_i にわけて、 $L_i + T$ と書けるので、レーザー出力は

$$P_{out} = \frac{ATI_s}{2} \left(\frac{2G(\omega)\ell}{L_i + T} - 1 \right) \quad (7.41)$$

で与えられる。 $G(\omega)$ は反転分布を発生する方式に複雑に依存する。レーザーを設計するときは、適当なモデルで計算して求めるが、最終的には励起パワーを変えて、対応するレーザーパワーを計測することで、実験的に求める場合が多い。

7.7 様々なレーザー

表 7.1 に現在使われているレーザーに用いるレーザー媒質と反転分布生成のための励起方式を示す。

表 7.1 レーザー媒質による分類

レーザーの種類	レーザー媒質	励起方式
固体レーザー	レーザー結晶	光学的
気体レーザー	気体	放電
自由電子レーザー	電子ビーム	電子加速とウイグラー
色素レーザ	色素溶液	光学的
半導体レーザー	量子井戸など	電流

レーザーが発明されてから約 50 年経過したが、その前半は反転分布を生じやすい原子・分子のエネルギー準位の探索であった。発見の糸口は、既に知られている発光スペクトルと吸収スペクトルに対して、反転分布の生成しやすさ、および励起方式が可能か、などの試行錯誤から得られた。光を扱う研究者にとって、光るものが研究のターゲットであった。開発されて以来 50 年近く利用され、改良を加えられてきた二酸化炭素 (CO₂) レーザーでは、波長が 10 μ 帯のスワンバンドという発光スペクトル帯が使われる。そもそもこの発光バンドは地球大気による太陽光の非常に強い吸収スペクトルとして知られていた。それにより沢山のデータと知見の蓄積があったので、反転分布形成の可能性を提供できた。今日まで沢山のレーザー線が発見されてきたが、市場に出ているレーザーとしては数種類に絞られている。現在利用されている固体レーザー媒質を表 7.2 に掲げる。

表 7.2 固体レーザー媒質と発振波長

ルビー	Ruby	6943, 6929nm
ネオジミウム・ヤグ	Nd:YAG	1064nm
ネオジミウム・ガラス	Nd:Glass	1050nm
イッテリビウム・ヤグ	Yb:YAG	1030nm
エルビウム・ヤグ	Er:YAG	1530nm
アレキサンドライト	Alexandrite	700-818nm
チタン・サファイア	Ti:Sapphire	700-900nm
クロム・ライサフ	Cr:LiSAF	780-920nm
etc.		

固体レーザーの例として、ネオジミウム・ヤグ(Nd:YAG)レーザーの例を挙げる。このレーザー媒質はネオジミウムイオンをヤグ(YAG)結晶にドーブしたものである。YAG結晶は(Y₃Al₅O₁₂)で構成され、機械的に強く、結晶であるために熱伝導率も高い。固体レーザー媒質は光でポンプすることで、熱が発生し、結晶母材を歪ませ、場合によっては破壊される。したがって、熱伝導性が良ければ、放熱効果が良く、結晶の冷却効率が高いので結晶の歪みや破壊を免れる。図 7.9 にNd:YAG結晶内のNd³⁺イオンのエネルギー準位を示す。レーザーの発振波長とエネルギー準位として何種類かが知られていて、目的に応じて選択される。この例は最もレーザー発振効率が高いことで知られている。ポンピングは波長が 808.7nmの光で行い、レーザー発振波長は 1064nmである。反転準位を形成するために 4 準位が用いられる。このレーザーについてはおびただしい数の研究と開発の歴史があり、安定した性能で市場へ供給されている。図 7.10 に自作の超小型Nd:YAGレーザーの構築例を示す。Ndを約 1%ドーブした結晶を厚さ 3mmにカットしたものを使っている。808nmのポンプ光はレーザーダイオード(LD)から得られ、レンズで結晶の端面から光軸に沿って入射させる。この

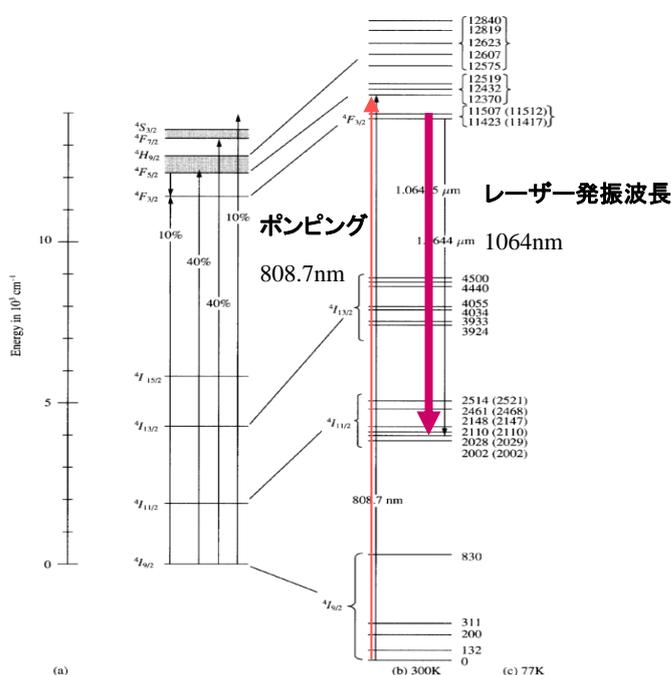


図7.9 Nd:YAG のエネルギー準位

結晶端面には波長 1064nmの光を 99.9%以上反射する薄膜をコーティングし、レーザーミラーの一つを構成する。出力ミラーは反射率 90%の凹面鏡である。凹面にしたのは、光の往復において損失を極

力少なくするためである。レーザーではこのような、共振器設計が重要となる。リアミラーと出力ミラーとの間隔は約 15mmである。このレーザーからの出力ビームパターンを出力ミラーからの距離を変えて測定した例を図 7.11 に示す。レーザービームはマルチモードとなっていることが分かる。

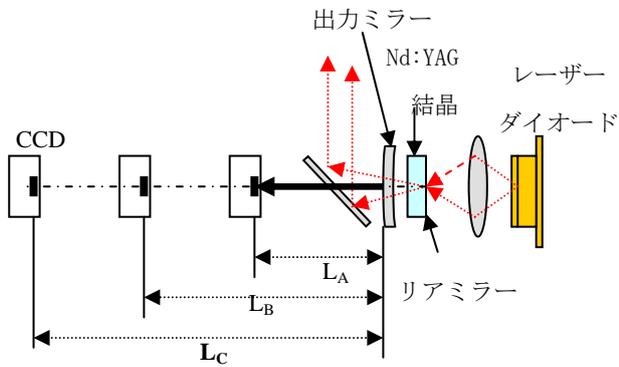
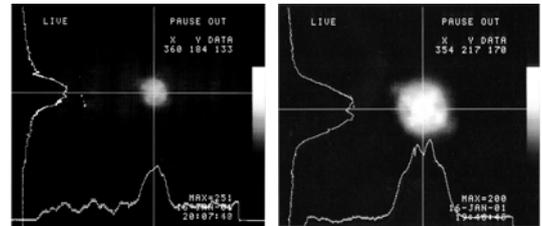
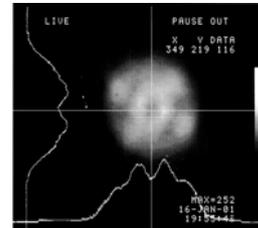


図7.10 Nd:YAGレーザー構築例
(岡崎学 2000年度卒業研究論文)



A: L=5cm

B: L=10cm



C: L=25cm

図7.11 レーザービームパターン