

新しい光 "レーザー" (その I)

近畿大学 理工学部 久保宇市

New Light "LASER"

Department Electrical Engineering, Faculty of
Science and Technology, Kinki University

Uichi KUBO

1. はじめに

レーザー (LASER) とは Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation の頭文字をとってできた合成語であり、直訳すると「放射の誘導放出による光増幅」となる。レーザーの歴史的背景としては電波技術の進歩があげられ、レーザー以前にはマイクロ波領域の発振に成功し、メーザー (MASER) と名づけられた。従って、マイクロ波領域を扱うメーザーを光領域におきかえた現象がレーザーである。

従来の白熱電燈をはじめ各種放電燈などから出る光は周波数、振幅ともに変動して時間的、空間的に一定ではない。これに対して、レーザー光は電波と同じように位相がそろい、波長が一定しており、単色性、指向性のすぐれた光ビームの特徴をもっている。前者の光を自然放出光、後者を誘導放出光とよぶ。

2. レーザーの発振機構¹⁾

原子や分子は光を吸収したり、放出したりするが、その過程には吸収、自然放出および誘導放出の3種類があり、レーザー発振の基礎になる現象である。これら原子(分子)と光(電磁波)の相互作用とレーザー発振との関係、レーザー発振の機構について述べる。

2-1 光の吸収と放出

物質を構成する原子構造は、Bohrの水素原子模型で一般に説明されている。電子は原子核のまわりのいくつかのとびとびの軌道に沿ってまわっており、各軌道に属する電子はその軌道で決まる一定のエネルギーをもっている。この軌道に対応するエネルギーは連続的に変わるものではなく、軌道ごとにとびとびの値をもつ。電子が軌道を変えるときにはFig 1に示されるように軌道間のエネルギー差に相当したエネルギーの吸収、または放出が行なわれる。この光放出のなかには、自然放出と誘導放出とよばれる二つの種類がある。光は、このように原子あるいは分子のエネルギー準位間の遷移によって発生する。

まず、原子の内部エネルギーの二つの準位をそれぞれ E_1, E_2 (ただし、 $E_1 < E_2$)、その差に相当する振動数の光 (ν) が、 E_1 の状態にある原子に到来すると原子は E_1 から E_2 のエネルギーの高い状態へ移る確率がある(これを遷移確率という)。ここで、原子が E_2 の状態へ遷移したとすると、原子によって光は吸収されたことになる。このエネルギーの高い E_2 の状態を励起状態、その原子を励起

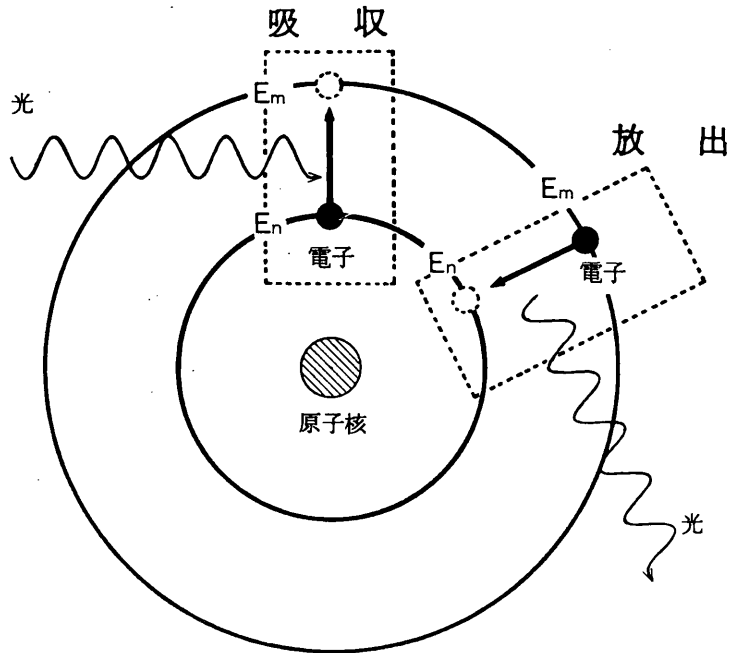


Fig1. Bohrの水素原子模型

原子という。励起状態の寿命は一般に非常に短く ($10^{-7} \sim 10^{-9}$ sec 程度)、エネルギーの低い状態 (E_1) へ移ろうとする。原子が高いエネルギー状態 (E_2) から低い E_1 の状態に移るとき、通常、そのエネルギーの差は光として外部に放出する。この場合、発する光の振動数は Bohr の条件によって定まる。

ここで、Bohr の条件によるエネルギーと光の振動数との関係を(1)式に示す。

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 h は Planck 定数 ($\doteq 6.6 \times 10^{-34}$ Jsec) である。

また、光の振動数 ν_{21} に相当する波長 (λ_{21}) とエネルギー差 (ΔE) の関係は、

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{\Delta E}{h} \text{ より}$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta E (\text{eV}) &= h \nu_{21} = \frac{ch}{\lambda_{21}} \doteq 12,400 \times \frac{1}{\lambda_{21} (\text{\AA})} \\ \lambda_{21} (\text{\AA}) &= 12,400 \times \frac{1}{\Delta E (\text{eV})} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 c は光速である。

すなわち、エネルギー 1 eV は光波長 12400 \AA に相当する。たとえば、He-Ne レーザーの 6328 \AA は、 $\Delta E \approx 1.96\text{ (eV)}$ の遷移によって発生した光である。また、光波長 (cm) の逆数を取り、カイザーとよぶ単位 K で表わすこともある。

2-2 自然放出

エネルギーの高い状態に励起された原子 (または分子) は、すでに述べたごとく不安定で、外部から何らの作用がなくてもエネルギーの低い状態に移ろうとし、この過程で (1) 式を満たす光を発する。このように外部からの作用がなくても光放出を行う場合を自然放出という。この場合、光の位相、進む方向は無秩序で、通常の白熱電燈、蛍光燈から出る光をはじめ、発光の大部分はすべて自然放出光である。

一般に、高いエネルギー状態に励起された原子の自然寿命は自然放出の起こる確率 (A) の逆数で表わされる。可視光 (周波数 $\nu \approx 10^{15}\text{ Hz}$) の場合、 A の値は $10^7 \sim 10^9\text{ sec}^{-1}$ で、励起原子の自然寿命 ($1/A$) は $10^{-7} \sim 10^{-9}\text{ sec}$ となり、励起原子は非常に短い時間に光を放出して、低いエネルギー状態へ移ることがわかる。また、自然放出の確立は周波数 (ν) の 3 乗に比例するので、可視光より波長の長いマイクロ波などでは非常に小さい値となり、自然放出はほとんど起こらないと考えてよい。

2-3 誘導放出²⁾

高いエネルギー状態にある原子は、自然に低いエネルギー状態に遷移して光を発するが (自然放出)、このほかに E_2 状態にある原子に $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ を満足する振動数の光が入射すると、この入射光と同じ位相、同じ振動数の光を放出して低いエネルギー状態 E_1 へ遷移する確率がある。この場合の光放出を誘導放出といい、レーザー発振はこれによるものである。吸収、自然放出および誘導放出のモデルを Fig. 2 に示した。

一般に、誘導放出と吸収の確立は等しい。また、自然放出と誘導放出の確率の比は周波数 ν^3 に比例するので、光の波長が短くなって、周波数が高くなるに従って、誘導放出の割合は自然放出に比べて非常に少なくなる。

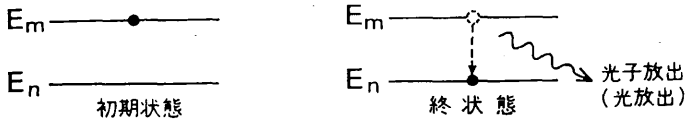
2-4 反転分布

多くの原子が熱平衡状態にあるとき、高いエネルギー状態 (E_2) にある原子数 (N_2) と低いエネルギー状態 (E_1) にある原子数 (N_1) の比は Boltzmann の式で与えられる。

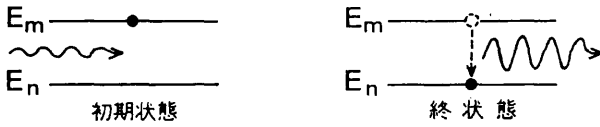
$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left\{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}\right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 k は Boltzmann 定数 ($\approx 1.38 \times 10^{-23}\text{ J/}^\circ\text{K}$)、 T は絶対温度である。

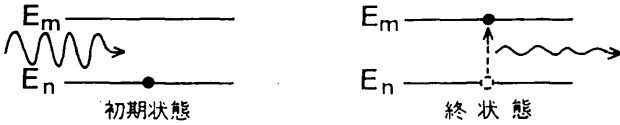
$$\nu_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h}$$



(a) 自然放出



(b) 誘導放出



(c) 吸収

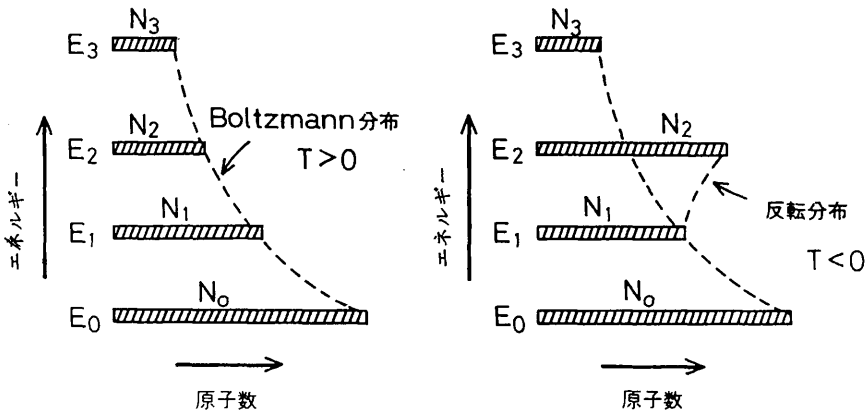
Fig2. 原子、分子と光の相互作用

従って、熱平衡状態ではFig 3の(a)で示すように $N_1 > N_2$ であるから、吸収に関与する原子数(N_1)は誘導放出の原子数(N_2)より多い。誘導放出、吸収の確率は等しいから、 $N_1 - N_2$ に比例する光が見かけ上の吸収として観測される。この時の吸収係数を Γ_{12} とすると、

$$\Gamma_{12} \propto (N_1 - N_2) > 0$$

となり、 $\Gamma_{12} < 0$ の場合吸収係数は負になり、エネルギーに対する原子数の分布は反転分布になる。すなわち、

$$E_2 > E_1 \text{ で } N_2 > N_1 \text{ の}$$



(a) 熱平衡状態

(b) 反転分布(負温度)状態

Fig3. 原子のエネルギー分布

条件が成り立つ。

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left\{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}\right\} > 1 \dots\dots\dots (4)$$

(4)式を満足させるためには $T < 0$ でなければならない。ここで、仮想的な負の絶対温度が定義され、負温度状態、反転分布状態とよばれる。しかし、系全体の分布が逆転するのではなく Fig. 3 の (b) のごとく局所的な準位間に起こる。この状態の媒質中を光が伝播するとき増幅が生じる。これを Fig. 4 に示した。

2-5 励起

吸収に打ち勝って誘導放出を原子系に起こさせるには、何らかの方法で $N_2 > N_1$ の状態(反転分布状態)を実現しなければならない。この状態を作り出す方法としては、三つまたは四つのエネルギー準位間の

遷移を利用する3準位法または4準位法がある。3準位レーザー、4準位レーザーの例を Fig.5 に示す。4準位レーザーの例で④の準位と①の準位のエネルギー差が kT とほぼ同じか、または kT より小さい場合には3準位レーザーになる。ここで、まず基底状態④にある原子を③の状態に励起する。この励起には気体レーザーでは放電、固体レーザーでは光を用いることが多い。③の状態に励起された原子は熱平衡状態の分布にもどろうとする。この遷移の原因としては自然放出、気体では原子間の衝突、固体では結晶格子と熱的な相互作用などが考えられる。③から②への遷移確率が大きく、準位①にある原子の寿命が②の原子の寿命より短いと、②と①の準位間に

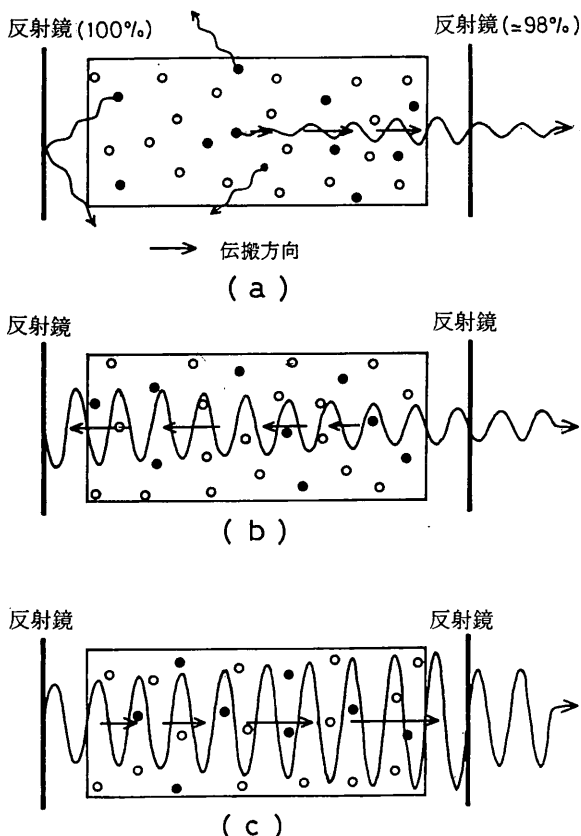


Fig 4. 反転分布媒質中での光増幅

反転分布状態が形成される。

反転分布状態にある媒質中を光が通過すると、その光に比例した誘導放出光が発生し、光増幅が行われ、レーザー発振に至る。この場合、媒質外から光を入射させなくても、自然放出光によって誘導放出が生じる。媒質の単位長さ当たりの増幅量は小さいので、レーザー発振を起こさせるには非常に長い媒質を必要とする。しかし、実際には媒質の両端面に反射鏡を設け、光を何回も媒質中を往復させ、媒質との作用長を稼いでいる。

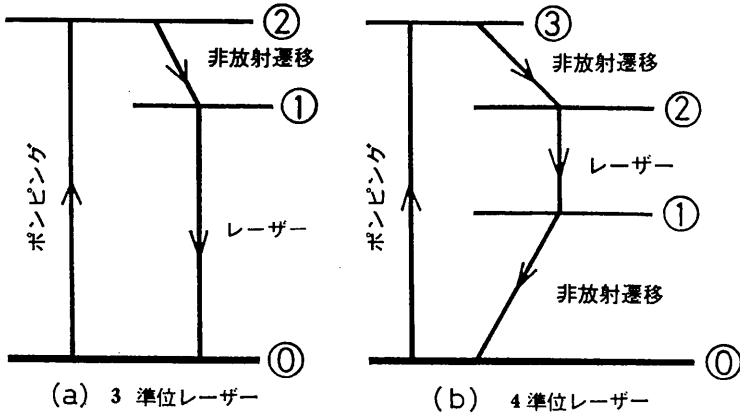


Fig 5. 3準位レーザーと4準位レーザー

2-6 発振条件³⁾

原子のエネルギー分布が反転している媒質中を伝播する光は誘導放出によって増幅されるが、単一光路長 l 当たりの増幅利得 G_l は(5)式で与えられる。

$$G_l = \exp \{ \sigma (N_m - N_n) - \alpha \} l \dots\dots\dots (5)$$

N_n 、 N_m はエネルギー状態 E_n 、 E_m の原子数 ($E_m > E_n$)、 l は共振器の長さ、誘導放出の起こる割合を決める断面積 σ は、Einstein の B 係数を用いて $\sigma = h\nu B_{mn}/c$ で表わされる。 ν はレーザー周波数、 α は媒質中の光吸収、散乱などによる損失を示す減衰係数である。このとき増幅に必要な反転分布は次式で与えられる。

$$N_m - N_n > \frac{\alpha}{\sigma} \dots\dots\dots (6)$$

このような増幅作用に正のフィードバックを与えると自励発振を起こす。このために、2枚の相対する反射鏡を組み合わせた光共振器が用いられる。2枚の鏡の間を光が何回も往復して誘導放出を繰り返し、共振器内の損失を上回る増幅が得られると発振を生じる。

反射率 R_1 (%)、 R_2 (%) の反射鏡で構成された光共振器の中に長さ l 、増幅利得 G_l の反転分布媒質がある場合、一方の反射鏡近くで強度 1 の光が自然放出で発生したとすると、媒質中の

距離 l を通過し他端に達したときは G_l に成長する。この光は反射鏡 1 で反射され、出発点にもどったときは、 $R_1 G_l^2$ に成長する。これが $R_1 R_2 G_l^2$ となって再び反射されるが、これが最初の光強度 1 より大きければ、このような過程の反復によって発振に至る Fig. 6。従って、発振条件は $R_1 R_2 G_l^2 = 1$ で(5)式の関係より次式で表わされる。

$$R_1 R_2 \exp 2 \{ \sigma (N_m - N_n) - \alpha \} l = 1 \dots\dots\dots (7)$$

レーザー光は透過率 $(1-R)$ の反射鏡より取り出し、他方の鏡の反射率は 100% であるから、 $R_1 = 1$ 、 $R_2 = R$ とすれば、

$$2 \sigma (N_m - N_n) l = 2 \alpha l - \log R \dots\dots\dots (8)$$

右辺第 1 項は媒質中での損失、第 2 項は共振器外へ取り出す光の量で、これらの和が媒質中の増幅利得とつり合っている。従って、 $N_m - N_n$ がレーザー発振の閾値を与える反転分布である。 σ と R が大きいほど発振閾値は小さくなる。

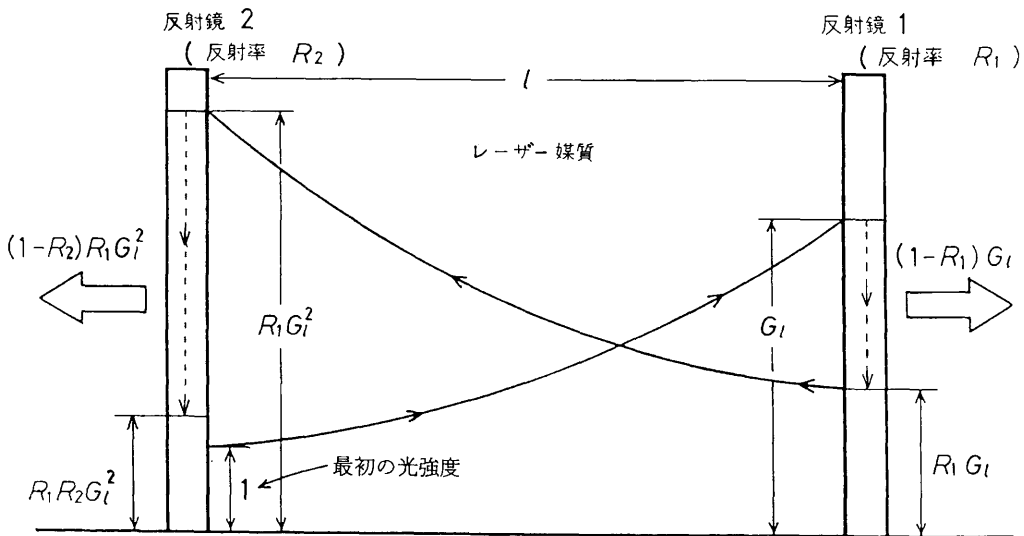


Fig 6. レーザー発振の条件

参 考 文 献

- 1) 久保宇市、難波 進：レーザー医学 第 1 章、中山書店、東京 (1980)
- 2) 霜田光一、矢島達夫：量子エレクトロニクス、P.28~35、裳華房、東京 (1972)
- 3) 浅貝義弘(監)：レーザー工学、P.17~20、東京電機大学出版局、東京 (1972)