

第20章 物理エネルギーコース実験概要

機械工学の分野においては自らレーザーの発振器を設計する機会は希であるとしてもレーザーを利用する計測や加工などは避けては通れなくなっている。我々の身の回りではコンパクトディスク、レーザープリンター、バーコードリーダーやポインターなど半導体レーザーがあふれ、レーザー溶接やレーザー切断等の機械加工、そしてレーザー分光、ホログラフィー、レーザー治療等の計測や医学の分野でその重要性が急激に高まっている。レーザー発振が実証されたのが1960年のことであるから、レーザー技術の発展の勢いはコンピュータ技術と匹敵するものである。本実験においては、レーザーの基礎原理を理解するとともに、機械工学への応用例として干渉による位置の計測を行う。

1. はじめに

本実験は、レーザー発振の原理とレーザー光の特性の基礎を理解し、これを工学に応用するための準備をおこなうことを目的とする。実験は以下の3テーマよりなる。

- (1) レーザー発振の原理 (3節)： 基本的なレーザーの発振原理について理解することを目的とし、ユーザーとしてレーザー光を応用するうえで必要な知識とキーワードを理解する。
- (2) レーザー光の特性 (4節)： レーザー光の周波数、縦モード、横モード、偏光、出力などを測定することによってレーザー光の特性を浮き彫りにする。また、レーザー光学と密接に関わるブルースター角やウエストについても実験を通じて理解する。
- (3) レーザー光のコヒーレンスと計測への応用 (マイケルソン干渉計) (5節)： レーザー光の特徴である単一波長性とコヒーレント性を利用した計測への応用例を試みる。また、レンズやビームスプリッター等の周辺光学技術についても理解を深める。

本実験は現在計画段階であり、本章の多くは学習すべきレーザーの基礎に関する一般的な説明に割いた。

2. 電磁波のスペクトルとレーザー光

光は電場と磁場が変動する横波すなわち電磁波 (electromagnetic wave) としてとらえられる。図1に電磁波の波長スペクトルと既存の主なレーザーとの波長を比較して示した。レーザー発振の原理と関連して光と物質との相互作用を考えるうえでは、電磁波の波長を光子のエネルギーとして捉えるのが便利である。

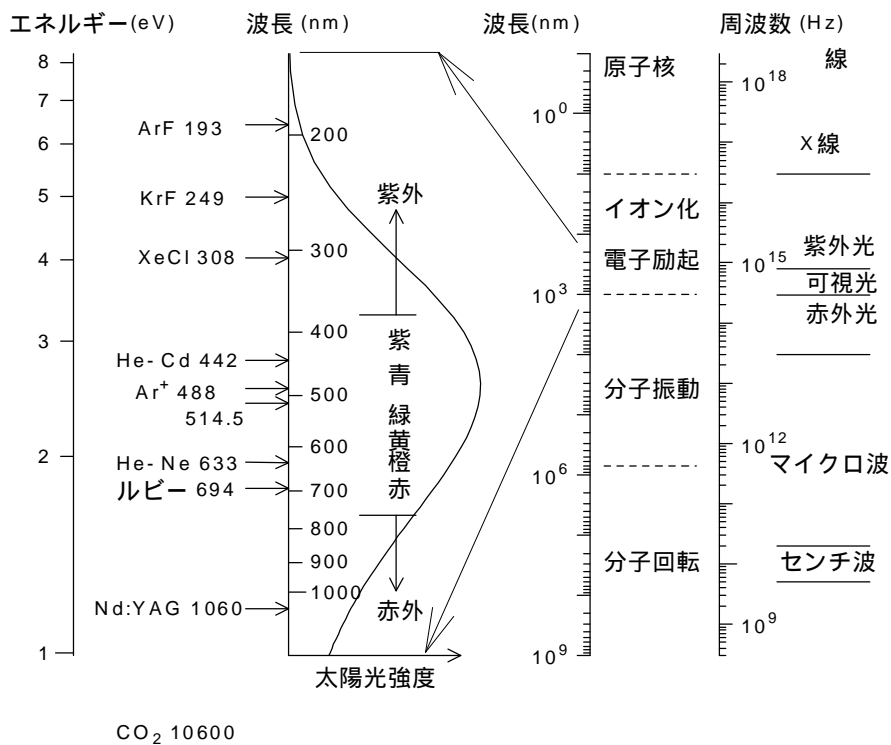


図1 電磁波の波長とレーザー

真空中では、光の波長 λ と光の周波数 ν には $\nu = c/\lambda$ (光速 $c = 2.998 \times 10^8$ m/s)の関係がある。媒質中では光速は c' (c)となり、媒質の屈折率 n によって $c' = c/n$ と表される。一方、光子のエネルギー E はプランク定数 (Planck's constant) h (6.626×10^{-34} Js) を用いて $E = h\nu$ と与えられる。例えば、アルゴンイオンレーザーの波長 $\lambda = 488\text{nm}$ の光子は、 4.07×10^{-19} J = 2.54 eVのエネルギーを持つ。ここで、eVの単位は電子が1Vの電圧によって得るエネルギーであり、 $1\text{eV} = 1.602 \times 10^{-19}$ Jである。図1の太陽光強度のスペクトルは絶対温度 $T = 6000\text{K}$ における黒体放射率 u_λ によって近似したものであり、

$$u_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5 [\exp(hc/k_B T \lambda) - 1]}$$

と表現できる。なお、 k_B はボルツマン定数(1.381×10^{-23} J/K)である。

レーザー光が一般の光と異なるのは、原理的に単波長でありかつ位相がそろったコヒーレント (Coherent)な光となることであり、このために、ビームの直進性、集光性などが極めて優れている。この本質を理解するには、レーザー発振の原理を考える必要がある。

3. レーザー発振の原理 (物質と光の相互作用)

レーザー (Laser: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)というのは文字どおり「放射の誘導放出による光の増幅」である。つまり、レーザー発振の原理について理解するためには、物質からの誘導放射といった物質と光との相互干渉についての考察が必要となる。

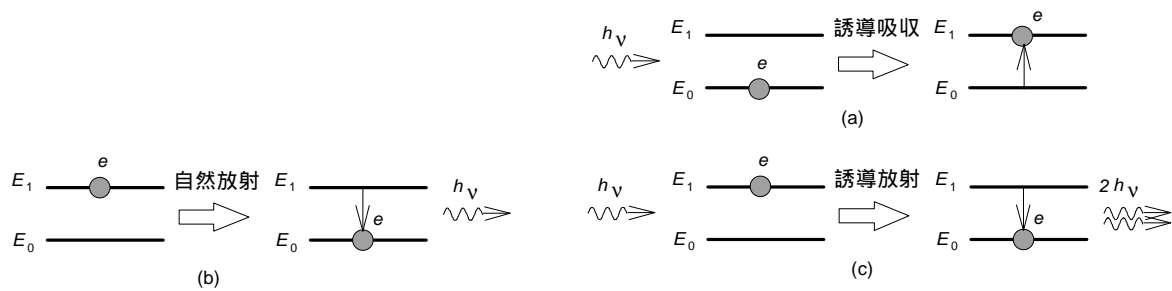


図2 光の吸収と放射

3.1 エネルギー準位と誘導放射

原子や分子を構成する電子は定常状態では一定のエネルギーを持つことが知られ、電子軌道などと呼ばれている。化学におけるs, p, d軌道などという概念がこれである。例えば、水素原子であれば、“普通”は一個の電子はs軌道と呼ばれる最もエネルギーの低い状態にある（基底状態）。ところが、この原子に一定のエネルギーを与えると、電子が異なる状態（軌道）に移ってエネルギーの高い状態となることが出来る（励起状態）。このとき、取り得る状態（エネルギー）は連続でなく、この取り得るエネルギーのことをエネルギー準位 (Energy level) と呼ぶ。

図2に簡単のために二つのエネルギー準位をもつ物質と光の相互作用を模式的に示した。高いエネルギー準位 E_1 にある電子が勝手に低い状態 E_0 に移るときに遷移前後の準位間のエネルギー差を振動数 $\nu = (E_1 - E_0)/h$ の光子として放出する。これを自然放射 (spontaneous emission) と呼ぶ。一方、光の吸収はちょうどエネルギー準位間の差 $(E_1 - E_0)/h$ に対応する振動数の光子を受け取って励起状態になるときに起こりうる。これが誘導吸収 (stimulated absorption) である。さらに、準位 E_1 にある電子に、ちょうど $(E_1 - E_0)/h$ の振動数の光子が入射するとこの光子と共鳴してまったく同じ位相と振動数、偏光を持つ光子を放出して E_0 に遷移することがあり、これを誘導放射 (stimulated emission) と呼ぶ。レーザーの発振の原理はこの誘導放射にある。

3.2 ボルツマン分布と反転分布

熱平衡状態にある系がエネルギー準位 E_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) をとりうる場合にそれぞれの準位に存在する原子数 N_i は一般にボルツマン分布 (Boltzmann distribution) に従うことが多く、

$$N_i = N_{\text{ALL}} \frac{\exp(-E_i / k_B T)}{\sum_i \exp(-E_i / k_B T)} \quad (1)$$

となる。ここで、 N_{ALL} は全原子数 $\sum_i N_i$ 、 T は系の絶対温度である。つまり、準位 E_0 にある原子数 N_0 と準位 E_1 にある原子数 N_1 との比は

$$\frac{N_0}{N_1} = \exp\left(\frac{E_1 - E_0}{k_B T}\right) \quad (2)$$

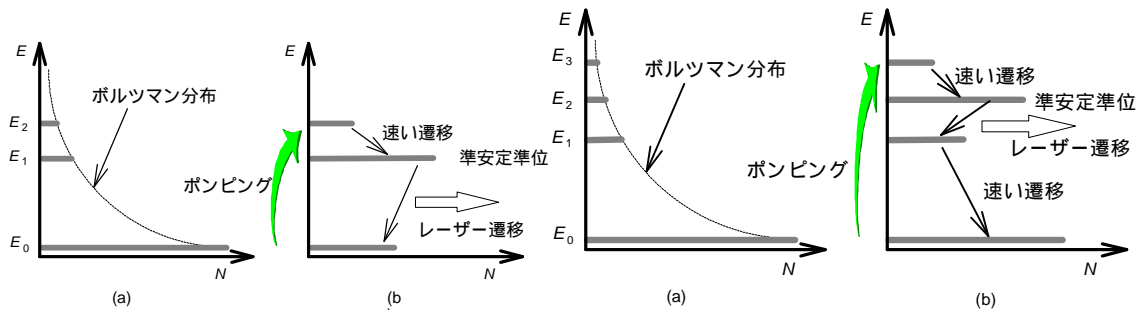


図3 3準位レーザーの概念図

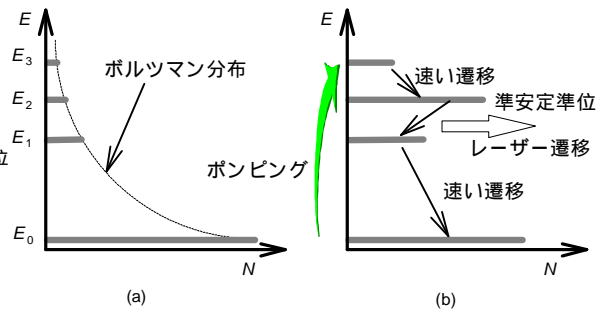


図4 4準位レーザーの概念図

と表され、エネルギー準位が高いほど原子数が急激に少なくなる。

熱平衡状態にある場合の誘導吸収，誘導放射と自然放射の割合はアインシュタインの関係式で定められ，エネルギー E_0 と E_1 ($E_0 < E_1$)の間の遷移を考えると，誘導吸収($E_0 \rightarrow E_1$)の確率はエネルギー E_0 の状態にある分子数 N_0 とこの遷移に対応する周波数 $\nu = (E_1 - E_0)/h$ を持つ光子の数 n_ν に比例する．すなわち，比例係数を B_{01} とすると $N_0 n_\nu B_{01}$ である．一方，誘導放射($E_1 \rightarrow E_0$)の確率は $N_1 n_\nu B_{10}$ となり， $B_{01} = B_{10}$ であることが知られている．つまり，レーザー発振をさせるために誘導吸収の確率よりも誘導放射の確率を増加させ自己増幅をさせるには， $N_0 < N_1$ とする必要がある．ところが，熱平衡状態の式(2)でこれを実現するためには温度 T が負となってしまふ．これを反転分布 (population inversion)と呼ぶ．

3.3 ポンピング

3.3.1 3準位レーザー

熱平衡状態では反転分布は実現できないことが分かったが，原子の種類と周りの原子環境によっては特定のエネルギー準位の寿命が比較的に長い場合 (準安定状態)があり，これを利用して一時的に反転分布を作ることができる．例えば，図3に示すようなエネルギー準位を考える．基底状態 E_0 から寿命の短いエネルギーバンド E_2 に励起 (ポンピング)すると、速やかに準安定状態のエネルギー準位 E_1 に非放射遷移するとする．準位 E_1 が準安定であればそこでの原子数が増える．強力なポンピングにより E_0 にある原子数より E_1 にある原子数を増やすこともでき、このような状態で $E_1 \rightarrow E_0$ の遷移を利用すれば誘導放射によってレーザー発振ができる．ただし、この場合は、基底状態の半数以上を励起しないと $N_1 > N_0$ とはならないため、強力なポンピングを必要とする。

3.3.2 4準位レーザー

図4にそのエネルギー準位の概念図を示すが， E_0 から E_3 までの4つのエネルギー準位が重要となる．基底状態 E_0 から E_3 にポンピングされ、これが準安定状態の E_2 に遷移する．この場合は E_2 の下に寿命の短い E_1 のエネルギー準位があり、 E_2 に遷移した原子は速やかに基底状態に戻るので $N_2 > N_1$ として、反転分布となる．この場合は、大部分の原子が基底状態にあってもよく、3準位レーザーに比べてポンピングが楽である．実用的なレーザーの多くは基本的にこのポンピング原理によっている．

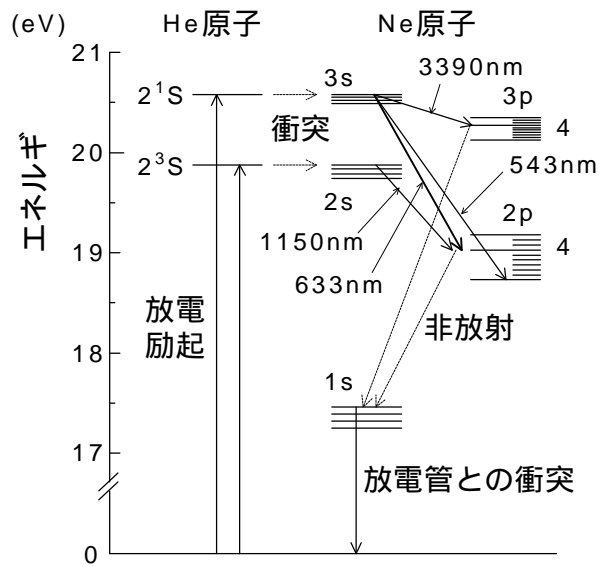


図5 He-Neレーザーのエネルギー準位

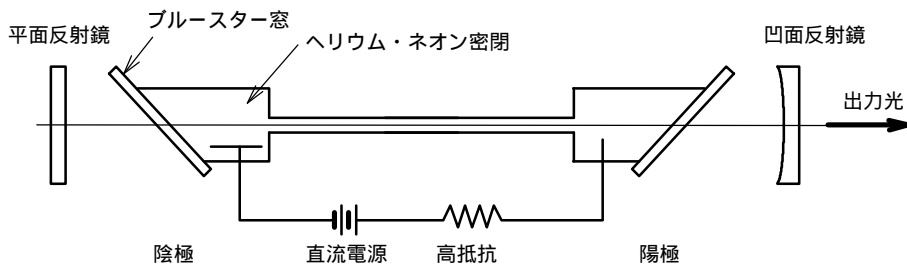


図6 ヘリウムネオンレーザーの構造

3.4 実際のレーザー (He-Neレーザー)

3.4.1 He-Neレーザーの原理

本実験では、もっとも身近な気体レーザーであり、非常にコンパクトに設計されたレーザーポインター、レーザー照準器や干渉実験に用いられるHe-Neレーザーを取り上げて、その原理と構造を考察する(その他のレーザーについては6節を参照)。図5にヘリウムとネオンの電子状態のエネルギー準位を示す。基本的に4準位レーザーであり、Ne原子のエネルギー準位の反転分布においてレーザー発振を起こす。気体放電による電子の衝突によってHe原子が励起され、これと衝突したNe原子が準安定エネルギー準位3s (2s)へと励起される。レーザー遷移はこのエネルギー準位と2p (3p)の準位間で起こり、2p (3p)から1sへは速やかに非放射遷移が起こる。1s準位から基底準位への遷移はNe原子の放電管への衝突により実現される。

3.4.2 He-Neレーザーの構造

実際のHe-Neレーザーの構造の概念図を図6に示した。放電管の中にはHeとNeガスがおおよそ10:1の割合でおおよそ10torr封入されている。この放電管の両端のガラス窓は反射損失を最小限とするためにブルースター角(4.5節参照)で設置されている。光共振器(4.2節参照)

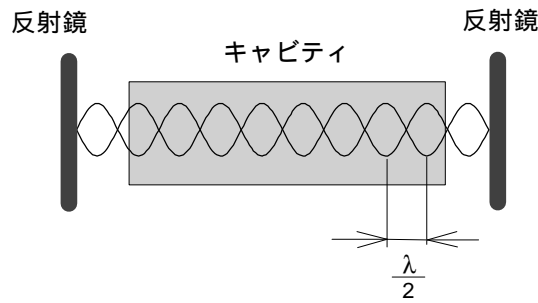


図7 光共振器と定常波

は、およそ99%以上の反射率の平面鏡と数%透過する凹面鏡によってなり、凹面鏡からの透過光がレーザー出力となる。放電電圧は数kVであり、高抵抗によって一定電流での放電を安定化させる。また、放電管の中心部は内径数mmの細管となっており、 $1s$ 準位から基底準位への遷移に必要なNe原子の放電管への衝突が十分に効率よく起こるように工夫されている。

4. レーザー光の特性

4.1 利得

長さ l の媒質に入射した光 $I_{\lambda 0}$ は、この媒質を通過後 $I_{\lambda} = I_{\lambda 0}e^{-al}$ となることがBeerの法則として知られている。通常 a は負であり、光の強度は指数関数的に減衰する。ところが、この媒質中で反転分布ができていると a が正となり指数関数的な増幅が得られる。この a を利得係数と呼ぶ。すなわち、反転分布の原子数を $(N_1 - N_0)$ [$1/m^3$]、 E_1 から E_0 への遷移確率を $[m^3/s]$ とするとこれらの積 $(N_1 - N_0)$ は単位時間当たりの光の増加の割合を表し、光速を c とすれば $a = (N_1 - N_0) / c$ で表せる。

4.2 光共振器

一般にレーザー媒質の利得係数はさほど小さくなく、通常のレーザー媒質の長さで十分な強度まで増幅することは困難である。そこで、レーザー媒質の両端に反射鏡をおいて繰り返して媒質中を通過させることで十分な増幅を得る。原理的には図7に示すように反射鏡の間で定在波ができればよい。このような反射鏡の組み合わせを光共振器 (キャビティ, cavity)と呼ぶ。最も簡単にはレーザー媒質の両端に平面鏡を置けばよいが、この場合には平面鏡同士の平行度を相当レベルに保つ必要がある。このため、片方または両方の鏡に曲率をつけることにより、この問題を回避している場合が多い。

4.3 縦モード(軸モード)

光共振器の反射鏡同士の間隔が L 、光の波長が λ であるとする。これらの中で定常波が形成されるためには $L = \frac{\lambda}{2} p$ (p :整数)である必要がある。つまり、一定の波長 λ の光を増幅させるためにはその波長の精度で反射鏡の間隔を設定する必要がある。これは現実的でないにも関わらず、実際のレーザーは発振している。この理由は波長 λ が多少自由度を持つか

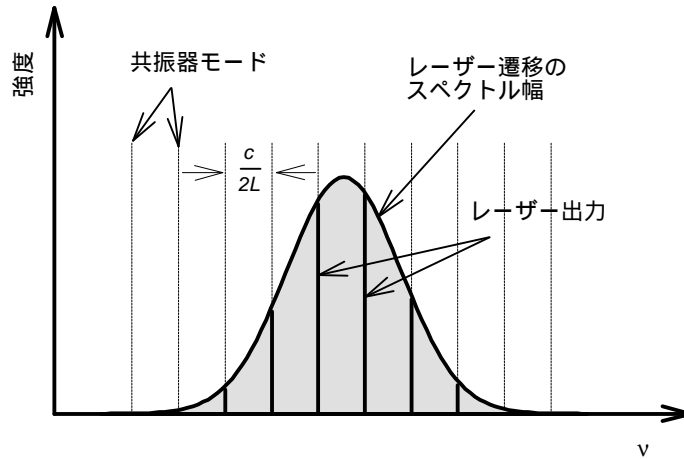


図8 レーザー光の縦モード

らである．つまり，ドップラー効果などによってレーザー発振可能な波長はわずかに幅を持つ．これによって，与えられた反射鏡間隔 L に対して $\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{pc}{2L}$ の周波数の光は増幅されることとなる．すなわち，実際のレーザー光は図8に示すように $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ だけ異なるいくつかの周波数が混在したものとなり，これを縦モード(axial mode)という．厳密に一定の波長の光を得るためには共振器間隔 L を正確に一定に保つ必要があり，特に温度変化による伸び縮みを押さえるための制御が必要である．

4.4 横モード

先の定常波の形成条件 $L = \frac{\lambda}{2} p$ を満たすために縦モードにおいては波長が幅を持つ場合を考えたが，一定の波長および一定の反射鏡設定においても図9の様に複雑な光路をとることによってこの条件を満足させることができる．実際のレーザーではなにも工夫しなけ

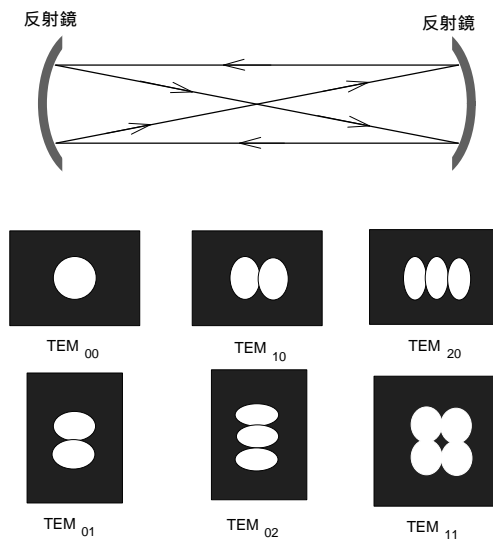


図9 レーザー光の横モード

れば勝手にこのような条件を満たす光が増幅されることになる．出力光は横方向に強度の分布を持つことになるため，このモードを横モード (TEM, transverse electromagnetic mode)と呼ぶ．応用上は重要なレーザーの特性となるために実際に観察される光の強度分布より TEM_{qr} の記号で横モードの状態を表記する．ここで， q は水平に走査したときの光強度の極小値の数， r は垂直に走査したときの極小値の数である．もっとも理想的なレーザー出力は TEM_{00} モードであり，キャビティの中央部に小さな穴をあけたじゃま板をいれて他のモードの発振を押さえるなどの方法でこれを得ることが可能である．

4.5 ブルースター角

前述のように一般のレーザー媒質の利得は決して大きくなく，反射鏡の内部にガラス窓をいれる必要がある場合などはこれによる光の減衰が問題となる．ガラス窓に垂直に光を入射した場合にはガラスの両面をあわせて約8%の光が反射されてしまう．一般に，光が固体に入射する場合に入射角 θ と反射率とは入射する光の偏光(polarization of light)によって図10に示すような関係となる．ここで，直線偏光 は入射方向のベクトルと固体表面の法線ベクトルとでできる平面と垂直方向に電場が変化する偏光を表し (紙面垂直方向)，同様に直線偏光 はこれらが平行な偏光を表す．図10は，空気中からガラスに入射する場合を想定して，入射前の媒質中での光の屈折率 n_1 を1.0，固体中での屈折率 n_2 を1.5とした場合の反射率の変化である．ここで，入射角 $\theta_B = \tan^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$ のときには の偏光の光は全く反射しないのが特徴である．この角度 θ_B はブルースター角 (Brewster angle)と呼ばれ，光共振器の窓 (図6参照) や固体媒質の端面角度をこの角度となるように設計するのが普通である．このため，一般のレーザー光は直線偏光している場合が多く，この性質を考慮して光を利用する必要がある．

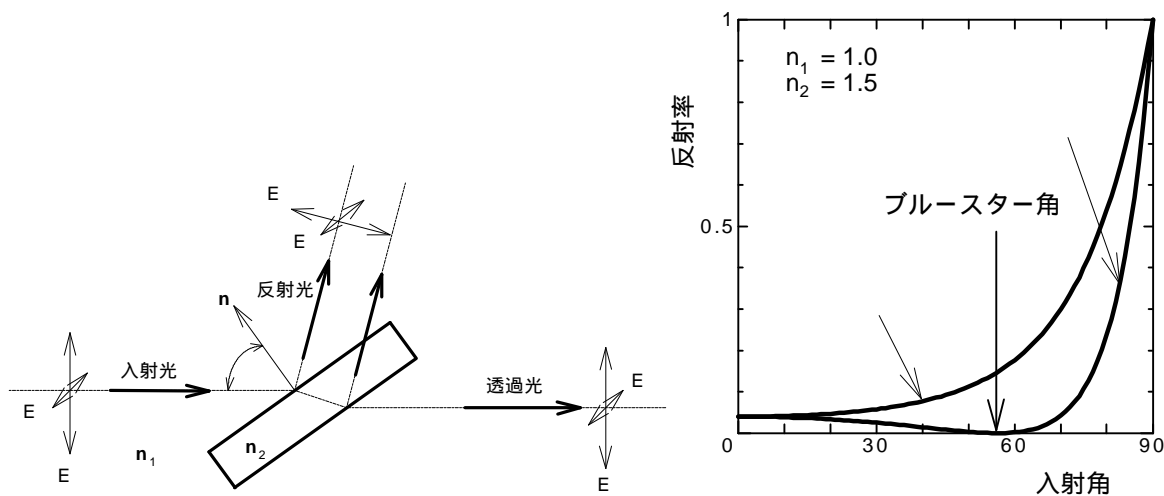


図10 ブルースター角

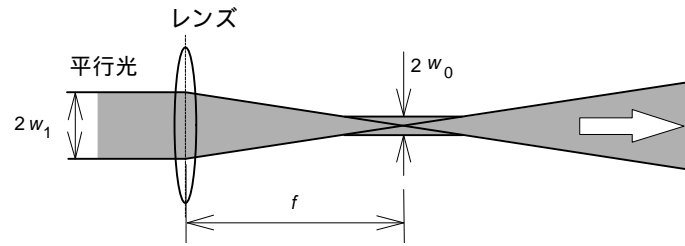


図11 レーザー光の集光とウエスト

4.6 レーザー光の集光

レーザー光をレンズを用いて集光する場合、ビームの平行性のために一般の光源よりも理想的な集光ができる。しかしながら、レーザー光とはいえ完全な平行光ではなく回折による一定のビーム広がりを持つ。

一様な平面波が直径 D の開口の孔を通過した時の回折によるビームの広がり角 2θ はホイエンスの原理により計算でき、 $\theta \cong \sin \theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}$ となる。このとき、開口の直径が大きいほど広がり角が小さくなることに注意する必要がある。一般の TEM_{00} のレーザービームの場合には、ビーム断面の中心から r の位置での光の強度分布が $\exp(-r^2/w^2)$ に比例するガウス型ビーム(Gaussian beam)となり、一様な平面波の場合とは若干状況が異なる。ここで、ビーム強度が中心の $1/e$ に減少する半径 w をスポットサイズと呼ぶ。個々のレーザーのビーム広がり角は光共振器における反射鏡の設計で決まり、光共振器内部でビームが最も絞られる位置でのスポットサイズ w_c によって、 $\theta \cong \frac{\lambda}{\pi w_c} \cong 0.64 \frac{\lambda}{2w_c}$ となる。 $2w_c$ をビーム直径と考えると、一様な平面波の場合の半分ほどの広がり角である。

いずれにしても、ビームが一定の広がりを持つためにその集光には限界があり、理想的なガウス型ビームの光線は図11に示すように $w_0 \cong \frac{\lambda f}{\pi w_1}$ の半径のスポットに集光される。

ここで、 w_1 はレンズ位置でのスポットサイズ、 f はレンズの焦点距離である。この限界スポットはビームウエスト (beam waist) と呼ばれ、これによってレーザー光の集光限界が与えられる。より高いビーム出力密度を得たい場合には、レンズ位置でのスポットサイズ w_1 を大きくするために、前もってビームを拡大しておけばよいが、 w_1 の最大値はレンズの直径 D_L で制限される。 w_1 を $D_L/2$ とした場合には最少のスポットサイズ $w_{0\min} \cong \frac{\lambda 2f}{\pi D_L} = \frac{2}{\pi} F\lambda$ ま

で集光できる。ここで、 $F = f/D_L$ はレンズの F 値と呼ばれるものであって、これを1より極端に小さくすることは困難であり、結局、最少限界スポットサイズは光の波長 λ 程度となる。

5. レーザー光のコヒーレンスと計測への応用(マイケルソン干渉計)

5.1 レーザー光のコヒーレンス

レーザー光のコヒーレンスを応用した計測の例として干渉による距離の計測を取り上げる。誘導放射によって得られる光子の位相は誘導する光子とまったく同じものになるため

に、理想的には完全に位相のそろったビームが得られる。ビーム断面の2点において位相がどの程度そろっているかを空間的可干渉性 (spatial coherence) と呼ぶ。TEM₀₀のレーザー光ではほぼ理想的にコヒーレントである。

一方、ビームの進行方向に位相がそろっている程度を時間的可干渉性 (temporal coherence) という。これを一定時刻に光の位相がそろっている軸方向距離で表現したのがコヒーレンス長 (coherence length) L_c であり、通常の光源では1mm以下のオーダーであるが例えば理想的な単一縦モードかつTEM₀₀のHe-Neレーザーの場合には1kmのオーダーとすることもできる。逆に定点観測で位相がそろっている時間を計測すればコヒーレンス時間 (coherence time) t_c となり、 $t_c=L_c/c$ の関係がある。マイケルソン干渉計などで、光の干渉を用いて距離を計測する場合にはこのコヒーレンス長が計測できる距離の上限を決めてしまうため、レーザー光によって一般光とは比較にならないレベルの計測が可能となる。

5.2 ヤングの実験

光の干渉性によってその波動性を示す典型的な実験であるヤングの干渉実験の原理図を図12に示す。スリット2の2点に同じ位相の単色光が入射した場合、それぞれの点からの回折光 (diffracted light) が干渉してスクリーン上に干渉縞が観察される。逆に、干渉縞のでき具合で、スリット2に到着する光の空間的コヒーレンスを見積もれる。一般光の単色光源を用いる場合には図12に示すようにあらかじめスリット1を通すことで点光源としておかないと干渉縞を観察できないが、レーザー光の場合にはこれを省略して直接スリット2に入射しても鮮明な干渉縞が形成される。空間的コヒーレンスの程度を見積もる場合には干渉縞の明るい部分と暗い部分の光の強度のコントラストで表すことができる。

5.3 マイケルソン干渉計

図13に従来のマイケルソン干渉計の概念図を示す。位相のそろった単色光ビームがレンズ L_1 を通過後にビームスプリッター (半透明鏡) によって二つの光路に分解される。一方

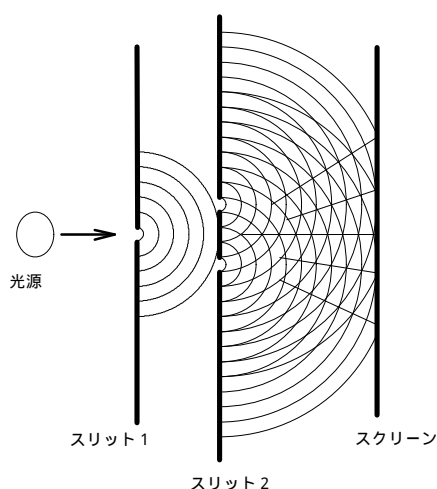


図12 ヤングの実験

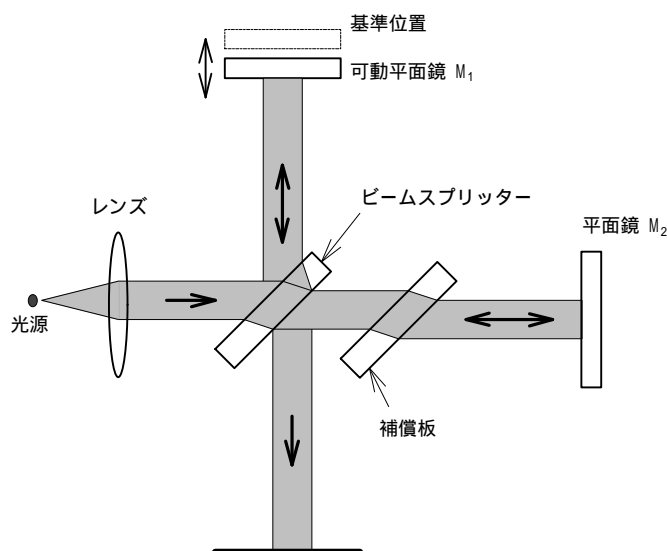


図13マイケルソン干渉計

は位置固定の平面鏡 M_2 で反射し、もう一方は可動型の平面鏡 M_1 で反射し再び重なる。まず、両者の光路が全く等しいときにわずかに片方の平面鏡を垂直から傾けたとする。すると、わずかに異なる角度のビームがスクリーンに向い、ちょうどヤングの実験の場合と同様に直線状の干渉縞が観察される。今、可動平面鏡を図のように移動させると干渉縞も視野を横切って動く。すなわち、平面鏡 M_1 から反射してくる光と M_2 から反射してくる光の光路長の差 D が $\lambda/2$ だけ変化するたびに一本の干渉縞が視野の基準点を通過することになる。これを数えることで可動鏡の変位が測定できる。

二つの干渉に供する光は D/c だけ異なる時間に光源を出発したものであり、 D がコヒーレンス長より短い場合にしか干渉縞は観察されない。光の時間的コヒーレンスが D を変化させて干渉の様子を観察することにより見積もられる。

6. 参考資料 (各種のレーザー)

6.1 レーザーの分類

通常、レーザー媒質によって、気体・液体・固体・半導体レーザーなどと分類される。半導体も固体ではあるがその発振原理が他のものと異なるために別扱いとする。

6.2 気体レーザー

レーザー媒体が気体であるレーザーであるが、媒体の励起状態によって本章で詳細に検討したHe-Neレーザーなどの原子レーザーの他にイオンレーザー、分子レーザー、およびエキシマレーザーのように細分される。

イオンレーザーではアルゴンイオンレーザーが実験室規模でよく用いられている。アルゴン原子を放電によって電離させてアルゴンイオンとし、さらにアルゴンイオンの電子を励起してレーザー発振を起こさせる。比較的大きな出力の可視光 (488 nm, 514.5 nm) のレーザーであるが、電離とイオンの励起のために原子レーザーよりも強力なポンピングパワーが必要である。

分子レーザーでは、炭酸ガスレーザーが有名である。CO₂はO-C-Oの順に直線的に配位した分子であり、非対称振動、対称振動、屈曲の3通りの振動モードを持ち、それぞれエネルギー準位が異なる。これらのエネルギー準位間でレーザー遷移が起こる。分子振動のエネルギーレベルは電子励起のレベルと比べると極端に小さいため赤外線領域の10.6 μmおよび9.6 μmの光が得られる。

エキシマレーザーとはexcited dimerの略で文字どおり励起されたダイマー（二量体、二つの原子が準安定に結合したもの）がレーザー発振の主役である。例えば、よく用いられるKrFエキシマレーザーであれば、Kr原子とF原子はそれぞれ基底状態では安定なダイマーをつくらないが、両方の原子が電子励起された状態ではダイマーをつくる。気体放電によってこの状態に励起すると、レーザー遷移を行って基底状態に落ち、ダイマーは不安定であるので二つの原子は速やかに離れてしまうので容易に反転分布が維持できる。

6.3 固体レーザー

通常固体レーザーと呼ばれるのは絶縁物の結晶中にドーブされた不純物イオンがレーザー活性物質となるものである。最初にレーザー発振が観察されたルビーレーザーや現在非常に多く用いられているNd:YAGレーザーがこれに当たる。

Nd:YAGレーザーはレーザー加工などに現在もっとも多用されているレーザーの一つであり、1.06 μmの近赤外線が得られる。イットリウム・アルミニウム・ガーネット (Y₃Al₅O₁₂) つまりYAG中にドーブされたNd³⁺が主役である。YAG結晶中のYと置き換わったNd³⁺の電子状態のエネルギー準位により典型的な4準位レーザーとなる。

6.4 液体色素レーザー

レーザー媒質が液体であるのは通常色素レーザーであり、適当な溶媒中にローダミンなどの蛍光性の色素を溶かしたものである。液体中の色素分子は、多様な振動と回転のエネルギーを持ち、その電子状態を励起すると無放射遷移で回転・振動のエネルギーレベルが下がった後で放射によって電子基底状態に戻ることがあり、最初に加えられたポンピング光より波長の長い光が得られる。これを蛍光と呼ぶ。回転・振動のエネルギー準位は相当に密であり、ほぼ連続的な波長の光を得ることができ通常は他のレーザー光をポンピングに用いて波長を連続的に変化させるために用いる。

6.5 半導体レーザー

半導体レーザーも固体のレーザー媒質を用いているがエネルギー準位もポンピング方法もいわゆる固体レーザーとは異なっているために特別の呼び方をされる。半導体における電子のエネルギー準位は、ほとんど連続的に連なったエネルギーバンド構造となり、これが、価電子帯 (valence band)と伝導帯 (conduction band)とに分裂してその間にエネルギーギャップ (energy gap)がある。エネルギーレベルの高い伝導帯にある電子 (伝導電子)、価電子帯における電子の空席 (正孔) はキャリア (carrier)と呼ばれる。一部のダイオードに順バイアスの電圧をかけた場合、p型とn型の半導体の接合面において、伝導電子が価電子帯に落ち (伝導電子と正孔との再結合)、エネルギーギャップに対応する光を放出する。これが発光ダイオード (LED) の原理である。

この場合の反転分布は、高密度の伝導電子と正孔とが同時に存在することであり、高電流密度を

用いてp-n接合面の短い距離において実現できる。さらに、半導体のへき開面の反射によって共振器を形成するとレーザー発振が可能となる。最初にレーザー発振が確認されたのは、p型とn型のGaAs半導体を接合したGaAsホモ接合レーザーであるが、発振効率は低く、常温での連続発振はできない。その後、二重ヘテロ構造 ($n\text{GaAlAs}-n\text{GaAs}-p\text{GaAs}-p\text{GaAlAs}$ と重ねたもの) や縞構造ダイオードレーザーが開発され、高効率でのレーザー発振が可能となっている。

参考文献

更に詳しく学習するために、レーザー工学に関する教科書を以下に示す。

- (1) J. Wilson and J. F. B. Hawkes (清水忠雄監訳)：レーザー入門-基礎から応用まで-，森北出版, 1989.
- (2) 清水忠雄著：電磁波の物理，朝倉書店, 1982.
- (3) 平井紀光著：実用レーザー技術，共立出版, 1987.
- (4) D. C. O'Shea, W. R. Callen, and W. T. Rhodes (望月仁・姫野俊一・浜本桂彦訳)：レーザーの基礎と応用，丸善, 1986.
- (5) 桜庭一郎著：レーザー工学，森北出版，1989.