

レーザーについて

久保田 広・朝倉 利光

レーザーの研究は過去 1, 2 年の間に急速な発展をなしてきた。特にレーザーから出る光は興味深いものがあり、ここでは光学の方面から回折と干渉を中心にその性質を述べる。

§ 1. ま え が き

光の干渉の実験は、どの本を見ても同一光源から出た光を使わなければならないと書いてある。異なる光源から出た光は、干渉しないといわれており、このために干渉計の構造が複雑で使いにくいものになっている。ところが同じ電磁波でも、通信や電波分光等に用いられる電波の方はそのようなことがない。たとえばスーパーヘテロダインというのを見てもわかるように、遠くの発振器から送られてきた波と、受信器内の local oscillator の振動の beat をとり、radio 周波数を可聴周波数に変えることが可能であり、電波の利用はこのようにお互い干渉し得るといふ性質に負うところが多大である。

二つの波の干渉というのは、簡単のため同一周波数の場合を考える

$$\varphi_1 = A_1 \sin(\omega t + \delta_1), \quad \varphi_2 = A_2 \sin(\omega t + \delta_2) \quad (1)$$

である時、その和がやはり一つの解となること、すなわち式でいうと

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \quad (2)$$

となることで、これはマックスウェルの波動方程式が線型微分方程式であることからくる当然のことで、重ね合せの原理といわれるものである。干渉というものをこのように考える限りにおいては、光波も電波も必ず干渉することになる。それなのに光の場合のみ、なぜ同一光源からの光でないかと干渉しないというのであろうか。それはわれわれは φ を観測しているのではなく、その強度の時間平均

$$I = \overline{\varphi \cdot \varphi^*} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \overline{\cos(\delta_1 - \delta_2)} \quad (3)$$

を観測しているので、電波の場合は δ_1, δ_2 が時間により変わらず、 $\delta_1 - \delta_2 = \text{constant}$ であるので干渉現象が観測されるのである。このような一定の位相関係をもつものをコヒーレントであるという。したがって電波はコヒーレントな波と見なせる。光の場合は、異なる光源からの光の間にはなんらの位相関係がなく、 δ_1 と δ_2 の差は 10^{-10} 秒ごとぐらいに random に変わるので、われわれが観測するものは

$$\overline{\cos(\delta_1 - \delta_2)} = 0 \quad \therefore I = A_1^2 + A_2^2 \quad (4)$$

である。これは二つの光が干渉しない場合であり、このようなものをインコヒーレントな光という。したがって異なる光源からの光はインコヒーレントな波である。

電波でも初め Hertz がやったような火花放電で発生されたものはインコヒーレントな波で、いわばパルスのようなもので信号の継続時間の長短、すなわちモルズ符号による信号を送るのにしか用いられなかった。しかし、真空管その他の電子管の発達で、コヒーレントな波の発振が可能になり、その上これの増幅、変調ということができるようになったので、これらの応用が今日のエレクトロニクスの発展となったのである。電波はクライストロン (Klystron)、マグネトロン (Magnetron) 等の発明により、次第に短い波長の波の利用へと進み、センチメートル波、マイクロ波となってきた。しかし、真空管内の電子走行時間、電極自身の容量などの問題のため、人工的装置では発生し得る波長に最低限度がある。

一方光は原子あるいは分子内の現象により発生するので、極めて短い波長のものである。その発生機構のうちわれわれが利用しているのは、高いエネルギー準位にある原子または分子が自然に電磁波を放出して、低いエネルギー準位に落ちることにより発生する光で、これは自然放射といわれ、非常に短い (約 10^{-8} 秒) 時間、有限な長さをもつ波連としての光を放射する。おのおのの原子は独立な発光体と見なされ、各発光体からの波連は定まった位相関係がなく互いに random な位相をもつ。したがって、自然放射による光はインコヒーレントな波である。そこで光のように波長が短くしかもコヒーレントなものが得られないかということが、われわれの念願であったが、それを実現したのがレーザーなのである。

§ 2. レーザーの原理

前に述べたように、光は原子 (または分子) における二つのエネルギー準位間の遷移により発生する。エネルギーの高い状態 l の原子が自然に電磁波を放出して、エネルギー状態 l' になる確率 (自然放射確立) は

$$A = \frac{64\pi^4}{3h\lambda^3} |\mu_{ll'}|^2 \quad (5)$$

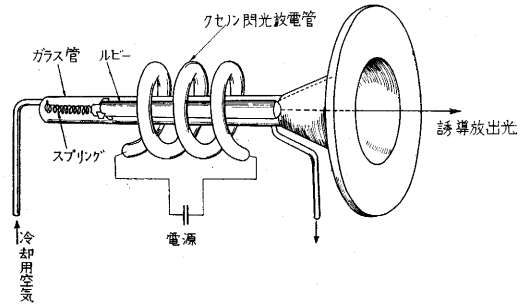
により与えられる。ただし h はプランクの定数、 $\mu_{ll'}$ は ll' 間の双極子のマトリックス要素で波動函数が判れば計算できるし、実験的には励起状態の寿命あるいは吸収強度として測定できる。これから判るように自然放射の確率は波長の 3 乗に逆比例しているので、励起状態の自然寿命 ($\tau = 1/A$) は高周波では非常に短くなる。した

がって、光の波長程度では、上の単位にある時間は非常に短い、マイクロ波では極めて長くなる。たとえば、光では約 10^{-10} 秒、マイクロ波では数時間となる。したがってマイクロ波では自然放射はほとんど行なわれず高い準位に長時間とどまる。ところがこの高いエネルギー準位にある間に、外からの放射を受ると、これに誘導されて放射をする誘導放射というものがある。これにより放出される光は、(i) 入射電磁波の位相に等しい、すなわち誘導放射される光はコヒーレントである。(ii) 入射光のエネルギーは原子(または分子)を誘導するだけであるから、入射光のエネルギー損失がない。(iii) この放射の確率は、高いエネルギー準位にある時間が長ければ長いほど多い。したがって光では極めて短く、マイクロ波では極めて長いので、光の放射はほとんど自然放射であるが、マイクロ波では誘導放射である。この放射は前述のように損失がないから、適当なフィードバックを用いれば増幅作用をする。このような理由から誘導放射による増幅器はまずマイクロ波領域で成功した。これが Maser (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) である。

この原理を光波に適用することに成功すれば、われわれの希望するコヒーレントな光波が得られるわけで、これがレーザー (Laser, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) である。誘導放射を起こさせるためには、エネルギー準位の低いものにエネルギーを与え、高いエネルギー準位としておく必要がある(吸収過程)。普通の状態では低いものが多い方が安定であるので、これを逆転させる。この状態を逆転分布の状態という。この状態を作る一つの操作を optical pumping という。そこで問題は、このような逆転分布を起こさせるに容易な物質を求め、これを具体的にどのような装置で実現させるかということになる。

§ 3. レーザーの発展

レーザーの基本的理論は、A. L. Schawlow と C. H. Townes¹⁾ (1958 年) により、初めて発表され、そこでメーザーの原理をマイクロ波周波数領域からもっと延長することを提案した。この理論的原理にもとづき、ルビーの結晶を用いてレーザーの発振に初めて成功したのが Hughes Research Laboratories の T. H. Maiman (1960 年) である。次いで Bell Telephone Laboratories の R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. L. Bond C. G. B. Garrett 等 (1960 年) が 6943 \AA の赤いパルス状(約 200μ 秒)のレーザー光の発振に成功した。第 1 図のようにルビーを円筒の中に入れ、コイル巻きにしたクセノン閃光放電管で強い光をあててルビー内でレーザー発振状態を作れば、それが飽和に達した時、赤い鋭い光が外へ飛び出す。



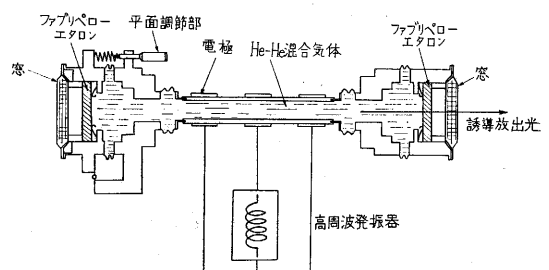
第 1 図 ルビー・レーザー発振装置 (After A. L. Schawlow)

その後 P. P. Sorokin と M. J. Stevenson (1960 年) が弗化カルシウムに 3 価のウラニウムを加えた固体について、レーザーの発振が可能であることを示してから、固体レーザー物質の開発が盛んに行なわれている。発振に成功したもののいくつかを下に示す。

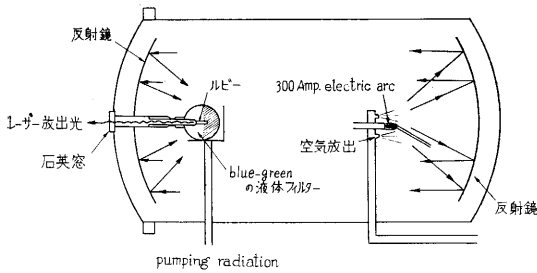
固体レーザー物質	開発場所	出力波長
Ruby (0.05% Cr ion)	Hughes	6943 Å
Ruby (0.5% Cr ion)	Varian と Bell	7009, 6934, 7041 Å
CaF ₂ (0.05% U ion)	IBM	25,000 Å
CaF ₂ (0.1% Sm)	IBM	7,082 Å
BaF ₂ (U ion)	MIT	27,000 Å
CaWO ₄ (Neodymium ion)	Bell	10,600 Å
Barium Crown Glass (Neodymium ion)	AOC	10,620 Å

この他に 5, 6 の物質で発振に成功しているが、なお、将来新しいレーザー物質が続いて開発されることであろう。ルビーのエネルギー準位についての研究は、日本人の手で最初になされ、その後の研究も盛んであるので、レーザーの材料の開発については物性研究所を中心とした日本の活躍が大いに期待される。

他方気体を用いたレーザーが Bell Telephone Laboratories の A. Javan, W. R. Bennett, D. R. Herriott 等により始められた。それは水銀柱 1 mm の圧力のヘリウムと 0.1 mm のネオンの混合による気体を用いたもので、すでに 11,180, 11,530, 11,600, 11,990, 12,070 Å 等数種の赤外領域のコヒーレント光が作られている。この気体レーザー発振装置を第 2 図に示す。固体レーザーと異なる点はレーザー材料が気体であることの他に、励振方法や連続発振が割合容易である点である。今まで気体レーザーで成功したものは、ヘリウムとネオンの混



第 2 図 気体レーザー発振装置 (After A. L. Schawlow)



第 3 図 ルビー・レーザー連続発振装置 (After J.C. Cook)

合気体の外に、セシウム気体で成功しているが、他の気体についての研究もはつはつ始められている。

一般にルビー・レーザーはパルスの発光で、出力は数 10kW 程度のものであるが、これを連続発振させる工夫もなされている²⁾ (第 3 図)。これによると 0.2~1.2 秒間の連続発振が可能である。これ以上になるとルビーが熱で粉砕され、また同図の液体フィルターが沸騰して発振能率を下げる。しかし、ピンクルビーは連続発振に良い物質なので原理的に発振困難な点はなく、今後の研究が望まれる。

§ 4. レーザーからの光による回折と干渉

レーザーが発する光については、マイクロ波に比較して大きい出力が得られることや、雑音が少なくしたがって発振器として周波数の安定度がよいことや、単色性が強く、発生される光は時間的に長くひと続きの光になっているだけでなく、空間的にもレーザーの各部分から発する波の位相が揃っているので、干渉、回折の技術に新たな問題を生み出している。われわれがレーザー研究に努力しているのも、これを利用した光学機械の開発にある。これらについて二、三の例を説明しよう。

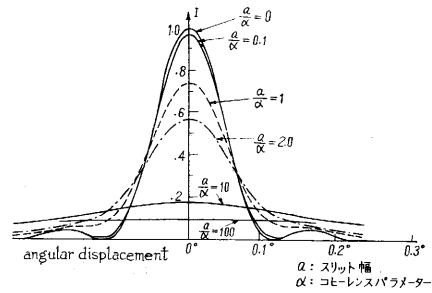
(1) 回折

光のコヒーレンスはある点のある瞬間における複素振幅と、他の点の τ 時間遅れた複素振幅の相互相関函数として

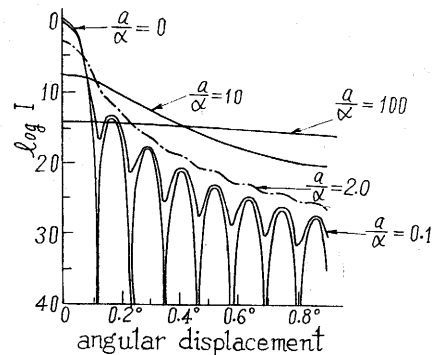
$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle$$

$$= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} V_1(t+\tau)V_2^*(t) dt \quad (6)$$

で与えられる。 Γ_{12} が 0 の時完全なインコヒーレント光を示し、1 の時完全なコヒーレント光を表わす。そしてこれらの中間が部分的コヒーレント光である。レーザーの光はコヒーレントであるといわれているものの、実際には完全なコヒーレントではなく、部分的コヒーレントである。その上出射瞳の全面（レーザーの場合は光が出る出口面積）が幾何学的な平面でないから不均一な振幅、位相分布状態をしている。これが回折像にいかにか現われてくるかということの理論的取扱いは最近発展しつつあるコヒーレンス理論によって行なわれるもので、わ



(a) 部分的コヒーレント光による回折像強度分布 (After G. B. Parrent and T. J. Skinner)



(b) 上の強度分布の log I(y) (After J. I. Master and J. B. Parrent)

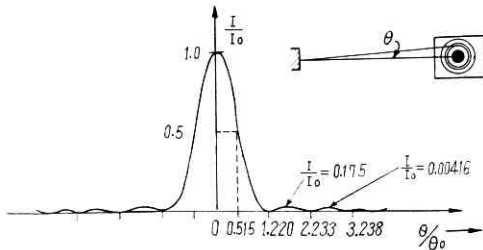
第 4 図

れわれの研究室でもこの理論の研究を強力に進めている。その一例をスリット開口の場合について示してみよう。幅 a のスリットが完全コヒーレントおよび部分的コヒーレント光で一樣な振幅分布で照明された時は、そのフランクフルト回折像はこの理論によれば第 4 図 (a) のようになる³⁾。(b) は $\log I$ を縦軸に取って、(a) 図を書き変えたものである。ここでスリット上の照明のコヒーレンス度は

$$\Gamma_{12}(0) = e^{-\frac{|x_1-x_2|}{\alpha}} \quad (7)$$

と仮定し、 $x_i (i=1, 2)$ はスリット内の二点、 α はコヒーレンスの程度を示すパラメーターである。

(b) 図から判るように、スリットが一樣に照明されたとしても、コヒーレンスの程度が下がるとすぐ零点が消え、光の分布が横に広がってゆく。この広がりはスリット全面がインコヒーレントに照明されて ($\alpha=0$)、像の強度分布がランベルトの強度分布になるまで続く。(b) 図から判ることは、完全コヒーレントから僅かでも部分的コヒーレントの照明になると、連続的にはあるが、強度変化は僅かでの区別がたいへん困難である。したがって回折像の写真から二者の判別はむずかしく、完全コヒーレントによる回折像と思われるような時も、ほとんど部分的コヒーレントの場合と考えられる。しかし、部分的コヒーレントから完全インコヒーレ



第5図 円形光源からのコヒーレント光による強度分布

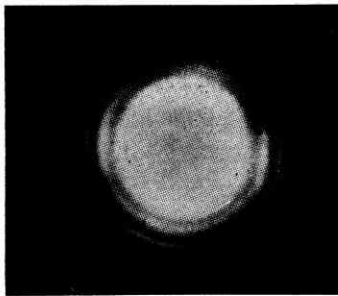
ントへの移動は回折像では大きく起こり、その判断は割合やさしい。

光のコヒーレンス問題に加えて、照明が不均一の場合(大部分の固体レーザーからの光)には回折像は一段と複雑になるが、このようなことは実際のレーザーの光で観測される。円筒形のルビー・レーザーの場合、その円形開口からの均一な完全コヒーレント平面波の光による理想的なフランホーファ回折像は第5図のようになる。この場合の回折像強度分布は

$$\frac{I}{I_0} = \left| \frac{J_1\left(\frac{\pi\theta}{\theta_0}\right)}{\frac{\pi\theta}{\theta_0}} \right|^2 \quad (8)$$

で与えられる。

I_0 は回折像中心の強度、 θ は $\sin\theta \approx \theta$ とおける程度の角度、 $\theta_0 = \lambda/D$ radian (D は円筒形ルビーの直径、 λ は波長)である。しかし実際のルビー・レーザーからの回折像の写真は第6図のようで、この写真を(8)の強度



第6図 ルビー・レーザーからの光の回折像

(After J.I. Master and J.B. Parrent) 不均一な照明がルビー開口から出ていると考えられる。したがって実際のルビーからの光は、部分的コヒーレントな不均一な照明状態をもつ光であることが判る。この回折像から、発光面の強度や位相分布を調べ、ルビーの発振機構を論ずることは今後のわれわれに与えられた課題である。

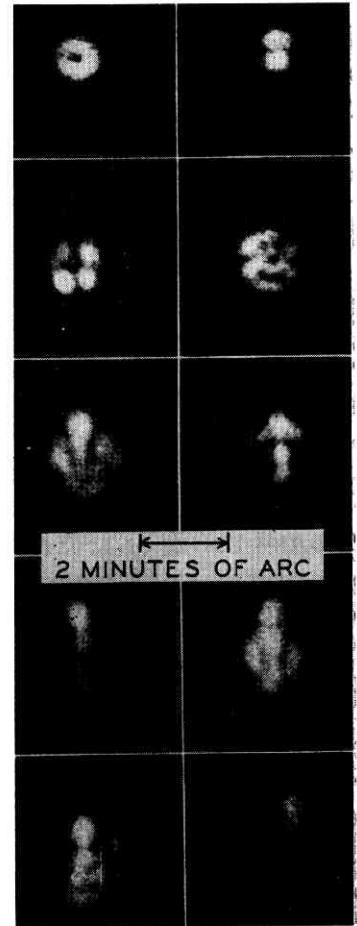
気体レーザーの場合は、固体レーザーに比して発光機構内の均一性はあるかも知れないが、やはり完全コヒーレントとは云えない。この場合も通過する開口が完全に光学的な平面でないと、光の分布の均一性はこわされ、その回折像は第7図のような種々の形態を現わし、(8)に示した理想的のものからは遠くなる。

(2) 干渉

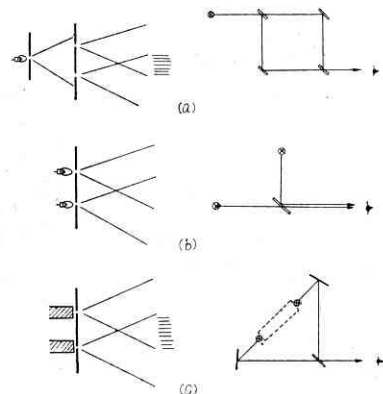
§1 で述べたように、一般に光は 10^{-10} 秒間続く長さにして約 3 cm の波連となって出ているから、異なる光源から出た光も、瞬間的には干渉している。このことは A. T. Forrester, R. A. Gudmundsen, P. O. Johnson⁴⁾ (1955年) 等の研究で確かめられた。かれらは異なる光源から出た光の間でも特殊な波長の組合せを用いれば干渉が観測されることを初めて示し、それらからの光電流はビートの強度に比例することを示した。

しかし、一般の場合には、光の干渉は同一光源から

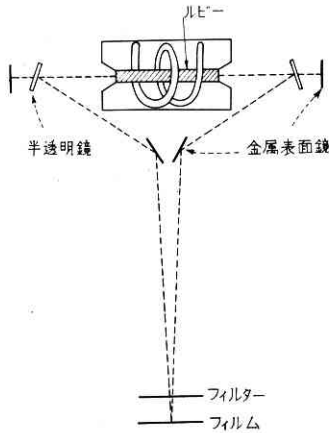
出た光を用いなければ観測されないから、同一光源から出た光の波面または振幅を分割し、これをおのおの異なる光路を通してから重ね合わせる方法のみ干渉は観測しうる。したがって、ヤングの複スリット実験で、これを一つの光源で照す(第8図(a))代わりに、二つのランプをスリットに置いて(同図(b))干渉縞は出な



第7図 気体レーザーの光による種々のフランホーファ回折像 (After D. R. Herriot)



第8図 干渉実験



(a) ルビー・レーザーの両側から出た光による干渉実験 (ルビー結晶のC軸が水平に対して45°の角度をもつと、偏光効果で干渉縞が見られない、この場合を除いて実験を行なう)。

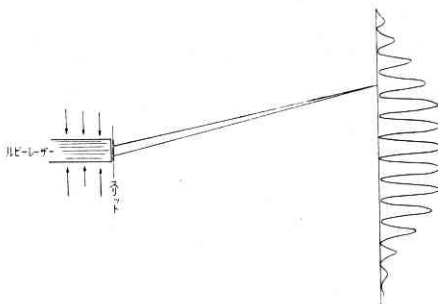


(b) (a) の実験装置で片側からの光による写真。
(After P. Kisliuk and D. J. Walsh)

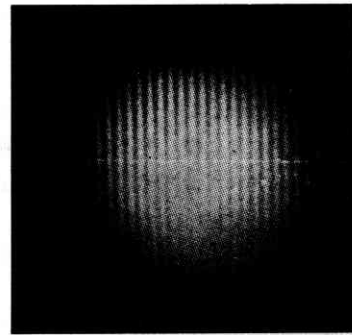


(c) (a) の実験装置で両側からの光による干渉縞。

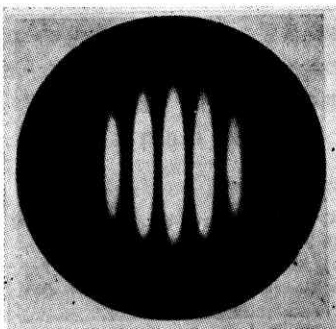
第 9 図



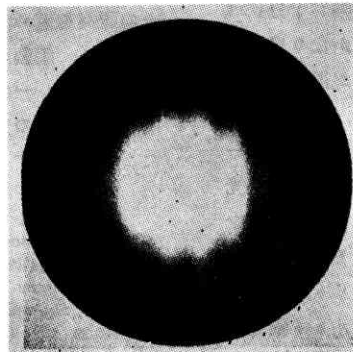
第 10 図 ルビー・レーザーの片面からの光による干渉実験



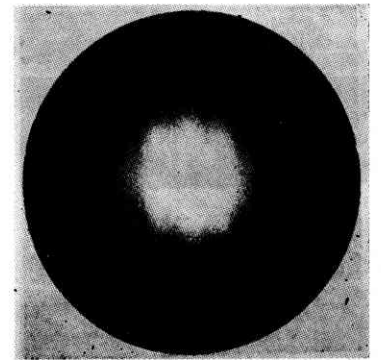
第 11 図 二つのピンホールをレーザー光で照明して撮った干渉



$r_{12}(0) = .703$



$r_{12}(0) = .132$

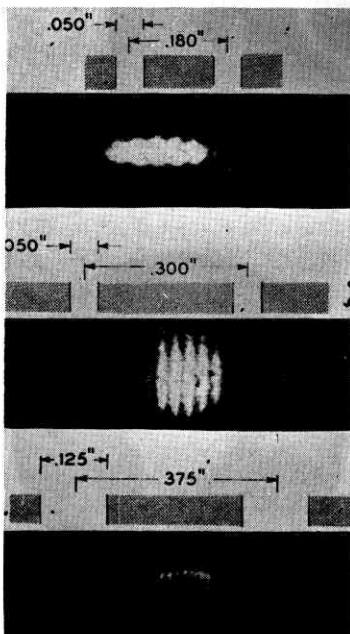


$r_{12}(0) = .062$

第 12 図 部分的コヒーレント光による二つのピンホールの干渉像 ($r_{12}(0)$ はコヒーレンス度で、 $r_{12}(0)=1$ は完全コヒーレンス、 $r_{12}(0)=0$ で完全インコヒーレンスを表わす) (After B. J. Thompson and E. Wolf)

い。これがレーザーであると、異なる原子から出る光もコヒーレントであるから、二つのレーザーをスリットの所におけば、光の干渉の実験ができる(同図(c))。この例として、二つのレーザーではないが、一つのレーザーの両側からの光を使った場合を取り上げる。円筒形レーザー内では、両側の面で反射される互いに反対方向の平面波があり、これが定常波を形作っているはずである。したがってレーザーの一方の面からの光で干渉が起こると同様に(この後で述べる)、両側から光を取り出して干渉させても干渉縞が現われると予想される。その上レーザーからの光は単色性が強く、可干渉距離が長いので二つの光の光路長差は相当大きくなってもよいので簡単な装置で干渉縞が見られる。この実験を第9図(a)のような装置で行ない、まず片側からの光をさえぎってやり、片側からの光だけの写真を撮ると同図(b)のように、干渉縞はまったく認められないが(円環状の縞はフィルター上のゴミによる回折縞)、両側からの光を同時に入れると同図(c)のような干渉縞が現われる。

干渉のいちばん簡単な例は、第10図のようにルビーの開口上にダブルスリットを置くと干渉縞が現われることである。スリットの代わりにピンホールを置いても同様の現象が観測される(第11図)。これからコヒーレンスを計算することはまだ試みていない。しかし、第12図は部分的コヒーレント光で二つのピンホールを照明したとき、これらからの光の干渉縞を撮った写真で、コヒーレンス度と干渉縞の関係がよく示されており、コヒーレンス度が低下するに従って干渉縞が不明瞭になってゆく様子がよく示されてある⁵⁾。これらの写真を比較

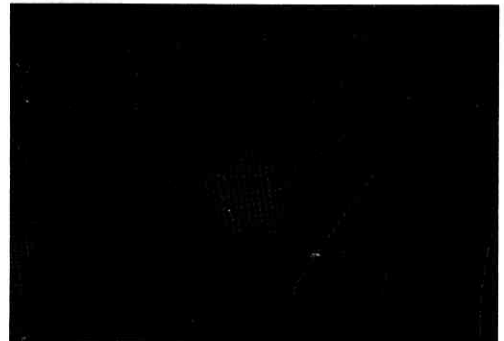


第13図 ダブルスリットによる干渉縞
(After D.R. Herriot)

してみると、レーザーの光は部分的コヒーレント光であることが判る。しかし、ピンホールやスリットをどこに選んでも、その間隔が十分狭ければかなり良い干渉縞が得られることは、狭い部分からは非常にコヒーレンス度の高い光が出ていることを示している。ダブルスリットの間隔とスリット幅を変化させた時の干渉縞を第13図に示してある。

この外にも、レーザーの光がコヒーレンス度の高い光であることは、whispering sphere を使うと音響の方のwhispering gallery (St. Peter Gallery) の実験と同じ効果を示すことから推察することができる⁶⁾。

レーザーの光がコヒーレンス度の高いものであるとともに、単色性が非常に強く、その上強度が大きい。普通の単色光源では、強度の大なるものはスペクトル線の幅が大で(たとえば高圧水銀灯)、鋭いスペクトルの光を出そうとすれば強度は弱くなる(たとえば低圧水銀灯)ので、この点強い光源を用いなければならない干渉の実験に有利である。第14図はこの一例として、レーザー



第14図 レーザー光によるくりかえし反射干渉縞
(After J.S. Courtney-Pratt)

光を Tolansky のくりかえし反射干渉縞を撮るために用いた装置で実際に撮った写真である。この外レーザーの光を干渉技術に応用する可能性は多くあり、干渉顕微鏡にも最も適した光源の一つであろう。

§ 5. あとがき

レーザーからの光の回折と干渉を主にその性質を述べたが、レーザーの応用は地上ならび宇宙通信、物性および医学の研究などと広範囲であり、その研究も各所で盛んに行なわれて、すでに実用化されているものも多い。ここでは光学の分野から考えた諸問題のみを示した。当研究室では第三部齋藤研究室と協同研究として、レーザーの研究を進め、主として光学方面への応用の開発に努めている。手製の簡単な装置であるが、今春来ルビーならびに硝子レーザーの発光が実現している。最後に小瀬助教教授にはこの文を書くに際し、種々ご意見をいただいたことを感謝する。(1962年6月23日受理)

文 献

- 1) A.L. Schawlow and C.H. Townes: Phys. Rev. **112**, 1940 (1958)
- 2) J.C. Cook: Proc. IRE **50**, 330 (1962)
- 3) G.B. Parrent and T.J. Skinner: Optica Acta **8**, 93 (1961)
- 4) A.T. Forrester, R.A. Gudmundsen and P.O. Johnson: Phys. Rev. **99**, 1691 (1955)
- 5) B.J. Thompson and E. Wolf: J. Opt. Soc. Am. **47**, 895 (1957)
- 6) C.G.B. Garrett, W. Kaiser and W.L. Bond: Phys. Rev. **124**, 1807 (1961)