

ホログラフィ干渉法による流速測定

FLOW MEASUREMENT BY USING HOLOGRAPHIC INTERFEROMETRY

筧 源 亮*・井口理一郎**・木佐幸佳***

By Motoaki YANO, Riichiro IGUCHI and Yukiyoishi KISA

1. ま え が き

ホログラフィ干渉法は波動を用いた情報記録の一つの方法である。この研究では、波動に単色光を用いて流速の測定を行った。

光ホログラフィによる流体計測はまた、流れの可視化法の一例とも見なされる。流れの可視化法には、粒子、染料等のトレーサーを用いた追跡法、あるいは、シュリーレン法、マッハツェンダー法のように流体の密度変化の計測を行う方法などがあり、ここで述べるものは前者に属する。しかしながらこの計測では、流体に普通の水道水を用いて、水中に自然の状態で混入している微小粒子群をそのままトレーサーにしている。ここではこの微小粒子群と流れの間に相互作用はないものとして、微小粒子群の動きがそのまま流れを示すものと考えた。

ホログラフィ干渉法には二重露光法を用いている。この方法以外の時間平均法、実時間法は、ここで述べるような流速の計測法に適用することは出来ず、その理由は後述する。これまでのホログラフィによる流体計測は主として、密度変化を対象としたものであり¹⁾、流速では、個々のトレーサー粒子を追跡する方法²⁾、流体表面の変形からその表面流速を求める方法³⁾等行われているが、実例は少ない。流れの任意断面における流速分布を示したものは見あたらない。

ここで試みた流速測定法の概要は、次の通りである。ホログラフィ法は Leith-Upatnieks 法 (2光束法) を用いている。一般のものとは異なっているところは、対象物体に対する光の照射方法である。照射光は一平面内のみに拡げた光束を用いている。この光束により、流れの任意断面を照射すれば、散乱側において、流れの中の微

小粒子群のため、一つの光膜面が視認される。この微小粒子群の光膜の運動は、流れの連続性に支配され、微小時間内では、一つの固体膜面の変形に相似したものとなる。二重露光により、微小時間前後の微小粒子群の光膜のホログラムを得れば、その間の変位は再生像の干渉縞から求められ、結果として、流速分布が得られることになる。この流速計測の可否は、二重露光により得られたホログラムが、再生時に、干渉縞を示すか否かにかかっている。このことについて、考察し、実験を行い検討した。

微小粒子群の光膜を観察する視角を徐々に照射側に移動していけば、光膜を形成する粒子群の中で、散乱光の強いもののみしか観察できなくなる。この視角から写真撮影を行えば、その粒子軌跡から流況を得ることができる⁷⁾。しかし、精確な流速は、写真のもつ2次元性、ならびに、露光時間中に光膜外に出てしまう粒子が存在することなどから、単にこの粒子軌跡からだけでは、求めることができない。

2. 流動微小粒子群のホログラフィ

物体が光によって照射されると、反射、屈折、あるいは、回折などに起因した情報光が得られる。この情報光は、もとの照射光が、フレネル・キルヒホッフ、フラウンフォーファー、あるいは、フーリエなどの変換を受けたものとなっており、どの変換を受けるかは、物体を含めた光路系によって定まる。

ホログラムは記録面上のこの情報光ともとの照射光 (L-U 法では照射光の一部を分岐させた参照光) との干渉により作成される。光ホログラフィにおける単色光は、したがって波動として取扱われ、古典理論のヘルムホルツの式を満足するものである。光波 E は、

$$E = A \exp i(\phi + \omega t) \dots \dots \dots (1)$$

で与えられる。静止物体のホログラフィでは角速度 ω

* 正会員 Ph. D 神戸大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 日立造船(株)

*** 学生会員 神戸大学大学院 工学部土木工学科

は不変とし、振幅 A 、位相 ϕ についてのみ考察されるが、流速 V で運動する粒子の場合、ドップラー効果のため、その角速度の変化 ω_D もあわせて考えねばならない⁶⁾。

$$\omega_D = \omega_0 - \omega_i = \frac{2\pi}{\lambda} V \cdot (K_0 - K_i) \dots \dots \dots (2)$$

ただし、上式において、光波の単位ベクトルを K で示す。記録面上における照射光(参照光)、情報光をおのおの E_0, E_i とすると(本文において添字 $0, i$ はおのおの照射、情報光であることを示す)その合成光 $E_{0,i}$ は $E_0 + E_i$ であり、照射時間 T における平均強度 $I_{0,i}$ は上記から求められ、

$$I_{0,i} = \frac{1}{T} \int_0^T E_{0,i}^2 dt \equiv \langle E_{0,i}^2 \rangle \\ = I_0 + I_i + 2 \langle \text{Re}(E_0 \cdot E_i^*) \rangle \dots \dots \dots (3)$$

与えられる⁷⁾。記号 $*$ は共役であることを示し Re は実部を示す。ホログラフィに関係があるのは式(3)における右辺第3項である。

微粒子群が m 個の粒子から成るものとすれば、式(1);(2)を用いて、式(3)右辺第3項は、

$$\langle \text{Re}(E_0 \cdot E_i^*) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \text{Re} \left\{ \sum_m A_0 A_{mi} \right. \\ \left. \cdot \exp i[(\phi_0 - \phi_{mi}) + \omega_{Dmi} t] \right\} dt \dots \dots (4)$$

となる。この式(4)において $(\phi_0 - \phi_{mi})$ は微粒子の位置に関する項であり、 ω_{Dmi} は粒子運動によるドップラー効果に関する項である。作成されるホログラムには、流動微粒子群の位置情報と、速度情報の2つが共存する。したがって、流速を求めるには2つの方法が考えられる。

(i) 1回露光により、ドップラー効果から微粒子群の速度を求める方法。

(ii) 二重露光により微粒子群の変位と露光の時間間隔から速度を求める方法。ただしこの方法ではドップラー効果による影響を取り除く必要がある。

これらのことを明確にするために、式(4)においてドップラー効果についてのみ、その時間変動を考えれば、式(4)は、

$$\langle \text{Re}(E_0 \cdot E_i^*) \rangle = \sum_m \sqrt{A_0^2} \sqrt{A_{mi}^2} \cos(\phi_0 - \phi_{mi}) \\ \cdot \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} |V_m| \cdot T \right] \left/ \left[\frac{2\pi}{\lambda} |V_m| \cdot T \right] \dots \dots (5) \right.$$

となる。式(5)の誘導において式(2)を簡略化し、 $\omega_{Dmi} = 4\pi/\lambda |V_m|$ 、 $|V_m| = \text{const.}$ として、これを求めている。

作成されるホログラムは、上記(i)の方法では、流速に応じて、 $|V_m| \cdot T = n(\lambda/2)$ 、($n=1, 2, 3, \dots$)の周期をもつ暗縞が得られ、これから流速が求まる。式(5)は減衰関数ゆえ、実用上縞が区別できるのは、 $n=4$ までとすると、流速 1 m/sec 程度の測定では、光波長が 10^{-6} m

程度であることから、露光時間 T は 10^{-6} sec 程度でなければならない。このような条件を満たす光源は、ホログラフィに必要な光量から考えると現在入手することができない。したがって、この方法によって流速測定ができるのは、極微流速にかぎられる。ここではこの方法は試みないこととした。

上記の(ii)の二重露光法ではドップラー効果による影響を取り除く必要があり、式(5)より $|V_m| \cdot T \ll \lambda/2$ を満足しなければならない。使用光源に、あるパルスレーザーを選べば、露光時間 T 、光波長 λ は、定まってくる。

この研究で用いたルビーレーザーでは、 $T=30 \times 10^{-9} \text{ sec}$ 、 $\lambda=0.6943 \times 10^{-6} \text{ m}$ である。したがって測定し得る流速範囲は $0 \sim 2 \text{ m/sec}$ 程度に限定されることがわかる。

3. 二重露光法による変位測定

二重露光法による変位測定は、ホログラムの再生と関係がある。ホログラムの再生過程の概要について先にふれ、その後で変位測定と流速・二重露光の時間間隔の関係について考察することとする。

ホログラム作成において、記録材料に写真フィルムを用いるものとする、露光量が $H=I_{0,i} \cdot T$ で与えられ、フィルム乳剤の黒化度 D は、写真関係で用いられる Hurter-Driffield 曲線と与えられる。この H-D 曲線の直線部を使用するよう露光量、現像方法を定め、現像後、記録フィルムを読出光 E_r で照射すると、フィルム面を透過した再生光 E_d は、 $I_{0,i}$ に比例する。

$$E_d = E_r \cdot (C_0 + C_1 \cdot I_{0,i}) \dots \dots \dots (6)$$

ここで、 C_0, C_1 は H-D 曲線の直線部によって定まる定数である。再生光 E_d 中、流れの微粒子群の光膜の情報に關係する成分 $E_{d,i}$ は、式(3)、式(6)より、

$$E_{d,i} = \sum_m A_0^2 \sqrt{A_{mi}^2} \exp i[\phi_{mi} + \omega_{mi} t] \dots \dots \dots (7)$$

となって、光膜の情報光に比例し、光膜像が再生される。ただし式(7)の誘導において読出光 E_r は簡単に照射光と同じものとしている。

二重露光の場合のこの再生光は、 $(E_{d,i})_1 + (E_{d,i})_2$ であり、その平均強度 $I_{d,i}$ は $|(E_{d,i})_1 + (E_{d,i})_2|^2$ に比例する。式(1)を用いて、

$$I_{d,i} \propto \sum_m 4 A_{mi}^2 \cos^2 [(\phi_{mi})_1 - (\phi_{mi})_2] / 2 \dots \dots (8)$$

この式(8)における $[(\phi_{mi})_1 - (\phi_{mi})_2] / 2$ は二重露光前後における m 粒子の変位に関する項である。 m 粒子の変位を d_m とすると、

$$[(\phi_{mi})_1 - (\phi_{mi})_2] = \frac{2\pi}{\lambda} d_m \cdot (K_0 - K_i) \dots \dots (9)$$

となり⁹⁾, $[(\phi_{mi})_1 - (\phi_{mi})_2] / 2 = n\pi$, ($n=1, 2, 3, \dots$) に
より再生像に明縞を生じる. このことから粒子変位の大き
きさ $|d_m|$ は,

$$|d_m| = \frac{n\lambda}{\cos \alpha + \cos \beta}, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \dots\dots (10)$$

より求められる. ただし α, β は照射, 散乱角である
(図-5 参照). 二重露光の時間間隔 T_d が流速変動に
比べて極めて短い場合, $|d_m| = |V_m| \cdot T_d$ とおけば, 流
速 V に対して, 少なくとも一本の干渉縞を得るための
二重露光の時間間隔の最小値 $(T_d)_{\min}$ は $(T_d)_{\min} =$
 $\lambda / (2|V|)$ として求められる. 逆に二重露光の時間間隔の
最大値は, これが大きいほど多くの干渉縞が得られるの
であるが, 流れの乱れの状態とホログラフィの解像度の
関係, 微小粒子などによって定まるものと考えられる.
流れの乱れを時-空間相関で代表させれば, ホログラフィ
干渉縞を得るためには, ホログラムの解像度以上の充分
広い測定空間において, 二重露光の間, この相関がかなり
高い値でなければならない. この相関を示すものとして,
マイクロスケールを考えれば, 長さとして 10^{-3} m
程度の値と考えられる. ホログラフィ解像度が 10^{-4} m
程度であるから, 流れの乱れの状態によっては, 二重露
光の時間間隔の最大値が影響されることも考えられる.
流れに含まれる微粒子による影響は実験を行って調べた.

流れの微粒子群の光膜の厚さ h は, これを作成す
る円筒レンズの焦点距離 F と光波長 λ , 光源ビーム径
 D から, $h = 2.44\lambda \cdot F/D$ で求められる. 使用した光学
器材の諸元から光膜の厚さを求めると, $h \approx 10 \text{ m}^{-3}$ とな
り, 流れの微粒子径に対して充分な厚さとなっている.

4. 実験装置ならびに方法

実験に使用したホログラフィ光学系は図-1に示す通り
普通 L-U 法に用いられるものと同等のものである.
この研究において特に工夫した点は先きにも述べた通り
照射光である. 円筒レンズを用いて照射光を平面光束と
し, これを流れに浮遊する微粒子群に与えて,
光膜を形成させた.

流速測定用水路は, 開水路, 風洞水槽, 管水
路と異なった様式のものを用いた. 水路側板に
透明アクリル板を使用した以外, これらの水路
は特別のものでない. 主として実験に用いたの
は, 高さ 20 cm, 幅 13 cm, 長さ 310 cm の矩
形断面管水路である. この管水路の壁面層流境
界層の流れについて, 実験を行い, 得られた流
速分布を理論値と比較して, この流速測定法の

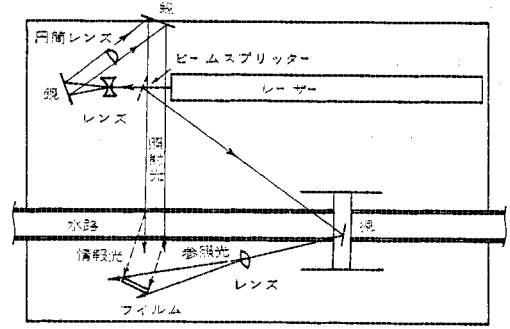


図-1 ホログラフィ光学系

検定を行った. ホログラフィ光源に, 波長 $0.6943 \mu\text{m}$
のダブルパルスレーザーを用いていることは先に
述べた通りである. ホログラム再生用の読出光には, 上
記のパルスレーザーが使用し難いため, 波長 $0.5145 \mu\text{m}$
のアルゴンレーザーを用いている. 光学器材は鋼板測定
台上にマグネットベースを用いて固定しており, 測定台
は二重露光を行っている間に外部から振動が伝わることを
除去するため, 新聞紙を積み重ねた上に乗せ, これを
防震材としている. 測定台の脚部の床版の下には, 地盤
からの振動が伝わるのを防ぐため, 砂を入れており, そ
の断面を図-2に示す.

ホログラフィ記録材料は写真フィルム (アグファ・
ゲバルト 10 E 75 ほか) を用いて, 流れの微粒子群が光
膜として視認できる散乱光側に設置する. 照射光を一部
分岐した参照光を立体角に拡大して, 記録フィルム面上
で一様光度となるようにする. 参照光と照射光の比は約
1:20 である. 光膜からの情報光と参照光を同時に記録
フィルムに与えてホログラムの作成を行う. 写真フィル
ムを使用する関係から実験室全体を暗室として, 実験を
行った. 微粒子群の光膜を管路底と平行にして, かつ照
射光ベクトルが, 流速ベクトルと直交するように照射光
を選ぶと, 流れが層流の場合, 後で述べるように得られ
たホログラフィ干渉縞の解析が容易となる.

実験は流況の異なった流れの流速分布をホログラフィ
干渉縞として求めると同時に, 流速と二重露光の時間間
隔を変化させて, ホログラフィ干渉縞の得られる条件を

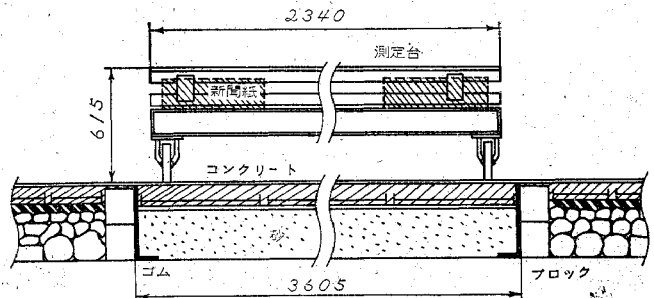


図-2 実験室断面図

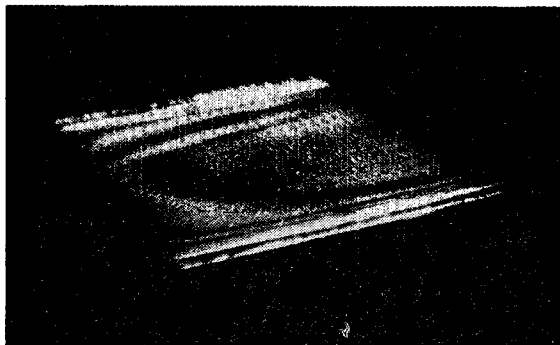
調べた。

5. 実験結果

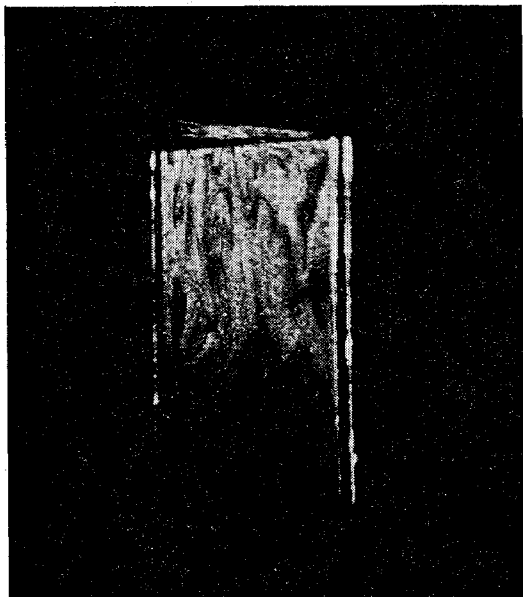
この実験より得られた流速分布を表わすホログラフィ干渉縞の数例を写真—1~4に示す。流れの微粒子群の光膜面上の各点で、照射角・散乱角が一定であると、写真に示す干渉縞の一本一本は流れの等流速線を表わす。

流れが層流の場合、管水路底に平行な横断面の流速分布が、写真—1に示すような干渉縞としてホログラフィから得られる。干渉縞がやや放物線となっているのは、ホログラム記録フィルムと微粒子群の光膜との距離が短く光膜上の各点において散乱角 β が一定でないためである。写真の説明に示す通り、このときの流速は直接粒子の移動距離から測定して2 cm/sec、二重露光の時間間隔は300 μ secである。

風洞水槽を用いて、風波水面付近の鉛直横断面におけ



写真—1 管水路層流流速分布 ($|V|=2$ cm/s, $T_d=300$ μ s)



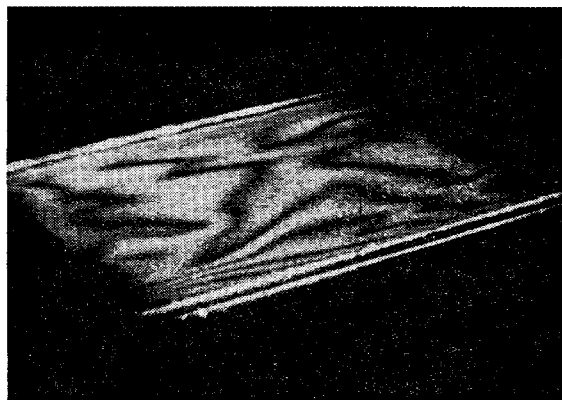
写真—2 風波水面下流速分布 ($|V|=20$ cm/s, $T_d=70$ μ s)

る流速分布を求めると、写真—2に示すように、かなり水面下でも乱れた流れの状態のものが得られる。上方に水面変化の状態が少し見られる。

開水路において、上流端に噴流を与え、視認により、この影響がなくなり等流になったと思われる下流側における流れの状態を写真—3に示す。これより流れに一度与えた乱れによる影響はなかなか無くならないことがわかる。

水路の任意断面(斜め45°)の流速分布を管水路層流について求めたものを写真—4に示す。上方に管水路天井壁が認められる。

流速分布のホログラフィ干渉縞が得られる二重露光の時間間隔の範囲を求めるために、層流を対象とし、流速が1~5 cm/secの範囲において、二重露光の時間間隔を変化させて実験を行った。この結果、二重露光の時間間隔の間の微粒子の変位距離が、3~6 μ mの範囲において干渉縞を得ることができたが、この範囲外では、微粒子群光膜のホログラフィ再生像が得られるにもかかわらず、干渉縞はほとんど得られなかった。この関係を図—3に示す。このことから、二重露光の時間間隔と流速との関係によってホログラフィ干渉縞作成の可否が定まることがわかった。乱流の影響のある場合についてはまだ



写真—3 開水路流速分布 ($|V|=2$ cm/s, $T_d=300$ μ s)



写真—4 管水路層流流速分布 ($|V|=2$ cm/s, $T_d=300$ μ s)

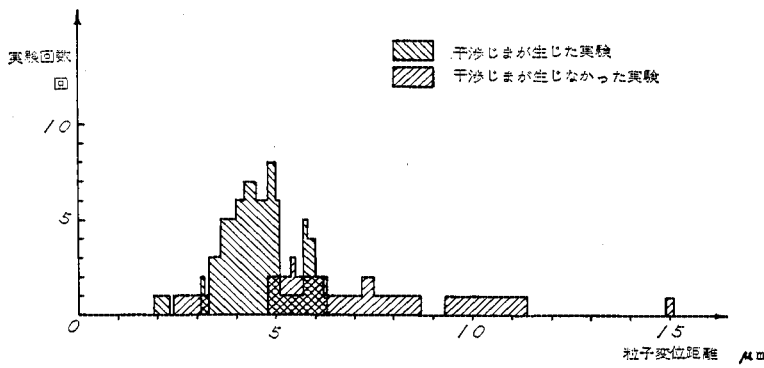


図-3 二重露光の時間間隔を変化させた実験結果

十分な結果を得ていない。

層流状態に最も近い写真-1の場合を例として、干渉縞の解析を行い流速分布を求める。流れは層流ゆえ、流向が一定しており、膜面内の流れと仮定すると、この場合照射光ベクトルは流速ベクトルと直交させているから、式(10)は $|d_m| = n\lambda / \cos \beta$ となり、流速 $|V|$ は

$$|V| = \frac{|d_m|}{T_d} = \frac{n\lambda}{T_d \cos \beta} \dots\dots\dots (11)$$

から求められる。ここで干渉縞次数 n 、散乱角 β を、微粒子群光膜面上の各点において定めると、その点の流速が求まる。これらを定めるために、まず得られた光膜の再生像における座標を決定する方法について述べる。一般に参照光と読出光とが同一でない再生像にゆがみを生じる。この像のゆがみは光学計算より補正することができるが正確に行うことは煩雑である。ここでは正確かつ簡単に座標を定めるため次のような方法を用いた。流れの微粒子群の光膜と同じ大きさの板に座標格子を記入して、水路の光膜の位置に設置しそのホログラムを作成する。記録フィルム等光学系は全く同一の状態とすることはいうまでもない。得られた格子板のホログラムから光膜と同一な寸法の再生像を求め、光膜のもと重ね合わせるにより、流れの微粒子群の光膜に座標を入れる。

水路側板位置で流速は零であるから、ここを基準とし

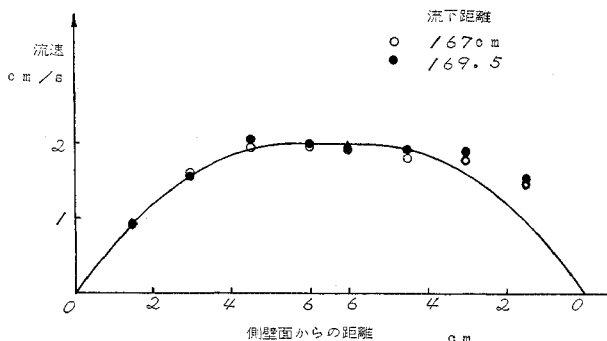


図-4 管水路層流流速分布

て、座標を入れた微粒子群光膜上の各格子点における干渉縞次数を求め n の値を定める。

散乱角 β は次のようにして求める。ホログラフィでは記録フィルムのごく一部分からでも充分撮影した全像を再生できるから、流れの微粒子群光膜の再生を行ったときに用いたホログラム記録フィルムの部分を探し、この座標と流れの中におかれた座標格子の各点の座標との関係から散乱角 β を求める。

このような方法で求めた写真-1に示す層流境界層の流速分布を図-4に示す。図中の実線は層流境界層の流れのブラウジウスの解である。この図を見ると左半分は理論値とよく一致しているに反して、右半分が一致しないのは、管路入口における流速分布が一様でなくかたよっており、そのため境界層の発達距離が左右で異なってきたためでないかと思われる。理論では左右どちらも管路入口から発達しているものとしている。

6. 考察ならびに結論

ホログラフィ干渉法による物体の変位測定法では、すでに述べたように、その変位と得られる干渉縞の間に明確な理論式が存在するため、なんらキャリブレーションなどを行う必要はない。それにもかかわらず、ここで、実験値と理論値の比較を行ったのは、流れの微粒子の運動と流れの間に、あるいは相互作用が存在するかも知れないと考えたためである。実験結果に示す通り、層流ではこの心配の必要がないことが明らかとなった。

乱流では、たとえば理論として明確なカルマン・ホーワースの式などにより、上記について検討することを考えているが実行するにいたっていない。なぜならば、乱流のホログラフィ干渉縞は写真-2に示す通り極めて複雑であり、簡単に縞次数を数えることができず、まず実

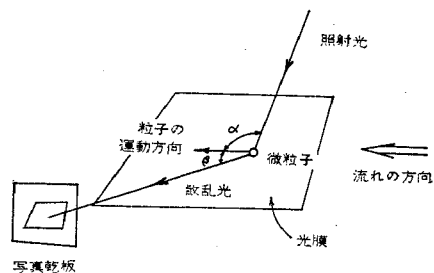


図-5 照射角 α 、散乱角 β の説明図

験方法を改良して、明確な干渉縞を得ることが必要であるからである。乱流の干渉縞から瞬間的な流速分布を求めることも重要であるが、それと別に、各種の乱流について、多くのホログラフィ干渉縞を得て、これを分類し、直接これを水理学上に利用することもまた必要なことと考え、今後研究を続けるつもりである。

乱流場を一つの波が通過すると、この波は乱流場のために散乱される。大気中の電波の伝播、海洋における音波の散乱等多くの研究がある。これを利用して光を用いた対流場乱流測定の研究⁴⁾もある。本研究の初期に蒸留水を用いてこの乱流による散乱を利用しようと試みたが、温度変化のない場合光に対する散乱効果は見出せなかった。したがって、この実験における乱流のホログラフィ干渉縞には、このことによる影響はないものと考えられる。

実験結果に示す水路任意断面の流れのホログラフィ干渉縞から明らかなように、干渉縞は流れの微粒子群がその光膜の膜面内で変位している状態を示すものでなく、流れ方向の変位を光膜位置で二重露光内にとらえた状態を表わしている。ここには示さなかったが、同一軸上で光膜を順次回転させ数枚の干渉縞を得ると、軸上では、干渉縞の間隔が同一となる。光膜は2次元であっても干渉縞は普通のホログラム同様3次元性を有している。このため厳密に流速を求めるには、同時に別方向から3枚のホログラフィ再生像を求めてこれより流速3成分を得なければならない。層流の場合、2枚のホログラフィ再生像から流速2成分を得ることは試みている。

乱流の影響のない場合でも、流れのホログラフィ干渉縞が得られる二重露光の時間間隔の最大値には実験結果に示すように限度がある。これを微粒子の変位距離で示すと数 μm となって、微粒子径と近似する。このことから微粒子は点と考えられず、大きさを持ち、粒子上の各点の位置変位によって情報光が変ってくるものと考えられる。このことについては、粒径を変えた人工のトレ

ーサーを用いることにより、今後より明らかにしたいと考える。

ホログラフィは光源と光学器材の組合せにより各種の方法が考えられている。ここでは光学器材の関係から試みることができなかったが、フーリエ変換ホログラフィを用いれば、あるいは照射光を平面光束としなくとも流速分布が得られたのではないかと考える。ともあれ、ホログラフィ計測の可否は光源に左右されることが大きく、今後のこの汎用性はレーザー開発に依存するところが大であると思われる。

7. 謝 辞

この研究の実施に際して、実験室改造、実験装置製作、研究経過中の討議など、あらゆる点で協力いただいた、神戸大学神田助教授、梅田助手ならびに水工学講座の学生諸氏に厚く御礼申し上げる。

参 考 文 献

- 1) Born, M. and Wolf, E.: Principles of Optics Pergamon Press, pp. 499-502 (1964).
- 2) 中島俊典・斎藤弘義: ホログラフィによる運動物体の速度分布の測定, 理研報告, 47巻1号, pp. 13~17(1971).
- 3) Reinheimer, C.J., Wiswall, C.E., Schmiede, R.A. and Dueker, J.E.: Holographic Subsonic Flow Visualization, Appl. Opt. 9, pp. 2059~2065 (1970).
- 4) Roe, G.E.: An optical Study of turbulence, J. Fluid, Mech. 43, 3, pp. 607~635 (1970).
- 5) Trolinger, J.D., Belz, R.A. and Farmer, W.H.: Holographic Techniques for the Study of Dynamic Particle Fields, Appl. Opt. 8, pp. 957~961 (1969).
- 6) 篁 源亮・西田寿夫・前田 強: レーザーによる流速測定, 土木学会年講 29, pp. 368~369, (1974).
- 7) 篁 源亮・西田寿夫: 橋脚洗掘の可視化, 流れの可視化シンポジウム 3, pp. 105~108 (1975).
- 8) Zambuto, M. and Lurie, M.: Holographic Measurement of General Forms of Motion, Appl. Opt. 9, pp. 2066~2072 (1970).

(1976.4.5・受付)