ホログラフィー干渉計を用いる高速現象の可視化*

高山 和喜**

Visualization of High-Speed Phenomena Using Holographic Interferometry

Kazuyoshi TAKAYAMA

1. 緒論

「百聞は一見に如かず」と言うように、流れの可視化写真から、離散点での圧力や温度の時間変化の測定に比べ、ある瞬間の流れ場全体を容易に理解することができる。高速流れは密度変化を伴うので、その可視化には影写真法やシュリーレン法がある。これらの方法は、19世紀にレンズの磨き精度を検定する手段として開発された。影写真では流れ密度変化の勾配を検出できる。Toeplerは影写真のフィルム側の焦点位置にナイフエッジを挿入して、流れの密度勾配を検出する方法を提唱し、現在のシュリーレン法の基礎を築いた。彼はその方法を使って、放電でできた球状衝撃波が壁から反射する様子を観察して、結果のスケッチを1867年のパリ万国博覧会に出展した。これは衝撃波研究の歴史で最初の可視化である。しかし、そのスケッチには、残念なことに、壁で反射した衝撃波が現在マッハ反射と呼ばれる形態に変化する部分が修正されていたので、もし、Toeplerが衝撃波の反射を見た通りにスケッチしていたら、彼は衝撃波研究の先駆者と呼ばれたはずで¹⁾、科学史に名を残すと言う名誉を逸し、単にシュリーレン法の発明者となった。

1875年、E. Machは息子のLudwigと協力して、ジャマン干渉計を改良してMach-Zehnder干渉計を発明し、この装置で流れの密度が定量的に計測できるようになった²⁾。

1949年、Gabor³⁾は電子顕微鏡の解像度を高める研究で、位相の揃った単色光で現象を照射し、記録したフィルムに再びこの光を当てれば、現象の位相情報を再生できる原理を発見した。これは後にホログラフィー(Holography)と呼ばれ、Gaborはこの発明で1971年ノーベル物理学賞を受賞している。現在、高性能のパルスレーザーが市販されるようになって、ホログラフィー法は流れの可視化の有力な手段となっている。ここでは、衝撃波や高速流れをホログラフィー法で計測することの利点を述べ、フーリエ編解析で定量的な流れ計測を試みた例

を示す。

2. 二重露光ホログラフィー干渉計

光は電磁波なので、波形は振幅、波長と位相で決定され、波長は光の色、振幅は光の強度、位相は波形の正弦波からのずれを表わす。フィルムは被写体を通過あるいは反射した光の振幅情報のみを記録し、フィルム上の濃淡は被写体から発する光の振幅情報の空間分布を示し、位相情報は記録できない。Gaborは光源の光を物体光と参照光として、フィルム上に重ね合わせて露光し、一旦、被写体の像を振幅情報として記録し、このフィルムを参照光で照射すると、振幅情報を示す濃淡分布は参照光に対して回折格子として働いて、被写体の位相情報が虚像あるいは実像となって再生されることを示した。これはホログラフィーの原理である。ホログラフィー(holography)とは「全てを見る」という意味の期待を込めた造語である。Gaborのホログラフィー法は単純なものであったが、レーザー光が普及するにつれて様々のホログラフィー法が提唱され、現在、可視化技術に重要な位置を占めている。

Gaborのホログラフィー法は物体光と参照光が同じ光軸上を通るので、イン・ライン・ホログラフィー(in-line holography)と呼ばれる。一方、物体光と参照光は異なる光路を経てフィルム上にある角度で交差して重ねて露光される方法はオフ・アクシス・ホログラフィー(off-axis holography)と呼ばれる。イン・ライン・ホログラフィー法は、現在、微粒子の計測など比較的限られた目的に応用されている。一方、後者は光学系の空間配置が比較的自由なので、変位計測、温度や密度変化の計測など広く応用されている。また、ホログラフィー法で三次元的な被写体を立体的に表示する写真芸術の分野が開拓され、その撮影には後者が用いられている。

1961年、LeithとUpatnieks⁴⁾はオフ・アクシス・ホログラフィーで、被写体の現象が現れる前に一回目の撮影を行い現象に同期させて二回目の露光を行い、この二重露光の間に現れた被写体の変位あるいは密度変化を記録する技法を提唱した。これは二重露光ホログラフィー干渉計法(double exposure holographic interferometry)

* 原稿受付 1999年7月1日

** 正会員 東北大学 流体科学研究所 衝撃波研究センター

と呼ばれている．二回の露光の間に現れる現象の位相情報の変化を位相角の変化 $\Delta\phi$ とすれば，再生された干渉計写真に現れる縞の強度分布 I は，

$$I \propto \cos \Delta\phi, \quad (1)$$

で表され，位相角が π 変化する毎に，濃淡の干渉縞が現れる．また，二次元の衝撃波管流れを考えれば，位相角は干渉縞の次数 N で変化し，密度変化 $\Delta\rho$ に対応して次式のように表される．

$$\Delta\rho = 2\pi LkN/\lambda, \quad (2)$$

ここに， L は衝撃波管の測定部の幅， k は Gladstone-Dale 定数， λ はレーザー光の波長である．(2)式より縞次数分布は密度分布に対応する．

2.1 衝撃波管実験の光学系

Fig. 1 は東北大学流体科学研究所衝撃波研究センターの二重露光ホログラフィー干渉計法の光学系を示す⁵⁾．光源は TEM₀₀ モードの二重露光パルスルビーレーザー，波長 694.3 nm，パルス幅 25 ns，最大出力 2 J/パルスである．光源の光は，ビーム・スプリッター (beam splitter, BS) で被写体を照射する物体光 (object beam, OB) と基準となる光源の光，参照光 (reference beam, PB) に分離される．

物体光は影写真光学系と同じで，OB は凹レンズで拡大光となって放物面鏡，直径 300 mm，焦点距離 3 m で反射して平行光線となり測定部を通過する．測定部を通過した平行光線は光源側の放物面鏡と同じ特性の放物面鏡で反射し収束する．その焦点位置近傍に結像レンズを挿入して測定部の被写体の像をフィルム面に結像させる．一般に，ホログラフィー法では物体光は散乱光で被写体を照射するので，結像レンズを使わない．ここに用いるホログラフィー法はイメージ・ホログラフィー (image holography) とも呼ばれる．ホログラフィーフィルムは 100 mm×125 mm AGFA 10 E 75 シートフィルムで，フィルムホルダー (film holder, FH) 上に固定される．FH ではアルミニウム製の滑らかに仕上げた平面に直径約 1 mm の孔が約 10 mm 間隔に分布している．この孔

はアルミ平面背後の低圧の空間につながっているので，面上のフィルムは大気圧との差圧で FH 上に吸着されて固定される．現在，このシートフィルムは製造が中止されていて低感度の代換え品があるが，その特性はシートフィルムには劣るようである．

一回目の露光は現象の前に，二回目の露光は現象に同期して行われる．レーザーの制御回路で二回の露光間隔を任意に設定できるので，第一回目の露光で現象に同期させる．参照光は BS を通過後，平面鏡で反射を繰り返して物体光とほとんど同じ光路長を経て，Fig. 1 に示すように RB を直径 200 mm の凸レンズで拡大し，平行光線として FH 上のフィルムに OB と重ねて露光する．もし，二回露光間に RB の光路が変わらなければ，得られる写真の干渉縞は等密度線に対応し，これを無限干渉縞写真 (infinite fringe interferogram) と呼ぶ．一方，二回の露光のいずれかで，この凸レンズを光軸に垂直に保って中心をずらして二重露光撮影すると，干渉写真には中心のずれた距離に見合った平行で一様に傾いた干渉縞が現れる．これを有限干渉縞写真 (finite fringe interferogram) と呼ぶ．また，有限干渉縞の傾き方向は凸レンズの中心が移動する方向を変えて制御する．

Fig. 2 にこの凸レンズを示す⁶⁾．レンズの取り付け枠は一点で支持され，支持点を中心に振れる構造をもち，その変位量はマイクロメーターで設定できる．さらにレンズの取り付け枠を回転させてレンズを振る方向を選択できる．なお，二回露光の間にレンズの移動を手動で操作するときには，レーザーの内部トリガーでの二重露光ではなくて，一回露光を独立に二度繰り返し，この間にレンズの中心を移動させる．

イメージ・ホログラムは現象の密度変化を影写真と同じ光学系で記録する．アルゴンイオンレーザー光を平行光線にして，このホログラムを照射すると光源と反対側に被写体の実像が現れるので，この像を凸レンズで結像してネオパン ss 級シートフィルム 100 mm×125 mm に記録する．

Fig. 1 Holographic Interferometric Optical Arrangement for Shock Tube Experiment

Fig. 2 A Convex Lens for Collimating RB

物体光を散乱光にして被写体を照射し反射散乱光をホロフィルムに直接露光すると、再生過程では光源側に被写体の虚像が現れる。この像は三次元的であるが、イメージ・ホログラムに比べ画像の空間解像度が劣る。基本的な光学系は、Fig. 1の光学系で結像レンズを取り除き、フィルムを測定部に対面する位置に近づけ、また、測定部の光源側に物体光を拡散させる散乱体を挿入した配置になる。

2.2 フーリエ縞解析

有限縞干渉計写真の縞分布をフーリエ解析して密度分布を求める⁷⁾フーリエ縞解析法は現在広く用いられている画像解析法で、ここに示す方法は、本センターのBabinsky 助手がケンブリッジ大学に転出する前に手掛け、オーストラリア国立大学のRussell 博士が整備し、最近、同大学のHouwing 教授が本センターに客員教授として滞在中に完成した国際共同研究の成果である⁸⁾。

その手順は：2.1節で示した有限縞干渉計写真をトリミングして引き伸ばし、その画像をイメージ・スキャナーでワークステーション上に取り込む；取り込んだ干渉縞の濃淡がある直線の検査線に沿って切断し、線上の干渉縞情報をコンピュータ上でフーリエ変換する；フーリエ変換した情報を正規化してフーリエ変換面を作り周波数分布で表示する；検査線を走引して画面全体をフーリエ変換する；得られたフーリエ変換の周波数分布から、ホログラムを作るときに現れた衝撃波現象に無関係の低周波と高周波雑音成分を取り除く；その結果に二次元のフーリエ逆変換を施して、二次元の位相角分布を求め、(2)式で見たように密度分布を求めることができる。

誤差の原因は干渉縞の読みとり精度が主なもので、縞の間隔と方向が密度変化の向きと直交するように工夫することが必要である。また、低周波と高周波成分を除去する過程で系統的な誤差が導入されるが、系統的な誤差は15%以下である。位相角分布が求めれば、(1)式の関係から縞次数は決まり、(2)式から密度分布を求められることになる。

現在マニュアルが整備されて一般的な利用もできるが、処理過程を完全に自動化することはやや難しい。求められる位相角は常に0から 2π の間で変化するので、隣り合う位相角の変化が単調増大か減少かを判断するには、衝撃波と流れを見抜く経験も必要であるが、数値解を援用したりシュリーレン法の濃淡分布やカラーシュリーレン法の色分布から推定することも考えられる。計測の実例を後に示す。

3. 気体中の高速現象への応用

Wortbergら⁹⁾、Russellら¹⁰⁾はホログラフィー干渉計法を衝撃波管の実験に応用し第11回国際衝撃波管シンポジウムで報告している。しかし、初期のホログラフィー干渉計法の画像はマッハ・ツェンダー干渉計の写真に比べてノイズが多く、また、画像の空間解像度も見劣りした。

東北大学流体科学研究所では、1975年、衝撃波の多目的利用を視野に二重露光ホログラフィー干渉計法の応用を開始した。最初の成果を1983年に公表し、水中衝撃波の観察に特段の威力があることを示した、Takayama⁵⁾。その後、技術の習得と改良の結果、1985年、気体中の衝撃波現象に対してもこの可視化法がマッハ・ツェンダー干渉計に劣らない特性を発揮することを確信した。

3.1 衝撃波のマッハ反射

空気力学の教科書には、斜め衝撃波の反射には正常反射と呼ばれる形態があつて、この形態では与えられた衝撃波マッハ数に対して、入射角を変化させれば反射角はその値に対応して一意的に求められるが、反射角が定まらなくなる入射角からマッハ反射と呼ばれる形態が出現すると記述されている。マッハ反射は、衝撃波の非線形性を代表する特性で、正常反射に対応しない反射形態をマッハ反射とする解釈は、「マッハ反射とは何か」という本質的な疑問に答えていない¹¹⁾。

与えられた気体とマッハ数に対して、反射衝撃波の形態が正常反射からマッハ反射に変わる遷移臨界角を解析的に求める研究は衝撃波の動力学の重要な研究課題となっている。しかし、知られている解析結果は、古くから衝撃波管実験の結果と食い違うばかりでなく衝撃波管の大きさや実験条件でも異なることが知られている¹¹⁾。さらに、弱い衝撃波のマッハ反射では解析解は実験結果と全く異なり、この事実はフォンノイマン・パラドックスと呼ばれている。

定量的な光学可視化法を駆使して、この理論と実験との食い違いを明らかにすることは衝撃波の動力学の永続的な研究課題となっている。そのため可視化結果と精緻な数値解との対比が重要で、最近の衝撃波管の可視化では、単に衝撃波が写っているという段階を越えた画像の空間解像度が要求されている。東北大学流体科学研究所衝撃波研究センターでは、100 mm×180 mm 衝撃波管に急速開口弁を用いて無隔膜衝撃波管とし、その再現性を向上させ空気中で衝撃波マッハ数1.5-5.0について、マッハ数のばらつきは $\pm 0.3\%$ である¹²⁾。

Fig. 3はこの衝撃波管の測定部に傾き角52度のくさびを取り付けFig. 1の光学系を用いて撮影した、アルゴンで初期圧14 kPaと28 kPa、マッハ数2.8の衝撃波の反射を示す無限縞干渉写真である¹³⁾。なお、アルゴンでは、このくさび傾き角はこのマッハ数での遷移臨界角に近い。

Fig. 3で二回の露光間隔は300 μ sなので、それぞれの瞬間での衝撃波が重なって記録され、二重露光ホログラフィー干渉写真となっている。干渉縞は等密度線に対応する。Fig. 3(a), (b)では、くさび先端近くの反射形態は正常反射を示し、一方、時間経過後の反射形態はマッハ反射となっていること、また、初期圧の違いで現れる干渉縞の数が異なることがよく分かる。

従来、くさびを過ぎる衝撃波の反射形態は自己相似と

されたが、Fig. 3 に見るように、この仮定は必ずしも成り立たないことが実証された。Henderson ら¹⁴⁾は、アルゴンで頂角 52 度のくさびで初期圧 14.7 kPa について、マッハ数 2.83 の衝撃波の反射を非常に精密に数値模擬してくさびの先端では正常反射が現れ、ある遅れ距離を経てマッハ反射が現れることを始めて示した。この数値予測は明らかに反射衝撃波はいつも自己相似とはならず、その原因に衝撃波背後でくさび壁面に沿って成長する境界層が支配的になることを示し、同時に、従来知られている実験結果と解析解の食い違いの原因を合理的に説明している。

Fig. 3 は、その数値解を実証する目的で初期圧 14.7 kPa で、衝撃波の到達位置を変えて無限縞干渉計写真を繰り返し撮影した結果の一部である。衝撃波三重点の軌跡を実験と数値解で比較した結果を Fig. 4 に示す。白丸は数値解、黒印は様々の初期圧での実験結果で、数値解と同じ初期圧での実験結果黒丸は僅かに食い違うが三重点が成長の傾きはよく一致することが分かる¹⁵⁾。

再現性の良い衝撃波管を使って同じ初期条件で時系列

Fig. 3 Shock Wave Reflection over a 52 Degree Wedge at $Ms=2.8$ in Argon : (a)Initial Pressure 14 kPa ; (b)28 kPa

的に繰り返して撮影した二重露光ホログラフィー干渉計写真をコンピューターに取り込んで再配列し、毎秒 24 コマ程度の割合で動画表示することができる。高速度写真の画像の空間解像度は必ずしも高くはないので、高解像度の干渉計写真は動画表示は現象の細部の変化を観察することができる。この動画表示は従来見逃していた衝撃波の詳細な動的挙動を理解することができる。この動画表示を数値シミュレーションのアニメーションと比較すれば、数値解の精度を動的に検証することができる¹⁶⁾。

3.2 デトネーション波の初生

可燃混合気の中で点爆発が起こると、爆燃が起こりその前面に衝撃波が駆動される。その後、反応面は加速されて衝撃波面に追いついて、衝撃波はデトネーション波に移行する場合 (deflagration-to-detonation transition, DDT) があることが知られている。DDT に関する多くの実験があり、可燃混合気の中でデトネーションを誘起できる最小エネルギーを求める理論などもあるが、DDT の機序を普遍的に解明するには至っていない。また、デトネーション管の実験では衝撃波背後で壁に沿って形成される境界層は混合層なので、境界層に沿って爆燃波が加速されることも知られている。

したがって、DDT の研究では、壁のない実験が必要で比較的広い空間内で点爆発で誘起される衝撃波がデトネーション波に移移する過程を調べることに意義がある。Fig. 5 にその実験装置と光学系を示す¹⁷⁾。

装置は壁厚さ 30 mm、直径 290 mm、有効幅 290 mm の鋼製の円筒容器で両端に厚さ 25 mm のアクリル樹脂窓が取り付けられている。理論当量比の酸水素を分圧比で充たし 30–100 kPa とする。容器の中心に吊した直径約 0.1 mm の木綿糸、後に直径 0.02 mm の銅線に、微小爆薬アジ化銀粒子 3–10 mg を貼りつけて、パルスヤ

Fig. 4 Trajectories of Triple Points: Open Circle, Numerical Results at 14 kPa; Filled Symbols, at Various Initial Pressures, Filled Circle at 14 kPa

グレーザー光、パルス幅 7 ns、エネルギー 20 mJ を照射すると、爆薬は瞬間的に起爆して混合気中に爆燃波を作り衝撃波を駆動する。爆燃波の速度は初期圧によって変わるがほぼ一定速度で燃え広がるので、衝撃波もほぼ一定速度で駆動される。しかし、爆燃波が局所的に加速されて衝撃波面に追いついたところから DDT が始まるので、DDT は基本的に多次元現象である。

同じ初期条件で写真撮影の時期を変えた時系列的な観察では、衝撃波面は局所的にデトネーション波に遷移し、波面全体の平均速度は爆燃波駆動の衝撃波速度から Chapman-Jouget デトネーション波速度¹⁸⁾に漸近的に移行する。Fig. 6 は、爆薬量 10 mg、初期圧 100 kPa での時系列的な二重露光ホログラフィー干渉計写真である。

写真から明らかなように、レーザー起爆したアジ化銀ペレットの表面から未燃焼の微粒子が超音速で飛散している。微粒子の後流は混合層を形成し、後流に沿って爆燃波面が加速されていることが分かる。爆燃波が混合層に沿って加速される現象の詳細な実験は進行中なので、ここでは、ホログラフィー干渉計法がこの種の複雑な流れの構造を詳細に知る有効な手段であることを示した。

3.3 極超音速流れの計測

来世紀の前半に打ち上げを予定している日本のスペースシャトル HOPE-X の大気圏再突入では、宇宙機を空力加熱から護る熱防設計が重要な開発研究課題になっている。航空宇宙研究所角田宇宙推進技術開発センターは、世界最大の大きさで特性を誇る高温衝撃風洞を完成して本格的な運用に着手し、宇宙機の熱防御設計のデータ取得を開始した。大気圏再突入の空気力学を風洞で模擬する研究である。そのために、風洞流れのマッハ数ばかりでなくてレイノルズ数をも実際の流れに一致するように、相似パラメーター、密度と装置の代表長さの積 (binary parameter) を一致させなければならない。風洞実験では実際の宇宙機の数十分の一から数百分の一縮尺模型を使うので、風洞の気流流れ密度は実際の密度の数十倍から数百倍になり、衝撃波風洞の淀み点状態は非常に高圧

高温になるのはやむを得ない¹⁹⁾。

東北大学流体科学研究所衝撃波研究センターでは、航空技術研究所との共同研究で小型の自由ピストン衝撃波風洞を建設して、最適ピストン作動法 (Tuned operation) の開発と確立に協力してきた。最適ピストン作動法は経験を通じて設計されてきた自由ピストン衝撃波風洞の特性を、気体力学の理論を基礎に合理的に集大成したものである。Itoh²⁰⁾はこれを定式化して、航空宇宙研究所の大型高温衝撃風洞 (High Enthalpy Shock Tunnel, HI-EST) の設計と製作に成功している。この装置は性能試験を終えて設計性能と良く一致する実性能を示している。

Fig. 7 は東北大学流体科学研究所の小型自由ピストン

Fig. 6 DDT Incuded by Explosion of 10 mg (15 J) Silver Azide Pellet of in Stoichiometric Oxy/hydrogen Mixture at 100 kPa : (a)5 microsec after inginiton ; (b)40 microsec

Fig. 5 Experimental Setup of Point Explosion of Silver Azide Pellet in Stoichiometric Oxy/hydrogen Mixture

Fig. 7 Hypersonic Free Piston Shock Tunnel

衝撃波風洞の概略図である。70 リッターの高圧貯気槽の空気で3.1 kgのピストンを長さ6 m, 内径100 mmの圧縮管に沿って動かし, その中のヘリウムを圧縮する。圧縮された高温高圧ヘリウムは衝撃波管の高圧駆動気体となって, 内径38 mm, 長さ2 mの衝撃波管の空气中に強い衝撃波を発生する。衝撃波は末端壁で反射して高温高圧の淀み点状態を形成する。末端壁で淀み点状態が比較的長く持続するように, 反射衝撃波と接触領域背後の音響インピーダンスを一致させる Tayloring 条件が充たされるように, 衝撃波管の初期条件が決められている²¹⁾。その結果, この装置では最高淀み点エンタルピー15 MJ/kgが達成できる。

衝撃波管末端壁はマイラー隔膜を介して円錐ノズル, 喉部直径7 mm, 出口直径130 mm, が接続されている。円錐ノズルを通過して流れは膨張して, ノズル出口でやや広がる速度分布を持つ極超音速流れとなる。ノズル出口の気流のピトー圧測定から, 直径100 mmの一樣流が観察される。Fig. 8に有限縞干渉計写真を示す:(a)幅60

mm, 厚さ15 mm, 半頂角20度のくさび;(b)直径50 mmの半球を先頭形状とする円筒。流速, 密度, 圧力, 温度はそれぞれ2.75 km/s, 密度0.02 kg/m³, 2.26 kPaおよび387 Kで, このときの淀み点エンタルピーは4.78 MJ/kgであった²⁾。

このとき, 試験空気は部分的に解離していて, その成分は平衡状態を仮定すれば: 窒素分子66.69%, 酸素分子12.94%, アルゴン1.29%, 酸素原子0.12%, 一酸化窒素18.94%である。なお, このような混合気体の屈折率と密度の関係はそれぞれの成分の屈折率のモル分率の和で表される²⁾。

有限干渉縞の方向はくさびでは流れ方向に平行に, また, 半球ではやや斜め方向に現れる。干渉縞の変位を2.3節で述べたフーリエ縞解析法で処理して物体まわりの密度分布を求め, 結果をFig. 9に示す。なお, 半球では軸対称流れなので, 前述の縞解析法で処理して得た位相角の分布にアーベル変換を施して軸対称の密度分布を得ている。この結果を数値計算の結果と対比すれば, 非常によい一致が得られた。

3.4 飛行する矢のまわりの流れ

和弓はスポーツというよりは求道の要素を持ち, その矢の飛行は非常に複雑な加速運動と連成されていて, 興味ある研究課題である。一方, その可視化は限られた範囲にとどまっている, 佐藤²²⁾。また, 矢の飛行速度は高々数十 m/s 程度なので圧縮性を示すには遅く, 衝撃波の可視化に有効な方法は適用できない。この実験では, 矢を液体窒素中に漬けて表面温度を十分下げて, 温度差をマーカーに人為的に温度境界層を作り, 矢の飛行を可視化しようとする。

Fig. 10は実験の配置を示す。床面から約1.1 mの高さに巻藁を置いて, 4.2 mの位置から片膝ついた姿勢で矢を水平に射る。実験室を薄暗くし, 巻藁の中心を半導体レーザー光で照射し目標とした。矢は弓弦を放れた直後から定常速度に達し, 巻藁に当たるまで一定速度で飛行すると考え, 弓から2.2 m離れた位置に二枚の焦点距離300 mm, 幅60 mm, 長さ300 mmの平凸の円筒レンズを凸面を向き合わせて500 mm離して水平位置に置き, 200 mm間隔の幅50 mmの二組のレーザーシートを形成した。矢が二枚のレーザーシートを横切る時間差から矢の平均速度 49.7 ± 0.3 m/sを得た。

有限縞干渉計法で可視化し, 第一回の露光は矢を射る前に, また, 第二回の露光は矢が測定部に達したときに同期させた。矢はアルミニウム製で直径6 mm, 長さ1200 mmで先端にアルミニウムの鏃が付いている。矢の先端300 mmを液体窒素, 沸点77.2 K, を満たしたジュワ瓶の中に, 第二回露光の直前まで約5分間浸し, 矢をジュワ瓶から取り出して15秒から30秒の間につがえて射た。また, この間に矢の表面温度の回復は, 予備実験によって検定し, 約190–260 Kを得た。回復時間は矢を射るまでの時間経過によって異なり, Fig. 11では約260 K

Fig. 8 Hypersonic Flows over : (a) a Wedge ;
(b) a Hemispherical Cylinder

Fig. 9 Color Display of Density Distribution over Bodies shown in Fig. 8

であった。

Fig. 11(a)は有限干渉縞写真, Fig. 11(b)はそれをフーリエ解析して得た位相角分布をアーベル変換して求めた密度分布を示す。Fig. 11(a)より, 矢の上面と下面で縞分布は非対称であるが, これは矢の上下で対流の影響で温度境界層の発達が異なるためと考えられる。また, 標準状態の空気について, 矢の直径を代表長さとするレイノルズ数は 21,900 なので, 矢の先端では層流境界層が発達し, 先端からおおよそ 128 mm の位置で乱流遷移する

Fig. 10 Experimental Setup of Visualization of a Moving Arrow

Fig. 11 Finite Fringe Interferogram over Thermal Boundary Layer over a Moving Arrow (a) and its Color Display of Density Distribution (b)

ことになるが, 実際には鏃部分で既に境界層は乱流に遷移している。今後, 矢柄全体を冷やして, 矢全体の温度境界層を計測して, これをマーカーとして矢に働く流体力を推定することを計画中である。

4. 結論

現在, 数値シミュレーション法の発達と, 衝撃波管の再現性が非常に向上したと言う技術発展の支援を受けて, 非定常の高速気流の可視化計測は「何か写っている」という段階を超えて, 流れを定量的に計測して物理を論ずる時代に到達した。この目的に, ホログラフィー干渉計法が非定常の高速流れ計測の有効な手段になり, また, この方法を精緻な画像処理法と組み合わせて定量的な計測ができる一例を示した。特に, ここに示した事例が, この研究分野に関心を持つ院生・若手の研究者諸氏の参考になることを願いとめとする。

参考文献

- 1) J.M. Dewey: Private Communication (1998)
- 2) W. Mertzkirch: Flow Visualization, Academic Press New York (1974)
- 3) D. Gabor: Microscopy by reconstructed wavefronts, Proc Roy Soc London Ser A (1949) pp.454-487
- 4) N.E. Leith and J. Upatnieks: Reconstructed wavefronts and communication theory, J. Opt. Soc. Am., Vol.52, (1962) pp.1123-1130.
- 5) K. Takayama: Application of Holographic Interferometry to Shock Wave Research. Proc. SPIE. Vol.398, (1983) pp.174-180
- 6) 高山, 渡邊: 凹面を過ぎる衝撃波の回折 (二重露光ホログラフィー干渉計による観察)。速研報告, 45 巻 (1980) 33-63 頁
- 7) H. Babinski and K. Takayama: Quantitative holographic interferometry of shock wave flows using Fourier transform ring analysis, Proc. 20 th Int Symp. on Shock Waves. Pasadena, (1995) pp.1599-1604
- 8) F. Houwing and K. Takayama: Automated interactive analysis of finite fringe interferograms, including deconvolution of data from axisymmetric flows, Rep Inst Fluid Sci. Tohoku Univ. Vol.11, (1999) pp.95-121
- 9) G. Wortberg: A holographic interferometry for gas dynamic research, Proc.9 th Int. Symp. on Shock Tubes, Stanford Univ. (1974) pp.267-276
- 10) D. Russell et al.: Double expansion nozzle for recombination in shock tunnel and Ludwig tube, Proc.9 th Int. Symp. on Shock Tubes, Stanford Univ. (1974) pp.238-249
- 11) G. Ben-Dor: Shock Wave Reflection Phenomena, Springer Verlag, New York, (1992)
- 12) 楊: 弱い衝撃波の挙動に関する実験的・理論的研究, 東北大学大学院工学研究科博士論文, (1995)
- 13) 水戸部, 高山: くさびおよび円錐を過ぎる衝撃波反射の正常反射とマッハ反射の遷移遅れに関する研究, 東北大学流体科学研究所報告, 10 巻 (1999) 1-15 頁
- 14) L.F. Henderson et al: The effect of heat conductivity and viscosity of argon on shock wave diffracting over rigid ramps. J. Fluid Mech., Vol.33 (1997) pp.1-49
- 15) 板橋: 衝撃波の反射に関する研究, 東北大学大学院工学研究科修士論文, (1998)
- 16) 阿部, 高山: 円筒配列と衝撃波の干渉に関する研究, 東北大学流体科学研究所報告, 10 巻 (1999) 109-129 頁
- 17) 小松ら: 球状デトネーション波の伝播と発生に関する研究, 東北大学流体科学研究所報告, 10 巻 (1999) 131-145 頁
- 18) R. Courant and K.O. Friedrichs: Supersonic Flows and Shock Waves, Wiley Interscience, (1948)
- 19) ハンス・グレーニツヒ: 極超音速流れの研究, 東北大学流体科学研究所報告, 10 巻 (1999) 51-70 頁
- 20) K. Itoh: tuned operation of free piston shock tunnel, Proc. 20 th Int. Symp. on Shock Waves, Pasadena, (1995) pp.21-29
- 21) 是本ら: 速度干渉計を用いた圧縮管内のピストンの挙動に関する研究, 東北大学流体科学研究所報告, 10 巻 (1999) 35-50 頁
- 22) 佐藤, 高山: 矢の飛行の計測, 計測と制御, 計測自動制御学会誌, 38 巻, (1999) 266-261 頁

(a)

(b)

口絵 7 極超音速流れ中のくさび(a)および半球形状物体(b)まわりの衝撃波と背後流れ