

研究論文

微小爆薬により発生する 微弱衝撃波背後の密度分布計測

水書稔治*, 高山和喜**

*東北大学流体科学研究所 学際衝撃波研究センター
現在：防衛庁技術研究本部 第1研究所 〒153-8630 東京都目黒区中目黒2-2-1
e-mail: mizukaki@jda-trdi.go.jp

**東北大学流体科学研究所 学際衝撃波研究センター 〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1
e-mail: takatama@ifs.tohoku.ac.jp

2004年12月3日 受付 2005年1月25日 受理

要旨

500 μ gのアジ化銀を小型Nd:YAGレーザにより起爆し発生させた球状衝撃波を二重露光ホログラフィ干渉計を発展的に改良したデジタル位相シフトホログラフィ干渉計で可視化計測し、取得した干渉縞分布から衝撃波背後の密度分布を計測した。また、AUTODYN-2Dによる一次元球対称問題として微弱衝撃波を解析し、実験結果と比較した。500 μ gのアジ化銀は、測定領域で衝撃波マッハ数 $M_s=1.007\pm 0.001$ の球状衝撃波を発生した。デジタル位相シフトホログラフィ干渉計法による密度分布計測は、誤差0.3%でAUTODYN-2Dによる数値解析と合致した。

1. 緒言

自動車エンジンなどの内燃機関の排気音、火薬などの破裂音、高速列車によるトンネル騒音などは、社会生活で体験する衝撃波の代表例である。また、これらの衝撃波は、マッハ数1にきわめて近い衝撃波(微弱衝撃波、本報ではマッハ数1.01程度を想定する)である。産業活動に伴う微弱衝撃波の多くは人に不快感を与える騒音であり、発生源から環境への放出を低減するための各種応用研究がなされている^{1)~4)}。また、微弱衝撃波は、音波の衝撃波への遷移過程の詳細を知る上で興味ある現象であり、微弱衝撃波を精緻に計測することは産業応用および基礎科学的見地から有益である。研究目的のため、衝撃波を繰り返しく発生させる手法として、無隔膜衝撃波管を用いるものをはじめ様々な方法がある。なかでも、小薬量爆薬を用いるものは、大容量電源や高圧ガス装置が不要、爆薬量を調整することで衝撃波の強さを一定の範囲内で可変可能、レーザで起爆することで起爆時間制御が容易、などの利点があるが、使用する薬量に応じた安全措置が必要である。そのため、爆薬を用いる実験は、多くの場合、爆発チャンバなどの大型耐爆容器が必要不可欠となり、小薬量といえども一般的な実験室内では実施困難である⁵⁾。一方、流れの定量的可視化計測の代表的方法として、干渉計法がある。干渉計法のうち、特にホログラフィ干渉計法は、光学系配置に柔軟性があること、観測窓に光学窓ガラスを必要とせず比較的安価なアクリルガラスが利用

可能であることなど、衝撃波計測に好都合な点が多い⁶⁾。干渉計法は、衝撃波によって媒質中に誘起された密度変化を干渉縞分布画像として取得するものであり、特に、二次元現象に対しては、物理量が既知の点から注目点までの干渉縞次数を判読することで、特別な変換作業なしで密度場の定量的評価が可能である。この方法を微弱衝撃波計測に適用すると、微弱衝撃波では誘起される密度変化が微小なため、干渉縞は、幅広となり、正確な縞次数が判読できず、定量的計測が困難となる。そのため、微弱衝撃波の精緻な研究には、繰り返し性のよい発生法とそれと対となる流れの評価計測法の確立が必要である。Abeら⁷⁾は、二重露光ホログラフィ干渉計法(Double-Exposure Holographic Interferometry: DEHI)による干渉縞分布から円形断面を有する衝撃波管終端から放出された初期マッハ数1.5の衝撃波背後の密度分布を求め、数値解析結果とよい一致をみているが、干渉縞間の密度分布は三角関数による内挿で補間した。また、バビンスキーら⁸⁾は、DEHIによる有限幅干渉縞画像にフーリエ解析(FFT)することで、マッハ数1.2の衝撃波とくさび形模型による密度分布を求めているが、FFTの原理から、微弱な密度変化部分は三角関数による内挿となる。また、いずれの研究も微弱衝撃波が測定対象ではない。一方、干渉計の精度向上法として、微弱な物理量変化を複数の干渉縞分布から決定する位相変位法(Phase-Shift method, PSM)がある⁹⁾。PSMは主として微弱振動、微小変位、微細な表面形状測定

などに適用され、気体中の衝撃波への適用例はない。

そこで、本報は、実験室内で実施可能な極微量爆薬による微弱衝撃波の発生法を示すとともに、微弱衝撃波の定量的可視化計測法として、DEHI, PSM, および干渉縞分布のデジタル画像処理を組み合わせたデジタル位相変位ホログラフィ干渉計法 (Digital Phase-Shift Holographic Interferometry: DPSHI) を密度分布計測に適用する。まず、質量500 μg の極微小アジ化銀を利用した微弱衝撃波発生法を述べ、次にDPSHIの構成を示す、さらに検証実験として、干渉縞分布から衝撃波背後の密度分布を決定し、爆発解析プログラムAUTODYN-2Dによる解析結果と比較した。

2. 実験装置および実験方法

2.1 微弱衝撃波発生法

微弱衝撃波発生源として、極微量のアジ化銀を利用した。アジ化銀 (Silver-Azide, AgN_3) やアジ化鉛 (Lead-Azide, $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$) などのアジ化物は、摩擦や衝撃に敏感なため、雷管等の起爆薬に利用される¹⁰⁾。特にアジ化銀は、体に有害な爆発生成物が発生しないため、体内結石や脳塞栓の衝撃波治療の基礎研究用として活用されている^{11)~14)}。Fig. 1に質量500 μg の極微小アジ化銀 (以下、500 μg アジ化銀) の顕微鏡写真の一例を示す。500 μg アジ化銀は、商業的に入手可能なアジ化銀ペレット (質量10 mg, 密度3.9 $\text{g}\cdot\text{cm}^3$, 直径1.5 mm, 長さ1.5 mm, 昭和金属工業社製) を静電気等による誤爆を十分注意しつつ破碎し、発生した多数の小片のうち、適当な大きさのものを選別した後、それぞれ計量しつつ質量500 $\mu\text{g}\pm 1\%$ に調整した。

Fig. 2に微弱衝撃波発生系を示す。光ファイバ (Ge ドープ光ファイバ, コア径400 μm , フジクラ社製GC-400/500) の一端に500 μg アジ化銀を微量のシアノ・アクリレート系接着剤 (瞬間接着剤) で固定した。光ファイバの他端にはパルスNd:YAGレーザー (波長1064 nm, 出力25 mJ, パルス幅7 ns, Laser Photonics社製MYL-100) を出射光が正確にファイバ

端面に入射するよう配置した。光ファイバの両端面は、事前に細目の紙ヤスリ (2000番) で研磨し、照射されるレーザー光が確実に500 μg アジ化銀に到達するように配慮した。起爆信号はファンクション・ジェネレータFG (NF回路設計ブロック社製FG-163) から発せられ、DPSHI記録光学系のルビーレーザーを発振させるとともにデジタル遅延回路DDG (菅原研究所社製RE-306) で所定の遅れ時間を与えられ、パルスNd:YAGレーザーを発振させる。パルスNd:YAGレーザーの発振後、時間遅れなくアジ化銀は起爆し、発生した衝撃波面ISが爆点から240 mmの距離に設置した圧力変換器PT (Kistler社製603B, 受圧部直径5.55 mm) に到達する。ここで、過剰圧が初期圧の1/10以下と予想されたこと、および薬量が微量であるため、ローリーポップ型ゲージを利用した静水圧計測ではS/N比が小さくなると判断し、反射圧計測を行った。計測では、PTをアルミ製円盤 (直径200 mm, 厚さ10 mm) 中心に受圧面と円盤表面がなめらかに一致させ、さらにPT受圧面が正確に爆点と正対するよう、爆点の鉛直下方に設置した。PTからの出力は、増幅器AMPを経てデジタルオシロスコープDSO (8bit, 10 $\text{MSa}\cdot\text{s}^{-1}$, 横河電機社製DL-716) で記録した。DDGに設定する遅れ時間は、予備実験で得られた500 μg アジ化銀起爆による衝撃波のx-tダイアグラムから、DPSHI記録光学系の撮影領域 (PT近傍の領域) にISが到達するものとした。また、光検知器PD (立ち上がり時間1 ns, THORLAB社製DET210) をルビーレーザーの照射時刻記録に用いた。

2.2 AUTODYN-2D

静水過剰圧および衝撃波背後の密度場を評価するため、AUTODYN-2D^{15) 16)}による数値解析を行った。解析では、測定領域までの距離がアジ化銀半径の約1000倍であることから、アジ化銀形状による衝撃波伝播への影響が無視できると考え、一次元球対称問題として扱った。流体の支配方程式にはEuler方程式を用い、外部への熱伝達は無視した。

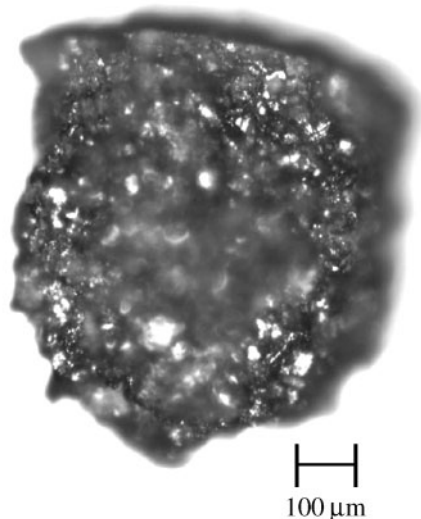


Fig. 1 Microscope photograph of 500- μg Silver-Azide.

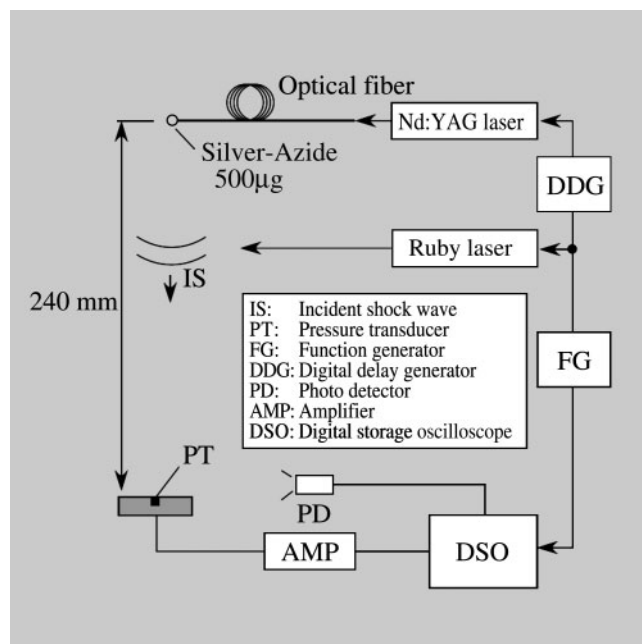


Fig. 2 Schematic diagram of weak shock wave generator.

Table 1 The specification of Silver-Azide.

A (kPa)	B (kPa)	R_1 (-)	R_2 (-)	ω (-)
4.260×10^9	2.149×10^7	7.032	1.528	0.277
D (m s ⁻¹)	P_{CJ} (GPa)	E_0 (J m ⁻³)	ρ_0 (kg m ⁻³)	
5526	22.6	7.340×10^9	3800	

爆発生成気体の状態方程式は式(1)に示すJWL (Jones-Wilkins-Lee)式である。

$$P = A \left(1 - \frac{\omega}{R_1 \eta} \right) \exp(-R_1 \eta) + B \left(1 - \frac{\omega}{R_2 \eta} \right) \exp(-R_2 \eta) + \frac{\omega \rho_0 e}{\eta}$$

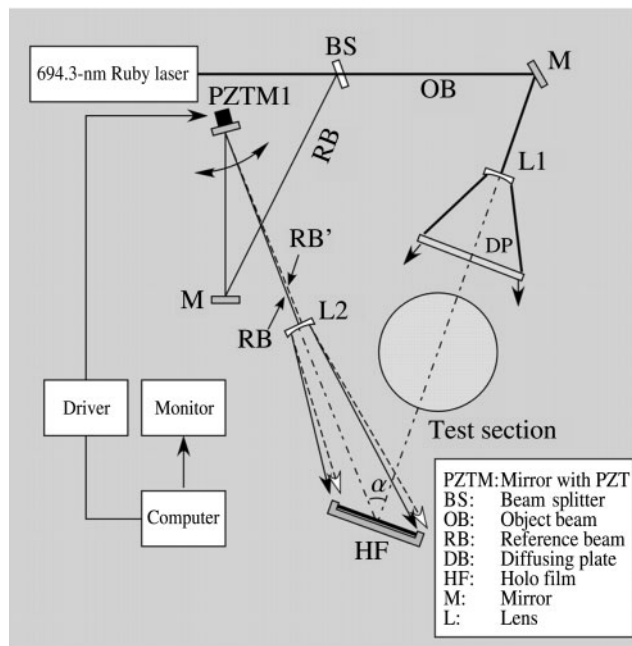
(1)

ここで、 P , ρ , e , および η はそれぞれ爆発生成気体の圧力、密度、単位体積あたりのエネルギー、および比体積 ρ/ρ_0 を表す。また、 ρ_0 は、爆薬の初期密度を示す。さらに A, B, R_1, R_2 , および ω の各パラメータ (JWLパラメータ) は、熱化学平衡計算で求めたアジ化銀の爆轟特性¹⁷⁾から物理量をCJ点から等エントロピー膨張させた値をJWL式で補間して求めたものである。これら定数をTable 1に示す。ここで、Table 1下段の爆轟特性値の D, P_{CJ} , および E_0 はそれぞれ、爆薬の爆速、CJ圧、単位体積あたりの爆薬の爆発エネルギーを表す。

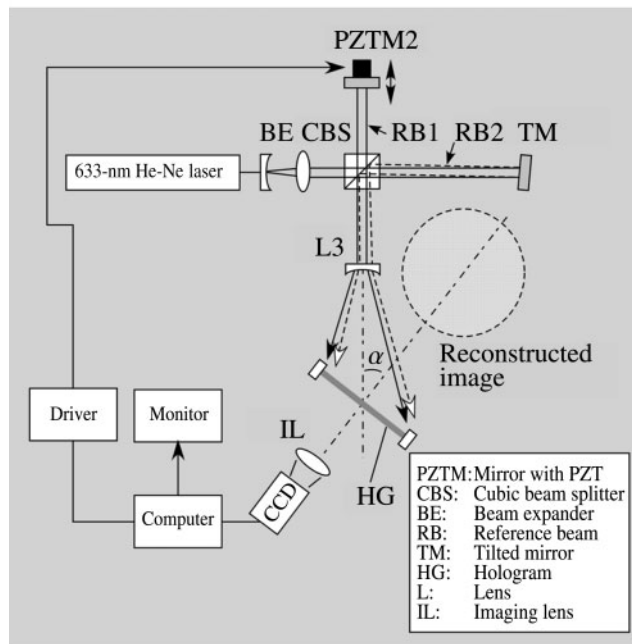
2.3 デジタル位相変位ホログラフィ干渉計 (DPSHI)

DPSHIの計測手順は、DEHIに準じる。すなわち、可干渉距離の大きなレーザを光源とした記録光学系によりホログラフィ用の高空間解像度フィルム (ホロフィルム) に現象の発生前と現象そのものを二重写した後、現像し (ホログラム)、ホログラムの再生によって屈折率変化分布を干涉縞画像として取得する。再生を行う光学系を再生光学系と呼ぶ。DPSHIの各光学系をFig. 3 (a) および (b) にそれぞれ示す。

記録光学系は、拡散光を物体光としたDEHIの構成とほぼ同一である。ただし、ホロフィルムへの参照光照射角度が二度の露光の間に微小角変化する。光源 (ダブルパルス・ルビーレーザ、波長694.3 nm, 出力1 J, パルス幅 25 ns, Apollo Laser社製HD22) から発した光は、ビーム・スプリッタBSにより物体光OBと参照光RBにエネルギー比1:1で分割される。OBは、測定領域近傍に平面鏡Mで誘導し、平凹レンズL1を用いて拡大する。拡大されたビームは、拡散板DPを通過し、測定領域全体TSに照射される。TSの位相情報を含んだOBはホロフィルムHF (102 cm×12.7 cm, 公称解像度5000本・cm⁻¹, 露光許容度10~250 μJ・cm⁻², ILFORD社製HOTEC R) 上に記録される。一方、RBは、平面鏡M2によりピエゾ・アクチュエータ付平面鏡PZTM1 (角度分解能10", 最大可動角±4°) に導入される。二重露光間にPZTM1を微小角 $\delta\theta$ (0.05°) だけ回転させることで、HF上での1回目露光時の参照光RBと2回目露光時の参照光RB'の入射角



(a) Recording system.



(b) Reconstruction system.

Fig. 3 Schematic diagram of DPSHI.

を変化させる。RBおよびRB'は、平凹レンズL2により拡大され、HF上に照射される。HF上でのOBとRBの交差角 α は45°とした。また、BSを通過した後HF上に到達するまでのOBとRBの光路長差は1 cm以内となるよう調整した。

再生光学系は、Michelson-Morley型干渉計¹⁷⁾に準じた光学系である。光源 (ヘリウム・ネオンレーザ、波長633 nm, 出力35 mW, Spectra-Physics社製Model127-35) から発したビームは、ビーム・エキスパンダBEで直径10 mm程度に拡大され、立方体型ビーム・スプリッタCBSにより等分割 (1:1) される。RB1は、ピエゾ・アクチュエータ付平面鏡PZTM2 (距離分解能0.05 nm, 最大移動距離15 μm, PI社製P-753.C11) に導入される。PZTM2は光軸方向に任意の微小距離移動が可能であり、これによりホログラムHG上のRB1

の波面位相を任意に変化させ、再生像に現れる干渉縞の位相分布を変化させる。RB1はCBSを通過し、平凹レンズL3 (L2と同一)で拡大され、HG上に照射される。一方、RB2は、入射波面に対し微小角 $\delta\theta/2$ (0.025°) の傾きを与えた平面鏡TMによりCBSに再度反射され、RB1と同様にL3で拡大される。これによりRB1およびRB2は、記録光学系での二参照光と同一の幾何学的配置となる。再生像は、結像レンズILとCharge-Coupled Device (CCD, 640×480 Pixel)で取得し、デジタル化した画像データをパーソナル・コンピュータにより記録・保存し、画像解析に供した。

3. 衝撃波背後密度評価法

3.1 AUTODYNによる評価法

AUTODYN-2Dでは、一次元球対称問題を二次元軸対称コードで取り扱うため、Fig. 4に示すようなWedge型格子を用いる。Wedge型格子の計算モデルでは爆薬中心の微小セル1個分を評価しないこととなるため、無視する微小セルの体積が十分小さくなるよう、この部分を爆薬半径の1/10として計算領域を定義する。これは、爆薬全質量の1/1000以下に相当する。具体的には、初期状態として、シミュレーションを行う爆薬の質量 ($500 \mu\text{g}$) から求めた爆薬半径 ($316 \mu\text{m}$) の内側部分に (原点側) の計算領域にアジ化銀を配置し、その外側の計算領域には、標準大気 (比熱比1.4, 初期圧力 101.3 kPa , 初期密度 $1.225 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$) を配置した。さらに、原点を爆薬の起爆点として設定した。計算格子はY軸方向 (縦方向) セル数を1セルに固定し、X方向は $X=270 \text{ mm}$ の位置までを格子点間隔 $\Delta X=30 \mu\text{m}$ で離散化した。

AUTODTN-2Dで爆発生成気体の状態方程式にJWL式を用いた数値解析では、膨張がかなり進んだ状態では数値解析が不安定 (密度が現実よりも極めて小さくなる利用域の発生、内部エネルギーの異常な上昇など) になる。それを回避するための対策として、AUTODYN-2Dのマニュアルに推奨されている方法にならない、爆発生成気体が爆薬の初期体積の100倍程度に膨張した後 (起爆後 800 ns) に状態方程式を理想気体の式 (比熱比1.27708) に変更し、数値解析を実施した。

3.2 DPSHIによる評価法

DEHIによって得られる二次元現象の干渉縞写真では、干渉縞は等密度線と等価となる。このとき、縞次数 S と密度変化 $\Delta\rho$ の関係は、次の式で表される⁶⁾。

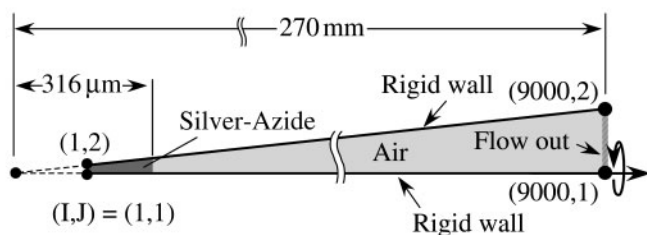


Fig. 4 Schematic illustration of the wedge shaped computational domain for 1D spherically symmetric calculation.

$$S = K \cdot \frac{L \cdot \Delta\rho}{\lambda} \quad (2)$$

ここに、 K, L, λ はそれぞれ、Gladstone-Dale定数、測定領域での光路長、光源の波長を示す。

一方、三次元現象では密度変化が光路に沿う方向にも発生するため、一般的に干渉縞は等密度線と等価ではなく、見かけの縞分布から密度場を求めることは非常に難しくなる。しかし、もし測定対象現象が点対称あるいは軸対称であれば、三次元流れ場の光路長に沿う積分は単純化され、見かけの干渉縞分布から密度を容易に求めうる。Fig. 5(a)はX軸を現象の回転対称軸、Y-Z平面上の半径Rの円を現象の断面、また、光源からの光が通過する方向をZ軸として示した物体光通過のスケッチである。現象内部を通過する光路が、局所的な密度変化で偏向せず直進すると仮定すれば、現象の一断面での密度は、対称軸方向Xと半径方向rの円筒座標で記述される。すなわち、軸対称流れ場における縞次数と屈折率の関係は以下の式で表される¹⁸⁾。

$$S(x, y) = \frac{2}{\lambda} \cdot \int_0^{\xi} [n(x, y, z) - n_0] dz \quad (3)$$

$$r = \sqrt{y^2 + z^2} \quad (4)$$

ここに、 n は媒質の屈折率、添字0は基準状態を示す。屈折率はX軸方向において一定の断面で、 r のみの関数である。式(3)に式(4)を代入し、次式を得る。

$$S(y) = \frac{2}{\lambda} \cdot \int_{r=y}^R [n(r) - n_0] \frac{d(r)^2}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (5)$$

ここに、 $r \geq y$ の屈折率を $n(r)$ 、 $r \geq R$ すなわち測定系の外部では、 $n = n_0 = \text{一定}$ とする。

測定系の外半径RをFig. 5(b)のように同心円状に間隔 h でN分割すると、

$$r_0 = 0 < r_1 < \dots < r_{N-1} < r_N = R \quad (6)$$

$$|r_i - r_{i-1}| = h_i \quad (i = 1, \dots, N) \quad (7)$$

ここで h を十分小さくとり、図のそれぞれの同心円では屈折率および密度を一定と仮定し、さらに、Gradstone-Daleの式：

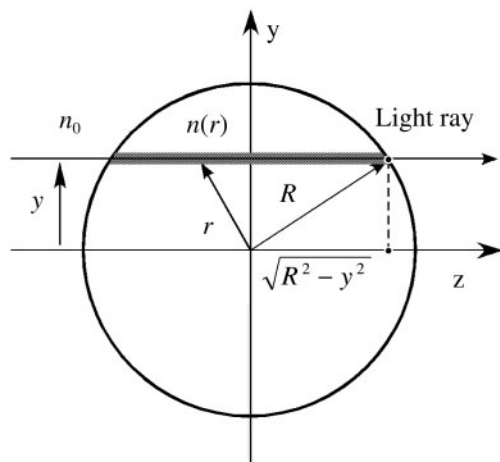
$$n = 1 + \rho \cdot K \quad (8)$$

により屈折率と密度の関係を規定する。式(8)を式(5)に代入すれば、最終的に軸対称場での縞次数と密度の関係は、次の連立方程式に帰着する。

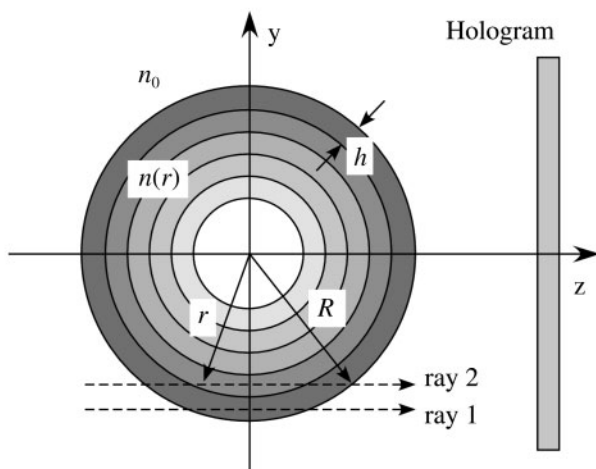
$$S(y) = \frac{K}{\lambda} \sum_{i=\mu}^N (\rho_i - \rho_0) \cdot \alpha(\mu, i) \quad (9)$$

$$\alpha(\mu, i) = 2 \cdot \left(\sqrt{y_i^2 - y_{\mu-1}^2} - \sqrt{y_{i-1}^2 - y_{\mu-1}^2} \right)$$

すなわち、干渉縞画像から縞次数分布 $S(y)$ を求め、連立方程式(9)を解けば、密度分布が決定される。



(a) Light ray passing through an axisymmetric test field at position $y = \text{const.}$



(b) Subdivision of the axisymmetric test field into annular zones of width h .

Fig. 5 Integration of the refractive index change.

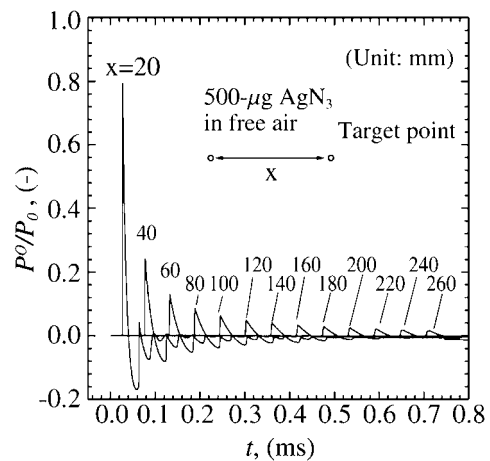
4. 実験結果と考察

4.1 AUTODYNによる評価結果

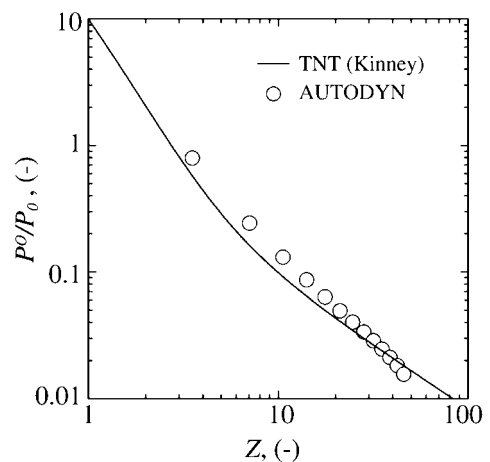
Fig. 6 (a) に500 μg アジ化銀の自由空間起爆の一次元球対称計算により得られた静水過剰圧比 P^o/P_0 履歴を示す。ここに、 P^o は過剰圧、 P_0 は初期圧である。解析位置は爆点から20 mmから260 mm間の13点であり、各ピーク位置に測定位置を示す。Fig. 6 (a) から $X=260$ mm位置においても初期衝撃波による圧力上昇は急峻な立ち上がりが再現されている。格子間隔 $\Delta X=30\mu\text{m}$ としたことで、爆薬から伝播した衝撃波の数値解析上での散逸が抑制されたと考える。

Fig. 6 (b) にFig. 6 (a)の解析点におけるピーク静水過剰圧比 P^o/P_0 とKinneyら²⁰⁾によるTNT爆薬によるものを、アジ化銀のTNT換算係数0.31を考慮に入れ、換算距離 $Z(\text{m}\cdot\text{kg}^{-1/3})$ で整理した。AUTODYN-2Dによる解析結果は、 $Z < 20$ においてTNTの傾向とよく一致し、最大誤差13%であった。ただし、 $20 < Z$ においてTNTと異なる傾向を示しているが、この傾向は片山ら²¹⁾により離散化精度の影響と報告されている。

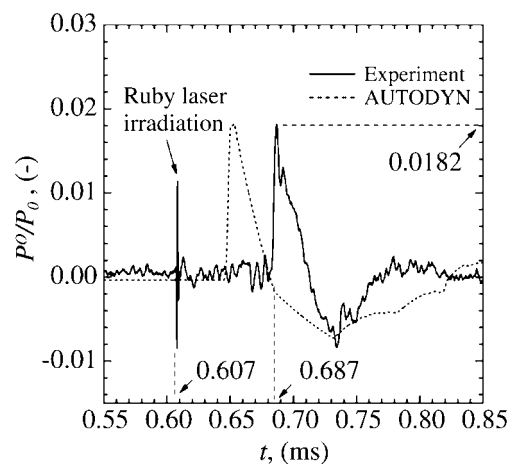
以上から、本報におけるAUTODYN-2Dの一次元球対称計算が、極微量アジ化銀によって発生した衝撃波による圧力上昇を適正に評価可能であることを示した。



(a) Overpressure profiles calculated by AUTODYN.



(b) Peak overpressure ratio vs scaled distance.

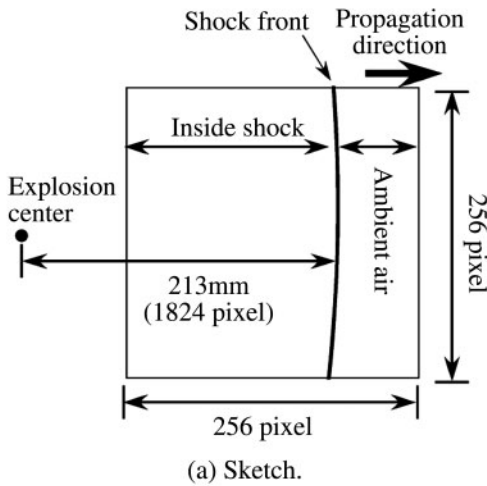


(c) Comparison of the calculated profile with experimental one at $X=240$ mm.

Fig. 6 Overpressure ratio generated by 500- μg Silver-Azide.

Fig. 6 (c) に $X=240$ mmで測定した代表的反射過剰圧を静水過剰圧に変換したものと同位置でのAUTODYN-2Dにより計算された静水過剰圧履歴を示す。PTの受圧面積に比して、PTを設置したアルミ製円盤の面積が約1300倍あるため、反射衝撃波による過剰圧測定は良好に行われたと考える。過剰圧測定は計20回実施した。実験と計算値を比較すると、ピーク静水過剰圧および正圧持続時間はよく一致したが、衝撃波到着時刻について計算結果が約40 μs 早く、また、負

圧継続時間について計算結果が大きい。AUTODYN-2Dでの流体計算の支配方程式はEuler方程式であり、粘性を考慮していない。そのため、極微弱衝撃波解析では、衝撃波背後での現象の再現性に影響を与えていると考えるが、本報の範囲内で影響について定量的な評価はできなかった。この結果から、X=240mmでの静水過剰圧履歴から測定領域での衝撃波マッハ数 M_s を推定する。Fig. 6(c)からピーク静水過剰圧比 P^0/P_0 が0.0182であった。この値を垂直衝撃波による過剰圧とみなし、衝撃波マッハ数を求めると、 $M_s=1.0077$ となった。全測定では $M_s=1.007\pm 0.001$ となった。一方、Fig. 6(c)の時刻 $t=607\mu s$ における圧力履歴のスパイクノイズは、DPSHI光源であるルビーレーザー発振に起因する。したがって、微弱衝撃波が、測定領域近傍では衝撃波マッハ数がほぼ一定に達したと仮定すれば、 $X=213\text{mm}$ に到達した瞬間が記録されたこととなる。



4.2 DPSHIによる評価結果

Fig. 7にFig. 6(c)の再生像を示す。Fig. 7(a)に爆点を含めた再生画像のスケッチ、Fig. 7(b)(c)(d)(e)に参照光に $3\pi/2$ 毎の位相差を与えた再生像を示す。各画像は縦横各256画素であり、濃淡は8bit(256階調)である。図中、初期衝撃波は左から右に伝播し、爆点から213mm(1874画素相当)の距離にある。各画像では、干渉縞濃度の空間変化量が少なく、明瞭に縞次数を判断できなかった。参照光に位相差を与えると干渉縞濃度分布の変化が認められるが、縞次数が明瞭に判定できなかった。

干渉縞濃度分布から干渉縞位相を決定するため、本報ではCarré法を用いた。Carré法は、一定角で順次位相変位させた参照光による再生像4枚を用いて干渉縞位相分布を算出する画像解析法である。DPSHIで記録したホログラムを位相角 α で順次変位させたとき、再生像上の点 (x,y) における画素の輝度は、次の方程式に従う：²⁰⁾

$$I_1(x,y)=I_0(x,y)\cdot[1+\gamma(x,y)\cdot\cos(\Delta\phi(x,y)-3\alpha/2)] \quad (10)$$

$$I_2(x,y)=I_0(x,y)\cdot[1+\gamma(x,y)\cdot\cos(\Delta\phi(x,y)-\alpha/2)] \quad (11)$$

$$I_3(x,y)=I_0(x,y)\cdot[1+\gamma(x,y)\cdot\cos(\Delta\phi(x,y)+\alpha/2)] \quad (12)$$

$$I_4(x,y)=I_0(x,y)\cdot[1+\gamma(x,y)\cdot\cos(\Delta\phi(x,y)+3\alpha/2)] \quad (13)$$

ここで、 I_0 、 γ 、および $\Delta\phi$ は、点 (x,y) における干渉縞画像の背景輝度、干渉縞画像の鮮明度、干渉縞位相である。これらから、 $\Delta\phi$ を求めると、

$$\Delta\phi=\tan^{-1}\left[\frac{\sqrt{[(I_1-I_4)+(I_2-I_3)]\cdot[3\cdot(I_2-I_3)-(I_1-I_4)]}}{(I_2+I_3)-(I_1+I_4)}\right] \quad (14)$$

となる。ただし、座標の表記は省略した。

Fig. 7(b)(c)(d)(e)に対し、式(14)を適用した結果をFig. 8(a)に示す。干渉縞位相角 0 (白色、輝度値1)から、 2π (黒色、輝度値256)で表示した。この干渉縞位相分布は、Carré法の特性から、干渉縞位相角が 2π を超えた場合は、 2π での剰余が位相分布として与えられる。したがって、絶対位相分布を決定するには、基準となる干渉縞位相から積算処理をする必要がある。この積算をデ・コンボリューションという。

Fig. 8(a)の破線A-A'上の干渉縞位相角分布を抽出し、背景輝度を補正した後、デ・コンボリューションを行い、干渉縞位相角変化量 2π を縞次数1として処理した結果をFig. 8(b)に示す。丸印はA-A'上の画素毎の変換値、実線は、多項式近似したものである。図から、発生した干渉縞は、縞次数1に達しておらず、圧力履歴からの結果と同様、極めて微弱な衝撃波であることが示された。

Fig. 8(b)で多項式近似した縞次数曲線から式(9)の連立方程式に基づき再構築した密度比分布をFig. 8(c)に示す。縦軸は密度比 ρ/ρ_0 、横軸は爆点からの換算距離 Z である。図中、丸印は画素毎の再構築された値、破線はAUTODYN-2Dによる解析結果である。衝撃波直後のピーク値を比較すると、実験1.0185、解析結果1.0155となり、密度の絶対値に関して誤差約0.3%となった。一方、衝撃波背後での負圧継続時間について、実験結果が数値解析より小さい値を示した。すなわち、再構築した密度比分布は数値解析結果とピーク

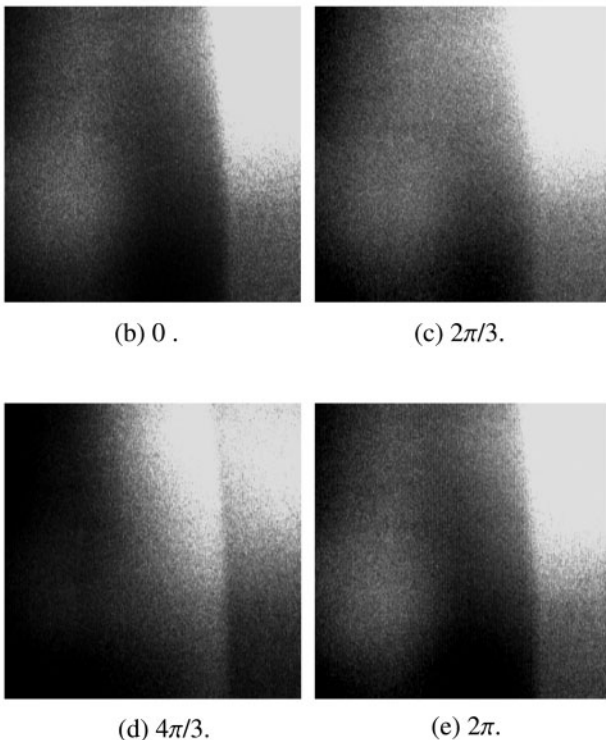


Fig. 7 The reconstructed images by every $2\pi/3$.

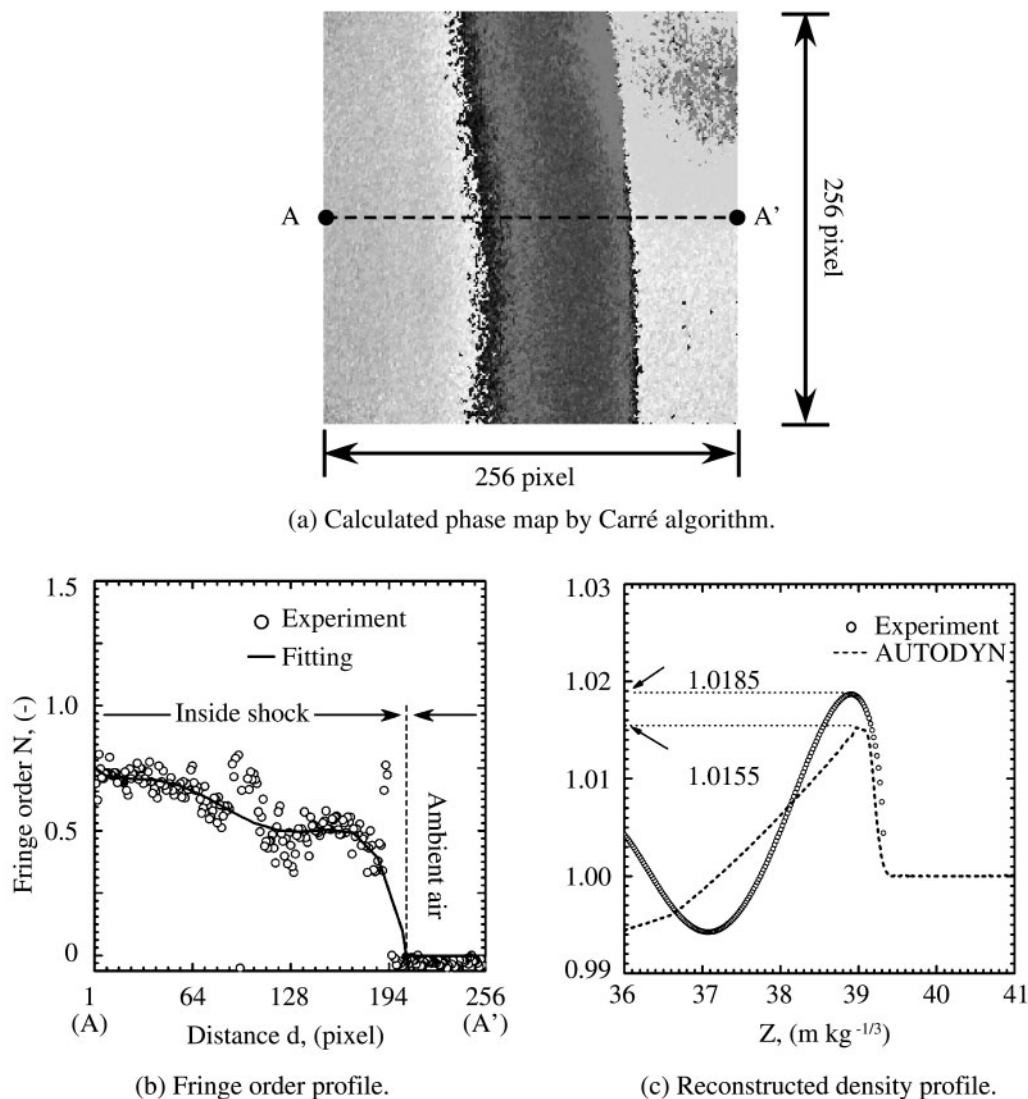


Fig. 8 Evaluated density profile behind the weak shock wave.

値においてよく一致し、実験値の妥当性の検証となったが、粘性を考慮していない数値解析であるため、微弱衝撃波解析では、実験結果と不一致な部分が発生した。

5. 結論

極微小爆薬による微弱衝撃波研究に寄与するため、微小爆薬を利用する微弱衝撃波発生方法を示すとともにデジタル位相変位ホログラフィ干渉計法により可視化計測し、干渉縞写真の縞分布の画像解析から、微弱衝撃波背後の密度分布を評価する方法を示した。本報で得られた結果を要約すれば以下ようになる。:

- 1) 微小爆薬による微弱衝撃波発生法は、測定部(爆点から距離213 mm)において衝撃波マッハ数 $M_s = 1.007 \pm 0.001$ の衝撃波が発生可能であることを示した。
- 2) DPSHIは微弱衝撃波(マッハ数1.0077)による密度変化を高精度(誤差0.3%)で計測可能であることを示した。
- 3) AUTODYN-2Dによる微小爆薬解析は、換算距離50 ($m \cdot kg^{-1/3}$) までの範囲においてよい一致を示し、AUTODYN-2Dが極微量爆薬による爆風圧解析に有効であることを示した。

- 4) 本報で提案した手法は、各種騒音防止研究や衝撃波物理の解明研究に用いる計測評価方法として有効な手段となりうることを示した。

謝辞

本研究を行うにあたり、株式会社CRCソリューションズ片山雅英博士、阿部淳博士にAUTODYNによる数値解析に関し多大のご助言をいただいた。ここに付して感謝の意を表す。

文献

- 1) 関根紀朗, 小野寺収, 高山和喜, 日本機械学会論文集 (B編), 61, pp. 1252-1257 (1995).
- 2) 眞下伸也, 仲津英治, 青木俊之, 松尾一泰, 日本機械学会論文集 (B編), 61, pp. 3720-3727 (1995).
- 3) 渡辺力夫, 藤井孝蔵, 東野文男, 日本機械学会論文集 (B編), 61, pp. 4379-4385 (1995).
- 4) 関根紀朗, 小野寺収, 高山和喜, 日本機械学会論文集 (B編), 60, pp. 2315-2320 (1994).
- 5) 松永猛裕, 青地忠浩, 田名網潔, 飯田光明, 宮本健一, 三宅淳巳, 小川輝繁, 火薬学会誌, 61, pp. 134-139 (2000).

- 6) 高山和喜, 「光学的可視化法」, pp. 63-91 (2001), 朝倉書店.
- 7) A. Abe, and K. Takayama, JSME International Journal Series II, 33, pp. 216-223 (1990).
- 8) H. バビンスキー, 高山和喜, 平成6年度衝撃波シンポジウム講演論文集 pp. 201-204 (1995).
- 9) R. Dändliker, and R. Thalmann, Optical Engineering, 24, pp. 824-831 (1985).
- 10) 中原正二, 「火薬学概論」, pp.37-39 (1983), 産業図書.
- 11) 永易伸生, 小玉哲也, 高山和喜, 上之原広司, 火薬学会誌, 57, pp. 263-270 (1996).
- 12) 小玉哲也, 永易伸生, 高山和喜, 吉田昌弘, 火薬学会, 56, pp. 195-200 (1995).
- 13) 高山和喜, 工業火薬, 50, pp. 28-34 (1989).
- 14) 高山和喜, 日本臨牀, 47, pp. 2671-2681 (1989).
- 15) 片山雅英, 田中克己, 火薬学会誌, 62, pp. 257-268 (2001).
- 16) M. Katayama, and S. Kibe, International Journal of Impact Engineering, 26, pp. 357-368 (2001).
- 17) 田中克己, 爆薬の爆轟特性解析, 化学技術研究所 (1983).
- 18) E. Hecht, "Optics", pp. 399-407 (1998), Addison Wesley Longman.
- 19) W. Merzkirch, "Flow Visualization", pp. 193-198 (1987), Academic Press.
- 20) G. F. Kinney and K. J. Graham, "Explosive Shocks in Air", p. 94 (1985), Springer-Verlag.
- 21) 片山雅英, 田中克己, 平成14年度衝撃波シンポジウム講演論文集, pp. 257-260 (2003).
- 22) P. K. Rastogi (ed), "Holographic Interferometry", p. 125 (1994), Springer-Verlag.

Density profile measurement of a weak shock wave generated by a micro-charge

Toshiharu Mizukaki* and Kazuyoshi Takayama**

The density distribution behind the spherical shock wave generated by a 500- μg Silver-Azide initiated by a small Nd:YAG laser irradiation, was visualized by digital phase-shift holographic interferometry (DPSHI) as improved double-exposure holographic interferometry, and was evaluated from the obtained fringe map. The numerical simulation as one-dimensional spherical problem was conducted by AUTODYN-2D, commercially distributed hydro code, and the results were compared with those of experimentally obtained. The results indicated that 500- μg Silver-Azide generates the spherical shock wave with 1.007 ± 0.001 of incident Mach number and that the evaluation of the density distribution behind the spherical shock wave by DPSHI agrees with the numerical result calculated with AUTODYN-2D within 0.3-% error.

*Interdisciplinary Shock Wave Research Center, Institute of Fluid Science, Tohoku University

Current affiliation: The First Research Center, Technical Research and Development Institute, Japan Defense Agency, 2-2-1, Nakameguro, Meguro, Tokyo 153-8630, JAPAN

e-mail: mizukaki@jda-trdi.go.jp

**Interdisciplinary Shock Wave Research Center, Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1, Katahira, Aoba, Sendai 980-8577, JAPAN

e-mail: takatama@ifs.tohoku.ac.jp