

研究論文

微小爆薬による大規模爆発模擬実験 (第2報)

—爆薬の爆轟伝播過程からの衝撃波伝播の数値解析—

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10月8日 受付 2005年2月9日 受理

要旨

原子力施設模型(代表長さ0.74m)内における円筒形アジ化銀(質量10mg)の起爆により発生した衝撃波の伝播を三次元非粘性圧縮性流体解析し,本研究第1報での実験結果と比較した。まず,解析精度検証として,球状アジ化銀(質量10mg)の自由空間爆発を一次元球対称解析し,爆風特性を文献値と比較したところ,ピーク静水過剰圧比分布が最大誤差6.2%で一致した。次に,円筒形アジ化銀の自由空間爆発に対し,二次元軸対称解析を実施し,近接場における空気力学的現象を可視化実験画像と比較したところ,衝撃波面,二次衝撃波面,爆発生成気体噴流の噴射方向がほぼ一致した。最後に,実験と同一条件で,模型内での衝撃波伝播の三次元解析を実施した。解析結果の干渉縞画像は,衝撃波面,角部での衝撃波の収束,衝撃波背後で発生する疑似垂直衝撃の成長が実験とよく一致した。また,模型内壁面での過剰圧履歴を比較したところ,(1)解析結果は実験結果と定量的にほぼ一致したものの,(2)渦輪を伴う部分,および複数の開口部を通過した後の衝撃波に対しては,高空間分解で解析する必要がある,細密格子や解適合格子が必要である,(3)爆源近傍で衝撃波が収束する角部では,格子間隔の細化に伴い,実験で得られたピーク静水過剰圧より解析値が大となり,複数格子での処理が必要であることが示された。

1. 緒論

爆発事故の原因究明のため,あるいは爆発による構造物の破壊機構解明を目的とした再現実験は,野外においてキログラムを超える爆薬量で実施され,飛散破片の分布及び火球の挙動といった実験室内では再現できない現象の解明に必要不可欠である。しかし,我が国では,野外実験が可能な場所は自衛隊演習地など限局されるばかりでなく,多大の経費と準備期間を必要とし,実施は容易でない。したがって,衝撃波伝播様態や圧力履歴の把握など,スケール則が成立する現象の解明には,光学的可視化などの精緻な計測法を適用した縮小実験の活用が,条件制御性,経済性及び安全性の見地から好都合である。縮小実験での爆源としてパルスレーザー光の集光による誘電破壊を利用する方法(ブレイクダウン法)が多く報告されている¹⁾²⁾。ブレイクダウン法は,球状衝撃波の連続発生,時間制御,および真球度に優れているが,発生エネルギーは数Jが限度である。したがって,衝撃波の減衰が比較的早く,代表長さ数cmの模型の利用に適している。一方,爆源として,0.1kg単位の爆薬

で縮小実験を行い,ピーク静水過剰圧分布等の測定例もある³⁾⁴⁾。しかし,爆発飛散物や煙の影響で精緻な光学可視化による衝撃波伝播様態の計測は困難を伴うとともに,実験施設として大型爆発チャンバが必要となる。このような背景から筆者らはブレイクダウン法より大きなエネルギーを発生し,爆発生成気体が比較的発生せず,特殊な実験設備を必要とせず,商業的に入手が容易な質量10mgアジ化銀ペレット(φ1.5mm,長さ15mm,発生エネルギー約18J,以下,アジ化銀ペレット)を縮小実験に活用することを目的に,アジ化銀のレーザー起爆しきい値を決定し⁵⁾,二重露光ホログラフィ干渉計ならびに方向指標型カラーシュリーレン法を用いて爆発初期の衝撃波形成過程を明らかにしてきた⁶⁾。さらに,第1報⁷⁾では,原子力施設を想定した密閉複雑空間での衝撃波の伝播特性を,1/50縮小模型(代表長さ0.74m,以下,模型)および大視野二重露光ホログラフィ干渉計(有効径φ1m)による可視化で明らかにした(参考とした原子力施設災害に関し,災害の概要については小山ら⁸⁾の報告,原因推定のために行った二次元Euler方程式による数値解析につ

いては田中⁹⁾の報告に詳しい)。その結果、密閉複雑空間を伝播する衝撃波は、自由空間での伝播と比較し、反射、回折、膨張などの作用を複雑に繰り返し受けるため、爆点からの距離とともに過剰圧が減衰すると一概に判断できないことが示された。一方、全空間的物理量の時系列データは実験では得られないこと、また、測定領域周囲の大気の擾乱による干渉縞分布への影響が不可避免的に発生し、微小密度変化部分でのS/N比が低下することから、詳細な物理現象の理解には数値解析の援用が重要となる。従来の研究では、縮小実験を数値解析する際に、爆薬と同等の内部エネルギーを有する空気を瞬間的に発生させ、爆発を再現するが、本研究のように非球状爆薬の起爆による現象を再現する手法として妥当であるかは議論の余地がある。

そこで本報は、アジ化銀ペレットで発生させた衝撃波が回折・反射を複雑に受けつつ伝播する様態とそれに誘起される空気力学的現象を、爆薬の爆轟過程から解析し、第1報の実験結果とを比較することで、非球状爆源の爆轟過程からの数値解析の有効性と留意点を明らかにする。

2. 数値解析方法

まず、解析精度確認のため、球状アジ化銀による爆風を一次元球対称解析し、文献値と比較する。次に、アジ化銀ペレット爆発終了後に発生する衝撃波の初期段階を二次元軸対称解析し、可視化結果と比較する。その後、模型全域に対する三次元解析を行う。

共通の仮定として、

- (1) 爆薬には、式(1)に示すJWL (Jones-Wilkins-Lee) 状態方程式を適用する。

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

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_0 / ρ 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¹⁰⁾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) 流体の支配方程式は、Euler方程式とする。
- (3) 気体は、比熱比一定の理想気体とする。
- (4) 爆薬周囲の初期状態は、標準大気(比熱比1.40、圧力101.325 kPa、密度1.225 kg・m⁻³、温度288.15K)とする。
- (5) 粘性、熱伝導、拡散は無視する。

なお、数値解析には、爆発・衝撃解析コードAUTODYN^{11) 12) 13)}を用いる。

2.1 一次元球対称解析

解析精度を評価するため、球状アジ化銀(質量10mg、半径0.8565mm)の自由空間爆発を仮定した一次元球対称問題

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	

を解き、得られた過剰圧比の時刻歴、分布ならびに衝撃波到達時間をKinneyら¹¹⁾の報告と比較する。格子間隔を $\Delta X = 0.05\text{mm}$ とし、爆点から距離20mm (V1) から距離240mm (V23) までの間、10mm間隔で結果を抽出する。なお、起爆点は球中心とする。

Kinneyらは、換算距離 Z (kg・m^{1/3}) に対するTNT爆風圧のピーク静水過剰圧比 P^o / P_0 を

$$\frac{P^o}{P_0} = \frac{808 \cdot \left[1 + \left(\frac{Z}{4.5} \right)^2 \right]}{\sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0.048} \right)^2} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0.32} \right)^2} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{1.35} \right)^2}} \tag{2}$$

と報告している(Kinneyの式)。ここで、 P^o 、 P_0 は静水過剰圧および初期圧力である。第1報において、アジ化銀のTNT換算係数は、0.31と示されたので、換算距離の定義から、式(2)において

$$Z \rightarrow \frac{Z}{\sqrt[3]{0.31}} \tag{3}$$

と書き換えることで、Kinneyの式と本解析結果を同一の換算距離で比較する。同様に、爆源中心から半径 r での衝撃波先頭到達時刻 t_a は、衝撃波前方の音速 a_x 、衝撃波速度マッハ数 M_x 、爆薬半径 r_c を用いて、

$$t_a = \frac{1}{a_x} \int_{r_c}^r \frac{1}{M_x} dr \tag{4}$$

となる。さらに、衝撃波マッハ数 M_x とピーク静水過剰圧比 P^o / P_0 は、

$$M_x = \sqrt{1 + \frac{k+1}{2k} \frac{P^o}{P_0}} = \sqrt{1 + \frac{6P^o}{7P_0}} \tag{5}$$

の関係がある。ここで、 k は気体の比熱比であり、式(5)の最右辺は $k = 1.40$ (標準大気)とした。式(2)、(3)、(4)、および(5)によりKinneyの式から衝撃波先頭到達時刻 t_a が算出できる。

2.2 二次元軸対称解析

爆発直後の初期の衝撃波について解析と可視化結果を比較する。Fig. 1に、解析空間を示す。X軸(AF=819.2mm)が対称軸であり、ペレット中心軸(BE=1.5mm)はX軸と一致させて中心を原点Oと一致させる。可視化では底面に接着

3. 解析結果

3.1 一次元球対称解析

Fig. 3に、解析結果を示す。V1からV23までの静水過剰圧比の時刻歴を比較すると、V23に至るまで衝撃波到達による急峻な圧力上昇を示した (Fig. 3a)。また、換算距離Zに

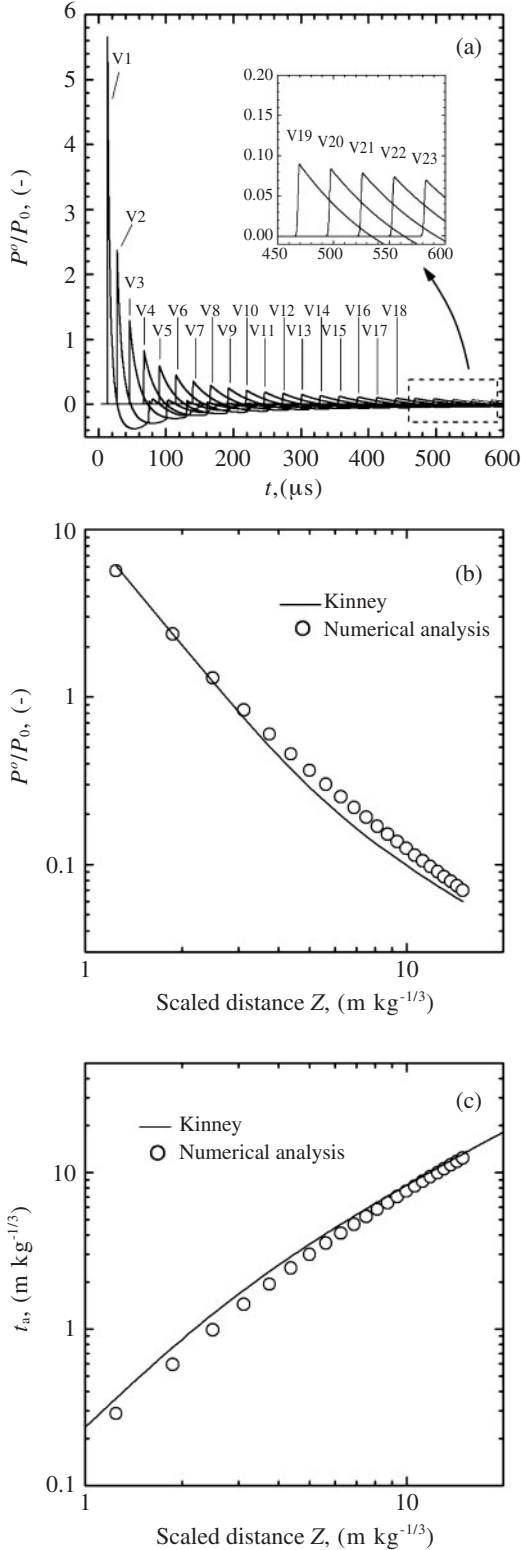


Fig. 3 Explosion of spherical Silver-Azide in the free-air. (a) Time histories of overpressure; (b) Overpressure ratio; (c) Shock front arrival time

対するピーク静水過剰圧比 P^o/P_0 の解析値とKinneyの式とを比較すると、最大差異は $Z=4.4$ で6.2%となった (Fig. 3b)。さらに、換算距離Zに対する衝撃波到達時刻 t_a をKinneyの式から算出したものと比較すると、最大差異は $Z=2.5$ で21%であったが、Zが増加するにつれ減少し、 $Z=15$ では6%となった。また、文献値と比して全般に小さく (衝撃波速度が速く) 評価された。本報の範囲では、この原因について特定できなかった (Fig. 3 c)。

一次元球対称解析の結果は、ピーク静水過剰圧比、衝撃波到達時刻ともにKinneyの式と定量的にほぼ一致した。

3.2 二次元軸対称解析

Fig. 4に、アジ化銀ペレット底面をレーザー光起爆させて発生させた衝撃波の伝播初期段階の比較結果を示す。写真

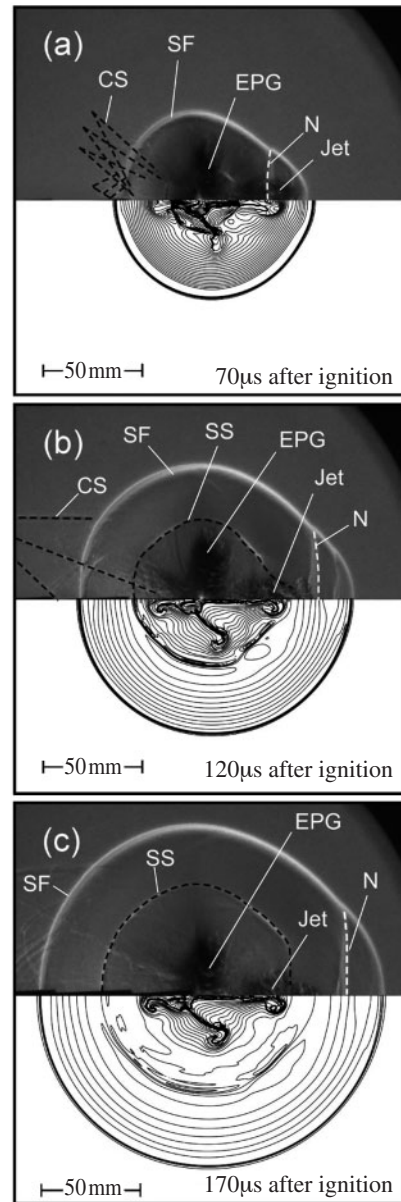


Fig. 4 Shock waves formation at early stage of explosion by a Silver-Azide pellet. (a) 70 μs after ignition; (b) 120 μs after ignition; (c) 170 μs after ignition

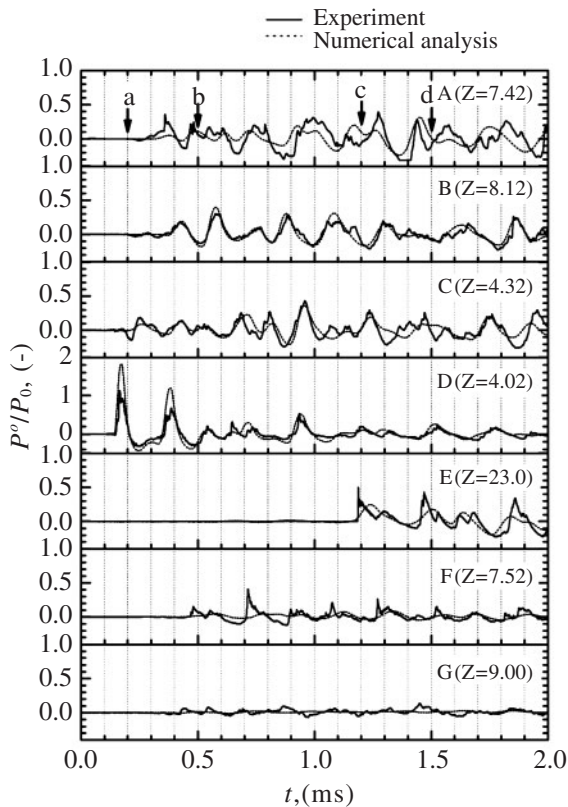


Fig. 6 Overpressure profiles at inside wall of the scaled model.

4. 考察

密閉複雑空間における衝撃波現象の解明に対し、爆薬の爆轟過程を包含する解析手法の有効性を示すため、第1報での実験を模擬する三次元数値解析を実施した。まず、解析の精度評価として、一次元球対称解析による解析結果と文献値と比較し、誤差6.2%で一致することを示した。片山ら¹⁵⁾の報告では、TNTの空中爆発による過剰圧を数種類の数値解析法を実験結果と比較し、モデル化の適用性を検討している。この中で、Euler方程式を用いた解析結果は、Fig. 3bとほぼ同等である。次に、二次元軸対称解析による非球状爆薬(円筒形)爆発による衝撃波形成過程を可視化画像と比較した。爆発生成気体噴流の発生による衝撃波面の歪みが明瞭に再現されなかったものの、衝撃波面、二次衝撃波、爆発生成気体噴流などの主要な現象について実験画像と同等な結果を得られることを示した。衝撃波面上の歪みの発生、およびマッハディスク状の垂直衝撃波が明瞭に再現されなかった原因として、本報の解析では粘性を考慮していないこと、および、Fig. 4での格子間隔が400 μ mであることから爆発生成気体噴流による衝撃波面内側の局所的な低圧発生を十分に再現できていないためと考える。一次元球対称および二次元軸対称解析の精度が本研究に有効であることを示した後、密閉複雑空間全域での三次元解析結果を干渉縞処理し、第1報の実験結果と比較したところ、衝撃波面の伝播様態、角部における衝撃波の収束、衝撃波背後で発生する疑似垂直衝撃波ならびに過剰圧履歴について実験とはほぼ同等の結果を得た。特に、爆源近傍の角部(測定点D)、隣接する空間の角部(同B, C)、回廊状空間終端壁(同E)、および上階天井面(同F)での圧力履歴が定量的にほぼ一致

したが、渦輪を伴う回折衝撃波が衝突する壁面(同A)では、波形の位相が異なった。また、複数の開口壁を通過し、回折と膨張作用を受けた衝撃波が衝突する壁面(同G)では、波形が平滑化を強く受け、実験値の波形と差異が生じた。このことは、渦輪など高い空間分解能を必要とする現象解析や開口壁通過を複数回経験した後の衝撃波解析には、本報での空間分解能が不十分となった。今後の課題として、空間分解能の向上のための格子配置の工夫が必要と考える。

Miuraら¹⁶⁾は、第1報の実験結果に対し、Euler方程式に対しTVD差分法を用い、模型内を5mm間隔の等方格子で離散化し、数値解析を行った。爆源は、エネルギー4.22Jを有する半径0.01mの球状爆薬を想定しているが、爆薬同等の内部エネルギーを持つ高压空気であり、爆薬の爆轟過程からの解析ではない。その結果、起爆直後には球状衝撃波が発生し、円筒形状爆薬による本報の結果と異なる。しかし、200 μ s経過以後には本報と同様な干渉縞画像となる。さらに、過剰圧履歴の比較では、爆源直直角部でのピーク過剰圧が実験値に比して大となり、本報と同様となった。

5. 結論

本報の範囲での結論として、

- (1) 非球状爆薬による衝撃波の密閉複雑空間内伝播は、爆源の爆轟過程から解析することで、近接場から遠方までほぼ一致した。また、
- (2) 衝撃波が複数の開口壁通過を経験しない範囲であれば過剰圧履歴が実験値と定量的にほぼ一致した。しかし、
- (3) 密閉複雑空間中での衝撃波伝播は渦輪などの微細構造現象を伴うこと、複数の開口壁通過を経験した衝撃波は度重なる反射・回折を受けることから、高精度な解析には、格子配置を工夫することで、空間分解を高くし、過剰圧履歴の位相ずれや平滑化を防ぐ必要がある。さらに、
- (4) 爆源近傍の角部など、衝撃波が収束する部分では、格子間隔の細化により、ピーク過剰圧が実験値に比して大となる傾向がある。

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る。

文献

- 1) 高橋英之, 前野一夫, 中間弘樹, 松村知治, 中山良男, 吉田正典, 平成10年度衝撃波シンポジウム講演論文集, pp. 155-158 (1999).
- 2) 花本茂, 橋本智之, 前野一夫, 中山良男, 松村知治, 岡田賢, 吉田正典, 平成12年度衝撃波シンポジウム講演論文集, pp. 363-366 (2001).
- 3) 中山良男, 松永猛裕, 飯田光明, 田中克己, 火薬学会誌, Vol. 59, pp. 275-279 (1998).
- 4) 中山良男, 松村知治, 宮本健一, 飯田光明, 吉田正典, 火薬学会誌, Vol. 60, pp. 293 (1999).
- 5) 水書稔治, H. Kleine, 高山和喜, 火薬学会誌, Vol. 63, pp. 58-64 (2002).
- 6) 水書稔治, ハラルドクライネ, 片山雅英, 高山和喜, 可視化情報学会論文集, Vol. 22, pp. 79-86 (2002).

- 7) 水書稔治, 三浦昭彦, 高山和喜, 火薬学会誌, Vol. 65, pp. 180 - 188 (2004).
- 8) 小山智造, 柴田淳広, 佐野雄一, 大森栄一, 鈴木弘, 加藤良幸, 北谷文人, 小杉一正, 菊地直樹, 須藤俊幸, 清水武彦, 藤田英人, 榎 彰, 山内孝道, 日本原子力学会誌, Vol. 40, pp. 740 - 766 (1998).
- 9) 田中克己, 平成9年度衝撃波シンポジウム講演論文集, pp. 583 - 586 (1998).
- 10) 田中克己, 爆薬の爆轟特性解析, 化学技術研究所 (1983).
- 11) 片山雅英, 高圧力学会誌, Vol. 8, pp. 251 - 259 (1998).
- 12) 羽場政明, 松村知治, 中山良男, 吉田正典, 火薬学会誌, Vol. 61, pp. 184 - 191 (2000).
- 13) 片山雅英, 田中克己, 火薬学会誌, Vol. 62, pp. 257 - 268 (2001).
- 14) G. F. Kinney, K. J. Graham, *Explosive Shocks in Air*, Springer-Verlag, pp. 88 - 106 (1985).
- 15) 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).
- 16) A. Miura, A. Matsuo, T. Mizukaki, T. Shiraishi, G. Utsunomiya, K. Takayama, I. Nojiri, *JSME International Journal, Series B*, Vol. 47, pp. 287-292 (2004).

Experimental simulation of large-scale explosion using a micro-charge explosion (II)

–Numerical study on shock waves propagation starting from detonation wave propagation in explosive–

Toshiharu Mizukaki* and Kazuyoshi Takayama**

In order to investigate the characteristics of the shock waves propagated in complicated-closed space, three-dimensional non-viscous compressible fluid analysis was examined on a 10-mg cylindrical-shaped Silver-Azide pellet explosion in the scaled model of a nuclear facility with representative length of 0.74m. The results were compared with the experimental ones of the previous report. First, in order to evaluate accuracy of the calculation, explosion with a 10-mg spherical Silver-Azide in free-space was analyzed and compared with a literature. The results showed good agreement with the literature on the distribution of peak overpressure ratio with error up to 6.2%. Next, the early stage of explosion with a 10-mg cylindrical-shaped Silver-Azide was calculated by two-dimensional axisymmetric analysis. Aerodynamic phenomena generated by the explosion were compared with pictures visualized by direction-indicating color schlieren method. The results also agreed with schlieren pictures on shock front, secondary shock wave, and the direction of explosion-product jet. Finally, we tried to calculate three-dimensionally the propagation of shock waves inside the scaled model under the identical condition of the experiment described in the previous report. Interferograms generated by the numerical results showed good agreement with the interferograms obtained by the experiment. The comparison of overpressure profiles between experimental and numerical indicated that: (1) the numerical results achieved quantitative agreement, (2) fine-mesh or adaptive mesh must be needed to analyze both phenomena with micro-structure such as vortex rings and after being propagated through plural open-wall, (3) due to smaller space of analytical mesh than sensor surface of the pressure transducer used in the experiment, numerical analysis at the corner nearby explosion center tends to indicate larger overpressure ratio than which experiment gives. Therefore, an average of the value of plural mesh on the surface must be done after analysis.

*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

**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