

## 密度の異なる気液泡を含む気液体中の衝撃波伝播

杉村忠良\*, 時田和司\*\*, 藤原俊隆\*\*\*

気/液体中に含まれる気/液泡と強い衝撃波との二次元非定常干渉が、つぎのような組み合わせに対して数値解析された：(1)He 気体中における SF<sub>6</sub> 気泡, (2) SF<sub>6</sub> 気体中における He 気泡, (3) 水中における低密度液泡, (4) 水中における高密度液泡。

解析に先立ち定常衝撃波は不連続なステップ状分布から数値的に作られた。気体および液体中を伝播する衝撃波マッハ数は、それぞれ 4 と 2 である。用いられた差分法は、Van Leer の方法に基づく一次精度の陽解法である。

ケース(1)では急激な圧力上昇により、SF<sub>6</sub> 気泡内へのガス・ジェットが生じる。他方ケース(2)では、強い膨脹効果により He 気泡中への急速な流れ込みは生じない。しかしながら、この場合 He 気泡中を通して、前方へ凸の衝撃波が形成される。

液体—液泡の組み合わせであるケース(3)と(4)では、いずれも液泡中を垂直衝撃波が伝播するが、ケース(3)では上流側へ膨脹波が、ケース(4)では上流側へ反射衝撃波が伝播する。達成される最大圧力は、ケース(4)の場合入射衝撃波後方のランキン・ユゴニオ圧力値の約 1.24 倍で 29600atm である。

### 1. まえがき

スラリーやエマルジョン等の爆薬に含まれる気泡は、爆薬の爆轟伝播に対し重要な役割をはたしていることが良く知られている。すなわち、衝撃波と気泡との干渉により形成された熱源 (hot spot) が、爆轟伝播に必要な高温の発生と発熱反応の継続に関与するわけである。しかしながら、このような事実は巨視的には多くの実験で支持されているにもかかわらず、いわゆる密度の不均一な爆薬において衝撃波着火にともなう微視的基礎過程、たとえば気泡を衝撃波が通過する際の気泡内部の状態および気泡自身の挙動、ホット・スポットの形成過程等については観測がなされておらず単に推測に基づく理論が存在するのみである。

Evans<sup>1)</sup>は、ホット・スポットの形成を説明するために、衝撃波と周囲気体と密度の異なる気泡間の干渉を数値解析したが、ホット・スポットの詳細な記述

を与えていない。一方、Mader<sup>2)</sup>は空隙 (void) あるいはアルミニウム小球を含むニトロメタンモデルを用いて、密度不連続場と衝撃波の干渉を数値計算し、ホット・スポットの形成および爆轟伝播の可能性を示唆しているが、ホットスポットの消失機構については詳細に述べていない。

最近では、Hasegawa and Fujiwara<sup>3)</sup>は気泡を含む爆薬の爆轟伝播に対し、気泡の圧縮変形が大きな影響を与えるという観点からスラリー爆薬をモデル化し、グリセリン中に酸水素混合気の気泡を送り込み、衝撃波圧縮による気泡の爆発挙動を実験的および理論的に観察した。

本研究は、液体および固体爆薬に含まれる気泡のような密度の不均一性が、ホット・スポットの形成にどう寄与するかという基礎的過程の理論解析を目的としており、その第一段階として、密度の異なる気/液泡を含む気/液体中で、衝撃波と気/液泡との干渉が数値的にシミュレートされる。数値計算では、化学反応の効果は考慮しないで、水の中に水よりも密度の小さい液泡がある場合と密度の大きい液泡がある場合が主に取り扱われる。なおこの問題の予備的問題として、ヘリウム気体中に SF<sub>6</sub> 気泡を含む場合とその逆の組み合わせの場合についても、それぞれ衝撃波と気泡の相互作用が先ず取り扱われ、その数値結果が議論される。数値計算において仮定された流れは二次元非定常流で、

昭和57年8月3日受理

\*名城大学理工学部交通機械学科  
〒468 名古屋市天白区天白町八事裏山 69  
TEL 052-832-1151 内線 5149

\*\*日本油脂㈱ 武豊工場化学研究所  
〒470-23 愛知県知多郡武豊町西門 82  
TEL 05697-2-1221

\*\*\*名古屋大学工学部航空学科  
〒464 名古屋市千種区不老町

\*\*TEL 052-781-5111 内線 4400

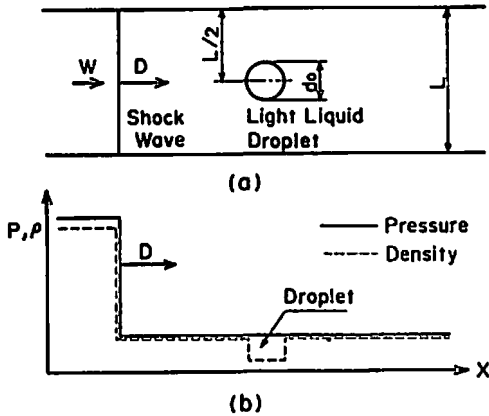


Fig. 1 Sketch of the flow field.  
 (a) A shock wave and a droplet in a channel.  
 (b) Initial pressure and density profiles.

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\bar{f} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \\ \rho Y \end{bmatrix}, \quad \bar{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho u(e + p/\rho) \\ \rho u Y \end{bmatrix}, \quad \bar{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho v(e + p/\rho) \\ \rho v Y \end{bmatrix} \quad (2)$$

気体の場合

$$p = \rho \bar{R} T \quad (3)$$

$$e = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \quad (4)$$

液体の場合

$$p = (A_1 Y_1 + A_2 Y_2) \left[ \left( \frac{\rho Y_1 + \rho Y_2}{\rho_{01} Y_1 + \rho_{02} Y_2} \right)^n - 1 \right] \quad (5)$$

$$e = \left( \frac{A}{\rho_0} \right) \left\{ \frac{1}{n-1} \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n-1} - 1 \right] - \left[ 1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right] \right\} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \quad (6)$$

$$A = A_1 Y_1 + A_2 Y_2, \quad \rho_0 = \rho_{01} Y_1 + \rho_{02} Y_2$$

ここで、 $u, v, p, \rho, e, y$  はそれぞれ  $x$  方向と  $y$  方向の速度成分、圧力、密度、単位質量当りの内部エネルギーと運動エネルギーの和および質量分率である。二成分に対する Tait の状態式 (5) 中の  $A_i$  ( $i = 1, 2$ ) と  $n_i$  は物質による定数で、基準密度  $\rho_{0i}$  に対して決定される。水の場合、 $A = 3268 \text{ atm}$ 、 $n = 7$  の値が採用される。添字 1, 2 はそれぞれ液泡と周囲液体を示すものとする。(5) 式では、二成分の物質に対して等しい  $n$  の値がとら

使用された差分法は Van Leer<sup>4)</sup> の陽解法である。衝撃波のマッハ数  $M_s$  は気体中では  $M_s = 4$ 、液体中では  $M_s = 2$  とした。

## 2. 数値計算

Fig. 1 (a) は数値計算に用いられた二次元チャンネルと液泡の寸法を表わす概略図である。チャンネル内に一定の速度  $D$  で伝播する衝撃波を数値的に作り上げた後、衝撃波面前方の液体中に周囲と密度の異なる液泡が置かれる。チャンネル幅を  $L$  としたとき、その液泡の直径  $d_0$  を  $L/4$  とし、その中心がチャンネルの中心軸上に一致するように配置された。液泡としては、周りの液体密度よりも (1) 小さい場合と (2) 大きい場合の二通りが考えられた。Fig. 1 (b) は液泡と衝撃波が相互作用を引き起こす以前のある時刻における代表的な圧力および密度分布で、チャンネルの中心軸上に沿っており、実線は圧力、破線は密度を示す。液泡と衝撃波の干渉に先立って行なわれた気体の場合においても、上記とまったく同一の寸法が用いられた。

### 2.1 基礎方程式

流れは二次元非定常流で、粘性、熱伝導および拡散等の輸送現象は無視でき、化学反応も考慮しないものとする。気体の場合には分子量および比熱が一定の完全気体を仮定し、液体は Tait の状態式<sup>5)</sup> に従うものとする。二次元非定常流体力学方程式は次式で示される保存形で表わされる。

れている。(6) 式は液体中を伝播する衝撃波が弱い衝撃波であるとしたときの近似式である。すなわち、エントロピー一定のもとに導かれる。

### 2.2 無次元化

無次元化に用いられた基本物理量は、気泡もしくは液泡の初期密度  $\rho_{01}$  と衝撃波前方の初期圧力  $p_0$  である。ただし液体中の液泡と衝撃波との干渉の場合においては、 $\rho_0$  の代りに液泡の物質定数  $A_1$  が用いられた。

$$\left. \begin{aligned} \rho_* &= \rho_{01}, \quad p_* = p_0 \text{ あるいは } p_* = A_1, \quad v_* = (p_*/\rho_*)^{1/2}, \\ e_* &= v_*^2, \quad A_* = A_1, \quad \tilde{R}_* = \tilde{R}_1, \quad T_* = p_*/\rho_* \tilde{R}_*. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

各物理量に対する無次元変数は次式によって定義される。

$$\left. \begin{aligned} R &= \rho/\rho_*, \quad P = p/p_*, \quad U = u/v_*, \quad V = v/v_*, \quad E = e/e_*, \quad \Theta = T/T_*, \quad a^2 = (\tilde{a}/v_*)^2, \\ \alpha &= A/A_*, \quad \beta = \tilde{R}/\tilde{R}_*, \quad X = x/x_*, \quad Y = y/y_*, \quad S = t/t_*. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここで  $x_* = y_* = \Delta x$ ,  $t_* = \Delta x/v_*$  で,  $\Delta x$  は任意の基準長さである。基礎方程式(1)~(6)は(9)~(14)のように無次元表示される。

$$\frac{\partial f}{\partial S} + \frac{\partial F}{\partial X} + \frac{\partial G}{\partial Y} = 0 \quad (9)$$

$$f = \begin{bmatrix} R \\ RU \\ RV \\ RE \\ RY \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} RU \\ RU^2 + P \\ RUV \\ RU(E + P/R) \\ RUY \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} RV \\ RUV \\ RV^2 + P \\ RV(E + P/R) \\ RVY \end{bmatrix} \quad (10)$$

気体の場合

$$P = R\beta\Theta \quad (11)$$

$$E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{R} + \frac{1}{2} (U^2 + V^2) \quad (12)$$

液体の場合

$$P = \alpha \left[ \left( \frac{R}{R_0} \right)^n - 1 \right] \quad (13)$$

$$E = \tilde{E} + 1/2 (U^2 + V^2) \quad (14)$$

$$\tilde{E} = \left( \frac{\alpha}{R_0} \right) \left\{ \frac{1}{n-1} \left[ \left( \frac{R}{R_0} \right)^{n-1} - 1 \right] - \left[ 1 - \frac{R_0}{R} \right] \right\}$$

$$a^2 = n \frac{(P + \alpha)}{R} \quad (15)$$

### 2.3 差分方程式

偏微分方程式(1)は Van Leer<sup>4)</sup>によって提案された一次精度の中心差分法により解かれた。この差分法は、

Rusanov 法や Godunov 法と同じ系列の差分法<sup>5)</sup>である。本研究ではこれらのうちで最も衝撃波を薄く表現できる Van Leer 法が用いられた。

$$\begin{aligned} f_{i,m}^{n+1} &= f_{i,m}^n - \frac{\lambda}{2} \left[ F_{i+1,m}^n - F_{i-1,m}^n \right] - \frac{\lambda}{2} \left[ G_{i,m+1}^n - G_{i,m-1}^n \right] \\ &+ \frac{\lambda^2}{2} \left\{ \left[ \Phi_{i+\frac{1}{2},m}^n - \Phi_{i-\frac{1}{2},m}^n \right] + \left[ \Phi_{i,m+\frac{1}{2}}^n - \Phi_{i,m-\frac{1}{2}}^n \right] \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} \Phi_{i+\frac{1}{2},m}^n &= (a^2)_{i+\frac{1}{2},m}^n (f_{i+1,m}^n - f_{i,m}^n), \quad \Phi_{i-\frac{1}{2},m}^n = (a^2)_{i-\frac{1}{2},m}^n (f_{i,m}^n - f_{i-1,m}^n) \\ \Phi_{i,m+\frac{1}{2}}^n &= (a^2)_{i,m+\frac{1}{2}}^n (f_{i,m+1}^n - f_{i,m}^n), \quad \Phi_{i,m-\frac{1}{2}}^n = (a^2)_{i,m-\frac{1}{2}}^n (f_{i,m}^n - f_{i,m-1}^n) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$(a^2)_{i\pm\frac{1}{2},m}^n = \frac{1}{2} \left\{ (a^2)_{i\pm 1,m}^n + (a^2)_{i,m}^n \right\}, \quad (a^2)_{i,m\pm\frac{1}{2}}^n = \frac{1}{2} \left\{ (a^2)_{i,m\pm 1}^n + (a^2)_{i,m}^n \right\} \quad (18)$$

$$a = a + \sqrt{U^2 + V^2} \quad (19)$$

$$\lambda = \Delta S / \Delta X = \Delta S / \Delta Y \quad (20)$$

( $l, m, n$ ) は  $x-y-t$  空間における格子点を示す。 $\lambda$  は  $\Delta X = \Delta Y$  に対する時間差分  $\Delta S$  の比である。 $a$  は局所音速  $a$  と流速の大きさの和であり、 $n+1$  番目の時間ステップ  $\Delta S^{n+1}$  はこの  $a$  を用いて次式で表わされる差分系の安定条件より決められる。

$$\Delta S^{n+1} = C_f / \text{Max} \left[ a \sqrt{\frac{1}{(\Delta X)^2} + \frac{1}{(\Delta Y)^2}} \right]_{l,m,n} \quad (21)$$

計算領域における差分格子点数は [150×121] で、空間差分  $\Delta X = \Delta Y = 0.2$  とした。クーラン数  $C_f$  の選択については 3.1 で議論される。

#### 2.4 初期条件

不均一媒質の幾何学的寸法および配置は、すでに Fig. 1(a) に示された通りである。(1)ヘリウムガス中に  $SF_6$  の気泡が存在する場合および(2)  $SF_6$  ガス中にヘリウムガスの気泡が存在する場合のような気体-気体の組み合わせに対しては、定常衝撃波の伝播マッハ数  $M_s$  は 4 とした。ケース(1),(2)のそれぞれにおける初期条件は Table 1 に示されている。気泡に対する初期条件は、

Fig. 1(b) に示されるように周りの気体の圧力に等しく置かれる。

同様に、液体中に液泡を含む場合についても Table 2 で示される二つのケースについて数値計算された。なお液中を伝播する定常衝撃波のマッハ数  $M_s$  は 2 とし、本研究では化学反応を考慮しないので最も実験データを入手しやすい水が選ばれた。液泡としては、液体の密度 1g/cc に対して、1.05g/cc と 2.0g/cc の二通りが用いられた。(5)式に示される指数  $n$  は、液体、液泡ともに 7 と置かれた。

### 3. 数値計算結果と考察

#### 3.1 固定座標系による数値計算

伝播する衝撃波と不均一媒質との相互作用に関する数値計算は、原理的には実験室に基準を置く固定座標系であろうと衝撃波に固定した移動座標系であろうと同等の結果を与えるはずである。本研究では Fig. 1(a) で示されるような流れ場が解かれるので、気泡(あるいは液泡)形状に対する境界条件設定を考えると、固定座標系が若干有利であるため、一貫して固定座標系が用いられる。

Fig. 2 は均一の気体媒質中を  $M_s = 4.0$  で伝播する平面一次元衝撃波の圧力分布を示す。図中にはクーラン数  $C_f$  をパラメータとして、固定座標系と移動座標系のそれぞれの結果が比較されている。

Table 1 Characteristic quantities for He and  $SF_6$ .

	He (M=4)	$SF_6$ (M=146)
Initial Pressure $P_0$	0.1 atm	0.1 atm
Initial Temperature $T_0$	288.65 K	288.65 K
Initial Density $\rho_0$	$1.69 \times 10^{-5}$ g/cc	$6.17 \times 10^{-4}$ g/cc
Speed of Sound $\tilde{a}$	916 m/s	152 m/s
Shock Velocity $D$	3664 m/s	608 m/s
Specific Heat Ratio $\gamma$	1.4	1.4

Table 2 Characteristic quantities of water and the droplets used in the calculation

	Water	Liquid Droplet (1)	Liquid Droplet (2)
Initial Pressure $P_0$	0 atm	0 atm	0 atm
Initial Density $\rho_0$	1.0 g/cc	0.5 g/cc	2.0 g/cc
Speed of Sound $\tilde{a}$	1512 m/s	1217 m/s	1825 m/s
Shock Velocity $D$	3024 m/s	/	/
Constant A	3268 atm	1046 atm	9399 atm
Index n	7	7	7

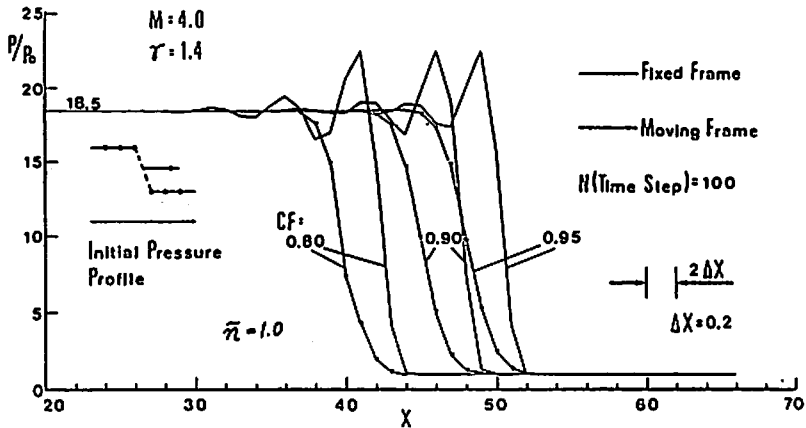


Fig. 2 Effect of the parameters in the Van Leer method on 1-dimensional shock profile.

移動座標系から得られる滑らかな圧力分布に比し、固定座標系における数値結果は、衝撃波面近傍において大きな振動を示すことがわかる。すなわち、同一の問題を取り扱っているにもかかわらず、座標系によって衝撃波面近傍における物理量の分布は極めて異なることが見いだされた。この原因としては、衝撃波面前後における全エネルギーの“とび”(jump)の大きさが考えられる。たとえば  $M_0 = 4$  では、全エネルギー ( $TE = \text{エンタルピ} + \text{運動エネルギー}$ ) のとびは、移動座標系では 1.0 倍に対し、固定座標系では 6.0 倍と大きい。この差異が数値計算上の振動を引き起こす要因である。Fig. 3 にそれぞれの座標系における全エネルギーのとびが  $M_0 = 4$  の場合数値的に示される。

しかしながら、固定座標系においても Van Leer 法<sup>1)</sup>の安定条件の範囲内において、 $(C_f)^2 \bar{n} \leq 1$  が成り立つような  $\bar{n}$  を定義し、適当な値を選択することによ

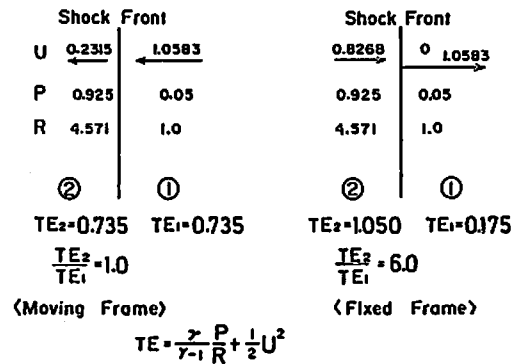


Fig. 3 Total energy jump across a shock front in different coordinate system.

り、Fig. 4 に示されるように振動をとまわらない数値結果を得ることができる。なおこの場合、10式の差分

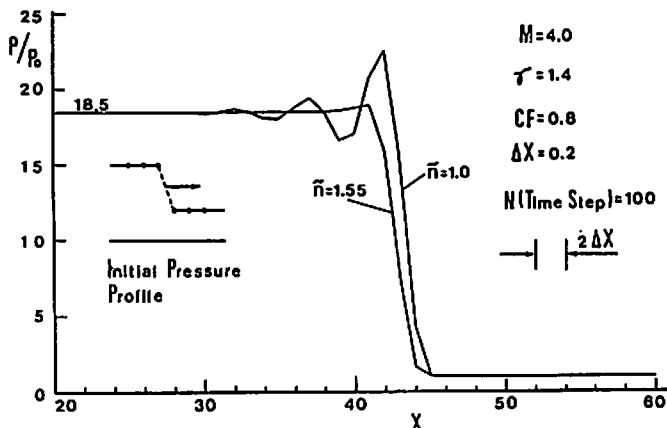


Fig. 4 Effect of the parameter  $\bar{n}$  in the Van Leer method.

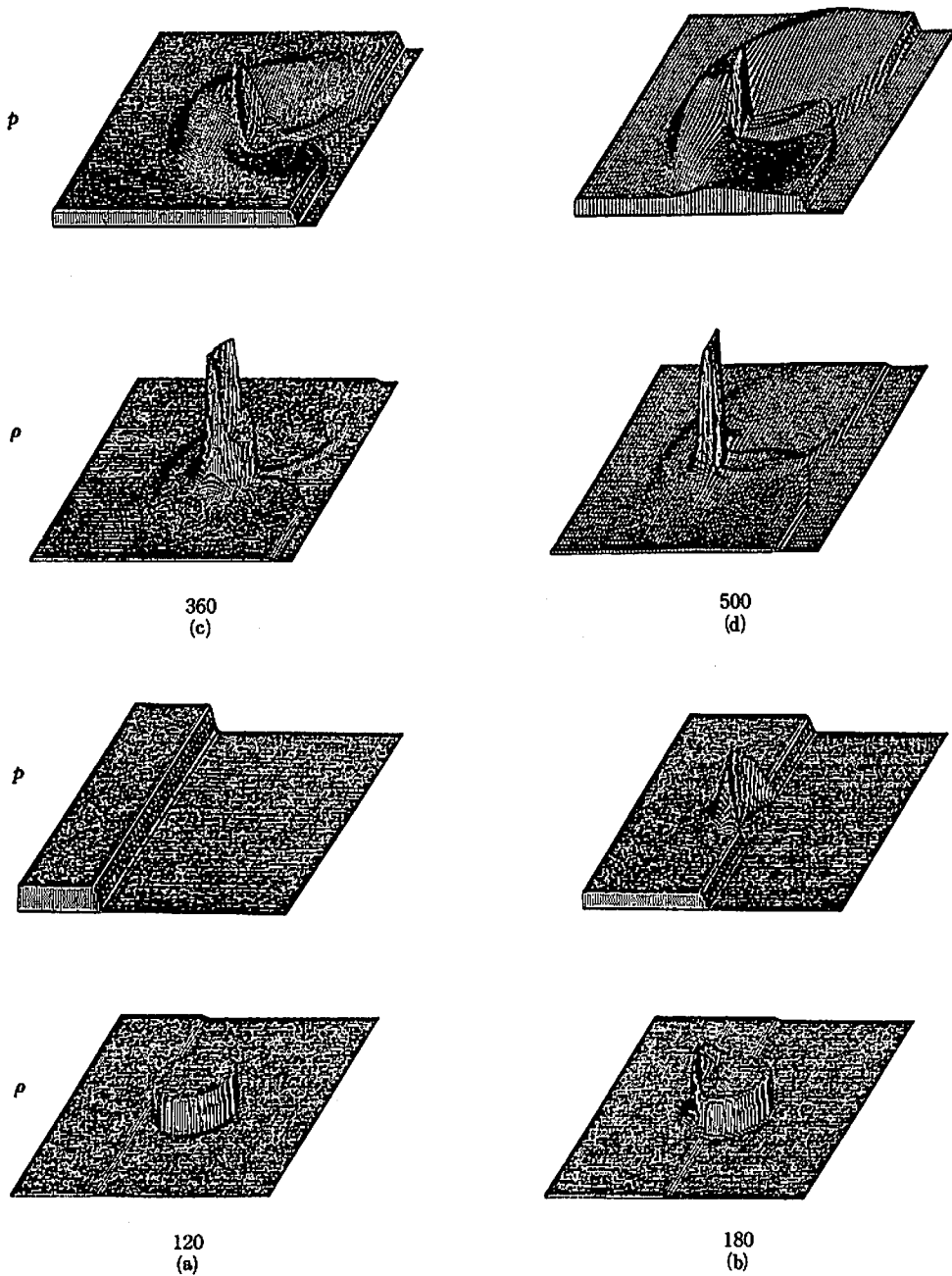


Fig. 5 Pressure and density profiles at different time steps for a  $SF_6$  bubble in He.

式は一次元流に対し次式のように書きかえられる。

$$f_i^{n+1} = f_i^n - \frac{\lambda}{2} (f_{i+1}^n - f_{i-1}^n) + \frac{\lambda^2}{2} \tilde{n} (\phi_{i+\frac{1}{2}}^n - \phi_{i-\frac{1}{2}}^n) \quad (22)$$

ここで用いられている記号は、すべて2.3におけるものと同じである。

適切な  $\tilde{n}$  の選択は、衝撃波後方の平衡値までの立ち上がりの速さを幾分犠牲にするが、圧力分布のオーバ

一・シュート部分に拡散効果をもたせて振動を押えることが確認された。 $C_f$  値が大きくなるにつれて  $\bar{n}$  のとりうる範囲はせまくなるので、 $C_f$  値の大きいところでは  $\bar{n}$  による振動の除去はあまり望めない。 $C_f$  値をより小さな値にとれば、より大きな  $\bar{n}$  の値をとりうるが、あまり  $C_f$  値が小さすぎると数値計算上の時間ステップキザミが小さくなるので、計算時間が長くなりすぎるという不都合が生じる。したがって、 $C_f$  と  $\bar{n}$  の選択に対し、最適値が存在する。一次元非定常流においては、 $C_f=0.65$ 、 $\bar{n}=2.35$  の組み合わせが最も良い衝撃波面形状を与えるので、以後の二次元計算では、これらの数値の組み合わせが用いられた。

衝撃波前方に置かれる気/液泡は、初期状態においては周囲媒質と等しい圧力および流速 ( $U=0$ ) を持つが、数値計算における時間経過につれて差分近似式の拡散効果が作用し、衝撃波の到達以前に初期密度不連続が少し緩んでくる。この現象は密度不連続が大きければ大きいほど著しいので、本数値計算では、定常伝播する衝撃波が形成されたと同時に、衝撃波直前に気泡あるいは液泡を配置するように工夫した。これにより衝撃波到達前に密度不連続面に現われる見かけ上の現象(流れ場の変化)を最小限に止めることができる。

### 3.2 He 気体中に $SF_6$ 気泡がある場合

周囲気体密度よりも大きな密度から成る気泡を局所的に含むような不均一気体中で、気泡と衝撃波の干渉がまずシミュレートされた。具体例として、気泡数1個、気泡を構成する気体は  $SF_6$ 、周囲気体は He という組み合わせが試みられた。数値計算に用いられた各諸量は Table 1 に示された通りである。

Fig. 5 は He 気体中を  $M_0=4$  で伝播する衝撃波と気泡との相互作用を、各時間ステップにおける圧力および密度の立体図形で表示している。(a) は不連続なステップ分布状態から計算をすすめて、時間ステップ  $N=120$  ( $14.4\mu s$ ) 経過したときの圧力および密度分布を示す。この時点で、衝撃波面直前に  $SF_6$  の気泡が配置される。(a) の圧力分布図では気泡と周囲気体は圧力平衡状態にあるので、気泡位置は確認できないが、密度分布図ではその位置と状態を明確にとらえることができる。この計算例においては、衝撃波面前方圧力に対する後方圧力の比は 18.5 であり、密度比は 4.57 である。さらに未擾乱領域の He に対する気泡  $SF_6$  の密度比は 36.5 である。

(b) は時間ステップ  $N=180$  ( $21.6\mu s$ ) におけるもので、気泡と衝撃波の干渉により、圧力分布図にも伝播方向に切り立った圧力上昇領域が顕著に現われる。時間ステップ  $N=360$  ( $43.2\mu s$ ) における (c) では、圧力最大値が未擾乱領域初期圧の約 80 倍に達するだけで

なく、衝撃波面の未擾乱部分が気泡位置を通過した後においても、チャンネル中心軸付近には  $SF_6$  気泡の初期圧部分が存在する。これは音速の大きな差異によって容易に説明されよう。また衝撃波面の前面形状は、チャンネルの中心部分において大きくゆがめられ、衝撃波がコーナーを曲がる時に生ずるような回折現象が見られる。一方、上流側に向けては反射衝撃波が伝播している。このような挙動は (c) の圧力・密度両分布において同様に見られる。さらに (b) と (c) の比較によれば、圧力最大値の増加にくらべ、密度最大値の増加ははるかに顕著であることが特徴的である。(c) における密度最大値は、 $SF_6$  気泡初期密度の約 5 倍に達する。時間ステップ  $N=500$  ( $60\mu s$ ) の (d) では、回折衝撃波同士が衝突し、その交叉部分にはマッハ反射による高圧領域が発生し、衝撃波面の強化に寄与する。一方上流へ伝播した反射衝撃波はさらに大きく広がり、その影響はチャンネル壁面にまでおよぶ。

Fig. 6(a)~(d) は、Fig. 5(a)~(d) に示されるそれぞれの時刻に対応する等圧線および流速ベクトルの分布図である。等圧線図中に示される数値は、未擾乱領域の圧力  $p_0$  に対する圧力比である。破線は衝撃波前方に置かれた気泡の初期位置を示す。また流速ベクトル分布図では、流れの大きさと方向が、それぞれ矢印の大きさとその方向によって与えられており、実線によって気泡の初期位置が示されている。したがって、Fig. 6 によって定量的な観察が可能となる。

Fig. 6(b) に見られるように、衝撃波が気泡に衝突した直後から、上流へは強い反射衝撃波が伝播していくとともに、気泡に隣接した領域には高圧領域が発生する。この時刻においては、流速ベクトル図においても気泡中への流速が大となるとところが部分的に現われるようになる。衝撃波の伝播につれて、(c) 図に見られるように著しい衝撃波面の回折が見られると共に、強い衝撃波が気泡中を伝播し、等圧線図で見出される気泡中の低圧領域(たとえば圧力比 2 以下で示される領域)は一層少なくなる。一方流速分布を見ると、著しく高い流速をもつ領域が増大し、これが一種のジェットを形成し、気泡周囲高圧領域から気泡内の低圧領域に流れが向っている様子が観察される。このときの流速の最大値は、衝撃波面から十分後方のランキン・ユゴノ粒子速度の約 14 倍にもものぼり、(b) 図における流速最大値の約 3.2 倍に達する。(d) 図の等圧線図では、回折衝撃波間に衝突が生じ、これによってもたらされる高圧が気泡内の低圧領域を押しつぶしてしまい、蝶ネジ形の等圧曲線を生じている。

気泡の大きな変形の様子を定量的に調べるために、 $SF_6$  気泡領域内に残る低圧領域 ( $p/p_0 \leq 2$ ) 寸法の変

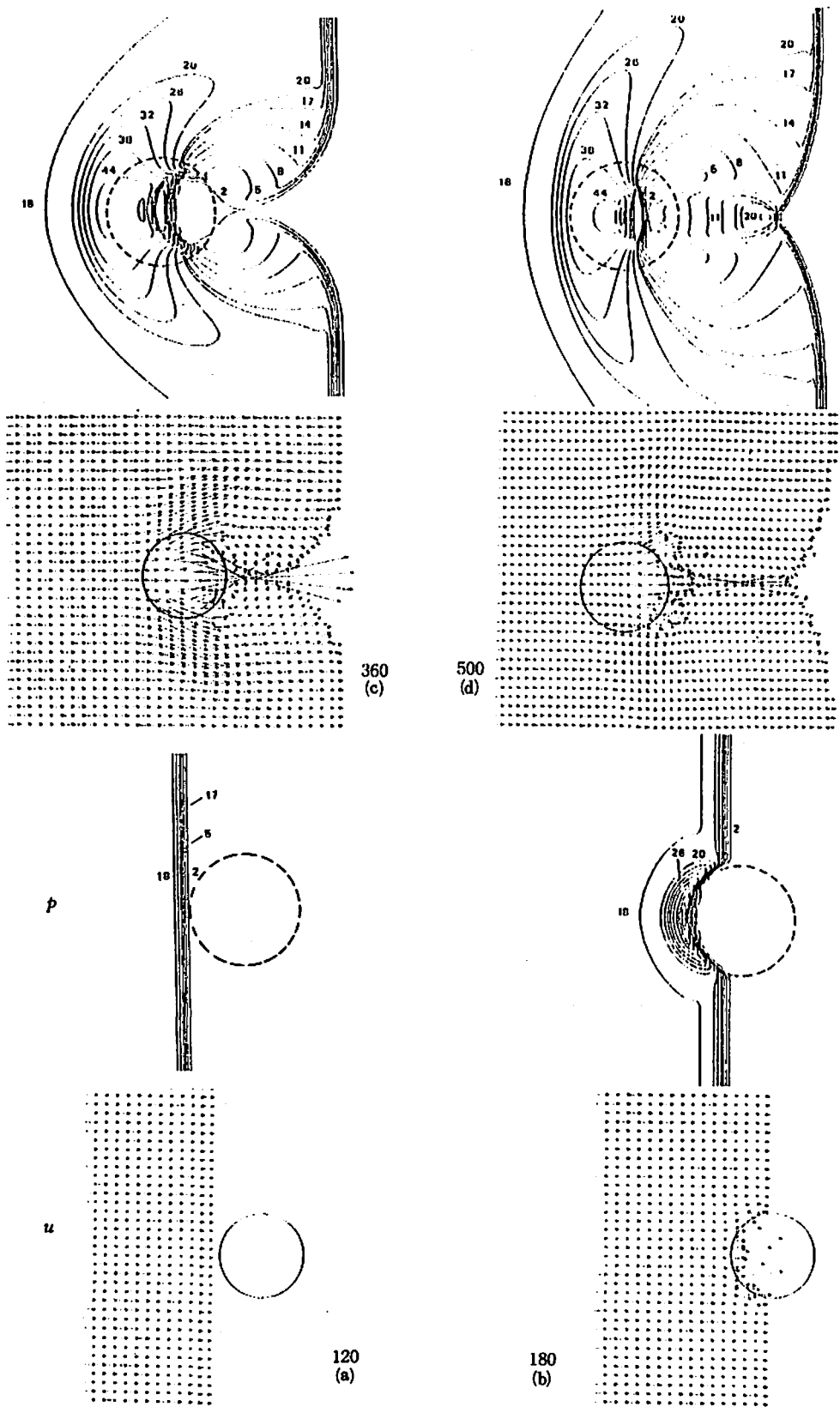


Fig. 6 Isobars and particle velocity diagrams corresponding to Fig. 5.



化を時刻に対してプロットしたのが Fig. 7 である。チャンネル軸に平行および垂直方向に測定した低圧領域の寸法を気泡初期直径  $d_0$  で無次元化した量が ● と ○ 印で示されている。衝撃波との干渉により、気泡は軸に垂直方向よりも軸方向により速く変形することが明らかで、軸方向ジェット生成が強く影響を与えている。

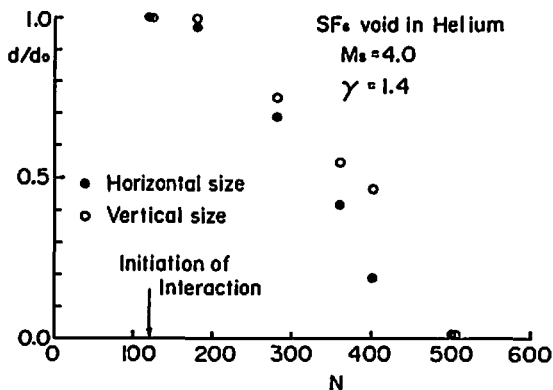


Fig. 7 Horizontal and vertical sizes of a  $SF_6$  bubble versus time.

### 3.3 $SF_6$ 気体中に He の気泡がある場合

Fig. 8 は He 気泡を含む  $SF_6$  気体中を衝撃波が伝播し、気泡と相互作用したときの各時刻に対する等圧線図と流速ベクトル図とを示す。衝撃波の伝播マッハ数  $M_s$  は 3.2 におけると同様に  $M_s = 4$  である。Fig. 6 との大きな差異は気泡中を伝播する衝撃波面の形状である。衝撃波が気泡の初期位置を通過した直後の等圧線図(b)では、すでに衝撃波面は下流側に向けて凸であり、上流側へ向けては逆に膨脹波が伝播していく様子が観察される。衝撃波が伝播するにつれて、膨脹波の発達により衝撃波は弱められ、衝撃波面の突出部における曲率が小さくなっていくことが(b)~(d)図にかけて観察される。

また流速ベクトル図の(a)を見ると、平面衝撃波面よりも前方に流速が生じている。その領域はほぼ気泡中に制限されているが、少しはみ出した部分は計算誤差である。擾乱が衝撃波面よりも先行する状態は、時刻  $N=500$  の(d)図まで確認される。このような現象は、 $SF_6$  気体中における衝撃波の伝播速度 ( $D=608\text{m/s}$ ) よりも、He 気体中の音速 ( $a=916\text{m/s}$ ) の方が大きいことにより発生しており、3.2 で見られたジェットの形成は観察されない。このように気体中に密度の大きな気泡がある場合と密度の小さな気泡がある場合とでは、気泡と衝撃波との干渉は等圧線図や流速分布に大きな差を生じ、流れ場に異なる挙動を与える。密度の大きな

気泡がある場合には、気泡を通過する際に衝撃波は大きく回折し、干渉部分は遅れ、回折部分同士の衝突によってマッハ反射が発生する。逆に密度の小さな気泡がある場合には、衝撃波は気泡領域を通して前方へと突出する。

このような衝撃波の挙動は、Ne 気体と He 気体の組み合わせに対する Evans らの計算結果とよい一致を示している。

### 3.4 液体中に低密度気泡がある場合

液体中に周囲密度と異なる気泡が存在する場合、気泡と衝撃波の干渉が数値シミュレーションされた。ここでは化学反応は考慮されず、周囲液体としては水が想定されている。したがって液体の状態方程式、変形 Tait 式 (5)、に使用される定数  $A_2$  (atm) と  $n$  は水に対して選ばれる。含まれる気泡としては、水と等しい  $n$  をもち、水の密度よりも 50% だけ小さく、その音速も 20% だけ小さいような液体物質で構成されているとする。初期状態では周囲液体と気泡が力学的平衡にあるという条件から気泡に対する  $A_1$  の値が決定される。計算に必要な物理量は Table 2 に示されている。

Fig. 9 には、計算結果に対する等圧線図と速度ベクトル分布図が示されている。水中を  $M_s=2$  で伝播する衝撃波後方のランキン・ユゴニオ圧力は 23880 atm と高い値を示すので、衝撃波前方の初期圧力は 0 と置いてよい。等圧線図中の数字は、気泡の圧力定数  $A_1 (=1046\text{ atm})$  で割った圧力比であり、破線は気泡の初期位置を示す。等圧曲線は、圧力比が 4~10 までは 2 おきに、10 以上では 5 おきに示されている。なお入射衝撃波後方のランキン・ユゴニオ圧力は、この場合圧力比 22.4 に相当する。

(a)図は時刻  $N=120$  ( $13.1\mu\text{s}$ ) における衝撃波と気泡の様子を示す。これは衝撃波が気泡に衝突した後、気泡径の  $1/3$  だけ進んだときの状態である。等圧線図から明らかのように、気泡部分を伝播している衝撃波後方では等圧曲線の分離が生じている。これは入射衝撃波と気泡の干渉による膨脹波の発生を意味する。上流側へ伝播した膨脹波によって擾乱を受けた領域では流速が増大する。Fig. 9(a), (b) 図の流速ベクトル分布図における矢印の方向変化によって、その影響領域を知ることができる。一方、気泡中を伝播する衝撃波は膨脹効果により弱められるが、本計算のように不均一な流れ場においては、入射衝撃波とほぼ等しい伝播速度で進行する垂直衝撃波が気泡中に存在する。このことは、周囲液体と気泡との物性値の違いにより生じるものである。このような傾向は、時刻  $N=160$  ( $16.8\mu\text{s}$ ) の(b)図においても見られる。

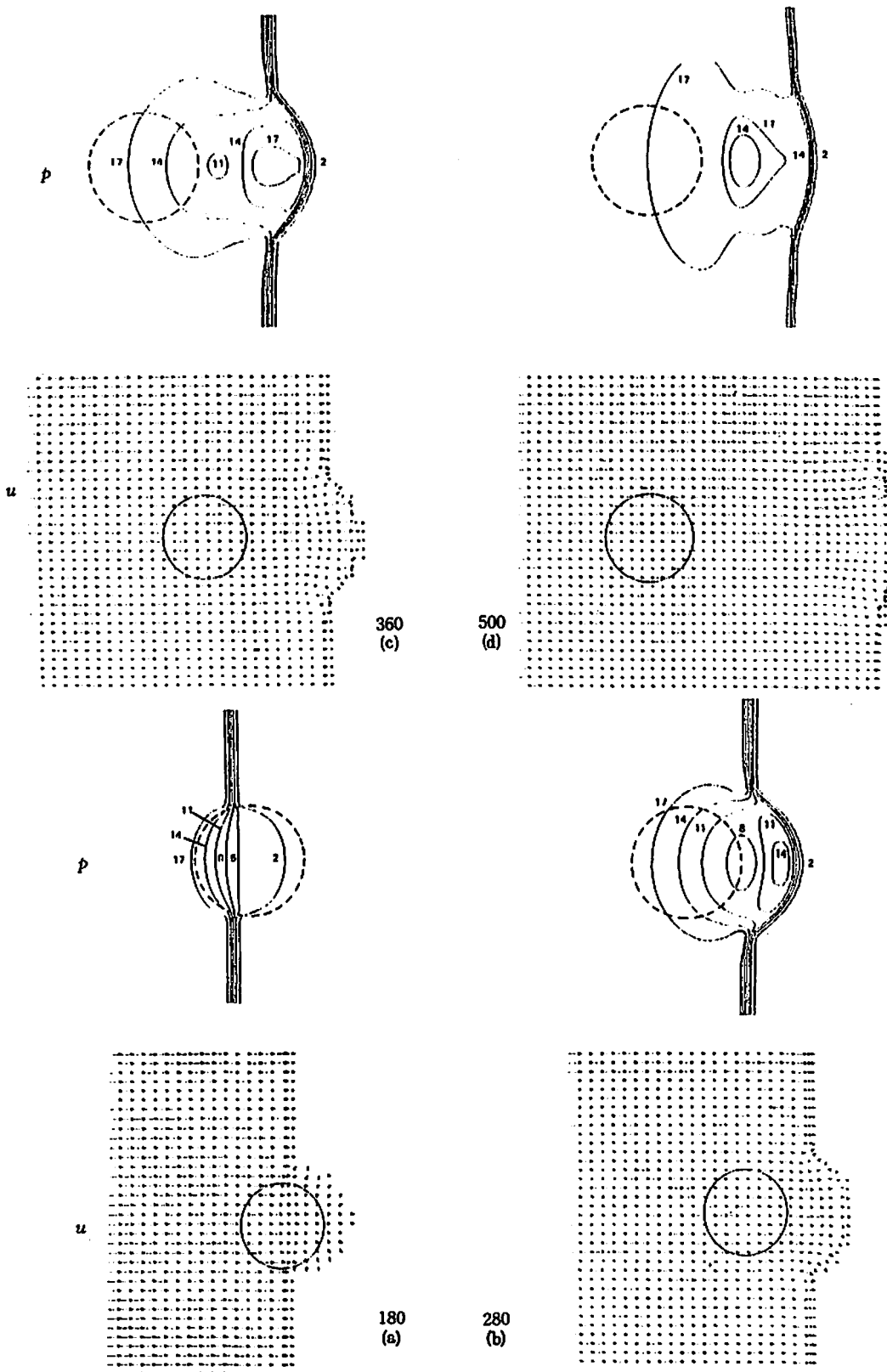


Fig. 8 Isobars and particle velocity diagrams at different time steps for a He bubble in  $SF_6$

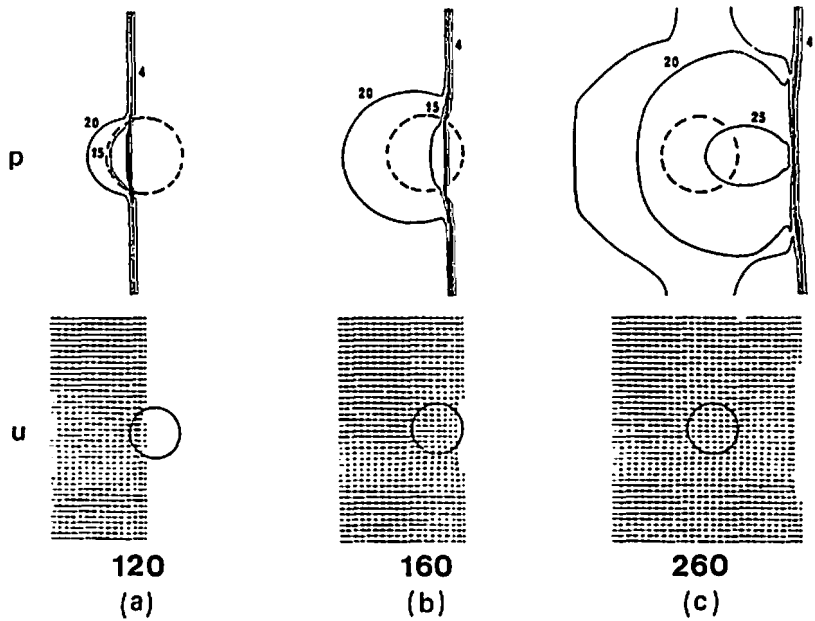


Fig.9 Isobars and particle velocity diagrams at different time steps in the case of a light liquid droplet in water.

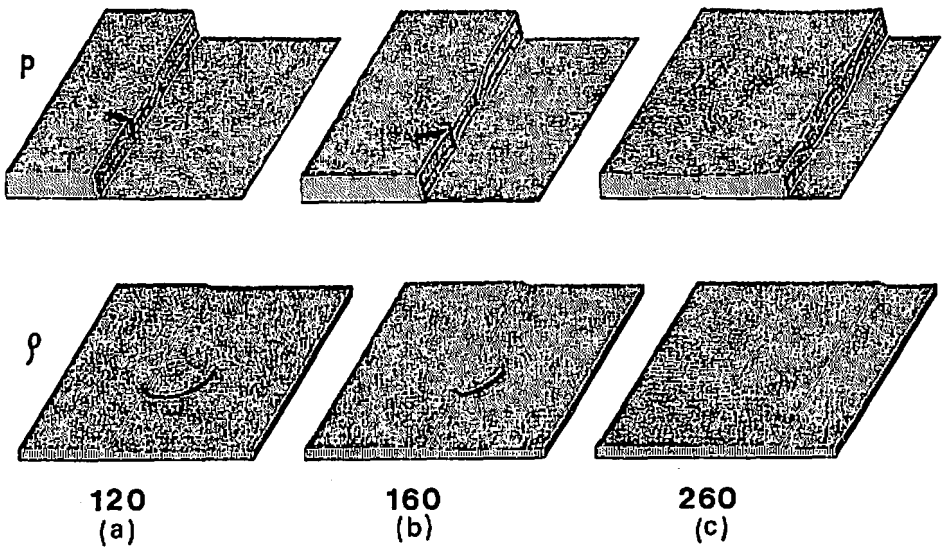


Fig. 10 Pressure and density profiles corresponding to Fig. 9.

一次元的考察によれば、液泡中を伝播する衝撃波は下流側の液泡の境界に達するや、高密度の周囲液体との衝突によって、上流側へは反射衝撃波、下流側へは透過衝撃波となって伝播する。二次元流れの場合には、液泡境界部分でこの現象が時間的にズレて発生し、 $N = 260$  ( $26.4 \mu s$ ) に見られるような高圧領域が衝撃波

面後方に現われる。この場合の最大圧力は約 28210 atm で、入射衝撃波に対するランキン・ユゴニオ圧力の約 1.2 倍である。Fig. 10 には、Fig. 9 のそれぞれ時刻に対応する圧力分布および密度分布の立体図形が表示されているが、Fig. 10(c) 図の圧力分布にも、上記の結果が顕著に表われている。

また液泡通過後における衝撃波面の平面性への回復は、3.2, 3.3 に示された気体-気泡の組み合わせの場合に比べて速く、Fig. 6, 8 に示されるような衝撃波面形状の大きな回折現象は見られない。

### 3.5 液体中に高密度液泡がある場合

水中に含まれる液泡の密度および音速が、周囲密度および音速よりもそれぞれ100%, 20%だけ大きい場合についても数値シミュレーションがされた。液泡に対する初期設定を除けば、初期条件は前節3.4のものと全く同一であり、時刻  $N=80$  (9.4 $\mu$ s) において入射衝撃波は液泡に衝突する。液泡中を伝播する衝撃波の波面形状は Fig. 9 の(a), (b) 図の等圧線図に示されるものと類似しているが、その後方には液泡との衝突によって発生した反射衝撃波と透過衝撃波による高圧領域が存在する。 $N=160$  での最大圧力はランキン・ユゴニオ圧力の約1.24倍の29600 atm に達する。高密度の液泡を通過して、再び周囲液体中へ衝撃波が進むと、その境界では密度減少による膨脹効果で衝撃波は弱められる。したがって、液泡通過直後では液泡を通過しない衝撃波面よりも遅れ、波面全体としては進行方向に対して凹面となる。

### 4. まとめ

気/液体中に含まれる気/液泡と衝撃波の干渉が数値解析され、つぎの結果が得られた。

- (1) 気/液泡形状に対する境界条件は固定座標系の方が適用されやすい。
- (2) 固定座標系においても、Van Leer 法の補助係数  $\bar{\alpha}$  を適切に選ぶことにより、振動の少ない衝撃波形状を作り出すことができる。
- (3) 気体中でステップ状不連続から  $M_0=4$  の定常伝播衝撃波を作るには110ステップ程度、液体中で  $M_0=2$  の定常伝播衝撃波を作るには80ステップ程度の差分計算で十分である。
- (4) 大きな密度不連続ほど顕著に現われる拡散効果を最小限にとどめるのに、気/液泡は定常衝撃波形成後、波面直前に配置されるようにすればよい。
- (5) 密度の小さな気体中に密度の大きな(音速の小さな)気泡がある場合：(i) 気泡との干渉によって入射衝撃波は回折波面をもつようになり、伝播方向に対して凹面を示すが、やがて回折波面同士

の衝突によってマッハ反射が形成され、衝撃波が強化される。一方、上流へは強い反射衝撃波が伝播する。(ii) 気泡中へのジェット形成が生じる。(iii) 衝撃波との干渉によって気泡の形は軸方向に平たくなる。

- (6) 密度の大きな気体中に密度の小さな(音速の大きな)気泡がある場合：(i) 気泡中の音速が入射衝撃波速度よりも大きいため、入射衝撃波よりも速い衝撃波が気泡中を伝播する。(ii) (i)の結果として、気泡領域の衝撃波面は伝播方向に対して凸である。一方上流側へは膨脹波が伝播する。(iii) 気泡中へのジェット形成は生じない。
- (7) 水中に低密度、低音速液泡がある場合：(i) 液泡中には垂直衝撃波が伝播し、上流側へは膨脹波が伝播する。(ii) 液泡中を伝播する垂直衝撃波と、後半の液泡境界面との干渉により衝撃波は強化され、液泡通過直後において垂直衝撃波後方に高圧領域が形成される。
- (8) 水中に高密度、高音速液泡がある場合：(i) 液泡中を伝播する波が垂直衝撃波であることは(7)と類似しているが、上流側へ伝播するのは反射衝撃波である。達成される最大圧力は(7)の場合とほぼ同じ程度で、入射衝撃波後方におけるランキン・ユゴニオ圧力の1.24倍である。(ii) 液泡通過後、垂直衝撃波は密度不連続に基づく膨脹効果により弱められ、凹面の衝撃波面形状を形成する。

以上により、不均一流体中を伝播する衝撃波と気/液泡との干渉が明らかにされたので、不均一流体爆薬における気泡の役割を解明するための基礎的な手がかりが得られたと言えよう。

### 文 献

- 1) M. W. Evans, F. H. Harlow and B. D. Meixner, Phys. Fluids, 5, 651 (1962).
- 2) C. L. Mader, Phys. Fluids, 8, 1881 (1965).
- 3) T. Hasegawa and T. Fujiwara, 9th Intern. Sympo. on Comb., Paper No. 141 (1982).
- 4) B. Van Leer, J. Computational Physics, 3, 473 (1969).
- 5) J. Flores and M. Holt, J. Computational Physics, 44, 377 (1981).

## Strong Shock Propagation in Heterogeneous Media

by Tadayoshi SUGIMURA\*, Kazushi TOKITA\*\*, and Toshitaka FUJIWARA\*\*\*

In order to analyze the interactions between a strong shock wave and a gas/liquid bubble in gas/liquid, a numerical analysis is performed in the present paper.

Nonsteady two-dimensional interactions are simulated for the following combinations of bubble and environment: (1) A SF<sub>6</sub> lump in He gas. (2) A He lump in SF<sub>6</sub> gas. (3) A light liquid droplet in water. (4) A heavy light liquid droplet in water. Prior to the analysis of interactions, a shock wave is numerically produced from a discontinuous step profile. The Mach numbers of the shock waves propagating in gas and liquid at rest are 4 and 2, respectively.

According to the simulations using the explicit first-order Van Leer method, a strong reflected shock wave begins to propagate upstream and a very high pressure region is formed right in front of the SF<sub>6</sub> bubble in Case (1). As a result of this steep pressure rise, great acceleration of environmental gas occurs in the form of jet penetration into the bubble. On the other hand, in Case (2), strong expansion effect prevents environmental gas from rapid flowing into the He bubble, while a convex shock wave is formed during the passage through the bubble.

In Cases (3) and (4) of liquid-liquid combination, it turns out that a normal shock wave proceeds through the droplet. After the collision with the incident shock wave and the droplet, a rarefaction wave propagates upstream in Case (3), but a reflected shock wave in Case (4). The maximum pressure attained in the latter is  $2.96 \times 10^4$  atm, 1.24 times as high as the Rankine-Hugoniot pressure behind the incident shock wave.

(\*Department of Transport Machine Engineering, Meijo University,  
Yagotourayama, Tenpaku, Nagoya 468

\*\*Taketoyo plant, Nippon oil & Fats Co. Ltd., 82 Nishimon,  
Taketoyo-cho, Chita-gun, Aichi-ken 470-23

\*\*\*Department of Aeronautical Engineering, Nagoya University,  
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464)