

不均一液相中の衝撃波伝播

時田和司*, 杉村忠良**, 藤原俊隆*

Mach 数 2 の水中衝撃波と低密度液泡との相互作用を Van Leer の差分法に基づく数値解析より, Tait の状態式を用いて計算した。その結果円筒状液泡中の圧力は低密度液泡, 高密度液泡ともに水中の入射衝撃波圧力より高くなった。又液泡中の温度は低密度液泡の場合は水中の入射衝撃温度より高くなるが, 高密度液泡の場合は逆に低くなった。

1. 緒言

産業用爆薬の起爆感度や爆轟伝播に気泡や不均一性の存在が, 重要な役割を果たしていることはよく知られている。すなわち, これは衝撃波と気泡或は不均一性の相互作用において形成されるホット・スポットが爆薬の起爆や爆轟伝播に必要な高温の発生と速い発熱反応の持続に寄与していると考えられている。

最近長谷川等¹⁾は, 気泡を含む爆薬の起爆や爆轟伝播に気泡の圧縮変形が重要な役割を果たしてい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泡を送り込み, 衝撃波圧縮による気泡の爆発挙動を実験および理論的に観察し, さらに気泡の圧縮膨脹変形挙動を数値的にシミュレートしている。

本研究は, 液体や固体爆薬に含まれる気泡がホット・スポットの形成にどのように寄与しているかという基礎的問題の理論解析を目的としており, この問題へのアプローチとして, 密度の異なる液泡を含む液体中の衝撃波伝播を数値的にシミュレートした。本計算では, 水中に水よりも密度の大きな液泡と小さな液泡がある2つの場合を取り扱っている。

2. 数値計算法

Fig. 1(a)は数値計算に用いられた2次元チャンネルを示し, 剛体壁からなるチャンネル幅を L とした時の液泡直径は $L/4$ である。また, 液泡中心はチャンネルの中心軸と一致するように配置されている。チャンネル内の水中を速度 D で伝播する衝撃波が数値的に作られ, 前方に密度の異なる液泡が配置された。液泡と

しては, 周囲の水よりも密度の大きな場合と小さな場合の2通りが考えられた。Fig. 1(b)は, 液泡と衝撃波が相互作用する以前の圧力, 温度および密度プロフィールを示したものである。

2.1 基礎方程式

流れは2次元非定常で, 粘性, 熱伝導および拡散等の輸送現象や化学反応は存在しないものと仮定する。

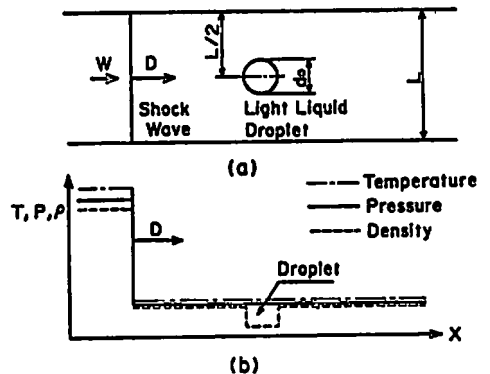


Fig. 1 Sketch of the flow field

(a) A shock wave and a droplet in a channel.

(b) Initial pressure, density, and temperature profiles.

液体が Tait 状態式²⁾に従うと仮定すると, 二次元非定常流体力学方程式は, 次の保存形で表わされる。

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

ここで,

昭和58年4月5日受理

*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 4402

**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

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

$$p = A[(\rho/\rho_0)^n - 1] + p_0 \quad (\text{Tait 状態式}) \quad (3)$$

$$e = \bar{e} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \quad (4)$$

$$\bar{e} = (A/\rho_0) \left\{ \frac{1}{n-1} [(\rho/\rho_0)^{n-1} - 1] - [1 - \rho_0/\rho] \right\}$$

ここで u, v, p, ρ, e, Y はそれぞれ x, y 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。Tait 状態式における A と n は物質定数で, A は液体の初期密度と初期音速で決まり, 一般に温度の関数である。本計算では圧力がせいぜい 3 万気圧にしか上昇しないので A の温度依存性は考慮されず, 水の場合で $A = 3268$ atm, $n = 7$ が採用された²⁾。

2.2 無次元化

無次元化を行なうために用いられた基準量は, 液泡の初期密度 ρ_{01} と液泡の圧力定数 A_1 である。この 2 つによって作られる基準量は次の通りである。

$$\rho_* = \rho_{01}, \quad p_* = A_1, \quad v_* = (p_*/\rho_*)^{1/2} \quad (5)$$

$$e_* = v_*^2, \quad A_* = A_1$$

ここで

$$\bar{f} = \begin{bmatrix} R \\ RU \\ RV \\ RE \\ RY \end{bmatrix}, \bar{F} = \begin{bmatrix} RU \\ RU^2 + P \\ RUV \\ RU(E + P/R) \\ RUY \end{bmatrix}, \bar{G} = \begin{bmatrix} RV \\ RUV \\ RV^2 + P \\ RV(E + P/R) \\ RVY \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$P = a[(R/R_0)^n - 1] + P_0 \quad (9)$$

$$E = \bar{E} + \frac{1}{2}(U^2 + V^2) \quad (10)$$

$$\bar{E} = (a/R_0) \left\{ \frac{1}{n-1} [(R/R_0)^{n-1} - 1] - [1 - R_0/R] \right\}$$

$$b^2 = n(P + a)/R \quad (11)$$

各物理量は次式によって無次元化される。

$$\left. \begin{aligned} R &= \rho/\rho_*, & P &= p/p_*, & U &= u/v_*, \\ V &= v/v_*, & E &= e/e_*, & b^2 &= (a/v_*)^2, \\ \alpha &= A/A_*, & X &= x/x_*, & Y &= y/y_*, \\ S &= t/t_* \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここで $x_* = y_* = \Delta x$, $t_* = \Delta x/v_*$ で Δx , t_* および a はそれぞれ任意の基準長, 基準時間および音速である。無次元変数を用いると基準方程式 (1) - (4) は (7) - (11) のように表示される。

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial S} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial X} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial Y} = 0 \quad (7)$$

2.3 差分方程式

2次元非定常流体力学方程式 (1) は、一次精度として

$$f_{i,m}^{n+1} = f_{i,m}^n - \lambda/2 [F_{i+1,m}^n - F_{i-1,m}^n] - \lambda/2 [G_{i,m+1}^n - G_{i,m-1}^n] + \lambda^2/2 [\Phi_{i+\frac{1}{2},m}^n - \Phi_{i-\frac{1}{2},m}^n] + [\Phi_{i,m+\frac{1}{2}}^n - \Phi_{i,m-\frac{1}{2}}^n] \quad (12)$$

ここで、

$$\Phi_{i+\frac{1}{2},m}^n = (a^2)_{i+\frac{1}{2},m}^n (f_{i+1,m}^n - f_{i,m}^n), \quad \Phi_{i-\frac{1}{2},m}^n = (a^2)_{i-\frac{1}{2},m}^n (f_{i,m}^n - f_{i-1,m}^n) \quad (13)$$

$$\Phi_{i,m+\frac{1}{2}}^n = (a^2)_{i,m+\frac{1}{2}}^n (f_{i,m+1}^n - f_{i,m}^n), \quad \Phi_{i,m-\frac{1}{2}}^n = (a^2)_{i,m-\frac{1}{2}}^n (f_{i,m}^n - f_{i,m-1}^n) \quad (14)$$

$$a = b + \sqrt{U^2 + V^2} \quad (15), \quad \lambda = \Delta S / \Delta X = \Delta S / \Delta Y \quad (16)$$

$$\Delta S^{n+1} = C_f / \max \{ a(1/\Delta X^2 + 1/\Delta Y^2)^{1/2} \}_{i,m,n} \quad (17)$$

i, m, n は $x-y-t$ 空間における格子点で、音速 a は 局所音速 b と流速の和である。 λ は空間差分 $\Delta X = \Delta Y$ と時間差分 ΔS との比である。また差分系の安定条件は (17) で決定され、その際のクーラン数 C_f としては 0.65 が用いられた。計算領域における差分格子点数は (100×121) で、空間差分 $\Delta X = \Delta Y$ は 0.2 とした。

本計算は一貫して固定座標系で行なわれているため、衝撃波座標系よりも大きい衝撃波面の振動が生じることと、クーラン数の選択方法および差分近似から生ずる数値計算上の拡散効果は、文献 (4) で詳しく議論された。

は衝撃波を最も薄く表現できる Van Leer³⁾ の中心差分法によって解かれた。次に差分方程式が示される。

2.4 圧力の評価

2次元非定常流体力学方程式 (1) は、流体の拡散を考慮していないが、本計算の場合のような密度不連続領域がある系に適用し、Van Leer の一次精度中心差分を用いて計算すると、数値計算上の拡散が生じてしまう。この効果を小さくするために液泡は衝撃波面到着の直前になって配置された。にもかかわらず、液泡中を衝撃波が通過していく間においても、徐々にこの拡散効果が生じ、1つの格子点に液泡と水とがある質量分率 Y_d と Y_w で共存してくる。純粋液体だけでなくこのような共存領域にも成立させるため、Tait の状態方程式は次のように一般化された。

$$p = (A_w Y_w + A_d Y_d) [(\rho_w Y_w + \rho_d Y_d) / (\rho_{0w} Y_w + \rho_{0d} Y_d)]^n - 1 \quad (18)$$

ここで $Y_w = 1$ ($Y_d = 0$) とすると水のみ Tait 状態式となる。

$$p = A_w [(\rho_w / \rho_{0w})^n - 1] \quad (19)$$

また $Y_d = 1$ ($Y_w = 0$) とすると液泡のみ Tait 状態式が得られる。

$$p = A_d [(\rho_d / \rho_{0d})^n - 1] \quad (20)$$

ここで Y_d と Y_w は、(11) 式の解である。(18) 式で $A_w, A_d, \rho_w, \rho_d, \rho_{0w}$ および ρ_{0d} は、それぞれ水と液泡の圧力定数、密度及び初期密度である。

2.5 温度の評価

温度は初期圧力 $p_0 = 0$ におけるエンタルピーに関するランキン・ユゴニオ式と熱力学関係式から計算された。エンタルピーに関するランキン・ユゴニオ式は次式で与えられる。

$$\Delta H = \frac{1}{2} p (v_0 + v) \quad (21)$$

熱力学第 1 法則

$$dH = T dS + V dp \quad (22)$$

に $H = H(p, T), S = S(p, T)$ として

$$\left. \begin{aligned} dH &= \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT \\ dS &= \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p dT \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

を代入すると、

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T = T \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T + V = -T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p + V \quad (24)$$

が得られる。一方

$$\left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p = C_p \quad (25)$$

が成立する。(24), (25) を (23) に代入すると、

$$dH = C_p dT + \left[V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad (26)$$

$$\therefore \Delta H = \int_{T_0}^T C_p dT + \int_0^p \left[V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad (27)$$

ここで C_p = 一定と仮定する。さらに、液体の状態式として Tait 方程式を仮定すると $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = 0$ となり、熱膨張率を無視したことに等価となる。この時 (27) 式より次式を得る。

$$\Delta H = C_p \Delta T + \int_0^p V dp \quad (28)$$

を用いると次式を得る。

$$\Delta T = \left[\frac{1}{2} p (V + V_0) - \frac{n}{n-1} V_0 A^{1/n} (p+A)^{\frac{n-1}{n}} \Big|_0^p \right] / C_p \quad (29)$$

ここで C_p は水および液泡に共通で 1.0 cal/g · deg, 初期温度は 300K とした。

2.6 初期条件

チャンネル内における液泡の寸法および配置は Fig. 1(a) に示されている。衝撃波到着以前においては液泡と周囲液体は等しい圧力および温度を有する。数値計算は Table 1 に示されている 2 つの場合について行なわれた。すなわち、液泡の初期密度としては、周囲液体である水の密度 1g/cm³ に対し、0.5g/cm³ と 2.0g/cm³ が考えられた。なお、液体中を伝播する衝撃波のマッハ数 M_s は 2 と置かれ、これらは入射衝撃波後方の圧力 $P_1 = 23857$ atm に対応する。(28), (29) および (29) 式に示されている指数 n は全て 7 とし、 A は水で 3268 atm, 低密度液泡で 1046 atm, 高密度液泡で 9399 atm である。

3. 計算結果と考察

3.1 水中に 1 次元低密度液泡がある場合

円筒状液泡 (2 次元) を解析するに先立ち、1 次元液泡の挙動が取り扱われた。先ず Table 1 に示される

ここで (24) 式と (28) 式を等値すると温度が次の様に得られる。

$$\Delta T = \left[\frac{1}{2} p (V + V_0) - \int_0^p V dp \right] / C_p \quad (29)$$

Tait 状態式より

$$V = V_0 A^{1/n} \left(\frac{1}{p+A} \right)^{1/n} \quad (30)$$

ように、周囲の水に比べて 1/2 の密度を持つ液泡を含む不均一媒質中での、液泡と衝撃波との相互作用が解析された。液泡の音速は、水の音速の 80% に選ばれた。衝撃波が入射する以前は、周囲と液泡とは力学的および熱的平衡にある。

Fig. 2(a)-(b) は計算された密度、圧力、温度および流速プロファイルの時間挙動を示している。液泡は図中の時刻 $N=50$ (6.5 μ s) の寸前に衝撃波面直前に配置された (N は無次元量で表わされた時刻を示す)。(a) 図は密度プロファイルが無次元時間間隔 10 (1.3 μ s) 毎に示されている。時刻 $N=50$ は、衝撃波と低密度液泡が相互作用を開始した直後の密度プロファイルである。時刻 $N=60$ と $N=70$ は、液泡中を衝撃波が伝播している時の密度プロファイルで、衝撃波伝播に伴って液泡中の密度が徐々に増加しているが、衝撃波面後方の水中へは膨張波がさかのぼるため、密度は入射衝撃波の後方密度 (1.353 g/cm³) より低くなる。時刻 $N=80$ には衝撃波が液泡の下流境界に衝突し、境界付近の密度は局所的なピークを示し、時刻 $N=110$ まで

Table 1 Characteristic quantities of water and the droplet used in the calculation

Initial condition	Water	Liquid droplet (1)	Liquid droplet (2)
Pressure p_0	0 atm	0 atm	0 atm
Density ρ_0	1.0g/cm ³	0.5g/cm ³	2.0g/cm ³
Temperature T_0	300 k	300 k	300 k
Speed of sound a	1512m/s	1217m/s	1825m/s
Shock velocity D	3024m/s	—	—
Constant A	3268 atm	1046 atm	9399 atm
Index n	7	7	7

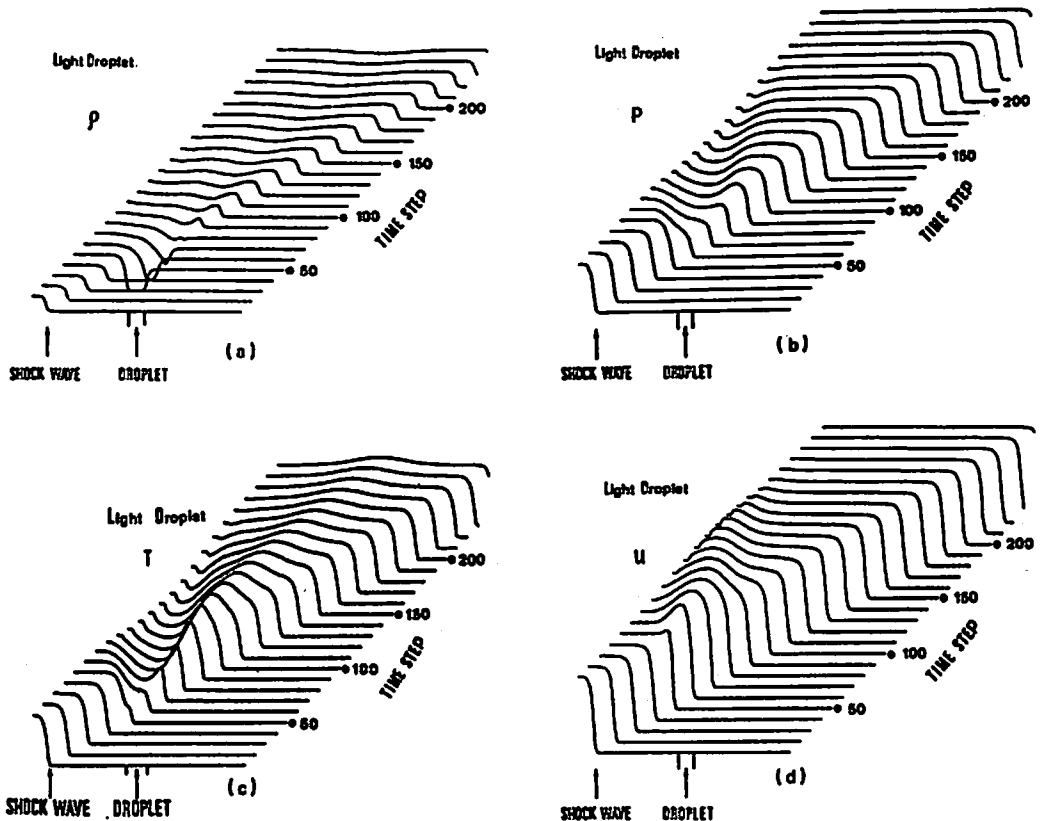


Fig. 2 One-dimensional profiles of density, pressure, temperature, and particle velocity at different time steps for a light liquid droplet in water.
 (a) Density profile. (b) Pressure profile. (c) Temperature profile.
 (d) Particle velocity.

その密度最大値は上昇する。この値は入射衝撃波の後方密度の0.96倍である。その後、液泡内の密度最大値は減少し、時刻 $N=150$ ($19.5\mu\text{s}$) 以後はほぼ一定値を示す。この液泡内における密度上昇は、衝撃波が密度の小さな液泡内で周囲に衝突したときに生ずる反射衝撃波に起因する。

(b)図は圧力プロファイルの時間挙動である。 $N=60$, $N=70$ は衝撃波が液泡中を伝播している時刻に対応し、 $N=70$ における液泡中の圧力は入射衝撃波後方の圧力値 (23857 atm) の0.85倍 (20278 atm) に達する。衝撃波が下流境界面に衝突した直後 ($N=90$) には、境界面付近で圧力の上昇が認められ、その圧力最大値は入射衝撃波後方の圧力値の0.93倍 (22090 atm) に上昇する一方、衝撃波面背後には膨張波が伝播している様子が見られる。

(c)図は各時刻における温度プロファイルである。初期温度 300 K に対して、入射衝撃波後方の温度は 328 K である。 $N=60$, $N=70$ で衝撃波が液泡中を伝播し

ている時、液泡内部温度は 312 K である。 $N=80$ になると液泡と水の下流側境界面付近に温度の鋭いピークが発生しており、 $N=150$ までピーク温度は上昇し、この時刻の最大温度 360 K は入射衝撃波後方温度の約1.1倍である。また上流にさかのぼる膨張波の影響で衝撃波伝播と逆向きに伝わる温度の低い状態が観察される。 $N=150$ を過ぎると液泡内の温度はほぼ一定となる。(d)図は各時刻での流速プロファイルを示す。

3.2 水中に1次元高密度液泡がある場合

水中に2倍の密度を持つ液泡を含む不均一媒質中での衝撃波と液泡の1次元干渉が次に扱われた。この液泡の初期音速は、水の120%であるとした。この条件下で液泡の圧力定数 A は 9399 atm である。液泡は時刻 $N=30$ において衝撃波面直前に配置された。

Fig. 3(a)–(d)は密度、圧力、温度および流速プロファイルを示す。液泡境界面に衝撃波が衝突すると反射衝撃波が上流側へ、液泡内に透過衝撃波が伝播する。液泡内の密度および圧力は時刻 $N=60$ でそれぞれ入射

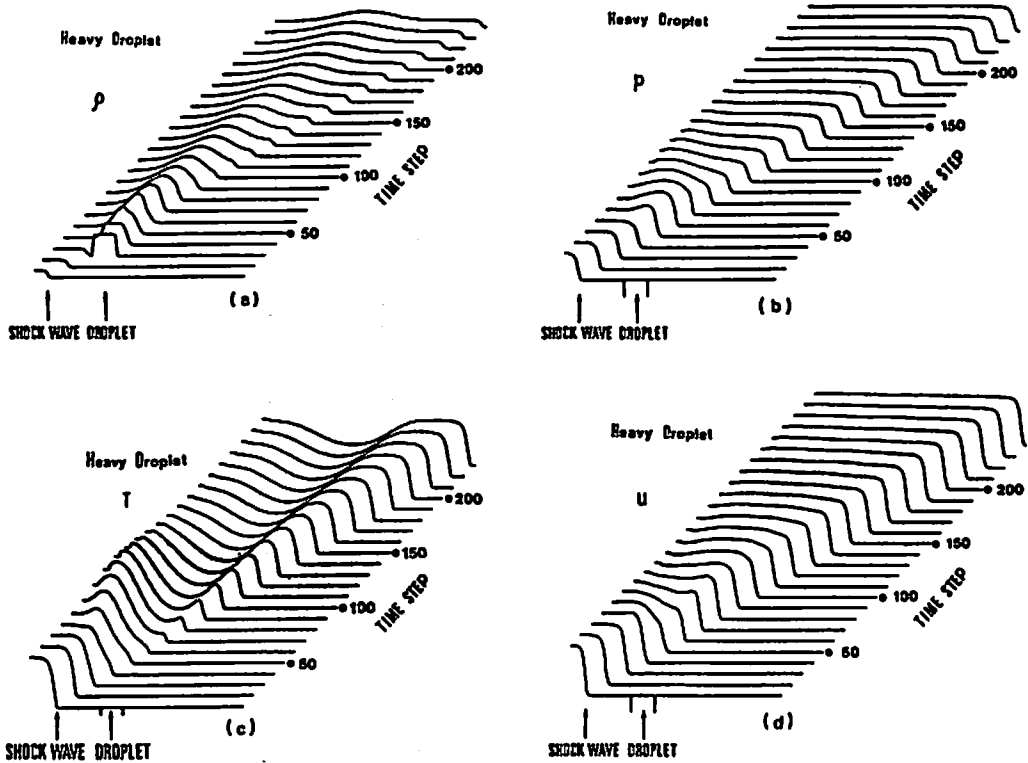


Fig. 3 One-dimensional profiles of density, pressure, temperature, and particle velocity at different time steps for a heavy liquid droplet in water. (a) Density profile. (b) Pressure profile. (c) Temperature profile. (d) Particle velocity.

衝撃波後方値の1.16倍 (2.32g/cm^3)と1.24倍 (295 38 atm) に達し、衝撃波面が液泡を通過する時刻 $N=70$ から減少する。液泡内の温度は衝撃波の通過によっても上昇しないが、水の温度は徐々に上昇し入射衝撃波後方値に近づく。液泡の圧力定数 A が水の圧力定数と比較して大きな値となっているため、(4)式の第2項の寄与が大きくなり、そのため液泡中では大きな温度上昇が生じないと考えられる。

3.3 水中に円筒状低密度液泡がある場合

数値計算の初期条件は Table 1 に示されている。Fig. 4(a)–(d) は4つの時刻 ($N=120, 160, 200, 260$) における等圧線と流速を示す。図中の等圧線に添えられた数値は低密度液泡の圧力定数 A (1046 atm) で無次元化された値であり、破線は初期状態における液泡の位置を示す。等圧線は無次元圧力4–10まで2おきに表示されている。例えば入射衝撃波後方の圧力は22.4に相当する。液泡と衝撃波が干渉し合ってから $20.5\mu\text{s}$ ($N=200$) 以前では、液泡内を伝播している衝撃波面後方では、膨張波発生の影響で圧力比20と15の低圧部が分離している。また液泡内と周囲を伝播する衝

撃波の伝播速度はほぼ等しくなっており、膨張波によって擾乱を受けた領域の流速は多少増大している。衝撃波が液泡中を通過した時刻 ($N=200$) 以降では、液泡内を通過してきた透過衝撃波と液泡で回折を受けた外部回折衝撃波とが干渉して、衝撃波面直後に圧力値25の2つの高領域を生じる。さらに進んだ時刻 $N=260$ ($26.4\mu\text{s}$) を示す(d)図では圧力値25の高圧領域が拡大して1つになり、この時刻での圧力最大値28151atmは入射衝撃波後方の圧力値の1.18倍となっている。この高圧領域は液泡中を通過した衝撃波が高密度の媒体と再び衝突するときに生ずる。Fig. 5(a)–(d)はFig. 4の各時刻に対応する圧力および密度分布を立体的に示す。

Fig. 6は2次元等温線を示す。温度は初期温度300Kで無次元化され、さらに100倍されたものが図中に示されており、入射衝撃波後方温度328Kは無次元温度で109.4に当たる。液泡中を衝撃波が伝播している間は、衝撃波面後方では膨張波の影響で温度値107と109の低温領域が生じ、液面直後では温度値111と121の高温領域が生じており、この両領域は時間経過とと

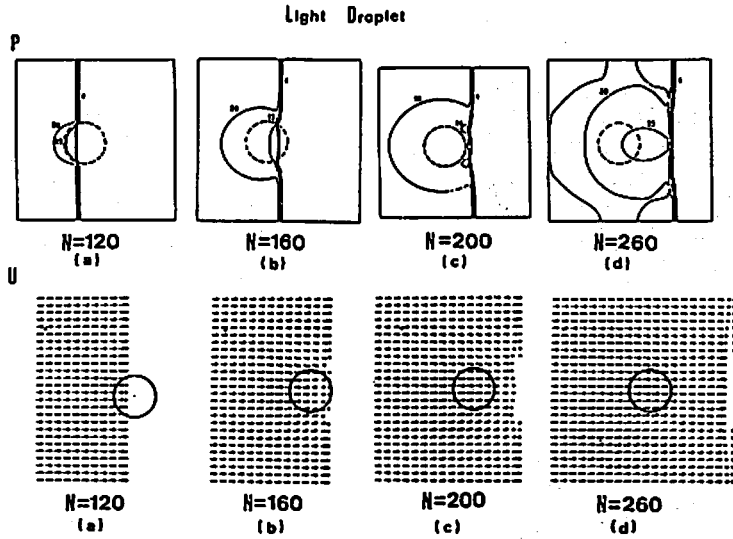


Fig. 4 Isobars and particle velocity diagrams at different time steps for a light liquid droplet in water.
 ($N=120$; $12.7\mu\text{s}$, $N=160$; $16.6\mu\text{s}$, $N=200$; $20.5\mu\text{s}$, $N=260$; $26.4\mu\text{s}$)

もに拡大している様子が(a)図と(b)図からわかる。さらに時間が進んだ $N=200$ では、衝撃波が液泡の下流側境界面を通過した直後で低温および高温領域とも拡大しており、時刻 $N=260$ においては低温領域は消失し高温領域が衝撃波面後方で円形状分布となり中心部に向って温度が高くなっている。この時刻での温度最大値は 381K で、入射衝撃波後方温度の 1.16 倍に達

している。さらに温度分布の立体図を Fig. 7 に示す。

3. 4 水中に円筒状高密度液泡がある場合

数値計算に用いた初期条件は、1次元計算(3.2節)と同様である。Fig. 8は時刻 $N=120, 160, 200, 260$ での等圧線と流速ベクトルを示す。図中の圧力は圧力定数 A (9399atm)で無次元化されたもので、入射衝撃波後方圧力は 2.54 に相当する。高密度液泡に衝撃波

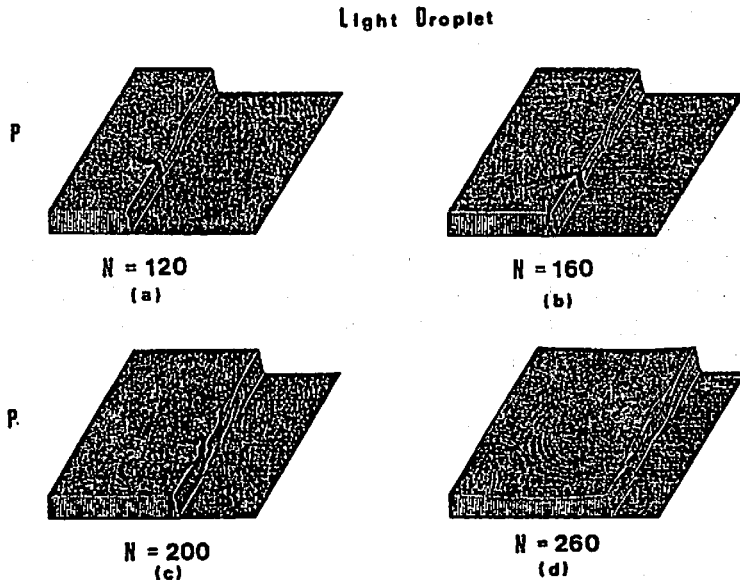


Fig. 5 (i)

Light Droplet

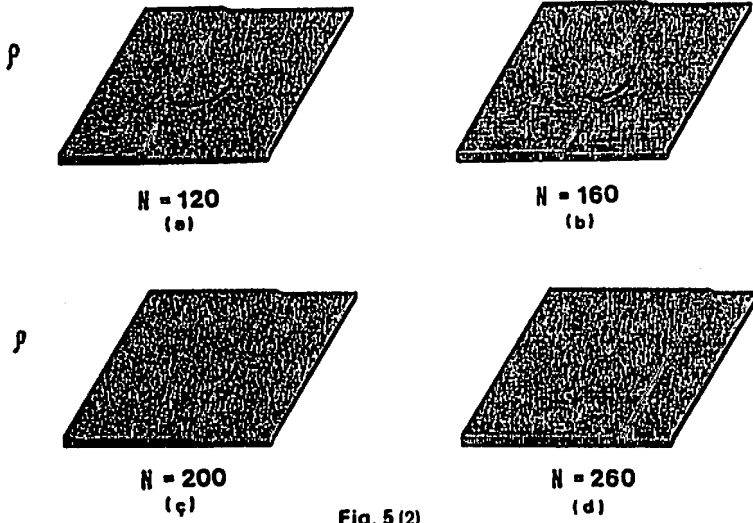


Fig. 5 (2)

Fig. 5 Pressure and density profiles corresponding to Fig. 4.

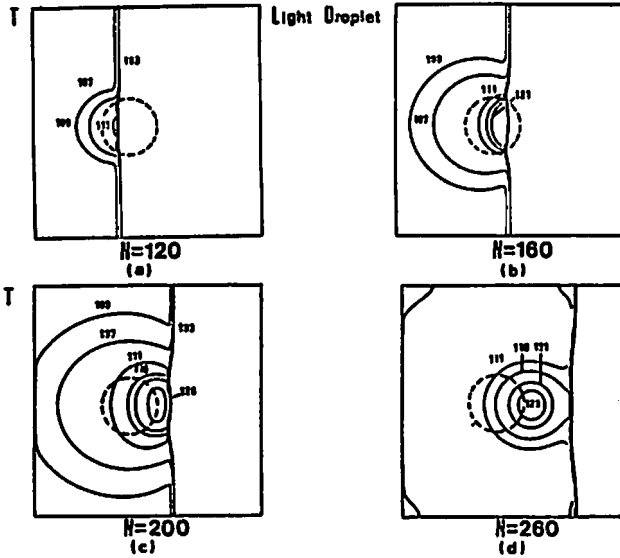


Fig. 6 Isotherm diagrams corresponding to Fig. 4.

が衝突し通過するまでは反射衝撃波と透過衝撃波による圧力値3の高圧領域が生じ、時間経過とともに拡大している様子が(a)図と(b)図からわかる。時刻 $N=160$ での圧力最大値は29600 atmで入射衝撃波後方圧力の1.24倍に達している。さらに時間が進んで衝撃波が液泡の下流側境界面を通過した時刻 $N=200$ には密度の減少に伴って膨張波が衝撃波面後方で生じ、圧力比3の高圧領域が消失している。さらに膨張波の影響で弱められた衝撃波は周囲媒体中を伝播している衝撃波より遅れ、波面全体としては伝播方向に対し凹面となっ

ている。時刻 $N=260$ では膨張波の影響で圧力比2の低圧領域が波面後方に大きく分離している。Fig. 9は時刻 $N=120, 160, 200, 260$ に相当する圧力および密度の立体図形を示す。

衝撃波が液泡を通過する時の温度プロフィールはFig. 10に示されており、図中の温度は初期温度で無次元化され、さらに100倍されている。衝撃波が液泡内を通過している間は、液泡中に低温領域が発生し液泡の後方には反射衝撃波の影響で高温領域が生じている。衝撃波が液泡を通過し終ると膨張波の影響で液泡の後

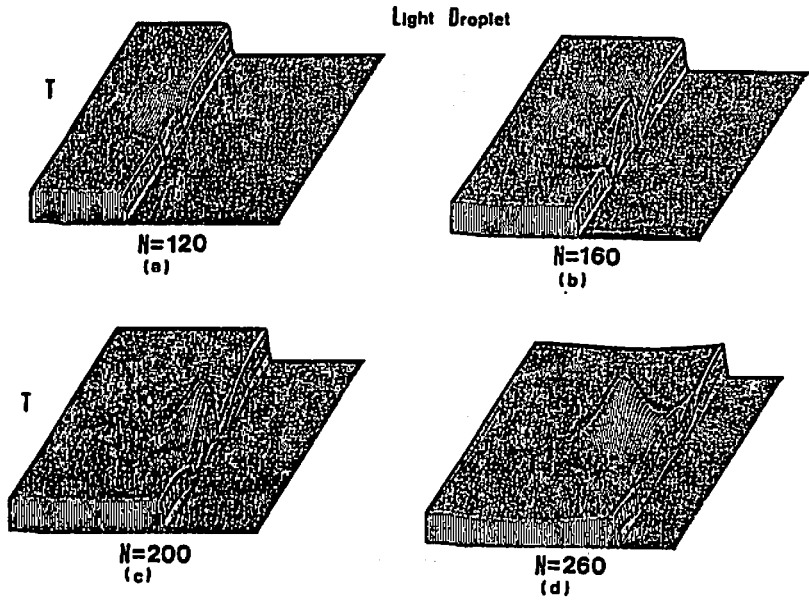


Fig. 7 Temperature profile corresponding to Fig. 4.

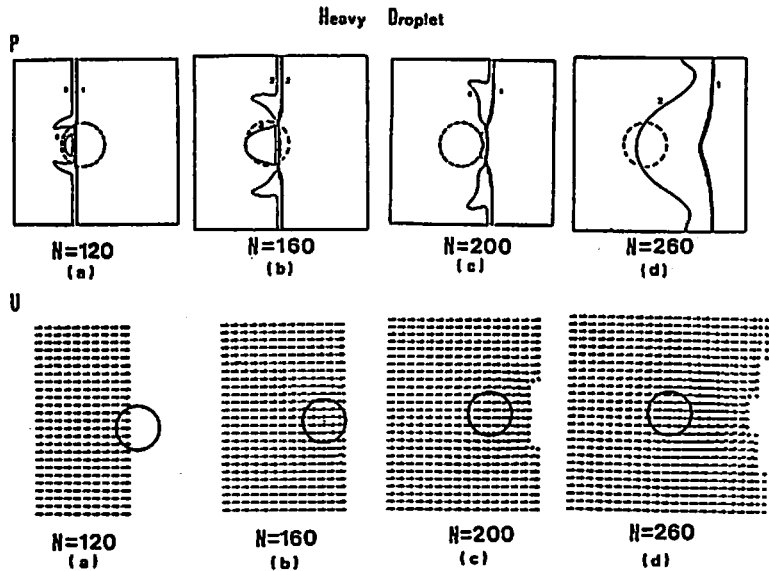


Fig. 8 Isobars and particle velocity diagrams at different time steps for a heavy liquid droplet in water.

($N=120$; $12.3\mu\text{s}$, $N=160$; $17.2\mu\text{s}$, $N=200$; $20.0\mu\text{s}$, $N=260$; $27.3\mu\text{s}$)

方で生じた高温領域は消滅し、低温領域が広がる。温度分布の立体図形を Fig. 11 に示す。衝撃波が円筒状高密度液泡を通過する時、液泡内温度は入射衝撃波後方温度より低くなるが、これは 1 次元の場合と同様に液泡の圧力定数 A が大きな値をとることに依存して

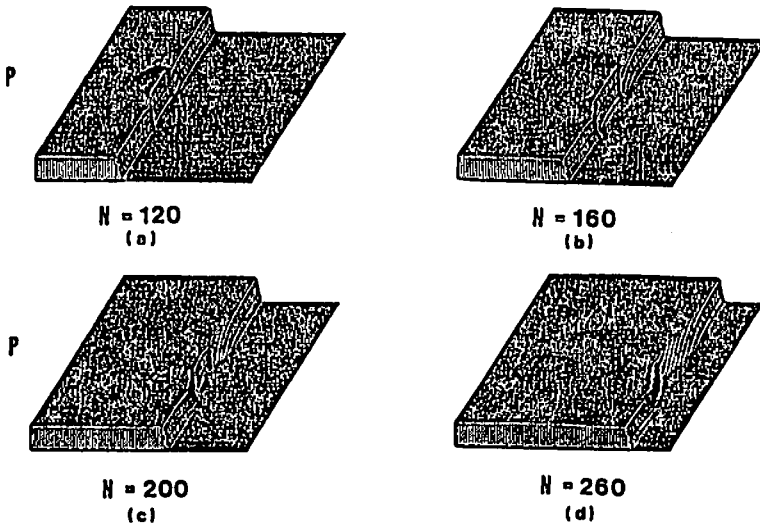
いる。

4. 結論

衝撃波と液泡の干渉について 2 次元非定常の数値解析をし、次の結果が得られた。

(1) 水中に低密度、低音速液泡がある場合、

Heavy Droplet



Heavy Droplet

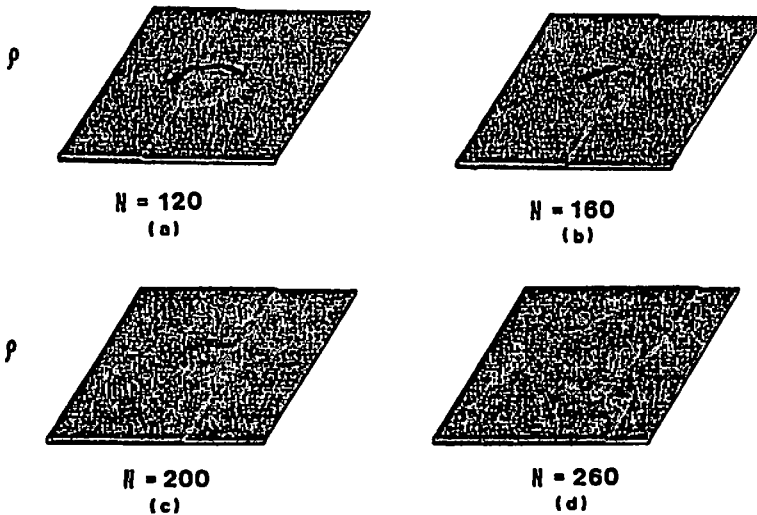


Fig. 9 Pressure and density profiles corresponding to Fig. 8.

- (i) 液泡内を伝播してきた衝撃波が下流の液泡-水境界面と干渉すると衝撃波が強められ、衝撃波面後方に高圧領域が生じ、時刻 $N=260$ における圧力最大値は入射衝撃波後方圧力の1.18倍に達する。
 - (ii) 液泡の温度は衝撃波の伝播に伴い上昇し、時刻 $N=260$ では入射衝撃波後方温度の1.16倍となる。
- (2) 水中に高密度、高音速液泡がある場合
- (i) 液泡内に衝撃波が伝播した時刻 $N=160$ までは、圧力が上昇し入射衝撃波後方圧力の1.24倍に達する。しかしながら、その後は圧力が低下し時刻 $N=260$ では衝撃波面の後方圧力はほぼ入射衝撃波後方圧力に近づいている。
 - (ii) 液泡内の温度は入射衝撃波後方温度より低く、時刻 $N=260$ では入射衝撃波後方温度の0.94倍である。

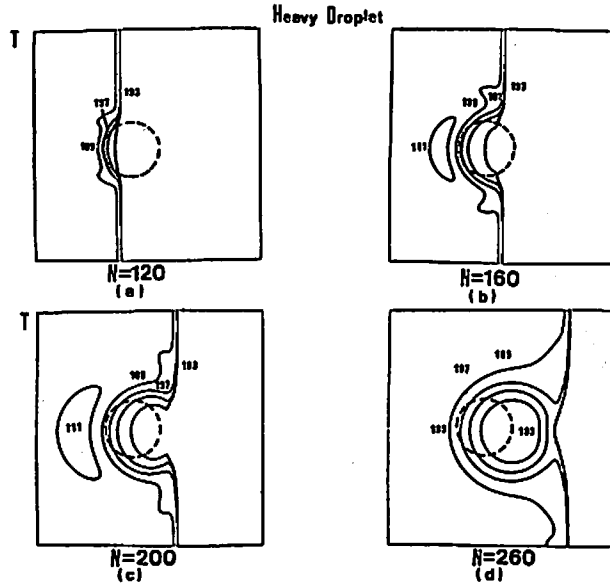


Fig. 10 Isotherm diagrams corresponding to Fig. 8

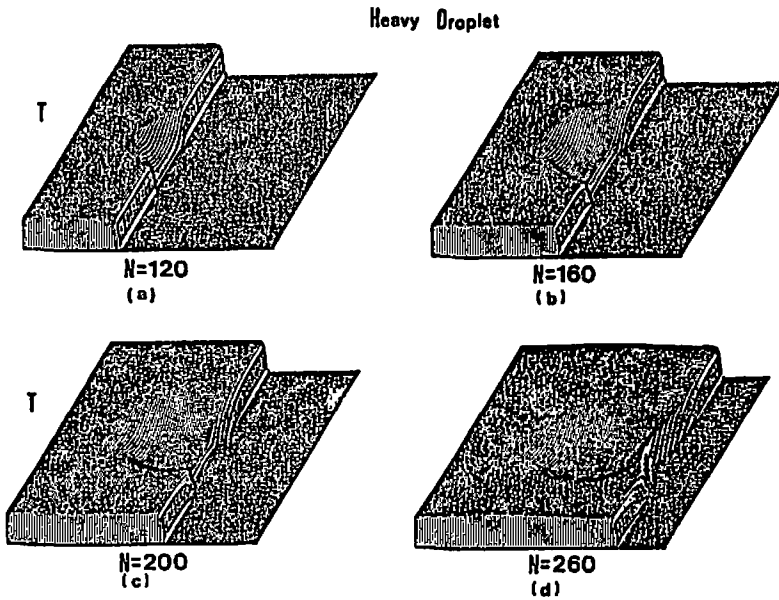


Fig. 11 Temperature profiles corresponding to Fig. 8.

文 献

- 1) T. Hasegawa and T. Fujiwara, 19th Intern. sympo. on comb., 675 (1982)
長谷川, 藤原, 安原, 第20回燃焼シンポジウム前刷集 p. 103 (1982)
- 2) Ya. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer, physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena, Academic press, New York and London, vol. 1, 710, 1967
- 3) B. Van Leer, J. Computational Physics, 3, 473 (1969)
- 4) 杉村, 時田, 藤原, 工業火薬協会誌, 44, 90 (1983)

Shock Wave Propagation in Nonuniform Liquids

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

Nonsteady two-dimensional interactions between a strong shock and a liquid droplet in water are simulated for the following combinations; (1) a light liquid droplet in water, and (2) a heavy liquid droplet in water.

Numerical analyses of Cases (1) and (2) are performed using the Van Leer finite difference scheme. Prior to the interactions, a steady shock wave is numerically produced starting from a discontinuous step profile. The Mach number of the shock wave propagating in water is 2.

In Case (1), the pressure and temperature in the droplet increase with time steps, i. e., the maximum pressure and temperature attained at 260th time step are 1.18 times (28151 atm) and 1.16 times (380K) as high as the incident shock wave value, respectively.

In Case (2), on the other hand, the pressure in the droplet increases until 160th time step and thereafter gradually decreases. The maximum pressure given at 160th time step is 1.24 times (29582 atm) as high as the incident shock wave value. Furthermore, the temperature in the droplet is always lower than that of the incident shock wave. The average temperature in the droplet at 260th time step is 0.94 times as high as the incident shock wave value.

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

** Department of Transport Machine Engineering, Meijo
University, Yagoto-urayama, Tenpaku-ku Nagoya 468)