研 究

粉体の高速圧縮に関する研究 (第3報)*

——成形過程の擬粘性法による理論解析——

佐 野 幸 雄**, 杉 田 忠 彰***

Yukio Sano and Tadaaki Sugita: High Velocity Compaction of Powder, 3rd Report: Theoretical Analysis of Compaction Process by Pseudo-Viscosity Method.

This paper is concerned with a theoretical study on high-velocity compaction process of metal powder by the pseudo-viscosity method. As well as in the first paper, the powder uniformly packed in a die is struck by a rigid body. The pseudo-viscous pressure used here is such that running wave solutions vary smoothly through the shock region. Comparing with the results obtained in the first paper, the following ones were obtained.

- 1) The results by this method agree well with those by the jump conditions, though there are oscillations of pressure behind the shock.
- 2) The effects of the elastic recovery of the powder are negligible.
- 3) When the initial kinetic energy of the striking body is constant, the assumptions used in the first paper become less satisfactory as the impact velocity of the body is larger.
- 4) The powder is more uniformly and highly compacted as the mass of the body is larger.

(Received October 18, 1974)

I 結 言

第一報¹⁾では、粉体を粘性のない連続体と見なして圧縮方向の運動だけを考慮し、粉体のこの一次元運動が単一の衝撃波の往復によって規定されると仮定して、跳躍条件を用いて理論解析を行った。初期充填密度が一様な場合にある衝撃条件のもとでこの仮定がほぼ満たされるが、一般には粉体中で衝撃波が自然発生したり内部反射が起ったりする。この場合には跳躍条件による解析は困難でもとの偏微分方程式を直接解かねばならないが、跳躍条件を内部境界条件として計算に取り入れる方法も微分方程式と跳躍条件とを同時に解かねばならないために非常にむずかしい²⁾。したがって、本論文では擬粘性法を用いて解析を行う。すなわち、一定断面の外型内に挿入した粉体の自由表面を一定速度で移動させる場合について、その running-wave solution が滑らかとなる擬粘性圧力の形を求め、この擬粘性圧力を用いて弾丸を高速で衝突させる場合の粉体成形、過程を第一報で無視した粉体の弾性回復も考慮して解析する。

ここでは、計算例を初期充填密度が一様な場合に限定

し、第一報の結果と比較してこの方法が粉体の高速成形の解析に適用しうるかどうかを検討し、さらに擬粘性および弾性回復に関するパラメータ l および E の影響を調べ、最後に第一報の仮定が成立しない場合の計算例を2～3報告する。

おもな記号

- A : 粉体の断面積
- E : 粉末と同質の金属固体の弾性係数
- l_0 : 初期状態における粉体の長さ
- M : 弾丸の質量
- p : 圧 力
- q : 擬粘性圧力
- t : 時 間
- Δt : 時間の増分
- v : 粒子速度
- v_0 : 弾丸の衝突速度

* 昭和49年10月18日受理

** 神戸商船大学機関学科, 〒658 神戸市東灘区深江南町5-1

-1

*** 金沢大学工学部, 〒920 金沢市小立野2-40-20

V : 比容積

V_i : 充填時の比容積

x : ラグランジ座標

Δx : 初期状態での粉体要素の長さ

X : オイラー座標

ρ : 密度

II 擬粘性圧力

擬粘性法と呼ばれる不連続を含む流体力学の問題の近似的な計算方法が実流体に関する物理的概念に基づいて考案された²⁾. この方法の特徴は式系に人為的な散逸機構を導入することにより不連続を滑らかにすることである. したがって, 不連続面は急激に変化するが不連続でない薄い遷移層に置き換えられ, この層にも微分方程式が適用できるために内部境界条件を必要としない.

不連続のなかで圧力, 比容積, 粒子速度などのすべてが不連続であるショック波頭にだけ粘性効果が必要であって, この効果が考慮されないと正確な差分解が得られない. またたとえ式系に擬粘性を導入して滑らかなショックが得られたとしても, そのショックが不連続に近い性質を示し, その高さが不連続の跳躍に近く, さらに不連続とほぼ同じ速度で伝ばしなければ, この方法は適切でない. つまり, どのような強さのショックに対しても遷移層の厚さが薄くてほぼ同じにならなければならない. このためには弱いショックに対して小さな粘性係数, 強いショックに対して大きな粘性係数となるように擬粘性圧力を決める必要があり, したがって次式に示すごとくひずみ速度の自乗に比例するようにとる. すなわち, 擬粘性圧力を q , 粉体の粒子速度を v , 比容積を V , l を長さの単位を持つ量として

$$q = \begin{cases} [l^2 / \{V - V_0(1-a)\}] (\partial v / \partial x)^2 & \partial v / \partial x < 0 \\ 0 & \partial v / \partial x \geq 0 \end{cases}$$

III 基礎式

次に示す式系は粉体粒子の圧縮方向の運動を記述する. すなわち, V_i を初期充填時の比容積, p を圧力として

$$\partial V / \partial t = V_i \partial v / \partial x \quad (1)$$

$$\partial v / \partial t = -V_i \partial (p + q) / \partial x \quad (2)$$

および a, b, V_0 を川北の式³⁾の定数として, 静的圧縮圧力-比容積曲線上で,

$$p = (V - V_0) / b \{ V_0(1-a) - V \} \quad (3)$$

$$q = [l^2 / \{V - V_0(1-a)\}] (\partial v / \partial x)^2 \quad (4)$$

および粉末と同質の金属固体の弾性係数を E として, 弾性回復曲線上で

$$p = -E V / V_i + p_{\max} + E V_{\min} / V_i \quad (5)$$

$$q = 0 \quad (6)$$

Fig. 1 Pressure-specific volume diagram.

ただし, $p_{\max}$, $V_{\min}$ は Fig. 1 に示すとおり粉体要素が経験する最大圧力および最小比容積である. 式 (1), (2) はそれぞれ粉体一要素の質量保存則および運動量保存則であって, ラグランジ座標で表わされており, この場合も第一報と同様にエネルギー保存則を必要としない. 式 (3) は川北によって提案された静的圧力-比容積曲線であり, 式 (4) は II で記述した擬粘性圧力である. 式 (5) は粉体要素が経験する最大圧力以下の圧力変化に対して線形の比容積変化を仮定しており, 式 (6) はこの圧力以下で粉体を完全流体と見なしている. いま, Fig. 1 (a) に示すごとく粉体一要素が圧力-比容積曲線上の点 A にあるとしよう. この要素が圧縮過程 ($\partial v / \partial x < 0$) にあれば, この点は次の瞬間に点 B に移り, したがって式 (3), (4) を用いる. 除荷過程 ($\partial v / \partial x \geq 0$) にあれば, この点は弾性回復線上の点 C に移る. このとき式 (5), (6) を用いる. 次に, Fig. 1 (b) の点 D にある場合には, 次の瞬間に点 F , G といった弾性回復曲線内に留まれば式 (5), (6) を, 点 E のごとく静的圧力-比容積曲線上に移れば式 (3), (4) を用いる. なお, 静的圧力-密度曲線は実験から求めた第一報と同じものを用いるのであるが, 第一報のごとく密度 $\rho \leq 2.2 \times 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{s}^2 / \text{cm}^4$ で $p=0$ としたのでは計算できないので, 次のように少し変えたものを用いた.

$$\left. \begin{aligned} &1.9 \times 10^{-3} \leq \rho \leq 2.890 \times 10^{-3}; \\ &\rho_0 = 1.9 \times 10^{-3} (\text{g} \cdot \text{s}^2 / \text{cm}^4), a = 0.54134, \\ &\quad b = 0.34485 \times 10^{-4} (\text{cm}^2 / \text{g}) \\ &2.890 \times 10^{-3} \leq \rho \leq 4.276 \times 10^{-3}; \\ &\rho_0 = 2.2 \times 10^{-3}, a = 0.6120, b = 0.1280 \times 10^{-4} \\ &4.276 \times 10^{-3} \leq \rho \leq 6.9 \times 10^{-3}; \\ &\rho_0 = 3.2368 \times 10^{-3}, a = 0.6188, \\ &\quad b = 0.2157 \times 10^{-5} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} 6.9 \times 10^{-3} &\leq \rho \leq 8.0 \times 10^{-3}; \\ \rho_0 &= 5.4176 \times 10^{-3}, a = 0.52088, \\ b &= 0.25073 \times 10^{-6} \end{aligned} \right\}$$

外型内に一様に充填した粉体に剛体を衝突させる場合の初期条件は時刻0で、境界条件は衝撃端および固定端でそれぞれ次のとおりである。

$$t=0; V(x, 0)=V_i, v(x, 0)=0, v(0, 0)=v_0 \quad (8)$$

$$x=0; p(0, t) = -(M/A)(dv/dt)|_{x=0} \quad (9)$$

$$x=l_0; v(l_0, t)=0 \quad (10)$$

ただし、上式で A は粉体の一様断面積、 M は衝突物体の質量、 v_0 は衝突速度である。

IV Running-Wave Solution

一定断面の外型に一様に充填した粉体の自由表面を一定速度で移動させる場合、単一の衝撃波がその通過回数に応じた一様な速度で伝わり、この移動端と波頭および波頭と固定端との間で圧力、比容積、粒子速度などもそれぞれ通過回数に応じた一定値をとる。したがって、この問題は running-wave solution を解くことに帰着される。

x の正方向に移動する解だけを考えてもその一般性は失われないから、 $w=x-st$ を用いて式(1)、(2)を書き直すと、

$$m dV/dw + dv/dw = 0 \quad (11)$$

$$m dv/dw - d(p+q)/dw = 0 \quad (12)$$

ただし、 s はラグランジ座標系におけるショックの速度、 $m=s/V_i$ は単位面積、単位時間にショックが掃く粉体の質量である。上式を解くと、

$$mV+v=C_1 \quad (13)$$

$$m^2V+p+q=C_2 \quad (14)$$

となる。ここで C_1, C_2 は積分定数である。

いま、 x が $-\infty$ と $+\infty$ に近づくにつれて p, V, v がそれぞれ添字1と2で表わされる漸近値に、また q が0に近づく解を考えると、式(13)、(14)は次式となる。

$$mV_1+v_1=mV_2+v_2=C_1 \quad (15)$$

$$m^2V_1+p_1=m^2V_2+p_2=C_2 \quad (16)$$

running-wave solution は圧縮を表す。したがって、状態式(3)を用いて式(14)の p を消去した式に同様に p を消去した式(16)の関係式および C_2 を代入すると次式が得られる。

$$q[V-V_0(1-a)] = m^2(V_2-V)(V-V_1)$$

上式および式(4)を V と w を用いて書き直した次式*

* p_a を川北の式の接合点の圧力としたとき、 $p_2 < p_a < p_1$ の場合には $f(V)$ を

$$\begin{aligned} q &= [m^2 l^2 / \{V - V_0(1-a)\}] (dV/dw)^2 \\ &= m^2 f(V) (dV/dw)^2 \end{aligned}$$

とから

$$l dV/dw = \sqrt{(V_2-V)(V-V_1)} \quad (17)$$

が得られ、これを解いて原点を適当に決めると次式が求まる。

$$V = (V_2 + V_1)/2 + \{(V_2 - V_1)/2\} \sin(w/l) \quad (18)$$

$dV/dw \geq 0$ であるから、上式で半正弦波だけが解となり、この解の両端は V_2 と V_1 に連続的かつ滑らかにつながる。すなわち、

$$V = \begin{cases} (V_2 + V_1)/2 + \{(V_2 - V_1)/2\} \sin \{(x-st)/l\}, & |x-st| \leq \pi l/2 \\ V_1, & x-st < -\pi l/2 \\ V_2, & x-st > \pi l/2 \end{cases} \quad (19)$$

同様に、 $p+q$ は式(14)、(16)、(17)から、 v は式(13)、(15)、(17)から次式

$$p+q = \begin{cases} (p_1+p_2)/2 - \{(p_1-p_2)/2\} \sin \{(x-st)/l\}, & |x-st| \leq \pi l/2 \\ p_1, & x-st < -\pi l/2 \\ p_2, & x-st > \pi l/2 \end{cases} \quad (20)$$

$$v = \begin{cases} (v_1+v_2)/2 - \{(v_1-v_2)/2\} \sin \{(x-st)/l\}, & |x-st| \leq \pi l/2 \\ v_1, & x-st < -\pi l/2 \\ v_2, & x-st > \pi l/2 \end{cases} \quad (21)$$

のごとく求まり、不連続が滑らかな曲線に置換されることがわかる。

V 差 分 式

全 $t-x$ 平面に長方形の目を持つ格子をつくり、網目間隔をそれぞれ $\Delta x, \Delta t$ で表わせば、関数 $g(x, t)$ は格子点で $g(j\Delta x, n\Delta t) = g_j^n$ となる。この記号法を用いて式(1)~(6)を差分式に直せば、次の様になる。

$$v_j^{n+1} = v_j^n - V_i(\Delta t/\Delta x) \{p_{j+1/2}^n - p_{j-1/2}^n\} + (q_{j+1/2}^n - q_{j-1/2}^n) \quad (22)$$

$$X_j^{n+1} = X_j^n + \Delta t v_j^{n+1} \quad (23)$$

$$V_{j+1/2}^{n+1} = (V_i/\Delta x)(X_{j+1}^{n+1} - X_j^{n+1}) \quad (24)$$

$$f(V) = \begin{cases} \frac{l^2(V-\theta)}{(V-V_1)\{V-V_0(1-a)\}} & p_2 < p < p_a \\ \frac{l^2(V-\theta')}{(V-V_2)\{V-V_0'(1-a')\}} & p_a < p < p_1 \end{cases}$$

に選ぶと解(19)、(20)、(21)が得られるが、次節で説明する理由によりこの場合にも式(17)を用いることにする。ただし、

$$\begin{aligned} \theta &= V_0(1-a) + V_0a/[bm^2\{V_2-V_0(1-a)\}] \\ \theta' &= V_0'(1-a') + V_0'a'/[b'm^2\{V_1-V_0'(1-a')\}] \end{aligned}$$

であり、ダッシュをつけたものは p_a より大きな圧力に対する川北の式の定数である。

静的圧縮圧力-比容積曲線上で

$$p_{j+1/2}^{n+1} = (V_{j+1/2}^{n+1} - V_0)/b \{ V_0(1-a) - V_{j+1/2}^{n+1} \} \quad (25)$$

$$q_{j+1/2}^{n+1} = (l/\Delta x)^2 (v_{j+1}^{n+1} - v_j^{n+1})^2 / \{ (V_{j+1/2}^{n+1} + V_{j+1/2}^n) / 2 - V_0(1-a) \} \quad (26)$$

弾性回復曲線上で

$$p_{j+1/2}^{n+1} = -E V_{j+1/2}^{n+1} / V_i + (p_{\max})_{j+1/2} + E(V_{\min})_{j+1/2} / V_i \quad (27)$$

$$q_{j+1/2}^{n+1} = 0 \quad (28)$$

式(1)は $v = \partial X / \partial t$ と $V = V_i \partial X / \partial x$ に分解してから式(23), (24)に差分化している。 $v = \partial X / \partial t$ は $t = (n-1/2)\Delta t$ で差分化しているので v_j^n と $q_{j+1/2}^n$ は $v_j^{n-1/2}$ と $q_{j+1/2}^{n-1/2}$ を意味する。したがって、式(22)の q の項を除くすべての項を l あるいは x に関して中央差分化している。この q は $q^{n+1/2}$ とすべきであるが、このようにすると計算が非常にやっかいとなる。ただ q は物理的に関連した量でなく、したがって他の量はど正しく扱う必要はない*。

時刻 0 を $n=0$ で、衝撃端を $j=0$ でまた N を $t=0$ での等分数として固定端を $j=N$ で表わせば、初期条件、境界条件は次式のごとく差分標示される。

$$\left. \begin{aligned} V_{j+1}^0 &= V_i, \quad v_j^0 = 0 (j \neq 0), \quad v_0^0 = v_0 \\ v_0^{n+1} &= v_0^n - (A/M) \Delta t p_{1/2}^n, \quad v_N^0 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

上式の第3式の p も p_0^n のところを $p_{1/2}^n$ で近似しているが、等分数 N を小さくすることによってこの誤差は任意に小さくすることができる。

VI 差分式の安定性

まず、非線形式(1)~(4)から得られる線形化された式の局所的安定性について調べる。すなわち、 $V^{(0)}$, $v^{(0)}$, $p^{(0)}$, $q^{(0)}$ を 0 次の量、 $V^{(1)}$, $v^{(1)}$, $p^{(1)}$, $q^{(1)}$ を一次の微小量とし、次式

$$\left. \begin{aligned} V &= V^{(0)} + V^{(1)} \\ v &= v^{(0)} + v^{(1)} \\ p &= p^{(0)} + p^{(1)} \\ q &= q^{(0)} + q^{(1)} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

を式(1)~(4)に代入すると、0次の量は原方程式をみたし、一次の量に対しては次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \partial V^{(1)} / \partial t &= V_i \partial v^{(1)} / \partial x \\ \partial v^{(1)} / \partial t &= -V_i \partial (p^{(1)} + q^{(1)}) / \partial x \\ p^{(1)} &= a V^{(1)} \\ q^{(1)} &= -(2l^2 \beta / V_i) (\partial v^{(1)} / \partial x) - (l^2 \beta^2 / V_i^2) V^{(1)} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

* さらに、 q は一定速度問題の解を滑らかにするものであった。したがって、一定質量問題にこの q が適するかどうかは実際の計算結果から判定せねばならない。

ただし、上式の α と β は

$$\alpha = -a V_0 / b \{ V^{(0)} - V_0(1-a) \}^2 \quad (32)$$

$$\beta = -[V_i / \{ V^{(0)} - V_0(1-a) \}] (\partial v^{(0)} / \partial x) \quad (33)$$

であり、これらは局所的に定数として扱う 0 次の量である。したがって、式(31)は線形式となる。

式(31)を $(u^{(1)})^{n+1} = G(u^{(1)})^n$ の形にして、拡大マトリックス $G(\Delta t, k)$ の固有値を求めると、2つの固有値は Δt と k に独立に $\lambda=0$ であり、他の2つの固有値は次の2次式をみたす。

$$\begin{aligned} (1-\lambda)^2 - 8l^2 \beta (1+\beta \Delta t / 4) \{ \Delta t / (\Delta x)^2 \} \sin^2(k \Delta x / 2) \\ (1-\lambda) - 4a V_i^2 (\Delta t / \Delta x)^2 \sin^2(k \Delta x / 2) \\ \lambda + 4l^2 \beta^2 (\Delta t / \Delta x)^2 \sin^2(k \Delta x / 2) = 0 \end{aligned}$$

ただし、 k はフーリエ成分の振動数である。

l を一定にとれば、 Δx と Δt を共に 0 に近づけても差分分解は滑らかになるであろう。このとき、上式から $\Delta t = o[(\Delta x)^2]$ であることがわかる。したがって、 $\Delta t / (\Delta x)^2 = \text{const}$ として Δx と Δt を 0 に近づければ、2次式の根はこの極限において次式となる。

$$\lambda = \begin{cases} 1 \\ 1 - 8l^2 \beta \{ \Delta t / (\Delta x)^2 \} \sin^2(k \Delta x / 2) \end{cases}$$

β は正であるから、安定条件として次式が得られる。

$$8l^2 \beta \Delta t / (\Delta x)^2 \leq 2 \quad (34)$$

式(33)に running-wave solution (18) を代入して求めた β の最大値および $l = d \Delta x$ を上式に代入すれば、

$$s \Delta t / \Delta x \leq \sqrt{(1-\eta_0) \eta (1-\eta_0 \eta) / 2d(\eta-1)} \quad (35)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \eta &= V_2 / V_1 \\ \eta_0 &= V_0(1-a) / V_2 \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

式(35)の両辺に $1/V_i$ を乗じ、これに式(16)から得られる Rankine-Hugoniot の関係を変形した $1/m = \sqrt{b/V_0 a} \{ V_1 - V_0(1-a) \} \sqrt{(\eta_0-1)\eta/(\eta_0\eta-1)}$ を代入して整理すれば

$$\Delta t / \Delta x \leq (1/2d) \sqrt{b/V_0 a} \{ V_1 / V_i - V_0(1-a) / V_i \} \times (1-\eta_0) \eta / (\eta-1)$$

無限に大きなショックに対して $\eta/(\eta-1)$ は最小値を取り、その値は $1/(1-\eta_0)$ となる。したがって

$$\Delta t / \Delta x \leq (1/2d) \sqrt{b/V_0 a} \{ V_1 / V_i - V_0(1-a) / V_i \} \quad (37)$$

式(34)を導くにあたって $\Delta x \sim l$ と考えているために安定性の概念があいまいであり、さらに式(37)は running-wave solution を用いて得られたものであるから、式(37)は安定性に対する目安として用いるべきである。

次に、式系(1), (2), (5), (6)は線形の式系であるから、この系に対する安定条件はよく知られているように

$$\Delta t / \Delta x \leq 1 / \sqrt{E V_i} \quad (38)$$

Fig. 2 Stability of difference equations with pseudo-viscosity term included.

Fig. 2 に密度 ρ_1 と $(\Delta t/\Delta x)_{\max}$ の関係を示す。ただし、 $(\Delta t/\Delta x)_{\max}$ は式 (37), (38) の右辺であり、式 (38) で E は $1.25/4 \times 10^6$, 1.25×10^6 , 5.00×10^6 kg/cm² を用いた。

VII 計算結果

まず、第一報と同じ計算例、すなわち断面積 $A = 4.194$ cm²、長さ $l_0 = 5$ cm、初期充填密度 $\rho_1 = 1.9 \times 10^{-3}$ g·s²/cm⁴ の粉体に質量 $M = 0.624$ g·s²/cm の弾丸を初速度 $v_0 = 35$ m/s で衝突させる場合について比較する。ただし、他のパラメータとしてここでは弾性係数 $E = 1.25 \times 10^6$ kg/cm²、 $l = 2\Delta x$ 、等分数 $N = 50$ などを用いた。

Fig. 3 に弾丸経路 u_p 、波頭経路 u_f を、Fig. 4 に粉体長さ方向の密度分布を、Fig. 5 に粒子速度の粉体長さ方向の分布を、擬粘性法によるものを実線で、跳躍条件によるものを破線で示す。弾丸経路、波頭経路、密度分布などは非常によく一致し、特に最終の密度分布はこの図で差が生じない。粒子速度は時間とともに少しずつくるが、弾丸と波頭の間の粒子が弾丸とほとんど同じ速度で移動し、また波頭と固定端の間の粒子速度はほぼ 0 にな

Fig. 3 Comparison of time variations of rigid mass and shock front by pseudo-viscosity method with those by jump conditions.

Fig. 4 Comparison of density distribution along powder by pseudo-viscosity method with that by jump conditions. Parentheses are shock front traverses.

Fig. 5 Comparison of particle velocity distribution along powder by pseudo-viscosity method with that by jump conditions.

っており、これらは第一報の仮定と非常によく一致するものである。Fig. 6 に圧力の時間変化を、Fig. 7 に粉体長さ方向の圧力分布を示す。圧力も比較的良好に一致し、波頭と固定端の間の圧力分布も第一報の仮定と同様にはば一様である。

Fig. 7 で一点鎖線は $l = 4x$ の場合である。 l による影

Fig. 6 Comparison of time variation of pressure by pseudo-viscosity method with that by jump conditions.

Fig. 7 Comparison of pressure distribution along powder by pseudo-viscosity method with that by jump conditions.

響はこの図に示した程度で他の変数に対してはもっと小さく、この問題に対して $l=(1\sim 2)\Delta x$ で計算してよいことがわかる。もっと小さな l を用いるとショック幅は薄くなるが特に波頭の後ろの振動が大きくなり、大きな l

を用いればショック幅は厚くなるが波頭の後ろの振動は小さくなる。しかし、この振動が完全になくすることはない。このことは定常状態で解の滑らかに変化する部分の形を調べることによって説明される⁴⁾。

上と同じ例について、他のパラメータは同じにして弾性係数 E だけを 5×10^6 と $1.25/4\times 10^6$ kg/cm² に変えて E による影響を調べた結果、上記の例も含めてこの3例に対してほとんど差異は認められなかった。第一報の E が無限大の場合も考え合せて、弾性係数による影響は小さいものと思われる。

弾丸の質量と衝突速度をそれぞれ $M=0.156$ g·s²/cm, $v_0=70$ m/s に変えた場合について、粒子速度および圧力の粉体長さ方向の分布をそれぞれ Fig. 8, Fig. 9 に示す。図で () 内の数字は波頭の通過回数を表す。この図から明らかなように、波頭と固定端の間の粒子速度が0にならず、したがってこの場合には第一報の仮定は成立しない。さらに、 $M=0.039$ g·s²/cm, $v_0=140$ m/s に変えた場合を Fig. 10, Fig. 11 に示す。この例は先の例よりも波頭と固定端の間の粒子速度の仮定の大きなずれを示し、またこの間の圧力の一様からのずれも大きくなる。 $M=0.624$ g·s²/cm, $v_0=35$ m/s の場合と上記2例は弾丸の持つ初期運動エネルギーが等しく、この様な場合に質量が小さくて衝突速度が大きいほど第一報の仮定が成立しにくくなり、したがってここで用いた擬粘性法によって計算せねばならない。もちろん、この議論は一次元理論が成立する場合にだけ有効であって、衝突速度が極端に小さい準静的に近い場合などにあてはまらない。

Fig. 8 Particle velocity distribution along powder (Pseudo-viscosity method).

Fig. 9 Pressure distribution along powder (Pseudo-viscosity method).

Fig. 10 Particle velocity distribution along powder (Pseudo-viscosity method).

最後に、上記3例の最終の密度分布を Fig. 12 に示す。第2報⁵⁾で示した程度の M の変化に対してこの分布にそれ程の差異は生じないが、いまの場合には密度の大きさおよび分布に著しい差異が生じる。ある密度に充填されときの内部エネルギーが跳躍の大きいほど大きくなることから、図のごとく衝突速度の大きいほど最終の密

Fig. 11 Pressure distribution along powder (Pseudo-viscosity method).

Fig. 12 Final density distribution along powder (Pseudo-viscosity method).

度が小さくなり、また波頭の通過回数が少なくなることから密度分布が一樣でなくなることがわかる。

VIII 結 言

衝撃波を自動的に扱うことができる擬粘性法により、粉体に物体を衝突させる場合を一定速度問題の解が滑らかとなる擬粘性圧力を用いて初期充填密度が一樣な場合を解析し、第一報の結果と比較して次の結論を得た。

- 1, 擬粘性法では特に波頭の後ろの圧力に対して振動が生じるが、第一報の仮定がよく満たされて両者はかなりよく一致した。
- 2, 弾性回復の影響は小さい。
- 3, 弾丸の持つ初期運動エネルギーが等しい場合、質量

が小さくて衝突速度が大きい程第一報の仮定が成り立たなくなる.

4, 上記の場合に, 質量が大きくて衝突速度が小さいほど一様で高密度の圧粉体が得られる.

文 献

- 1) 佐野: 粉体および粉末冶金, **21** [1] (昭49), 1.
- 2) J. Von Neumann & R.D. Richtmyer: J. Appl. Physics, **21** (1950), 232.
- 3) 川北ら: 粉体工学, **3** [8] (昭42), 505.
- 4) P. Lax & B. Wendroff: Comm. Pure Appl. Math, **XIII** (1960), 217.
- 5) 佐野ら: 粉体および粉末冶金, **21** [1] (昭49), 9.

会 告

第3回 記録用磁性材料シンポジウム

日 時 昭和50年5月27日(火)~28日(水)
場 所 日本発明振興協会(渋谷駅より徒歩約10分)
渋谷区桜丘町4-22 Ⅲ03-464-6991~5

共 催 日本電子材料技術協会, 粉体粉末冶金協会
定 員 150名

参加費 8,000円(講演予稿集1冊を含む)

申込先 日本電子材料技術協会
〒151 東京都渋谷区代々木1-38-2
ミヤタビル805号 Ⅲ03-379-2495

プ ロ グ ラ ム

第1日

9:15~ 9:20 開会の挨拶 武井 武
座長 杉本 光男

9:20~10:20 γ -Fe₂O₃ の生成と形態
京大・化研 高田 利夫

10:20~10:50 最近の γ -Fe₂O₃ 粉末について
チタン工業 矢田 義男

— 10分休憩 —

座長 吉田 順作

11:00~12:00 最近の記録理論からみた媒体
東北大・通研 岩崎 俊一

— 昼食休憩 —

座長 佐藤 実

13:00~13:40 最近の記録用磁性材料と動向
星野 愷

— 10分休憩 —

13:50~16:30 パネルディスカッション
記録用磁性酸化鉄の後処理による磁気特性の向上
— とくにコバルト被着体および中間酸化状態の酸化鉄について —

オーガナイザー 星野 愷

パネラー 富士写真フィルム 明石 五郎

東大・理 飯田 修一
TDK 梅木 信治
大工試 信岡聰一郎
日立マクセル 端山 文忠
コロンビア 原田 茂久
ソニー 樋口 重孝
戸田工業(予定) 堀石 七生

第2日 座長 長島 富雄

9:30~10:30 微粒子の保磁力 名大・工 岩間 義郎
座長 明石 五郎

10:30~11:15 蒸発法合金粉とイオンプレーティング
阪大・基礎工 田崎 明

11:15~12:00 合金粉末テープの諸特性
ソニー 法橋 滋郎

— 昼食休憩 —

座長 岩崎 俊一

13:00~14:00 合金薄膜の製法と磁性
— とくに無電解めっき —
姫路工大 鷹野 修

14:00~14:30 合金薄膜の製法と磁性
— とくに電気めっき —

東北大・通研 大内 一弘

14:30~15:00 磁性金属薄膜の記録媒体としての評価
NHK 横山 克哉

— 5分休憩 —

座長 並河 守

15:05~15:35 CrO₂ 粉末の製法
松下無線研 広田 良一

15:35~16:05 CrO₂ テープの諸特性と応用
松下・中研 菅谷 汎

16:05~16:30 磁気記録材料への問題提起
明大・工 川口寅之輔

閉会の挨拶 星野 愷