

# パンチ衝撃による多層状粉末媒質の成形過程の研究

神戸商船大学 商船学部 海洋機械工学講座

教授 佐野幸雄

(平成6年度研究開発助成 AF-94030)

キーワード：動的成形，層状粉末，衝撃波

## 1. 研究の目的と背景

成形過程と最終密度分布に及ぼす初期密度分布の影響を調べるために、筆者ら<sup>1)</sup>は型内2層状銅粉末媒質のパンチ衝撃による動的成形を解析した。計算は2つの型の層配置、即ち衝撃される上層が下層よりも低い一様密度分布のL-H型配置と順序が逆であるH-L型配置に対してなされた。両配置に対する成形過程は大きく異なるにもかかわらず、最終の平均密度と密度分布の相違は共にわずかであった。成形中に生じる衝撃波の波頭の跳躍がもたらす内部エネルギー散逸量の2層配置間の相違により、このわずかな平均密度の相違が引き起こされた。さらに、筆者ら<sup>2)</sup>は成形過程を高速度カメラにより観察し、両過程がかなり異なるという計算結果を確かめた。

本研究において、2層用の初期成形理論を多層用に拡張する。さらに、この理論に3つの改善を加える。筆者らは、一様初期密度分布を有する単一層銅媒質の成形の解析<sup>3)</sup>において、壁面摩擦効果が最終の平均密度と密度分布に影響することを示した。故に、摩擦の影響の著しい成形に対しても解析が可能となるように、壁面摩擦効果を組み込むようにまず修正する。初期理論<sup>1)</sup>では、成形過程に衝撃面がパンチ表面から離れるにもかかわらず、それらは常に接触すると仮定され、衝撃面がパンチを引張るという非現実的計算結果が示された。故に、第二にパンチと粉末媒質の分離と再衝突を導入する。筆者らは、先の研究<sup>4)</sup>において銅粉末の動的平衡構成関係を定式化し、単一層の成形過程の計算<sup>5)</sup>に用いた。最後に、従来の準静的構成関係の代わりにこの動的関係を用いる。本研究の第1の目的は、これら3つの改善により実験と定量的に比較しうる多層状媒質に対する成形理論を完成させることである。

本研究の第2の目的は、この改善された理論を用いて4層からなる銅粉末媒質のパンチ衝撃による成形を解析し、初期密度分布の成形過程に及ぼす影響を調べることである。初期媒質は交互の層 $\rho_{10}$ と $\rho_{11}$  ( $\rho_{11} > \rho_{10}$ )から成る。2つの型(L-H型とH-L型)の層配置を考える。即ち、第一に低初期密度 $\rho_{10}$ の層(L層)が、第二に高初期密度 $\rho_{11}$ の層(H層)が衝撃される。どちらの型の成形に対しても、成形の初期段階で衝撃波や弾性波が2層間の界面で反射や透過を繰り返す、その結果2層間の界面が消滅する。故に、界面消滅後の後期段階では、成形過程は初期

段階における程複雑でなく、初期段階で生じた衝撃波により成形される。後者(H-L型)の層配置に対して、成形の初期段階でパンチ表面と媒質衝撃面の分離と再衝突が生じる。

本研究の第三の目的は、12層までの偶数層からなる両型の銅粉末媒質の成形を解析することにより、これら多層状媒質の最終平均密度に及ぼす壁面摩擦、内部エネルギー散逸、パンチと媒質の分離-再衝突の影響を調べることである。壁面摩擦の影響が最も顕著に現れ、同数の層に対してこの影響はH-L型媒質の成形の方が大きく、層数の増加に伴って最終平均密度がL-H型媒質の成形において減少し、H-L型媒質の成形において増加する。

## 2. 研究方法

### 2.1 基礎式

ラグランジュ位置を次式で定義する。

$$x = V_{10} \int_0^{\bar{x}} \frac{1}{V_1(\bar{x})} d\bar{x} \quad (1)$$

ここで $\bar{x}$ は時刻 $t=0$ での成形方向の空間座標、 $V_1(\bar{x})$ は媒質の初期比容積分布、また $V_{10} = 1/\rho_{10}$ である。多層状媒質内の小さな要素に対する連続の式は

$$\frac{\partial V}{\partial t} = V_{10} \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2)$$

運動方程式は $v > 0$ と $v < 0$ に対して

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -V_{10} \frac{\partial(p+q)}{\partial x} \mp SV/\mu p_1 \quad (3)$$

ここで $p$ は媒質の圧力、 $p_1$ は側圧、 $q$ は擬似粘性圧力<sup>1)</sup>、 $v$ は粒子速度、 $V$ は比容積、 $\mu$ は壁面摩擦係数、 $S$ は接触周囲長 $d$ の媒質断面積 $A$ に対する比である。

初期比容積 $V_{10}$ を有する銅粉末媒質の動的平衡構成関係を以下で要約するが、材料定数の値は記述しない。動的平衡圧力-比容積関係<sup>6)</sup>は

$$p = \frac{V - V_0}{b\{V_0(1-a) - V\}} \quad (4)$$

ここで $V_0$ 、 $a$ 、 $b$ は材料定数である。除荷-再負荷に対する圧力-比容積関係( $p < p_m$ 、 $V > V_m$ )は線形と仮定された<sup>3),6)</sup>。

$$p = -\frac{E_m}{V_0} V + p_m + \frac{E_m V_m}{V_0} \quad (5)$$

ここで $p_m$ と $V_m$ は動的平衡関係曲線上の点での圧力と比

容積,  $E_m$  は等価な圧力-ひずみ関係  $p = E_m \varepsilon + p_m - E_m \varepsilon_m$  の傾きである。ここで  $\varepsilon = 1 - V/V_{10}$  及び  $\varepsilon_m = 1 - V_m/V_{10}$  である。式(5)で表した線形仮定は, 過程中除荷は僅かであるので, 適切でると考えられる。動的平衡側圧-比容積関係または側圧-圧力関係<sup>9,10)</sup>は

$$p_l = \alpha p^2 + \beta p; \quad 0 \leq p \leq 5.72 \times 10^{-3} p_c \quad (6a)$$

$$p_l = 0.5(V_{solid}/V)^2 p + c; \quad 5.72 \times 10^{-3} p_c < p \leq 0.2 p_c \quad (6b)$$

$$p_l = \eta p^2 / p_c + \lambda p; \quad 0.2 p_c < p \leq p_c \quad (6c)$$

ここで  $\alpha, \beta, \gamma, \eta, \lambda$  は材料定数,  $c$  は式(6a)と(6b)により表される側圧が状態  $V=1/3430$  ( $\text{m}^3/\text{kg}$ ),  $p=5.72 \times 10^{-3} p_c$  で同じ値をもつように式(6b)に組み込んだ定数である。ここで  $p_c$  は媒質が固体まで成形される時の圧力, 2 GPa である。除荷-再負荷に対する側圧-圧力関係( $p_l < p_m$ )<sup>9,10)</sup>も線形と仮定された。

$$p_l = \kappa p + p_m - \kappa p_m \quad (7)$$

ここで  $p_m$  は動的平衡側圧-圧力関係曲線上の点での側圧,  $\kappa$  は材料定数である。式(5)に対すると同様の理由で, 式(7)も線形と仮定しうる。銅媒質に対する負荷中の壁面摩擦係数-圧力関係<sup>9,10)</sup>は

$$\mu = 4.6855 \times 10^{-13} p^2 - 1.7041 \times 10^{-9} + 0.25; \quad p \leq 1.819 \times 10^8 \text{ Pa} \quad (8a)$$

$$\mu = 0.095; \quad p > 1.819 \times 10^8 \text{ Pa} \quad (8b)$$

除荷-再負荷中の関係( $p < p_m$ )<sup>9,10)</sup>は

$$\mu_m = 4.6855 \times 10^{-13} p_m^2 - 1.7041 \times 10^{-9} p_m + 0.25; \quad p_m \leq 1.819 \times 10^8 \text{ Pa} \quad (9a)$$

$$\mu_m = 0.095; \quad p_m > 1.819 \times 10^8 \text{ Pa} \quad (9b)$$

全長  $l_{\text{powder}}$  の  $n$  多層状媒質に対する初期条件は次のとおりである: ラグランジュ座標における L 層と H 層の長さそれぞれ  $l_{\text{powder}}/n$  と  $(V_{10}/V_{11})(l_{\text{powder}}/n)$ , 初期比容積は  $V_{10}$  と  $V_{11}$  である。初期粒子速度分布は

$$v(x,0) = v_0; x=0, \quad v(x,0) = 0; x \neq 0 \quad (10)$$

ここで  $v_0$  は衝撃時のパンチ速度である。媒質を(剛体と仮定する)プラグで固定する。固定された媒質表面での境界条件は

$$v(l,0) = 0 \quad (11)$$

ここで  $l$  は  $\{1 + (V_{10}/V_{11})\}(l_{\text{powder}}/2)$  で表す固定端のラグランジュ位置である。パンチが媒質衝撃面と接触しているとき, 衝撃面での境界条件は(剛体と仮定する)パンチに対する運動方程式で表される。

$$p(0,t) = -\frac{M}{A} \frac{dv_p}{dt} \quad (12)$$

ここで  $M$  はパンチの質量,  $v_p(t)$  はパンチ速度である。パンチとプラグの弾性はそれらより短い初期媒質に対する成形にだけ著しく影響するにすぎない<sup>9,10,13)</sup>。故に, 合理的な初期長さに対してそれらを精度よく剛体と仮定し

うる。成形中に衝撃面がパンチから離れる場合がある。これはパンチと接触している衝撃面の速度がパンチ速度よりも大きくなる, 即ち

$$v(0,t_a) > v_p(t_a) \quad (13)$$

となる瞬間  $t_a$  で起こる。両者が離れると, 媒質自由表面での圧力とパンチ速度はそれぞれ

$$p(0,t) = 0 \quad (14)$$

$$v_p(t) = v_{pc} \quad (15)$$

ここで  $v_{pc}$  は時刻  $t_a$  でのパンチ速度である。パンチは, 減少する自由表面速度のためにいくらか後の時刻  $t_b$  で, 自由表面と再び接触する。再衝突は, 自由表面とパンチ表面の分離中の変位が等しくなるときに起こる。

$$v_{pc}(t_b - t_a) = \int_{t_a}^{t_b} v(0,t) dt \quad (16)$$

再衝突中の衝撃面での境界条件は再びパンチの運動方程式, 式(12)で与えられる。その後の再分離に対する条件及び再分離中の境界条件とパンチ速度は再び不等式(13), 式(14), 式(15)によりそれぞれ与えられる。

## 2.2 多層状媒質に対する一般的成形過程

パンチ衝撃により多層状媒質内に生じる衝撃波と弾性波は, パンチとプラグの表面及び2層の界面で反射し, また透過する。下で記述するように, 両層配置共界面が消滅するまで, 主として低初期密度層が衝撃波により圧縮される。その後衝撃波が媒質全長を繰り返し伝播する。界面が消滅するまでの成形の初期段階での代表的状況は, (i)低初期密度層を伝播する衝撃波が2層の界面に到着するとき, (ii)高初期密度層を伝播する弾性先行波が2層の界面に到着するとき, (iii)H-L 界面に向かって伝播する衝撃波がその界面から反射した引張り弾性波と出会うときに起こる。(i)の場合, 入射波は衝撃波として反射する。反射波背後の密度が  $\rho_{11}$  よりも大きいと透過波は先行波を伴う衝撃波で,  $\rho_{11}$  よりも小さいと圧縮弾性波である。(ii)の場合, 反射波は引張り弾性波で, 透過波は衝撃波である。状況(iii)の後に, 先行波を伴う増加しつつある粒子速度と減少しつつある圧力を有する衝撃波頭がその界面に向かって, 引張り弾性波がそれから離れるように進む。故に, 密度の不連続が干渉点で起こる。数値解析においては式(3)中の擬似粘性圧力  $q$  のために, 不連続密度変化でなくて急激だが滑らかな密度変化が現れる。

H-L 型配置において, 状況(iii)が衝撃される高初期密度層内で起こる。その後引張り弾性波がパンチ-媒質界面に達する。到着の瞬間に引張り波の波頭での粒子速度がパンチ速度を超えなければ, 衝撃面はパンチと接触したままである。パンチ速度よりも大きければ, 衝撃面はその瞬間にパンチ表面から離れる。このように状況(iv)パンチ面と衝撃面の分離が生じる。引張り波の到着と同時に急速に増加する自由表面の速度は, その表面から反射する界面に向かう引張り弾性波のために徐々に減少する。

その後状況(v)が生じる、即ち分離後一定速度で動くパンチが自由表面に再衝突する。

$d/A$  で表す無次元形状係数  $S^*$ 、パンチ質量と媒質質量の比  $M^*=M/m$ 、パンチ初速度  $v_0$  がそれぞれ等しければ、 $d$ 、 $l$ 、 $A$  の値と  $M$  と  $m$  の値に無関係に、同型の層配置と同数の層を有する媒質の成形過程は相似である。壁面摩擦効果が無視しうる程小さい成形では、相似条件は  $M^*$  と  $v_0$  だけになる。このように無次元パラメータを用いると有利なので、 $A$ 、 $d$ 、 $l$ 、 $M$ 、 $m$  の代わりに  $S^*$  と  $M^*$  で成形条件を書く。ここで用いるパラメータ値は、 $S^*=12$  と  $60$ 、 $M^*=5$ 、 $10$ 、 $15$ 、 $20$ 、 $v_0=20$ 、 $35$ 、 $50$  m/s である。 $S^*=12$  はパンチとプラグの弾性効果が無視できる最小値である<sup>9,10,15</sup>。 $M^*$  と  $v_0$  が一定であると、媒質単位質量当たりの成形エネルギー  $(1/2)M^*v_0^2$  は、ここで考える2つの型の媒質に対して一定である。低初期密度層と高初期密度層の無次元初期長さ  $l_0^*$  と  $l_1^*$  を  $l_0^*=l_1^*=1/n$  で与える。ここで  $n$  は層の総数である。 $n=2, 4, 6, 8, 10, 12$  を用いる。無次元時間と位置はそれぞれ  $t^*=(v_0/l)t$  と  $x^*=xl$  で表される。

### 3. 研究成果

#### 3.1 成形過程の計算

ここでは成形過程の計算を、4層からなる L-H 型と H-L 型の媒質に対して、即ち  $L_1-H_1-L_2-H_2$  配置と  $H_1-L_1-H_2-L_2$  配置に対して行う。これは、2層媒質が初期の研究<sup>1)</sup>で扱われたこと及び両層配置共4層が状況(i), (ii), (iii)が生じる最少数であることによる。

##### 3.1.1 L-H型層配置

$S^*=12$  の  $L_1-H_1-L_2-H_2$  層配置に対して、粒子、 $L_1-H_1$  界面( $x^*=0.25$ )、 $H_1-L_2$  界面( $x^*=0.5$ )、 $L_2-H_2$  界面( $x^*=0.75$ )の時間変化、パンチ経路 P、主衝撃波の波頭の経路 S、成形の初期段階での圧縮と引張りの弾性波経路 C と T を図1に示す。弱い衝撃波の波頭の経路と界面消滅後の後期段階での弾性波の経路は示さない。この図の中の記号○、●、●はそれぞれ状況(i), (ii), (iii)の出現を、記号×は衝撃波の消滅を表す。状況(i)は  $L_1$  層を伝播する衝撃波により  $L_1-H_1$  界面で一度、 $L_2$  層を進む衝撃波により  $L_2-H_2$  界面で再び生じる。状況(ii)は  $H_1-L_2$  界面で三度生じる。状況(iii)は状況(ii)の各出現後に生じ、状況(iii)が起こった位置で H-L 型界面が新しく形成される。これらの新界面の形成後に、圧縮弾性波が  $H_1-L_2$  界面に向かって進み、一方引張り弾性波がパンチに向かって進む。パンチ面での反射の後に、引張り波は  $L_2-H_2$  界面での反射衝撃波と出会う。この段階での状況(iii)も記号●で描いている。これに続いて、先行波と衝撃波がパンチに向かって進む。衝撃波は  $H_1-L_2$  界面で衝撃波として反射し、透過する。パンチ表面で反射した先行波が H-L 型新界面に達するときに、この新界面においても状況(ii)は起こる。成形の初期段階における衝撃波と弾性波のこのように複雑な挙動により、特に  $L_1$  層と  $L_2$  層を伝播する衝撃波を通して、媒質内の界面は消

滅する。それ以後、図1の後半の経路が示すように、衝撃波は単純に振る舞う。つまり、それらはパンチ面とプラグ面でのみ反射し、媒質内を伝播するにすぎない。それらは記号×で示した点で次々と消滅する。全ての衝撃波が消滅するときに成形過程は終わる。

本研究で用いる方程式系は壁面摩擦効果を含む。単一層媒質<sup>9)</sup>に対すると同様に、摩擦の影響は  $S^*$  の増加と共に増す。摩擦の影響は上記の  $S^*=12$  の成形に対して小さいが、 $S^*=60$  の成形に対して大きい。単一層媒質の成形<sup>11),12)</sup>におけると同様に、多層状媒質の成形においても摩擦によりなだらかな密度上昇、即ち連続的圧縮(下に示す図2を参照)が生じる。 $S^*=12$  に対しては小さな摩擦効果のために、目に見える連続的圧縮は現れなかった。図2は、 $S^*=60$  と  $v_0=35$  m/s に対する  $L_1-H_1-L_2-H_2$  層配置の媒質の成形中の 12 位置( $x^*=i/12, i=0,1,\dots,11$ )での密度の時間変化を示す。どの層も衝撃波頭による急激な密度上昇と

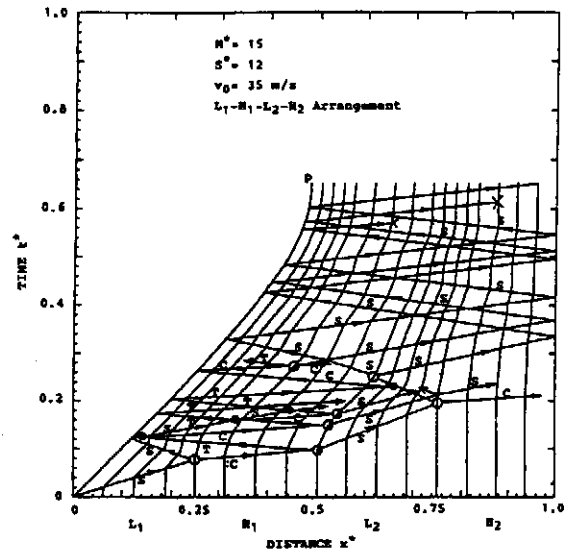


図1 パンチ、粉末粒子、界面の時間変位及び衝撃波と弾性波の経路

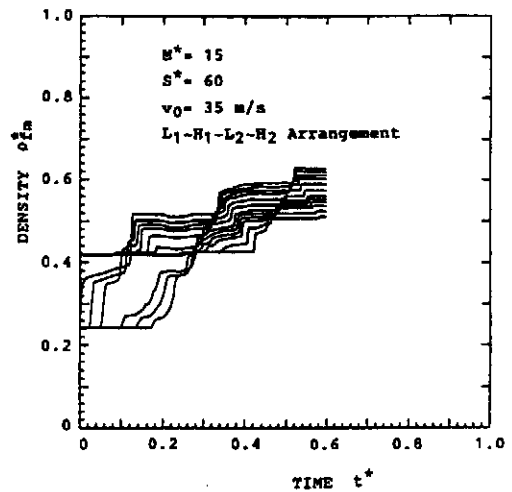


図2 密度の時間変化

大きな摩擦効果によるなだらかな密度上昇を受けていることが分かる。このように、同じ層数に対して、 $S^*=60$  の多層状媒質の成形過程は  $S^*=12$  の成形過程と連続的圧縮の出現において主に異なる。

### 3.1.2 H-L 型層配置

図3は、 $S^*=12$  の  $H_1-L_1-H_2-L_2$  層配置に対する粒子、 $H_1-L_1$  界面( $x^*=0.25$ )、 $L_1-H_2$  界面( $x^*=0.5$ )、 $H_2-L_2$  界面( $x^*=0.75$ )の時間変化及び経路 P, S, C, T を示す。弱い衝撃波の波頭経路と後期段階における弾性波の経路は描いていない。 $H_1-L_1$  界面において状況(ii)と(i)が各1度、 $L_1-H_2$  界面において状況(i)が1度、 $H_2-L_2$  界面において状況(ii)が3度、状況(i)が1度現れている。 $H_1-L_1$  界面で状況(ii)の各出現後に、状況(iii)が生じ、新しい H-L 界面が形成される。 $L_1-H_1-L_2-H_2$  層配置と対照的に、衝撃面はパンチ表面から離れ、即ち状況(iv)が生じる。図3中の記号  $\leftrightarrow$  はこの分離を表す。分離から生じる引張り弾性波が、衝撃面から出発し、3つの新しい界面を通り過ぎた衝撃波に追いつき、衝撃波は消滅する。分離後直ぐにパンチは自由表面を再衝撃する。この状況(v)を図3に記号  $\rightarrow\leftarrow$  で示した。再衝突により衝撃面につくられた波は  $H_1$  層内を弾性波として、 $L_1$  層内を衝撃波として伝播し、最初の衝撃波とほぼ同時に  $L_1-H_2$  界面に達する。 $L_1-H_2$  界面で反射した衝撃波は第三、第二、第一の新界面に達すると、反射し、透過する。一方、 $L_1-H_2$  界面を透過した弾性波は  $H_2-L_2$  界面で最初の状況(ii)を引き起こす。 $H_2-L_2$  界面を透過した衝撃波は  $L_2$  層を進み、プラグ面で反射する。反射衝撃波は  $H_2-L_2$  界面で状況(i)を引き起こす。前節で議論した L-H 型配置に対すると同様に、この層配置に対しても  $L_1$  層と  $L_2$  層内を伝播する衝撃波により界面が消滅する。この初期段階以後の後期段階での成形過程は L-H 型配置に対する成形過程と同様である。

なだらかな密度上昇は  $S^*=60$  の H-L 型媒質の成形過程でも起こる。図4は、 $v_0=35\text{m/s}$  に対して  $H_1-L_1-H_2-L_2$  配置の媒質内の12位置( $x^*=i/12; i=0,1,\dots,11$ )での連続的圧縮を含む密度の時間変化を示す。成型過程は、同じ層配置の  $S^*=12$  に対する過程と、主に連続的圧縮の出現において異なる。パンチに向かう  $H_1-L_1$  界面で反射した最初の引張り弾性波は摩擦効果により伝播と共に弱められ、パンチと接触する衝撃面がパンチ表面から離れにくくなる。その結果、反射弾性波がパンチ表面に到着しても、衝撃面での粒子速度がパンチの速度を超えるとは限らない。事実、このためにこの成形において分離は起こらない。

### 3.2 壁面摩擦、内部エネルギー散逸、分離-再衝突の影響

#### 3.2.1 壁面摩擦

$L_1-H_1-L_2-H_2$  層配置と  $H_1-L_1-H_2-L_2$  層配置の成形における  $\rho_{fm}^* S^*$  曲線を  $v_0=35\text{m/s}$  と  $M^*=5, 10, 15, 20$  に対して図5に示す。ここで  $\rho_{fm}^*$  は無次元最終平均密度  $\rho_{fm}^* = \rho_{fm} / \rho_{solid}$  また  $\rho_{solid}$  は固体銅の密度である。22節で述べたように、 $M^*$  の各値に対して媒質単位質量当たりの成形エネルギーは

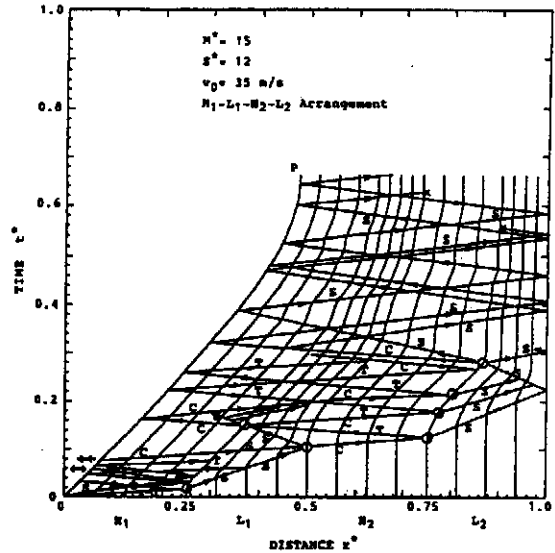


図3 パンチ、粉末粒子、界面の時間変位及び衝撃波と弾性波の経路

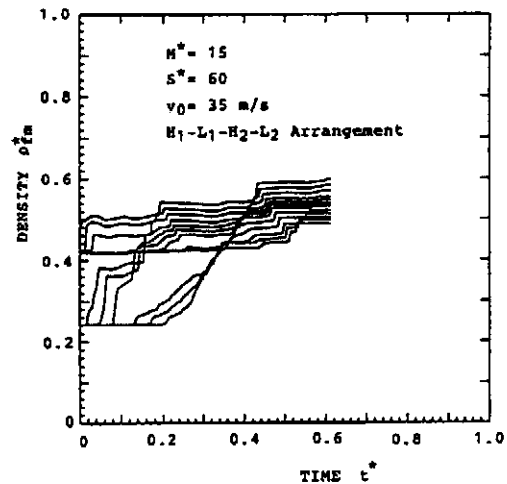


図4 密度の時間変化

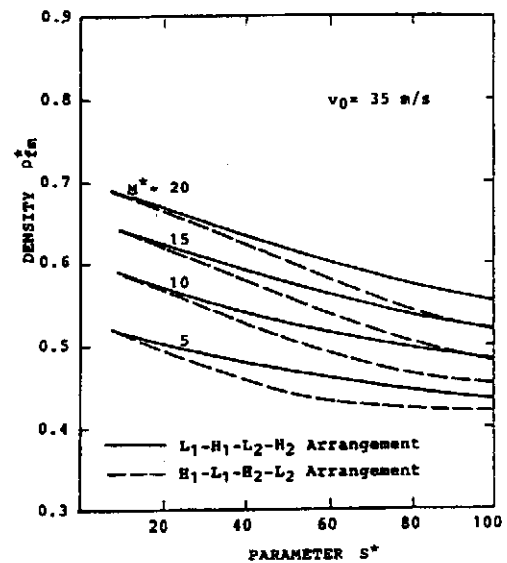


図5  $\rho_{fm}^* - S^*$  曲線

一定である。両配置共これら全ての  $M$  の値に対して  $\rho_m^*$  は  $S$  の増加と共に減少する。式(3)から摩擦効果を除外すると、 $\rho_m^*$  は  $S$  に無関係に一定となる。即ち、図5に見られる  $\rho_m^*$  値の減少は摩擦の結果であり、その効果は  $S$  と共に増加する。与えた  $M$  値に対する減少速度は、 $L_1-H_1-L_2-H_2$  配置に対するよりも  $H_1-L_1-H_2-L_2$  配置に対して大きい。これに対する理由を次のように考える。媒質内の小さな要素が被るエネルギー損失は、要素の接触表面に作用する摩擦力と摩擦力に逆らって動く距離の積により与えられる。これは、要素に対するエネルギー損失が摩擦力に逆らって動く距離と共に増加することを意味する。成形の初期段階で両層配置の  $H_1$  層と  $L_1$  層の各1対の2つの  $H_1$  層にこの示唆を適用できる。即ち、初期段階において前者の配置での  $H_1$  層はより大きな変位を受けるので、 $H_1$  層が被るエネルギー損失は後者よりも前者に対して大きい。2つの  $L_1$  層にも適用できる。 $L_1$  層が被るエネルギー損失は前者よりも後者に対して大きい。大きい摩擦力の故に、2つの  $H_1$  層間のエネルギー損失差は  $L_1$  層間のエネルギー損失差よりも大きい。故に、これらの対に対してエネルギー損失は H-L 型層配置の方が大きい。同様のことが  $H_2$  層と  $L_2$  層に各対にもいえる。 $S$  の増加に伴い、前者の配置において  $H_1$  層の、後者の配置において  $L_1$  層の変位が増加するので、それら2配置間の損失差は  $S$  と共に増加する。

### 3.2.2 内部エネルギー散逸

衝撃波の波頭で内部エネルギー散逸が生じる。このエネルギー散逸の力学を図6に示す。この図で面積  $A_v$  は波頭がした仕事を、面積  $A_s$  は波頭内の粒子間摩擦力がつくる熱、即ち単位質量当たりの内部エネルギー散逸量を表す。 $A_s$  は波頭が定常波であるという仮定の下で導かれた<sup>1)</sup>。

$$A_s = \int_{S_1}^{S_2} T dS = E_2(S) - E_1(S)$$

ここで  $E$  は比内部エネルギー、 $S$  は比エントロピー、 $T$  は温度である。添え字 1 と 2 はそれぞれ衝撃波頭の先端と後部の  $p$ - $V$  曲線上の状態を表す指標である。一般に、媒質が多く弱い衝撃波より成形されると  $A_s$  の総和は小さくなり、エネルギー散逸量が減る。成形中に高水準の連続的圧縮が現れると、波頭自身により成形される割合が減る。故に、媒質が多く弱い衝撃波と高水準の連続的圧縮により成形されると、最終平均密度が高くなる。しかし、固定した  $S$  の値に対して成形過程に現れる衝撃波の数は  $n$  と共に増加し、一方計算結果は過程中的連続的圧縮の割合は  $n$  の増加と共に減少することを示す。

$S^*=12$  と  $v_0=20, 35, 50$  m/s に対して  $\rho_m^*$ - $n$  関係を図7(a)に示す。ここで白丸と黒丸はそれぞれ L-H 型と H-L 型を表す。L-H 型層配置に対して  $\rho_m^*$  はどの初期パンチ速度に対しても  $n$  の増加と共に減少し、H-L 型層配置に対して増加する。ほぼ無視しうる壁面摩擦の影響のために、 $S^*=12$  に対する成形において連続的圧縮はほとんど無い。

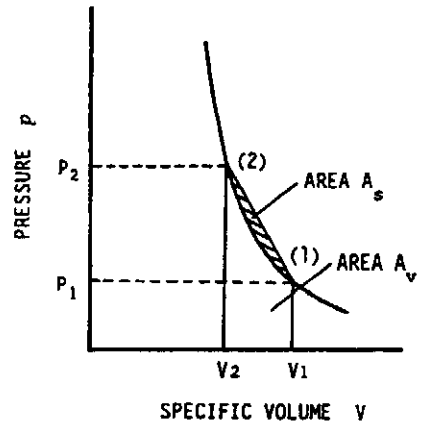


図6 衝撃波頭における内部エネルギー散逸の力学

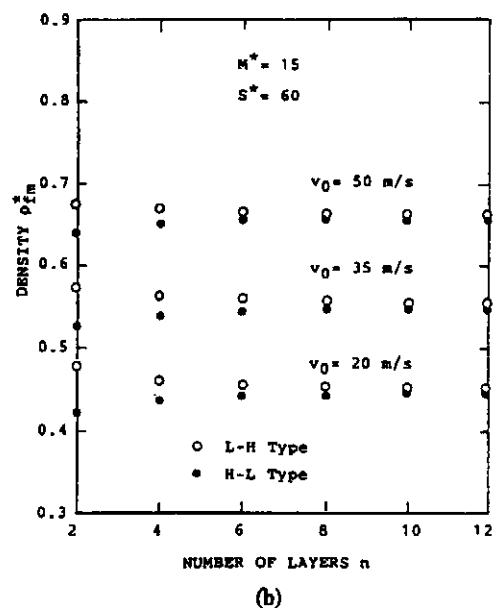
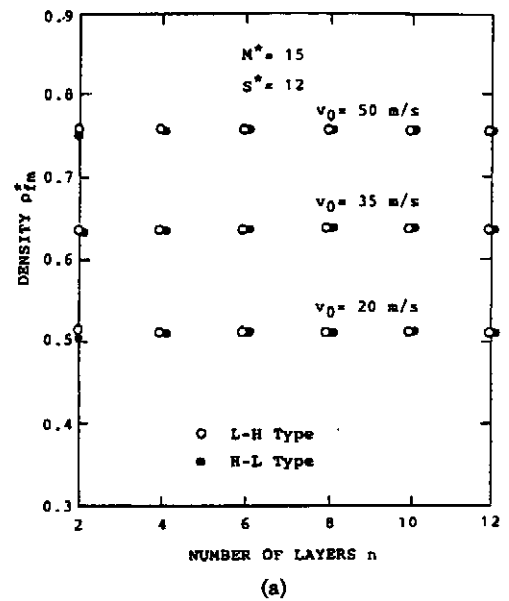


図7 (a)  $S^*=12$  及び (b)  $S^*=60$  に対する  $\rho_m^*$ - $n$  関係

図1と図3に示したように、4層媒質の場合でさえ多くの衝撃波が現れる。衝撃波の振幅はここで計算した全ての場合に非常に小さく、全散逸エネルギー損失、即ち波頭での  $A_0$  の総和は全ての場合に非常に僅かであると考えられる。これら2つの事実は、低い  $n$  値に対して層数増加に伴う L-H 型媒質での最終平均密度の僅かな減少と H-L 型媒質での僅かな増加は壁面摩擦によることを示す。高い  $n$  値に対しては、2つの型に対して  $n$  に伴う最終平均密度の変動はほぼ同等の摩擦効果のために非常に僅かであり、最終密度は層数にほとんど依存しない。

$S=60$  と  $v_0=20, 35, 50$  m/s に対する  $\rho_m^*$ - $n$  関係を図7(b)に示す。連続的圧縮が壁面摩擦のより大きな影響のために  $S=60$  に対して生じる。しかし上で述べたように、エネルギー散逸量はここでは非常に僅かであるので、 $\rho_m^*$  に及ぼす連続的圧縮の影響は無視しうる。各型に対して  $S=12$  に対するよりも大きな  $\rho_m^*$ - $n$  関係の変動は壁面摩擦効果による。内部エネルギー散逸は、はるかに高いパンチ衝突速度での成形において顕著になるとと思われる。

### 3.2.3 パンチと媒質の分離-再衝突

本解析では除荷と再負荷に対する銅粉末媒質の構成挙動を線形弾性と仮定した。初期の研究では、一様初期密度分布の単一層銅粉末媒質の成形中に僅かな除荷が起きるにすぎず、除荷-再負荷は線形弾性で見做しえた<sup>9)</sup>。故に、線形仮定は最終密度にほとんど影響しないと考えられた。H-L 型多層状媒質の成形では、パンチと媒質の分離中に過度の除荷があり、最早それを弾性で見做しえない。過度の除荷と再負荷の過程にヒステリシスループが存在し、再負荷過程でエネルギー損失が生じる。分離と再衝突が生じる場合にヒステリシス応答を記述できる構成モデルを用いると、最終密度はここで得た密度よりも低くなるはずである。しかし、分離は成形中に1度起きるに過ぎず、ヒステリシスループから生じるエネルギー損失、故に最終密度に及ぼす影響は僅かであると考えられる。

## 4. 結 言

多層状媒質に対する従来の成形理論を壁面摩擦及びパンチと媒質の分離-再衝突を含むように改善した。さらに準静的構成関係に代えて、動的平衡構成関係を取り入れた。この改善された成形理論を用いて、交互の4密度層からなる銅粉末媒質の成形過程を解析した。衝撃波頭と弾性波頭が L-H 型と H-L 型の界面に達すると、波の反射と透過が起こる。衝撃波は引張り弾性波との干渉により次第に弱められる。波の反射、透過、干渉により、界面が消滅する。界面消滅後の後期段階において、媒質は消滅前の初期段階でつくられた衝撃波の伝播により成形される。H-L 型媒質の成形において、パンチと媒質の分離と再衝突が起こる。以上のように、状況(i), (ii), (iii)が生じる最小数である4層の媒質の成形過程を適切に予測できたので、本理論は多層状媒質に対しても有効である。

計算した12層までの偶数層の全成形に対して過程に多くの弱い衝撃波が現れるために、内部エネルギー散逸量は層数に無関係に僅かであった。内部エネルギー散逸の最終平均密度に及ぼす影響は、ここで扱ったよりもはるかに高いパンチ衝突速度で評価できるようになるとと思われる。媒質はパンチとの分離により過度に除荷され、その直後に再衝突により再負荷される。この再負荷過程でエネルギー損失が生じる。しかし、分離は成形中に一度起きるにすぎず、最終平均密度に及ぼす影響は僅かであると考えられる。壁面摩擦の影響が最も顕著に現れ、同数の層に対してより多量のエネルギー損失を被ると考えられる。H-L 型媒質の成形の方がその影響は大きかった。摩擦の影響により、層数の増加と共に L-H 型成形において最終平均密度が減少し、H-L 型成形において増加した。

## 謝 辞

本研究および文献[14]-[18]は、財団法人天田金属加工機械技術振興財団(交付番号 AF-94030)から助成を受けて行ったものである。ここに謝意を表す。

## 参考文献

- 1) Sano, Y. and Miyagi, K.: Trans. ASME, J. Eng. Mater. Tech., 101(1979), 122.
- 2) Miyagi, K. and Sano, Y.: Trans. ASME, J. Eng. Mater. Tech., 102(1987), 266.
- 3) Sano, Y., Miyagi, K., and Hirose, T.: Int. J. Powder Metal Powder Tech., 14(1978), 291.
- 4) Sano, Y.: Trans. ASME, J. Eng. Mater. Tech., 108(1986), 147.
- 5) Miyagi, K., Sano, Y., and Hayashi, T.: Trans. ASME, J. Eng. Mater. Tech., 102(1987), 306.
- 6) Sano, Y., Miyagi, K., and Tokushima, K.: Trans. ASME, J. Eng. Mater. Tech., 111(1989), 783.
- 7) Sano, Y.: Trans. ASME, J. Eng. Mater. Tech., 110(1988), 355.
- 8) Sano, Y.: Trans. ASME, J. Energy Resources Tech., 114(1992), 117.
- 9) Sano, Y., Tokushima, K., and Miyagi, K.: Trans. ASME, J. Eng. Mater. Tech., 113(1991), 372.
- 10) Sano, Y., Tokushima, K., and Inoue, T.: Trans. ASME, J. Press. Vessel Tech., 113(1991), 560.
- 11) Sano, Y., Tokushima, K., and Yamashita, M.: Trans. ASME, J. Eng. Mater. Tech., 115(1993), 424.
- 12) 徳島耕次・佐野幸雄: 塑性と加工, 403(1994), 945.
- 13) 徳島耕次・佐野幸雄: 塑性と加工, 420(1996), 94.
- 14) Sano, Y. et al.: ASME Net Shape Processing, 1995, 123
- 15) Tokushima, K. and Sano, Y.: ASME Materials and Design Tech., The Energy-Sources Tech. Conference, 1995, 129.
- 16) 徳島耕次・佐野幸雄: 塑性と加工, 436(1997), 67.
- 17) 佐野幸雄・徳島耕次: 塑性と加工, 442(1998), 78.
- 18) 佐野幸雄・徳島耕次・宮本勇: 塑性と加工, 投稿中.