日本金属学会誌 第47巻 第8号 (1983) 717-723

単ロール法急速凝固プロセスにおける融体衝突流動と金属薄帯形成

宮 沢 憲 一* 長 隆 郎*

J. Japan Inst. Metals, Vol. 47, No. 8 (1983), pp. 717-723

Impinging Melt Flow and Metallic Ribbon Formation in the Single-Roll Rapid Solidification Process

Ken-ichi Miyazawa* and Takao Choh*

Metallic ribbon formation from a cylindrical melt jet in the single-roll rapid solidification process has been investigated to explore the dependence of ribbon geometry on the impinging melt flow on a rotating roll. Results of the experiment using round orifice nozzles and Pb-Sb eutectic alloy show that the spreading of melt on the roll increases with decreasing roll surface velocity and with increasing melt flow rate and melt temperature in nozzle. Effects of the key process parameters on the ribbon geometry are discussed through considering characteristics of the flow.

Furthermore, the impinging flow is dimensionally and approximately analysed to obtain the equation (8) useful for estimating the melt spreading and the ribbon geometry. It has been confirmed that the boundary layer flow in the melt puddle is laminar and that the melt temperature is about 11% lower in the puddle than in nozzle due to heat transfer to the roll. Effect of the melt surface tension on the ribbon formation can be neglected for Pb-Sb eutectic alloy, but not for Fe- or Cu-based alloys, whose ribbon width is well expressed by Eq. (18).

(Received March 26, 1983)

Keywords: rapid solidification, single-roll casting, chill block melt spinning, amorphous ribbon formation, microcrystalline metallic ribbon, impinging liquid jet, lead-antimony eutectic alloy

I. 緒 言

昨今、薄帯状の非晶質金属や微結晶金属材料の作製に、単ロール法⁽¹⁾および双ロール法⁽²⁾などの急速凝固プロセスが採用されている。単ロール法は金属融体を瞬時に薄帯状にし、厚さ減少の効果によって冷却・凝固の速度を大幅に増加させる点で原理的には双ロール法に共通している。したがって、最適な操作条件の決定やプロセスの改良にとって、薄帯形成時の融体の流動と熱移動を把握することが重要となる。

単ロール法では、円孔またはスリット状ノズルより融体を回転中のロール表面に噴出する。円孔ノズルの場合、円柱状融体はロールとの衝突によってパドル(後出の Fig. 8 参照)を形成し、ロールの融体引延し作用によって薄帯状に変化する⁽³⁾⁻⁽⁶⁾。凝固後の薄帯厚さや幅を支配する要因として、Kavesh⁽⁷⁾はパドル領域における融体流動と凝固殻の成長を掲げているが、Shingu ら⁽⁸⁾および Vincent ら⁽⁹⁾は融体流動が支配的であると報告している。

従来、薄帯形状に及ぼす操作変数の効果⁽¹⁾⁻⁽⁹⁾⁻⁽¹⁶⁾および薄帯の表面粗さや幅変動と操作条件の関係⁽⁵⁾⁻⁽¹⁷⁾⁻⁽²⁰⁾などの多くの研究が報告されている。しかし、円孔ノズルの場合、自由界面を持つ融体の衝突挙動の定量化が困難なた

め、融体流動と凝固後の薄帯形状との関係が明らかにされておらず、良好な急冷薄帯を得るための操作・装置条件の決定に有用な薄帯形状の推算式が望まれている。

本研究では、円孔ノズルを用いた実験および融体衝突流動の解析に基づき、薄帯形成に及ぼす流動の効果や薄帯形状の推算式について検討する。

II. 実 験 方 法

実験装置は銅ロール(直径 200 mm)と駆動部、ストップ一管付きの融体噴出用透明石英ノズル、溶解用抵抗炉および Ar ガス導入管部より成る。試料として $Pb_{82.5}Sb_{17.5}$ 共晶合金を用いた。操作としては、炉内にてノズル内の試料(20~40 g)を Ar ガス雰囲気下で溶解し、一定温度に保持後、ノズルを回転ロール表面近くの定位置まで降下させる。続いて、電磁弁を開いて Ar ガスをノズル内に導入し、ストッパーを上げて融体をロールに噴出する。

操作条件としてロール表面速度、融体噴出圧、ノズル出口径、融体温度、ノズル/ロール表面間距離およびノズル設置位置を系統的に変え、ノズルは常に鉛直に維持して一連の実験を行った。なお、融体温度はストッパー管内底部に設置した CA 熱電対で、また噴出圧は圧力変換器を使って実測した。電磁弁より上流側の設定ガス圧力(P_n^0)と融

* 名古屋大学工学部金属鉄鋼工学科 (Department of Metallurgical Engineering, Nagoya University, Nagoya)

体噴出中に実測したノズル内圧力 (P_n) との間にはほぼ $P_n = 0.90 P_n^0$ の関係があった。

III. 実験結果および考察

実験では操作変数を大幅に変えたが、ロール回転速度が過小または融体噴出圧が過大になると、薄帯幅が小刻みに変動するようになり、表面の凹凸が顕著になる。一方、回転速度が過大または噴出圧が過小の場合、幅が不規則に乱れ、線状のき裂や穴のあいた薄帯が得られる。幅変動の原因は融体パドル形状の時間的不安定性⁽⁷⁾⁽¹⁷⁾によるものと考えられるが、ここでは、幅が肉眼でほぼ均一と見なせる薄帯について検討する。また、薄帯表面粗さの実測や顕鏡観察⁽¹²⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾⁽¹⁸⁾⁻⁽²⁰⁾によれば、幅が均一でも表面にはかなりの凹凸が存在する。このような薄帯の厚さをマイクロメータで測定すると、実測値は平均厚さよりも大きくなる。そこで、薄帯の質量 (w)、長さ (l)、密度 (ρ_s) および幅 (W) の実測値より平均厚さ ($H_{cal} = w / \rho_s l W$ 、実測より $\rho_s = 10.6 \text{ Mg/m}^3$) を求めた。なお、マイクロメータによる厚さの実測値 (H_{obs}) と計算値 (H_{cal}) との差は薄帯の表面粗さを表わすものと考えられる。

薄帯形状に及ぼすロール表面速度および融体噴出圧の効果を各々 Fig.1 と 2 に示す。これらの図で、薄帯幅と厚さはロール表面速度の減少および噴出圧の増加に伴って大きくなり、表面速度と噴出圧が薄帯形状の変化に対して逆の効果を持つことがわかる。表面粗さ ($H_{obs} - H_{cal}$) はロール表面速度の増加および噴出圧の減少に伴って小さくなり、ノズル出口径 (d_n) が小さいほど、薄帯幅、厚さおよび表面粗さは減少する。

Fig.1 Effect of roll surface velocity on ribbon geometry.

薄帯形状に及ぼす融体過熱度 ($T_n - T_m$) の効果を Fig.3 に示す。ここで、 T_n はノズル内融体温度、 T_m は融点 (525 K) である。同図より、過熱度が大きくなると薄帯幅は増加し、厚さは減少することがわかる。これは、融体の温度が高くなると粘度が低下し、ロール表面に衝突した融体が幅方向に拡がりやすくなるためと考えられる。また、表面粗さは過熱度が約 50~250 K の範囲でほぼ一定であるが、過熱度がこれよりも増すと、薄帯の自由表面側に多くのすじ状の突起が現われるため、表面粗さが大きくなる。

最近 Huang と Fiedler⁽²⁰⁾ はスリット状ノズルを用いて、ノズル下端とロール表面の距離が 0.13~0.26 mm というきわめて短い条件下で Fe-B-Si 合金の非晶質薄帯を作製し、表面性状を調査している。円孔ノズルの場合、薄帯の形状や表面性状に及ぼすノズル/ロール間距離の効果に関する報告がないのが現状であるが、この距離を 1 mm 以上の範囲で大幅に変えた実験の結果を Fig.4 に示す。図中の計算値 (破線) については後述する。ノズル/ロール間距離 (l_{nr}) を大きくすると、薄帯幅と厚さが長さ方向に周期変動

Fig.2 Effect of ejection pressure in nozzle on ribbon geometry.

Fig.3 Effect of melt superheat in nozzle on ribbon geometry.

するが、Fig.4 より、 l_{nr} の増加に伴って幅と厚さの変動の振幅がともに増加することがわかる。なお、 l_{nr} が増加しても幅と厚さの平均値は各々ほぼ一定であり、Fig.1~3 における l_{nr} が 5 または 8 mm の条件では幅と厚さの周期変動を無視できる。表面粗さは l_{nr} が約 25 mm 以下の場合約 4~7 μm で一定であるが、 l_{nr} がさらに長くなると増加した。一般に、ノズルより流出した液柱ジェットは表面乱れの発達によって半径の振動を起し、やがて破断して滴化するが⁽²¹⁾⁻⁽²³⁾、Fig.4 における薄帯幅や厚さの変動原因は、円柱状融体の半径振動がロール表面上の融体パドル幅の振動を引き起こしたためと考えられる。

上述の結果はロール軸を含んだ鉛直面にノズルを設置した場合のものであるが、次に、ノズルを鉛直に維持して水平方向に移動させた場合の実測結果を Fig.5 に示す。図の横軸 (x_n) は、ノズル出口がロール軸を含んだ鉛直面からロール回転方向へ移動した場合を正にとってあり、融体流速のロール表面に垂直な成分 (v_N) は次式で与えられる。

$$v_N = V_n \sqrt{R^2 - x_n^2} / R \quad (1)$$

ここで、 V_n ：ノズル出口における融体流速、 R ：ロール半径、Fig.5 において、ノズルが $x_n = 0$ の位置から離れるに従って薄帯幅が減少し逆に厚さは増加しているが、このことは、 x_n の絶対値の増加に伴って式(1)の v_N が減少し、融体の幅方向への拡がり小さくなるためと考えられる。

薄帯断面積 (A_r) に及ぼす操作変数の効果は、ノズル出口と固体薄帯の間の物質収支 (式(2)) およびノズル内融体表面とノズル出口における融体の機械的エネルギー収支 (式(3)) から導かれる式(4)に基づいて考えることができる。

Fig.4 Changes in ribbon width and thickness with the distance between nozzle and roll surface.

Fig.5 Change in ribbon geometry with nozzle position in the horizontal direction.

$$Q = A_n V_n = (\rho_s / \rho_l) A_r (u - v_s) \quad (2)$$

$$\rho_l V_n^2 / 2 = c_0^2 (P_n + \rho_l g h' - 4\sigma / d_n) \quad (3)$$

$$\{A_r (u - v_s) / A_n\}^2 = (\rho_l c_0 / \rho_s)^2 \cdot (2 / \rho_l) \cdot (P_n + \rho_l g h' - 4\sigma / d_n) \quad (4)$$

ここで、 Q ：融体流量、 A_n ：ノズル出口面積 ($= \pi d_n^2 / 4$)、 ρ_l 、 ρ_s ：融体と固体の密度、 u ：ロール表面速度、 v_s ：ロールと薄帯との間のスリップ速度、 c_0 ：流量係数、 g ：重力加速度、 h' ：ノズル内融体高さ、 σ ：表面張力。

Fig.1~3 で採用した薄帯について $A_r = w / \rho_s l$ より断面積を求め、 $(A_r u / A_n)^2$ の値を噴出圧に対してプロットした結果を Fig.6 に示す。同図より、薄帯断面積は噴出圧の平方根およびノズル出口面積に比例し、ロール表面速度に反比例することがわかる。なお、Pb-Sb 合金の融体は銅ロールとのぬれ性がよいため、本実験ではロールと薄帯とのスリップがなく、さらに、実験で採用した噴出圧に対して式(4)右辺の融体高さと表面張力の寄与が微小であることから、実測値が Fig.6 の原点を通る直線に一致したものと考えられる。また、流量係数 c_0 は理論的には 1 以下の値であるが、密度変化を無視して Fig.6 の直線の傾きから c_0 を求めると、本実験ではノズル出口径によらず $c_0 = 0.95$ となった。

ロールと薄帯とのスリップおよび密度変化が無視できる場合、ノズル出口での融体の流速や流量は薄帯の質量と長さの実測値を使って式(5)から求めることができる。

$$V_n = Q / A_n = w u / \rho_s l A_n \quad (5)$$

したがって、Fig.6 の縦軸の $(A_r u / A_n)^2$ は V_n^2 を表わすことになり、本実験ではノズル出口径や融体温度によらず融体流速 (m/s) と噴出圧 (Pa) との間に $V_n^2 = 1.71 \times 10^{-4} P_n$ の関係があったことがわかる。なお、融体流量が温度と無関係にノズル径と噴出圧の増加に伴って大きくなるため、薄帯幅と厚さは流量の増加に伴って大きくなると言える。

従来、薄帯の幅 (W) と厚さ (H) の実測値は、ロール表面速度と式(5)から求まる融体流量を使って、次式で整理されてきた。

Fig.6 Relations among observed cross-sectional area of ribbon, melt velocity at nozzle outlet and ejection pressure.

$$W \propto Q^m / u^n \quad \text{および} \quad H \propto Q^{1-m} / u^{1-n} \quad (6)$$

指数 m および n の値として、各々 $m=0.65 \sim 0.93$ および $n=0.07 \sim 0.33$ が報告されている⁽³⁾⁽⁷⁾⁽⁹⁾⁽¹¹⁾⁽¹⁶⁾。本実験で得られた薄帯幅のデータを式(6)に従って整理した結果、融体温度が 723 K の場合 $m=0.62 \sim 0.76$ および $n=0.31 \sim 0.52$ の値が得られ、ノズル出口径の増加に伴って m は減少し、 n は増加することがわかった。

一方、Liebermann⁽¹²⁾はロール上における融体の拡がり量 $(W-d_n)$ と流量との関係として次の経験式を提出している。

$$W-d_n = (Q-Q_{\min})/\nu_p = (A_n/\nu_p)(V_n-V_{\min}) \quad (7)$$

ここで、 $Q_{\min}: W=d_n$ になる最小流量 $(=A_n V_{\min}=A_n \cdot \sqrt{8\sigma/\rho_1 d_n})$ 、 ν_p : 係数。Fig.2 の実測値を用いて、拡がり量と式(5)から求めた流速との関係を Fig.7 に示す。同図で、融体の拡がり量は流速に比例し、ノズル出口径が大きくなるほど増加しているが、実測値が原点を通る直線にのることから、本実験では式(7)中の $Q_{\min}$ が 0 となり、Pb-Sb 共晶合金の薄帯形成に対する表面張力の寄与を無視できる。Fig.7 の直線の傾きから式(7)の係数 ν_p を求めると、 $d_n=1.49, 1.10, 0.62$ mm に対して各々 $\nu_p=1.13 \times 10^{-3}, 0.94 \times 10^{-3}, 0.68 \times 10^{-3}$ m/s となり、 ν_p はノズル出口径に依存する。したがって、式(6)と(7)はノズル出口径や融体過熱度を考慮した薄帯形状の予測にとって有効とは言えない。

薄帯形状に及ぼす操作変数の効果に関して単ロール法と双ロール法⁽²⁾を比較すると、ロール表面速度(u)、融体流量(Q)およびノズル内融体温度(T_n)の効果は両者間で定性的に一致し、薄帯幅は u の減少および Q と T_n の増加に伴って大きくなり、厚さは u と T_n の増加および Q の減少に伴って減少する。双ロール法の主な操作変数として上述の3つの他にロール間距離があるが、この距離の増加に伴って幅は減少し、厚さは増加する。双ロール法では、ロール軸方向への融体の幅拡がりのみならず、ロール間隙で凝固した金属の圧延変形抵抗と圧延機のロール支持力との力学的釣合いによって薄帯形状が決まるのに対し、単ロール法の場合、後述のように、ロール表面における融体の幅拡がりだけによって薄帯幅が決められる。

Fig.7 Relation between spreading of melt on rotating roll surface and the velocity at nozzle outlet.

IV. 回転ロール上における融体衝突流動の解析

前述のごとく、ロール上での融体の拡がり率はロール表面速度の減少、融体流速(噴出圧)、ノズル径および融体温度の増加に伴って大きくなる。Fig.8は円柱状融体が回転ロール表面へ衝突し、薄帯状に変化する様子を模式的に示したものである。Fig.8において、融体パドルは $x=0$ の位置から衝突流が幅方向に拡がりきった位置($x=x_1$)までの融体領域として示されている。この衝突流動の高速度写真撮映⁽³⁾⁻⁽⁶⁾によれば、融体パドルはロール表面速度の減少および融体噴出圧の増加に伴って長くなる。また、伝熱解析から、通常の単ロール法操作の場合、パドル領域では融体は凝固していないと報告されている⁽⁸⁾⁽⁹⁾。Fig.8のパドル下部ではロールの回転によって速度境界層が形成されるが、衝突流動の速度分布を厳密に推算して融体の拡がり量を求めることは困難である。ここでは、衝突流動の次元解析と近似解析に基づき、融体の拡がりについて検討する。

Fig.8 Schematic representation of melt jet impinging onto rotating roll.

(a) vertical and (b) horizontal views.

1. 次元解析

衝突流動に関係する物理量として、ロールに衝突する直前の円柱状融体の直径(d_n)とロール表面に垂直な融体流速成分(v_N)、パドル部における融体の密度(ρ)、粘度(μ)、表面張力(σ)およびロール表面速度(u)を考慮して次元解析すると、無次元拡がり量 $(W-d_n)/d_n$ は v_N/u 、 Re 数 $(=\rho d_n v_N/\mu)$ および We 数 $(=\rho d_n v_N^2/\sigma)$ の関数 $((v_N/u)^{a-b} \cdot Re^{b+c} \cdot We^{-c})$ として表わされることがわかる。そこで、Fig.1と2の実験データに基づいて未知指数 a, b, c を求めると、各々ほぼ 1.0, 0.5, 0.0 となり、Fig.9に示すように実測値は式(8)で相関されることがわかった。

$$W-d_n = c_1 v_N d_n^{1.5} / (\mu/\rho)^{0.5} = 100 \cdot v_N d_n^{1.5} u^{-0.5} \quad (8)$$

式(8)の定数 c_1 はパドル内融体の動粘度(μ/ρ)がわかれば決まる。Pb-Sb 共晶合金の動粘度の値は見当たらないが、Pb と Sb の既存のデータ⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾によれば、両者の融体密度の温度変化はわずかであり、同温における両者の粘度差は比較的小さい。そこで、実測粘度⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾を整理して得た $\mu_{Pb} = 3.6 \times 10^{-4} \cdot \exp(1270/T)$ および $\mu_{Sb} = 2.7 \times 10^{-4} \cdot \exp(1530/T)$ を使い、加成性($\mu = f_{Pb}\mu_{Pb} + f_{Sb}\mu_{Sb}$ 、ここで f はモル分率)を仮定して次の粘度式を得た。

Fig.9 Relations between melt spreading and process parameters for Pb-Sb eutectic alloy.

Fig.10 Dependence of melt spreading on the temperature in nozzle.

$$\mu = \mu_0 \cdot \exp(E/R'T) = 3.4 \times 10^{-4} \cdot \exp(1325/T) \quad (9)$$

ここで、 μ_0 : 係数 (Pa·s), E : 活性化エネルギー, R' : 気体定数 ($= 8.314 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$). パドル内融体の平均温度 (T) がノズル内融体温度 (T_n) の α 倍 ($\alpha \leq 1$) と仮定すると、式 (8) と (9) より次式が得られる

$$\ln \left(\frac{W - d_n}{v_n d_n^{1.5} u^{0.5}} \right) = \ln \left(\frac{c_1 \rho^{0.5}}{\mu_0^{0.5}} \right) - \frac{0.5E}{R'\alpha} \cdot \frac{1}{T_n} \quad (10)$$

式 (10) に基づいて Fig. 3 の薄帯幅の実測値を整理した結果を Fig. 10 に示す。なお、Fig. 3 の実験の場合も v_n は V_n に等しい。Fig. 10 において、実測値が式 (10) で整理できることから、 $T = \alpha T_n$ および式 (9) の採用が妥当であることがわかる。同図の直線の傾き ($-0.5E/R'\alpha = -745$) と切片 ($\ln(c_1 \rho^{0.5}/\mu_0^{0.5}) = 5.64$) から、式 (8) の定数 c_1 と上述の係数 α は各々 $c_1 = 0.05$ および $\alpha = 0.89$ となる。したがって本実験ではロールへの熱移動によって、パドル内融体の平均温度がノズル内よりも約 11% 低くなると推察される。

以上、 $c_1 = 0.05$ とすると、式 (8) による薄帯幅の計算値が Fig. 1~3 の実測値に合致することがわかった。次に、Fig. 4 と 5 の実測値について検討する。ノズル/ロール表面間距離 (l_{nr}) を変化させた Fig. 4 の実験では、 l_{nr} が長い場合、ロールに衝突する直前の液柱半径が時間変動していると考えられる。ノズル出口から距離 l_{nr} における液柱表面の最大乱れ (ε) は式 (11) で与えられ⁽²²⁾、液柱半径の最大値 ($d_{\max}$) と最小値 ($d_{\min}$) は式 (12) で表わされる。

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \exp(\omega_0 l_{nr}/V_n) \quad (11)$$

$$d_{\max} = d_n + 2\varepsilon, \quad d_{\min} = d_n - 2\varepsilon \quad (12)$$

ここで、 ε_0 : 初期乱れ、 ω_0 : 乱れの最大成長速度 ($\approx (\sigma/\rho_1 d_n^3)^{0.5}$)。式 (8) 中の d_n を式 (12) の液柱半径 ($d_{\max}$ と $d_{\min}$) に置き換えて推算した薄帯幅の最大値 ($W_{\max}$) と最小値 ($W_{\min}$) を前述の Fig. 4 に破線で示した。なお、計算では $\sigma = 0.43 \text{ N/m}$ を用い、また式 (11) 中の初期乱れを岩田ら⁽²⁶⁾の実験式から求めると、 d_n が 1.49 mm (細孔長さ 6.2 mm) で $\varepsilon_0 = 2.5 \mu\text{m}$, 1.28 mm (細孔長さ 4.0 mm) で $1.5 \mu\text{m}$ の値となる。Fig. 4 で、薄帯幅の振動に関して、計算値と実測値がほぼ一致している。したがって、式 (11) と (12) から薄帯形状の許容変動に対する l_{nr} の値を求めることが可能となる。

ノズル設置位置を変えた Fig. 5 の実験の場合、ロール表面に垂直な融体流速 (v_n) は式 (1) で示される。式 (1) の v_n を式 (8) に代入し、薄帯幅 (W) と平均厚さ ($H = Q/uW$) を推算した結果を Fig. 5 に破線で示した。同図においても、式 (8) から推算した薄帯形状は実測結果によく一致している。

2. 近似解析

Fig. 8 において、 y 方向への融体の運動量がロール表面との摩擦によって消費されると考えて運動量収支を行うと、次式が得られる。

$$\rho \bar{h} \bar{v}_y (\partial \bar{v}_y / \partial y) = -\bar{\tau}_w \quad (13)$$

ここで、 $\bar{h}$: 平均パドル高さ、 $\bar{v}_y$: 平均流速、 $\bar{\tau}_w$: ロール表面での剪断応力の平均値。円柱ジェットの場合衝突流動の研究⁽²⁷⁾から、Fig. 8 のパドル高さ h_1 は液柱径 d_n におおよそ等しいと考えられる。そこで、平均パドル高さをロール表面から発達する境界層厚さ (h_2) と d_n の相乗平均 ($\sqrt{d_n h_2}$) で近似し、さらに、平均流速とその勾配を各々 $\bar{v}_y \approx v_n/2$ および $\partial \bar{v}_y / \partial y \approx -v_n / \{(W - d_n)/2\}$ で近似すると、式 (13) は次式のようになる。

$$\rho \sqrt{d_n h_2} \cdot v_n^2 / (W - d_n) \approx \bar{\tau}_w \quad (14)$$

境界層理論⁽²⁸⁾によれば、境界層厚さと壁面での剪断応力は各々 $h_2 \propto L_x (\mu/\rho L_x u)^q$ および $\bar{\tau}_w \propto \rho v_n^2 (\mu/\rho L_y v_n)^q$ で与えられる。ここで、指数 q は層流の場合 $q = 0.5$ となり、乱流の場合 $q = 0.2$ となる。 L_x と L_y は各々 x および y 方向の代表長さである。 L_x と L_y として各々 d_n と $(W - d_n)$ をとると、融体の拡がり量は式 (14) から層流と乱流の場合に対して各々式 (15) と (16) で表わされる。

$$(\text{層流}) \quad W - d_n \propto v_n d_n^{1.5} / (u \mu / \rho)^{0.5} \quad (15)$$

$$(\text{乱流}) \quad W - d_n \propto v_n^{0.25} d_n^{1.25} / (u \mu / \rho)^{0.125} \quad (16)$$

境界層が層流の場合の式 (15) は前述の次元解析で得られた式 (8) に全く一致する。したがって、本実験ではパドル内の境界層流れが層流状態であったと推察される。

3. 他の研究者のデータとの比較

Liebermann⁽¹²⁾ (13) と Pavuna⁽¹⁶⁾ は、ノズルを鉛直面に対して角度 θ だけ傾けて非晶質金属薄帯を作製し、その形

状のデータを提出している。この場合、ロール表面に垂直な融体流速は $v_N = V_n \cdot \cos \theta$ となる。式(8)に基づいて Pavuna のデータを整理した結果を Fig.11 に示す。なお、 V_n は式(5)から求めたものである。同図において、融体の拡がり量の実測値は $(v_N d_n^{1.5} u^{-0.5})$ とほぼ直線関係にあるが、直線が図の原点を通らない。この原因の主なものとして、Pavuna の用いた合金融体は式(8)に従う Pb-Sb 合金よりも表面張力がかなり大きいので、表面張力増大に伴う融体の拡がりの減少およびぬれ性の低下に伴うロール表面と薄帯とのスリップが考えられる。即ち、スリップがあるとする、実際の V_n の値は式(5)から求めたものより小さくなり、Fig.11 の実測値は左側へ移動することになる。一方、液柱がロール表面へ衝突する際、表面張力に打ち勝って拡がるために運動エネルギーの一部を損失すると考えると、ノズル/ロール表面間距離が小さい場合、 $W - d_n = 0$ となる最小融体流速 ($v_{\min}$) は近似的に式(17)で与えられ、式(8)は式(18)に書き換えられる。

$$\rho v_{\min}^2 / 2 = 2\sigma (1/d_n + 1/l_{nr}) \quad (17)$$

$$W - d_n = c_1 (v_N - v_{\min}) d_n^{1.5} / (u\mu/\rho)^{0.5} \quad (18)$$

式(18)に基づいて Liebermann のデータを整理した結果を Fig.12 に示す。なお、 $v_{\min}$ の計算では $\rho = 7.3 \text{ Mg/m}^3$,

Fig.11 Relations between melt spreading and process parameters for Cu-Zr and Cu-Ti alloys. (The data were obtained from Ref. (16).)

Fig.12 Relations between melt spreading and process parameters for Fe₄₀Ni₄₀B₂₀ alloy. (The data were obtained from Refs. (12) and (13).)

$\sigma = 1.2 \text{ N/m}^{(23)}$ および $d_n \ll l_{nr}$ を用いた。Fig.12 より、実測値は式(18)ではほぼ整理できることがわかる。さらに、パドル内融体の粘度が $1.8 \times 10^{-3} \text{ (Pa}\cdot\text{s)}$ 程度であれば、定数 c_1 は Pb-Sb 合金の場合と同じ 0.05 の値となる。高表面張力の場合の Pavuna のデータも $v_{\min}$ を考えることによって式(18)に一致するものと考えられる。

V. 結 言

円孔ノズルを用いた単ロール法の実験および融体衝突流動の次元解析と近似解析を行い、以下の結果を得た。

(1) ロール表面への衝突による融体の幅拡がりは、ロール表面速度の減少および融体流量とノズル内融体温度の増加に伴って大きくなり、薄帯形状を決定する。

(2) Pb-Sb 共晶合金の実測薄帯幅は、次元解析およびパドル下部の速度境界層が層流の場合の近似解析から得られた式(8)によく一致する。薄帯平均厚さは式(8)と物質収支式を使って推算できる。なお、本実験ではロールへの熱移動のため、パドル内の平均融体温度はノズル内のものより約 11% 低い。

(3) 薄帯形成に及ぼす融体の表面張力の効果は Pb-Sb 共晶合金の場合無視できるが、鉄基や銅基合金の場合には無視できず、これらの実測薄帯幅は表面張力による運動エネルギーの損失を考慮した式(18)によって表わされる。

最後に、本研究の遂行にあたり御指導頂いた名古屋大学教授 坂尾 弘先生、実験に協力された元本学学生 三品 孝君(現在:ダイキン工業株式会社)に謝意を表します。また、本研究は文部省科学研究費補助金および服部報公会工学研究奨励援助によったことを付記し謝意を表します。

文 献

- (1) H.H.Liebermann and C.D.Graham, Jr.: IEEE Trans. Magn., **12**(1976), 921.
- (2) 宮沢憲一, 長 隆郎, 井上道雄: 日本金属学会誌, **46**(1982), 944, 1102.
- (3) H.Hillmann and H.R.Hilzinger: *Rapidly Quenched Metals III*, Vol.1, The Metals Society, London, (1978), 22.
- (4) J.L.Walter: *ibid.*, (1978), 30.
- (5) H.H.Liebermann: *ibid.*, (1978), 34.
- (6) Z.Bashir and M.R.Mackley: *ibid.*, Vol.2, (1978), 213.
- (7) S.Kavesh: *Rapid Solidification Processing*, Ed. by R.Mehrabian, et al., Claitor's Pub. Div., Baton Rouge, (1978), 165.
- (8) P.H.Shingu, K.Kobayashi, R.Suzuki and K.Takeshita: *Rapidly Quenched Metals IV*, Vol.1, JIM, Sendai, (1982), 57.
- (9) J.H.Vincent, J. G.Herbertson and H.A.Davies: *ibid.*, (1982), 77.
- (10) 高山新司, 大井 徹: 日本金属学会誌, **44**(1980), 113.
- (11) S.J.B.Charter, D.R.Mooney, R.Cheese and B.Cantor: J.Mater. Sci., **16**(1981), 2658.
- (12) H.H.Liebermann: Mater. Sci. Eng., **43**(1980), 203.
- (13) H.H.Liebermann: *ibid.*, **49**(1981), 185.

- (14) F.E.Luborsky and H.H.Liebermann : *ibid.*, **49** (1981), 257.
- (15) S.C.Huang and H.C.Fiedler : *ibid.*, **51** (1981), 39.
- (16) D.Pavuna : *J.Mater. Sci.*, **16** (1981), 2419.
- (17) T.R.Anthony and H.E.Cline : *J.Appl. Phys.*, **49** (1978), 829; **50** (1979), 245.
- (18) M.Matsuura, M.Kikuchi, M.Yagi and K.Suzuki : *Japan. J. Appl. Phys.*, **19** (1980), 1781.
- (19) H.H.Liebermann : *J.Mater. Sci.*, **15** (1981), 2771.
- (20) S.C.Huang and H.C.Fiedler : *Met. Trans.*, **12A** (1981), 1107.
- (21) 大中逸雄, 福迫達一 : *日本金属学会誌*, **42** (1978), 415.
- (22) S.Kavesh : *AIChE.J., Sympo. Series*, **74** (1978), No.180, 1.
- (23) H.H.Liebermann : *J. Appl. Phys.*, **50** (1979), 6773.
- (24) C.J.Smithells : *Metals Reference Book*, Vol.2, 3rd Ed., Butterworths, London, (1962), 698.
- (25) *Handbook of Chemistry and Physics*, Ed. by R.C. Weast, 56th Ed., CRC Press, Cleveland, (1975), B-240, F-53.
- (26) 岩田勝吉, 長 隆郎, 井上道雄 : *鉄と鋼*, **68** (1982), 1922.
- (27) F.Giralt, C.J.Chia and O.Trass : *Ind. Eng. Chem., Fundam.*, **16** (1977), 21.
- (28) H.Schlichting : *Boundary Layer Theory*, 6th Ed. McGraw Hill, New York, (1968), 26, 598.