

## 溶鋼注入流のガス巻き込みのモデル実験

岩田 勝吉\*・長 隆郎\*<sup>2</sup>・井上 道雄\*<sup>3</sup>

## A Model Experiment on the Gas Entrainment with Liquid Steel Pouring Stream

Katsuyoshi IWATA, Takao CHOJ, and Michio INOUE

## Synopsis :

In order to understand the air oxidization of molten steel during teeming, model experiments on the gas entrainment of pouring stream were carried out by using water, ethanol, glycerin aqueous solution and liquid tin.

The breakup length of pouring stream depends on the shape of nozzle, the pouring rate of liquid and the flow of liquid in the tank. In the present experimental range, the amplitude of disturbance at the nozzle exit  $\varepsilon_0$  decreases with decreases of nozzle length and pouring rate as indicated by the following equation ;

$$\ln(a_0/\varepsilon_0) = 44.3(l_0/D_0)^{-0.75}(Re)^{-0.1}$$

where  $a_0$  : radius of liquid stream at the nozzle exit,  $l_0$  : nozzle length,  $D_0$  : diameter of nozzle and  $Re$  : Reynolds number. The rates of gas entrainment by the pouring stream increase with increasing the height of teeming and the rate of teeming.

The rate of gas entrainment is represented by a model postulating that the pure cylindrical stream entrains no gas and that the gas entrainment occurs by the cavity produced by the collision between the bath surface and the stream surface protuberances. Consequently, taking the cavity radius  $R_c$  into account, the rates of gas entrainment are described for all kinds of liquid stream as follows ;

$$V_g/V_1 = 0.02\{(R_c - a)/a_0\}^3$$

where  $V_g$  : gas entrainment rate,  $V_1$  : volumetric flow rate of stream and  $a$  : radius of liquid stream at the teeming height  $z$ .

## 1. 緒 言

一般に溶鋼注入過程にみられる溶鋼流の挙動は取鍋ノズルの形状、気相との反応、溶鋼物性値などに影響されきわめて複雑であるが、この流動特性を知ることは種々の注入過程における諸成分の挙動を考えるうえで重要な事項に思われる。たとえば造塊時に溶鋼注入流が空気と接触すれば酸素を吸収し、合金成分の酸化損失あるいは非金属介在物の増加を引き起こす。しかもこの酸化反応は注入流表面および溶鋼自由表面を通してのみならず大部分は注入時に溶鋼中に巻き込まれた空気気泡によると考えられている。そこで本研究ではモデル実験によつて注入流の挙動および気泡巻き込み機構を高速度カメラにて撮影し、解析するとともに、注入流によるガス巻き込み速度を直接測定して両者の関係を明らかにしようと試みた。

## 2. 液柱の安定性

## 2.1 従来の研究

液柱に関する研究には液柱の挙動を実験的にとらえた研究<sup>1)~4)</sup>、さらには水平液柱<sup>5)~7)</sup>あるいは垂直液柱<sup>4)8)9)</sup>への安定性理論の適用がみられる。液柱の研究はまず RAYLEIGH<sup>5)</sup> および SAVART ら<sup>10)</sup>による非粘性液柱の安定性理論の展開から始まる。その後 WEBER<sup>6)</sup>はこの研究を基に粘性液柱の安定性理論を発表し、一方 OHNE-SORGE<sup>11)</sup>は液柱の崩壊長さ  $l_b$  を Fig. 1 に示すように流速によつて (I) 軸対称な乱れの成長によつて崩壊する液柱、(II) 空力的作用による非対称乱れおよび波状振動によつて崩壊する液柱、さらには (III) 飛沫を形成する液柱の3つに区分した。また MASSARD ら<sup>12)13)</sup>は領域 (II) をさらに A, B および C に分割し、(II)-A では安定性理論を適用できるが、(II)-B を越えると経

昭和 55 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 56 年 9 月 7 日受付 (Received Sep. 7, 1981)

\* 名古屋大学工学部 (現:住友金属工業(株)) (Faculty of Engineering, Nagoya University, Now Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

\*<sup>2</sup> 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

\*<sup>3</sup> 名古屋大学名誉教授 (Professor Emeritus, Nagoya University)

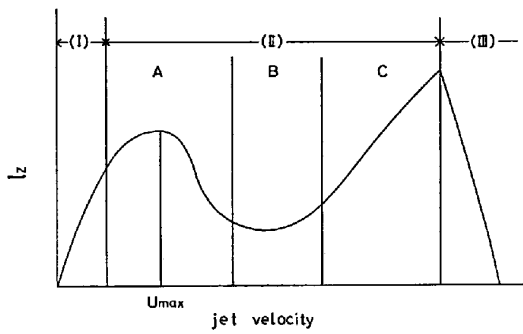


Fig. 1. General shape of breakup curve.

験式のみが成立すると述べた。さらに DUDA ら<sup>14)</sup>および倉林<sup>15)</sup>は垂直液柱を解析し、高橋ら<sup>8)</sup>はこの結果および ZIABICKI ら<sup>16)</sup>の考えを用いて、領域 (I) の  $l_z$  を (1) 式で表した。ただし、 $We (=u_0^2 \rho D_0 / \sigma)$  は Weber 数、 $Fr (=u_0^3 / D_0 g)$  は Froude 数を表す。

$$l_z / D_0 = 18 We^{4/7} Fr^{-1/7} \dots\dots\dots (1)$$

本研究ではまず注入流のガス巻き込みが液柱の乱れあるいは  $l_z$  に依存することを考え、高橋ら<sup>8)</sup>による近似解法を利用して高流速垂直液柱の乱れについて解析を試みる。

2.2 液柱の安定性理論

一般に液柱には種々の波長を持つ乱れが存在し、このうち特定の波長  $\lambda_{max}$  の乱れのみが成長し、液柱は崩壊すると考えられている。LEVICH<sup>7)</sup>によれば水平液柱の乱れの成長速度  $W_{max}$  および波数  $k_{max}$  は以下のように表される†。

(A) 軸対称の乱れを持つ低流速液柱

$$W_{max} = \{ \sigma / (8 \rho a^3) \}^{1/2} \dots\dots\dots (2)$$

$$k_{max} = 2\pi / \lambda_{max} = 1 / (\sqrt{2} a) \dots\dots\dots (3)$$

(B) 流速が上昇し、周囲気体が影響する液柱

$$W_{max} = \{ \rho_g u_0^3 / (6 \rho a^2) + \sigma / (8 \rho a^3) \}^{1/2} \dots\dots (4)$$

$$k_{max} = 2\pi / \lambda_{max} \approx 0.75 / a \dots\dots\dots (5)$$

(C) 高流速の液柱

$$W_{max} \approx (3 \rho_g / (4 \rho))^{1/2} \cdot (u_0 a) \dots\dots\dots (6)$$

$$k_{max} \approx 1.56 / a \dots\dots\dots (7)$$

本研究では以上の (A)、(B) の関係を垂直液柱に適用するが、垂直層流液柱については倉林<sup>15)</sup>が次式を提出している。

† LEVICH によれば乱れの成長速度は

$$W = \left[ - \frac{\rho_g (ka)^4 u_0^2}{2 \rho a^2} \left\{ \ln \left( \frac{ka}{2} \right) \right\} + \frac{\sigma (ka)^2}{2 \rho a^3} \{ 1 - (ka)^2 \} \right]^{1/2}$$

で表される。いま流速が小さい条件を考えると第1項は無視され、結局  $W$  は本文 (A) に示すように  $ka = 1/\sqrt{2}$  のとき最大値をとる。このときの  $W$ 、 $k$  および  $\lambda$  を  $W_{max}$ 、 $k_{max}$ 、 $\lambda_{max}$  と定義する。また、第2項が無視できる大きい流速では本文 (6) および (7) 式が、さらに両項を無視できない中間の流速では (4) および (5) 式が成立する。

$$2gz / u_0^2 + 1 = (a_0/a)^4 + 8 \{ a_0/a - 1 \} / We_0 \dots\dots (8)$$

ここでノズル出口の Weber 数  $We_0$  が大きい、 $a \approx a_0$  ならば距離  $z$  での液柱半径  $a$  は (8) 式から

$$a = a_0 \xi^{-2} \dots\dots\dots (9)$$

$$\xi = (2gz / u_0^2 + 1)^{1/8} \dots\dots\dots (10)$$

で表され、連続の条件を用いると  $z$  での速度  $u$  は

$$u = u_0 \xi^4 \dots\dots\dots (11)$$

となる。またそこでの乱れ  $\epsilon$  は (12) 式から得られる。

$$\epsilon = \epsilon_0 \exp \left[ \int_0^z (W_{max} / u) dz \right] \dots\dots\dots (12)$$

さて (A) の条件下の  $\epsilon$  は (2)、(9)、(11)、(12) 式から結局 (13) 式

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_0 \exp [ (\xi^7 - 1) / (7\alpha) ] \\ \alpha &= \{ g^2 \rho a_0^3 / (2u_0^3 \sigma) \}^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

で与えられる。ところで乱れ  $\epsilon$  が液柱半径  $a$  に等しくなると液柱は崩壊するので、 $a(l_z) = \epsilon(l_z)$  に (9) および (13) 式を代入し、 $\xi|_{z=l_z} = X$  とおくと、(14) 式が得られる。

$$(X^7 - 1) / (7\alpha) = \ln(a_0 / \epsilon_0) + \ln X^{-2} \dots\dots\dots (14)$$

さらに、 $u_0$  に対する  $\ln X^{-2}$  および  $\ln(a_0 / \epsilon_0)$  の変化が小さく、 $2gl_z / u_0^2 \gg 1$  とすると、高橋らが示した (15) 式が誘導される。

$$\left. \begin{aligned} l_z / D_0 &= A_0 Fr^{-1/7} We^{4/7} \\ A_0 &= (1/2) \{ (7/4) \cdot (\ln(a_0 / \epsilon_0) + \ln X^{-2}) \}^{8/7} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

一方、(B) での  $\epsilon$  は (2) 式の代わりに (4) 式を用いれば、同様に

$$\epsilon = \epsilon_0 \exp \left[ \int_1^\xi 4Fr \{ (2/3) \cdot (\rho_g / \rho) \xi^6 + We^{-1} \}^{1/2} \xi^6 d\xi \right] \dots\dots\dots (16)$$

で表される。ところで (16) 式の  $\{ (2/3) \cdot (\rho_g / \rho) \cdot \xi^6 + We^{-1} \}^{1/2}$  は  $\xi$  が 1.0~1.3 ならば  $\xi$  にほとんど依存せず、 $\{ \}^{1/2}$  内の  $\xi^6$  を一定値 2 で近似できる。この条件下では (16) 式は (17) 式になる。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_0 \exp [ 1 / (7\beta) \cdot (\xi^7 - 1) ] \\ 1/\beta &= 4Fr \{ (4/3) \cdot (\rho_g / \rho) + We^{-1} \}^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots (17)$$

また  $a(l_z) = \epsilon(l_z)$  に (17) および (9) 式を代入した (18) 式

$$l_z / D_0 = A_0 Fr^{-1/7} \{ (4/3) (\rho_g / \rho) + We^{-1} \}^{-4/7} \dots\dots\dots (18)$$

において  $\{ (4/3) (\rho_g / \rho) + We^{-1} \}^{1/2} = r We^{-s}$  とおくと、

$$\left. \begin{aligned} l_z / D_0 &= A Fr^{-1/7} We^{8s/7} \\ A &= A_0 r^{-8/7} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

のように (15) 式と同形の関係が導かれる。したがって、(19) 式の  $r$  および  $s$  を実験的に決定すれば、 $\epsilon$  の (13) あるいは (17) 式、さらには  $l_z$  に関する (15) あるいは (19)

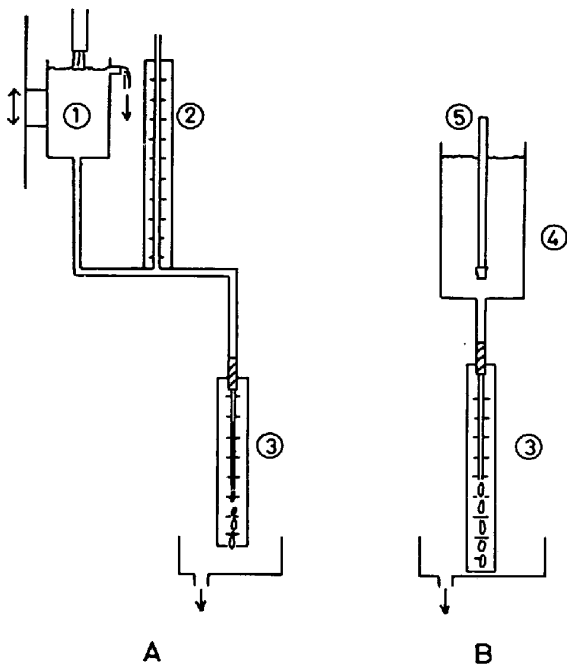


Fig. 2. Experimental apparatus for cold model.

式のいずれが本研究に適するかが判別できる。

2.3 実験方法

本研究では(a), (b)および(c)の3方法で  $l_z$  の値を測定した。流体は水, アルコール, グリセリン水溶液 (12.5% および 25% グリセリン) および熔融錫を用いた。

(a) ノズル出口流速が一定の系

装置の概略を Fig. 2-A に示す。図中①は溢流型水槽であり, これの昇降によりマノメータ②をもつてノズル出口流速を任意の値に調整した。  $l_z$  の値はまず液柱を③の部分で広範囲 (約 50 cm) に数回写真撮影し, 直接崩壊部分をとらえて決定した。次に崩壊前の液柱の一部を 16 mm 高速度カメラで撮影し, 液柱直径の変化から乱れの大きさ  $\epsilon$  および  $l_z$  を求めた。なお使用するノズルは内径 0.6, 0.8 および 1 cm, 長さ 3 cm のガラス製のものである。

(b) ノズル出口流速が時間とともに低下する系

このときは Fig. 2-B に示すような装置を用い, 一定量の液体を容器④に入れた後, ストッパー⑤を上昇させ容器内液面がある値に達した時点で液柱を写真撮影し,  $l_z$  を決定する。ノズル出口流速は容器内液深さ  $h$  の変化を表す  $dh/dt = -(a_0/R_1)^2 \sqrt{2gh}$  を積分後,  $u_0 = \sqrt{2gh}$  に代入した(20)式から求めた。

$$u_0 = \sqrt{2g} \{ \sqrt{h_1 + l_0} - (a_0/R_1)^2 \sqrt{g/2} \cdot t \} \dots\dots (20)$$

(c) 熔融錫を用いる系

この場合はまずストッパー付黒鉛るつぼに錫を約 700

g 装入し, アルゴン雰囲気下で高周波溶解し, ついで 350°C で約 10 min 保持後ストッパーを上げて熔融錫を下部の鑄型に注入するとともに, 注入流を高速度カメラで撮影して  $l_z$  を決定した。なお, ここでの  $u_0$  の値も(20)式から求めた。またノズル直径は 0.5 および 0.7 cm とした。

2.4 実験結果および考察

2.4.1 液柱崩壊長さ  $l_z$

Fig. 3 は一定流速の測定方法(a)による水, Fig. 4 は流速が時間に依存する(b)によるアルコール, Fig. 5 は(b)によるグリセリン 12.5% および 25% 水溶液, さらには(c)による熔融錫の  $l_z$  の値を示す。いずれも  $l_z$  はノズル直径  $D_0$  および流速  $u_0$  が大きくなると増大し, 本研究の  $u_0$  が Fig. 1 の  $u_{max}$  の近傍ないしはそれ以下にあることを表す。ここで  $We$  数および  $Fr$  数

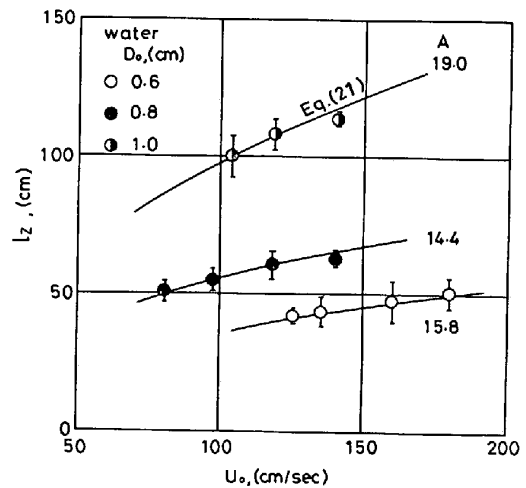


Fig. 3. Breakup length of water stream. Curves are represented by Eq. (21).

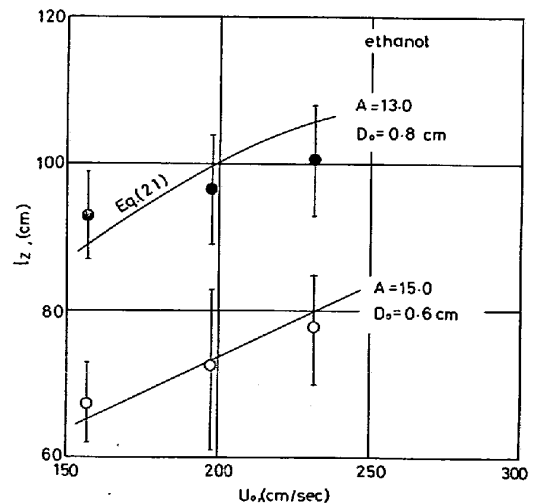


Fig. 4. Breakup length of ethanol stream. Curves are represented by Eq. (21).

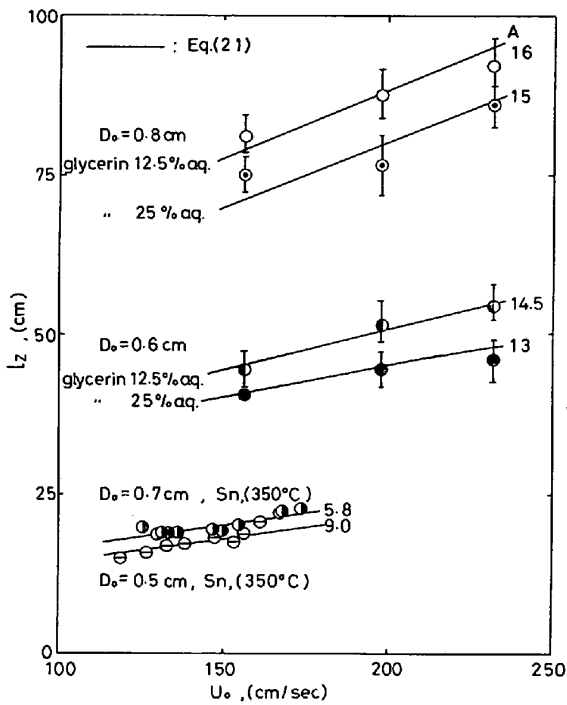


Fig. 5. Breakup length of glycerin 12.5% and 25% aqua solution and liquid tin. Curves are represented by Eq. (21).

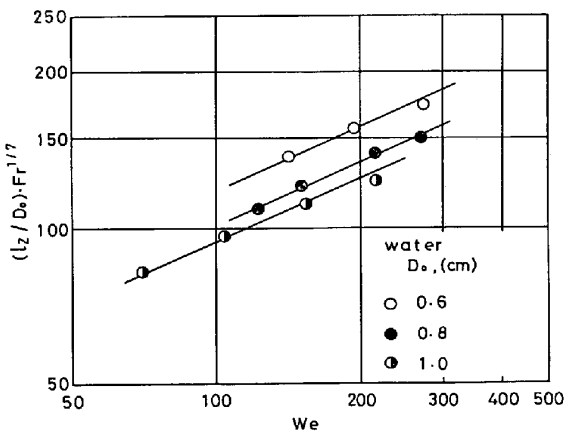


Fig. 6. Relation between \$(l\_z/D\_0)Fr^{1/7}\$ and \$We\$.

を算出し、Fig. 3の結果を \$(l\_z/D\_0)Fr^{1/7}\$ と \$We\$ 数の関係で両対数軸にとると、Fig. 6に示すように勾配 2/5の直線関係が成立した。すなわち \$l\_z\$ は(15)式の \$We^{4/7}\$ ではなく、\$We^{2/5}\$ に比例し、液柱乱れは(17)および(19)式に従うとみなすことができる。それ故(19)式は(21)および(22)式さらに \$r\$ および \$s\$ は \$r=0.5, s=0.35\$ となる。

$$l_z/D_0 = AWe^{2/5}Fr^{-1/7} \dots\dots\dots(21)$$

$$A = 2.21A_0 \dots\dots\dots(22)$$

次に液柱の一部分を 16 mm 高速度カメラで撮影し、\$l\_z\$ を求めた。Fig. 7はノズル先端から 25 cm で撮影し

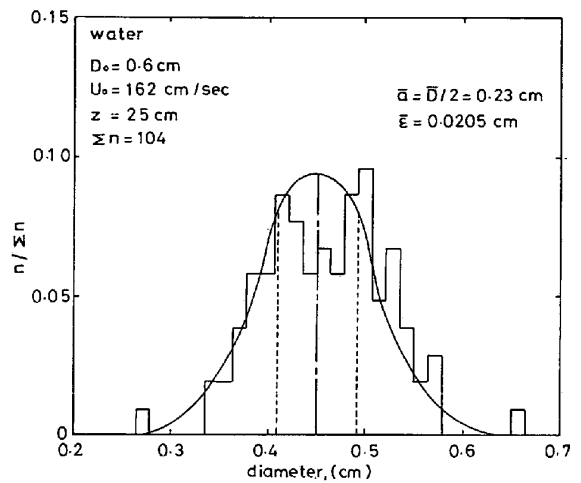


Fig. 7. Distribution curve of liquid stream diameter at \$z=25\$ cm.

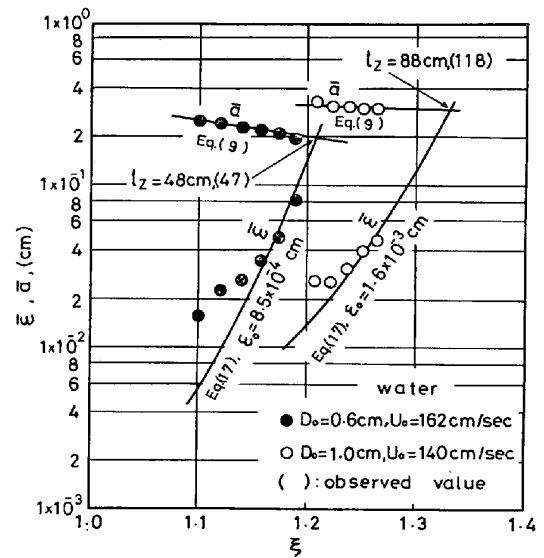


Fig. 8. Determination of breakup length.

た 104 こまの結果から求めた液柱直径の変動頻度分布を示すが、図中に付記したようにこの分布の平均値は液柱平均半径 \$\bar{a}\$、また平均偏差は乱れ \$\bar{\epsilon}\$ を与える。一方 Fig. 8は \$D\_0=0.6\$ および \$1\$ cm において液柱の多数個所で得られた \$\bar{a}\$ および \$\bar{\epsilon}\$ と \$\xi\$ との関係を表す。ここでこの測定結果に適合する \$\epsilon\_0\$ を選択し、(17)式と比較すると、\$\bar{\epsilon}\$ はノズルに近い部分で(17)式の関係から正に偏倚し、\$\bar{a}\$ は(9)式とほぼ一致している。この(17)式からの偏倚はノズル近辺に存在する種々の乱れが \$\epsilon\$ を大きくすることに起因する<sup>17)</sup>。また崩壊条件の \$\bar{a}\$ と \$\bar{\epsilon}\$ の交点から \$l\_z\$ を求めると、図中に示すように崩壊長さ \$l\_z\$ の近辺まで測定した \$D\_0=0.6\$ cm (●印)では ( ) 内に示す直接測定の結果とよく一致しているが、比較的ノズル

に近い部分で測定した  $D_0=1$  cm の場合には前述のように  $\bar{\epsilon}$  が大きく  $l_z$  は小さく見積られる。したがって本来の目的から外れるが、 $l_z$  を  $\bar{\epsilon}$  から正確に求めるにはできるだけノズルから離れた位置で測定しなければならない。

2.4.2  $l_z$  に及ぼす液流動の影響

この影響を測定するために、まず方法(b)の容器内液体を攪拌棒で容器側壁にそつて 60 rpm で攪拌し、さらに液表面にアルミナ粒子を浮かべた。次に攪拌停止 3~60 s 後に種々の速度をもつアルミナ粒子のうちから最大速度を決定し、1回転所要時間あるいは流動速度を求め、同時に  $l_z$  を測定した。Fig. 9 は  $D_0=1$  cm の結果であるが、 $l_z$  は流動速度の上昇につれて低下している。またこの場合にも適切な  $A$  を選ぶならば、(21)式を適用できるが、 $A$  は角速度  $\omega$  が大きくなるほど小さい値をとる。なお流動しないときの値  $A_1$  に対する流動時の値  $A_2$  の比  $A_2/A_1$  は  $Re$  数と同義の  $\rho D_0 R_1 \omega / \mu$  に関して、(23)式で整理できる。

$$A_2/A_1 = 1.0 - (1/3000) \cdot (\rho D_0 R_1 \omega / \mu) \dots (23)$$

2.4.3 初期乱れ  $\epsilon_0$

(15)および(19)式によれば  $A$  は初期乱れ  $\epsilon_0$  の関数であり、 $\epsilon_0$  の値は  $A$  から計算できる。しかも得られる  $\epsilon_0$  は(16)式をテーラ展開して求めた値とほぼ一致し、 $A$  から算出した値で十分である。そこで各種液体について  $\ln(a_0/\epsilon_0)$  をノズル形状  $l_0/D_0$  に対してプロットすると、Fig. 10 に示すように勾配  $-3/4$  の直線関係が成

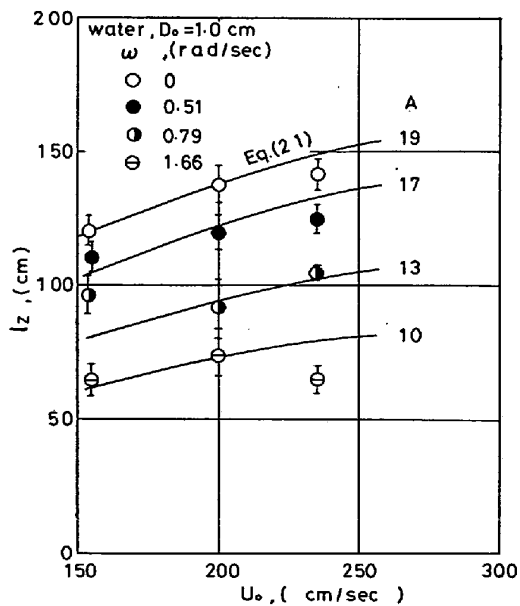


Fig. 9. Effect of angular velocity in tank on the breakup length. Curves are represented by Eq. (21).

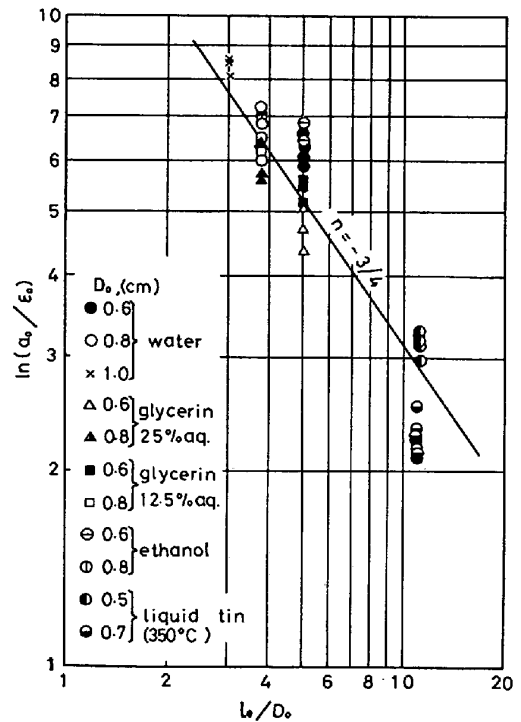


Fig. 10. Effects of the diameter and the length of nozzle on the initial amplitude of disturbance.

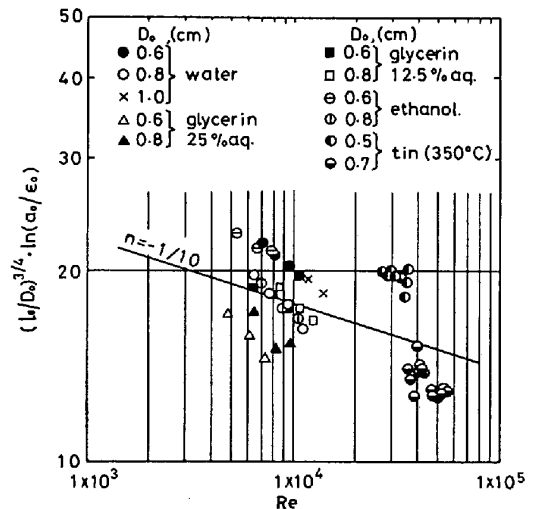


Fig. 11. Relation between  $(l_0/D_0)^{3/4} \ln(a_0/\epsilon_0)$  and  $Re$ .

立した。さらに Fig. 11 ではこの関係をもとにした  $(l_0/D_0)^{3/4} \ln(a_0/\epsilon_0)$  と  $Re$  数 ( $=\rho D_0 u_0 / \mu$ ) の関係を示すが、プロットは実験式(24)式で近似できる。

$$\ln(a_0/\epsilon_0) = 44.3 (l_0/D_0)^{-0.75} Re^{-0.1} \dots (24)$$

なお(24)式によれば  $\epsilon_0$  の値はノズルが長いほど大きくなるが、これは従来の研究結果<sup>9)18)</sup>と一致している。また  $\epsilon_0$  は  $u_0$  にも依存するが、Fig. 3~5 では一定値  $A$  を適用できた。これは本研究の注入速度の変動範囲では平均的な  $A$  で近似できることを示す。

### 3. 注入流によるガス巻き込み

#### 3.1 従来の研究

YAKOVLEV<sup>19)</sup> および MASSARD ら<sup>20)</sup>は軸対称液柱のガス巻き込み速度  $V_g$  および注入速度  $V_1$  を(25)式、一方 SANDE ら<sup>17)</sup>は(26)式で示した。

$$V_g/V_1 = 2\varepsilon/a + \varepsilon^2/(2a^2) \dots\dots\dots (25)$$

$$V_g = A_3 D_0^3 / u_0^2 z^{1/3} / \sin \theta \dots\dots\dots (26)$$

ただし、 $A_3$ は定数、 $\theta$ は注入角度とする。本研究ではまず  $V_g$  を測定し、次に液面衝突時のキャビティ形成および液柱乱れを考慮して考察することにした。

#### 3.2 実験方法

水を一定流速で注入する場合には Fig. 12(A) を、水、アルコールおよびグリセリン水溶液の流速が変化する場合は Fig. 12(B) の装置を用いた。いずれも液柱(h)は伸縮性ゴム蛇腹(d)で覆われを自由に調整できる。また熔融錫の場合には Fig. 12(C) に示す2連式高周波溶解装置を使用し、上部黒鉛るつぼ(e)に約 700 g、下部黒鉛るつぼ(f)に約 1000 g の錫をアルゴン雰囲気下で同時に溶解し、350°C に約 10 min 保持後、上部るつぼのストッパーを上昇して下部るつぼに注入した。このとき下部の錫はオーバーフローしてるつぼの下の鑄型(i)に入り、を一定に保っている。なおこの場合の液柱は透明石英管(g)によつて覆つたが、▶印の位置でこの管内の雰囲気温度を測定した結果、注入時の変化は小さいことを確認した。ガス巻き込み速度はガス巻き込みに伴つて補給されるガスの流速を電気天秤(a)に吊るされたガラス球(c)に掛かる下向の力に変換して記録(b)した。

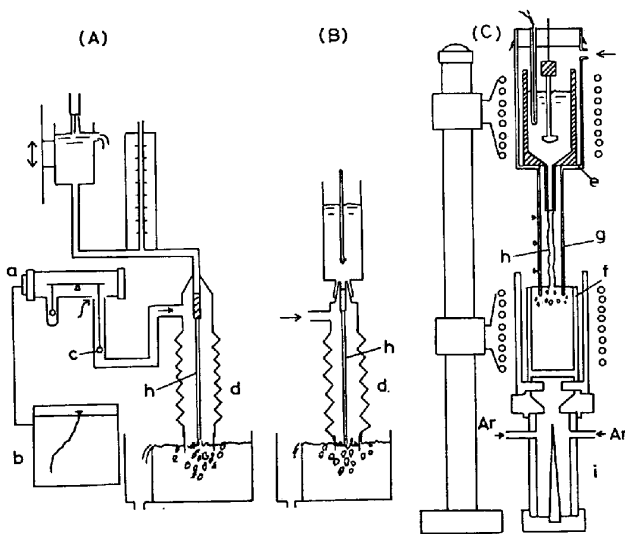


Fig. 12. Experimental apparatus for the measurement of gas entrainment.

### 3.3 測定結果および考察

#### 3.3.1 ガス巻き込み速度

まず一定流速で注入される水のガス巻き込み速度を測定した。Fig. 13 は  $D_0=0.8$  cm の結果を示すが、注入高さがある値に達するとガス巻き込みが生じ、その後は  $z$  が大きくなるにつれて巻き込み速度は放物線状に上昇し、また注入速度の上昇によつても増大している。同様の結果は  $D_0=0.6$  および 1 cm でもみられるが、これらの測定結果から得られる  $V_g/V_1$  の値は MASSARD

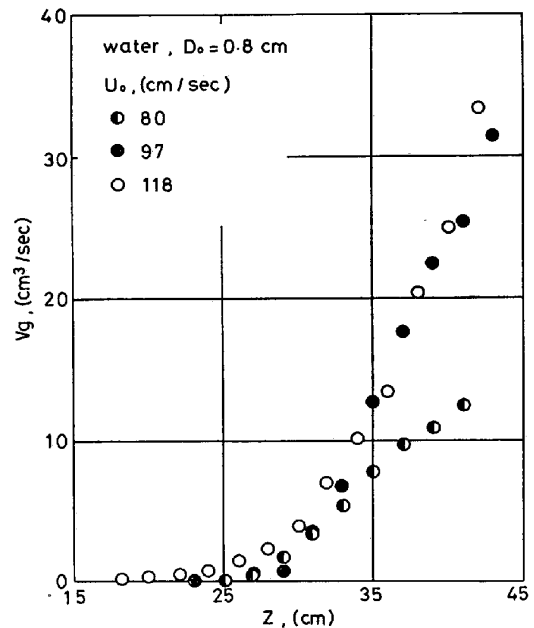


Fig. 13. Dependence of the rate of gas entrainment on the stream length.

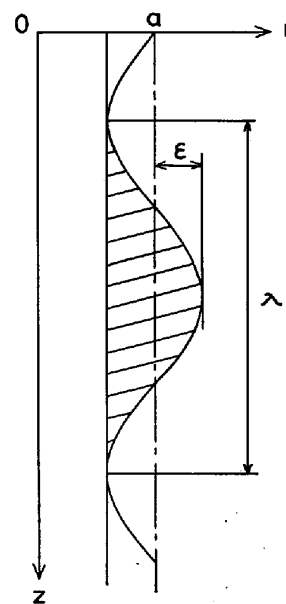
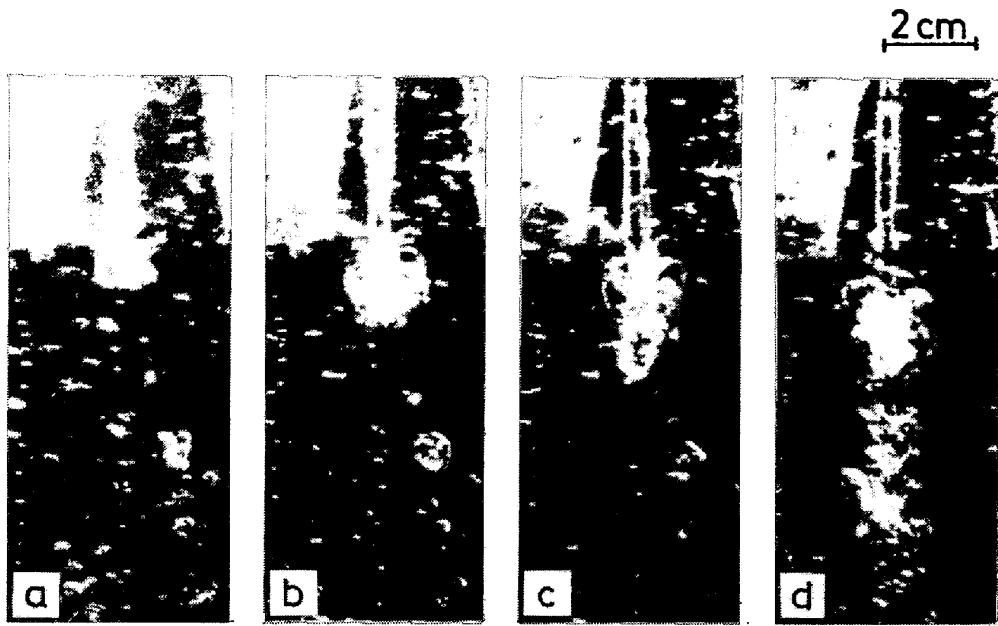


Fig. 14. Model for the disturbance on the surface of liquid stream.



a :  $0.7 \times 10^{-3}$  s, b :  $1.3 \times 10^{-3}$  s, c :  $2.2 \times 10^{-3}$  s, d :  $5.5 \times 10^{-3}$  s.

Photo. 1. Behavior of cavity produced by pouring water stream.

ら<sup>20)</sup>の(25)式あるいは SANDE ら<sup>17)</sup>による(26)式のいずれも満足しなかつた。すなわち MASSARD らのモデルでは液柱と浴面の衝突によるキャビティ形成など浴の運動が無視され、SANDE らは運動エネルギーを液柱乱れとは無関係に単に液柱直径および注入速度から配慮したことによる。そこで本研究では SANDE らとは異なり、Fig. 14 に示す乱れ部分(斜線部)が持つ運動エネルギーのみがガス巻き込みを支配すると仮定して解析をすすめる。この乱れ部分の質量  $m$  は  $z$  の液柱半径  $a + \varepsilon \cos kz$  から

$$m = \rho \pi \int_0^z \{(a + \varepsilon \cos kz)^2 - (a - \varepsilon)^2\} dz$$

$$= \pi \rho \lambda (2a\varepsilon - \varepsilon^2/2) \dots\dots\dots (27)$$

で与えられるので、運動エネルギーを次の方法で計算する。まず近似条件  $\{(4/3) \cdot (\rho_g/\rho) + We^{-1}\}^{1/2} \approx 0.5We^{-0.35}$  をあてはめた(17)式に(24)式から得られる  $\varepsilon_0$  を代入して  $\varepsilon$  を求め、さらに(5)式から  $\lambda \approx 8.38 a$ 、(9)~(11)式から  $a$ 、 $\xi$ 、 $u$  を計算して  $E_1 = (1/2)mu^2$  に代入し算出した。一方液面衝突部を高速度カメラで撮影したところ、Photo. 1-a~d に示すように衝突浴面にはキャビティが形成される。すなわち Photo. 1 の暗部にキャビティおよび気泡がみられるが、a でキャビティが形成され始め、b ではほぼ球形になる。さらに c および d ではキャビティがしだいに崩壊している。したがって、ガス巻き込みの解析にはそのようなキャビティ形成をとり入れた考察がなされなければならない。しかしながら、そのキャビティの半径を見積もることはかなり難しい。一方浴表面に液滴が衝突する時に形成されるキャビティ

についてはすでに SANDE ら<sup>21)</sup>によつて微分方程式が誘導されている。そこで本研究ではこの方程式から最大キャビティ半径  $R_c$  を表す(28)式を導き、考察を進めることにした。

$$R_c = \{(1.14 + 0.00089 E_1)^{1/2} - 1.067\}^{1/2} \dots (28)$$

すなわち、前述の方法で  $E_1$  を計算したのち(28)式から  $R_c$  を算出し、 $z$  に対して  $a$ 、 $\varepsilon$ 、 $R_c$  および  $V_g$  をプロットすると Fig. 15 に示すように、 $a \approx R_c$  の近辺からガス巻き込みが生じている。また Fig. 16 は無次元化した  $(R_c - a)/a_0$  に対する  $V_g/V_1$  の関係であるが、巻き込み速度は注入速度およびノズル直径に無関係な(29)式で統一して表される。

$$V_g/V_1 = 0.02 \{(R_c - a)/a_0\}^3 \dots\dots\dots (29)$$

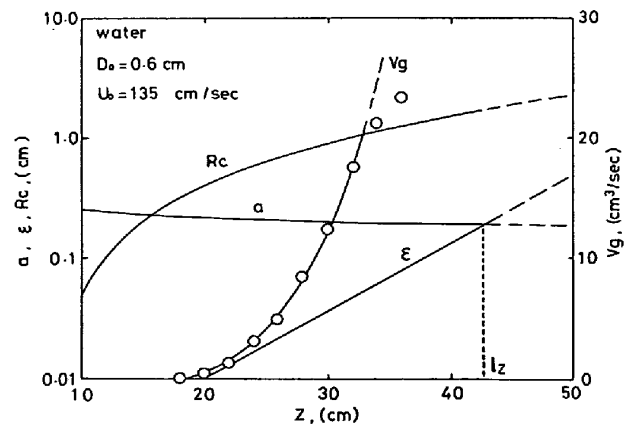


Fig. 15. Dependence of  $a$ ,  $\varepsilon$ ,  $R_c$  and  $V_g$  on the stream length.

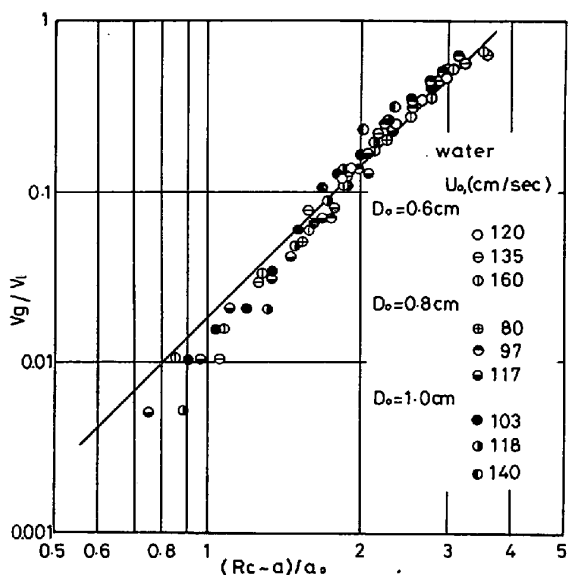


Fig. 16. Dimensionless correlation between  $\log(V_g/V_1)$  and  $\log\{(Rc-a)/a_0\}$ .

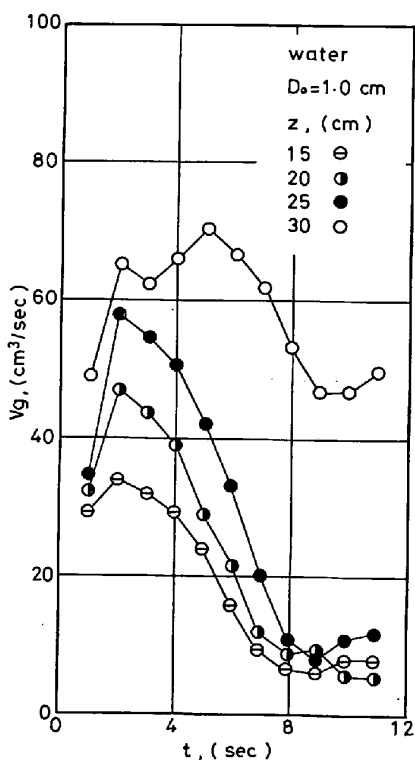


Fig. 17. Time dependence of  $V_g$  for teeming from the batch type tank.

一方、Fig. 17 は Fig. 12(B) の装置を使用し、 $D_0 = 1.0$  cm における水のガス巻き込み速度の一例を示すが、時間経過につれて  $u_0$  が低下し、 $V_g$  も低下している。ここでこの測定結果に(29)式を適用するために、まず注入開始後の各時間において(20)式から  $u_0$ 、実測値の  $l_z$  および(21)式あるいは(24)式から直接  $\varepsilon_0$  を計算した。

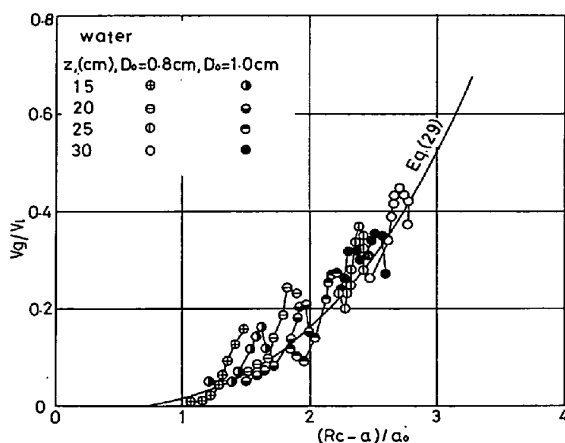


Fig. 18. Dimensionless correlation between  $V_g/V_1$  and  $(Rc-a)/a_0$  for water stream. Curve is represented by Eq. (29).

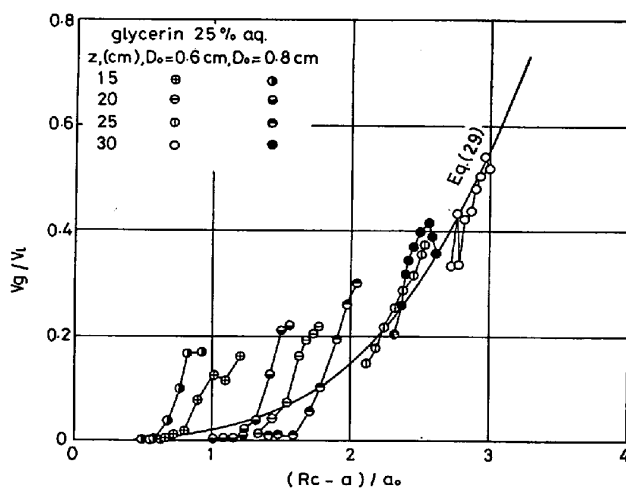


Fig. 19. Dimensionless correlation between  $V_g/V_1$  and  $(Rc-a)/a_0$  for glycerin 25% aqua solution. Curve is represented by Eq. (29).

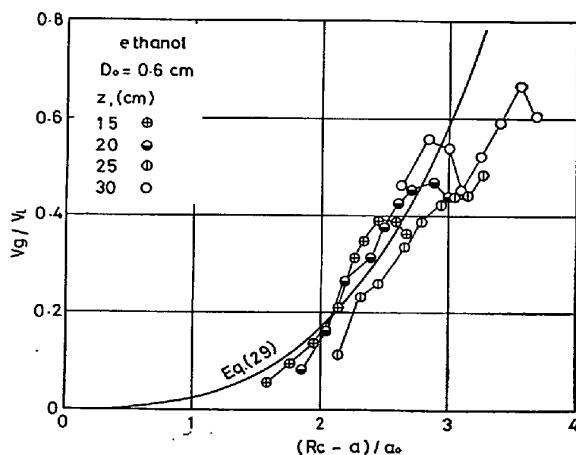


Fig. 20. Dimensionless correlation between  $V_g/V_1$  and  $(Rc-a)/a_0$  for ethanol stream. Curve is represented by Eq. (29).



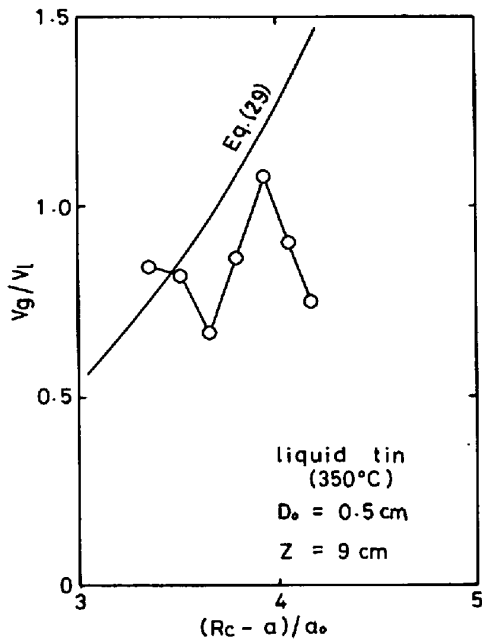


Fig. 21. Dimensionless correlation between  $V_g/V_1$  and  $(R_c-a)/a_0$  for liquid tin. Curve is represented by Eq. (29).

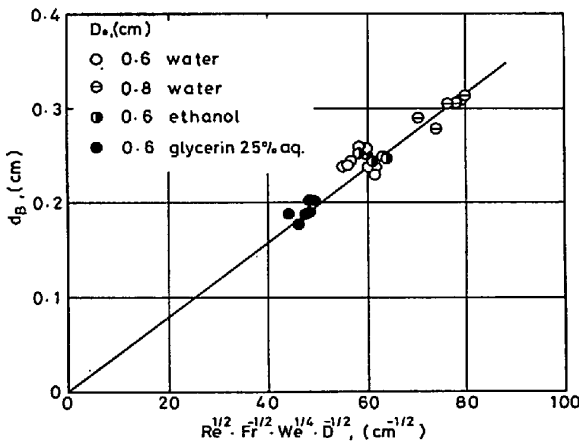


Fig. 22. Relation between the diameter of entrained bubble and  $Re^{1/2} Fr^{-1/2} We^{1/4} D^{-1/2}$ .

また(9)および(10)式から  $a$ , (17), (27), (28) および (29)式から  $\epsilon$ ,  $R_c$  さらには  $V_g/V_1$  を求めた。Fig. 18 ではこうして計算した  $V_g/V_1$  および実測の  $V_g/V_1$  を  $(R_c-a)/a_0$  に関して比較したが、両者はほぼ一致し、一定注入速度の下で求めた(29)式はこの系でも成立するとみなしてさしつかえない。また、Fig. 19~21 によればグリセリン水溶液 および アルコールさらには Fig. 12(C) の装置による錫の場合 (350°C) にも (29)式がほぼ満足されている。なお注入初期には液注が不安定で乱れが大きいため  $V_g/V_1$  は(29)式から正に偏倚するが、数秒後にはしだいに(29)式の関係に接近している。

### 3.3.2 巻き込み気泡の大きさ

次に巻き込み気泡の大きさ  $d_B$  を写真撮影によつて直接測定した。それによれば  $d_B$  の値はガス巻き込み速度に依存しないが、ノズル径が大きくなると大きくなり LIN ら<sup>22)</sup>の結果と一致した。しかしながら、本研究によれば  $d_B$  は同一ノズル径において液体の種類に依存するので、液体物性値に関して解析したところ、 $d_B$  は Fig. 22 に示すように

$$d_B = 0.004 \rho^{3/4} g^{1/2} D^{3/4} / (\mu^{1/2} \sigma^{1/4}) = 0.004 D^{-1/2} Re^{1/2} Fr^{-1/2} We^{1/4} \dots \dots \dots (30)$$

で表される。すなわち個々の液体では  $d_B$  は  $D^{3/4}$  に比例し、衝突時の直径が  $D=5$  cm の溶鉄では  $d_B=1.3$  cm と推測される。

## 4. 結 言

溶鋼注入時のガス巻き込みの挙動を明らかにするために、水、アルコール、グリセリン水溶液および溶融錫を用いたモデル実験を行い、次の結果を得た。

1) 注入流の崩壊長さ  $l_z$  はノズル形状、注入速度、液流動など多くの因子によつて影響されるが、 $l_z$  は

$$l_z/D_0 = A We^{2/5} Fr^{-1/7}$$

によつて表される。

2)  $l_z$  の値から初期乱れ  $\epsilon_0$  を求めた結果、 $\epsilon_0$  は

$$\ln(a_0/\epsilon_0) = 44.3 (l_0/D_0)^{-0.75} Re^{-0.1}$$

の関係によつて表すことができた。

3) ガス巻き込み速度は注入高さおよび注入速度の上昇とともに大きくなる。

4) ガスの巻き込みは液柱乱れによつて生じ、その巻き込み速度は液柱乱れ部分によつて形成されるキャピティの半径  $R_c$  に依存し、注入液の種類に無関係な次式で示される。

$$V_g/V_1 = 0.02 \{ (R_c-a)/a_0 \}^3$$

4) 巻き込み気泡の大きさ  $d_B$  はガス巻き込み速度に依存しないが液面衝突時の直径  $D$  および液物性値に関する

$$d_B = 0.004 Re^{1/2} Fr^{-1/2} We^{1/4} D^{-1/2}$$

によつて決まる。

最後に本研究の一部は昭和 54 年度文部省科学研究費の補助を受けたことを謝するとともに、本研究を進めるにあたり一部を担当された名古屋大学工学部金属学科学生 五島貴弘君 (現：日本電装) に感謝の意を表します。

### 記 号

- $a, a_0$ :  $z$  およびノズル出口での液柱半径 (cm)
- $d_B$ : 巻き込み気泡直径 (cm)
- $D$ : 液面衝突時の液柱直径 (cm)

$D_0$ : ノズル直径 (cm)  
 $E_1$ : 運動エネルギー (erg)  
 $h, h_1$ : 容器内液深さとその初期値  
 $l_0$ : ノズル長さ (cm)  
 $l_z$ : 液柱崩壊長さ (cm)  
 $m$ : 乱れ部分質量 (g)  
 $R_1$ : 容器半径 (cm)  
 $R_c$ : キャピティ半径 (cm)  
 $t$ : 注入後の時間 (s)  
 $u, u_0$ :  $z$  およびノズル出口液速度 ( $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ )  
 $V_g, V_l$ : ガス巻き込み速度および液注入速度 ( $\text{cm}^3\cdot\text{s}^{-1}$ )  
 $W_{\max}$ : 乱れ最大成長速度 ( $\text{s}^{-1}$ )  
 $z$ : 距離 (cm)  
 $\epsilon, \epsilon_0$ :  $z$  および初期の乱れ (cm)  
 $\lambda$ : 波長 (cm)  
 $\rho, \rho_g$ : 液体およびガス密度 ( $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ )  
 $\sigma$ : 表面張力 ( $\text{dyn}\cdot\text{cm}^{-1}$ )

## 文 献

- 1) R. P. GRANT and S. MIDDLEMAN: *AIChEJ*, 12 (1966), p. 669
- 2) A. C. MERRINGTON and E. G. RICHARDSON: *Proc. Phys. Soc.*, 5 (1947), p. 59
- 3) D. F. RULLAND and G. J. JAMESON: *Chem. Eng. Sci.*, 25 (1970), p. 1689
- 4) 棚沢 泰, 豊田章一郎: 日本機械学会論文集, 20 (1954), p. 299
- 5) L. RAYLEIGH: *Proc. London Math. Soc.*, 10 (1878), p. 7
- 6) C. WEBER: *Z. Angew. Math. Mech.*, 11 (1931), p. 136
- 7) V. G. LEVICH: *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N. J. (1962), p. 626
- 8) 高橋照男, 北村吉朗: *化学工学*, 35 (1971), p. 1229, 36 (1972), p. 527
- 9) T. A. ENGH and K. LARSEN: *Scand. J. Met.*, 8 (1976), p. 161
- 10) F. SAVART: *Ann. Chim.*, 53 (1883), p. 337
- 11) W. OHNESORGE: *Z. Angew. Math. Mech.*, 16 (1936), p. 355
- 12) P. MASSARD and K. W. LANGE: *Arch. Eisenhüttenw.*, 47 (1976), p. 595
- 13) P. MASSARD and K. W. LANGE: *Arch. Eisenhüttenw.*, 48 (1977), p. 65
- 14) R. L. DUDA and J. S. VRENTAS: *Chem. Eng. Sci.*, 22 (1967), p. 855
- 15) 倉林俊雄: 日本機械学会論文集, 25 (1959), p. 1266
- 16) A. ZIABICKI and R. T. KROZER: *Roczniki Chemii*, 37 (1963), p. 113
- 17) E. van de SANDE and J. M. SMITH: *Chem. Eng. Sci.*, 31 (1976), p. 219
- 18) 小池与作: 鉄と鋼, 44 (1958), p. 122
- 19) Y. N. YAKOVLEV: *Stahl in USSR* (1973), p. 480
- 20) P. MASSARD and K. W. LANGE: *Arch. Eisenhüttenw.*, 48 (1977), p. 521
- 21) E. van de SANDE, J. M. SMITH, and J. J. J. van OORD: *J. Appl. Phys.*, 45 (1974), p. 748
- 22) T. J. LIN and H. G. DONNELLY: *AIChEJ*, 12 (1966), p. 563