

底吹き気泡噴流における 液速度と平均気泡上昇速度の推算

井口 学*・森田 善一郎*・徳永 宏彦*²・立道 英夫*²・坂本 雄二郎*³・高木 茂男*³

Estimation of Liquid and Bubble Rising Velocities in Bottom Blowing Bubbling Jet

Manabu IGUCHI, Zen-ichiro MORITA, Hirohiko TOKUNAGA, Hideo TATEMACHI, Yujiro SAKAMOTO and Shigeo TAKAGI

Synopsis: A mathematical model for estimating liquid and bubble rising velocities in metallurgical reactors subject to bottom gas injection was proposed. The mass conservation of gas and the momentum conservations of gas and liquid were employed as governing equations. Radial profiles of gas holdup and liquid velocity were assumed to be Gaussian distribution. Axial distributions of center line value and half-value radius of gas holdup were given by empirical correlations. The ratio of half-value radius of gas holdup to that of liquid velocity was also given by empirical one. The slip flow model and the drift flux model were employed for estimating bubble rising velocity. Concerning the liquid velocity, the results of this study agreed well with experimental results published so far. For the bubble rising velocity, in the region near the nozzle where the inertia force of injected gas prevails and the gas holdup on the center line, α_{cl} , is higher than about 10%, it is hard to define which model is more adequate, but in the region far from the nozzle where α_{cl} is lower than about 10% as a result of very high turbulent mixing, the slip flow model would be better.

Key words: bubbling jet; two-phase flow; mathematical model; steelmaking; injection; Laser-Doppler Velocimeter; electro-resistivity probe; optical fiber probe.

1. 緒言

溶銑予備処理、転炉、各種2次精錬、タンディッシュなどほとんどの製鋼プロセスで用いられている底吹き気泡噴流は、鉄浴式溶融還元炉でも重要な意味を持つ。これら反応容器内の気泡噴流によって誘起される流れ場と攪拌状況の理論的予測のために従来多くのモデルが提案されてきた。1980年代初期から運動量収支やエネルギー収支に基づくモデルが^{1)~4)}、また1980年代半ばより大型計算機の急速な進歩と普及に伴い、ナビエ・ストークス方程式に乱流モデルを用いて数値的に容器内の流速分布などを求める試みがなされている^{5)~7)}。

一方、実験的アプローチとしても、Tackeら⁸⁾、川上ら⁹⁾、Castillejosら¹⁰⁾、著者ら¹¹⁾¹²⁾が気泡特性を詳細に調査し、代表的な特性値であるガスホールドアップの中心軸上値や半値半幅に対する実験式を提案しているが、現在のところ、これらの成果を数値計算における種々のモデリングに反映させ、現象予測しようとする試みは少ない。Wooら¹³⁾は底吹き円筒容器内の水-空気系気泡噴流内のガスホールドアップに対する実験式と乱流モデルを用いて循環領域の速度場

を計算しているが、気泡噴流内部の検討については従来行なわれていない。

本研究の目的は、気泡特性に対する実験式を構成方程式として用いることで従来の数学モデルよりも更に精度よく、しかも簡便に気泡噴流の液速度と気泡上昇速度の局所値を推定可能な計算法を提案することにある。すなわちガスに対する連続の式と運動量保存の式に加えてガスホールドアップの中心軸上値と半値半幅、液速度の半値半幅とガスホールドアップの半値半幅の比を用いることによって液速度を、また液と気泡の相対速度を考慮したスリップ流モデル¹⁴⁾とドリフトフラックスモデル¹⁵⁾の二通りを用いて平均気泡上昇速度を推定する計算法を提案した。

2. 従来のモデル

底吹き気泡噴流の循環流量や速度を記述する数学モデルは従来多く提案されており、代表的なものとしてエネルギー収支式に基づく佐野らのモデル¹⁾、ガスの連続の式、液の連続の式と運動量収支式に基づく赫らのモデル³⁾、赫らのモデルと同じ基礎方程式を用い、液速度とガスホールドアップ

平成4年7月13日受付 平成4年12月8日受理 (Received on July 13, 1992; Accepted on Dec. 8, 1992)

* 大阪大学工学部 (Faculty of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamadaoka Suita 565)

* 2 (株)神戸製鋼所加古川製鉄所 (Kakogawa Works, Kobe Steel, Ltd.)

* 3 (株)神戸製鋼所機械研究所 (Mechanical Engineering Research Laboratory, Kobe Steel, Ltd.)

プ α の半径方向分布がガウス分布に従うとして半径方向の変化を考慮したSchneideschらのモデル¹⁾⁶⁾がある。佐野ら、赫らのモデルは、気泡噴流部の液体の速度分布を一樣であると仮定しており、液体の上昇流を平均的に捉えるには有効であることがわかっているが、局所的な特性を記述するには十分でない。この点 Schneideschらのモデルは一步進んだものと言えるが、その妥当性については十分検討されているとは言い難い。本論文では Schneideschらのモデルを取り上げ、今回提案するモデルと比較する。

Schneideschらの基礎方程式と構成方程式を以下に紹介する。ガスホールドアップ α と液流速 $\bar{u}_l$ の半径方向分布を次式のように表す。

$$\alpha = \alpha_{cl} \exp[-\ln 2 \cdot r^2 / (\lambda b_u)^2] \quad \cdots \cdots (1)$$

$$\bar{u}_l = \bar{u}_{l,cl} \exp[-\ln 2 \cdot r^2 / b_u^2] \quad \cdots \cdots (2)$$

ただし λ は任意の軸位置における α と $\bar{u}_l$ の半値半幅比($\lambda = b_\alpha / b_u$)である。添え字clは中心軸上値を表す。

基礎式として以下の三つの方程式を用い、 α_{cl} 、 b_u 、 $\bar{u}_{l,cl}$ を未知数として解く。

1) ガスの質量保存式

$$\frac{dm_g}{dz} = \frac{d}{dz} \left[\rho_g \pi \alpha_{cl} \left(\frac{\lambda b_u}{\sqrt{\ln 2}} \right)^2 \left(\frac{K_1 \bar{u}_{l,cl}}{1 + \lambda^2} + \bar{v}_r \right) \right] = 0 \quad \cdots \cdots (3)$$

2) 液の質量保存式

$$\frac{dm_l}{dz} = \frac{d}{dz} \left[\rho_l \pi \bar{u}_{l,cl} \left(\frac{b_u}{\sqrt{\ln 2}} \right)^2 \left(1 - \alpha_{cl} \frac{\lambda^2}{1 + \lambda^2} \right) \right] = E(z) \quad \cdots \cdots (4)$$

3) ガスと液の運動量保存式

$$\begin{aligned} \frac{dM_t}{dz} = \frac{d}{dz} \left[\rho_l \pi \bar{u}_{l,cl}^2 \frac{b_u^2}{2 \ln 2} \left(1 - \alpha_{cl} \frac{2 \lambda^2}{1 + 2 \lambda^2} \right) + \rho_g \pi \alpha_{cl} \left(\frac{\lambda b_u}{\sqrt{\ln 2}} \right)^2 \right. \\ \left. \times \left(\frac{K_1^2 \bar{u}_{l,cl}^2}{1 + 2 \lambda^2} + 2 \frac{K_1 \bar{u}_{l,cl} \bar{v}_r}{1 + \lambda^2} + \bar{v}_r^2 \right) \right] = F_B + F_F \quad \cdots \cdots (5) \end{aligned}$$

ここで m_g 、 m_l 、 M_t はそれぞれガスの質量、液の質量、ガスと液の運動量、 z はノズル出口からの軸方向距離、 ρ_l は液密度、 ρ_g はガス密度、 K_1 は任意パラメーター、 $\bar{v}_r$ は噴流内部の液と気泡の相対速度である。式(4)の中の $E(z)$ は気泡噴流に伴って上昇する液のエントレインメント、 F_B と F_F はそれぞれ軸方向の単位長さあたりに気泡に働く有効浮力と抵抗である。

一方、ガス速度のモデル化として以下の式を用いる。

$$\bar{u}_B(r, z) = K_1 \bar{u}_l(r, z) + \bar{v}_r \quad \cdots \cdots (6)$$

K_1 は前述のように任意パラメーターであり、 K_1 、 $\bar{v}_r$ それぞれについてSchneideschらは次式を採用している。

$$K_1 = 1.0 \quad \cdots \cdots (7)$$

$$\bar{v}_r = 1.53 [\sigma \cdot g (\rho_l - \rho_g) / \rho_l^2]^{0.25} \quad \cdots \cdots (8)$$

ただし σ は液の表面張力、 g は重力加速度である。

彼らの論文の中では境界条件($z = 0$ における $\alpha_{cl, e}$ 、 $b_{u, e} / \sqrt{\ln 2}$ 、

$\bar{u}_{l, cl, e}$) が明確に示されていないが、 $b_{u, e} / \sqrt{\ln 2}$ については $b_{\alpha, e} / \sqrt{\ln 2}$ を生成気泡半径とし、 $z = 0$ における半値半幅 $\lambda_e = 0.5$ または 1.0 として $b_{u, e} / \sqrt{\ln 2}$ を計算する。また $\alpha_{cl, e}$ が 1.0 となるように $\bar{u}_{l, cl, e}$ を試行錯誤法で求める。基礎方程式(3)～(5)にはそれぞれ m_g 、 m_l 、 M_t が方程式右辺に陽に現れないので、数値積分法にはKaps-Rentrop-Shampine公式¹⁾⁷⁾を用いた。

3. 本モデル

Schneideschらのモデルが α_{cl} 、 b_u 、 $\bar{u}_{l, cl}$ を未知数としているのに対し、本モデルは液の運動量保存の式と α_{cl} 、 b_α の実験式から $\bar{u}_{l, cl}$ をまず求め、ガスの質量保存の式から $\bar{u}_B$ を求めることを特徴としている。

3・1 基礎方程式と構成方程式

本モデルの基礎方程式は以下の2式である⁸⁾。

(1) 静圧変化を考慮したガスの連続の式

$$Q_{ga} H_a / (H_a + H - z) = 2 \pi \int_0^\infty \alpha \bar{u}_B r dr \quad \cdots \cdots (9)$$

ここで Q_{ga} は大気圧下のガス流量、 H_a は大気圧に対応する浴内液体の液柱高さ、 H は浴深である。

(2) 軸方向の液の運動量保存

$$\begin{aligned} d/dz \left[2 \pi \int_0^\infty \rho_l (1 - \alpha) \bar{u}_l^2 r dr \right] \\ = 2 \pi \int_0^\infty g (\rho_l - \rho_g) \alpha r dr \quad \cdots \cdots (10) \end{aligned}$$

ガスホールドアップ α と液速度 $\bar{u}_l$ の半径方向分布には式(1)、(2)を用いる。

ここで α_{cl} と b_α については前に提案した実験式¹⁾¹²⁾を用いる。 b_u については以下の評価法がある。

TakeliとMaxwell¹⁾⁸⁾は半値半幅比 λ を次式で与えた。

$$\lambda = b_\alpha / b_u = \sqrt{0.5} \div 0.7 \quad \cdots \cdots (11)$$

Schneideschらは $\lambda = 0.5$ として扱っている。従来の実験結果を再整理してみると、 λ は運動量支配領域では 1.0 、浮力領域では 0.65 程度の値をとることがわかったので著者らは λ に対して、次式を提案した¹⁾⁹⁾。

$$\lambda = 0.35 (7 \alpha_{cl})^{0.35} / (1 + (7 \alpha_{cl})^7)^{0.5} + 0.65 \quad \cdots \cdots (12)$$

本論文では λ については、 1.0 、 0.7 および式(12)の三通りにて検討する。

次にガス速度のモデル化は以下の二通りのものについて検討する。一つは平均気泡上昇速度 $\bar{u}_B$ を液速度 $\bar{u}_l$ とスリップ速度 $\bar{u}_s$ との和で記述するスリップ流モデルである。

$$\bar{u}_B = \bar{u}_l + \bar{u}_s \quad \cdots \cdots (13)$$

ここでは $\bar{u}_s$ は半径方向に一定と仮定する。二つめは気液二相流の解析でよく用いられるドリフトフラックスモデルであ

る¹⁵⁾²⁰⁾。

$$\bar{u}_B = C_0 \{ \alpha \bar{u}_B + (1 - \alpha) \bar{u}_1 \} + V_{Gj} \quad \cdots \cdots \cdots (14)$$

V_{Gj} , C_0 はそれぞれドリフト速度と分布パラメーターと呼ばれ、気液二相流の流動様式によって決まる定数であり、多くの実験式が提案されている²⁰⁾。ここでは V_{Gj} についてはチャーン流に対して適用できる次式を用いる。

$$V_{Gj} = \sqrt{2} [\sigma g (\rho_l - \rho_g) / \rho_l^2]^{0.25} \quad \cdots \cdots \cdots (15)$$

V_{Gj} は式(8)の $\bar{v}_r$ と係数がわずかに異なるだけである。上記二つのモデルにおいては $\bar{u}_s$ と C_0 が未知数となる。

3・2 方程式の解法

まず軸方向の運動量保存の式を変形すると以下の式が得られる。

$$\begin{aligned} d/dz [b_\alpha^2 \bar{u}_{1,cl}^2 \{1/(2\lambda^2) - \alpha_{cl}/(1+2\lambda^2)\}] \\ = b_\alpha^2 \alpha_{cl} g \quad \cdots \cdots \cdots (16) \end{aligned}$$

ここでガスホールドアップの中心軸上値 α_{cl} と半値半幅 b_α などの気泡噴流の特性値に対しては著者らが前に提案した実験式¹¹⁾¹²⁾²¹⁾を適用する。ただしそれらの実験式は運動量支配領域と浮力領域に分けて与えられているため、本論文での解析もそれぞれの領域に分けて行なう。

3・2・1 運動量支配領域

α_{cl} と b_α は次式²¹⁾で与えられる。

$$\alpha_{cl} = 0.5 (z/z_{50})^{-2n} \quad \cdots \cdots \cdots (17)$$

$$b_\alpha = b_\alpha(z_{50}) \cdot (z/z_{50})^n \quad \cdots \cdots \cdots (18)$$

$$\begin{aligned} n = 0.027 z_{50}/b_\alpha(z_{50}) + 0.38 \quad \cdots \cdots \cdots (19) \\ (0.09 \leq b_\alpha(z_{50})/z_{50} \leq 0.385) \end{aligned}$$

ここで、 z_{50} ： $\alpha_{cl}=50\%$ となる軸位置、 $b_\alpha(z_{50})$ ： z_{50} における α の半値半幅である。 Q_{ge} を吹き込みガス流量、 d_n をノズル内径とおけば、 z_{50} および $b_\alpha(z_{50})$ は次式²¹⁾で与えられる。ただし添字 e はノズル出口を表す。

$$z_{50} = a Fr_m^b \quad \cdots \cdots \cdots (20)$$

$$b_\alpha(z_{50}) = c (Q_{ge}^2/g)^{1/5} \quad \cdots \cdots \cdots (21)$$

$$a = 0.77 (\rho_l/\rho_{ge})^{0.28} \quad \cdots \cdots \cdots (22)$$

$$b = 0.89 (\rho_l/\rho_{ge})^{-0.15} \quad \cdots \cdots \cdots (23)$$

$$c = 0.26 (\rho_l/\rho_{ge})^{0.07} \quad \cdots \cdots \cdots (24)$$

$$Fr_m = \rho_{ge} Q_{ge}^2 / \rho_l g d_n^5 \quad \cdots \cdots \cdots (25)$$

さて、ノズル出口におけるガスの運動量は $\rho_{ge} Q_{ge} \bar{u}_{Be}$ 、液体の運動量は0とする。 $z=z_{50}$ においてガスの運動量がすべて液体の運動量に変換されたと仮定すれば、式(16)を積分して得られた式の運動量の項に $\rho_{ge} Q_{ge} \bar{u}_{Be}$ を代入し、両辺を $\pi \rho_l b_\alpha^2(z_{50})/\ln 2$ で除すると以下の式(26)、(27)が得られる。なお C_1 は積分定数であり、本計算法は $z > z_{50}$ の区間に適用される。

$$\begin{aligned} u_{1,cl}^2 (z/z_{50})^{2n} [1/(2\lambda^2) - \alpha_{cl}/(1+2\lambda^2)] \\ = gz/2 + C_1 \quad \cdots \cdots \cdots (26) \end{aligned}$$

$$C_1 = (\ln 2 \cdot \rho_{ge} Q_{ge} \bar{u}_{Be}) / (\pi \rho_l b_\alpha^2(z_{50})) - gz_{50}/2 \quad \cdots \cdots \cdots (27)$$

したがって式(26)、(27)より $\bar{u}_{1,cl}$ は解析的に求められる。

つぎに平均気泡上昇速度 $\bar{u}_B$ の構成方程式については前述の二通りのモデルについて考える。

(1) スリップ流モデルでは、ガスの連続の式は以下のよう書き換えられる。

$$\begin{aligned} Q_{ga} H_a / (H_a + H - z) \\ = \pi b_\alpha^2 \alpha_{cl} [\bar{u}_{1,cl}/(1+\lambda^2) + \bar{u}_s] / \ln 2 \quad \cdots \cdots \cdots (28) \end{aligned}$$

この式に既に求められた $\bar{u}_{1,cl}$ および b_α と α_{cl} に関する実験式を代入すると $\bar{u}_s$ が求められ、したがって式(13)から $\bar{u}_B$ も求められる。

(2) ドリフトフラックスモデルでは式(14)を以下のように変形する。

$$\bar{u}_B = C_0 (1 - \alpha) \bar{u}_1 / (1 - C_0 \alpha) + V_{Gj} / (1 - C_0 \alpha) \quad \cdots \cdots \cdots (29)$$

この式を式(9)へ代入し置換積分を施すことによって次式が得られる。

$$\begin{aligned} Q_{ga} H_a / (H_a + H - z) \\ = \pi \alpha_{cl} b_\alpha^2 / \ln 2 \int_0^1 [C_0 (1 - \alpha_{cl} X) \bar{u}_{1,cl} - X^{\lambda^2} + V_{Gj}] \\ / (1 - C_0 \alpha_{cl} X) dX \quad \cdots \cdots \cdots (30) \end{aligned}$$

ただし $X = \exp(-\ln 2 \cdot r^2/b_\alpha^2)$ である。

α_{cl} と b_α には式(17)、(18)を用いる。上式(30)中の C_0 が未知数である。 λ^2 が1.0と0.5の場合には C_0 は解析的に求められるが、それ以外の場合にはSimpson公式²²⁾による数値積分とSecant法²³⁾による代数方程式を用いて数値的に求めた。

3・2・2 浮力領域

浮力領域では α_{cl} と b_α は次式¹²⁾で与えられる。

$$\alpha_{cl} = 0.23 (-1.5z/z_5) \quad \cdots \cdots \cdots (31)$$

$$b_\alpha = 0.47 b_\alpha(z_5) \exp(0.75z/z_5) \quad \cdots \cdots \cdots (32)$$

$$z_5 = 17 (Q_{ge}^2/g)^{0.2} \quad \cdots \cdots \cdots (33)$$

$$b_\alpha(z_5) = 1.6 (Q_{ge}^2/g)^{0.2} \quad \cdots \cdots \cdots (34)$$

ここで z_5 と $b_\alpha(z_5)$ はそれぞれ α_{cl} が5%となる軸位置およびその位置におけるガスホールドアップの半値半幅である。

運動量支配領域における解析と同様に式(16)を積分し、上式を代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \exp(1.5z/z_5) \bar{u}_{1,cl}^2 [(1/2\lambda^2 - 0.23 \exp(-1.5z/z_5)) / \\ (1+2\lambda^2)] = 0.23gz + C_2 \quad \cdots \cdots \cdots (35) \end{aligned}$$

C_2 は積分定数であり、ここでは α_{cl} が10%となる位置で運動量支配領域での $\bar{u}_{1,cl}$ と連続となるように C_2 を決める。 α_{cl} が10%となる位置を z_{10} 、軸方向速度を $\bar{u}_{1,cl,10}$ 、 λ を λ_{10} とすると、 C_2 は以下の式となる。

$$C_2 = \exp(1.5z_{10}/z_5) \bar{u}_{l,cl,10}^2 \{1/2\lambda_{10}^2 - 0.23\exp(-1.5 \cdot z_{10}/z_5)/(1+2\lambda_{10}^2)\} - 0.23gz_{10} \quad (36)$$

したがって液速度 $\bar{u}_{l,cl}$ は式(36)を式(35)に代入することにより解析的に求められる。

平均気泡上昇速度を求めるに際して、まずスリップ流モデルでは、ガスの連続の式に積分を施した式に既に求められた $\bar{u}_{l,cl}$ および b_a と α_{cl} に関する実験式を代入することで $\bar{u}_s$ が求められる。

$$\bar{u}_s = Q_{ga}H_a / (H_a + H - z) / (0.23b_a^2(z_5)) - \bar{u}_{l,cl} / (1 + \lambda^2) \quad (37)$$

二つめのドリフトフラックスモデルでも同様に、式(30)の α_{cl} と b_a に浮力領域の式(31)、(32)を代入して $\bar{u}_s$ を求める。

以上の手続きによって気泡噴流内部及びその近傍における液速度と平均気泡上昇速度が計算できる。ただし、本手法においては、 α と $\bar{u}_l$ の半径方向分布をガウス分布として計算するので容器内循環流れにみられる下降流の流速は対象外となる。

4. 実験

4・1 液体に水を用いた場合の実験装置と液流速の測定

内径 $D=126\text{mm}$ 、高さ $H=252\text{mm}$ の亚克力製円筒容器に浴深が 233mm になるまで水を満たし、圧縮空気をレギュレータ、質量流量計を通して、容器底の中央部に設置した内径 $d_n=2\text{mm}$ の真鍮製単孔ノズルより吹き込んだ。ガス流量 Q_{ge} は $41.4\text{cm}^3/\text{s}$ である。液速度の測定にはレーザードップラー流速計(LDV)を用いた²⁴⁾。

4・2 気泡特性の測定

気泡上昇速度の測定は電気探針法と光ファイバーボイド率計の二通りの測定法で行った。これらの装置を用いて平均気泡上昇速度 $\bar{u}_B$ とあわせて気泡頻度 f_B とガスホールドアップ α 、平均気泡弦長さ $\bar{L}_B$ も同時に測定した。

5. 考察

5・1 水-空気系気泡噴流の実験値との比較

5・1・1 中心軸上の液速度

Fig. 1に軸方向液速度の中心軸上分布の計算値と著者らの実験値²⁴⁾を比較して示す。本モデルではガスと液体の運動量交換が $z=z_{50}/3$ で完了するとした場合と $z=z_{50}$ とした場合について計算した。 $z=z_{50}/3$ のほうが実験値との一致はよいが、 $z=z_{50}$ の場合も運動量支配領域において実験値よりも低めとなるものの、浮力領域においては軸方向液速度を比較的良好に予測できる。Schneideschらのモデルは $z=0$ における境界条件 $b_{u,e}$ をどのように見積るか、すなわち λ_e の値によってその解は図中に示すように大きく異なった値をとる。

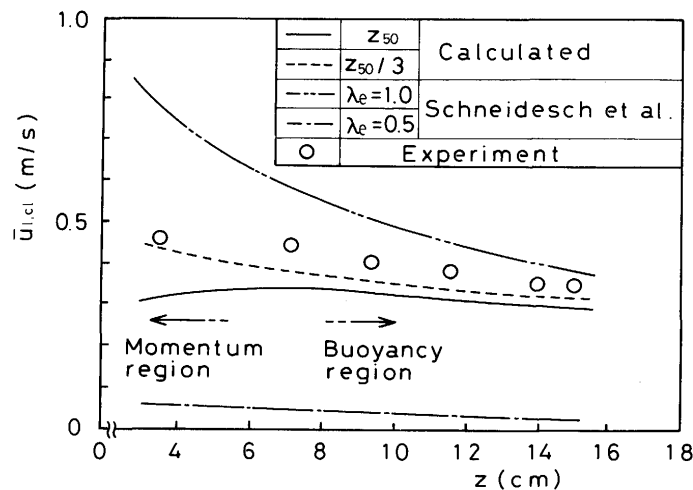


Fig. 1. Axial distributions of liquid velocity $\bar{u}_{l,cl}$ on the center line.

Air-Water, $Q_{ge}=41.4\text{cm}^3/\text{s}$, $d_n=2\text{mm}$, $D=126\text{mm}$, $H=233\text{mm}$

λ_e の最適値が存在すると思われるが、それを求めることは本論文の意図するところではないので以下生成気泡径を上昇領域半径として取り扱った赫ら³²⁾の手法にならい $\lambda_e=1.0$ の場合を取り上げて半径方向分布の特徴を実験値と比較するに留め、本モデルとの優劣については言及しない。

5・1・2 液速度の半径方向分布

Fig. 2～4に軸位置 z が 35mm 、 93mm 、 155mm における軸方向液速度の半径方向分布を示す。ただし λ は 1.0 、 0.7 、および式(12)で表される場合について行った。

まず $z=35\text{mm}$ の軸位置では、式(12)の λ はほぼ 1.0 となり、実線で示した本計算値は実験値と比較的良好に一致する。 $\lambda=0.7$ の場合、中心軸付近で実験値よりも小さな値をとる。Schneideschらのモデルでは特に中心軸上で実験値よりも大きくなる。

$z=90\text{mm}$ の軸位置では、中心軸近傍で $\lambda=1.0$ の場合が、また中心軸から遠ざかるにつれて式(12)で表される場合との一致が良好である。またSchneideschらのモデルも中心軸上で実験値よりやや大きい、中心軸から遠ざかるにつれて実験値とよく一致するようになる。

$z=150\text{mm}$ の位置では $\lambda=1.0$ の場合、全領域で実験値とのずれが大きくなる。 $\lambda=0.7$ および式(12)で表される場合は実験値とよく一致している。

以上のことから、 λ に式(12)を用いた本モデルによって軸方向液速度の中心軸上分布と半径方向分布は比較的良好に予測できる。

なお水-空気系気泡噴流の場合、ガスと液体の運動量交換の終わる軸位置を z_{50} より小さくすればFig. 1に示したように計算値と実験値の一致は良くなる。一方、後に述べるウッドメタル-窒素系ではその位置を $z_{50}/3$ とした場合、 z_{50} とした場合よりも、 $z=50\text{mm}$ の位置において中心軸上値は約50%ほど高い値を示した。したがってこのフィッティングパラメーターは液体の密度に依存するものと考えられるが、

その最適値については今後の実験データが蓄積された時点
で改めて考えたい。ここではとりあえず $z=z_{50}$ の場合をとり
あげ実験値と比較する。

5.1.3 平均気泡上昇速度の半径方向分布

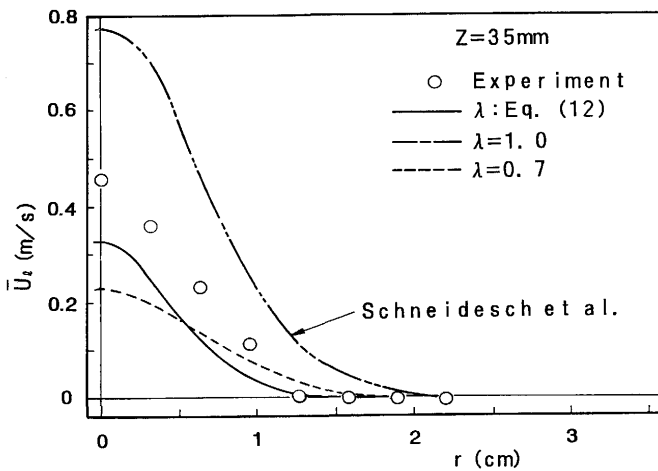


Fig. 2. Radial distributions of liquid velocity $\bar{u}_l$ at $z=35\text{mm}$.
Air-Water, $Q_{ge}=41.4\text{cm}^3/\text{s}$, $d_n=2\text{mm}$, $D=126\text{mm}$, $H=233\text{mm}$
The chain line(---) overlaps the solid line(—).

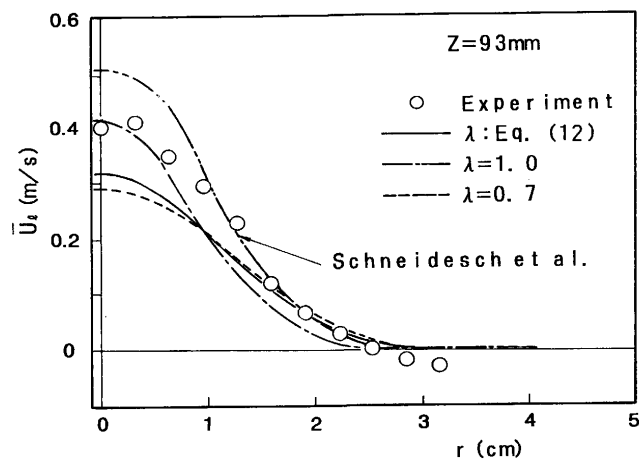


Fig. 3. Radial distributions of liquid velocity $\bar{u}_l$ at $z=93\text{mm}$.
Air-Water, $Q_{ge}=41.4\text{cm}^3/\text{s}$, $d_n=2\text{mm}$, $D=126\text{mm}$, $H=233\text{mm}$

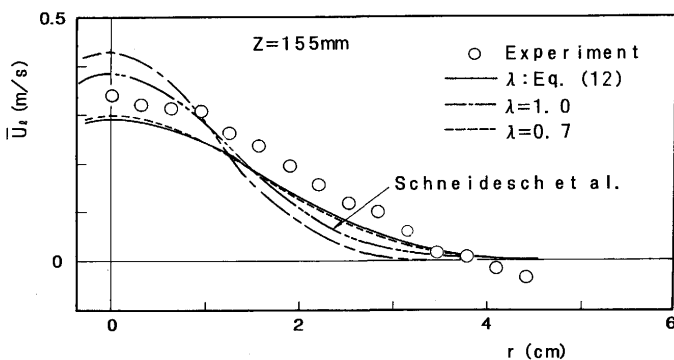


Fig. 4. Radial distributions of liquid velocity $\bar{u}_l$ at $z=155\text{mm}$.
Air-Water, $Q_{ge}=41.4\text{cm}^3/\text{s}$, $d_n=2\text{mm}$, $D=126\text{mm}$, $H=233\text{mm}$

スリップ流モデルおよびドリフトフラックスモデルに基
づく計算値を実験値と比較する。ただし液速度の計算に必
要な λ には式(12)を用いた。Fig. 5に軸位置 z が35mm, 93
mm, 155mmにおける平均気泡上昇速度 $\bar{u}_B$ の半径方向分布
を示す。運動量支配領域の $z=35\text{mm}$ の軸位置では、いずれ
のモデルに基づく計算値も全領域にわたって実験値よりも
高めとなる。スリップ流モデルの場合、半径方向のいたる
ところで実験値よりも大きい。ドリフトフラックスモデ
ルの場合、中高の分布形状をとり、気泡噴流外周部付近で
は実験値とよく一致する。Schneideschらのモデルは中心軸
近傍において特に差が著しいが、気泡噴流外周部付近でド
リフトフラックスモデルの場合と同じような値をとる。

これらの平均気泡上昇速度の実験値とガスホールドア
ップの実験値をそれぞれの半径位置で乗じ、半径方向に積分
すると通過ガス流量が計算できる。積分値は吹き込みガス
流量と比較すると15~20%ほど小さかった。 $z=35\text{mm}$ にお
ける気泡上昇速度と気泡径の頻度分布をFig. 6に示したが、
気泡上昇速度の頻度分布は正規分布とはならず、二つのピー
クをもった分布となっている。これは大きな直径の気泡
群とこれらが分裂してできた小さな気泡群が存在すること
によって生じたものと考えられ、大きな気泡は大きな速度
で、小さな気泡は小さな速度で上昇する。ガスホールドア
ップ α は主に大きな気泡群によって決定される。この様な場
合、気泡上昇速度 $\bar{u}_B$ は小さな気泡の寄与も含んでいるので、
 α と $\bar{u}_B$ を乗じ、半径方向に積分して得られたガス流量は実際
の値より必ず小さくなる。このことが上記相違の原因の一

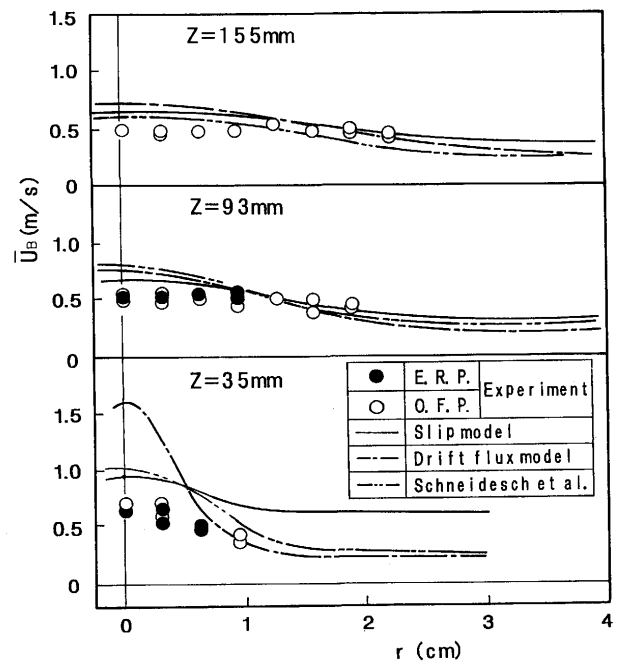


Fig. 5. Radial distributions of mean bubble rising
velocity $\bar{u}_B$.
E. R. P.: electro-resistivity probe
O. F. P.: optical fiber probe
Air-Water, $Q_{ge}=41.4\text{cm}^3/\text{s}$, $d_n=2\text{mm}$, $D=126\text{mm}$, $H=233\text{mm}$

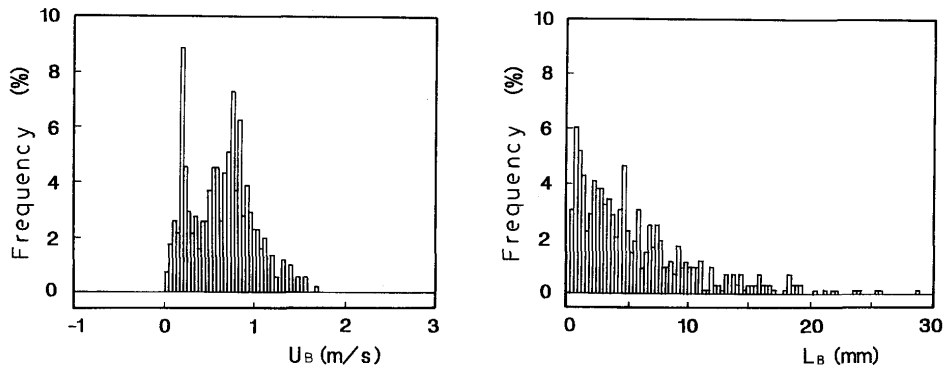


Fig. 6. Frequency distributions of bubble rising velocity u_B and bubble chord length L_B measured using optical fiber probe at $z=35\text{mm}$ on the center line.

Air-Water, $Q_{ge}=41.4\text{cm}^3/\text{s}$, $d_n=2\text{mm}$, $D=126\text{mm}$, $H=233\text{mm}$

つと考えられる。

浮力領域の $z \geq 93\text{mm}$ ではドリフトフラックスモデルよりもスリップ流モデルのほうが実験値との一致はよい。またSchneideschらのモデルも浮力領域では実験値と比較的よく一致している。以上のことから、本実験条件の場合、ノズル近傍の運動量支配領域においてはいずれのモデルを用いても平均気泡上昇速度の計算値は実験値よりも高めとなるが、浮力領域では実験値に近づくようになる。ただしスリップ流モデルを用いる方が実験値との一致はよい。

5.1.4 Zhouらの実験値²⁵⁾との比較

Zhouらは著者らと同じようにLDVを用いて底吹き気泡噴流の軸方向液速度を、電気探針法と画像処理による粒子追跡法 (particle analyzer) を用いて気泡上昇速度を測定している。

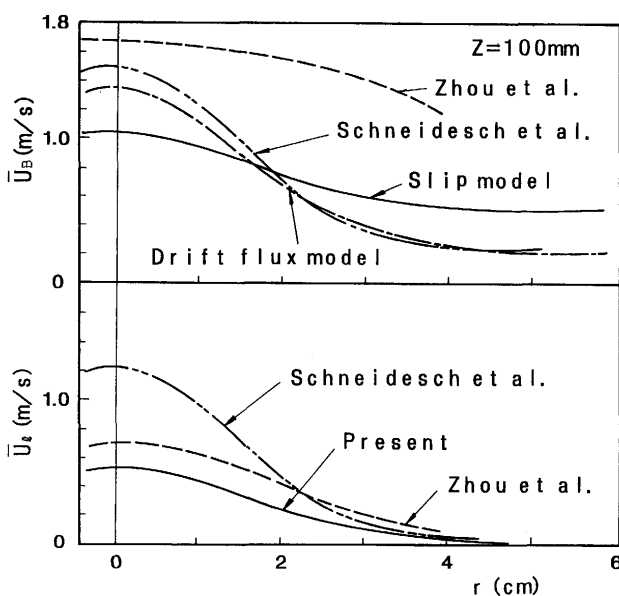


Fig. 7. Comparisons of the calculated values with the experimental values for $\bar{u}_i$ and $\bar{u}_B$ studied by Zhou *et al.* at $z=100\text{mm}$.

Air-Water, $Q_{ge}=250\text{cm}^3/\text{s}$, $d_n=5\text{mm}$, $H=500\text{mm}$

運動量支配領域の軸位置 $z=100\text{mm}$ における軸方向液速度と平均気泡上昇速度の計算値と実験値との比較をFig. 7に示す。軸方向液速度の計算値は彼らの実験値よりもやや小さいが分布形状はよく似ている。Schneideschらのモデルでは、中心軸上値が大きく、中高の分布形状をとる。 $\bar{u}_B$ についてはドリフトフラックスモデルとスリップ流モデルの優劣をつけ難い。一方、ここでデータは示していないが、浮力領域に位置する $z=280\text{mm}$ における $\bar{u}_i$ については $z=100\text{mm}$ の場合と同じことが言えるが、 $\bar{u}_B$ についてはスリップ流モデルが優れていることがわかった。

5.2 熔融金属内気泡噴流の実験値との比較

5.2.1 水銀-空気系気泡噴流

水銀-空気系気泡噴流の液速度を本計算値と比較してFig. 8に示した。実験値は球の流動抵抗を利用したプローブを用いて $z=100\text{mm}$ の中心軸上で求めた²⁶⁾。この軸位置は吹き込むガスの流量が約 $40\text{cm}^3/\text{s}$ を越えるあたりで浮力領域から運動量支配領域となる。計算値は実験値よりも小さいが、ガス流量の増加につれて、実験値に近づくようになる。

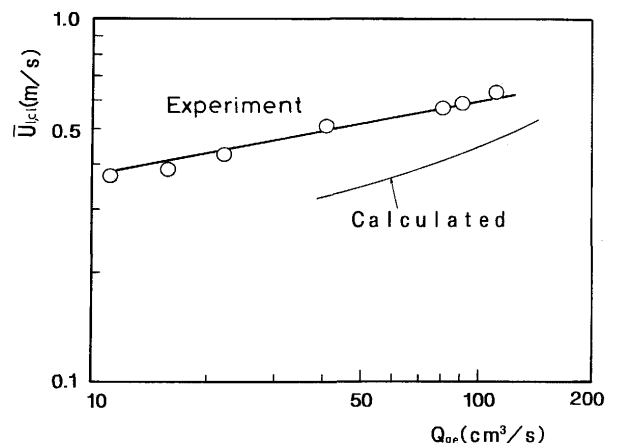


Fig. 8. Comparison of the calculated value with the experimental value for $\bar{u}_{i,cl}$ studied by the present authors at $z=100\text{mm}$.

Air-Mercury, $d_n=1\text{mm}$, $D=123\text{mm}$, $H=146\text{mm}$

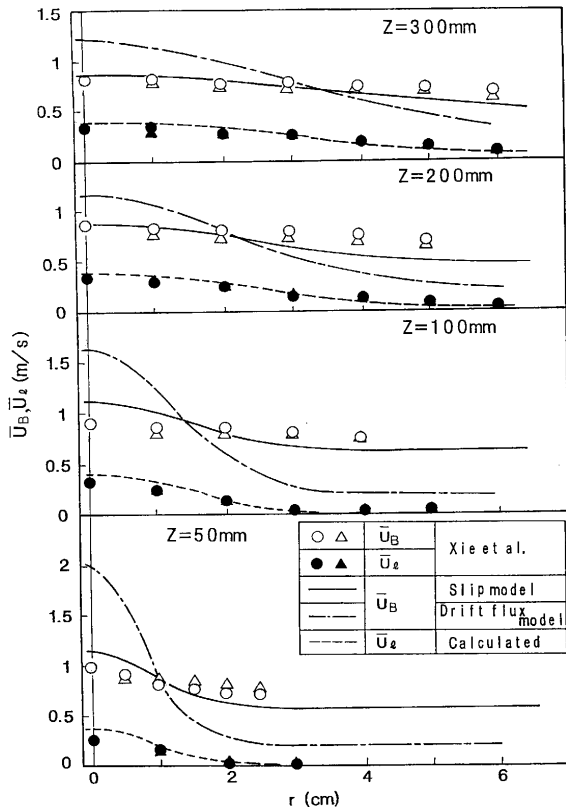


Fig. 9. Comparisons of the calculated values with the experimental values for $\bar{u}_1$ and $\bar{u}_B$ studied by Xie *et al.*

Nitrogen-Liquid Wood's metal, $Q_g=200\text{Ncm}^3/\text{s}$, $d_n=3\text{mm}$, $D=400\text{mm}$, $H=370\text{mm}$

5.2.2 ウッドメタル-窒素系気泡噴流の実験値との比較

Fig. 9にXieら²⁷⁾²⁸⁾のウッドメタル-窒素系気泡噴流における平均気泡上昇速度と液速度の実験値を本モデルによる計算値と比較して示す。なお、ここには示さないが α の中心軸上値と半値半幅は著者らの提案した実験式によく一致していた。 $\bar{u}_B$ の計算値は一般にドリフトフラックスモデルを用いる場合は中高の分布、スリップ流モデルではそれよりもやや平坦な分布形状となる。実験値はスリップ流モデルの計算値よりも平坦な分布形状を示しているが、図に示した全ての領域においてスリップ流モデルによる計算値のほうが実験値によく一致している。 $\bar{u}_1$ については計算値と実験値との一致はよい。

5.2.3 溶銅-窒素系気泡噴流

川上ら²⁹⁾は1250°Cの溶銅中に窒素を吹込み、気泡特性を電気探針法を用いて調査している。Fig.10に計算値と実験値との比較を示す。計算値は、気泡と浴内の液体との間に熱伝達が起こらないとした場合(図中A)と、浴内に吹き込まれるまでに熱伝達が完了するとした場合(図中B)の二通りについて示している。 $z=50\text{mm}$ の軸位置では実験値は噴流外縁部において計算値よりもやや高い値を示すが、いずれのモデルとも一致はよくない。一方、軸位置が100および150mmになると実験値はスリップ流モデルによる計算値Bとよ

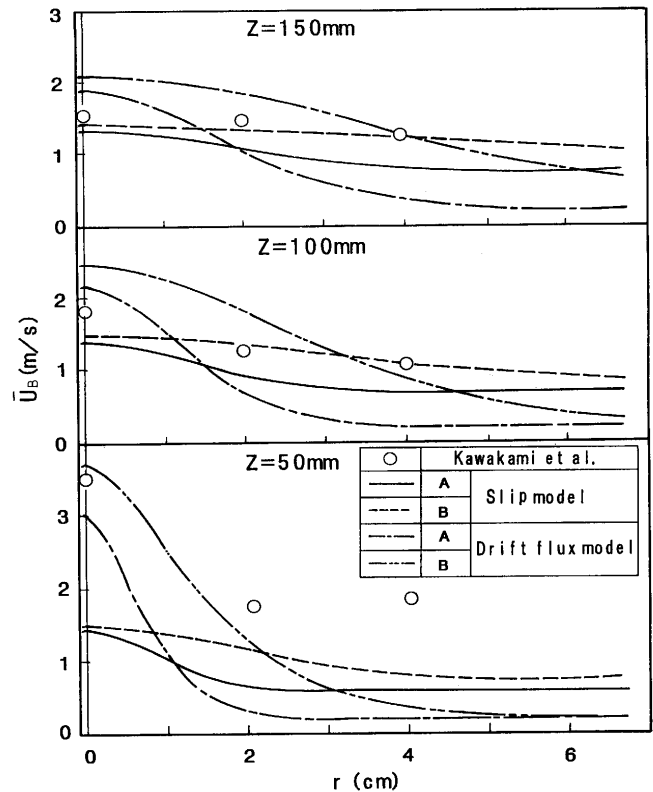


Fig. 10. Comparisons of the calculated values with the experimental values for $\bar{u}_B$ studied by Kawakami *et al.*

Nitrogen-Copper, $Q_g=365\text{Ncm}^3/\text{s}$, $d_n=1.5\text{mm}$, $D=150\text{mm}$, $H=200\text{mm}$, temperature of the bath: 1250°C

く一致するようになる。

6. 結言

1) 本モデルによれば軸方向の液速度 $\bar{u}_1$ を解析的に求めることができる。半値半幅比に式(12)を用いた本モデルによる液速度の計算値は水-空気系、水銀-空気系、ウッドメタル-窒素系気泡噴流の実験値の軸方向ならびに半径方向分布を比較的良好に予測できる。

2) ドリフトフラックスモデルに基づく気泡上昇速度 $\bar{u}_B$ は中高の分布形状、スリップ流モデルではそれよりもやや平坦な分布形状をとる。水-空気系、ウッドメタル-窒素系、溶銅-窒素系気泡噴流に関して、運動量支配領域では、いずれのモデルが優れているかの判定は難しいが、浮力領域ではスリップ流モデルのほうが優れている。

文 献

- 1) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, **68** (1982), p.2451
- 2) 浅井滋生, 岡本徹夫, 赫冀成, 鞭 巖: 鉄と鋼, **68** (1982), p.426
- 3) 赫冀成, 浅井滋夫, 鞭 巖: 鉄と鋼, **70** (1984), p.1590
- 4) N. A. Hussain and R. Siegel: Trans. ASME, J. Fluid Eng., **101** (1976), p.49
- 5) D. Mazumdar and R. I. Guthrie: Metall. Trans., **7B** (1985), p.83
- 6) 別所永康, 谷口尚司, 菊池 淳: 鉄と鋼, **73** (1985), p.669

- 7) 沢田郁夫, 大橋徹郎: 鉄と鋼, **71** (1987), p.1117
- 8) K. -H. Tacke, H. G. Schubert, D. J. Weber and K. Schwerdtfeger: Metall. Trans. B, **16** (1985), p.263
- 9) 川上正博, 富本 登, 伊藤公允: 鉄と鋼, **68** (1982), p.774
- 10) A. H. Castillejos and J. K. Brimacombe: Metall. Trans. B, **18** (1987), p.659
- 11) 井口 学, 川端弘俊, 岩崎敏勝, 野沢健太郎, 森田善一郎: 鉄と鋼, **76** (1990), p.840
- 12) 井口 学, 野沢健太郎, 富田祐志, 森田善一郎: 鉄と鋼, **77** (1991), p.1426
- 13) J. S. Woo, J. Szekely, A. H. Castillejos and J. K. Brimacombe: Metall. Trans. B, **21** (1990), p.269
- 14) 例えば, D. J. Nicklin: Chem. Eng. Sci., **17** (1962), p.693
- 15) N. Zuber and J. A. Findley: Trans. ASME (Journal of Heat Transfer), **87** (1965), p.453
- 16) C. R. Schneidesch, H. J. Richer and P. E. Queneau: The Reinhardt Schuhmann Int. Symp. on Innovative Technology and Reactor Design in Extraction Metallurgy, ed. by D. R. Gaskell *et al.*, (1986), p.43 [A publication of the Metallurgical Society, Inc.]
- 17) L. F. Shampine: ACM Trans. Math. Soft., **8** (1992), p.93
- 18) S. Takeli and W. H. C. Maxwell: J. of the Waterway, Port Coastal and Ocean Div., ASCE, **106** (1980), p.49
- 19) M. Iguchi, T. Kondoh, Z. Morita, K. Nakajima, K. Hanazaki, T. Uemura and F. Yamamoto: Proc. of 6th Int. Conf. on Refining Process (SCANINJECT VI), Part I, Luleå, Sweden, (1992), p.145 [Organized jointly by MEFOS and Jernkontoret]
- 20) 赤川浩爾: 鉄と鋼, **75** (1989), p.571
- 21) 井口 学, 出本庸司, 菅原直也, 森田善一郎: 鉄と鋼, **78** (1992), p.407
- 22) 例えば, 磯田和男, 大野 豊: Fortranによる数値計算ハンドブック, (1974), p.129 [オーム社]
- 23) 例えば, 磯田和男, 大野 豊: Fortranによる数値計算ハンドブック, (1974), p.446 [オーム社]
- 24) 井口 学, 竹内博明, 森田善一郎: 鉄と鋼, **76** (1990), p.699
- 25) M. Zhou and W. Li: Iron and Steel, **25** (1990) 5, p.14
- 26) 井口 学, 川端弘俊, 森田善一郎, 出本庸司: 材料とプロセス, **4** (1991), p.978
- 27) Y. Xie, S. Orsten and F. Oeters: ISIJ Int., **32** (1992), p.66
- 28) Y. Xie and F. Oeters: Steel Research, **63** (1992), p.93
- 29) 川上正博, 細野 聡, 高橋一寿, 伊藤公允: 鉄と鋼, **78** (1992), p.275