

論文 底吹き取鍋, LD 転炉および RH 脱ガス装置における混合特性の比較

渡辺吉夫*・赫冀成*²・浅井滋生*³・鞭巖*³

Comparison of Mixing Characteristic in Bottom Blowing Ladle, LD Converter and RH Degassing Process

Yoshio WATANABE, Ji-Cheng HE, Shigeo ASAI, and Iwao MUCHI

Synopsis :

The theoretical correlation between mixing time (τ) and mixing power density (ϵ) which was presented in the previous work is confirmed through water model experiments for bottom blowing ladle, LD converter and RH degassing process. In the flow controlled predominately by inertia force or turbulent viscous force, τ is proportional to $\epsilon^{-1/3}L^2$ in the three vessels where the power (γ) to vessel size (L) depends on the vessel type. The value of γ reflects the turbulent structure of agitated liquid and it is an essential factor for scale-up. Thus, the precise information of turbulence, i. e., the velocity variation is measured by a hot-wire anemometer and a spectral analysis of the velocity fluctuation is computed by the method of FFT (Fast Fourier Transform). The dissipation energy of turbulence ($\bar{\epsilon}'$) can be evaluated from the information of the spectral analysis. A correlation between τ and $\bar{\epsilon}'$ is presented in a unified fashion without regard to the kind of vessels.

1. 緒 言

近年, 精錬反応装置において, 融体の混合状態が複合反応の反応速度と個々の反応の平衡到達率に影響することが明らかになるにつれて, 融体の混合状態の解明が重視されるようになってきた。精錬装置内において融体が乱流状態で運動している場合, 融体素片の微視的な速度変動は装置内で起こる物質の移動速度に影響を与える。また, 脱酸反応において, 介在物の凝集浮上過程の凝集速度は融体内の乱流状態に強く依存することが推察される。

従来, 冶金反応装置の混合状態の推定のために, 混合時間という巨視的概念が採用されているが, ここでは, 微視的な観点から, 融体の乱流状態を評価し, 混合時間との関連を明らかにすることを試みる。

最近, 化学工学の分野において, 機械的攪拌槽内の混合状態を乱流現象との関連において把握する試みが活発に行われるようになってきた。すなわち, 乱流の速度変動成分を測定し, それをスペクトル解析することによって, 乱流の種々の特性値を求めている。一方, 冶金の分野では, 融体の乱流機構に立ち入ったものとしては, わずかに, ガス吹き込み攪拌槽内の乱流運動エネルギー分

布を求めた報告¹⁾があるのみである。

本研究では, 底吹き取鍋, LD 転炉, RH 脱ガス装置の三種類の反応装置について, ホモデル実験によつて混合時間を測定するとともに, 乱流場の不規則現象を定量的に把握するために, 熱線流速計による速度変動の直接測定を行った。得られたデータを FFT (Fast Fourier Transform) 法によつてスペクトル解析し, その結果を用いて, 局所エネルギー消散速度 (単位体積当たりの攪拌動力) を直接計算で求めた。次に, 局所エネルギー消散速度の槽内平均値で混合時間を整理することにより, 三種類の反応装置の混合特性が統一的に表されることを示す。

2. 混合時間の測定

2.1 攪拌動力の推算

装置における攪拌動力密度 (液体の単位体積当たりの動力) ϵ の推算方法は次のようである。

底吹き取鍋では, 吹き込まれたガスが液体内で断熱膨張し, 液体はガスの浮力によつて攪拌されるとみなすと, ϵ は (1) 式²⁾ のように表される。

$$\epsilon = \zeta p_1 Q_g [1 - (p_2/p_1)^{(\zeta-1)/\zeta}] / [(\zeta-1) \cdot V] \dots (1)$$

ここで, ζ は比熱比 (C_p/C_v) である。

昭和 56 年 11 月本会講演大会にて発表 昭和 57 年 7 月 27 日受付 (Received July 27, 1982)

* 名古屋大学大学院 (現: 住友金属工業(株)) (Graduate School, Nagoya University, Now Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

*² 名古屋大学大学院 (Graduate School, Nagoya University)

*³ 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

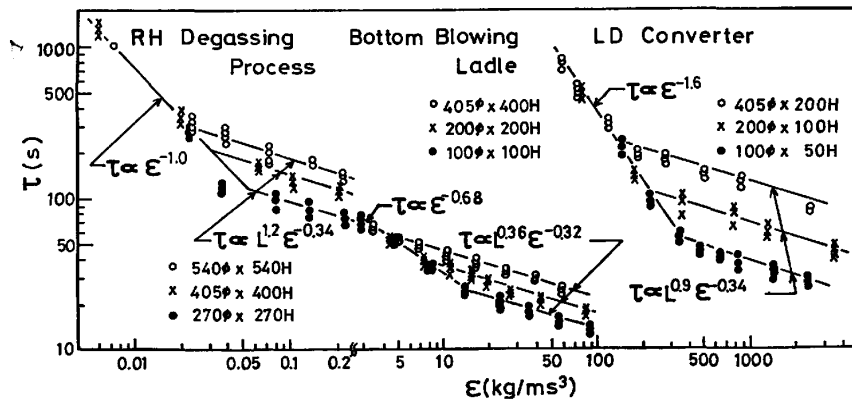


Fig. 1. Comparison between Bottom blowing ladle, LD converter and RH degassing process in the relationship between mixing time and mixing power density

LD 転炉の場合には、ガスジェットの運動エネルギーのうち、攪拌に有効に作用するエネルギーを正確に推定することは困難である。液面に到達したガスが保有するエネルギーは、すべて攪拌に有効に作用するものとみなせば、次の(2)式³⁾が導かれる。

$$\epsilon = 1.83 \times 10^5 Q_g^3 / (d^3 h V) \dots \dots \dots (2)$$

実際には、攪拌に無効なガスが存在するため、(2)式から推算される ϵ の値は大きすぎるかもしれないが、(4)式の関数形はほぼ満足できることが確認されている⁴⁾。

RH 脱ガス装置の ϵ の算出は、上昇管において吹き込まれるガス流量に基づくものではなくて、下降管出口における流体の運動エネルギーに基づいて行い、次式を導いた。

$$\epsilon = Q_1 \rho_1 u_1^3 / 2V \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 V は真空槽内の溶鋼を除いた取鍋内の溶鋼の体積である。(3)式から ϵ を推算することは、上昇管が取鍋槽に与える攪拌の寄与を無視して、上昇管入口での流速を零とおいたことに相当する[†]。

2.2 実験方法

底吹き取鍋, LD 転炉, RH 脱ガス装置の三種類の装置模型を作成し、流体には水を使用して混合時間を測定した。底吹き取鍋では、容器底部の中央より空気を吹き込み、LD 転炉については、浴表面の中央の上方から内径 1 mm と 2 mm の単孔ストレートノズルを用いて $(0.8 \sim 2.0) \times 10^{-4} \text{ Nm}^3/\text{s}$ の流量で空気を吹き付けた。容器の大きさは、底吹き取鍋では、直径を三通り (0.405; 0.200; 0.100 m) に変えて、液深さと直径の比を 1:1 とした。LD 転炉においても、直径を三通り (底吹きの場合と同じ) に変化させ、浴の深さと直径の比を 1:2 に設定した。また、RH 脱ガス装置 (上昇管

Table 1. The effect of physical properties and operational variables on mixing time.

decaying process of tracer	fluid flow predominated by		
	(I) viscous force	(II) inertia force	(III) turbulent viscous force
(B) convection	$n=0.5, \gamma=0$ $\xi=0, \alpha=0$ $\beta=0.5, \kappa=0$	$n=1/3, \gamma=2/3$ $\xi=0, \alpha=1/3$ $\beta=0, \kappa=0$	$n=1/3, \gamma=0$ $\xi=2/3, \alpha=1/3$ $\beta=0, \kappa=0$
(C) turbulent diffusion		$n=1/3, \gamma=8/3$ $\xi=-2, \alpha=1/3$ $\beta=0, \kappa=0$	$n=1/3, \gamma=2$ $\xi=-4/3, \alpha=1/3$ $\beta=0, \kappa=0$

$$\tau \propto \epsilon^{-n} L^{1/\xi} \rho^{\alpha} \mu^{\beta} D^{\kappa}$$

径 = 下降管径 : 0.026 ; 0.050 m) については、取鍋部の直径を三通り (0.540 ; 0.405 ; 0.270 m) に変化させ、液の深さと直径の比を 1:1 に保つた。混合時間の測定には、既報²⁾と同様な方法を採用した。すなわち、攪拌槽内 (底部側壁) に設置した 2 本の白金電極を交流ブリッジ回路に接続し、トレーサーとして投入された KCl 15 wt% 水溶液の濃度変化の推移を電極間の電位差として検出し、混合時間は電位差が最大電位差の 2% 以下になるのに要した時間と定義した。

2.3 実験結果

三種類の装置における τ と ϵ の関係をまとめて Fig. 1 に示す。既報の底吹き取鍋における測定結果²⁾と同様に LD 転炉および RH 脱ガス装置における測定結果でも明瞭な屈折点が認められた。これは既報の理論解析²⁾によつて求められた Table 1 の n の値から予測されるように、上記三種類のいずれの装置についても流動形態が粘性支配域から慣性あるいは乱流粘性支配域へ移行する際の変化 (屈折) であることが確認された。また、三種類の装置とも乱流域での ϵ のべきから求められる n の値は約 1/3 となつており、理論値と一致する。一方、層流域における n の値は底吹き取鍋では、0.68 とほぼ理論から予想される値となつているが、その他の装置では、1.6 (LD 転炉), 1.0 (RH 脱ガス装置) となつて

† 実測された上昇管入口近傍の流速は非常に小さいので、これはほぼ妥当に取り扱いと考えられる。

おり、理論値 よりもかなり大きくなっている。この点は、層流域から分子拡散が支配する領域への遷移領域に入ったためと解釈できよう^{†2}。

乱流域で、装置スケール (L) のべきは、LD 転炉については 0.9, RH 脱ガス装置では 1.2 となっており、底吹き取鍋における値 (0.36) に比べてかなり大きな値になっている。

2.4 考 察

乱流場における混合距離 (l) が装置スケール (L) に比例するとみなせる場合には、 L にかかる見かけのべきは $(\gamma + \xi)$ となり、Table 1 からわかるように、B・II, B・III, C・II, C・III とともに、 $\gamma + \xi = 2/3$ となっている。しかし、本実験の結果によれば、底吹き取鍋では 0.36, LD 転炉は 0.9, また RH 脱ガス装置については 1.2 となり、いずれの装置においても $l \propto L$ とはみなせないことを示唆している。そこで、 $l \propto L^s$, ($0 < s < 1$) と仮定して、Table 1 に代入すると、装置スケール L にかかる見かけのべき γ' は、B・II : $\gamma' = 2/3$, B・III : $\gamma' = 2s/3$, C・II : $\gamma' = 8/3 - 2s$, C・III : $\gamma' = 2 - 4s/3$ となる。実験から得た γ' の値から、Table 1 の混合の各形態に応じて、 s の値を求め、 $0 < s < 1$ を満足する領域を探すと、底吹き取鍋では B・III, LD 転炉と RH 脱ガス装置では、C・II あるいは C・III の領域となる。すなわち、底吹き取鍋と他の二装置 (LD, RH) とでは混合の形態が基本的に異なることが推察される。このように、 γ' の値は装置内での乱流状態をある程度まで反映しており、混合時間の測定からも、流動の形態がある程度推察できることがわかる。

3. 乱流理論に基づく流動特性の解析

3.1 乱れの表示法

装置内の一点における流速 $u(t)$ は、平均流速 \bar{U} と変動速度 $u'(t)$ の和として(4)式のように表される。

$$u(t) = \bar{U} + u'(t) \dots\dots\dots (4)$$

変動速度を距離の関数として $u'(x)$ で表し、 $u'(t)$, $u'(x)$ のフーリエ積分を行うと、それぞれ、(5)式、(6)式となる。

$$X(f) = \int_0^\infty u'(t) e^{-i2\pi ft} dt \dots\dots\dots (5)$$

$$X(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty u'(x) e^{-ikx} dx \dots\dots\dots (6)$$

(5)式中の f は変動速度の波の周波数で、(6)式の k はその波数であり、 f と k は(7)式で関係づけられる。

$$k = 2\pi f / \bar{U} \dots\dots\dots (7)$$

(5), (6), (7)式から $X(f)$ と $X(k)$ の関係が、(8)式のように示される。

$$X(k) = \bar{U} X(f) / \sqrt{2\pi} \dots\dots\dots (8)^{\dagger 3}$$

次の(9), (10)式のパワースペクトルの定義式および(8)式から、空間的変動のスペクトル $P(k)$ と時間的変動のスペクトル $P(f)$ の間の関係を求めると、(11)式が得られる。

$$P(k) = (1/L') E[|X(k)|^2] \dots\dots\dots (9)^5$$

$$P(f) = (1/T) E[|X(f)|^2] \dots\dots\dots (10)^5$$

$$P(k) = (\bar{U}/2\pi) P(f) \dots\dots\dots (11)^6$$

(9), (10)式の $E[]$ はアンサンブル平均 (相加平均) を意味する。そして、(11)式は次の(12)式の変動速度とパワースペクトルの関係を満足することになる。

$$\overline{u'(t)^2} = \int_0^\infty P(k) dk = \int_0^\infty P(f) df \dots\dots\dots (12)^6$$

(12)式の物理的意味は次のようである。波数が k (渦の直径が $(2\pi/k)$ を意味している。) $\sim k + dk$ の渦が持つ乱流渦の運動エネルギーは $P(k)dk$ であることを意味する。実験で測定される $\mu'(t)$ を(5)式に適用して $X(f)$ を求め、さらに、(10)式を用いて $P(f)$ が得られ、次に(11)式から $P(k)$ を求めることができる。

ここで、不規則関数 $u'(t)$ のフーリエ積分にあたっては、FFT (Fast Fourier Transform) 法を用いる。FFT は有限離散型データのフーリエ積分を迅速に求めるために開発されたアルゴリズムで、従来の方法に比べて計算時間が大幅に短縮できる。以下、この計算法について簡単に述べる。

$N = 2^q$ (q は正の整数) 個のデータ $u'(j)$, ($j = 0, 1, 2, \dots, N-1$) が与えられたとき、この有限離散型フーリエ変換 $X(m)$ は(13)式で表される。

$$X(m) = \sum_{j=0}^{N-1} u'(j) \exp[-i 2\pi jm/N] \cdot (T/N), \dots\dots\dots (13)$$

$(m = 0, 1, 2, \dots, N/2)$

ここで、 m の範囲は、周波数範囲 $f (= m/T)$ が次の(14)式で定義されるナイキスト周波数 f_m より小さいという条件から、(15)式のように示される。

$$f_m = N/2T, \quad m \leq N/2 \dots\dots\dots (14), (15)$$

すなわち、(15)式は FFT によつて求められるフーリエ積分値の個数が全データ数の半分以下であることを意味している。さて、(13)式を変形すると(16)式を得る。

^{†3} (7)式を(6)式に代入して次式を得る。 $X(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty u'(x) e^{-i2\pi f x / \bar{U}} dx$, x/\bar{U} は時間 t に対応するので、 $x/\bar{U} = t$, $dx/\bar{U} = dt$ とおける。したがつて、 $x(k) = \frac{\bar{U}}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty u(t) e^{-i2\pi f t} dt = (\bar{U} X(f) / \sqrt{2\pi})$ となる。

^{†2} 分子放散が支配する領域では、 ϵ のべきは理論的に零となるが、 τ の値は飛躍的に大きくなる。そのため、遷移領域では、見掛け上 n の値が大きく現れる。

$$X(m) = \frac{T}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u'(j) \left[\cos\left(2\pi j \frac{m}{N}\right) - i \sin\left(2\pi j \frac{m}{N}\right) \right] \dots\dots\dots (16)$$

ここで, N 個のデータの有限余弦フーリエ変換, および有限正弦フーリエ変換を (17), (18)式のように表すと (16)式は (17)式, (18)式を用いて (19)式のようになる.

$$A_m = \sum_{j=0}^{N-1} u'(j) \cos(2\pi jm/N) \dots\dots\dots (17)$$

$$B_m = \sum_{j=0}^{N-1} u'(j) \sin(2\pi jm/N) \dots\dots\dots (18)$$

$$X_m = (T/N) (A_m - iB_m) \dots\dots\dots (19)$$

したがって, (10)式で定義したパワースペクトル密度関数が (20)式のように求められることになる.

$$P(f) = (\Delta t/N) E[A_m^2 + B_m^2] \dots\dots\dots (20)$$

ここで, Δt はデータのサンプリング間隔を意味し, $\Delta t = T/N$ となる. (20)式から, N 個の離散型データ $u'(t)$ と, サンプリング間隔 Δt を与えることにより, パワースペクトルの分布が求められることになる. なお (20)式中の A_m, B_m の計算に際しては, 名古屋大学大型計算機センターに登録されている実フーリエ解析のためのサブルーチン (FFTR) を使用した.

(11)式を用いて総括的情報を与える $P(f)$ の分布が得られると, 乱流の種々の特性値が, 計算によつて求められる. ここでは, 後に, 実験で求める局所エネルギー消散速度 (ϵ') について説明する.

局所エネルギー消散速度 ϵ' は, 渦が持つ運動エネルギーのうち, 粘性的作用によつて熱として消散されるエネルギーの時間的変化を意味し, (21)式で定義される⁷⁾.

$$\epsilon' = 15\nu \int_0^\infty k^2 P(k) dk = 15\nu \left(\frac{2\pi}{U}\right)^2 \int_0^\infty f^2 P(f) df \dots\dots\dots (21)$$

ϵ' は熱および物質の移動現象に関与する重要な因子であり, 攪拌槽内全体の総和は, 系に加えられる攪拌動力に等しくなる.

3.2 データ処理システム

実験装置の概略図を Fig. 2 に示す. 混合時間の測定に用いた底吹き取鍋, LD 転炉, RH 脱ガス装置を用い, それぞれの攪拌槽内の所定位置に熱フィルムプローブを挿入し, 熱線流速計によつて流速を測定した. なお, 底吹き転炉や上吹き転炉では, 容器寸法, 攪拌保持時間に依存して液に共振現象が生ずることが報告されている⁸⁾. そこで, 本実験における乱流測定にあつては, 定常振動域を対象にして, 十分な攪拌時間を取つた後, 測定した. 実験条件を Table 2 に示す.

熱線流速計からの出力信号を, A/D 変換器を通して, デジタル信号に変換した後, マイクロコンピュータ

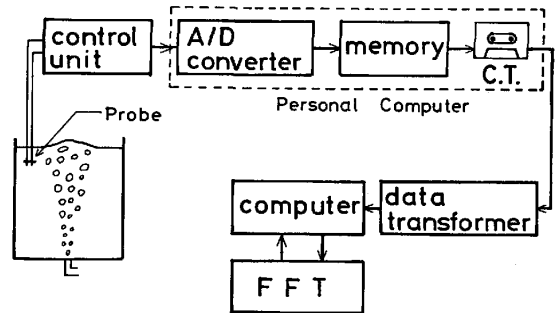


Fig. 2. The block diagram of data processing system used in the experiment.

Table 2. The experimental conditions in the water models.

	Dimensions of Vessels(mm)		ϵ (kg/ms ³)
Bottom Blowing Ladle	200 ϕ \times 200 H	100 ϕ \times 100 H	17
LD Converter	200 ϕ \times 100 H	100 ϕ \times 50 H	675
RH degassing Process	270 ϕ \times 270 H		0.233

(TEAC PS-80) のメモリーに一度記憶させる. サンプリング周波数 1 kHz で 9500 個のデータを A/D 変換によつて採取した. 一度マイクロコンピュータのメモリーに記憶されたデータは, デジタルカセット磁気テープに記録された後, 名古屋大学大型計算機センター内のデータ変換システム (PANAFACOM PFU-400) を通して大型計算機 (FACOM M-200) へ転送される.

大型計算機では, 測定値 $u(j)$ から, (4)式で定義された \bar{U} と $u'(j)$ を求める. 次に, $u'(j)$ から (20)式で定義されるパワースペクトル分布 $P(f)$ を求め, (21)式の局所エネルギー消散速度 ϵ' を計算する.

3.3 実験結果

変動速度 $u'(t)$ のパワースペクトル分布の一例を Fig. 3 に示す. この図から, 底吹き取鍋と他の二装置 (LD, RH) とでは, 乱れの構造に明らかな相違が認められる. すなわち, いずれの装置においても, 1 Hz 近傍にスペクトルのピークがあるが, LD 転炉と RH 脱ガス装置については, それぞれ 4 Hz, 3 Hz 付近にも高いピークが存在する. しかし, 底吹き取鍋では後者のピークは現れない. 1 Hz 近傍のピークは既報⁹⁾ に述べられている浴の振動に伴うものと考えられ, 装置寸法の減少に伴つてピークの位置は高周波側へ移行した. LD 転炉と RH 脱ガス装置にみられる第 2 のピークは浴全体の振動ではなく, 槽内の流れに伴う固有の振動と推察される. 底吹き取鍋についても同様の振動があるものと思われるが, 第 1 のピークに重なっているか, あるいは LD 転炉や RH 脱ガス装置のように顕著でないものと思われる. スペクトル分布は, ここに示した測定点以外の点においても調べたが, 上述したスペクトル分布の

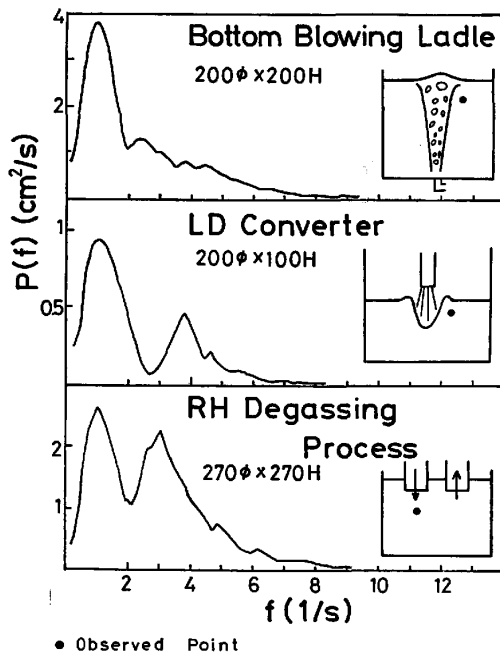


Fig. 3. Power spectral distribution in the water models of Bottom blowing ladle, LD converter and RH degassing process.

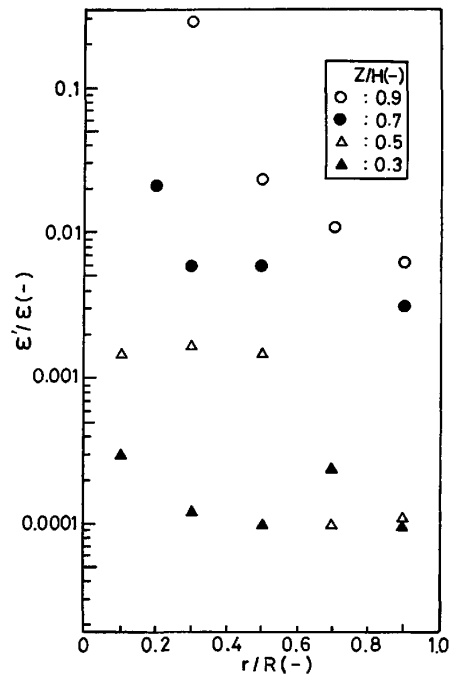


Fig. 5. Distribution of local energy dissipation in the water model of LD converter ($200\phi \times 100H$).

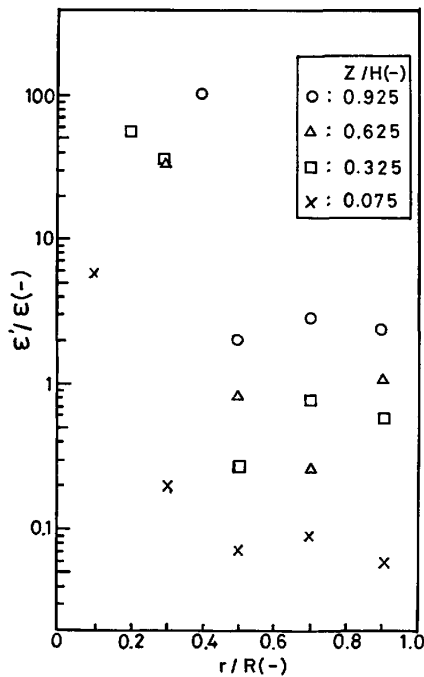


Fig. 4. Distribution of local energy dissipation in the water model of Bottom blowing ladle ($100\phi \times 100H$).

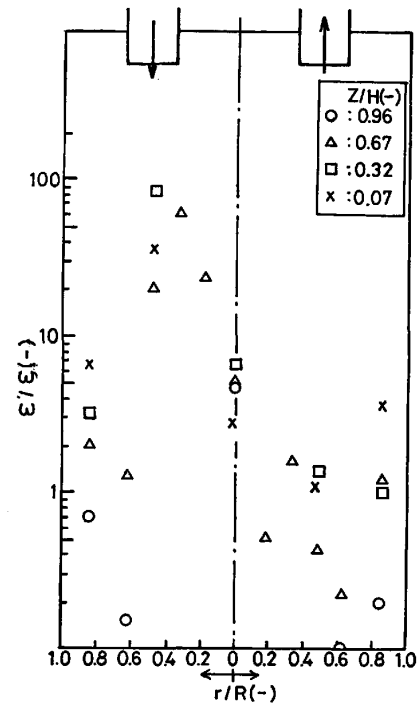


Fig. 6. Distribution of local energy dissipation in the water model of RH degassing process ($270\phi \times 27H$).

形状の相違は、乱れがある程度強い位置においては、ほぼ同様に認められた。

次に、局所エネルギー消散速度 (ϵ') を攪拌動力密度 (ϵ) で無次元化した値の各装置における槽内分布の実測結果を Fig. 4~Fig. 6 に示す。これらの図から、乱れ

が強いと考えられる位置、すなわち、底吹き取鍋では気泡が上昇する領域の周辺、LD 転炉では凹み近傍、また RH 脱ガス装置では下降管からの吐出流の近くで (ϵ'/ϵ) の値が非常に大きくなっており、槽底部付近での値に比べて、数百倍以上の差異が認められる。これは、攪

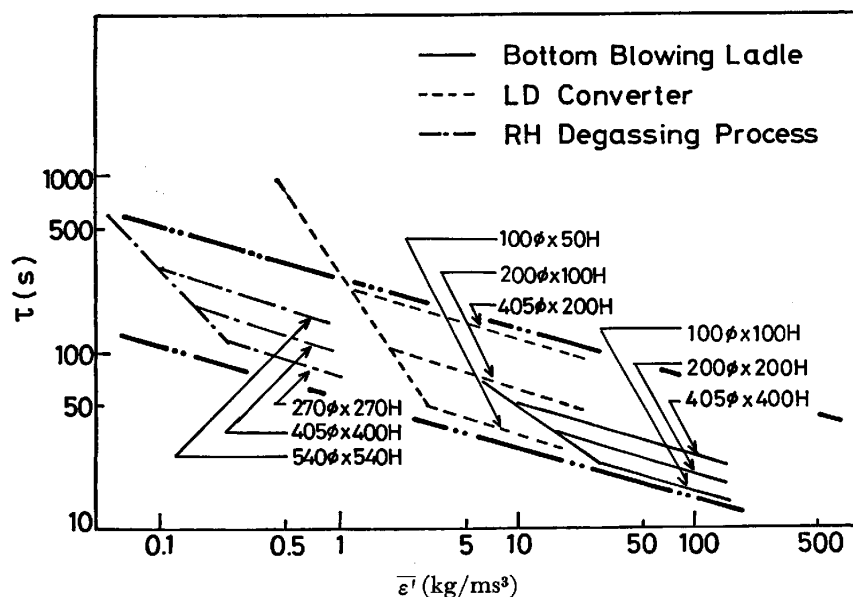


Fig. 7. The relationship between mixing time and observed energy dissipation per unit volume in Bottom blowing ladle, LD converter and RH degassing process.

拌翼による機械的攪拌槽の場合⁷⁾⁹⁾に比べてかなり大きな差異となっており、槽内の乱れが機械的攪拌槽の場合よりも不均一であることが推定される。

3.4 考察

底吹き取鍋における (ϵ'/ϵ) の槽内平均値 $(\bar{\epsilon}'/\epsilon)$ を各位置における測定値に基づいて体積積分によつて求めると、 $200\phi \times 200H$ の容器については 1.83、 $100\phi \times 100H$ については 2.49 となつた。理論的にはこれらの値は 1 となるべきであるが、体積積分を行う際の誤差、および変動速度 $u'(t)$ の測定誤差のためやや大きな値になつたものと思われる。次に、LD 転炉における (ϵ'/ϵ) の槽内平均値 $(\bar{\epsilon}'/\epsilon)$ を同様にして求めると、 $200\phi \times 100H$ の容器については 0.0086、 $100\phi \times 50H$ では 0.0084 となつた。これらの値は理論値の 1% 以下であり、非常に小さなものとなつている。この理由は次のように考えられる。

LD 転炉の攪拌動力の推算にあつては、ガスジェットの全運動エネルギーが液面で攪拌動力として液側に伝達されるとみなしたが、実際には、このうち攪拌に有効に作用するエネルギーはわずかであり、大部分は系外へ逃げるため、槽内平均の $(\bar{\epsilon}'/\epsilon)$ の値が著しく小さくなつたものと推察される。このことは、大河平ら¹⁰⁾の実験結果で、底吹きに対する上吹きエネルギー効率が 1/10 と評価されていることと呼応している。

一方、RH 脱ガス装置については、フローパターンが他の二装置とは異なり、軸対称ではないので、厳密には、Figs. 6 に示す値だけから $(\bar{\epsilon}'/\epsilon)$ を求めることができないが、およその値を推定すると 5 程度となる。こ

れが理論値の 1 よりも大きくなる理由は、前述のように、 ϵ の算出にあつて、上昇管の効果を無視したことと、 $u'(t)$ の測定および積分誤差が考えられる。

以上、新たに求めた $\bar{\epsilon}'$ を用いて、Fig. 1 に示した ϵ と τ の関係を $\bar{\epsilon}'$ と τ の関係に描き変えると、Fig. 7 のようになる。この図から、Fig. 1 では装置ごとに、 ϵ と τ の関係が大きく離れていたものが、 $\bar{\epsilon}'$ で整理することにより各装置における乱流域での $\bar{\epsilon}'$ と τ の関係が 2 点鎖線で示す領域内で統一的に表現できることがわかる。

4. 結 言

底吹き取鍋, LD 転炉, RH 脱ガス装置の三種類の装置について、水モデル実験で混合時間を実測した。装置の大きさを変えて行つた混合時間の測定から、底吹き取鍋と他の二装置 (LD, RH) では、装置スケールが混合時間に及ぼす効果に差異があることがわかつた。

そこで、この混合特性の相違に着目して、装置内での液体の乱流に伴う変動速度を実測し、それをスペクトル解析することにより、次のことを明らかにした。

(1) 底吹き取鍋と、他の二装置 (RH, LD) とでは、スペクトルの形状に差異がみられ、乱れの構造が異なる。

(2) LD 転炉において、ガスジェットの運動エネルギーのうち、攪拌に有効に寄与するものは、全体の約 1% 程度に過ぎない。

(3) 各装置で測定された混合時間 τ を局所エネルギー消散速度の槽内平均値 $\bar{\epsilon}'$ で整理すると、装置の種類

によらず、ほぼ一つの領域内で表現できる。

記 号

A_m : $u'(j)$ の有限余弦フーリエ変換 [m/s]
 B_m : $u'(j)$ の有限正弦フーリエ変換 [m/s]
 c_p : 定圧比熱 [J/kg $^{\circ}$ K]
 c_v : 定積比熱 [J/kg $^{\circ}$ K]
 D : 分子拡散係数 [m 2 /s]
 d : ノズル径 [m]
 E []: アンサンブル平均
 f : 周波数 [1/s]
 f_m : ナイキスト周波数 [1/s]
 H : 液の深さ [m]
 h : ランス高さ [m]
 k : 波数 [1/m]
 L : 装置の代表長さ [m]
 L' : サンプリング距離 [m]
 l : 混合距離 [m]
 N : データ数 [-]
 n : 攪拌動力密度のべき [-]
 $P(k), P(f)$: スペクトル [m 3 /s 2], [m 2 /s]
 p : 流体静圧 [Pa]
 Q_g : ガスの体積流量 [Nm 3 /s]
 Q_l : 液体の体積流量 (環流量) [m 3 /s]
 γ : 中心からの距離 [m]
 s : $l \propto L^s$ としたときの L のべき [-]
 T : サンプリング時間 [s]
 t : 時間 [s]
 Δt : データのサンプリング間隔 [s]
 \bar{U} : 平均速度 [m/s]
 $u(t), u(j)$: 流速 [m/s]
 $u'(t), u'(x), u'(j)$: 変動速度 [m/s]
 u_1 : 下降管における流体の線速度 [m/s]
 V : 体積 [m 3]
 $X(f)$: $u'(t)$ のフーリエ積分値 [m]
 $X(k)$: $u'(x)$ のフーリエ積分値 [m 2 /s]
 $X(m), u'(j)$ のフーリエ積分値 [m]
 x : 距離 [m]
 Z : 液底面から上方への距離 [m]
 α : ρ のべき [-]

α' : 定数 [-]
 β : μ のべき [-]
 γ : L のべき [-]
 γ' : $=s\xi + \gamma$ [-]
 ε : 攪拌動力密度 [W/m 3] = [kg/m \cdot s 3]
 ε' : 局所エネルギー消散速度 [W/m 3] = [kg/m \cdot s 3]
 ε'' : 槽内平均局所エネルギー消散速度 [W/m 3] = [kg/m \cdot s 3]
 ζ : 比熱比 (= c_p/c_v) [-]
 χ : D のべき [-]
 μ : 分子粘性係数 [Pa \cdot s]
 ν : 動粘性係数 [m 2 /s]
 ξ : l のべき [-]
 ρ_1 : 液体の密度 [kg/m 3]
 τ : 混合時間 [s]
 (添字) 1, 2: 液底面および液表面

文 献

- 1) J. SZEKELY, H.J. WANG, and K.M. KISER: Metall. Trans., 7B (1976), p. 287
- 2) 浅井滋生, 岡本徹夫, 赫翼成, 鞭巖, 鉄と鋼, 68 (1982) p. 426
- 3) 江見俊彦, 中西恭二, 斉藤健志, 加藤嘉英, 仲村秀夫, 鈴木健一: 学振 19 委-No. 10303 (昭和 55 年 9 月)
- 4) 謝祐生, 渡辺吉夫, 浅井滋生, 鞭巖: 鉄と鋼, 69 (1983), p. 596
- 5) 日野幹雄: スペクトル解析 (1977), p. 44, 45, 200 [朝倉書店]
- 6) J.O. HINZE: Turbulence, (1959), p. 202, 203 [Mc-Graw-Hill Inc.]
- 7) 岡本幸道, 西川正史, 橋本健治: 化学工学論文集, 5 (1979), p. 410
- 8) 加藤嘉英, 中西恭二, 野崎 努, 鈴木健一郎, 江見俊彦: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 1604
- 9) 外山茂樹, 鉛野貴明, 十亀盛男: 化学工学論文集, 7 (1981), p. 524
- 10) 大河平和男, 樋口満雄, 阿部和博, 平居正純, 甲斐幹: 鉄と鋼, 67 (1981), S864