

九州大学工学部 学生員 土谷 武

同 正会員 栗谷陽一

同 学生員 多田基公

1. まえがき

表面張力が再曝気速度に影響を及ぼすとして、Dobbins¹⁾およびLevich²⁾が式を提案している。

$$K_L = \text{Const.} \cdot \epsilon^{1/2} \nu^{1/2} D_m^{1/2} \rho^{1/2} \sigma^{-1/2} \quad (1)$$

しかし、界面活性剤を投与した実験水での再曝気速度の実験結果を(1)式は満足していなかった。そこで、筆者らは乱れによる表面伸縮に対する界面活性の緩和効果を考慮した曝気モデルを提出した。そのモデルでは、表面の乱れを周期運動として、界面活性の影響を受けた水表面条件を求め、その条件の下でLamontのEddy Cell modelから表面近傍でのflow patternを決定し、Kingの理論より曝気の式を導いた。その式は実験値と一応満足したが、理論的な問題点があった。それはLamontのmodelでは、micro scaleの渦が界面活性の影響を受けずに完全に流体本体から表面へ供給されるとして、micro scaleに相当するある一定の深さのところに境界条件を設定する。だが、micro scaleの大きさが界面活性によって変化するとすれば、界面活性に無関係に常に一定の深さの部分に境界条件を設置することは出来ない。そこで、表面近傍への乱れエネルギーのflowとして大きなscaleの渦が流体本体から表面へ供給され、再曝気に関与するmicro scaleの渦はその大きなscaleの渦がcascade downした結果生じたものと考えられるだろう。

本論文では、micro scaleの大きさが界面活性によって変化するか否かを実験的に確かめ、これに基づいて表面への乱れエネルギーのflowの点から曝気モデルを検討する。

2. 実験装置・実験方法

表面の乱れの測定に関して、浮子として円形のパンタフズ(直径1mm強、約50個)を底部に4枚羽根4組を設置した攪拌槽(図-1参照)の水表面に浮遊させ、移動状況をビデオ・テープに記録し、一定の時間間隔 Δt (3, 6, 9, 12, 15秒)ごとに各々の浮子の位置を測定した。各二粒子間の相対距離 $\bar{r}$ の変化量 $\Delta \bar{r}$ を計算し、同一 $\bar{r}$ に対して $\Delta \bar{r}$ にガウス分布を仮定し、拡散係数 $(\overline{\Delta \bar{r}^2})/\Delta t$ を推定した。攪拌速度10rpm、水量36ℓ(格子上端よりの水深17.2cm)。界面活性剤にはSDS(ラウリル硫酸ナトリウム)およびTween 80を使用した。

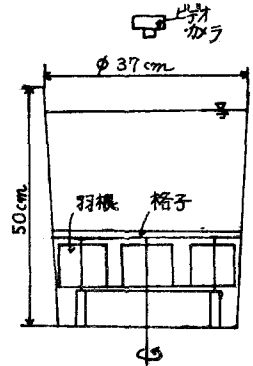


図-1

3. 実験結果

実験から求めた拡散係数をRichardsonの法則³⁾を考慮して $(\overline{\Delta \bar{r}^2})/\Delta t \cdot (\bar{r})^{5/3}$ とし、その $\bar{r}$ に対する変化を求めたものを図-2, 3, 4に示す。 $\bar{r}$ の小さいところではRichardsonの法則よりはずれており、この点から乱れのmicro scaleを求めた。図-2 (clean water) では $\bar{r}$ が約1.3cm付近より、図-3 (SDS 1.0×10^{-4} (M)) では約3cm付近より、図-4 (Tween 80 2.0×10^{-3} (%)) では約2cm付近より、 $(\overline{\Delta \bar{r}^2})/\Delta t \cdot (\bar{r})^{5/3}$ の値をほぼ一定と見なせるので、その範囲では拡散係数 $\propto \bar{r}^{2/3}$ が成立していると考えてよからう。図-3ではその範囲の $(\overline{\Delta \bar{r}^2})/\Delta t \cdot (\bar{r})^{5/3}$ の値が他の二つより若干高い傾向にあるが、ほぼ三者を同程度と見なすと界面活性の影響の有無によらず ϵ は一致するであろうと思われる。以上より、micro scaleはClean waterでは約1.3cm, SDS 1.0×10^{-4} (M)では約3cm, Tween 80 2.0×10^{-3} (%)では約2cmとなり、界面活性によってmicro scaleが増加していることが明らかになった。

4. 考察

表面の乱れの測定より、大きな scale に対して一応 Richardson の法則が成立していると思受けられたが、これはエネルギー・スペクトルになおと一多乗則が成立しており、micro scale の渦のエネルギーは大きな渦からの cascade down により供給されることを伺わせる。表面近傍では、非常に大きな乱れエネルギー勾配があるが一多乗則が成立するのは恐らく各 scale の乱れエネルギーが流体本体から表面にあまり供給されていないことを示していると思われる。そこで、表面における乱れエネルギー散逸 $\varepsilon = \alpha \frac{v(l)^3}{l}$ は慣性領域では l によらず一定とみなせる。ここで、 $v(l)$ は乱れ scale l の渦の代表速度である。Clean water では、粘性によるエネルギー散逸 $\varepsilon_v = \rho \nu \frac{v(l)^3}{l^2}$ は ε と一致し、micro scale は $(\nu/\varepsilon)^{1/4}$ に比例する。表面近傍でのエネルギー散逸において、界面活性による乱れエネルギー散逸も存在する場合、これは界面活性が粘性と同様に表面近傍の micro scale の乱れに対して作用するものと見なせる。そこで、界面活性による乱れエネルギー散逸(単位面積当り) $\varepsilon_s = \gamma \frac{v(l)^3}{l^2}$ とし、界面活性による影響深さを micro scale と同程度にとれば、表面近傍でのエネルギー収支は次の様になる。

$$\varepsilon = \varepsilon_v + \varepsilon_s / \rho l_m \quad (2)$$

ただし、 l_m は micro scale, ρ は水の密度である。したがって、(2)式は

$$\varepsilon^{1/3} = \beta' \frac{v}{l_m^{1/3}} + \gamma' \frac{\rho^{1/3}}{l_m^{1/3}} \quad (\beta' = \frac{\beta}{\alpha^{1/3}}, \gamma' = \frac{\gamma}{\alpha^{1/3}}) \quad (3)$$

となる。clean water の micro scale を l_{mc} とすると、 $\varepsilon_s = 0$ より次式となる。

$$\varepsilon^{1/3} = \beta' \frac{v}{l_{mc}^{1/3}} \quad (4)$$

(3)=(4)より

$$1/l_{mc}^{1/3} = 1/l_m^{1/3} + a \cdot 1/l_m^{1/3} \quad (\because a = \frac{1}{\rho v} \cdot \frac{\gamma}{\beta}) \quad (5)$$

(5)式より明らかな様に、 $l_{mc}/l_m < 1$ となり、実験結果を定性的に満足している。

定数 a は攪拌強度および界面活性剤の種類により決定される量と推定される。

ここで、 ε が一定の場合について、clean water および $\text{SDS } 1.0 \times 10^{-4} \text{ (M)}$ の各々の micro scale の実験結果 $l_{mc}/l_m = 1.3/3.0$ から K_L/K_0 (K_0 は clean water の再曝気速度) は次の様になる。表面伸縮理論 ($K_L = \text{const.} \cdot D_m^{1/2} \cdot \nu^{1/4} \cdot \varepsilon^{1/4}$) に界面活性による見かけの動粘性係数 $2\nu_0$ ($\varepsilon l_m^{1/3}$) を導入すると、 $K_L/K_0 = (\nu/\nu_0)^{1/4} = (l_{mc}/l_m)^{1/3} = (1.3/3.0)^{1/3} \div 0.76$ となる。一方、(1)式で同様の計算を行うと次の様になる。 $K_L/K_0 = (\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon})^{1/3} \cdot (\frac{\nu}{\nu_0})^{1/4} = (\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon})^{1/3} \cdot (\frac{l_m}{l_{mc}})^{1/3} = (\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon})^{1/3} \cdot (\frac{3.0}{1.3})^{1/3} \div 1.90$ (ただし、 $\text{SDS } 1.0 \times 10^{-4} \text{ (M)}$ の表面張力 $\sigma \div 46 \text{ dyne/cm}$, clean water の表面張力 $\sigma_0 \div 72 \text{ dyne/cm}$)。以前報告した実験結果では $\text{SDS } 1.0 \times 10^{-4} \text{ (M)}$ の $K_L/K_0 \div 0.63$ であった。したがって、表面伸縮理論では micro scale の増大から K_L の低下を説明出来るが、(1)式からでは説明出来ない。

結論(1)下からのエネルギー供給による Lamont の model は界面活性による micro scale 増大を説明出来ない。

(2) micro scale の表面乱れエネルギー供給は表面の大きな scale の渦からなれ、micro scale の乱れエネルギーの吸収が粘性によるものに界面活性によるものを追加したものとすれば、micro scale 増大を説明出来る。

(3)一定のエネルギー散逸で、界面活性による micro scale 増大を仮定しても、表面伸縮理論から K_L の低下を説明出来る。今後も、さらに表面の乱れの構造(界面活性のある場合)を検討して行きたい。

5. 参考文献

- 1) Dobbins, W.E.: ASCE, PS3-78, SA3, 1964
- 2) Levich, V.G.: Physicochemical Hydrodynamics, P689-692
- 3) 栗谷ら, 再曝気係数に及ぼす表面張力の影響, 5年連続学術講演集(4)栗谷ら, 再曝気速度に及ぼす界面活性の影響について, 第2回年次講演集

