

九州大学 工学部 正会員 栗谷陽一
学生員 安部 喬

1. まえがき 表面曝気の理論には、Dankwerts, 又は O'Connor, Dabbers の表面更新説、Leitch の表面張力の影響を考えるものなどがあるが、これらの説では曝気速度を支配する表面附近の乱れとの関係が明確ではない。ここでは、液膜内での酸素拡散の物理モデルを設定し、酸素吸収速度と乱れとを関連づけるため、表面附近の速度変動と酸素吸収速度を測定して検討を加えた。

2. 理論 表面附近で図1のような乱れを考える。液膜内では、 $\frac{\partial w}{\partial z}$, $\frac{\partial u}{\partial y}$ は一定と考えられ、連続の式より $\frac{\partial w}{\partial z} = -(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}) = -\alpha$ (Const.) ----- (1)

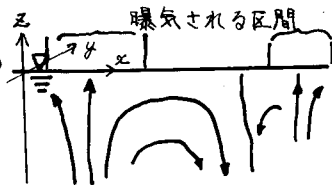


図1. 酸素吸収のモデル

$\therefore w = -\alpha z$ ($z=0$; $w=0$)。z方向の流速wがある場合、z方向への酸素濃度Cの分子拡散は、定常状態においては、 $w \frac{\partial C}{\partial z} = D_m \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}$ 。したがって、 $-\alpha z \frac{\partial C}{\partial z} = D_m \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}$ 。これを境界条件 $z=0$; $C=C_0$

(C_0 :飽和酸素濃度), $z=\infty$; $C=C_L$, $\frac{\partial C}{\partial z}=0$ (C_L :液体の酸素濃度)のもとで解くと
 $C = C_0 - \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi D_m}} (C_0 - C_L) \int_0^\infty e^{-\frac{\alpha}{2D_m} z^2} dz \therefore \frac{dC}{dz} \Big|_{z=0} = -\sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} (C_0 - C_L) D_m^{1/2} \alpha^{1/2}$ ----- (2)

表面曝気速度jは $j = -D_m \frac{dC}{dz} \Big|_{z=0} = K (C_0 - C_L)$ (K :再曝気係数) ----- (3)

式(3)に式(2)を代入して、 $j = -\sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} (C_0 - C_L) D_m^{1/2} \alpha^{1/2}$ (D_m :液膜を通る分子拡散係数)。曝気区間の割合は、 $1/2$ と考えられるから

$$j = -\sqrt{\frac{1}{2\pi}} (C_0 - C_L) D_m^{1/2} \alpha^{1/2} \text{ ----- (4)}$$

$$K = -\sqrt{\frac{1}{2\pi}} D_m^{1/2} \alpha^{1/2} \text{ ----- (5)}$$

ここで、表面附近の代表的乱れスケール l と乱流強度 U' が曝気を支配すると考え、(1)より $\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{U'}{l}$ ($=\alpha$) とおく。一樣乱れにおいては、慣性領域では $\varepsilon \propto K^{-3/2}$ 、粘性領域では $\varepsilon \propto K^{-2}$ (ε :エネルギー・スワフトル, K :波数)。波数 K に対する乱れスケール l は $\frac{l}{K}$ 、代表的乱流強度 U' は $\sqrt{\varepsilon K}$ ($\because U'^2 \propto \varepsilon K$)となり、結局、慣性領域では $\alpha = \frac{U'}{l} \propto K^{1/3}$ 、粘性領域では $\alpha \propto K^{-2}$ となる。したがって、慣性領域から粘性領域へ遷移するところでの α が表面曝気を支配すると考え

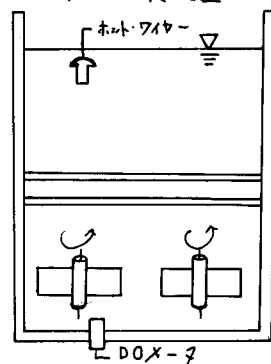
$$\alpha = \frac{U'}{l} \text{ (} l \text{: 乱れの最小スケール, } U' \text{: そのスケールに対する乱流強度)}$$

とした。

Dankwertsの表面更新説において、 $1/U'$ を平均寿命と考えれば、定性的には同じ式であるが、このようにすれば、表面近くの乱れの実測値と直接結びつけられ、表面更新の考えでは、境界が Lagrangian に在る矛盾もさけられると思われる。

3. 実験 直径310mm、深さ340mmのアクリル製円筒形水槽の底で、同一方向に回る2組の羽根車により、施回流と乱れとを発生させた。羽根車と水面との間に幅10mmの格子を2段に置き乱れを起した。

図2 実験装置



水面附近の流速変動をホット・ワイヤーで測り、ペン書きオシロスコープに記録した。底にはDOメータのセンサーを挿入して酸素濃度を測定した。実験は、まず、水槽に空気を吹きこんで、水槽内の酸素濃度を4ppmぐらいにしたあとと攪拌し、水表面下2mmでの速度変動と酸素濃度の変化をはかる。水深方向の乱れの変化の様子を調べるため、8mm, 32mmの水深での速度変動も測定した。

4. エネルギー・スペクトル 波の *coherency* を考えて、乱れによる流速変動を *wave train* に分解して、各 *wave train* に対する *power spectrum* を求め、それらの平均値をとると位相関係によるスペクトルの値のばらつきがなくなる。(図3, 4, 5)

5. 実験結果と考察 エネルギー・スペクトルから求めた図7より α を最大にする l と U を求めた。酸素濃度の時間変化より、式(3)により再曝気係数を求めた。

スペクトルには、羽根車の回転による乱れの成分が現れており、一様な乱れが得られている。

表1に水深方向に対する乱れの変化の様子を示す結果をまとめた。流速9.4cm/s、水深2mmの場合には、羽根車の回転の影響が大きい。

表3に表面下2mmでの α と K との関係を示す結果をまとめた。図6は α と K とをプロットしたもので、直線は $DH=0.0021$ cm/sと式(5)により求めたものである。これから再曝気係数の値を式(5)により評価できると思われる。

なおエネルギー・スペクトルの計算には、九州大学大型計算センターのFACOM230-60を使用した。

図3

図4

図5

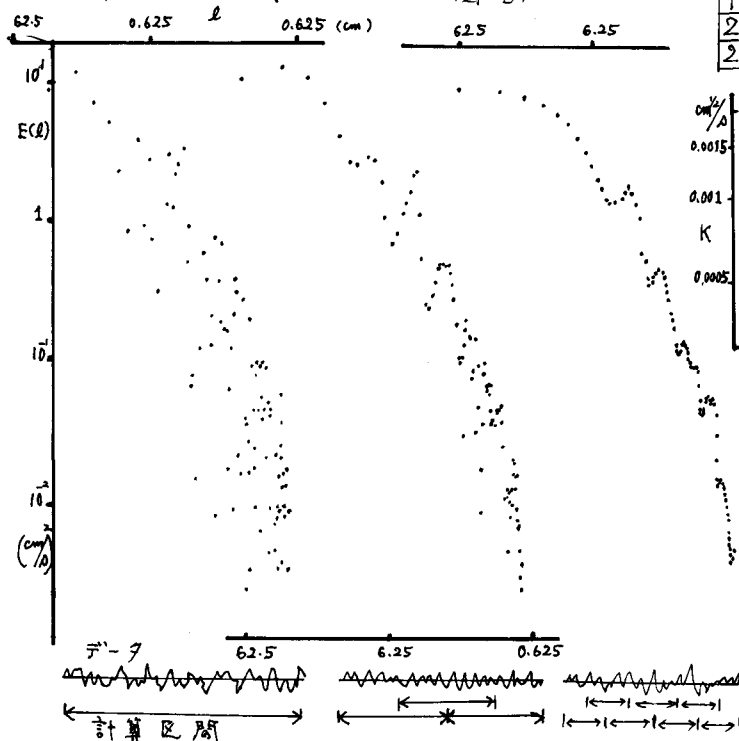


表 1.

平均流速	水深	U'	l	α
9.4	2	0.080	0.74	0.081
	8	0.192	0.92	0.210
	32	0.280	0.72	0.392
19.4	2	0.198	0.97	0.243
	8	0.245	0.87	0.282
	32	0.264	0.76	0.350

表 2.

平均流速	U'	l	α	K
8.4	0.0725	2.76	0.026	0.00035
9.4	0.115	1.75	0.066	0.00056
11.7	0.123	1.46	0.084	0.00073
15.1	0.166	1.21	0.14	0.00089
18.1	0.450	0.93	0.47	0.00096
19.4	0.198	0.97	0.24	0.00102
21.9	0.246	0.80	0.31	0.00168
22.8	0.260	0.79	0.33	0.00187

