

九州大学 工学部 正 員 栗谷陽一

大阪市 〃 安部 喬

九州大学 工学部 学生員 敷田和久

1. まえがき 前回は羽根車が2組であったこと及びホットワイヤーによる乱れ測定等で、あまり高い精度が得られなかったのを、今回、改良して比較検討した。

第(Ⅱ)報に於て、自由表面からの酸素の吸収速度は、自由表面の伸縮によつて律速されると考へ、液膜係数を与ふる式を誘導した。すなわち、表面伸縮速度を α 、水中に於ける酸素の分子拡散係数を D_m とすると、液膜係数 K は、

$$K = \sqrt{D_m \alpha} / 2\pi \quad (1)$$

さらに、水中の乱れによつて表面の伸縮が起される場合には、表面伸縮速度は、主として最大渦で支配される拡散現象と異り、最小スケールの渦が支配的であると考えられる。energy dissipation を ϵ とすると、

$$\alpha \approx x_{\min} u'_{\min} \approx F(x_{\min})^{1/2} x_{\min}^{3/2} \quad (2)$$

ここに、

$F(x_{\min})$: 最小渦の波数 $x_{\min}$ での energy spectrum

$u'_{\min}$: 最小渦の乱れ速度

あるいは、最小渦スケールの式

$$x_{\min} = \sqrt[4]{\frac{3\nu^2}{\epsilon} \left(\frac{\epsilon}{\nu^3} \right)^{1/2}} \quad (3)$$

を用いれば、

$$\alpha \approx \epsilon^{1/2} \quad (4)$$

従つて、

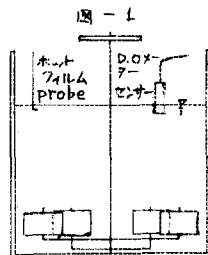
$$K \approx \sqrt{D_m \epsilon^{1/2}} / 2\pi \quad (5)$$

なる関係を得る。この結果は、JOHN C. LAMONT & D. S. SCOTT 等が、最小スケールの渦が最も効果的であると論じていることとも一致する。

2. 実験 表面の乱れとして一般性のあるものをつくるため深い所で homogeneous turbulence に近い乱れをつくり、この乱れを拡散させることにより乱れ発生源の攪拌翼に直接依存する渦を避け、円形槽内を旋回する平均流をも与ふる装置として直径310mm 深さ510mm のアクリル製円筒形水槽の底で同一方向にまわる4組の羽根車により旋回流と乱れを発生させた。

水槽内には、約30cmの深さまで蒸留水を満たし水面付近の流速変動をホットフィルムを用いて測定し、磁気テープに記憶させ、A-D変換器を通し、その後エネルギースペクトルを計算した。

溶存酸素濃度は、まず水槽に N_2 を吹き込んで水槽内の酸素濃度を低下させてから攪拌を開始し、D.O.メーターで測定した。(図-1)



最小スケールの決定は、エネルギースペクトルの積算一波数曲線を用い、慣性領域から粘性領域へ移行する点を明確にした。(図-2)

3. 実験結果 水表面下2mmの位置での最小スケール $l_{\min}$ 及び $u'_{\min}$ 、 α 、 ϵ 、 $F(x_{\min})$ 等の計算結果を表-1に示す。次に理論式(1)と実測値を比較すると、液膜係数が表面伸縮速度の1/2乗によく比例している。(図-3)

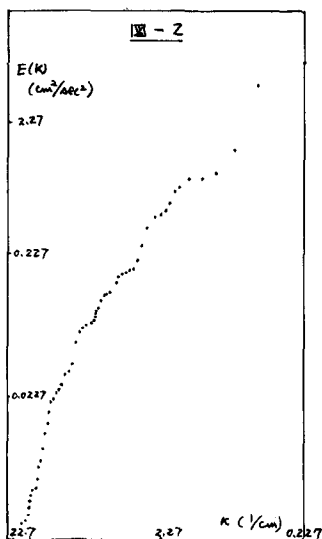
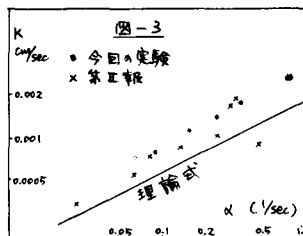


表 - 1

平均流速 cm/sec	エネルギースペクトル計算 E(k) cm²/sec³	エネルギースペクトル F(k) cm²/sec³	energy dissipation ε cm²/sec³	l _{min} cm	u' min cm/sec	α 1/sec	K (実測値) cm/sec
7.1	0.0024	0.0020	0.0037	1.02	0.11	0.11	0.0008
13.8	0.0023	0.0020	0.0032	1.07	0.11	0.10	0.0011
19.5	0.0068	0.0036	0.021	0.67	0.18	0.28	0.0014
26.0	0.010	0.0050	0.026	0.63	0.22	0.35	0.0018
40.5	0.022	0.0076	0.12	0.43	0.33	0.77	0.0026
45.7	0.019	0.0062	0.15	0.41	0.31	0.75	0.0026



乱れのペラメーターとしての羽根車の攪拌周期 = α 及び攪拌周期 = K から K = α の関係を出し、図の各点を得た。なお、図中の理論式は(1)に於て $Dm = 0.00020 \text{ cm}^2/\text{sec}$ としている。

なお、エネルギースペクトルの計算には、九州大学大型計算機センター FACOM 230-60 を使用した。

4. 実際河川 (O'Connor & Debbins のデータ) の検討

O'Connor & Debbins は、混合距離と乱れの速度変動によって表面再生速度を次のように定義した。

$$\gamma = \frac{\bar{v}}{l_m} \quad (6)$$

いわゆる等方性の乱れの場合には、 l_m 及び $\bar{v}$ が平均水深及び平均流速の約 10% であったことから(6)を

$$\gamma = \frac{0.10 \bar{u}_m}{0.10 H} = \frac{\bar{u}_m}{H} \quad (7)$$

とし、これから再曝気係数を、

$$k_2 = \frac{(Dm \bar{u}_m)^{1/2}}{2.30 H^{3/2}} \quad (8)$$

これが実測の再曝気係数とよく一致することを示している。(図-4)

ところが混合距離でなく、最小スケールの渦が支配的であるという考えでまず energy dissipation と表面付近の代表的乱れスケール及び乱れ速度の関係を求めると、

$$\epsilon \approx \frac{u'^3}{l} \quad (9)$$

$$(7) \text{ と同様にして、} \quad \epsilon \approx \frac{(0.10 \bar{u}_m)^3}{0.10 H} \approx \frac{\bar{u}_m^3}{H} \quad (10)$$

次に energy dissipation ε と表面伸縮速度の関係は、動粘性係数を ν として、

$$\alpha = C_1 \nu^{-1/2} \epsilon^{1/2} \quad (C_1: \text{定数}) \quad (11)'$$

$$(10) \text{ 及び } (11) \text{ を } (1) \text{ に代入して、} \quad K = C_2 Dm^{1/2} \nu^{-1/4} \bar{u}_m^{3/4} / H^{1/4} \quad (C_2: \text{定数}) \quad (11)$$

$$\text{これより再曝気係数は、} \quad k_2 = C Dm^{1/2} \nu^{-1/4} \bar{u}_m^{3/4} / H^{5/4} \quad (C: \text{定数}) \quad (12)$$

(12) による計算値と実測値の関係は(図-5)のようになり、O'Connor 等が示した図より実測値と計算値が不明の定数係数を除いては一段と良く一致し、 $C = 0.0022$ を得る。これは、最小渦スケールが曝気を支配すると考えることの妥当性を示すものと見られる。

