

巻き波砕波による再曝気に関する研究

細井由彦*・村上仁士**・大東正男***

1. 緒 言

水中の溶存酸素は、好気性微生物による有機物の酸化、分解過程において、必要不可欠のものである。それゆえ、気液界面を通しての気相から液相への酸素移動機構の解明は、水系水質の保全の上から、重要な課題の一つである。一方、水産生物の養殖等の立場からも、自然水域における効率的な曝気方法に関する研究は、興味をもたれるテーマである。

従来、沿岸における曝気については、護岸形状との関係でわずかに研究されているのみであり^{1),2)}、いまだに不明な点が多い。

著者³⁾は昨年の論文において、砕波帯周辺における溶存酸素濃度の動きについて検討した。その中で再曝気係数に関しても若干触れ、巻き波型砕波と崩れ波型砕波では、曝気におよぼす影響に差があることを指摘した。しかし簡単な考察にとどまっており、砕波後の流体運動までも考慮に入れた検討を行なうまでには至らなかった。

本研究では巻き波型砕波に焦点をあて、その再曝気係数に関する考察を行なう。再曝気係数について、水理学的諸量ほどの精度を求めることは容易ではないが、精度向上のために、前報に比較して、その計算方法について再考するとともに、できるだけ定量的な議論が行なえるように、実験精度の向上を目ざした。

2. 実験概要

実験は幅 0.5m、長さ 14m、深さ 0.75m の片面ガラス張りの水槽で行なった。水槽の一端にはフラップ型造波機を有し、他端に 1/10 の勾配を設けた。沖波波高の計測には容量式波高計を用い、砕波の観測には 16 ミリカメラを用いた。全実験とも水深は 40 cm、周期は 1.02 秒である。

亜硫酸ナトリウムと塩化コバルトを用いて水槽内の水の溶存酸素濃度を低下させた後、造波機を作動させた。

表一 採水点の位置

	水面からの深さ
断面 A (汀線より 50 cm)	2.5 cm
B (汀線より 100 cm)	5 cm, 10 cm
C (汀線より 150 cm)	5 cm, 10 cm, 15 cm
D (汀線より 200 cm)	5 cm, 10 cm, 20 cm
E (汀線より 250 cm)	5 cm, 10 cm, 20 cm, 25 cm
F (汀線より 300 cm)	5 cm, 10 cm, 20 cm, 30 cm
G (汀線より 400 cm)	5 cm, 20 cm, 40 cm

表一に示す 7 断面の 20 点において、サイホンにより採水して、DO メータを用いて溶存酸素濃度を求めた。採水時間間隔は 10 分、一実験は 30 分を原則とした。

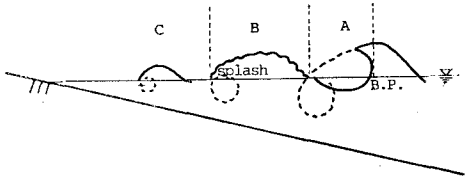
以上の概略は前報³⁾と同じであるが、本研究では、一様水深部における進行波の影響をみておくために、消波装置をつけ、砕波の存在しない条件下での曝気実験を行なった。さらに砕波後の底面粗度のおよぼす影響を調べるために、砕波点より岸側に高さ 2mm の粗度を配した実験も行なってみた。

3. 実験結果および考察

(1) 砕波後の気泡の挙動

砕波後の波は、図一に示すように波頭部が波前面におおいかぶさり、静水面と交わった後、空気を連行した渦 (horizontal roller) と波頭前面のもりあがり (splash) を形成する。

図一の A は波頭部が水面と交わって roller を形成する領域である。roller の消滅とともに気泡が形成されていくが、A 領域に存在する気泡は少ない。なお定性的ではあるが、roller の規模は沖波波形勾配が大きくなると大きくなる傾向がうかがわれた。



図一 砕波後の様子

* 正 会 員 工博 徳島大学講師 工業短期大学部土木工学科
 ** 正 会 員 工博 徳島大学助教授 工業短期大学部土木工学科
 *** 学生会員 徳島大学大学院工学研究科

領域Bでは splash がおこり、これによる第2の roller の形成により空気が水中にとりこまれる。また領域Aで形成された roller の消滅にともなう気泡は、ほとんどこの領域に存在している。気泡生成初期はキノコ笠状をしていたものが、順次小気泡へと移っていく。

領域Cでは、splash により形成された roller による気泡が水中に存在し、かつ波先の移動とともに波前面に小さな roller が形成される。連行気泡量は汀線に近づくにつれ減少し、波先が斜面上を遡上して、もどり流れになるころには消滅している。

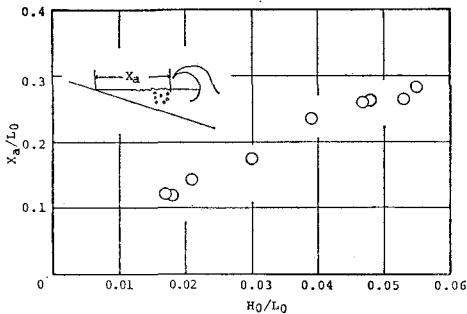


図-2 気泡連行距離

図-2 は気泡の存在しはじめる位置から汀線までを気泡連行距離 X_a として、沖波波形の勾配で整理したものである。図-3 は splash の規模をみるために、砕波点から splash のおちこみ点までの距離 X_s を、沖波波形勾配により表示したものである。これらの量はいずれも曝気に密接に関係すると考えられるが、 H_0'/L_0 でともに比較的良好とめられる。

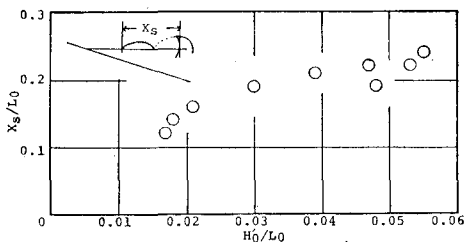


図-3 Splash の規模

(2) 再曝気係数の算定方法

曝気による溶存酸素の収支は次式で表わされる。

$$\frac{dC}{dt} = K_L \cdot \frac{A}{V} (C_s - C) \quad (1)$$

C は溶存酸素濃度、 C_s は飽和溶存酸素濃度、 V は曝気される水の体積、 A は気液界面面積、 K_L は物質移動係数、 t は時間である。気泡の存在する場合等は、 A を明確に決定できないので、再曝気係数を用いて次式で表わす。

$$\frac{dC}{dt} = k_2 (C_s - C) \quad (2)$$

前報でも述べたように、対象場を図-4のように分割し、それぞれのブロックにおいて、再曝気と岸沖方向の交換速度を考慮した DO 収支式をたて、汀線側より n 番目のブロックまでを加えあわせると次式を得る。

$$\frac{d \sum_{i=1}^n C_i V_i}{dt} = \sum V_i k_{2,i} (C_s - C_i) + (q_n C_{n+1} - q_n C_n) h_n b \quad (3)$$

ここで q_n は汀線側より第 n 番目のブロックと第 $n+1$ 番目のブロックの交換速度を、 h は水深、 b は水路幅を表わし、添字 i , n はそれぞれ i 番目、 n 番目のブロックにおける量であることを示す。

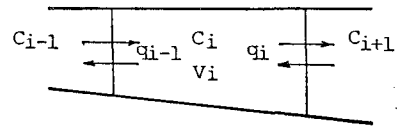


図-4

曝気には乱れと気液界面面積が大きく影響する。したがって波の場では、規則波の形で存在する領域よりも、砕波後の激しい乱れと気泡の存在する領域での曝気効率が、はるかに高いものと予想される。そこで砕波後の曝気効率の高い領域における再曝気係数および水の体積を、それぞれ $k_{2,b}$, V_b とおき、式 (3) をつぎのように近似する。なおこのように考えることの妥当性については、後に実験結果により検討する。

$$\frac{d \sum_{i=1}^n C_i V_i}{dt} = V_b k_{2,b} (C_s - C_b) + q_n h_n b (C_{n+1} - C_n) \quad (4)$$

前報では V_b を採水断面により決定したが、本論文では砕波点より岸側の水体积 $V_b = b h_b^2 / 2i$ (h_b : 砕波水深、 i : 傾斜面勾配、 b : 水路幅) を用いた。さらに前報で述べたように F 断面と G 断面では濃度差が小さく、A~F 断面までを計算の対象とすれば、式 (4) の右辺第 2 項を省略できる。

以上のようにして求めた砕波帯の再曝気係数 $k_{2,b}$ を、次式⁴⁾で 20°C の値に補正した。

$$[k_{2,b}]_{20^\circ\text{C}} = \frac{k_{2,b}}{(1.016)^{\theta-20}} \quad (5)$$

ここで θ は水温 (°C) である。以下では上式で補正されたものを、砕波による再曝気係数として、 k_2 で表わすこととする。

(3) 再曝気係数に関する実験結果

砕波以外の影響を検討するために、勾配部を消波装置にして行なった実験により求めた、進行波の再曝気係数と換算沖波波形勾配との関係を、図-5 に示す。再曝気係数は H_0'/L_0 の増加にともなって増加し、 h/L_0 の減少にともない増加する傾向にある。これは細井ら⁵⁾の結果とも同じ傾向にある。図中で $h/L_0 = 0.252$ および 0.388

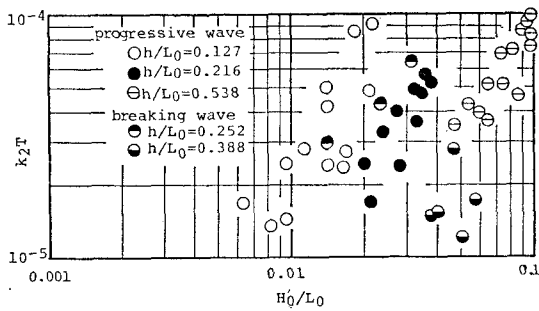


図-5 進行波による再曝気係数

のものは、前報の実験の中から、巻き波型砕波で、一樣水深部における濃度測定を行なったものを選び出し、一樣水深部の濃度変化のみから求めた再曝気係数である。砕波のない場合とほぼ同様の値を示している。このことから、本研究のような 30~60 分程度の時間では、砕波帯の曝気の影響は沖合部にまではおよばないことがわかる。したがって今回の実験では一樣水深部における濃度測定は行っていない。

砕波帯の再曝気係数と沖波波形勾配との関係は 図-6 のようになる。本図中には 図-5 で用いた前報の実験結果 ($h/L_0=0.252$, $h/L_0=0.388$) も、今回の方法で計算しなおしてともに示されている。

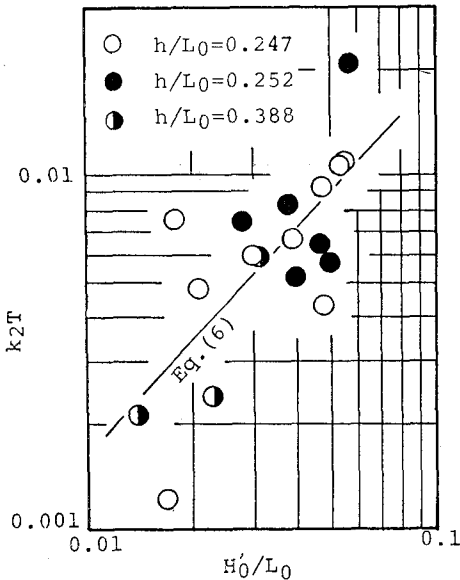


図-6 再曝気係数と沖波波形勾配の関係

図-5 の進行波による k_2T の値が $10^{-5} \sim 10^{-4}$ に分布しているのに対し、本図では 100 倍程度大きな値になっている。このことから砕波による曝気効率の高さがわかれるとともに、式 (4) を導く際に行なった仮定は、妥当なものであると言えよう。

実験数が少なく、データにややばらつきもあるが、再

曝気係数は沖波波形勾配により一応のまとまりをみている。また沖での条件 h/L_0 による差は認められない。そこで 図-6 の結果より H_0'/L_0 による実験式を求めてみると、つぎのようになる。

$$k_2T = 0.217 \left(\frac{H_0'}{L_0} \right)^{1.06} \dots\dots\dots (6)$$

砕波後の粗度の影響をみるために、砕波に到るまでの条件は全く変えず、砕波後の気泡存在領域より岸側に、高さ 2mm の粗度をつけて同じ実験を行なった。 図-7 は他の条件は全て同じで、粗度をつけた場合と、ない場合の再曝気係数値を比較したものである。両者の間に顕著な差はなく、粗度が曝気におよぼす影響はみられない。このことは、河川の再曝気係数が乱流特性により表わされ、その乱流特性量が、マクロな量である河床勾配や Manning の粗度係数で評価され、一応の成果が得られている^{6),7),8)} のと対照的であり、砕波帯におけるエネルギー逸散過程の、特色を表わしているとも考えることができる。すなわち、従来から言われているように、砕波後のエネルギー逸散に、底面摩擦はほとんど寄与していないものと思われる。

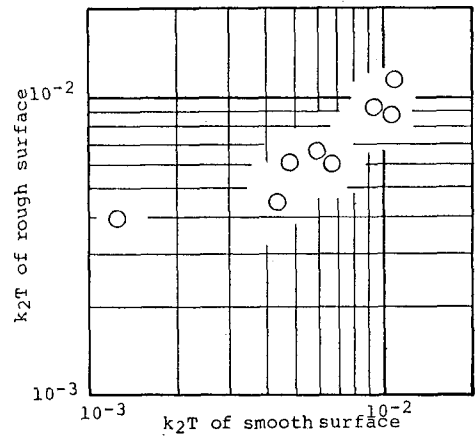


図-7 粗度のある場合とない場合の比較

(4) 再曝気係数に関する考察

気液界面における物質移動モデルは、Whitman・Lewis⁹⁾ による 2 重境界膜理論に始まり、Higbie¹⁰⁾ の浸透モデル、Danckwerts¹¹⁾ の界面更新モデルへと発展してきた。

これらのモデルはつぎの拡散方程式を、式 (8) の条件で解くことから出発する。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \dots\dots\dots (7)$$

$$\left. \begin{aligned} C &= C_L : t=0, y>0 \\ C &= C_L : t>0, y \rightarrow \infty \\ C &= C_s : t>0, y=0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

y は気液界面を原点として、液相側を正としている。

上式の解は

$$C = C_L + (C_s - C_L) \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{D_M t}} \right) \quad \dots\dots\dots(9)$$

で与えられるが、これより界面におけるフラックスは

$$j = \left[-D_M \frac{\partial C}{\partial y} \right]_{y=0} = \sqrt{\frac{D_M}{\pi t}} (C_s - C) \quad \dots\dots\dots(10)$$

となる。Higbie モデルでは気液接触時間を τ とし、平均のフラックス $\bar{j}$ 、および物質移動係数 K_L はそれぞれつぎのようになる。

$$\bar{j} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau j dt = 2\sqrt{\frac{D_M}{\pi \tau}} (C_s - C_L) \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$K_L = \bar{j} / (C_s - C) = 2\sqrt{\frac{D_M}{\pi \tau}} \quad \dots\dots\dots(12)$$

Danckwerts モデルでは、界面の液相側エレメントは、乱れ的作用により r の割合でランダムに更新されると考え、 τ に $\phi(\tau) = re^{-r\tau}$ という分布を与える。したがって $\bar{j}$, K_L は次式となる。

$$\bar{j} = \int_0^\infty \sqrt{\frac{D_M}{\pi \tau}} (C_s - C_L) re^{-r\tau} d\tau = \sqrt{D_M} (C_s - C_L) \quad \dots\dots\dots(13)$$

$$K_L = \sqrt{D_M r} \quad \dots\dots\dots(14)$$

r は界面更新率とよばれ、液相側の運動特性を用いて、種々の表示が試みられている。

河川の再曝気の問題に対して、O'Connor・Dobbins⁶⁾ は r を混合距離理論を用いて評価した。Dobbins⁷⁾ や村上⁸⁾ は乱れエネルギーと表面張力を用いて考察したが、両者とも再曝気に関与するのは Kollmogoroff のスケールの渦であるとして、 r は $\rho(\nu\epsilon)^{3/4}/\sigma$ (ϵ : エネルギー逸散率, σ : 表面張力) に比例するという結果を得た。ただし比例係数が両者では異なっている。

一方気泡による曝気については、静水中を上昇する気泡の場合、浸透モデルにより、式(12)の τ を気泡径 d_B と上昇速度 v_B を用いて、 $K_L = 2\sqrt{D_M v_B}/\pi d_B$ で表わされる。また Eckenfelder¹²⁾ は、曝気槽においてはいかなる曝気深さにおいても、物質移動係数は $K_L d_B / D_M = \alpha d_B v_B (\nu / D_M)^{1/2} / \nu$ で表わされるとした。しかしこれらは単一気泡によるものであり、曝気槽においては、オリフィス径や通気量に結びつけて検討される。

砕波後の曝気がおもに水面からおこると考え、Dobbins や村上にならい、界面更新率は $\rho(\nu\epsilon)^{3/4}/\sigma$ に比例すると考えてみる。 ϵ は表面付近におけるエネルギー逸散率であるが、これは流体全体で逸散されるエネルギーに比例するとして扱われている^{7), 8)}。そこでつぎのように考えた。沖からやってきた波のエネルギーは、すべて砕波帯で逸散されるとして、単位時間あたりの逸散エネルギーは $\rho g H_0'^2 B C_g / 8$ (B : 水路幅, C_g : 群速度)。逸散に関与する質量は $h_b^2 B \rho / 2i$ (i : 砕波帯の底面勾配) であるから、単位時間、単位質量あたりのエネルギー逸散率は、

$C_g = 0.5 L_0 / T$ よりつぎのようになる。

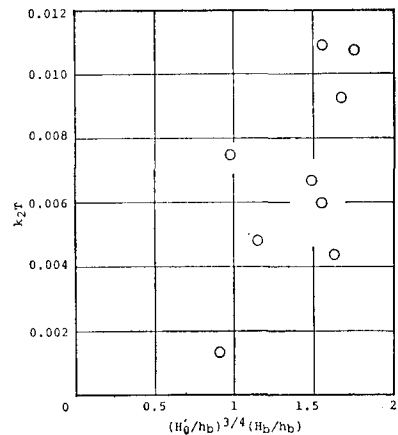
$$\epsilon = \frac{ig L_0}{8T} \left(\frac{H_0'}{h_b} \right)^2 \quad \dots\dots\dots(14)$$

したがって物質移動係数はつぎのようになる。

$$K_L \sim (D_M r)^{1/2} \left(\frac{\rho D_M}{\sigma} \right)^{1/2} (\nu \epsilon)^{3/8} \\ \sim \left(\frac{\rho D_M}{\sigma} \right)^{1/2} \left(\frac{\nu ig L_0}{8T} \right)^{3/8} \left(\frac{H_0'}{h_b} \right)^{3/4} \quad \dots\dots\dots(15)$$

再曝気係数は、上式に被曝水量に対する気液界面面積の比を乗じて求められるが、砕波帯では気泡による水面の激しいじょう乱と、斜面遡上により、比界面面積は増加すると考えられる。その増加率を理論的に求めることは容易ではないので、ここでは砕波の規模に比例するとし、 H_0'/h_b で表わされると仮定する。その結果、周期が一定の場合、再曝気係数はつぎのようになることが考えられる。

$$k_2 T \sim \left(\frac{H_0'}{h_b} \right)^{3/4} \frac{H_0}{h_b} \quad \dots\dots\dots(16)$$



図—8

図—8 は式(16)を実験により調べたものであるが、ほぼ正の相関をみることができる。

つぎに、砕波後の水の運動には、気泡が重要な役割をもっており、エネルギーの逸散は気泡の浮上による摩擦によっておこり、その際に気泡から酸素が供給されると考えてみる。

気泡がほぼ球形を保って上昇するとして、気泡上昇にともなうエネルギー逸散は、Levich¹³⁾ によれば

$$\frac{dE}{dt} = 6\pi d_B v_B^2 \mu \quad \dots\dots\dots(17)$$

で与えられる。ただし d_B は気泡径、 v_B は気泡の上昇速度である。気泡の存在時間を t_B 、気泡総数を n_B とすると、気泡上昇による全逸散エネルギーは $6\pi d_B v_B^2 \mu t_B n_B$ となる。これが砕波帯に入射してくるエネルギーに比例するとおく。

$$6\pi d_B v_B^2 \mu t_{BNB} \sim \frac{1}{8} \rho g H_0^2 B C_G T \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで気泡に作用する抵抗力が浮力とつりあうとすると、基本的には Führböter¹⁴⁾ が砕波後の波高減衰を扱った際の考え方に通ずる。気泡の全体積は、砕波時にまきこまれる空気量に比例すると考えて、つぎのように仮定する。

$$\frac{\pi}{6} d_B^3 n_B \sim B \frac{\pi}{4} H_0^2 \quad \dots\dots\dots (19)$$

さらに t_B をつぎのように仮定する。

$$t_B \sim \frac{h_b}{v_B} \quad \dots\dots\dots (20)$$

気液界面面積は $n_B \pi d_B^2$ 、被曝気水量を $h_b^2 B / 2i$ とし、物質移動は式 (12) にしたがうとして、 $\tau = d_B / v_B$ を代入すると k_2 はつぎようになる。

$$k_2 \sim \frac{n_B \pi d_B^2}{\frac{1}{2i} h_b^2 B} \times \frac{t_B}{T} \times \sqrt{\frac{D_M v_B}{\pi d_B}} \quad \dots\dots\dots (21)$$

式 (18)~(20) より v_B , n_B , t_B を求めて式 (21) に代入すると、 $k_2 T$ はつぎようになる。

$$k_2 T \sim \left(\frac{\nu D_M}{g \pi} \right)^{1/2} \frac{i}{d_B^{3/2}} \frac{H_0^3}{L_0^{1/2} h_b^{1/2} H_0} \quad \dots\dots (22)$$

いま、 $d_B = 0.2 \text{ cm}$ 、係数を 77.9 とおいて、式 (22) による計算値と実測値を比較したものが、図-9 である。

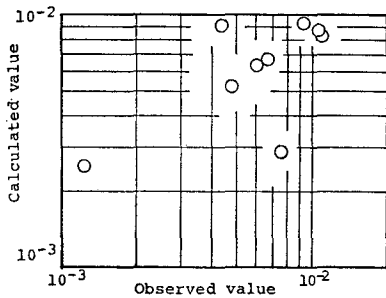


図-9 式 (22) による計算値と実測値の比較

このモデルでは、砕波後の気泡が全て一定の径をもった球形をしており、それらが静水中を浮上していくように考えたことや、十分な説明が行なわれていない砕波後の挙動を、やや大胆な仮定を用いて、観測可能なマクロな砕波パラメータに結びつけざるを得なかったことなど、問題点も多い。

以上のように、2通りの考え方で再曝気係数を求めてみたが、砕波後の運動の複雑さゆえに、多くの仮定を導入せざるを得ない状態であり、モデルの妥当性の十分な証明は行なえなかった。しかし、砕波諸量により再曝気

係数がある程度予測しうる式を示すことができた。

4. 結 言

本研究では、巻き波型砕波が曝気におよぼす影響について検討した。とくに、再曝気係数を定量的に予測しうる式を、求めることに重点をおいた。主要な結果として、砕波後の気泡連行距離等が沖波波形勾配と一次的な関係にあること、砕波後の底面粗度は曝気に影響をおよぼさないことなどが実験的に調べられ、沖波波形勾配による再曝気係数の実験式を求めた。2通りの方法で理論的考察を行ない、砕波パラメータによる再曝気係数の表示式を求め、実験結果との比較も行なわれたが、砕波後の運動の複雑さのために、多くの仮定を行なっており、モデルの妥当性の検討にまでは至らず、今後の課題として残された。

参 考 文 献

- 1) 高 隆二・木村 弘・田川昌宏: 曝気護岸への予察, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 273~279, 1974.
- 2) 堀江 毅・細川恭史・三好英一: 護岸の曝気能比較に関する実験, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 527~531, 1980.
- 3) 細井由彦・村上仁士: 砕波帯における溶存酸素濃度の挙動に関する実験的研究, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 451~455, 1981.
- 4) Metzger, I.: Effect of temperature on stream aeration, Proc. of A.S.C.E., SA 6, pp. 1153~1159, 1968.
- 5) 細井正延・井本久仁吉: 溶存酸素に及ぼす波浪の影響について (Ⅲ), 土木学会第30回年次講演会, 1975.
- 6) O'Connor, J. D. and W. E. Dobbins: The mechanics of reaeration in natural streams, Proc. of A.S.C.E., Vol. 82, No. SA 6, pp. 1115-1~1115-30, 1956.
- 7) Dobbins, W. E.: BOD and oxygen relationships in streams, Proc. of ASCE, Vol. 90, No. SA. 3, pp. 53~78, 1964.
- 8) 村上 健: 河川における再曝気, 第6回衛生工学研究討論会論文集, pp. 45~52, 1970.
- 9) Whitman, W. G. and W. K. Lewis: Principles of gas absorption, Ind. and Eng. Chemistry, Vol. 15, No. 12, 1924.
- 10) Higbie, R.: The rate of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure, Trans. of A.I.Ch.E., Vol. 31, 1935.
- 11) Danckwerts, P. V.: Significance of liquid-film coefficient in gas absorption, Ind. and Eng. Chemistry, Vol. 43, No. 6, 1951.
- 12) Eckenfelder, W. W. and D. J. O'Connor: Biological waste treatment (岩井重久訳, 廃水の生物学的処理, コロナ社, 1965.)
- 13) Levich, V. G.: Physicochemical hydrodynamics, Prentice-Hall, 1962.
- 14) Führböter, A.: Air entrainment and energy dissipation in breakers, Proc. of 12th Coastal Eng., Vol. II, 1970.