

# 砕波帯内に放流された温水の挙動について

堀 川 清 司\*・林 銘 崇\*\*・水 口 優\*\*\*

## 1. はじめに

沿岸海域での温水拡散に関する研究が開始されてから既に久しいが、従来の研究では砕波帯の存在を無視して取り扱っている。温水が砕波帯内に放流された場合には、汀線及び海底地形などの境界と温水噴流の間の相互作用が強く、さらに砕波によって生じる海浜流も加わって、温水の挙動はより一層複雑となる。このような地形や海象諸要素の複雑さに阻まれて、砕波帯付近における温水の挙動はまだ明らかにされていない。そこで本研究においては、砕波帯内に放流された温水の拡散過程の解明を目的とし、特に放水口近傍での噴流特性及び砕波帯付近の環境条件の果たす役割に重点におく。

上に述べた考え及び目的に基づき、福島海岸に所在する原子力発電所をモデルとして選び、昭和51年9月と10月の2回、放水口付近の広範囲にわたって現地観測を行った。この発電所においては、港湾泊地は南防波堤と北防波堤によって囲われている。放水口はその南防波堤の付根に設置され、汀線方向に向き、かつ砕波帯内に位置している。放水流量に関しては、当初は  $25 \text{ m}^3/\text{sec}$  であったが、昭和50年度には  $70 \text{ m}^3/\text{sec}$  に、また昭和51年度には  $100 \text{ m}^3/\text{sec}$  の段階に達している。

## 2. 海浜地形の変化に及ぼす温水の影響

昭和50年～51年の間に行われた海浜地形測量により、放水口付近の汀線変化を示したのが図-1である。この

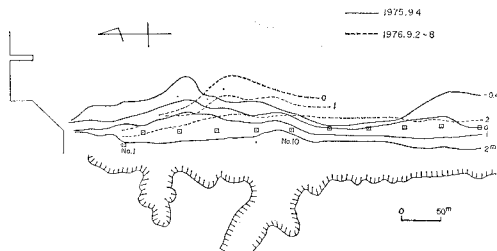


図-1 汀線の変化

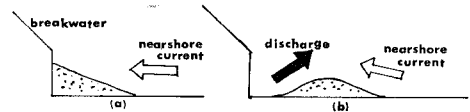


図-2 堆積地形の模式図  
(a) 温排水のない場合  
(b) 温排水のある場合

図から明らかなように、放水口の南約 250 m 付近にトンボロ状の突出地形が存在している。この浅瀬の形成は図-2 に示される様に強制的な温水噴流と海浜流、とくに沿岸流との相互作用によってもたらされたものである<sup>1)</sup>。なお、図-1 で明らかなように汀線の突出部は1年間に約 27 m 南に移動した。それは温水流量が昭和50年の  $70 \text{ m}^3/\text{sec}$  から昭和51年の  $100 \text{ m}^3/\text{sec}$  に増加したためであると考えられる。

## 3. 砕波帯内における沿岸方向の水温分布

温水が砕波帯内に放流されて生ずる砕波帯内の水温分布は、波および海浜流に依存すると予想される。そこで、砕波帯内において、種々の気象・海象の条件下で、汀線方向 25 m 間隔に、流向、流速、水温を測定した。その結果を図-3 に示すが、これから次のことが認められる。すなわち、

(1) 潮位の高い時には、トンボロ地形の影響は比較的に小さく、かつ離岸流が比較的に弱いため、噴流は砕波帯の中を走る傾向が強い。しかしながら、潮位の低い時には、その影響は大きく、噴流はトンボロ地形によって沖向きに曲げられる傾向がある。

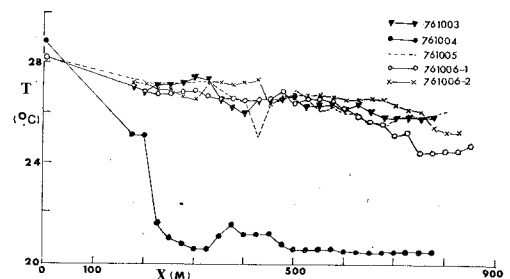


図-3 砕波帯内沿岸沿いの水温分布

\* 正 会 員 工 博 東京大学教授 工学部土木工学科  
\*\* 学生会員 工 修 東京大学大学院 工学系研究科  
\*\*\* 正 会 員 工 修 東京大学助手 工学部土木工学科

(2) 放水口よりやや離れると、噴流は海底地形、砕波の特性によって決まる海浜流の影響を強く受けるようになる。すなわち、ほぼ噴流方向成分を持った波向の場合、あるいは砕波波高が低い場合には、沿岸方向のかなりの区間にわたり、水温は高くなる。また逆方向成分を持った波向の場合、あるいは砕波波高が高い場合には、離岸流によって砕波帯内外の海水の交換が起こって、かなり急速に水温は低下する。例えば、図-3中の昭和51年10月4日のケース(761004)では、沖波の波向と風向はともに南々東、しかも風速は7.6m/secであったために、放水口から約200mのところでは水温は大きく低下している。

以上のように、沿岸方向の水温分布において、水温が急変する地点は離岸流又は向岸流の位置にほぼ対応することは既に明らかにされている<sup>2)</sup>。

#### 4. 放水口近傍における噴流の特性

放水口においては、温水の温度が高く、また流速が早いいため、内部フルード数が大きく、放水口近傍では噴流になっている。その噴流は2次元あるいは円形の乱流噴流として取扱われることが多い。

理論的には、2次元あるいは円形の乱流噴流の幅は放出源よりの距離 $x$ と共に線形的に増加する<sup>3)</sup>。また、最大流速は $x^{-1/2}$ に比例して減少し、渦動粘性係数 $\varepsilon$ は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= 0.037 b_{1/2} u_{\max} && 2 \text{次元噴流} \\ \varepsilon &= 0.0256 b_{1/2} u_{\max} && \text{円形噴流} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $b_{1/2}$ 、 $u_{\max}$  はそれぞれ噴流の半幅および断面における噴流の最大流速を示す。

気球カメラによる流れの観測結果より<sup>4)</sup>、噴流の流軸に沿って25m毎に断面をとり、そこにおける流速分布および水深変化をプロットしたものの一例が図-4であり、噴流の流速分布は非対称であり、海底地形の影響を強く受けていることがわかる。流速分布及び水深変化図より求めた噴流の最大流速 $u_{\max}$

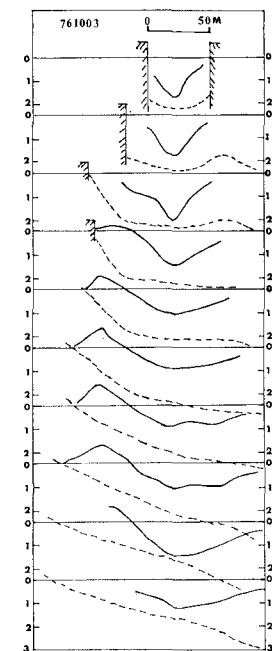


図-4 噴流の流速分布及び水深変化  
実線：流速 (m/sec)  
点線：水深 (m)

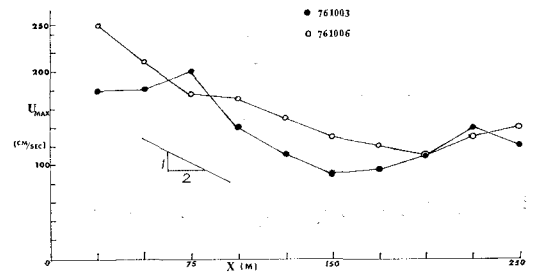


図-5 噴流の最大流速の変化

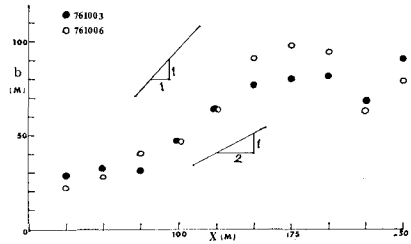


図-6 噴流の幅の変化

及び幅 $b$ が、放水口からの距離 $x$ と共に変化する状況をそれぞれ図-5、図-6に示す。測定値はかなりばらついているが、最大流速は $x=225$ mまではほぼ $x^{-1/2}$ に比例して減少し、噴流の幅は $x=200$ mまではほぼ $x^{1/2}$ に比例して広がるとみなしうる。

次に、図-7は、式(1)にもとづいて求めた2次元噴

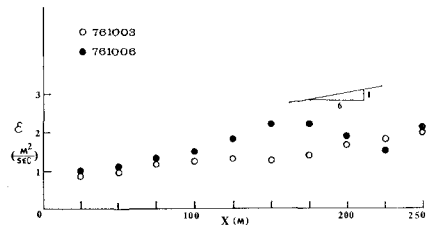


図-7 噴流の渦動粘性係数

流の渦動粘性係数の変化を示したものである。10月3日および10月6日のケースの平均値はそれぞれ $1.38 \times 10^4$  cm<sup>2</sup>/sec および $1.65 \times 10^4$  cm<sup>2</sup>/secである。なお、渦動粘性係数は理論の示すように $x^{1/2}$ に比例して増加する部分もあるが、全体的にはむしろ $x^{1/3}$ に比例するような傾向が見られる。温水拡散の数値モデルにおいては、一般に2次元もしくは円形乱流噴流の渦動粘性係数を用いることが多いが<sup>5)</sup>、今回のように海浜地形の影響を受ける場合には、その適合性については十分に検討する必要がある。

#### 5. 拡散係数について

砕波帯内に放流された温水の砕波帯付近における分散過程を把握するために、放水口から染料(2-4%のウラ

ニンコンク溶液)を投入し、その拡散状況を調べた。定点並びに移動点で採水分析したほか、染料分散の全体的な状況は気球カメラによるカラー写真によって把握した。

### (1) 拡散係数の解析

拡散係数の定義として次の Einstein 式を用いる。

$$K = (1/2) d\sigma^2 / dt \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $K$ ,  $\sigma^2$ ,  $t$  はそれぞれ拡散係数、統計的分散 (variance), 拡散時間である。いま、

$$\sigma^2 = at^{2n} \dots\dots\dots (3)$$

とすれば、

$$K = nat^{n-1}/2 \dots\dots\dots (4)$$

式 (3) 及び (4) より、 $K = c\sigma^r$  をうる。ここに、 $c =$  定数、 $r = 2(n-1)/n$ 。このべき数  $n$  について考えてみる。 $n = 1$  の場合には Fick 型の拡散で、拡散係数は定数、 $n = 2$  の場合には拡散係数は  $t$  あるいは標準偏差  $\sigma$  に比例して増大し、拡散速度は定数である。また  $n = 3$  の場合には、拡散係数は  $\sigma^4/3$  に比例し、慣性領域における拡散に対応する。

次に、式 (2) を次のように書き換える。

$$K = (\sigma_2^2 - \sigma_1^2) / \{2(t_2 - t_1)\} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  はそれぞれ時間  $t_1$ ,  $t_2$  における標準偏差である。

もしも染料の約 95% が測った染料雲の幅  $w$  に含まれ、かつ Gaussian 分布を仮定すれば、 $w$  は  $4\sigma$  に等しい。したがって、式 (5) は次のようになる。

$$K = (w_2^2 - w_1^2) / \{32(t_2 - t_1)\} \dots\dots\dots (6)$$

なお、拡散スケール  $l$  を次式のように定義する<sup>6)</sup>

$$l = (w_1 + w_2) / 2 \dots\dots\dots (7)$$

### (2) 観測結果及び考察

気球カメラにて撮影した写真より、染料分散のパターンを図化したものの一例が図-8 であり、分散パターンの図及び式 (6) によって拡散係数を計算した。10月3日のケースについては縦方向ならびに横方向の拡散係数は、10分間程度の拡散時間内の平均値として、それぞれ  $8.75 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$  ならびに  $3.67 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$  である。一方、10月6日のケースについては、7分間の縦方向およ

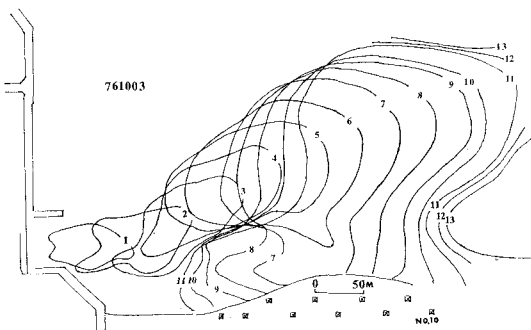


図-8 染料分散のパターン (数字の単位: 分)

び横方向拡散係数は平均的にそれぞれ  $1.01 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$  および  $3.19 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$  である。これらの値はいずれも 4 節で得られた渦動粘性係数よりも大きい。これは流れのシア効果が含まれたためである。同じ地域に対して、昭和 50 年 9 月に得られた諸データをもとに、熱拡散方程式および運動量方程式から逆算した見かけの拡散係数ならびに渦動粘性係数は共に  $10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$  のオーダーであり<sup>7)</sup>、今回の観測結果とオーダー的には一致している。

一般に、流れ方向、即ち縦方向の拡散係数は横方向のものに比して十分に小さいが、上記のようにして、求めた縦方向の拡散係数は実際には流れのシア効果も含めてしまうので、縦方向の有効分散係数ともいえるべきものであり、かなり大きい値となっている。

次に、前節に述べた考え方にしたがって考察する。図-9 には variance  $\sigma^2$  と拡散時間の関係を示す。縦方向

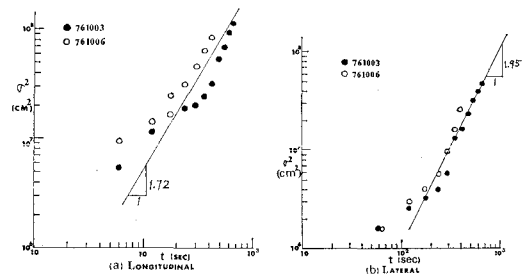


図-9 Variance と時間の関係

に対しては、 $t = 60 \text{ sec}$  のものを除いて、ほぼ  $\sigma^2 \sim t^{1.72}$  の関係が、また横方向に対しては  $\sigma^2 \sim t^{1.95}$  の関係がある。指数  $n$  はいずれも 1 よりも大きく、拡散は Fick 型ではなく、それよりも速く進むと考えられる。一方において、 $n$  は 3 よりも小さいから、等方性乱流における慣性領域の拡散よりもおそいことを意味している。

拡散係数  $K$  と拡散スケール  $l$  の関係をプロットすると、図-10 の通りである。縦方向に対しては、拡散係数の非常に小さい数点を除いては、 $K \sim l^{1.48}$  の関係が、また横方向に対しては、 $K \sim l^{1.7}$  の関係が成立する。いずれも  $4/3$  乗則とは異なっている。

海洋拡散の場合については、Okubo<sup>8)</sup> は異なった海域の異なった海況での拡散データをまとめた結果、 $\sigma^2 \sim$

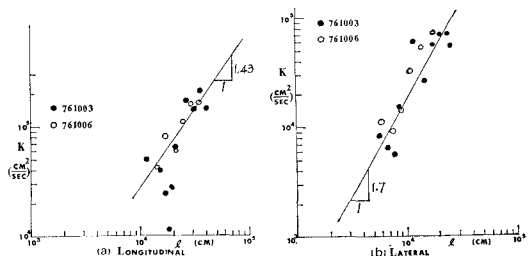


図-10 拡散係数と拡散スケールの関係

$t^{2.84}$  および  $K \sim t^{1.15}$  の関係を示している。ここに、 $\sigma^2$  はパッチを円形としたときの variance である。われわれのデータの数は少ないが、当然ながら、砕波帯内に放流された温水の拡散過程は一般の海洋拡散とは異なったものであることが定量的にわかる。

## 6. 温水噴流による分散ならびに水温分布

### (1) 温水噴流による染料分散

原理的には同じ条件下であっても、染料分散のパターンと水温分布のパターンとは必ずしも一致しないが、放水口より十分に離れれば、この二つのパターンは類似してくると考えられる。図-11 には 10 ppb 等濃度線の時間的変化を示す。

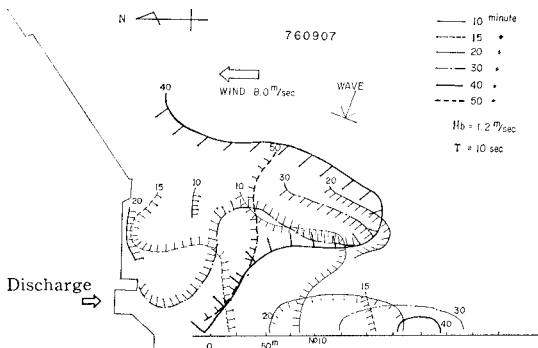


図-11 等濃度線の時間的変化 (10 ppb)

全般的には、投入直後、染料は噴流の流軸に沿って分散し、浅瀬の影響を受けて汀線突出部の手前（北側）で染料雲の先端が分岐する。その一つは斜めに分散していき、砕波帯をぬけるが、他の一つは沿岸方向へ伝播しながら、砕波帯内で強く混合され、さらに汀線方向に分散していく。砕波帯をぬける染料は引き続き北方へ分散し、ついに防波堤の折れ曲がり点にとりつく。ここでパッチは再び分岐し、一つは防波堤に沿って北上し、残りは放水口導流堤と防波堤の間で循環を生じている。

さて、Bowen<sup>9)</sup> の理論あるいは Sonu<sup>10)</sup> の観測結果から判断して明かなように、この時の波向きでは浅瀬の

南側には、南向きの流れが、また浅瀬より北側（放水口側）には常に北向きの流れが存在するために、染料雲の先端が浅瀬の北側で分岐すると考えられる。なお、図-11 より明かなように、染料が沖合南方向へはほとんど分散されなかった。これは、南から強い風が吹いて、砕波帯の外では吹送流が重要であり、それが砕波帯をぬけた後の温水の分散方向を決めるためと考えられる。

### (2) 水温分布の構造

広域的な水温分布を調べる最も有効な方法は、赤外線撮影であろう。図-12 は、1200 m の高度で撮影した赤外線映像をデジタル画像解析した等温線図の一例である。その時の風向、波向は共に 図-11 のケースとはほぼ逆向きであり、対照的に温水はおおむね沿岸ぞいに南に向かって分散している。しかも沖合には収束線が見られる。このような coastal entrapment の現象<sup>11)</sup> が起こる原因としては、次のようなことが考えられる。すなわち、(1) 浅海域では、噴流は全水深にわたってはいり込みやすく、また海浜流と海岸流 (coastal current) あるいは岸近くで生じる coastal jets<sup>11)</sup> も加わるために、温水を海岸近くで滞留する。(2) 砕波帯の沖側での波による質量輸送速度は水深が浅くなるにつれて、波速が小さく振幅が大きくなるために、増大するから、温水は岸近くの浅海域に閉じ込められる。

次に、微細構造に注目して見ると、興味深いことは、水温がパルス的に変動していることである。このような周期的構造は Scarpace ら<sup>12)</sup> によっても観測されている。その原因についてはまだ明らかにされていないが、(1) 港内水面の振動、(2) 放流操作に伴う振動、(3) 噴流流域の内部跳水現象、(4) 砕波帯付近の長周期の沿岸方向の振動などを挙げることができる。一例として、二つの 22.7°C 等温線の front をとると、その間には約 800 m の距離があり、front 前進速度を 60 cm/sec と仮定すれば、約 22 分かかることになり、これはほぼ港内水位変動のオーダとなる。また、図-12 を見てもわかるように、汀線付近では、かなり複雑な分布のパターンが現われる。これは海浜流によって特性づけられるものと考えられる。とくに放水口より約 700 m の所にある 25.1°C の

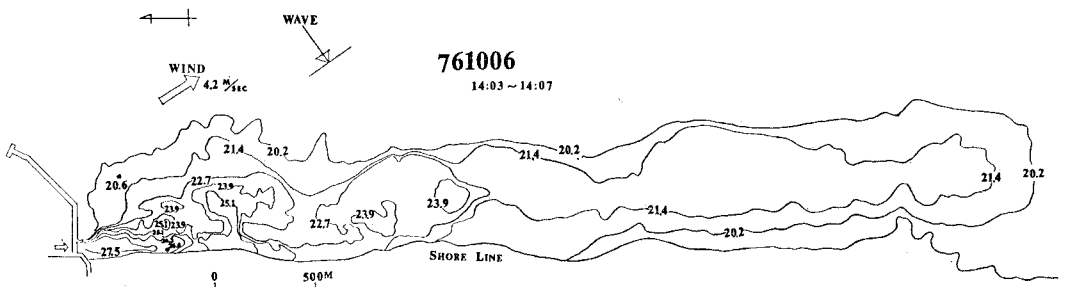


図-12 表面の水温分布 (°C)

等温線の沖合方向への伸びは離岸流によるものと思われる。

### (3) 拡散面積

表面放流の温水拡散過程に関しては、一般に次式のような無次元関数形で表わす<sup>13)</sup>。

$$\frac{(T-T_a)}{(T_0-T_a)} = f[F_0, A_0, K_e/(\rho c u_0), S, V_a/u_0] \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $T_0$ =放水口水温、 $T_a$ =環境水温、 $T$ =温水水温、 $F_0$ =放水口における内部フルード数、 $A_0$ =放水口の aspect 比、 $u_0$ =放水口の流速、 $K_e$ =表面の熱逸散係数、 $S$ =底面勾配、 $V_a$ =環境水域の流速である。しかしながら、実用上は、相対水温と拡散面積との間の関係が重要となる。そこで、いろいろなケースの等温線図より求めた温水の拡散面積と相対水温との関係を図-13 に示す。

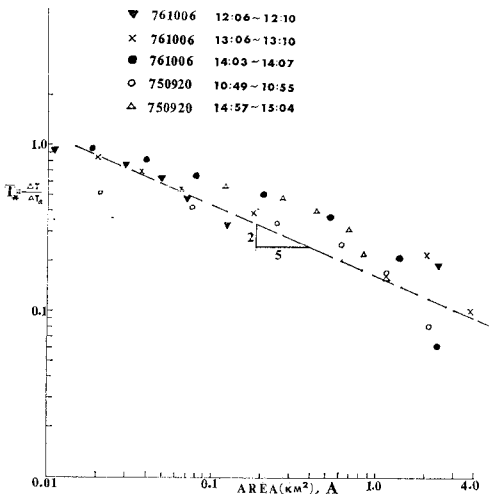


図-13 相対水温と拡散面積の関係

ここに  $T_* = \Delta T / \Delta T_a = (T - T_a) / (T_0 - T_a)$  は相対水温である。

いま、 $\log_{10} T_*$  と  $\log_{10} A$  を線形的に結びつけば、その勾配は平野<sup>14)</sup>の示した“-1 乗則”とは異なり、約 -2/5 である。しかしながら、より正確にいうと、 $k_1$ 、 $k_2$  もしくは  $a_1$ 、 $a_2$  を定数とすれば、

$$A = k_1 e^{k_2 T_*} \dots\dots\dots (9)$$

すなわち、

$$\log_{10} A = a_1 + a_2 T_* \dots\dots\dots (10)$$

のような関係があるように思われる。

### 7. おわりに

温水が砕波帯内に放流される場合について、現地観測を行った結果、噴流の特性および海浜地形、海浜流などの温水の拡散に果たす役割については定性的に把握することができた。しかし、その温水拡散の機構をより一層

明確に把握するためには、今後さらに現地の資料を蓄積する必要があると思われる。また、今回のような温水噴流と地形境界の相互干渉が著しく、かつ複雑な流れの存在する場合については、解析的に解決することが困難であり、むしろ適用性の高い数値モデルを開発することが望まれる。

最後に、本研究は文部省科学研究費特定研究「海洋環境保全に関する基礎的研究」(総合班代表者堀部純男教授)によるものであることを付記し、かつ研究を行うに当たりお世話になった下記の機関に謝意を表する次第である：福島県水産試験場、東京電力株式会社、I.N.A. 新土木研究所海岸海洋部。また東京大学工学部土木工学科港湾研究室員の熱心な協力を得た。

### 参 考 文 献

- 1) 東京電力株式会社・I.N.A. 新土木研究所：福島第一原子力発電所海浜流調査報告書、1975. 12.
- 2) 中村義治・堀川清司：開放性海域に放出される温水の拡散について、第24回海岸工学講演会論文集、1977. 11.
- 3) Schlichting, H.: Boundary Layer Theory, 6th ed., McGraw-Hill, N.Y., pp. 696-702, 1968.
- 4) 東京電力株式会社・I.N.A. 新土木研究所：福島第一原子力発電所海浜流調査報告書(第2回)、1976. 12.
- 5) 例えば、Waldrop, W. R. and R. C. Farmer: Three-dimensional computation of buoyant plumes, Jour. Geophys. Res., Vol. 79, pp. 1269-1276, 1974.
- 6) Orlob, G. T.: Eddy diffusion in homogeneous turbulence, Trans. ASCE, pp. 397-438, 1961.
- 7) 福島県水産試験場・I.N.A. 新土木研究所：温排水噴流解析報告書、1977. 3.
- 8) Okubo, A.: Oceanic diffusion diagrams, Deep-Sea Res., Vol. 18, pp. 789-802, 1971.
- 9) Bowen, A. J.: Rip currents, 1. Theoretical investigation, Jour. Geophys. Res., Vol. 74, pp. 5467-5478, 1969.
- 10) Sonu, C. J.: Field observation of nearshore circulation and meandering currents, Jour. Geophys. Res., Vol. 77, pp. 3232-3247, 1972.
- 11) Csanady, G. T.: Dispersion of effluents in the great lakes, Water Research, Vol. 4, pp. 79-114, 1970.
- 12) Scarpace, F. L. and T. Green, III: Dynamic surface temperature structure of thermal plumes, Water Resources Research, Vol. 9, pp. 138-153, 1973.
- 13) Harleman, D. R. F. and K. D. Stolzenbach: Fluid mechanics of heat disposal from power generation, Annual Review of Fluid Mechanics, Annual Review Inc., Vol. 4, pp. 7-32, 1972.
- 14) 平野敏行：水産資源研究会報, Vol. 9, 1966.