

入江内における冷却水取放水の研究 (3)

和田 明*・片野 尚 明**

1. 序 説

多量の冷却水を常時安定して供給しうることが原子力や火力発電所の重要な立地条件の一つとなっているが、近年埋立造成された臨海工業地帯に発電所を建設する例が多い。埋立地内の泊地、入江など限られた海域において、冷却水の取水放水が行なわれている近時のすう向からすれば、多量の冷却水放水による湾内の水温上昇による取水水温の影響が重要な問題として浮かび上がってくる。同時に湾内水質の汚濁や浮遊物の集中も、一層冷却水の取水環境を悪化させることも考えられる。ここにおいて冷却水の取放水口の水利設計上、慎重に考慮検討すべき数々の点が生じてくる。すなわち、

(1) 深層水を取水することによる温度の低い冷却用水を得ることの可能性。またその場合、最も効果的な深層取水設備の水利設計法。

(2) 温水放水による湾内表層水温の上昇が取水水温におよぼす影響。

(3) 冷却水放水にともなう流動性状と熱拡散機構の把握、ならびに同一湾内にある取水口への温水の再循環をそ止するための取放水口の配置選定法。

等がそれである。筆者らはこのような発電所または工業用の冷却水放水後の入江内における水温変化についての合理的な解析法を確立するために、1964 年以来冷却水密度流に関する研究を実施してきた^{1), 2), 3)}。本文においては昨年から継続問題を取り上げ、まだ処理できなかった事柄を報告する。すなわち、熱と流れとの相互干渉の問題については、過動拡散率を変化させたときの計算結果を追加補足する。また港内外水の熱交換過程については、アナログ計算機によりシミュレート計算する方式を展開させてきたが、今回潮汐の大きい三池港の場合を例にとって水島港の場合と対比比較しながら熱エネルギー逸散過程を検討した。この冷却水取放水問題に対して、より精度の高い実際に近い解を得るためには未解決の諸問題が解決されてゆかなければならない。その意味で今後発展させなければならない二、三の問題に触れてみた。

2. 基礎方程式と計算方式

この種の問題を解明してゆく上に、2つの計算方法が考えられる。その一つは鉛直断面について積分した物理量(たとえば質量輸送)で解を求める方式である。しかし本問題のごとき垂直断面内での流れの構造を知るためにはあまり有力な手段ではない。というのは、この方式によれば求められるのは海面から海底に到るある鉛直線をよぎって輸送される和であるから、ある点での流速、流量とも関係がない。そういえるのはある層厚をもつ平面状の流れ、鉛直方向に循環のない流れに限られている場合だけである。このように質量輸送の理論は、水の流れや熱拡散を論ずるのに無力に近い。他の方式は流速そのもので流出機構を扱うもので、その場合には密度の変化が問題となってくる。本文で行なう計算もこの方式にしたがうものである。

筆者らは冷却水の流れおよび熱拡散現象を支配する基礎方程式および式中にでてくる熱収支項の役割を、第12, 13 回海岸工学講演集^{1), 3)}で論じたのでここでは簡単に触れておく。

運動方程式

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(A_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho g \lambda_k \dots (1)$$

連続方程式

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \dots (2)$$

熱拡散方程式

$$u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K_j}{\rho} \cdot \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{Q_0}{\rho_w C_w H_w} \dots (3)$$

密度と水温との関係式

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha T) \dots (4)$$

ここに、 u_i : 速度成分、 A_j , K_j : 渦動粘性および渦動拡散率のテンソル ($K_{ij}=0$ for $i \neq j$, $K_{ij} \neq 0$ for $i=j$)、 p : 圧力、 g : 重力加速度、 λ_k : z 軸方向の単位ベクトル、 T : 水温、 Q_0 : 海面での表面冷却・加熱項の線形結合 ($=Q_1 - Q_2 T$)、 C_w : 海水の比熱、 H_w : 大気と水塊との間でエネルギー授受が行なわれる厚さである。

ここで密度変化が水温変化の項のみによっておき代えることの是非について検討してみる。海水と淡水との比重差がほぼ 0.02 に対し、海水の温度差 5°C に対する

* 正会員 工博 財団法人 電力中央研究所

** 正会員 財団法人 電力中央研究所

比重差は、ほぼ 0.0018 程度であって温度差による密度の変化は非常に小さい。したがって密度式は $\rho = \rho_0 (1 - \alpha T + \beta S)$ (S : 塩分濃度) で表わされる。一般に海域における塩分濃度は深所ほど大きな値を有している。したがって深層水取水、表層放出という過程をくり返すならば、鉛直方向の塩分濃度の差はほとんど無くなるであろう。事実、発電所の設置されている水島港での海水塩分濃度の測定結果が上述の事柄を是認している。測定結果を表-1に示す。

表-1 水島港での塩分濃度測定結果

水 深 (m)	資 料 採 取 個 所		
	港内中央点	取水口前面付近	放水口前面付近
1.0	19.80(g/m ³)	20.00(g/m ³)	19.800(g/m ³)
2.5	20.200	19.800	19.800
4.0	19.800	19.800	20.000
5.5	20.000	19.800	19.800
7.0	19.800		20.200
8.5	20.200		

このように大局的にみれば、密度を変えるのは主として温度であるので密度と温度とは近似的に式(4)のごとく表わすことができる。なお、基礎方程式のなかに存在している密度変化の取り扱いについては Boussinesq***の近似を適用している。

流れと熱についての計算境界条件はつぎのようにとるべきである。(i) 海面では流れは表面に平行、固体壁では流れの速度は零、(ii) 熱束は海面および無限海域を除いた境界面に垂直方向は零、海面および無限海域設定境界線においては水温勾配は一定の値を有するものとする。

流動と熱拡散過程の両者を同時に考慮した場を解くためには、基本式(1)～(4)を連立させて同時に解く必要がある。さて現実の流出機構は、この解の表わすほど単純ではないかも知れないし、拡散方程式の適用の是否、拡散率のモデル設定の方法等に批判の余地も少なくないが、他の手段による解析が困難である以上、各種の拡散モデル設定による流出機構の解明および現実の現象に対する説明ができるか否か検討することはあながちむだなことではあるまい。さて問題は、さまざまな複雑な境界条件を受けた方程式の非線形系を解くことに帰せられたわけである。この系は既存の知られた解析方法によって解くことがむずかしいので、差分近似の方法にたよることとし電子計算機による数値計算を実施した。

*** Boussinesq の近似とは運動方程式の慣性項中の密度変化を無視することを意味し、特に弱い密度勾配の流体系に対してのみ適用可能である。すなわち、密度差 $\Delta\rho$ が $(1 - \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}}) \frac{dV}{dt}$ ($\bar{\rho}$: 平均密度)

として加速度項に入ってくる場合、 $\Delta\rho/\bar{\rho} \ll 1$ ならば加速度項は dV/dt に単純化できる。しかし鉛直方向の運動方程式における $g \cdot \Delta\rho/\rho$ なる項は省略することはできない。

3. 冷却水放水にともなう流れと熱拡散との相互干渉

冷却水放水による流れと熱拡散の現象は、複雑な過程から成り立っていて両者ともお互いに独立に考えられる現象過程ではありえなく、両者の相互干渉にもとづく流れと熱拡散の場を形成しているものと考えられる。そこでこれらの現象過程を確認するために流れと熱拡散との相互干渉を考慮に入れた放水口を含めた鉛直断面内 ($x-z$ 面) での数値実験を行ない、冷却水を表層流出せしめる方式としたときの水温鉛直分布 (水温躍層面) の形成過程の確認をする必要がある。

(1) 冷却水放出機構の実態とその資料

本節の内容については、前回の講演会³⁾において報告済みである。そのなかで湧昇運動が放水口付近で生じていることを指摘したが、これは低密度の表層水が海岸から沖の方へ輸送され、連続条件によって表層下の高密度水が海岸直前に湧き上るために生じる現象である。一般の海岸においてもこの現象は現われている。湧昇現象に関する知識が蓄積されてきたにもかかわらず、この過程を量的に論じた理論はほとんどないと思われる。

しかし冷却水放出機構について定性的につぎのごとき流れのモデルが考えられる。それは放水口付近で下層水は躍層面と目される面を通して表層に吸いこまれる。他方、放出流の速度は深さとともに減少し、ある深さ以下では底層海水は逆に岸の方向に向かって流入してくる。したがって、放水口近辺では下層水加入による混合過程が海域の渦動拡散による混合過程より卓越することも考えられる。

(2) 密度成層海域における拡散

安定成層海域の乱流交換の過程は均質海中でのそれとは根本的に異なる。したがって鉛直方向の拡散率 K_z については 4/3 乗則の利用は水平方向の係数に対するほど有用ではない。というのは乱れの integral scale が鉛直方向の現象のスケールと同じ位かむしろ小さい値を有するためと、 K_z の値が海域の成層状態に強く支配されるためである。海域における乱流拡散の実際の問題に適用できる近似としては現在のところ、輸送理論や混合長理論を受け入れざるを得ない。以下に述べる研究結果のほとんどは、均質海域の鉛直乱流拡散率(A_z° , K_z°)と密度成層海域のそれとを関連づける一連の式を導き出したものである。

Taylor (1931)⁴ はきわめて小さいスケールの process に関する乱流現象について検討し、運動量の鉛直交換、拡散におよぼす影響がさまざまであることを指摘し、交換過程は等方性であると断じている。混合長理論に基づいた半経験的研究として Rossby & Montgomery (1935)⁵ のそれがあげられる。すなわち、混合長の表現式

のなかに成層パラメーター——Richardson 数——を導入することによって拡散率をつぎのように表示した。

$$K_z = l_z^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| = l_0^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| (1 + \beta R_i)^{-1} \\ = K_z^0 (1 + \beta R_i)^{-1} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 l_z, l_0 : それぞれ密度成層および無成層海域に対する混合長、 $R_i = (g \cdot \partial \rho / \partial z) / \rho (\partial u / \partial z)^2$, β : 定数。

密度成層海域での交換機構についての考え方の違いから、拡散率の表示式はいろいろ異なった形式をとる。たとえば Holtzman (1943)⁶⁾ は、混合長は R_i の有限値で 0 になるべきであるとして

$$K_z = l_0^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| (1 - \tau R_i) \dots\dots\dots (6)$$

を提案し、また山本 (1959)⁷⁾ は

$$K_z = l_0^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| (1 - \sigma R_i)^{1/2} \dots\dots\dots (7)$$

を呈示している。Munk & Anderson (1948)⁸⁾ は係数 K_z, A_z を R_i の関数として、せん断応力、熱束を深さの関数と考えて水温躍層面の理論を展開した際、次式を提案している。

$$K_z = K_0 (1 + \beta_T R_i)^{-3/2}, A_z = A_0 (1 + \beta_V \cdot R_i)^{1/2} \dots\dots (8)$$

ここに $R_i = 0$ のとき、 $K_0 = A_0$ であり定数 β_V, β_T は Jacobsen (1913), Taylor (1931) のデータに一致するように選び $\beta_V = 10, \beta_T = 3.33$ を得ている。最近、Mamayev (1958)⁹⁾ は Richardson 数に関して指数形式を提案している。

$$K_z = K_0 \cdot e^{-n R_i}, A_z = A_0 \cdot e^{-m R_i} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $n - m > 0$ 。Jacobsen のデータから $n = 0.8, m = 0.4$ を決定している。海域の鉛直方向の密度成層が水平乱流交換におよぼす影響については Parr (1936)¹⁰⁾, Bowden (1965)¹¹⁾ らの研究があり、安定成層海域で水平方向の交換が強まることを結論している。この結論は大きい duration の現象にだけ適用できるものである。

乱流交換におよぼす密度成層の影響を調べるに当り、海域表層水へのエネルギー供給には異方性が表われると想定しよう。というのは風応力は水平面方向に作用するであろうし、また海域の水平方向には密度勾配が存在しうるからである。したがって海域には異方性の強い乱流渦が存在するようになるが、渦の細分化過程においてこれらの渦群は自己の異方性を失ってゆく。均質海中のスケール l の渦は等方性であるが、海域に鉛直方向の密度成層が発達すると、渦の発達には妨げられる。R. V. Ozmidov (1965) はこのような安定成層海における乱れ交換についての新しいモデルを提案している。乱流場が異方性を失うスケールの臨界値 l_{cr} について彼は局所的等方性理論から次式を導いている。

$$l_{cr} = \left(\frac{ac^2 \rho \varepsilon^{2/3}}{g \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)} \right)^{3/4} = \alpha \varepsilon^{1/2} \cdot \beta^{-3/4} \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 α : 無次元定数、 ε : 海水へのエネルギー供給の強さ、 $\beta = (g/\rho) \cdot (\partial \rho / \partial z)$ 。したがってスケール l_{cr} の渦から最小乱渦の大きさであるスケール $l_0 = \sqrt[4]{\nu^3/\varepsilon}$ (ν : 海水の動粘性係数) の渦の範囲においては、乱流場は成層海域においても等方性であるといえよう。現象のスケールが $l > l_{cr}$ になると乱渦は垂直軸しか有さず $K_h > K_z$ となる。つまり拡散 spot が増大しても z 軸方向の拡散速度には上限値が存在しているからである。この K_{zmax} の値は局所的等方性理論から

$$K_{zmax} = c_1 \varepsilon^{1/3} l_{cr}^{4/3} = \frac{ac^2 c_1 \rho \varepsilon}{g \cdot (\partial \rho / \partial z)} \quad (c_1 : \text{定数}) \\ \dots\dots\dots (11)$$

によって算定できる。以上のモデルを要約するとつぎのようになろう。成層海域で、小さなスケールの乱流交換に対しては乱流状態は 3 次元的で $K_z = K_h$ が成り立っている。一方、 l_{cr} よりも大きなスケールの交換現象に対しては、 $K_h > K_z$ となり K_h の値は 2 次元 “4/3 乗則” に支配されるようになる。さらにスケールを増大させれば最終的にはスケールの l_1 水平最大乱流渦に到達する。

(3) 熱と流れとの相互干渉の計算

第 13 回海岸工学講演会で発表した計算過程においては、渦動拡散率が乱れに強く支配されるのにかかわらず一定であると仮定して海域での流動と水温場の解を呈示した。そして湧昇流の発達の機構が流れと熱拡散との相互干渉を考慮に入れた解によってある程度説明できることを述べた。しかし実際には、拡散率は密度成層およびせん断流れの場合では一定ではあり得なく、乱れのスケールの大きさによって異なってくる。

乱れの状態におよぼす水温成層分布の影響を表わすパラメーターとして Richardson 数をあげることができる。本報告においては、成層海域において渦動拡散率を変化させたときの計算結果の一例を紹介するものである。

数値実験に際して、流動と熱拡散現象過程の両者を同時に考慮した場を解くためには式 (1) ~ (4) を連立させて同時に解く必要がある。Boussinesq の近似を適用すると流線関数 P が導入できるので、冷却水放水による湾内の流動を規制する方程式 (1), (2) および (4) はつぎのようになる。

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(A_x \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(A_z \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \\ \times \left((A_x + A_z) \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial z} \right) = -\rho_0 \alpha g \frac{\partial T}{\partial x} \dots\dots (12)$$

したがって、流動と熱拡散分布についての解は、式 (3) と (12) との連立解に置き代えられたわけであるが、これらの式をそれぞれ差分方程式に変換して、電子計算機による数値計算を実施した。

渦動拡散率の設定は乱れ状態におよぼす熱成層分布の

図-1 数値実験による流速鉛直分布の一例
(第3次近似)

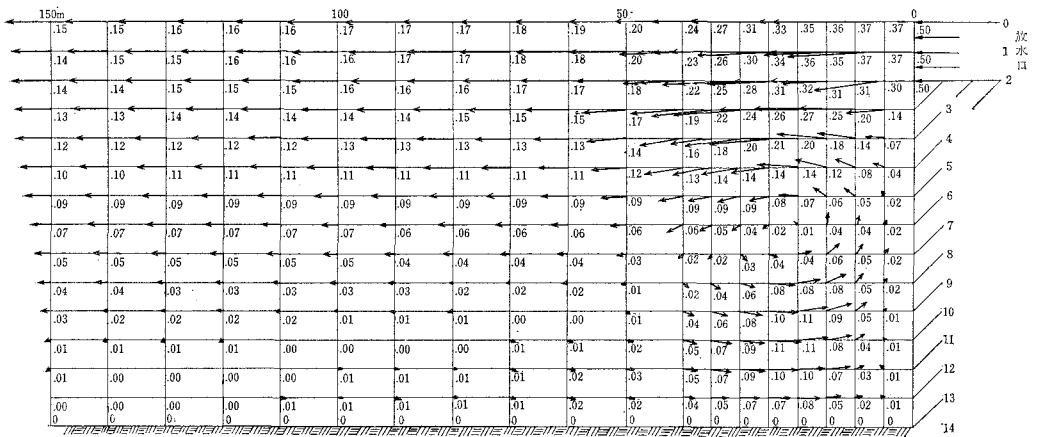


図-2 数値実験による水温鉛直分布の一例
(第3次近似)

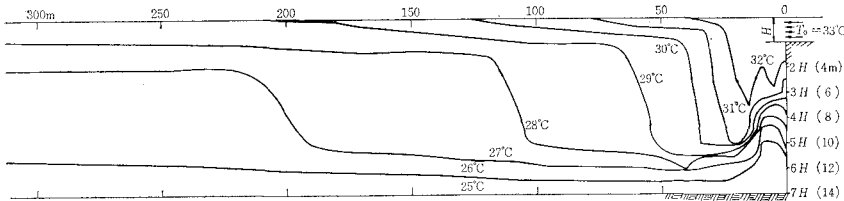


図-3 速度分布の形状

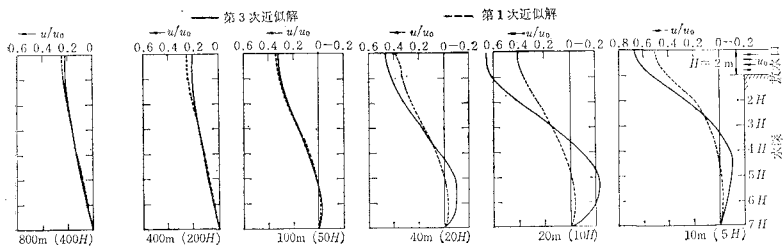
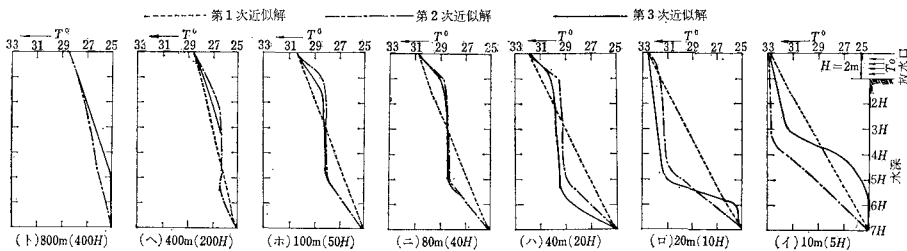


図-4 水温分布の形状



影響が Richardson 数によって支配されるとした Ma-mayev の提案式を基本とした。その基本形は、 $K_z = K_0 \cdot e^{-nR_i}$ (A_0, n : 定数) であるけれども、式系の安定性の面から $R_i \rightarrow \infty$ のときにも K_z の限界値が存在すると仮定して

$$K_z = (K_1 + K_0 \cdot e^{-nR_i}) \dots \dots \dots (13)$$

の形を採用した。係数値として $K_1 = 0.03 \text{ m}^2/\text{sec}$, $K_0 = 1.0 \text{ m}^2/\text{sec}$ を採った。

放水口付近での湧昇運動の存在は数値実験によっても再現することができた。図-1, 2 は、それぞれ数値実験による流速および水温鉛直分布 (いずれも第3次近似解) の一例を呈示したものである。

数値実験による速度解の一般的特性は、図-3 に示されている。この図は第1次および第3次近似の速度解を与えるものである。ここにいう第1次近似解 (図中、点線で示され

た曲線) とは水温と流れとの相互干渉を考慮に入れない場を意味し、第3次近似解は両者の相互干渉を加味した場を与えるものである。図-3 に対応した水温分布の一般解は、図-4 に示してある。図には第1次、第2次および第3次近似解が記入されており、高次解への移行にともなう水温躍層面の形成過程を知ることができ

る。相互干渉を考慮に入れた高次近似解は、第1次近似値に対して水温と流速の鉛直分布形状に相当の影響をおよぼしている。特に放水口付近の相互干渉を考慮に入れた解は、第1次近似解に比して表面流出速度を増加させ、底層流入速度を減少つまり放水口へ向う流れを生ぜしめている。

図-1に示した流速断面図から、放水口付近における水粒子の動きの状態が把握することができる。前回の講演会³⁾に提示した流速鉛直分布図($K_z = \text{const}$)とは非常に異なっており、湧昇の状態がさらに強調された流況を呈していることがわかる。特に放水口付近においては、底層における向岸流が岸壁に沿って湧昇し、この水束が表層の密度の小さい冷却水流れに加入して流下する様相がみられる。この湧昇作用もまた水温分布に改変をもたらすであろう。このことは図-4・(イ)の水温躍層面生成過程や図-2の水温鉛直断面図からはっきりとわかる。図-4・(イ)にみられる躍層面の上方への移動は冷却水流れの乱れ度合と upwelling の関係から決まることは推察できるが、後者の影響が卓越するために起こるのではないかと考える。ここで図-4・(イ)のごとき水温分布が大きな勾配を有するときには先に仮定した Boussinesq の近似の適用性が問題になろう。というのはこの近似の適用によって無視した微小項に依存する重要な現象が存在しているかもしれないからである。この問題は今後検討しなければならない課題の一つである。図-2は現場実測の分布構造と酷似しており、特に冷水の上昇形態が湧昇領域の顕著な様相を示すことは先に報告したとおりである****。

流速分布形状(図-3)を見るに放水口沖合 80 m (40 H) の地点になると、第1次と高次近似値との差はほと

んど認められない。しかしこの流れの場から決定された水温鉛直分布(図-4)からは、沖合に出るにつれて表層付近の水温分布の形成状態が少しずつ変化していることがわかる。つまり高次近似解になるにつれて、冷却水放水熱エネルギーが表面層にくさび状に蓄熱される傾向を示している。この現象はかなり沖合の地点(800 m)の水温分布状態図をみればはっきりわかる。発電所の位置している湾で放水口よりかなり離れた地点で水温鉛直分布を実測してみるとこの表層蓄熱の状態がみられ、本計算の傾向とよく一致している。

図-3, 4 に対応した渦動拡散率 K_z および Richardson 数の計算例が図-5に示してある。図に示した諸値はあくまで先に仮定した拡散係数モデルに対応したものであって絶対値そのもので議論することはできないが傾向は察知することができよう。この分布形状は水温および流速分布に敏感に影響されており、表層においては水温勾配、流速勾配が大なるため、 K_z の値は小さい。また水温勾配が小さい層では K_z は最大値を示す傾向にあり、 K_z の分布は水温分布に対応している。

4. 冷却水放水におよぼす流れの非線形効果

これまで冷却水放水による湾内流動(平面、鉛直断面)の算定に当っては、運動方程式内の非線形項が無視できると考えてきた。本節では改めて方程式内に形式的に存在している非線形性の影響を検討する意図で計算を実施した。式(1), (2)の解は u_i を求める代りに、

$$\text{渦度 } \xi = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} - \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right),$$

$$\text{流れの関数 } P \left(u_1 = -\frac{\partial P}{\partial x_2}, u_2 = \frac{\partial P}{\partial x_1} \right)$$

を導入し、連立方程式

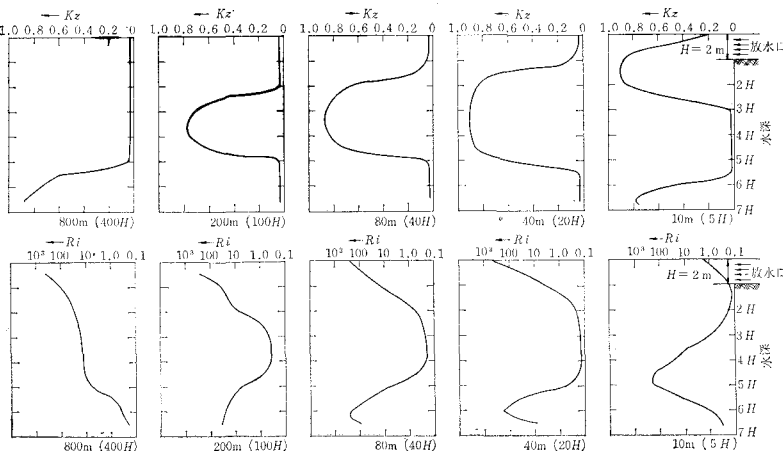
$$\left. \begin{aligned} \xi &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial x_2^2} \right) \\ &\quad - \frac{\partial \xi}{\partial x_1} \cdot \frac{\partial P}{\partial x_2} - \frac{\partial \xi}{\partial x_2} \cdot \frac{\partial P}{\partial x_1} \\ &= A_j \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial x_2^2} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

の根を求めればよい。

第12回講演会において半無限海域に冷却水を放出させたときの海域の流れおよび水温の場の計算を行なった。そのとき、流れの場は非線形性を無視したため重調和型方程式の解によって求めることができた。本節では比較計算例として先回と同じ海域の場を想定し計算を実施した。計算はSOR法

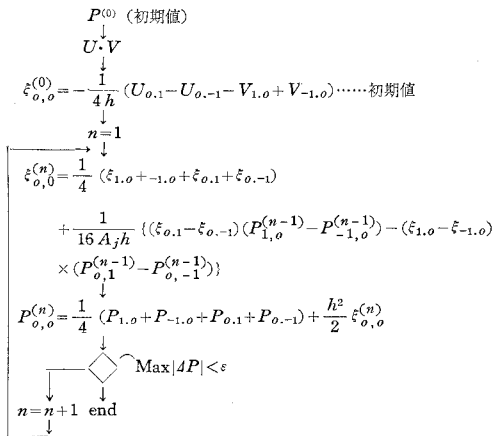
を適用した。計算の手順は、たとえば図-6のようにな

図-5 渦動拡散率 $K_z = (K_1 + K_0 \cdot e^{-nR_i})$ および Richardson 数 $R_i = \frac{g \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)}{\rho \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2}$ の計算例



**** 第13回海岸工学講演集 p. 286 の図-2を参照。

図-6 計算フローチャート



る。計算の結果、放出流速が 1 m/sec 以内であれば半無限海域の流れの場において、この非線形性の影響は表われないことが判明した。しかし放出流速を増加させると上述の解法によっては満足すべき解は得ることはできない。というのは流れの場に流れの不安定性による渦動が time-dependent に出現してくるからである。これを定常解が存在するとして計算しても解が得られないことは現象的に察知できる。したがって計算の安定性、現象面からみて、時間項を含ませた方程式に基づいて数値計算を実行すべきであると考え¹³⁾。

5. 港内外水の熱交換過程

筆者らは先回の講演会においてせまい同一の湾内に設

けられた冷却水取・放水口配置案の優劣を水温の面から比較検討する一方法として、潮流および熱拡散による湾内の熱量移動、海面と大気との間の熱収支をアナログ計算機によりシミュレート計算し、冷却水放出による湾内表層水の平衡水温と水温分布の算定ならびに潮汐作用による湾内外水の熱交換過程について論じた³⁾。潮汐変化が 3.5 m 以上の特に大きい地点については先回報告した熱エネルギーの逸散過程の割合とは異なるものであることが、その後実施した研究において明らかになった。そこで改めて、潮汐の大きい三池港の場合(図-7 a)と普通の大きさを有する水島港(図-7 b)の場合とを対比比較しながら熱エネルギーの逸散過程を論ずる。

温水冷却水放出によって湾内表層水温が平衡状態に達するまでは、この放水熱エネルギーはそれぞれ海面からの冷却過程、湾外への逸散過程および湾内表層水の蓄熱作用におきかえられる。しかるに湾内表層水温が平衡状態に達した後は、この放水熱エネルギーの一部は海面からの冷却過程、残りは湾口での内外湾水の交換現象により逸散される。図-8 および 9 はそれぞれ水島港、三池港での平衡時における熱エネルギーの日変化の様相の例を示したものである。図より明かなように移流と拡散効果によって湾外へ逸散する熱エネルギーは落潮時、特に潮流の速度が最大となる時点において最大値を示し、漲潮時には湾内への流入がわずかに認められるだけである。この傾向は冷却水使用水量が増すにしたがい強調される。ただ放流量の増加分にとまらず熱エネルギーの増加分は湾外逸散によって分担されることが認められる。

図-7 三池および水島港平面地形図

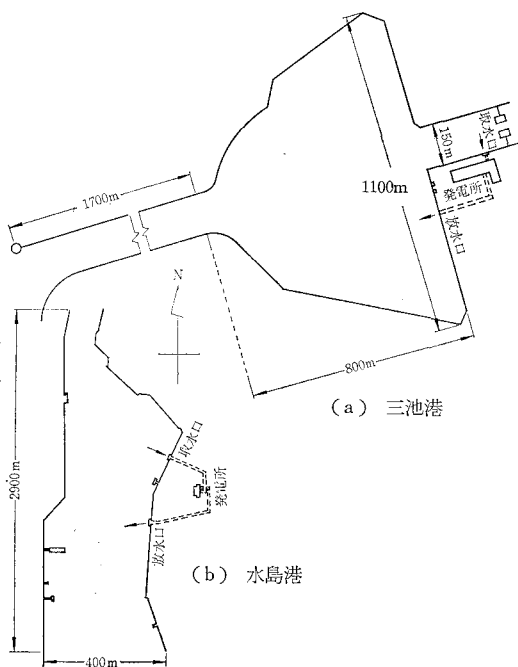
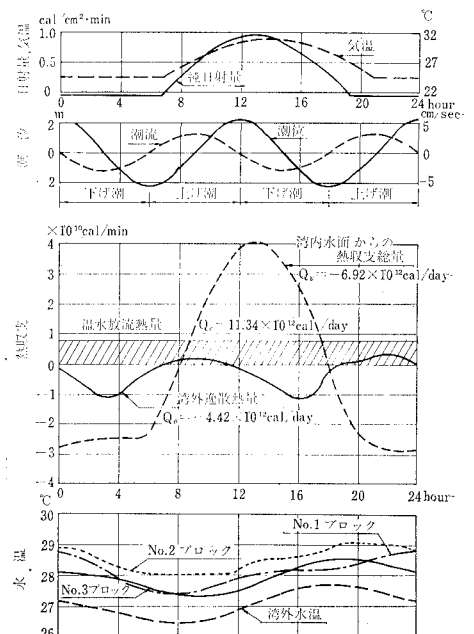
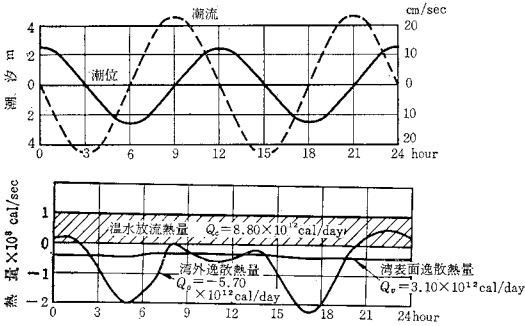
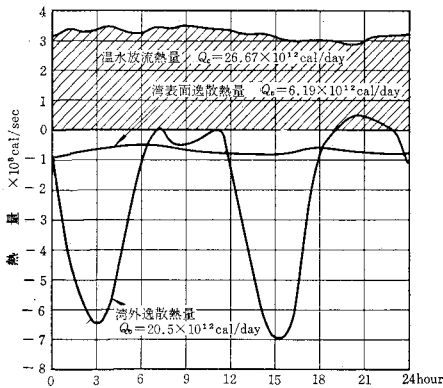
図-8 平衡状態における熱エネルギーの日変化(水島港)
(放流量 20 m³/sec, 取水混入率 20%)

図-9 平衡状態における熱エネルギーの日変化(三池港)

(a) 放水流量 20 m³/s, 取水混入率 30%



(b) 放水流量 60 m³/s, 取水混入率=30%

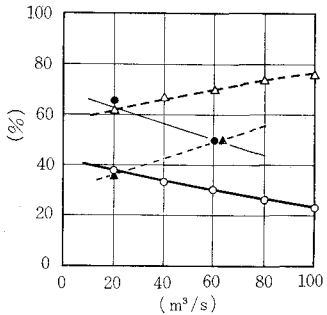


海表面からの熱収支は輻射量, 気温の変化にほぼ対応した形状をなし, 日中は受熱, 夜間は放熱の状態をくり返す。しかし図-9に示したように自然状態時の熱収支を差引くと放出熱エネルギーによる海面からの熱交換はほぼ一定である。

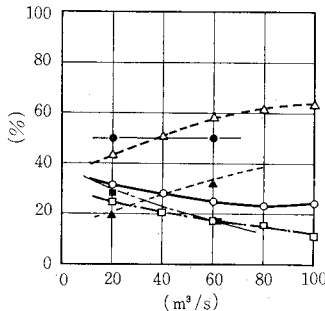
図-10は三池港と水島港における冷却水放流熱エネ

図-10 三池港と水島港における冷却水熱エネルギー逸散割合の比較

a) 平衡日におけるエネルギー配分比



b) 平衡にまで要したエネルギー配分比



冷却水流量

	潮汐の大きさ	湾面積	混入率
三池港	5m	$0.87 \times 10^6 \text{ m}^2$	60%
水島港	3.6m	$4.37 \times 10^6 \text{ m}^2$	60%

冷却水流量

記号	摘要	備考
○△□	表面逸散	三池
●▲■	湾外逸散	水島
—	湾内蓄熱	

ルギーの逸散割合の比較を示したものであり, (a)は平衡時での, (b)は平衡までに要した熱エネルギー逸散割合を意味する。水島港の場合, 港に出入りする潮流の大きさを同じ条件としたとき冷却水流量の増加にともなう港内海面からの逸散エネルギーの分担割合はむしろ減少し, 湾口での移流効果による湾外への逸散熱量が大きい値をとる傾向にある。しかし潮汐変化の大きい三池港の例をとってみると, 熱量が湾外へ逸散する割合と海面からの逸散割合との関係は水島港の場合と同じであるが, 三池港の場合は地形の特殊性もかなり影響していて, 冷却水流量の大小に関係なく潮汐作用が主役を演じていることがわかる。図-10(b)からは, 冷却水流量と港の地形, 平面積の相関関係が顕著に表われている。もちろん熱エネルギーの逸散割合は潮汐の大小にも関係するが, 図-10(b)から水島港においては海面からの逸散過程の割合がむしろ湾外への逸散割合よりも卓越している。したがって水島港では海面からの冷却過程が主役を演じており, 潮汐の大きい三池港の場合と逆の関係になっている。

6. 冷却水取放水の研究に関する今後の問題点

海岸工学講演会において, 過去3回にわたり入江内冷却水取放水の問題を論じてきた。本問題のとらえ方は, むしろ発電所構造物の水理設計に直接適用できて役立つという観点からが主たるものであった。したがって, 密度成層連続分布を不連続面を有する上下2層に分離せしめて解析を進める方式が本意ながら採られてきた。たとえば風の吹送にとまらぬ水温躍層面の挙動とか冷却水深層取水における計算方式等の問題がそれに相当していた。現在まで密度連続分布の場合における流れの場を真正面からとり組んだ論文はほとんど見当たらない。またこれを純解析的に解こうとしても, どうしても解析者自身の主観的な考えの導入による現象の過度の簡素化が避けられないと思う。

海域に表われる実際の水温鉛直分布は, 明瞭な不連続面を有する分布形状をとっていない。したがって問題を2層に分離せしめて解析, 実験を進める際に, 実際現象の再現性に対する保証は何も与えられていないわけである。ただ躍層面と目される付近での渦動粘性, 安定度を検討してみてもこの付近では非常に安定していること, またたとえ2層面間で混合が起こったとしても, 中間内部層を形成してしまうために加えて2層間の安定度が増すという事実のた

め、上述の仮定に基づく問題のとらえ方でも差し支えないと考えてきた。しかし現在の時点においては、改めてこの仮定の妥当性を確認する必要がある。この問題を処理するには、密度と流れとの相互干渉が大きな weight を占める密度場の流れの現象を取り扱おうことになり、ある程度実験に頼らざるを得ないであろう。そして与えられたモデルに対して最小限の仮定、基礎式の最小限の簡素化のもとに解析を進めることによって、研究目的が遂行されると考える。現在計算実施中である風の吹送にとまらぬ水温鉛直分布の変化過程を例にとってこの問題のとらえ方を紹介する(図-11参照)。基礎方程式(1)~(4)においていかなる項も省略することなしに、

$$\xi = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \right),$$

$$\left. \begin{aligned} 2 \left(\frac{\partial P}{\partial x} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial x} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial z} \right) &= -g \alpha \rho_0 \frac{\partial T}{\partial x} + 2 \left(A_h \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + A_z \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial A_z}{\partial z} \cdot \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_z}{\partial z} \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial A_z}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{\partial A_z}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \\ \frac{\partial P}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{K_x}{\rho} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_z}{\rho} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

本問題では風の吹送による湾奥での水面上昇のため圧力増加が生じるが、これは躍層面の低下によって調整されるという事実のため水面付近の境界条件、計算方法に注意を要する。このとき、水面勾配は次式で近似される。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{\tau_s}{\rho g (H + \zeta)} \left[\left(1 - \frac{\tau_b}{\tau_s} \right) - \frac{\rho}{\tau_s} \left\{ A_z \int_b^{\zeta} \frac{\partial}{\partial x} \right. \right. \\ \left. \left. 4^2 w dz + \int_b^{\zeta} \frac{\partial}{\partial x} (u^2 - w^2) dz \right\} \right] \dots\dots\dots (17)$$

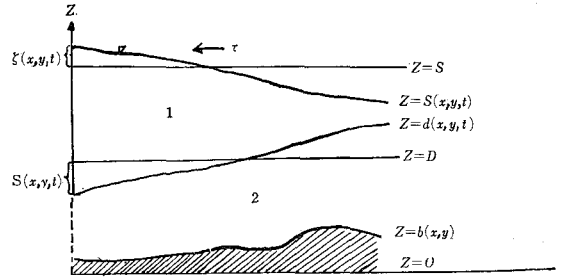
一方、上記の諸問題とは別に冷却水再循環現象の解明に必要とするその他の調査事項としては小さなスケールからみると限らないが大局的にみてつぎのようなものが挙げられる。電力事業における冷却用水利用の面から、海岸工学上いかなる研究課題が提起されているか、ここに提示するものである。

- (i) 入江内の水温拡散分布を支配するタイダル・フラッシング作用

この問題を解決するためには、沿岸海域における潮流

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{上層} \left\{ \begin{array}{l} \text{連 続 式: } \frac{\partial}{\partial x_j} \int_a^s \rho_1 u_j dz = -\rho_1 \frac{\partial}{\partial t} (s-d) \\ \text{運 動 方 程 式: } \frac{\partial}{\partial t} \int_a^s \rho_1 u_i dz + \frac{\partial}{\partial x_j} \int_a^s \rho_1 u_i u_j dz - f \int_a^s \rho v dz = -\rho_1 g (s-d) \frac{\partial s}{\partial x_i} + A_h 4^2 \int_a^s \rho_1 u_i^2 dz \\ \quad + A_z \left(\frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_s - A_z \left(\frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_a \\ \text{熱拡散方程式: } \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_1 u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K_j}{\rho_1} \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \right) + \frac{Q_0}{\rho_w C_w H_w} \end{array} \right. \\ \text{下層} \left\{ \begin{array}{l} \text{連 続 式: } \frac{\partial}{\partial x_j} \int_b^d \rho_2 u_j dz = -\rho_2 \frac{\partial d}{\partial t} \\ \text{運 動 方 程 式: } \frac{\partial}{\partial t} \int_b^d \rho_2 u_i dz + \frac{\partial}{\partial x_j} \int_b^d \rho_2 u_i u_j dz + f \int_b^d \rho_2 u dz = -g (d-b) \left[\rho_1 \frac{\partial s}{\partial x_i} + (\rho_2 - \rho_1) \frac{\partial d}{\partial x_i} \right] \\ \quad + A_h 4^2 \int_b^d \rho_2 u_i^2 dz + A_z \left(\frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_d - A_z \left(\frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_b \end{array} \right. \end{array} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

図-11 2成層モデル海域



$u_i (i=1,2)$, p , T を求める代り過渡も流れの関数 P および T の連立方程式の根を求めればよい。

構造の実態とその解明が必要であり、実際の沿岸における流れの実測とともに潮汐モデル計算方式を確立しなければならない。冷却水の問題に関連して、筆者らはアナコンの手法による平均的な考え方に立脚してこの問題を処理してきた。しかし局所的な流れ、水温分布を算定するためには、デジコンによる2層潮汐流の計算方式が必要とされる。鉛直方向に積分した単層モデルによる潮汐計算については磯崎・宇野木の研究¹⁴⁾があり、その計算方式の scheme は確立されている。しかし本現象を対象とする基礎方程式は、上層における拡散方程式を入れて上下層に対して以下に示した7元非線形偏微分方程式を解かなくてはならない。本計算のモデル方式の可否は、三池港における実測結果を検討した結果適当であることが判明している。この方程式群を解くための scheme はなく、現在確立しなければならない課題の一つである。

2成層潮汐モデル方程式

ここに, f : Coriolis のパラメーター, suffix の 1, 2 はそれぞれ上層, 下層を意味する。

(ii) 沿岸海域の拡散稀釈能力とその把握

物質濃度の拡散度合を調べるためには, 現地観測が一番確かな方法であろう。その観測方法にはいろいろ問題点があるが, われわれが実施しているのは染料トレーサー実験である。対象とする拡散物質によって相似性の大小があるが一番手取り早い方式である。このため, 実験方法 (サンプリングの technique, 染料の選定), 計器 (たとえばフルオロメーターなど) および試験結果の解析方法について, さらに検討の余地が少なくない。

(iii) 湾内水循環機構の解明

この種の問題は, estuary の流れの構造の問題に関連して, たとえば Rattray, Hansen¹⁵⁾ らによって論じられている。本現象はさまざまな複雑な境界条件を受けている非線形方程式を解くことによって明らかにされるであろうが, 既往の研究にみられる方程式の構成の簡素化, 解析方法, 河口モデルに対する定性的な説明には疑問, 不満を感じないわけにはいかない。湾内水の循環機構を鉛直方向, 平面的に究明しておくことは, 工業用水の利用, 沿岸漁業 (養殖業も含めて) 関係者に対してきわめて重要な情報を与えることができる。わが国には純粹な estuary が数多く存在しないので, この面の研究は余り行なわれていないが, 今後, 産業廃水による海域環境汚染の問題と関連して, さらに発展させなければならぬと考える。

ここでは触れなかったけれども, 冷却水取放水問題に必ずともなう拡散機構の理論的解析が必要なことはいうまでもない。

謝 辞

本研究を遂行するに当って中国電力 (株) 土木部, 九州電力 (株) 土木部の関係各位から終始懇切な御配慮と熱心な御協力をたまわった。ここに記して感謝の意を表する。

また電子計算機による数値実験を遂行するに際して, ご討議, ご協力をいただいた三菱原子力工業株式会社計

算部藤井宏氏, 古林澄子氏, 金子氏に厚くお礼を申し上げる次第である。

参 考 文 献

- 1) 和田 明・中川友康・片野尚明 (1965): 入江内における冷却水取放水の研究 (1), 土木学会第 12 回海岸工学講演会講演集。
- 2) 和田 明 (1965): 水温躍層面におよぼす風の影響, 土木学会第 12 回海岸工学講演会講演集。
- 3) 和田 明・片野尚明 (1966): 入江内における冷却水取放水の研究 (2), 土木学会第 13 回海岸工学講演会講演集。
- 4) Taylor, G.C. (1931): Internal waves and turbulence in a fluid of variable density, Conseil perm. intern. l'exp. mer. 76.
- 5) Rossby, C.G. and R.B. Montgomery (1935): The layer of frictional influence in wind and ocean currents, Papers in Phys., Oceanogr. Meteorol 3, No. 3.
- 6) Holtzman (1943): The influence of stability on evaporation. Ann. N.Y. Acad. Sci. 44, 13.
- 7) Yamamoto, G. (1959): Theory of turbulent transfer in non-neutral conditions, J. Met. Soc. Japan, 37, 60.
- 8) Munk, W.H. and E.R. Anderson (1948): Notes on a theory of the thermocline, J. Mar. Res. 7.
- 9) Mamayev, O.I. (1958): The influence of stratification on vertical turbulent mixing in the sea, Izv. Acad. Nauk USSR, Geofiz., No. 7.
- 10) Parr, A.E. (1936): On the probable relationship between vertical stability and lateral mixing processes, Conseil perm. intern. pour l'exploration de la mer., J du Conseil, 11, No. 3.
- 11) Bowden, K.F. (1965): Horizontal Mixing in the sea due to a shearing current, Jour. of Fluid Mechanics, Vol. 21, Part 2.
- 12) Ozmidov (1965): On the turbulent diffusion in the stable stratified sea, Izv. Acad. Nauk USSR, Fizika Atmosfery i Okeana No. 8.
- 13) 日野幹雄・日野和子 (1965): 振動流中におかれた円柱に働く抗力と渦の発生, 土木学会第 12 回海岸工学講演会講演集。
- 14) Isozaki, I. and S. Unoki (1964): Computation of tides in the bays of Tokyo and Ariake, Coastal Engineering in Japan, Vol. 7.
- 15) Maurice Rattray, Jr. and Donald V. Hansen: A similarity solution for solution in an estuary, Jour. of Mar. Res.