

電力中央研究所 正会員 ○ 和田 明

同上 中川 友康

1. 入江内に設置された火(原子)力発電所復水器用冷却水の再循環の問題に関連して、発電所排水口からの熱拡散現象を3次元적으로取り扱った。すなわち、沿岸に平行な潮流流運の項を含んだ熱拡散方程式を差分方程式に変換し、適当な境界条件(海域での水温成層状態、排水出口での放水温度)のもとに反復計算法の一手段である加速Liebmann法を適用し、排水口沖における温度分布を算出した。

2. 一般に冷却水の再循環量に影響をおよぼす主要な因子は、取水・放水口間の距離、放出水温の拡散状況、入江内での熱収支、潮汐作用による外海との熱交換、風応力とその吹送方向、人工の多柱とその水深、海域における水温成層状態などである。これら様々の因子に依存する再循環問題を解くためにはこれら作用因子の影響を個々に分離して考察し、それから得られた結果を総合的に考察することが必要である。本文では排水口からの温水拡散状況のみについて言及することとする。一般に拡散の様相を知るためには、現場実測や水理模型または数値実験に頼らざるを得ない。しかし水理模型実験によってでは実際の現象との相似性との点で問題が生じてくる。そのためにも実際の発電所温水放水時の拡散の実態を正しく把握しそれから数値実験ないし水理模型実験をおこなう必要があると思われる。そこで過去1年間に亘って現場実測した温水拡散のデータをもとにして水平および垂直方向の渦動熱拡散係数を算定するとともに、潮流流、水温成層状態によって温水拡散がどのように支配されるかを詳細に検討した。放出された冷却水水温は徐々に減少し、いわゆる舌状分布を呈示し、比較的高温を有している層は放水口から50~60m離れた領域にまで、およそ2~4mの厚さの表面層のみに観察される。海面下4m層以下には、この放水温の影響が急になくなっており、これは水温垂直分布の大きな安定性によって下層との混合が生じていないことを示している。またy方向の拡散効果が潮流流の作用を受けているx方向の拡散と同じオーダーを有しており、また水平熱拡散性が垂直方向のそれのおよそ50~80倍であって前者の影響が後者よりもより有効的であることがわかる。以上のことからして放水温の減少はより低い温度を有する周囲の海水との水平混合によるべきであると結論される。

3. 図-1のごとく3次元空間に直交座標を考え、原点を放水口の中心にとる。放水口の形状はく形断面とし、ここから温度 T の冷却水がy軸方向に放出されるものとする。3次元空間における熱拡散方程式は、

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \zeta} \right) \quad (1)$$

ここで、 $\lambda=U/\sqrt{K_x}$, $\xi=x/\sqrt{K_x}$, $\eta=y/\sqrt{K_y}$, $\zeta=z/\sqrt{K_z}$, T : 水温, U : 沿岸に平行な潮流速度, K_x, K_y, K_z : 渦動熱拡散係数, ρ : 密度($=\rho_0(1-\alpha T)$)である。境界条件としては、 $\eta=0$, $-B/\sqrt{K_x} \leq \xi \leq B/\sqrt{K_x}$, $0 \leq \zeta \leq H/\sqrt{K_z}$ で $T=T_0$, $\eta=0$, $\xi > B/\sqrt{K_x}$ か $\xi < -B/\sqrt{K_x}$, 全ての ζ に対して $\partial T/\partial \eta = 0$, $\zeta=0$, $\eta > 0$ で $\partial T/\partial \zeta = 0$ を満足しなければならない。

(1)の差分近似式をつくり、 ξ, η, ζ 空間を3次元格子 ($m\Delta h, n\Delta h, p\Delta h$) に分割する。加速 Liebmann 法では $T^{(k+1)}(\xi, \eta, \zeta)$ と $T^{(k)}(\xi, \eta, \zeta)$ との差 $R^{(k)}(\xi, \eta, \zeta)$ にある定数 A を乗じて新しい $(k+1)$ 近似値

$T^{(k+1)}(\xi, \eta, \zeta) = T^{(k)}(\xi, \eta, \zeta) + A \times R^{(k)}(\xi, \eta, \zeta)$ を作る。この A が加速パラメーターと呼ばれるもので、 $1 \leq A \leq 2$ の範囲にあり、この値を適切に選ぶことによって収束を著しく速めることができる。たとえば本計算で $A = 1.50$ として $\Delta R^2 < 0.21 \times 10^{-8}$ となるまでに 164 回の sweep をしており、 $A = 1.80$ とすると 100 回の sweep の後 $\Delta R^2 < 0.89 \times 10^{-7}$ になった。

また収束判定のため、 $|R(\xi, \eta, \zeta)|$ の最大値を記憶させておいて一連の sweep が終わった後調べて所望のケタまで収束したか否かの判定をおこない $T^{(k+1)}(\xi, \eta, \zeta)$ の新しい値を出した。海域内全ての節点に水温分布の初期近似値を与えて、IBM 7090 によって計算を実施した。

数値計算は、沿岸に平行な潮流効果を含んでおり、海域で水温が一樣な場合と夏季に相当する水深下 3 ~ 5 m 層に大きな水温垂直勾配を与えた場合の 2 ケースにつき、水温垂直分布状態によって温水平散がどのように支配されるかを調べた。計算結果によると後者の場合には水温境界面と目される層での大きな安定度のために放熱温水塊はこの躍層面を通じて下層に拡散することなしに表層付近の水塊と混合を生じる傾向にあり、等温線の放水口からの距離も前者に比べて大となっている。しかるに前者の場合には放熱温水塊は比較的下層部にまで一様混合する傾向を示している。図-2, 3, 4 は、数値計算によって求めた 3 次元空間における各断面での放熱温拡散分布状態を示したものであって、ちょうど夏季に相当した水温垂直分布を境界条件のなかに考慮してある。

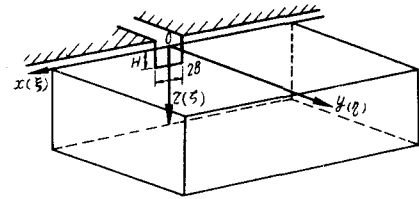


図-1. 熱拡散用模型

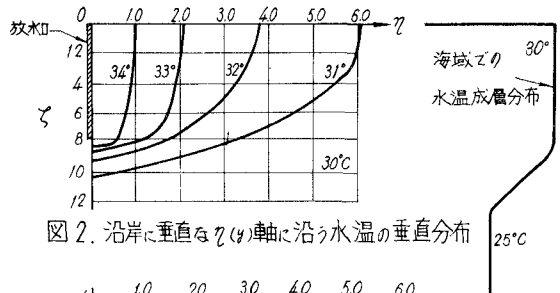


図2. 沿岸に垂直な $\eta(\eta)$ 軸に沿う水温の垂直分布

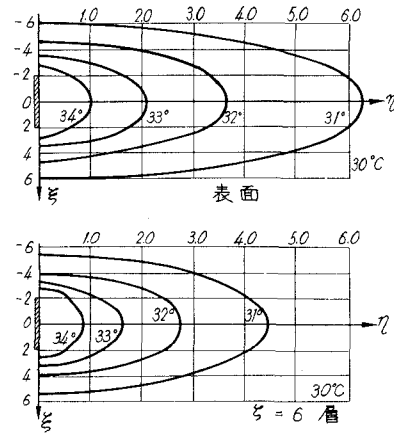


図3. 表面および $\zeta = 6$ 層での水温の水平分布

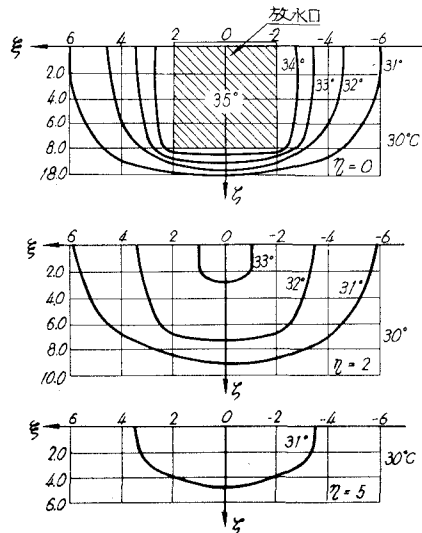


図4. 沿岸に平行した各断面での水温の垂直分布