

3次元 $k-\epsilon$ モデルによる沿岸域における水平重力噴流の計算

Application of a 3-Dimensional $k-\epsilon$ Model to a Forced Plume in a Coastal Area

坂井 伸一*・松梨 史郎*・仲敷 憲和**・坪野 考樹*・丸山 康樹**
By Shin'ichi SAKAI, Shiro MATSUNASHI, Norikazu NAKASHIKI,
Takaki TSUBONO and Koki MARUYAMA

A three-dimensional $k-\epsilon$ model was applied to calculate the diffusion of a forced plume in a coastal area, and the field observations were conducted to investigate diffusion process of a forced plume. The results of the calculation showed that the vertical eddy viscosity, the direction and the longitudinal distance of forced plume diffusion agreed well with the observation data.

keywords : 3-dimensional $k-\epsilon$ model, forced plume, coastal area

1 はじめに

近年、発電所立地から放出される温排水は、表層放水と水中放水が混在するケースや、発電所の大規模化により大容量で放水されるケースなどが増えており、温排水の流動・拡散形態は3次元的でより複雑になってきている。一般に、水中放水による温排水は、重力噴流として混合・希釈されながら水面に達し、海表面を拡散していく。水平方向に放出された温排水は、放水直後は温排水自身の運動量が支配的で、流下するにつれて運動量の効果は小さくなり、浮力の効果や海域流動場の移流効果が支配的になる。このような放水口近傍から遠方までの温排水の拡散現象を数値モデルで精度良く再現する場合、3次元乱流モデルなどの適用が考えられる。和田¹⁾は、表層放水方式の温排水を対象に、3次元 $k-\epsilon$ モデル、平均流モデル、および準3次元モデルを用いて単純地形の水理実験結果との比較検討を行い、乱流モデルの有効性を述べている。しかし、実海域における温排水を対象に3次元乱流モデルを適用する場合、膨大な計算時間と記憶容量が必要となり、またモデルの再現性を評価するためには放水口近傍での乱流計測や拡散範囲を含めた広域の現地観測データが必要であるため、これまでにほとんど研究事例がない。

著者らは、水平方向に放出された重力噴流を対象に、3次元 $k-\epsilon$ モデルを用いて、単管²⁾、および複数管³⁾について計算を実施し、水理実験結果との比較を行い、流速や水温の分布特性の再現性を確認した。本研究では、沿岸域においてマルチパイプ型放水管により水中放水される温排水を対象に、ラージスケールの水平重力噴流の振る舞いを3次元 $k-\epsilon$ モデルを用いて計算を実施し、現地観測結果と比較して、放水口近傍の鉛直渦動粘性係数、噴流の中心軸の方向、流速・水温の水平分布などの再現性の検討を行った。本計算対象の現地海域では潮汐による往復流が卓越しているため、非定常計算を行う必要があるが、本地点の温排水流量を考えると拡散の空間スケールは数 km、時間スケールは24時間程度であることから、現地観測が実施された下げ潮時を代表潮時として、その時の温排水の流動・拡散分布の再現計算を実施した。

* 正会員 工修 電力中央研究所 環境科学部 (270-11 千葉県我孫子市我孫子 1646)

** 正会員 工博 電力中央研究所 環境科学部 (270-11 千葉県我孫子市我孫子 1646)

2 数値モデルの概要

図-1 に本計算領域を示す。本研究では、計算時間の効率化を図るため、噴流自身による乱れが卓越し、かつ環境水温に対して1℃の上昇範囲が十分収まるような放水口近傍の小海域(南北2.7km、東西2.6km)と定義して可変メッシュで格子分割し、重力噴流の拡散を3次元 $k-\varepsilon$ モデルにより計算した。また、放水口から遠方の沿岸流動による乱れが卓越する範囲を大海域(南北8.0km、東西10.0km)と定義して等間隔メッシュにより格子分割を行い、沿岸流動を準3次元平均値モデルにより計算した。両領域のネスティングにあたっては、小海域の上流境界で大海域の流動計算結果を補間して境界条件を設定し、その他の境界は外界条件とするワン・ウェイ・ネスティング手法を採用した。また、放水口近傍の海底地形を精度よく再現するために、本計算ではボロシティ法⁴⁾を用いた。表-1 に、各海域の計算メッシュ分割の一覧を示す。

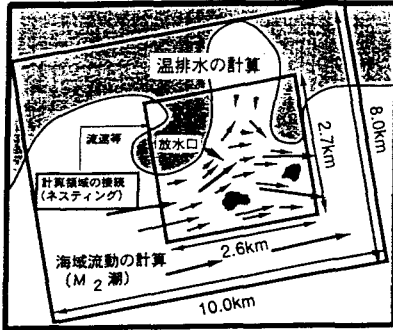


図-1 計算領域

表-1 計算メッシュ

方向	メッシュ幅 (大海域)	メッシュ幅 (小海域)
x	$\Delta x = 200m$	$\Delta x = 1.86m \sim 198m$
y	$\Delta y = 200m$	$\Delta y = 1.86m \sim 234m$
z	$\Delta z = 1m$ (水深 0m~6m) $\Delta z = 1.2m \sim 2.0m$ (水深 6m~14m)	$\Delta z = 1m$

2.1 基礎方程式

2.1.1 小海域(温排水拡散)の計算

運動方程式

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) + \beta(T - T_e)g_i \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (1)$$

連続方程式

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

熱輸送方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} - \overline{u_j \theta} \right) + \frac{Q_1(T_e - T_s)}{c\rho H_w} \quad (3)$$

乱れエネルギーの輸送方程式

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(C_k \frac{k^2}{\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + P_k + P_b - \varepsilon \quad (4)$$

エネルギー散逸率の輸送方程式

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(C_\varepsilon \frac{k^2}{\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon + C_{\varepsilon 3} P_b) \quad (5)$$

エネルギー生成項および浮力項

$$P_k = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \quad P_b = -\beta g_i \overline{u_i \theta} \quad (6)$$

ただし、 U_i : 各方向の平均流速成分 ($cm \cdot s^{-1}$)、 u_i : 各方向の流速変動成分 ($cm \cdot s^{-1}$)、 p : 全圧 ($g \cdot cm^{-1} \cdot s^{-2}$)、 ν : 動粘性係数 ($cm^2 \cdot s^{-1}$)、 ρ : 密度 ($g \cdot cm^{-3}$)、 β : 熱膨張係数 ($^{\circ}C^{-1}$)、 T : 平均水温 ($^{\circ}C$)、 θ : 水温の変動成分 ($^{\circ}C$)、 T_e : 環境水温 ($^{\circ}C$)、 T_s : 表層水温 ($^{\circ}C$)、 H_w : 水面を含む鉛直メッシュ幅、 α : 熱拡散係数 ($cm^2 \cdot s^{-1}$)、 Q_1 : 放熱係数 ($cal \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot ^{\circ}C^{-1}$)、 c : 海水比熱 ($kcal \cdot kg^{-1} \cdot ^{\circ}C^{-1}$)、 k : 乱れエネルギー ($cm^2 \cdot s^{-2}$)、 ε : エネルギー散逸率 ($cm^2 \cdot s^{-3}$)、 $C_k = 0.09$ 、 $C_\mu = 0.09$ 、 $P_{rt} = 0.7$ 、 $C_\varepsilon = 0.07$ 、 $C_{\varepsilon 1} = 1.44$ 、 $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ 、 $C_{\varepsilon 3} = 1.4 \sim 2.0$ 、 $C_\theta = 0.13$ 、 $C_{\theta 1} = 0.62$ である。

2.1.2 大海域 (沿岸流動) の計算

運動方程式

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (A_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}) \quad (i = 1, 2, j = 1, 2, 3) \quad (7)$$

連続方程式

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (8)$$

水位上昇の式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \bar{U}_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} - \bar{W}_s = 0 \quad (9)$$

ただし、 $\bar{U}$: 海域の平均流速成分、 η : 水位、 $\bar{W}_s$: 海面における平均鉛直流速である。

水平方向の渦動粘性係数 (A_1, A_2) は、同海域における既往の観測結果を元に $5 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ とした。一方鉛直方向の渦動粘性係数 (A_3) は、同海域の観測データがなかったため他の海域データやこれまでの知見を参考にして $1 \times 10^9 \text{ cm}^2/\text{s}$ とした。

2.2 境界条件

本海域では、 M_2 潮が卓越しており、計算にあたっては、まず大海域において M_2 潮を再現するように、現地における潮位記録をもとに、東側境界、西側境界、および沖側境界において、以下のような水位設定を行った。なお、流速は陸地境界でフリースリップ、その他は境界と直交方向の勾配を 0 とした。

$$\text{東側: } \eta = \eta_0 \left(\frac{2\pi}{T_0} t - \pi \right), \quad \text{西側: } \eta = \eta_0 \left(\frac{2\pi}{T_0} t - \pi - \tau \right), \quad \text{沖側: } \frac{\partial \eta}{\partial n} = 0 \quad (10)$$

ただし、 η : 水位、 η_0 : 振幅 (0.4m)、 τ : 位相 ($\pi/62$)、 T_0 : 周期 (12.4 時間)、 t : 時間、 n : 境界と直交する方向である。

一方、小海域においては、上流側の流入境界において、流速は大海域の計算結果を補間した固定値、水温は環境水温とし、 k と ε はそれぞれ $k = \alpha U^2$ ($\alpha = 0.002$)、 $\varepsilon = C_\mu k^{3/2}/h$ (h は水深) とした。下流側は外海条件として、各成分の境界に対する直交方向の勾配を 0 とした。また、陸地境界は、流速がフリースリップで、その他は境界に対する直交方向の勾配を 0、海面境界では、流速がフリースリップ、水温を除くその他は境界に対する直交方向の勾配を 0 とした。水温は夏季の時は断熱条件、冬季は放熱条件とした。また、放水口における k および ε の条件は、それぞれ $k = \alpha U^2$ ($\alpha = 0.002$)、 $\varepsilon = C_\mu k^{3/2}/h'$ (h' は放水口開口高) とした。

2.3 渦動粘性・渦動拡散係数の設定

放水口近傍域における噴流内の渦動粘性係数は、主として噴流自身の乱れに依存し、遠方に行くに従って噴流自身による運動量は小さくなり海域の乱れに依存する。

温排水自身の乱れによる渦動粘性係数 ν_t は、本モデルでは以下のように表される。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (11)$$

一方、海域流動場の渦動粘性係数 ν_A は、観測結果、および陸地近傍については陸地境界により乱れの空間スケールが抑制されるものとして、リチャードソンの 4/3 乗則⁵⁾に基づき、以下のように定義した。

$$\nu_A = \min(\nu_{obs}, \nu_L) \quad (12)$$

ただし、 ν_A : 海域の渦動粘性係数、 ν_{obs} : 観測値、 $\nu_L: 0.01 \times L^{4/3}$ である。

本計算では、放水口近傍から遠方までの渦動粘性の取り扱いとして、温排水自身の渦動粘性と海域の流動場の渦動粘性を比較し、以下に示すように大きい方が卓越するものとして渦動粘性係数 ν_T を設定した。なお、渦動拡散係数は渦動粘性係数に対して、プラントル数を 0.7 として算出した。

$$\nu_T = \max(\nu_A, \nu + \nu_t) \quad (13)$$

3 解析結果

3.1 計算条件

本研究では、1994 年 8 月の観測結果に対する流動分布の観測値と計算値、および 1982 年 12 月の観測結果に対する水温分布の観測値と計算値の比較を行った。表-2 にそれぞれの計算条件を、表-3 に放水口諸元を示す。また、冬季の計算における放熱係数⁶⁾は、調査時の気象条件をもとに、 $Q_1 = 8.17 \times 10^{-4} \text{cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ とした。

表-2 計算条件

項目	1994 年 8 月	1982 年 12 月
環境水温 (°C)	28.6	14.3
放水温度 (°C)	34.4	19.3
$\Delta T(^{\circ}\text{C})$	5.8	5.0
塩分	29.0	31.0
放水流量 (m^3/s)	48.9	50.0

表-3 放水口諸元

項目	内容
放水管本数	9 本
放水口管径	1.54m
放水流速	3.0m/s
放水水深	D.L. - 4m
放水口前面水深	D.L. - 6m

3.2 海域流動場の再現性

大海域における流動計算の再現性を検討するため、図-2 の観測点位置における M₂潮の実測結果と計算結果の潮流楕円を図-3 に示す。これより、ST10 では両者の流向がややずれており、また ST25(-3m) では計算結果が実測に比べ小さくなっているが、全体的に両者は概ね一致しており、計算結果が各層の海域流動場をほぼ再現していると考えられる。図-4 に、本計算で対象とした下げ潮時の流動分布を示す。

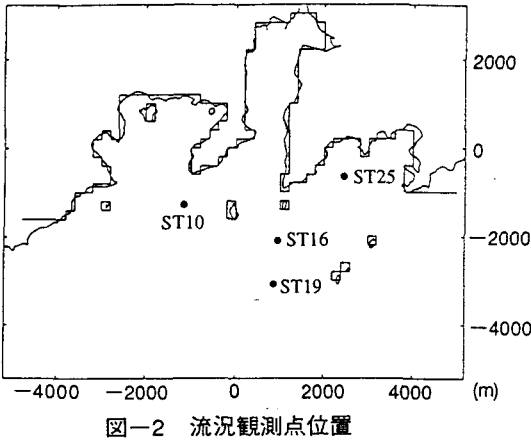


図-2 流況観測点位置

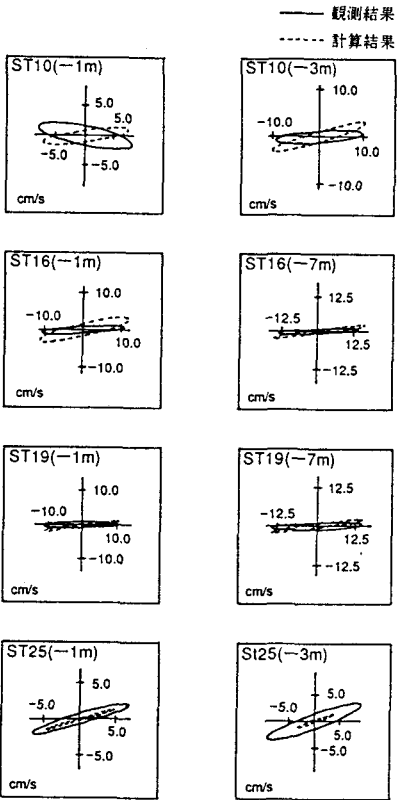


図-3 M2潮潮流楕円図(実測、計算結果)

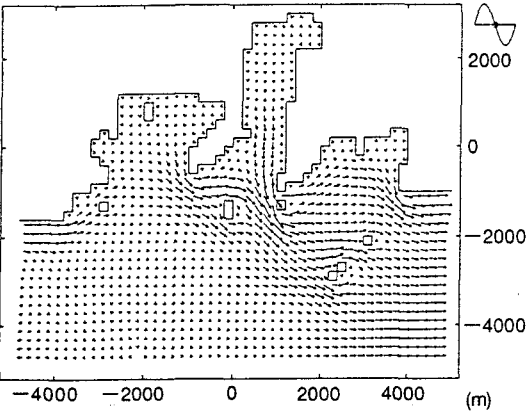


図-4 下げ潮時海域流況(計算結果)

3.3 渦動粘性・渦動拡散係数

3.3.1 水平渦動拡散係数の検討

放水口近傍における渦動粘性係数を把握するために、1994年8月の観測において、図-5に示す放水口前面約100m沖(l_1)の測点に高さ約5.5mの三角錐状の架台を海底に設置し、海底上2.0m、4.0m、5.5mの3層に3次元電磁流速計を取り付け、0.5秒間隔で約半日間連続の観測を実施した。図中の水平流速分布は船舶にADCPをとりつけて走向して測定した結果である。電磁流速計により観測した流速変動のエネルギー・スペクトルを図-6に示す。これより、水平方向、鉛直方向とも波浪の周期(有義波周期2.6秒)に対応するようなエネルギー・ピークは見られず、本観測では波浪による流速変動への影響は小さいものと判断した。また、100秒付近にピークが見られるが、本地点のセシユの周期は約350秒と700秒であるため、これは温排水による乱れによるものと判断し、100秒以下の流速変動成分から渦動粘性・渦動拡散係数を求めた。

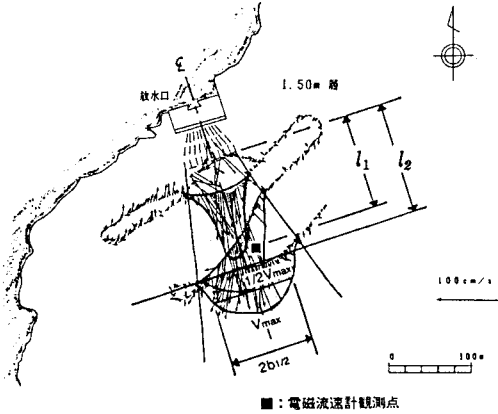


図-5 噴流中心軸の流速分布

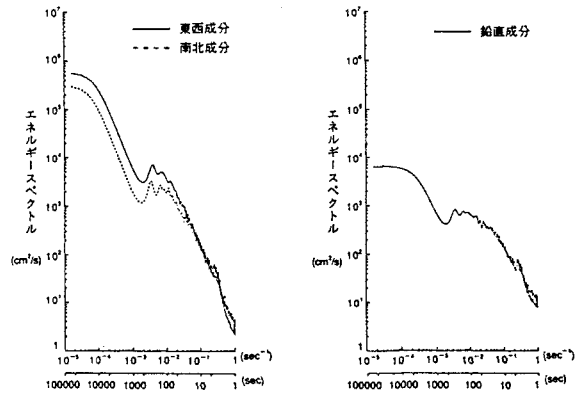


図-6 流速変動のエネルギースペクトル(海底上5.5m)

沿岸域での下水等の排液ブルーム内の渦動拡散係数に関し、Brooks(1959)⁷⁾による以下の式が提案されている。

$$L = 2\sqrt{3}\sigma, \quad \sigma = \frac{1}{1.88} b_{1/2} \quad (14)$$

ただし、 L :長さスケール、 σ :流速分布の分散、 $b_{1/2}$:流速分布の半値半幅である。

図-5に示したADCPの水平流速の観測結果から、電磁流速計を設置した測点では、マルチパイプにより放水された重力噴流は重合して一つの大きな噴流を形成していると考えられる。そこで、放水口からの距離 l_2 付近の噴流横断方向の流速分布結果から拡散幅の経路を決め、その幅から求めた半値半幅に基づく長さスケール、および電磁流速計の結果をもとに(15)式に示す自己相関法から算出した渦動粘性係数 A_H に対して、プラントル数を0.7として求めた水平渦動拡散係数を図-7⁸⁾にプロットした。

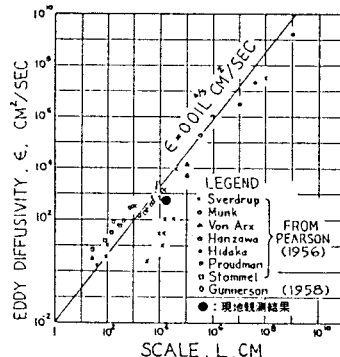


図-7 水平渦動拡散係数と長さスケール(Brooks, 1959)

$$A_H = \beta u'^2 \int_0^\infty \gamma_u(\tau) d\tau \quad (15)$$

ただし、 β : オイラー・ラグランジュ変換係数(=1)、 γ_w : 水平流速の自己相関関数、 τ : ずらし時間である。

図-7より、噴流の長さスケールと水平渦動拡散係数は、リチャードソンの4/3乗則と良い対応を示していることがわかる。この結果、放水口より十分離れた各噴流が重合しているような領域では、(14)式などにより平均的な水平渦動拡散係数が推定できることがわかった。

3.3.2 鉛直渦動粘性係数の検討

鉛直渦動粘性係数を算出する方法として、様々な手法^{9),10),11)}が提案されているが、本研究では電磁流速計の測定結果をもとに、以下に示す手法について検討した。得られた結果を表-4および図-8に示す。

自己相関に基づく方法

$$A_{z1} = \beta \overline{w'^2} \int_0^\infty \gamma_w(\tau) d\tau \tag{16}$$

レイノルズ応力に基づく方法

$$A_{z2} = \frac{-\overline{u'w'}}{\partial u / \partial z}, \quad A'_{z2} = \frac{-0.4 \sqrt{u'^2} \cdot \sqrt{w'^2}}{\partial u / \partial z} \tag{17}$$

対数則による方法

$$A_{z3} = \kappa z u^* \tag{18}$$

定常渦スケールから求める方法

$$A_{z4} = \frac{\overline{w'^2}}{C \cdot \partial u / \partial z} \tag{19}$$

ただし、 γ_w : 鉛直流速の自己相関関数、 κ : カルマン定数、 u^* : 摩擦速度、 C : 無次元定数(=1.0)である。また、表-4および図-8に示した期間区分は、それぞれ期間1: 8月2日15時~2日18時、期間2: 8月2日21時~2日24時、期間3: 8月3日12時~3日15時、期間4: 8月3日17時~2日20時である。

表-4 鉛直渦動粘性係数の計算結果

期間	測定層	A_{z1}	A_{z2}	A'_{z2}	A_{z3}	A_{z4}	R_i
期間1	海底上5.5m	158.6	202.3	417.4	952.2	875.7	0.76
	海底上4.0m	138.5	272.2	352.2	790.6	648.0	
	海底上2.0m	132.7	164.8	260.0	302.5	506.4	
期間2	海底上5.5m	133.7	196.6	519.8	644.9	1235.2	1.96
	海底上4.0m	106.0	284.8	601.7	489.2	1287.7	
	海底上2.0m	71.2	292.0	834.7	202.5	1443.4	
期間3	海底上5.5m	85.9	826.0	1852.6	812.2	3712.3	4.26
	海底上4.0m	108.3	448.9	892.2	649.1	1976.8	
	海底上2.0m	88.0	65.9	409.5	154.8	862.8	
期間4	海底上5.5m	63.8	228.7	1233.8	481.4	2614.7	4.13
	海底上4.0m	77.6	167.7	613.6	464.2	1365.8	
	海底上2.0m	67.3	52.3	284.5	163.1	473.3	

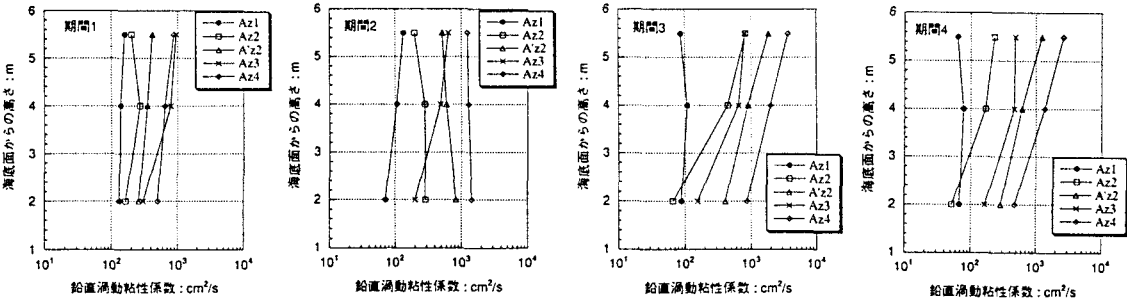


図-8 鉛直渦動粘性係数の観測結果

表-4より、層平均 R_i 数は、期間1、2が小さく水温成層の影響は少ないが、期間3、4が大きくなり水温成層の影響で鉛直渦動粘性係数は抑制される。これらの定性的な傾向から判断すると、渦動粘性係数の推定方法としては、(16)式による方法が妥当と考えられる。また、各算出方式により値がばらついている原因として、今回観測した鉛直測定間隔が粗かったことが考えられる。これらより、鉛直渦動粘性係数は $1 \times 10^2 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度であることがわかった。一方、本モデルにより計算された水深4mにおける鉛直渦動粘性係数の水平分布を図-9に示す。これより、計算結果と先の観測結果は良く一致しており、本計算により放水口近傍の鉛直渦動粘性係数を精度よく再現できることが確かめられた。

3.4 流速および水温分布

図-10に水深1mにおける水平流速分布の観測結果と計算結果を示す。現地観測は1994年8月2日の8時から11時にかけて行われた。図より、温排水中心軸の方向が海域流動の影響を受けて岸寄りに曲がっている点や噴流の全体的な流速分布などが両者ともほぼ一致している。温排水の浮上点付近の最大流速は両者とも60cm/s程度であり一致しているが、流速40cm/sの範囲は、計算結果が放水口から沖合い300m程度であるのに対し、観測結果は沖合い500mまで伸びている。また、計算結果の方が、温排水の中心軸がやや岸よりに曲がっているが、これは計算において大海域と小海域の計算メッシュが異なるため、大海域の陸地境界の方が粗くなり、その結果岸近傍の流速が若干小さくなっていることが原因と考えられる。

図-11に1982年12月9日における表層の水温分布の観測結果と計算結果の比較を示す。図は、環境水温に対する1℃の上昇範囲を示している。この図より、計算結果は観測結果に比べて、温排水の拡散幅は狭くなっているが、沖合いの到達距離は概ね一致している。

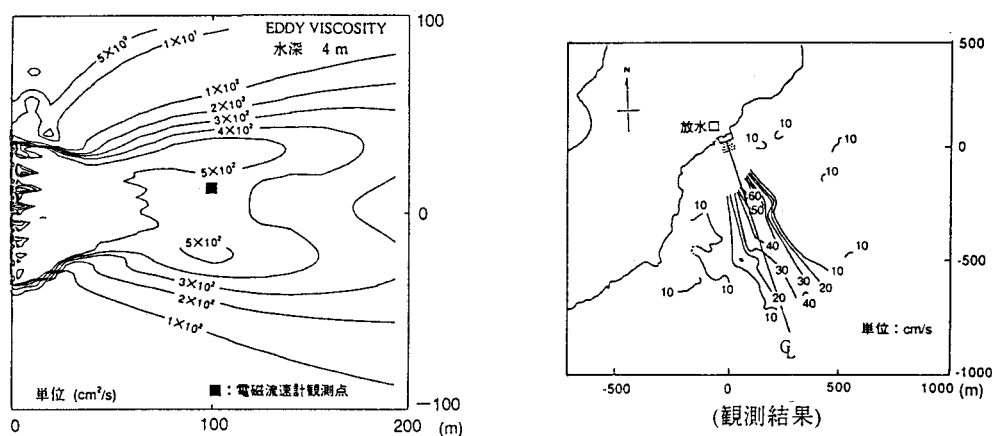


図-9 鉛直渦動粘性係数の水平分布(水深4m)

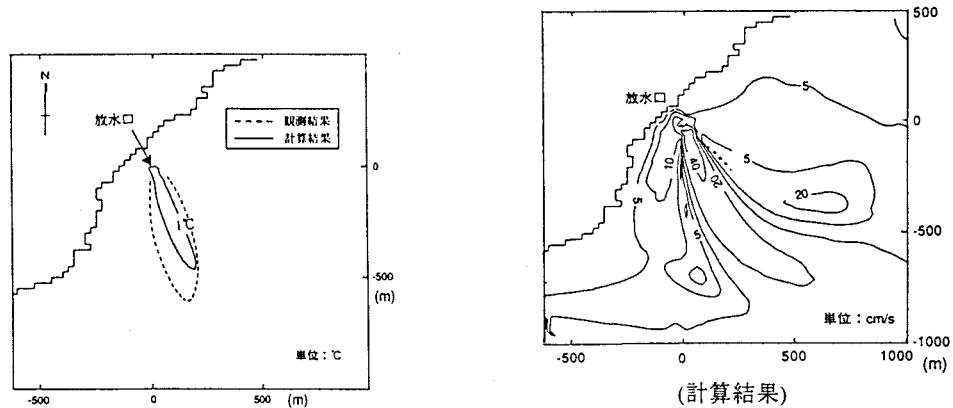


図-11 水平水温分布(表層)

図-10 水平流速分布(表層)

4 おわりに

沿岸域において、マルチパイプにより水中放水された温排水を例にとり、3次元 $k-\epsilon$ モデルを用いて、水平重力噴流の計算を実施し、現地観測結果と比較した結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 放水口より十分離れた各噴流が重合しているような領域では、Brooks による (14) 式などから平均的な水平渦動拡散係数が推定できることがわかった。
- (2) 現地観測結果をもとに、様々な手法で鉛直渦動粘性係数を求めた結果、自己相関による方法が最も定性的に妥当な傾向を示し、その値は $1 \times 10^2 \text{cm}^2/\text{s}$ 程度となった。
- (3) 本モデルにより計算された鉛直渦動粘性係数は、観測結果と良い対応を示し、本モデルにより放水口近傍の温排水による乱れを精度よく再現できることが確認された。
- (4) 水平流動分布に関して、計算結果と観測結果は温排水中心軸の方向や噴流の全体的な流速分布などが良く一致した。
- (5) 水平水温分布に関して、計算結果は観測結果に比べ、温排水の拡散幅が狭くなったが、沖合い到達距離は概ね良い対応を示した。

以上の結果より、沿岸域において複数管から放水される大規模な水平重力噴流に対して、3次元 $k-\epsilon$ モデルにより、流動・拡散分布を計算できる見通しが得られた。

今後は、沿岸域における大規模な表層水平噴流や表層放水と水中放水が混在するような複雑な噴流を対象に、3次元 $k-\epsilon$ モデルによる計算を実施し、本モデルの精度およびその適用範囲についての検討を重ねていく予定である。

なお本研究は、資源エネルギー庁受託「環境影響評価技術等実証調査」により、1994年度に現地観測、1995年度に数値計算を実施した結果である。本研究に関して貴重なご意見やご指摘をしていただいた関係者の方々に、感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 和田明 (1993) : 放水口近傍域での温排水拡散予測手法の高度化, 水工学論文集, 第 37 巻, 397-404.
- 2) 仲敷憲和, 松梨史郎, 坂井伸一, 丸山康樹 (1996) : 水平方向に放出された重力噴流の拡散挙動について, 水工学論文集, 第 40 巻, 537-542.
- 3) Nakashiki, N., S. Matsunashi, S. Sakai, T. Tsubono and K. Maruyama (1996) : Behavior of a Horizontal Buoyant Jet Discharged from a Multiple Pipe, Proceedings of the 6th International Symposium on Flow Modeling and Turbulence Measurements, 263-270.
- 4) Hirt, C. W. and J. M. Sicilian (1985) : A Porosity Technique for the Definition Obstacles in Rectangular Cell Meshes, Fourth international Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, 1-19.
- 5) 大久保明 (1970) : 海洋乱流・拡散, 海洋物理 I, 東海大学出版会, 265-381.
- 6) 片野尚明, 和田明 (1974) : 温排水拡散予測における水面と大気間の熱交換過程の検討と熱交換係数計算図表の提案, 電力中央研究所技術第二研究報告.
- 7) Brooks, N. H. (1959) : Diffusion of Sewage Effluent in an Ocean-Current, The First International Conference on Waste Disposal in the Marine Environment, 246-267.
- 8) Pearson, E. A. (1956) : An Investigation of the Efficacy of Submarine Outfall Disposal of Sewage and Sludge, State Water Pollution Control Board, Publication 14, Sacramento, California.
- 9) Taylor, G. I. (1921) : Diffusion by Continuous Movement, Proc. London Math. Soc., Ser. 2, Vol. 20, 196-211.
- 10) Tennekes, H. and J. L. Lumley (1972) : A First Course In Turbulence, The MIT Press.
- 11) 鷺見栄一 (1983) : 浅海底境界層における鉛直渦動粘性係数について (1), 公害試験研究所彙報, 第 13 巻, 第 2 号, 95-104.