

閉鎖性水域における鉛直一次元水温成層モデルに関する一考察

One-Dimensional Thermocline Modelling in Enclosed Coastal Seas

尹 鍾星*・中辻啓二**・伊藤渉***・村岡浩爾****

By Jong Seong YOON, Keiji NAKATSUJI, Wataru ITOH and Kohji MURAOKA

A one-dimensional thermocline model is proposed to predict the formation and destruction processes of thermal stratification in enclosed coastal seas. Special attention is paid to the evaluation of vertical eddy diffusivity, which depends on the vertical profiles of wind-driven velocity as well as the temperature structure. The velocity profile is yielded based on the profile of Ekman type and the surface velocity theoretically developed by Webber. The present model is found to simulate temperature fluctuations observed at Etajima Bay in summer.

Keywords: thermocline model, eddy diffusivity, Richardson number

1. 緒言

夏期の閉鎖性内湾の底層に形成された貧酸素水塊あるいは無酸素水塊は、底生生物に直接的被害を及ぼすことのみならず、風などの外力によって湧昇して様々な水質問題（例えば、東京湾の「青潮現象」、南米大陸西岸等の「エルアグアヘ」、等）を引き起こす。夏期の成層の安定化は貧（無）酸素化を助長する。大阪湾および東京湾における底層の溶存酸素量が表層・底層間の水温差と強い相関を示すことが実測から報告されている¹⁾。したがって、閉鎖性水域における水環境、とくに生態系を考える上で、成層化を含む密度流現象は重要な要因の一つである。

本研究では水温成層の形成過程の解明が閉鎖性水域の水環境を議論するうえにおいて第一義的に重要であるという認識の下に、鉛直一次元水温成層拡散モデルの展開を、とくに鉛直方向渦拡散係数に着目して検討する。また、そのモデルを江田島湾（広島県）の夏季の成層構造に適用し、実測した水温構造との比較からモデルの予測精度の検証を行う。

* 学生員 工修 大阪大学大学院生 工学研究科土木工学専攻（〒565 吹田市山田丘 2-1）

** 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科

*** 学生員 大阪大学大学院生 工学研究科土木工学専攻

**** 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

2. 鉛直一次元水温成層モデル

2. 1 基礎方程式

鉛直1次元熱輸送方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\alpha + K_z(z, t)) \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right\} + \frac{\partial q(z) / \partial z}{\rho C_p} \quad (1)$$

ここで、 T : 水温、 ρ : 海水の密度、 α : 分子拡散係数($=1.2 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{sec}$)、 K_z : 鉛直方向渦拡散係数、 q : 熱源関数、 C_p : 比熱、 z : 鉛直方向座標(水表面を原点にして下向きに正)、 t : 時間である。

また、短波放射の深さ方向への分布である熱源関数は色々な方法でパラメーター化されているが、一般的に次式(Dake & Harleman²⁾)で平易に表される。

$$q(z) = (1 - \beta) Q_0 \exp(-\eta z) \quad , \quad Q_0 = Q_s(1 - A_s) \quad (2)$$

ここで、 Q_0 : 短波放射のうち水中に入射する量(W/m^2)、 η : 消散係数、 β : 短波放射のうち水表面近傍で吸収される割合、 Q_s : 太陽からの短波放射(W/m^2)、 A_s : 短波アルベドである。

2. 2 境界条件

水表面における境界条件は水面-大気間の熱収支を与える。これらの熱量の算定に際して様々な経験式が提案されているが、ここでは、Henderson-Sellers³⁾が用いた算定式を採用した。水表面における全熱収支量は次式で与えられる。

$$q_{z=0} = Q_0 + Q_{ri}(1 - A_L) - Q_{ro} - Q_e - Q_c \quad (3)$$

ここで、 Q_{ri} 、 Q_{ro} 、 Q_e 、 Q_c 、 A_L はそれぞれ水表面に入射する長波放射、水表面から放射される長波放射、海水の蒸発による潜熱輸送、水表面と大気の接触面における対流や伝導による顕熱輸送、長波アルベド($=0.03$)を表す。式(3)のそれぞれの熱収支量の因子については、様々な文献調査および感度分析によって、水温構造の予測に最も適していると思われる経験式および係数を使うことにする。

また、底面での境界条件は次式のように表される。

$$\partial q / \partial z = 0 \quad (4)$$

3. 鉛直渦拡散係数の推定

水温構造の形成過程は式(1)を式(3)、(4)の境界条件の下で解くことになるが、確定しなければならないのは鉛直方向渦拡散係数 K_z である。非中立状態における鉛直方向の渦拡散係数は次式のように与えられる。

$$K_z = K_{z0} f(Ri) \quad , \quad K_{z0} = K_{m0} / P_0 \quad , \quad K_{m0} = k w_*^* z \quad (5)$$

ここで、 K_z 、 K_{z0} 、 K_{m0} 、 P_0 、 k 、 w_*^* 、 $f(Ri)$ は、それぞれ非中立状態下での渦拡散係数、中立状態下での渦拡散係数と渦動粘性係数、中立状態下でのプラントル数、Karman定数、摩擦速度、リチャードソン数による成層化関数である。添字 'o' は中立状態を示す。

また、成層度を鉛直一次元熱輸送方程式で考慮するためには水温構造と同様に平均流速分布の推定も必要となる。そこで、Henderson-Sellers⁴⁾は、流速分布として式(6)のような対数型の式を、また式(6)の中の摩擦速度分布として式(7)のようなEkman型の式の採用を提案している。

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 = - \frac{w_*^*}{k z} \quad (6)$$

$$w_*^* = w_{s*}^* \exp(-k_* z) \quad (7)$$

ここに、 k_* は緯度と風速の関数で表される減衰関数、 w_{s*}^* は水表面での摩擦速度であり、次式で示される。

$$k_* = 6.6 \sqrt{\sin \phi} W_{10}^{-1.84} \quad (8)$$

$$w_{s*}^{*2} = \frac{\rho_a}{\rho_w} C_D W_{10}^2 \quad (9)$$

但し、式(7)の誘導に際して、彼は次式に示す Smith⁸⁾の実測速度分布式を採用した。

$$u(z) = u_s \exp(-k_z z) \quad (10)$$

ここで、 u_s 、 k_z 、 ϕ 、 W_{10} 、 ρ_a 、 ρ_w 、 C_D はそれぞれ表面流速、減衰係数、緯度、水面上10mでの風速、空気の密度、海水の密度、抵抗係数である。

一方、中村ら⁹⁾は Henderson-Sellersの誘導過程において、式(6)～式(7)の関係が式(10)と矛盾することを指摘している。彼らはこの矛盾を解決するために式(6)と式(7)を採用するうえで、Kondo et. al¹⁾の海洋混合層における熱フラックスに関する研究成果に基づいて、減衰係数 k_z を次式のように推算した。

$$k_z = 0.51 W_{10}^{-1} \sin \phi \quad (11)$$

ところが、Henderson-Sellersの理論的な矛盾は減衰係数 k_z そのものの自体にあることではなく、摩擦速度の分布式(7)を求めるために採用した Smithの Ekman 型の実測速度分布式(10)と対数型速度分布式(6)の間にある。結局のところ、彼らの修正では Henderson-Sellersの理論的な矛盾はそのまま残ってしまう結果となっている。すなわち、Henderson-Sellersおよび中村らの算定過程は両分布則の違いから生じる理論展開に矛盾が含まれている。

そこで、本研究では、吹送流に関する Ekman型の実測の流速分布式およびコリオリ力の影響を考慮した表面流速式に基づいて、風応力と勾配形リチャードソン数の関係から鉛直渦拡散係数の算定法に関する理論展開を試みる。浮力とせん断力の比であるリチャードソン数は次式で表される。

$$Ri = \frac{(g/\rho) (\partial \rho / \partial z)}{(\partial u / \partial z)^2} = \frac{N^2}{(\partial u / \partial z)^2} \quad (12)$$

式(12)の非中立状態における速度勾配は次式のように示される。

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) = \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 \frac{1}{g(Ri)} \quad (13)$$

$$\text{ここに、} g(Ri) = (1+10Ri)^{-1/2} \quad (14)$$

したがって、Smithの流速分布式(10)および式(13)と式(14)を式(12)に代入して、式(12)を解くと、リチャードソン数は次式のように表される。

$$Ri = \frac{-1 + \left\{ 1 + \frac{40(g/\rho) (\partial \rho / \partial z)}{k_z^2 u_s^2 \exp(-k_z z)} \right\}^{1/2}}{20} \quad (15)$$

つまるところ、鉛直方向の渦拡散係数は式(15)、式(5)および式(7)の関係によって、表面流速 u_s と成層化関数の評価で算出されることになる。

(a) 表面流速および成層化関数について

Webber⁹⁾は深い海洋における定常吹送流の流動に関して、コリオリ力の影響を考慮したLagrangian方法に基づいて表面流速を理論的に求めた。その結果は図-1のように示される。表面流速は、 fD （ここで、 f ：コリオリ係数($\propto \sin \phi$)、 D ：Ekman層の厚さ)に逆比例することから、次式のように表される。

$$\frac{u_s}{W_{10}} \propto \frac{1}{fD} \quad \text{すなわち、} \frac{u_s}{W_{10}} \propto \frac{1}{\sqrt{\sin \phi}} \quad (16)$$

したがって、図-1の実線は次式のように推定される。

$$u_s = W_{10} \frac{0.025}{\sqrt{\sin \phi}} = w_s^* \frac{20.0}{\sqrt{\sin \phi}} \quad (17)$$

上式の表面流速の推定式は、Kondo et alの実測値 $u_s/w_s^* \sim 33 \pm 3$ およびVan Dorn⁹⁾の現地データからの値 $u_s/W_{10} = 0.030 \sim 0.042$ とよく一致しているとともに、Ekman流に対するPond & Pickard¹⁰⁾の表面流速式

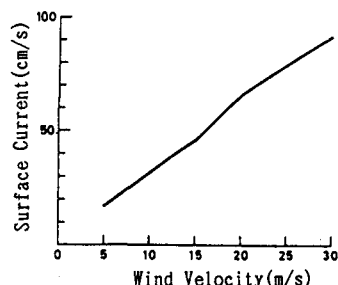


図-1 表面流速と風速との関係(Webber, 1983)

$$u_s = W_{10} \frac{0.0127}{\sqrt{\sin \phi}} \quad (18)$$

によっても支持されていることから、 Ri 数の関係式 (15) における表面流速の値は、式 (17) を用いることにする。

一方、中辻ら¹¹⁾は成層化関数が3次元表層密度流の挙動に及ぼす影響を数値計算で検討し、乱流シュミット数の正確な評価が重要であることを指摘した。その結果、乱流シュミット数に対してMunk・Anderson¹²⁾の提案式が最も適していることを報告している。なお、水温予測数値シミュレーションを行うときに、いままで報告されている様々な成層化関数を用いて感度分析を行った結果においても、Munk・Andersonの成層化関数が実測の水温構造をよく再現していることから、本研究においてもMunk・Andersonの成層化関数

$$f(Ri) = (1 + 10Ri/3)^{-3/2} \quad (19)$$

を用いることにする。

4. 鉛直渦拡散係数について

初期状態として上下層（上層水深10m, 下層水深20m）の密度差を $\Delta\rho=10\text{kg/m}^3$ と仮定した。成層場に風速4、6、10m/sの風を吹かせたときの渦拡散係数の鉛直方向分布の時間変化を図-2に示す。図-3は風速6m/sおよび10m/sの場合の密度分布の時間変化を示す。図-2中の破線は中立状態における渦拡散係数の値である。

成層化の影響を受けて非中立状態の値は中立状態の値に比べて小さい。安定度が増し、リチャードソン数が増加すると渦拡散係数は急激に小さくなる。その傾向は風速6m/sec、10m/sの場合に顕著に現れる。また、時間の経過とともに、換言すれば、混合が進むにつれて、 K_z の値は上層で増加傾向にあることがわかる。風速6m/secの場合の渦拡散係数は上層部での流速勾配が最大になる地点でピークとなり、界面のところまで減少し続ける。しかし、風速10m/secの場合、すなわち、強いせん断力の作用によって上下層の密度が一樣になる場合はその傾向が見られない。

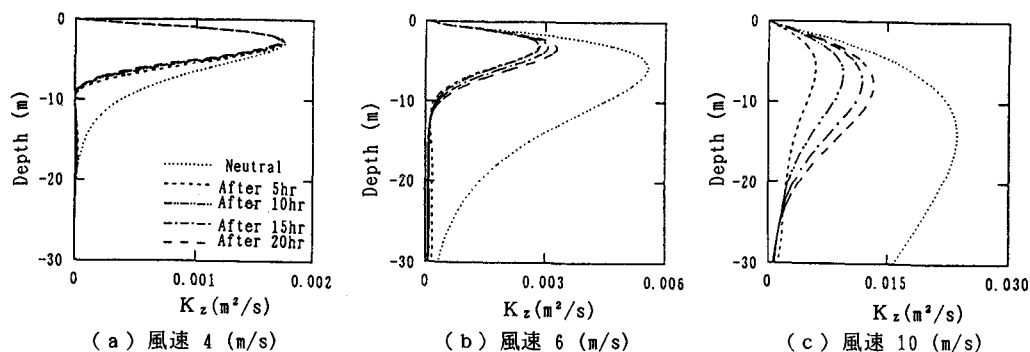


図-2 鉛直方向の渦拡散係数の経時変化

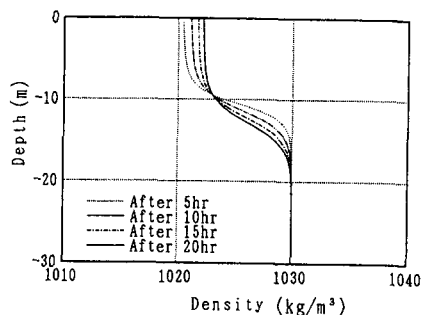


図-3 (a) 密度分布の経時変化 (風速 6 m/s)

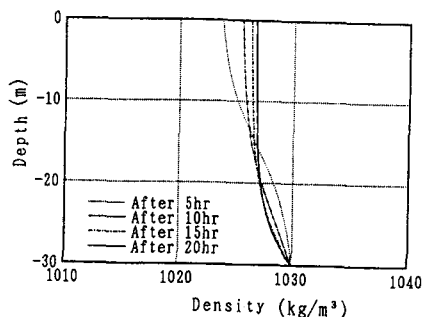


図-3 (b) 密度分布の経時変化 (風速 10 m/s)

5. 江田島湾の水温構造への適用

5. 1 現地観測データの概要と考察

江田島湾は図-4に示されるように広島湾内にある直径約5kmの袋状の小湾であり、幅0.5kmの津久茂瀬戸で広島湾と通じている。中央部の水深は18mで、海底地形は平坦である。江田島湾では、湾内の流動に関する調査が行われていないため、その詳細な流況特性は明かでない。しかし、その地形特性から判断して、河川水の流入はなく、海水交換の少ない停滞性の閉鎖性内湾であると言える。夏季における江田島湾は強く成層化されている。風などの外力によって全層が一様になるような現象は観測されない。また、水深10m以深は水温・塩分ともにほぼ一様であることが知られている¹³⁾。

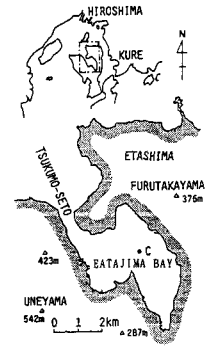


図-4 観測位置

図-5および図-6はこの湾の中央部(図-4中のC)で1989年7月1日～8月4日の約1ヶ月間に連続観測された風速ならびに式(3)を用いて算出した水表面熱収支の日変化を示している。図-6に示されているように、日射による短波放射と海水の蒸発による潜熱輸送が水表面熱収支に大きく影響を及ぼすことが分かる。

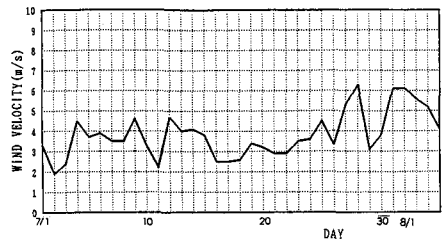


図-5 風速の日変化

また、図-7は江田島湾の水温分布の実測結果を示す。夏季の水面熱収支によって、7月1日～10日には上下層の温度差約6℃の成層状態、また同月15日～28日には温度差約7℃の成層状態が発達している。また、7月10日～13日および28日～29日には混合層が急激に低下していることがわかる。この混合層低下は前日からの小さい全熱収支量に加えて風による大きな乱れエネルギーが重なったことが原因であると推察される。

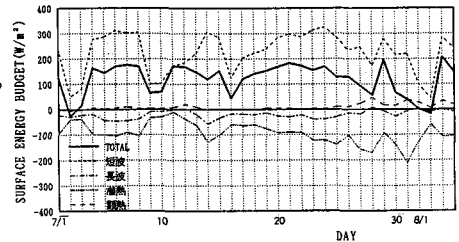


図-6 水表面での熱収支

5. 2 水温分布の予測結果と実測結果との比較

3. で導いたモデルを江田島湾(広島県)で観測された夏季1ヶ月の実測データに適用することによって、モデルの妥当性を検証した。図-8は水温分布の予測結果の経時変化を示す。図-9は7月3日～17日の水温の鉛直分布の実測結果と予測結果との比較を示している。図-9に示されているように、本モデルは7月9日の混合層低下をやや大きく評価していることを除いて、予測結果は水温構造を概ね再現していると判断できる。このような混合層低下が過大評価された原因は風の影響を大きく評価したことにあると考えられる。この結果、図-8に観られるように水深5m以深の水温分布の勾配が実測のそれに比べて少し異なる傾向となる。風外力は海水の蒸発に影響を及ぼし、水温成層化に重要な役割を果たすとともに、風の強いときには乱れエネルギー源として混合層の急激な低下を生じさせる。

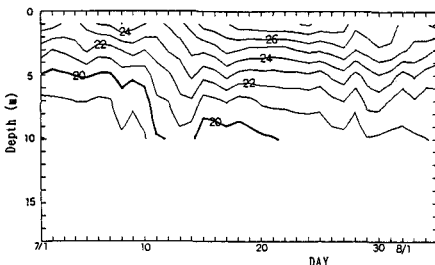


図-7 実測の水温分布

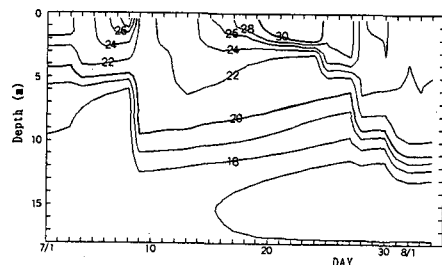


図-8 水温分布の予測結果

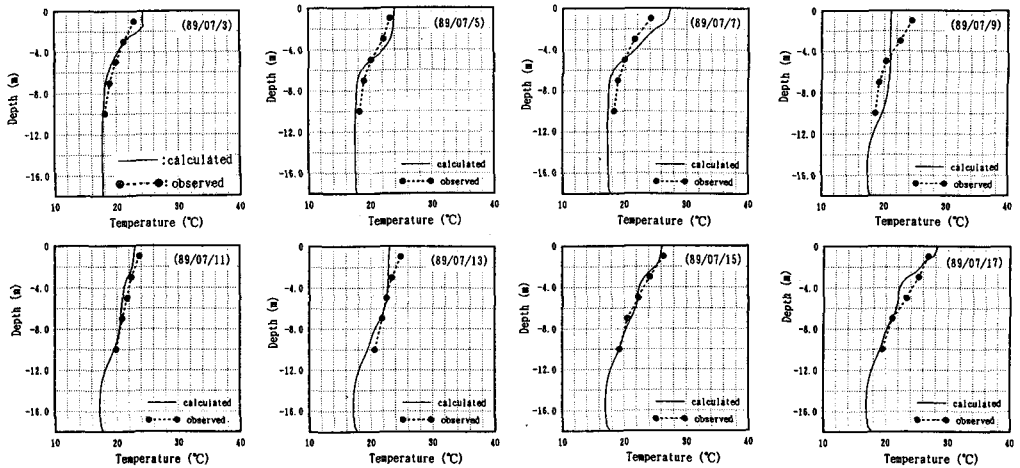


図-9 水温の鉛直分布の実測結果と予測結果との比較

水温分布を算出するシミュレーションにおいては、風応力によって混合層が一旦低下すると、余程の熱供給がない限り水温の上昇は期待できない。その結果、熱供給があっても、計算での等温線は風応力の過大評価によって右上がりになったと考えられる。これは水平方向の移流・拡散を考慮できない一次元モデルの限界であるかも知れない。

6. 結 語

本研究では、吹送流に関する Ekman 型の実測の流速分布式とコリオリー力の影響を考慮した表面流速式に基づいて、風応力と勾配型リチャードソン数の関係から鉛直渦拡散係数の算定を試みた。そこで、拡散モデルによる水温構造の予測を行い、鉛直渦拡散係数と成層化関数の特性を検討した。本モデルを夏季の江田島湾（広島県）の現地データに適用したところ、予測結果の方が風の影響をやや大きく評価する傾向にあるが、全般的にみて水温構造をよく再現していると判断できる。

謝辞：最後に、実測データを心良く提供して頂いた京都大学農学部の高橋建紀助教授に謝意を表します。また、本研究の遂行に際して平成 2・3 年度文部省科学研究費補助金試験研究（研究代表者：神田徹神戸大学教授）の補助を受けた。ここに記して感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 城久：沿岸海洋研究ノート，vol. 26, No. 2, pp. 87-98, 1989.
- 2) Dake, J. M. K. and D. R. F. Harleman: Water Resour. Res., vol. 5, pp. 484-495, 1969.
- 3) B. Henderson-Sellers: Reviews of Geophysics, vol. 24, No. 3, pp. 625-649, 1986.
- 4) B. Henderson-Sellers: Appl. Math. Modelling, vol. 9, pp. 441-446, 1985.
- 5) Smith, I. R.: Freshwater Biology, vol. 9, pp. 119-145, 1979.
- 6) 中村由行・西田克司・早川典生・西村 肇：第36回海岸工学講演会論文集、pp. 809-813, 1989.
- 7) Kondo, J., Sasano, Y. and Ishii, T.: J. Phy. Oceanogr., vol. 9, pp. 360-372, 1979.
- 8) Weber, J. E.: J. Phy. Oceanogr., vol. 13, pp. 524-530, 1983.
- 9) Van Dorn, W. G.: J. Mar. Res., vol. 12, pp. 249-276, 1953.
- 10) Pond, S. and Pickard, G. L.: Introductory Dynamic Oceanography, pp. 241, 1978.
- 11) 中辻啓二・許 再寧・室田 明：土木学会論文集, No. 434, II-16, pp. 19-28, 1991.
- 12) Munk, W. H. and Anderson, E. R.: J. Mar. Res., vol. 7, pp. 276-295, 1948.
- 13) 藤原建紀・高杉由夫・肥後竹彦：沿岸海洋研究ノート，vol. 27, No. 1, pp. 38-46, 1989.