

浅水域における成層の発達・消滅過程の数値再現

平 山 彰 彦*・和 氣 重 紀 夫**

1. はじめに

従来 10 m 以下の浅い水域を対象にした水質の数値計算はほとんどの場合、深さ方向に積分した 2 次元モデルを用いて行われてきた。しかし、夏場には水温差が 1～2 度程度の弱い成層が 1 日から数日で発達し、流れの特性が上下層で異なるためその影響を無視できない。また、躍層が底面付近に停滞した場合には、溶存酸素濃度の低下に伴い底泥からの栄養塩溶出が促進されることが観測で確かめられており（例えば石川ら, 1989）、鉛直水温分布の精度良い計算を行うことが浅い富栄養水域の水質予測においても重要である。風による成層の日変動については、Spigel ら（1986）や田中（1990）が鉛直 1 次元モデルを用いて計算を行っている。しかし、風の非定常性が強い場合を含めて水温の再現性が悪い場合があるし、当然ながら地形の影響を考慮した流れの場の再現は無理である。本論文では成層水域の水温と流れを再現するために、2 次オーダー乱流クロージャーモデルおよびモニン-オブコフ相似則に基づいた大気と水の熱交換モデルを組み込んだ 3 次元熱流体モデルを組み立てる。これを用いて霞ヶ浦における成層の発達と消滅過程の計算を行い観測値と比較するとともに、鉛直拡散係数、水・大気間の熱フラックスに関して考察を行う。

2. 3 次元数値モデル

基礎方程式は 3 方向の運動量方程式、連続式、熱の保存式で、シグマ座標、静水圧近似と密度に関するブシネスク近似を用いて 3 方向速度、自由水面変動、水温、密度を計算する多層モデルで、著者らがすでに発表したものである（平山ら, 1994）。運動量と熱エネルギーの鉛直拡散は Mellor and Yamada（1974）の 2 次オーダー乱流クロージャーモデル、水平拡散は Smagorinsky モデル（Kao and Yamada, 1988）を用いている。ここではソース項を新たに加えた直交座標系で表された熱エネルギー方程式のみを示す。

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} + \frac{\partial M_z}{\partial z} + \frac{Q_{in}}{\rho_0 C_{pw}} \quad (1)$$

ここに、 ρ_0 = 水の平均密度、 $M_i = A_{ix} \partial T / \partial x + A_{iy} \partial T / \partial y$; ($i, j = x, y$), $M_z = K_H \partial T / \partial z$, D/Dt = 実質微分である。 A_{ij} = エネルギーの水平拡散係数、同様に K_H = 鉛直拡散係数、 Q_{in} = 単位体積あたり内部熱源、 C_{pw} = 水の定圧比熱容量。熱エネルギー方程式の水面での境界条件および日射エネルギー吸収による Q_{in} は次式のように表される。

$$\rho_0 C_{pw} K_H \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = (1-\alpha) \beta H_s + H_{an} - H_{br} - H_e - H_c \quad (2)$$

$$Q_{in} = \frac{\partial}{\partial z} [(1-\alpha)(1-\beta) H_s \exp(-\gamma z)] \quad (3)$$

ここに、 H_s = 水面での日射量、 H_{an} = 大気放射量、 H_{br} = 水面放射量、 H_c = 顕熱フラックス、 H_e = 潜熱フラックス、 α = 水面のアルビード、 β = 水表面での日射の吸収率、 γ = 水中の光の減衰率。大気放射は Idso and Jackson（1969）の式に Geiger（1965）による雲の影響を加え、水面放射は Davis ら（1971）による放射率を用いた式により求める。顕熱フラックス、潜熱フラックスは、水表面と上空 1 点の温度、湿度を用いたバルク法により求める。

$$H_{an} = 0.97 [1.0 - 0.261 \exp(-7.8 \cdot 10^{-4} T_s^2)] \cdot \sigma T_{sk}^4 (1 + 0.17 C_L^2) \quad (4)$$

$$H_{br} = 0.97 \sigma T_{sk}^4 \quad (5)$$

$$H_c = \rho_a C_{pa} c_h U_{10} (T_s - T_a) \quad (6)$$

$$H_e = \rho_a L_v c_e U_{10} (q_s - q_a) \quad (7)$$

ここに、 $T_s(^{\circ}\text{C})$, $T_{sk}(^{\circ}\text{K})$ = 水表面の水温、 $T_a(^{\circ}\text{C})$, $T_{sk}(^{\circ}\text{K})$ = 気温、 σ = Stefan-Boltzman 係数、 C_L = 平均雲量 (0-1), ρ_a = 空気平均密度、 C_{pa} = 空気の定圧比熱容量、 L_v = 水の気化熱、 c_h, c_e = 熱の伝達係数、 q_s, q_a = 表層空気飽和比湿、空気の比湿、 U_{10} = 水面上 10 m の風速。水表面での風応力の伝達係数 c_d および c_h, c_e はモニン-オブコフ相似関数を用いて求める。この方法は大气境界層の数値計算には一般的に用いられているが、水理計算と連成して用いられるのはおそらく初めてであり概要を説明する。境界層の平均乱流流量は長さスケール z と L 、摩擦速度 u_* 、摩擦温度スケール T_* の 3 つの量で無次元化したときに、水面から上向き距離とモニン-オブコフ長さの比

* 正会員 M.S. 沼水建設(株)技術研究所

** Ph.D. 沼水建設(株)技術研究所

$\zeta = z/L$ の関数のみで表すことができる (Monin and Obukhov, 1954). 無次元化した風応力と温度勾配は各々, $\phi_m = (\kappa z/u_*) \partial u / \partial z$, $\phi_h = (\kappa z/T_*) \partial T / \partial z$ と表される. $T_* = -(1/\kappa u_*) (H_c / \rho_a C_p a)$ である. これらを積分すると次式が得られる.

$$U = (u_*/\kappa) [\ln(z/z_0) - \phi_m] \dots\dots\dots (8)$$

$$T - T_0 = (T_*/\kappa) [\ln(z/z_0) - \phi_h] \dots\dots\dots (9)$$

ここに,

$$\left. \begin{aligned} \phi_m &= \int_0^\zeta [(1 - \phi_m)/\zeta] d\zeta \\ \phi_h &= \int_0^\zeta [(1 - \phi_h)/\zeta] d\zeta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

T_0 = 粗度 z_0 におけるポテンシャル温度, κ = カルマン定数. 水面上の気は, $\zeta < 0$ で不安定, $\zeta = 0$ で中立, $\zeta > 0$ で安定である. ϕ_m, ϕ_h の関数形として, 実測値にあうように提案されている次式を用いる.

$$\left. \begin{aligned} \phi_h &= \phi_m^2 = (1 - \lambda_1 \zeta)^{-1/2} \quad \text{for } \zeta < 0 \\ \phi_h &= \phi_m = 1 + \lambda_2 \zeta \quad \text{for } \zeta \geq 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

上式を式 (10) に代入して積分すると次式が得られる.

$$\left. \begin{aligned} \phi_m &= 2 \ln[(1+X)/2] + \ln[(1+X^2)/2] \\ &\quad - 2 \tan^{-1} X + \pi/2 \\ \phi_h &= 2 \ln[(1+X^2)/2] \\ \phi_m &= \phi_h = -\lambda_2 \zeta \end{aligned} \right\} \text{for } \zeta < 0 \dots\dots\dots (12)$$

ここに, $X = (1 - \lambda_1 \zeta)^{1/4}$ である. ここでは, $\lambda_1 = 15, \lambda_2 = 5$ を採用する (Arya, 1988). 水面上の境界層において, 式 (6) ~ (9) から c_d, c_h が次式により得られる.

$$\left. \begin{aligned} c_d &= \kappa^2 / [\ln(z/z_0) - \phi_m]^2 \\ c_h &= \kappa c_d^{1/2} / [\ln(z/z_0) - \phi_h] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

$\phi_m = \phi_h = 0$ のときに中立である. なお, 以下ではこれまでに観測で確かめられているため $c_e = c_h$ と仮定した.

3. 成層過程の数値再現

霞ヶ浦湖心観測所 (図-1 の Station) において 1988 年夏に詳細な現地観測が行われており (小関, 1988; 石川ら, 1989; 田中, 1990), その気象データを用いて水温, 流速の非定常計算を行い, 実測値との比較を行う.

(1) 計算条件

図-1 に示すように霞ヶ浦を三角形要素に分割し, 実際の水深を与え, 鉛直方向を 35 層に分割した. シグマ座標を用いているため, 各層の厚さは深さにより変化し, 表層, 底層で 3~10 cm, 中層で 10~30 cm である. 8 月 1 日 12 時の水温・流速を初期値として与え, 日射量, 気温, 風向・風速, 湿度の毎時の計測値を 15 分毎に線形補間した値を与えて計算を行った. 水面のアルビード $\alpha = 0.06$, 水表面での日射の吸収率 $\beta = 0.43$, 水中の光の減衰率は観測値から $\gamma = 1.65 \text{ m}^{-1}$ とした.

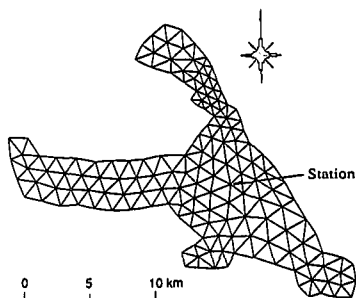


図-1 計算領域と要素分割

(2) 計算結果と考察

図-2 に潜熱フラックスの計算値と水質計算でよく用いられる算定法の一例として Edinger ら (1974) の式 $H_e [\text{cal}/\text{cm}^2/\text{d}] = (19 + 0.95 U_7^2)(e_s - e_a)$ により求めた値を示す (下向きが正のフラックス). U_7 = 水面上 7 m の風速, e_a, e_s = 大気の水蒸気圧および水面温度での飽和水蒸気圧 [mmHg] である. 風速が大きい場合には両者の差は小さいが, 4 m/s 以下の場合には 1.5~8 倍の差が生じる. 本論文の算定法が計測乱流量をよく説明することを考えると (例えば Kondo, 1975), Edinger らの算定式は低風速時にフラックスを過大評価するといえる.

Station における水温, 流速鉛直分布の計算値と実測値との比較の一部を図-3 に示す. 8 月 1 日 12 時から 20 時まで吹いた東より 4 m/s の風により上層の混合層の厚みが増し, 最初 1 m 付近にあった躍層が, 2 日 12 時に見られるように 4 m 付近まで進行する. この躍層は 2 日 12 時から強まった風によりさらに深度を深め, 16 時には底面上約 0.7 m の位置に達し, その後 1 日以上にわたって同じ位置に停滞する. この間, 3 日の 9 時頃から表層に新たな成層が発達し, その位置が時間と共に深まり, 2 段階の成層を形成する過程が計算によりよく再現されている. この後成層は 4 日昼頃に吹き始めた強風により消滅する. この間, 流速は温度差が 1 度程度でも躍層の上下で異なる分布を示し, 成層の影響を考慮することが水質計算に重要であることを示している. また, 底面付近での躍層の停滞を再現できたことは, 富栄養水域の底層の溶存酸素濃度の低下と, それに伴う栄養塩の溶出現象の計算が可能であることを示している. 田中 (1990) は同じデータを用いて鉛直 1 次元モデルにより水温・流

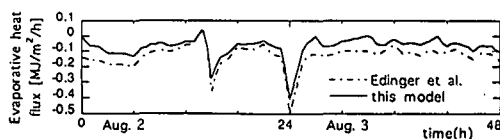
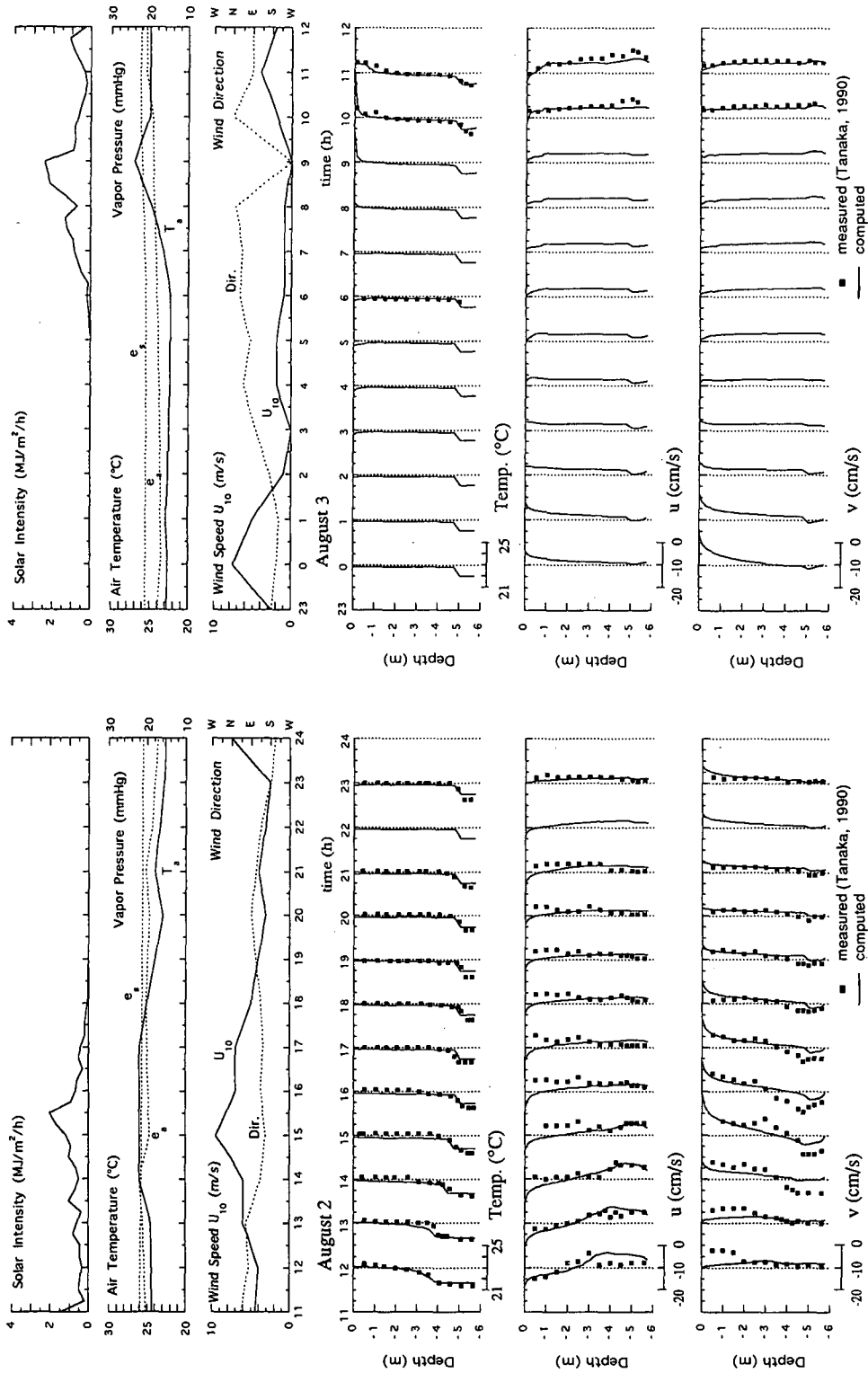


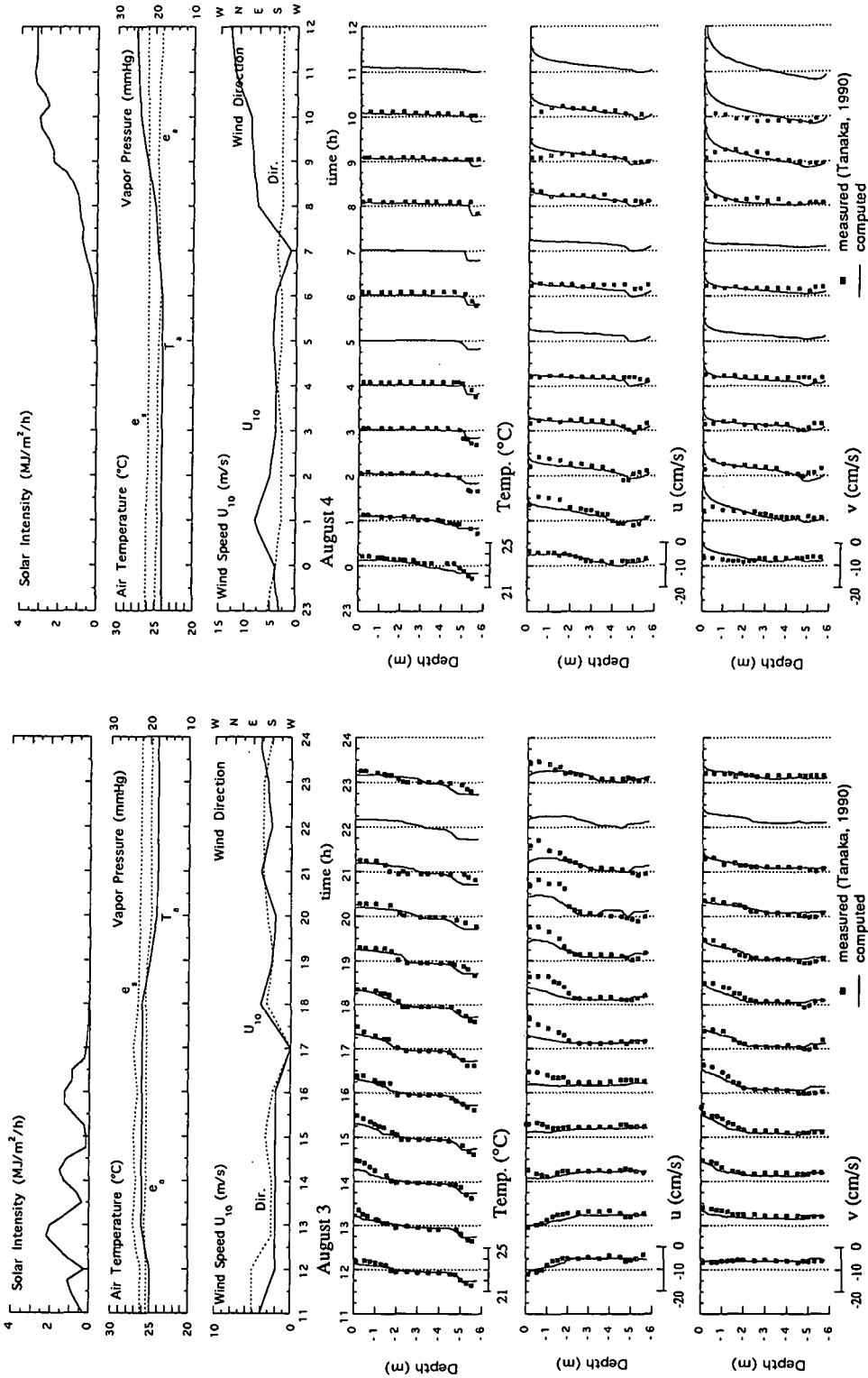
図-2 潜熱フラックスの計算値



(a) Afternoon of August 2

(b) Morning of August 3

図-3 霞ヶ浦における気象・鉛直水温・流速分布の実測値(小関, 田中)と計算値との比較



(c) Afternoon of August 3
(d) Morning of August 4
図一3 隠ヶ浦における気象、鉛直水温・流速分布の実測値（小関、田中）と計算値との比較

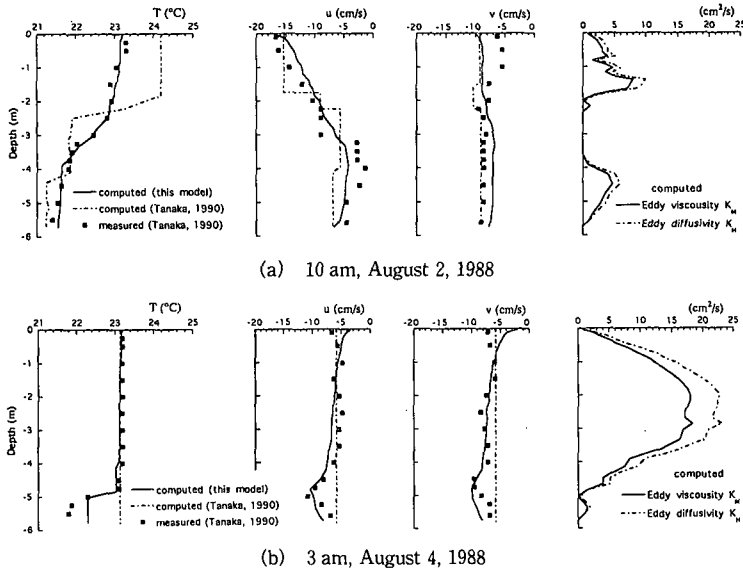


図-4 成層時の水温、流速、鉛直乱流拡散係数の計算値と実測値との比較

速計算を行い、躍層位置の再現にはほぼ成功している。しかし水温が躍層付近で不連続になることに加え(図-4a)、底面付近での躍層停滞の連続計算には成功していない(図-4b)。さらに、熱源として日射量のみを考慮した簡略モデルを採用している。本モデルによる計算では鉛直水温、流速分布をほぼ再現しており、運動量と熱の鉛直乱流拡散が適切に評価されていることを示すとともに、大気との熱交換モデルによるネットの水柱の熱収支の再現にも成功した。図-4に示すように乱流量から計算された運動量と熱エネルギーの鉛直拡散係数は、混合層の中間位置で極大値を取り、水温の大きく変化する躍層位置で0となる。

4. 結 論

2次オーダー乱流クロージャーモデル、モニン-オブコフ相似関数に基づく大気との熱交換モデルを組み込んだ3次元熱流体モデルにより霞ヶ浦における水温、流速分布の計算を行った。計算値は、風による躍層位置の進行と底面付近での停滞過程を含む成層の発達・消滅過程における水温と流れをよく再現し、本モデルの実用性を示すと共に、夏場の水質問題は浅水域においても3次元解析が重要であることを示した。

参 考 文 献

- 石川忠晴, 田中昌宏, 小関昌信 (1989): 浅い湖の日成層が水質に及ぼす影響, 土木学会論文集第411号/II-12(報告), pp. 247-254.
小関昌信 (1988): 浅い湖における日成層の変化過程とそれが水

- 質に及ぼす影響について, 東京工業大学修士論文, 216 p.
田中昌宏 (1990): 日成層が浅い湖の流動と混合に及ぼす影響について, 東京工業大学博士論文, 103 p.
平山彰彦, 和気亜紀夫, 熊谷道夫 (1994): 成層水域を対象にした流れの3次元FEMモデル, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 301-305.
Arya, S. P. (1988): Introduction to Micrometeorology, Academic Press Inc., 303 p.
Davis, J. A., P. J. Robinson and M. Numez (1971): Field Determination of surface emissivity and temperature for Lake Ontario, J. of Applied Meteorology, Vol. 10, pp. 811-819.
Edinger et al. (1974): in Principles of Surface Water Quality Modeling and Control (1987) by Thomann, R. V. and J. A. Mueller, Harper & Row, 644 p.
Geiger, R. (1965): The climate near the ground, Harvard Univ. Press, Cambridge Mass, 611 p.
Idso, S. B. and R. D. Jackson (1969): Thermal radiation from atmosphere, J. of Geophysical Research, Vol. 74, No. 23, pp. 5397-5403.
Kao, C. J. and T. Yamada (1988): Use of the CAPTEX data for evaluations of a long-range transport numerical model with a four-dimensional data assimilation technique, Monthly Weather Review, Vol. 116, No. 2, pp. 293-306.
Kondo, J. (1975): Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, Boundary-Layer Meteor., Vol. 9, pp. 91-112.
Mellor, G. L. and T. Yamada (1974): A Hierarchy of Turbulence-Closure models for planetary boundary layers, J. of Atmospheric Sciences, Vol. 31, No. 7, pp. 1791-1806.
Monin, A. S. and A. M. Obukhov (1954): Basic turbulent mixing laws in the atmospheric surface layer, Trudy Geofiz. Inst. AN SSSR No. 24 (151), pp. 163-187.
Spigel, R. H. and J. Imberger and K. N. Rayner (1986): Modeling the diurnal mixed layer, Limnol. Oceanogr., Vol. 31, No. 3, pp. 533-556.