

猪苗代湖における風による湖水混合に関する数値実験

Numerical simulation of lake water mixing due to strong wind in Lake Inawashiro

青柳一輝*・田中 仁**・梅田 信***・藤田 豊****・金山 進*****

Kazuki AOYANAGI, Hitoshi TANAKA, Makoto UMEDA Yutaka FUJITA and Susumu KANAYAMA

*学生員 修(工) 東北大学大学院 工学研究科 (〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06)

**フェロー 工博 東北大学大学院教授 工学研究科 (〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06)

***正会員 博(工) 東北大学大学院准教授 工学研究科 (〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-06)

****正会員 博(工) 日本大学准教授 工学部 (〒963-8642 福島県郡山市田村町徳定字中河原 1)

*****正会員 博(工) 五洋建設(株)技術研究所 (〒329-2746 栃木県那須塩原市四区町 1534-1)

Lake Inawashiro located in Fukushima Prefecture has been well known as the largest acid lake in Japan with very high water quality. In recent years, however, water quality change has been observed such as eutrophication and rising of pH caused by inflow of environmental load into the lake from the surrounding area. Using a numerical simulation method, this study focuses on internal seiche to investigate the transport and diffusion processes of environmental load in the lake. In addition, response of mixing process to wind speed is examined numerically under hypothetical wind conditions.

Key Words: Lake Inawashiro, internal seiche, numerical simulation, particle

キーワード: 猪苗代湖, 内部静振, 数値計算, 数値実験, 中立粒子

1. はじめに

水深の深い湖沼では春季から夏季にかけて気温の上昇に伴い水温躍層が形成される。水温躍層が形成された場合、霞ヶ浦や宍道湖に代表されるような浅い湖とは異なる流動を示す。特に秋季には気温の低下に伴う水温躍層の衰退と季節風の影響によって、しばしば水温躍層付近で水温の周期振動が見てとれる。これは躍層上層と下層との温度差による密度境界面に内部波が発生しているためであり、この流動形態は一般的に内部静振と呼ばれている。内部静振は風や気圧変化によって発生する。その周期は湖沼の形状、大きさ、深度等で決定され、振幅は風に代表される加えられた外力によって決定される。内部静振に伴った水温変化や湖水の流動は湖沼に生息する生物の生態形態や行動などを支配する物理的環境要因の一つとしても重要であり、内部静振に関する研究には例えば井村岡らによる中禅寺湖での内部静振の観測¹⁾や北出らによる内部静振の減衰に関する数値実験²⁾、Spigel and Imberger の湖水混合形態の分類³⁾などがある。

本稿の対象領域である猪苗代湖は酸性湖の有する自然の浄化機能により、環境省の公表において、COD 基準での水質が平成 14 年度から平成 17 年度まで 4 年連続日本一を誇っていたが、周辺域からの汚濁の流入などもあり平成 18、19 年度の水質調査の結果ではランク外へとなる等、急激な水質の悪化が懸念されている。この結果を受け、平成 20 年 9 月 11 日に多くの人々が専門領域を超えて産学民官連携した猪苗代湖の水質一斉調査が行われ

た。さらにこの結果報告を兼ねた「みんなで守る美しい猪苗代湖の水環境フォーラム」が翌平成 21 年 1 月 7 日に開催された。これ以外にも多くのボランティアの方たちが大規模な湖岸清掃や、放置されていたヨシ群の伐採を行うなど、猪苗代湖の水質回復に対する人々の気運の高まりには目を見張るものがある。これらの多くの方々の努力の結果、平成 20 年度の水質調査の結果では第 2 位へと返り咲いた。しかしながら、pH の上昇に伴う湖水の中性化など水質悪化への懸念はいまだに残っており、水質の維持及び回復のためには不断の努力を必要としている。

著者らは湖水環境悪化の大きな要因の一つとして、大規模内部静振による汚濁の移流・拡散があると考え、数値シミュレーションによって猪苗代湖の内部静振の再現を行った⁴⁾。しかしながら内部静振の周期が一致しない等、再現精度は十分に高いものとは言えなかった。また考察は一つの風のケースにのみ行われたものであり、混合に関して十分議論されたとは言いがたい。本稿では数値シミュレーションの再現精度を向上させると共に風によって内部静振の規模を変化させる数値実験によって猪苗代湖における風による湖水混合に対する影響の評価を行った。

2. 研究対象領域の概要

猪苗代湖は我が国 4 位の大きさを誇る淡水湖であり、わが国唯一の大型酸性湖である。湛水面積は 103.9km²、貯水量は 3.86×10⁶m³であり、郡山市や会津若松市の重要な水資源となっている。

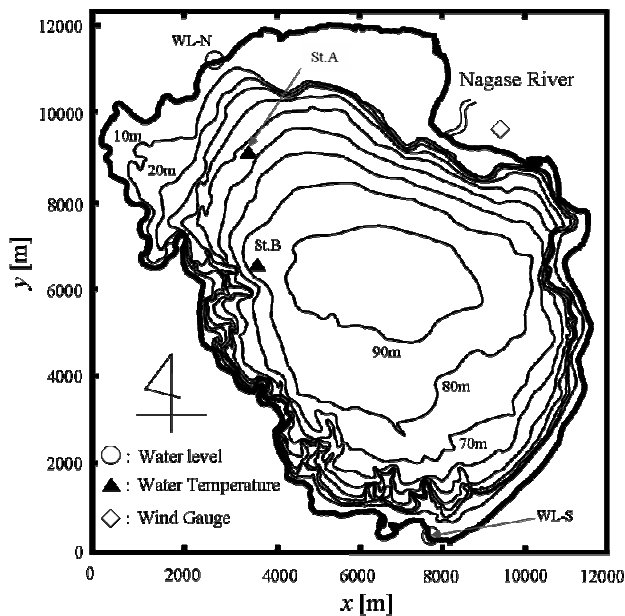


図-1 猪苗代湖等深線図及び観測地点

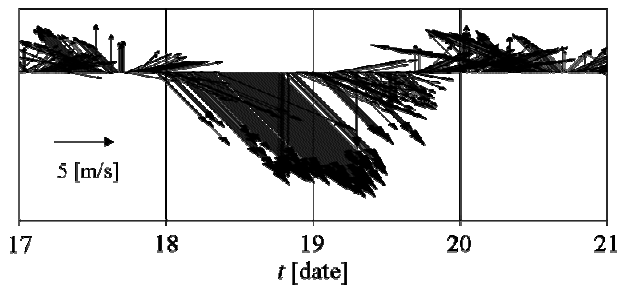


図-2 風速換算結果及び風向観測結果

また、北部に浅水域を持ち、残りの部分はすり鉢上という地形的特長を持っている。

猪苗代湖は前出の通り水質が非常に良いことで知られていた。これは主要流入河川長瀬川の支川の一つである硫酸酸性の硫黄川河川水に安達太良山からの安山岩から鉄分などが溶解し、河口付近で鉄分主体の凝集塊が生成され、猪苗代湖に流入し拡散する過程でリン分を吸着し、沈殿させているためである。この自然浄化作用に関する詳細は藤田らによって報告がなされている⁵⁾。この凝集塊は湖全域に広がっているという報告がなされているが、その輸送機構は解明されていない。しかしながら、近年は湖周辺部の観光市街地化に伴う水質汚濁が問題となっている。

猪苗代湖の調査が具体的に行われた例は1911年にさかのぼる。当時の資料⁶⁾によれば、表面静振に関しては19.11分と8.89分の二つのものが確認されている。近年では長瀬川から流入する酸性水拡散に関する数値シミュレーション⁷⁾、秋冬期における北部浅水域濁水の移流拡散に関する検討⁸⁾などが行われている。

3. 現地観測

本研究で数値シミュレーションのために用いられたデータは著者らによって2000年10月17日から21日にかけて観測を行ったものである。図-1に猪苗代湖の水深コンター及び水位、水温、風速計の設置位置を示す。ここで、東西方向にx軸、南北方向にy軸、水深方向にz軸を取るものとする。図中のWL-Nは北部水

位測定地点、WL-Sは南部水位測定地点を示している。また、St.A及びSt.Bは水温測定地点を示している。水温計設置位置はSt.Aが水深5m、10m、15m、20m、25m、40m、50m、St.Bが水深5m、10m、15m、20m、25m、30m、35m、40m、50m、60mである。測定間隔はSt.A、B共に10分である。

風速計は湖北東側の天神浜に設置した。風向は16方位で測定され、風向、風速ともに測定間隔は10分である。風速計の設置高さは4.5mであったため、対数則によって10mの高さの風速へと変換した⁹⁾。本研究では広大な計算領域を考慮して、カルマン定数 $\kappa=0.4$ 、空気力学的粗度 $z_0=0.001\text{m}$ としている。変換された風速及び風向を図-2に示す。ここで t は時間を示している。これより、18日から19日にかけて風速15m/s近くの強い風が西北西の風向で吹いていたことが分かる。なお、図-2で示されたデータは水表面に作用している風のせん断応力の推定及び顕熱フラックスによる水表面からの熱の奪奪に寄与している。

4. 数値シミュレーション

対象領域である猪苗代湖は広域であるために内部静振による湖水混合の全てを観測で捉えるのは困難である。そこで静水圧近似及びブジネスク近似を施した準3次元モデル数値シミュレーションによって内部静振に伴う湖水混合過程の検討を行った。

4.1 支配方程式

支配方程式では、3つの速度成分、水位を未知数としている。x, y方向の流速を求める運動方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_x \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_y \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_z^\eta \rho dz + f_v \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_x \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_y \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \int_z^\eta \rho dz - f_u \quad (2)$$

ここで、 u, v, w はx, y, z方向の流速、 η は自由水表面の静水面からの高さ、 g は重力加速度、 ρ_0 は湖水の参照密度、 ρ はx, y, zにおける水の密度、 ν_x, ν_y, ν_z はx, y, z方向の渦動粘性係数、 f はコリオリパラメータである。

τ_{wx}, τ_{wy} は以下に示す吹送方向のせん断応力ベクトル τ_w のx, y方向成分である。

$$\tau_w = \rho_a C_f U_{10}^2 \quad (3)$$

ここで ρ_a は空気の密度、 C_f は摩擦係数である。 C_f は近藤に倣い⁹⁾以下の式によって風速に応じた値を使用している。

$$\begin{aligned} 10 \times C_f &= 1.08 U_{10}^{-0.15} & 0.3(\text{m/s}) \leq U_{10} < 2.2(\text{m/s}) \\ &= 0.771 + 0.0858 U_{10} & 2.2(\text{m/s}) \leq U_{10} < 5(\text{m/s}) \\ &= 0.867 + 0.0667 U_{10} & 5(\text{m/s}) \leq U_{10} < 8(\text{m/s}) \\ &= 1.2 + 0.025 U_{10} & 8(\text{m/s}) \leq U_{10} < 25(\text{m/s}) \end{aligned} \quad (4)$$

鉛直流速 w は以下の連続式によって算定される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

η の計算は自由表面での運動境界条件で連続式の深さ方向の積分に基づいており、以下の通りになる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_{-H}^{\eta} u dz \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\int_{-H}^{\eta} v dz \right] = 0 \quad (6)$$

ここで H は境界面の底から自由表面までの水深である。

水温は以下の移流拡散方程式より求められる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial q_h}{\partial z} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで q_h はヒートフラックス、 C_p は水の比熱、 ε_x , ε_y , ε_z はそれぞれ x, y, z 方向の渦動拡散係数である。

v_τ 及び ε_z は Galperin et al.¹⁰⁾ に示された QETE (quasi-equilibrium turbulent energy) モデルにより計算されており、以下の式によって与えられる。

$$v_\tau = lqS_m \quad (8)$$

$$\varepsilon_z = lqS_h \quad (9)$$

ここで l は混合距離、 q は乱流速度、 S_m 及び S_h は無次元係数である。 S_m 及び S_h は Blumberg et al.¹¹⁾ によれば以下のような。

$$\begin{aligned} S_m = \{ B_1^{-1/3} - A_1 A_2 G_H [(B_2 - 3A_2) \\ (1 - 6A_1 / B_1) - 3C_1 (B_2 + 6A_1)] \} \\ / \{ [1 - 3A_2 G_H (6A_1 + B_2)] (1 - 9A_2 A_2 G_H) \} \end{aligned} \quad (10)$$

$$S_h = A_2 \left(1 - \frac{6A_1}{B_1} \right) / [1 - 3A_2 G_H (6A_1 + B_2)] \quad (11)$$

ここで $G_H = (Nlq)^2$, N は浮力振動数である。また A_1 , A_2 , B_1 , B_2 , C_1 は定数でありそれぞれ 0.92, 0.74, 16.6, 10.1, 0.08 という値を用いている。 q は以下の式によって計算される。

$$\frac{Dq^2}{Dt} - \frac{\partial}{\partial z} \left[lqS_q \frac{\partial q^2}{\partial z} \right] = 2 \left[P_s + P_b - \frac{q^3}{B_1 l} \right] \quad (12)$$

ここで S_q は定数で 0.2 である。また、 P_s はせん断生成、 P_b は浮力生成、 $q^3/B_1 l$ は散逸項である。 P_s 及び P_b は以下の式で示される。

$$P_s = v_\tau \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + v_\tau \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \quad (13)$$

$$P_b = \frac{g}{\rho_0} \varepsilon_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (14)$$

l は Blumberg et al.¹¹⁾ に提唱された以下の式によって計算される。

$$\begin{aligned} \frac{D(q^2 l)}{Dt} - \frac{\partial}{\partial z} \left[lqS_q \frac{\partial q^2 l}{\partial z} \right] \\ = lE_1 [P_s + P_b] - \frac{q^3}{B_1} \left[1 + E_2 \left(\frac{l}{\kappa z} \right)^2 + E_3 \left(\frac{l}{\kappa(H-z)} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (15)$$

ここで E_1, E_2, E_3 は定数であり、それぞれ 1.8, 1.33, 0.25 という値を用いている。 l の限界は Galperin et al.¹⁰⁾ に示された以下の式で規定される。

$$l \leq \frac{0.53q}{N} \quad (16)$$

また、 v_τ , v_y , ε_x , ε_y は $1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ という一定値を用いている。数値モデルに関する詳細は Purwanto et al.¹²⁾ に示されている。解法は佐藤ら¹³⁾ に示される差分法に従っている。本研究で用いられた計算モデルは、Purwanto et al.¹²⁾ が沿岸域の解析に、梅田ら¹⁴⁾ が汽水湖における塩分変動解析に用いているものとおおむね同等のものであり、本稿の研究対象である猪苗代湖でも十分な解析精度を持つことが期待できる。

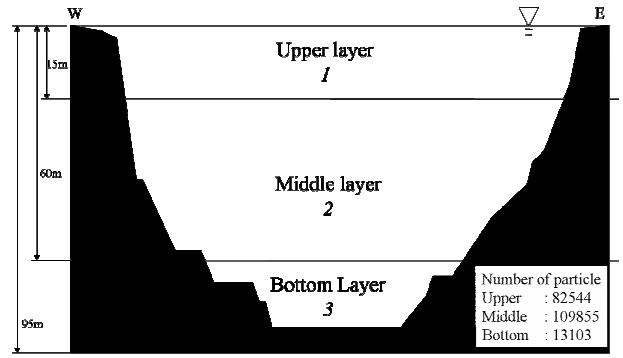


図-3 パーティクル層分割

4.2 中立粒子を用いた湖水混合過程及び混合量の検討

本研究では湖水混合を視覚的に評価するという目的から、中立粒子を計算対象領域に配置して、その変動の追跡を行った。中立粒子は計算で得られる流速に従って移流するものとし、乱れ及び浮力は加味していない。

x 座標系における中立粒子の位置を示す式を以下に示す。

$$x_s^{n+1} = x_s^n + \Delta t u_s^{n+1}(x_s^n, y_s^n, z_s^n) \quad (17)$$

$$y_s^{n+1} = y_s^n + \Delta t v_s^{n+1}(x_s^n, y_s^n, z_s^n) \quad (18)$$

$$z_s^{n+1} = z_s^n + \Delta t w_s^{n+1}(x_s^n, y_s^n, z_s^n) \quad (19)$$

ここで、 x_s , y_s , z_s は中立粒子のデカルト座標位置である。

領域は上層、中層、底層の3つのセクションとして分割した。また鉛直方向は、凡そ 15m の位置に水温躍層があることを考慮した上で水表面から 15m で分割を行った。さらに水温がほぼ一定となる 60m の箇所でも分割を行った。分割した状態及び各層に配置した中立粒子数を図-3 に示す。中立粒子は計算格子上に設置しており、中立粒子数の違いはそれを反映したものである。

4.3 計算条件

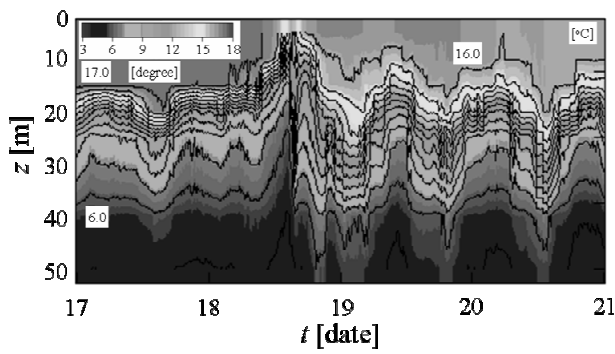
格子間隔 Δx , Δy はともに 100m, Δz は水表面から水深 30m までは 1m 間隔、30m から 40m までは 2m 間隔、それ以降は 5m 間隔としており、最も深い地点で 47 層となっている。計算期間は 2000 年 10 月 17 日から 21 日の 4 日間であり、時間ステップ Δt は CFL 条件を考慮したうえで 5 秒に決定した。また、初期水温は現地観測の結果を参考に設定しており、水平方向の値は一律である。

5. 計算結果及び考察

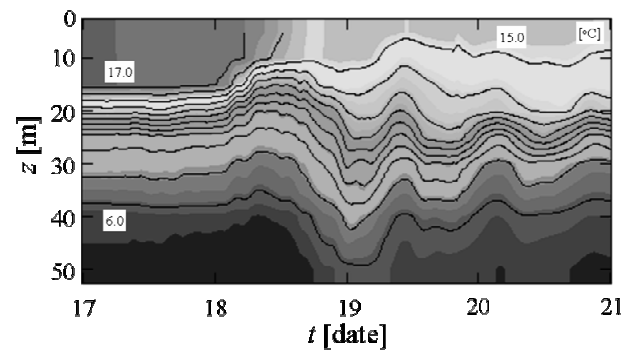
5.1 内部静振の再現及び再現精度の検証

本稿では通常の風速時における数値シミュレーションを行い、現地観測結果及び前出の報告⁴⁾と水温の観測結果を用いて比較し精度の検証を行った。

図-4 及び図-5 に St.A 及び St.B における水温の現地観測結果及び計算結果を示す。現地観測の結果より St.A, B ともに 18 日の北西方向の強風によって湖の南北方向を軸とした大規模内部静振の発生が見て取れる。前出の報告では 20 日以降の計算が不安定となってしまう、内部静振の卓越周期が実測値と一致しないという問題点があった。本稿では初期水温、 Δx , Δt , v_τ , v_y , ε_x , ε_y を再調整することによって問題点が解決されて、数値シミュレー

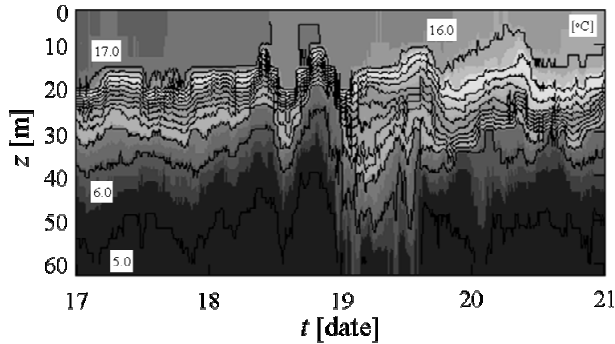


(a) 水温観測結果

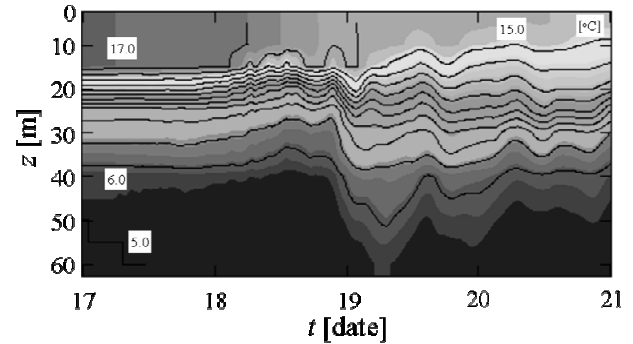


(b) 水温シミュレーション結果

図-4 St.A における水温コンター



(a) 水温観測結果



(b) 水温シミュレーション結果

図-5 St.B における水温コンター

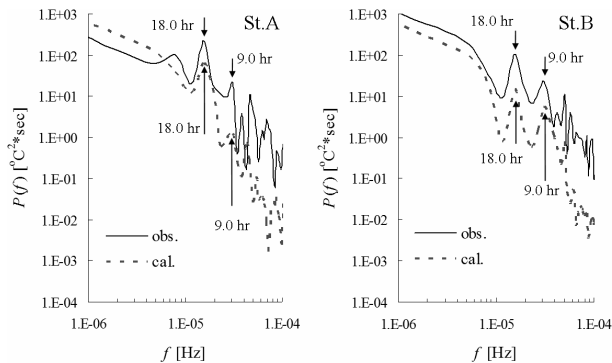


図-6 水深25mにおける水温スペクトル比較 (St.A, St.B)

シオンによって現象がうまく再現されている。特に内部静振の発生時期及び振動のタイミングが精度よく計算されている。

次にスペクトル解析を行うことによって水温を振動周期の観点から内部静振の再現性の検証を行った。スペクトル解析の期間は、内部静振による振動の発生している18日から21日までとしている。図-6にSt.A, St.Bでの水深25m地点における水温スペクトルを示す。横軸に振動数、縦軸にパワースペクトルをとっている。解析の結果、現地観測、数値シミュレーションともに水温振動の卓越周期はSt.A, Bの両観測地点で一致18.0時間となった。また現地観測、数値シミュレーションともに卓越周期の半分である9.0時間においてピークが確認された。この結果より前出の報告で生じていた内部静振における水温振動周期の不一致という問題点が解決され、より高い精度の再現が成功したと言える。

さらに、結果の妥当性を検討するために2層モデルにおける固有周期の理論解を算出した。理論解は以下の式よりもとめることができる。

表-1 内部静振振動周期理論解及び各パラメータ値

L [m]	E	h_1 [m]	h_2 [m]	T_i [hr]
10000	0.00084	15	45	18.2

$$T_i = 2L/c_i \quad (20)$$

ここで T_i は内部静振の卓越周期、 L は湖のスケール、 c_i は内部波速である。 c_i はCsanady¹⁵⁾によると以下の式で表現される。

$$c_i = \sqrt{\frac{g h_1 h_2}{h_1 + h_2}} \quad (21)$$

ここで ε は水温2層系の相対密度差、 h_1 は躍層から水面までの深さ、 h_2 は躍層から湖底までの深さである。 ε は以下の式によって示される。

$$\varepsilon = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} \quad (22)$$

ここで ρ_1 は上層の密度、 ρ_2 は下層の密度である。

計算に用いられた各パラメータの値及び計算結果を表-1に示す。上層の水温は15°C、下層の水温は7°Cとして計算を行っている。この結果より、計算結果は実測値及びシミュレーションの結果と同程度となった。以上の結果より、本研究で行われた大規模内部静振の再現は妥当性があると言える。

5.2 数値実験による水位の結果及び考察

本研究では風の湖水混合に対する評価を行うために、風速を3つのケースに分けて数値実験を行った。表-2に計算ケース及び風速の詳細を示す。今回の数値実験に用いた各計算ケースでの水温躍層上層部におけるRichardson数 R_i 、Wedderburn数 W は表-3の

表-2 数値実験における風の状況

計算ケース	風速
Case1	実測値
Case2	実測値×1.5
Case3	実測値×0.5

表-3 各計算ケースにおける R_i 数及びパラメータ

計算ケース	代表流速[m/s]	R_i	W
Case1	0.067	27.5	0.17
Case2	0.130	7.3	0.04
Case3	0.024	214.4	1.29

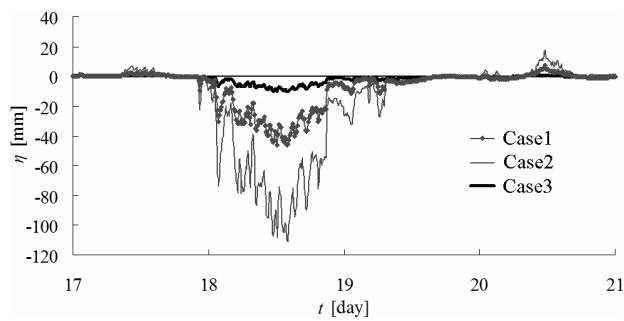


図-7 風速の違いにおける水位の比較 (WL-N)

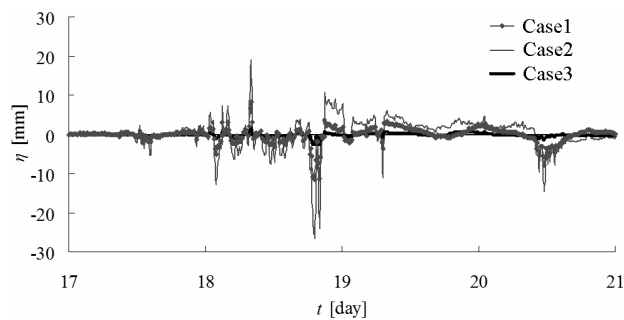


図-8 風速の違いにおける水位の比較 (WL-S)

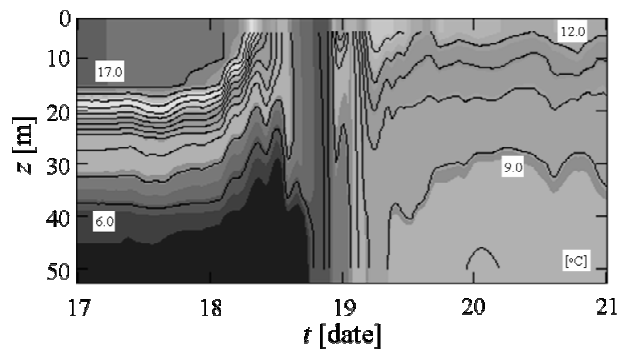


図-9 St.Aにおける水温シミュレーション結果 (Case2)

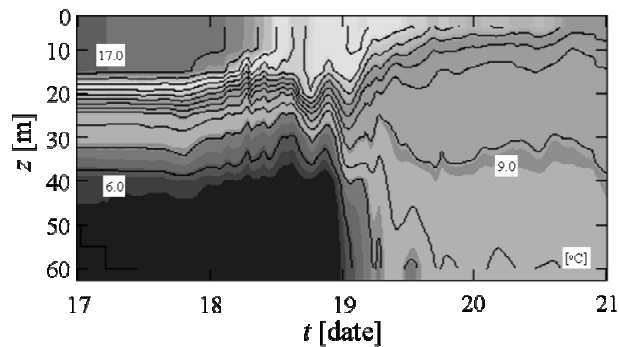


図-10 St.Bにおける水温シミュレーション結果 (Case2)

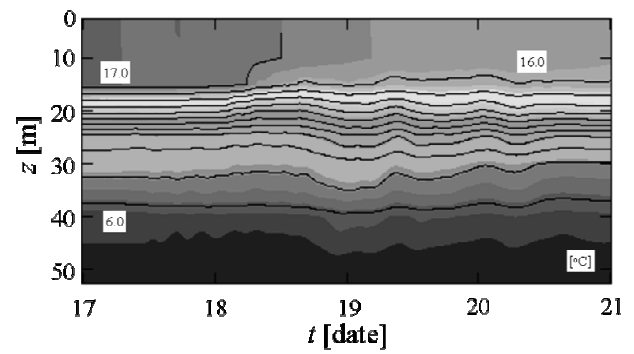


図-11 St.Aにおける水温シミュレーション結果 (Case3)

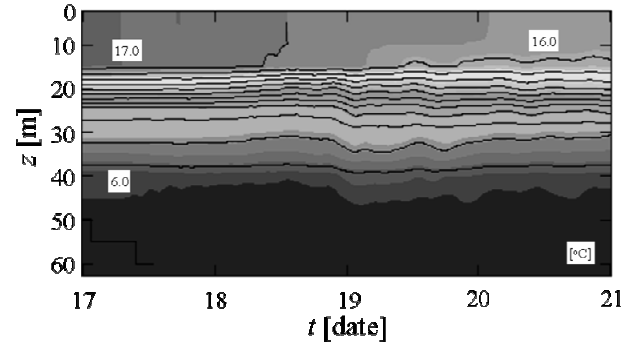


図-12 St.Bにおける水温シミュレーション結果 (Case3)

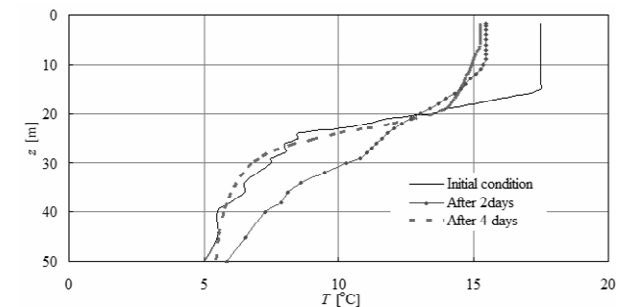


図-13 St.Aにおける水温成層状態の変遷 (Case1)

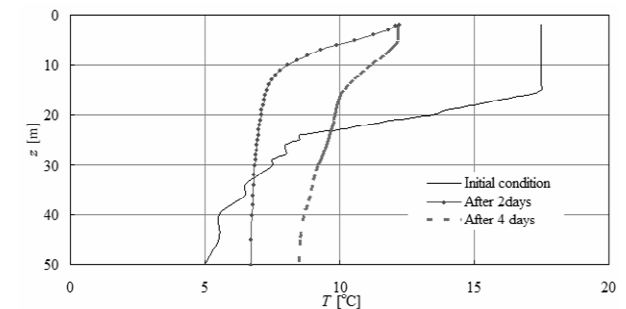


図-14 St.Aにおける水温成層状態の変遷 (Case2)

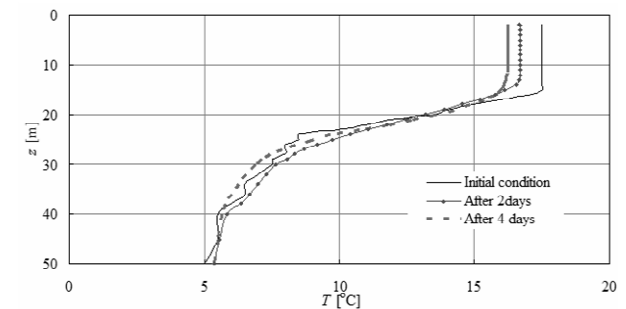
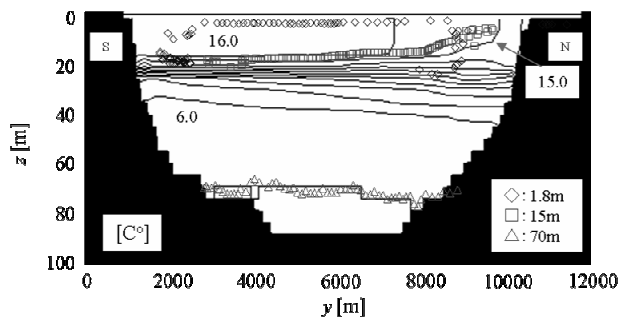
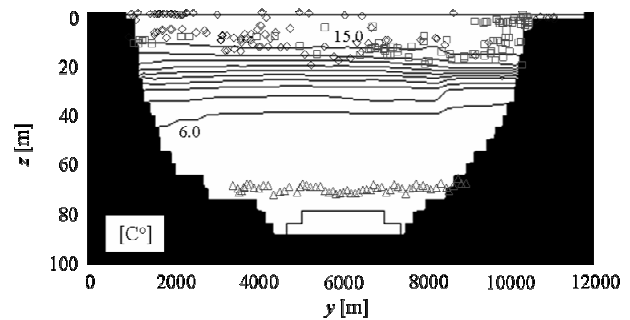


図-15 St.Aにおける水温成層状態の変遷 (Case3)

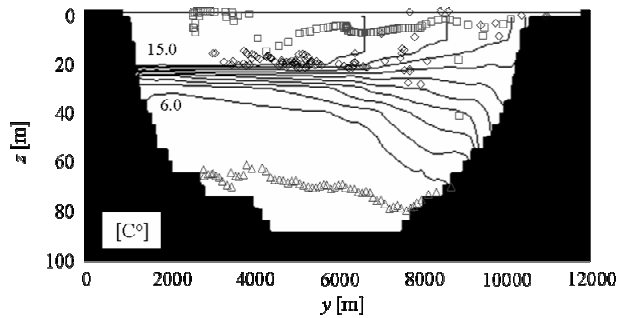


(a) 水温コンター及び中立粒子 (2日後)

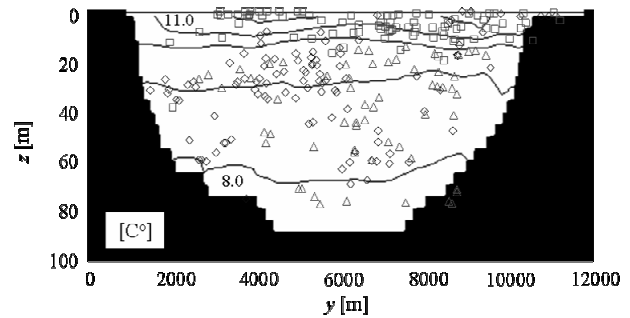


(b) 水温コンター及び中立粒子 (4日後)

図-16 湖水混合過程 (Case1, x=6200m)

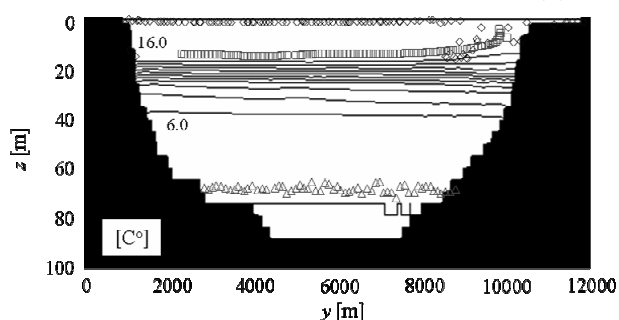


(a) 水温コンター及び中立粒子 (2日後)

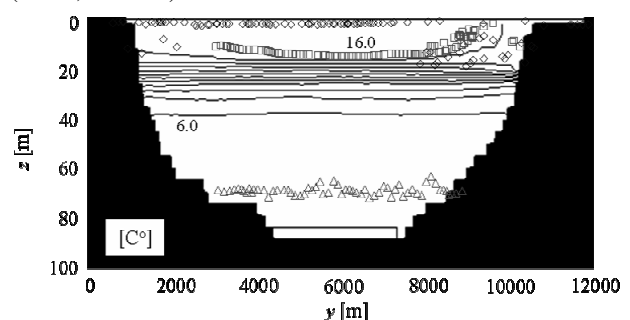


(b) 水温コンター及び中立粒子 (4日後)

図-17 湖水混合過程 (Case2, x=6200m)



(a) 水温コンター及び中立粒子 (2日後)



(b) 水温コンター及び中立粒子 (4日後)

図-18 湖水混合過程 (Case3, x=6200m)

とおりである。算出に用いた各パラメータには表-1 に示したものであり、代表流速は各計算によって得られた 18 日から 19 日の水表面流速の平均値としている。この結果すべての Case の R_i において、Spigel and Imberger の湖沼の混合形態の分類³⁾によれば、Regime-2 に該当し、Kelvin-Helmholtz 波によってスケールの大きな鉛直混合が発生し、水質が縦方向に拡散され、水域全体で水質が一様に混合すると区別される。また、この結果を道奥らの分類¹⁶⁾と比較すると、Case3 において W が 1 を上回り湧昇が見られないなどある程度の一致を見ることができる。しかしながら、本数値計算では全体的にこれら分類よりも Case1, Case3 における混合は小さなものである。これは前出の分類^{3), 16)}に用いられた水域は小さなものであったのに対して猪苗代湖の規模が大きかったためであると考えられる。道奥らの分類に用いられた水域のアスペクト比 $L/(h_1+h_2)$ は 30 であったのに対して、猪苗代湖のアスペクト比は 167 であった。

図-7 及び図-8 に Case1, Case2, Case3 における北部及び南部での水位の計算結果を示す。これらの結果より、Case2 では Case1 のものよりも水位変化が非常に大きくなったのに対して、

Case3 では殆ど水位変化は見られないことが分かる。特に、北部において 18 日から 19 日にかけて Case2 では 100mm を超える水位の低下が見てとれるのに対して、同時期に Case3 では 40mm 程度の水位の低下、Case3 では 10mm 程度の水位の低下となっており、大きな差異が確認された。

5.3 数値実験による水温の結果及び考察

図-9、図-10 に Case2 における St.A, St.B での水温計算結果を、図-11、図-12 に Case3 における St.A, St.B での水温計算結果をそれぞれ示す。図-9 より Case2 における St.A では 18 日の正午過ぎに湧昇が発生して大規模な鉛直混合が生じ、水温が 7°C 程度に統一されていることが分かる。図-10 より同時期の St.B では水温の振動は見られるものの、大きな水温の変化は見られないことが分かる。このことから、この混合は湖全域で生じてのではなく、局地的な現象だったことが分かる。その後 St.A では再度水温成層を形成している。St.B でも初期の水温成層からこれと似た水温成層へと変化している。これは水平方向の移流によって北部より水塊が流れ込んできたためだと考えられる。結果とし

て両地点ともに水温成層は再構成されたが、21 日深夜の段階で表層付近と水深 50m 付近の水温差は 3℃ 程度となっていた。
また、図-11、図-12 の結果より Case3 の場合では、水温の振動は殆ど見てとることができず、水温の変化は外気の影響によるもののみであることが分かる。

5.4 数値実験による水温成層状態の評価

図-13 から図-15 に Case1, Case2, Case3 における St.A での水温成層の変遷を初期状態、計算開始から 2 日後、計算開始から 4 日後としてそれぞれ示す。図-13 より Case1 において大規模内部静振の発生した 2 日後に湖水混合が生じたことによって初期に水温躍層のあった付近の水温勾配が大きくなっていることが分かる。その後、4 日後には水深 20m 付近に再度初期状態に近い水温躍層が作られるという結果となったが、初期に 13℃ 程度あった表層水と水深 50m 付近の水温差は 10℃ 程度となっていた。これに対して、図-14 より Case2 の結果では、2 日後には水温躍層が完全に破壊され、水深 10m から 50m にかけての温度がほぼ一様となる大規模な混合が生じているのが見てとれる。4 日後における表層水と水深 50m 付近の水温差は 3℃ 程度となっていた。一方、図-15 より、Case3 では水温躍層の破壊は見られず、4 日後にも外気によって水温躍層付近までの水温が冷やされて水表面から水深 15m 程度までの水温が初期状態よりも 1℃ 程度低下しているのみであった。

5.5 数値実験による湖水混合過程の評価

図-16 から図-18 に各風速における湖水混合過程の様子を示す。代表断面として、 $x=6200\text{m}$ における湖底断面及び水温コンターを示している。また代表中立粒子として $x=6200\text{m}$ における水表面を代表する水深 1.8m に初期配置した中立粒子、水温躍層を代表する水深 15m に初期配置した中立粒子、底層を代表する水深 70m に初期配置した中立粒子をそれぞれ表示している。

図-16 より Case1 では内部静振動発生後の 2 日後の時点で 15℃ の水温コンターと共に水温躍層が北側で水深 5m 付近まで上昇し、南側は水深 20m 付近まで下降しているのが見てとれる。これは内部界面の動きと同様である。また、1.8m に設置した中立粒子の一部が 20m 付近まで移流してきていた。底層の中立粒子には大きな動きは見られなかった。さらに 4 日後の結果より、水温躍層は初期状態よりも若干弱くなっており、上層と中層の混合は見られたが、上層と底層との混合は見られなかった。

図-17 より 2 日後の時点で Case2 では北側から水温成層が大きく変動しているのが見て取れる。また水温躍層が水表面付近に上昇し、表層に配置した中立粒子が 20m 付近へと移流してきていた。さらに 4 日後には、初期の水温躍層は破壊され、湖全域での大規模な混合が生じたことを見てとれる。特に上層及び底層の中立粒子が湖全域に満遍なく広がっていた。しかしながら、上層と底層の水温差は 3℃ 程度ではあるものの、新たな水温成層が形成されているのが確認できた。

図-18 より風速半分時では 2 日目、4 日目共に一部で上層と中層の混合があったのみで、ほとんど混合を見てとることはできなかった。わずかに水温躍層の傾きが確認できるものの、等水温線の変動も殆ど見られなかった。

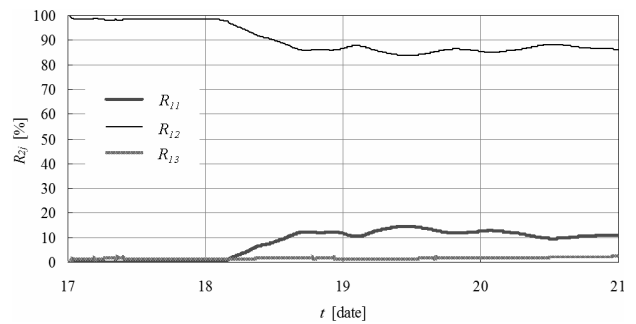


図-19 中層における中立粒子数の変化量 (Case1)

表-4 Case1 における 4 日後の中立粒子数の変化量 R_{ij} [%]

	$j=1$	$j=2$	$j=3$
$i=1$	87.66	12.34	0.00
$i=2$	11.04	86.30	2.66
$i=3$	0.00	4.02	95.98

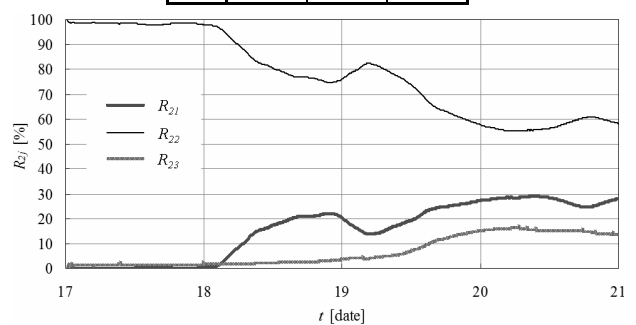


図-20 中層における中立粒子数の変化量 (Case2)

表-5 Case2 における 4 日後の中立粒子数変化量 R_{ij} [%]

	$j=1$	$j=2$	$j=3$
$i=1$	63.71	33.56	2.73
$i=2$	27.95	58.17	13.87
$i=3$	1.19	81.55	17.26

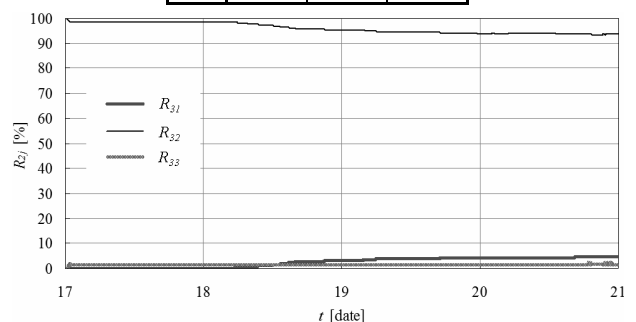


図-21 中層における中立粒子数の変化量 (Case3)

表-6 Case3 における 4 日後の中立粒子数の変化量 R_{ij} [%]

	$j=1$	$j=2$	$j=3$
$i=1$	94.90	5.10	0.00
$i=2$	4.62	93.64	1.75
$i=3$	0.00	0.51	99.49

5.6 数値実験による湖水混合量の評価

湖水混合の結果として中層における中立粒子の残存率及び鉛直方向への経時変化を図-19 から図-21 に Case1, Case2, Case3 の場合それぞれを示す。さらに表-4 から 6 に計算開始から 4 日後の各層に配置した中立粒子の移動位置を示す。中立粒子数の変化量

R_{ij} は以下のように定義される。

$$R_{ij} = N_{ij} / N_{j0} \times 100 (\%) \quad (23)$$

ここで N_{ij} は j レイヤーに初期配置された i レイヤーにある中立粒子数、 N_{j0} は j レイヤーの初期配置中立粒子総数である。添え字 i, j は1から3であり、それぞれ、上層、中層、底層を示している。

図-19より、Case1において強風の吹いた18日から19日にかけて中層に配置した中立粒子の15%程度が上層へと移流したことが分かる。また、同時期に上層から10%程度、底層からも数%の中立粒子が中層へと入ってきたことが分かる。この後中立粒子の数に大きな変動は見られなかった。各層における最終的な中立粒子の数は表-4に示すとおりであり、上層と中層においてそれぞれ10%程度の湖水混合が行われたことが分かる。また中層と下層の湖水混合は数%であり、上層と下層との混合は見られなかった。

図-20より、Case2において18日から19日にかけて上層と中層の間で大規模な混合が生じていることが分かる。初めに水深15m付近にあった水温躍層が破壊されたこともあり、この後も湖水混合は促進されている。さらに20日に入るところには底層の中立粒子も15%程度が中層へと入り込んできており、湖全域で大規模な湖水混合が起こったことがわかる。各層における最終的な中立粒子の数は表-5に示すとおりであり、各層とも多くの中立粒子の移流が見てとることができる。特に底層に初期配置した中立粒子の8割以上が中層へと移流していた。

図-21よりCase3においては混合が殆ど生じていないことが分かる。表-6に示した結果より、上層と中層間でそれぞれ5%程度の中立粒子の交換が行われていたことが分かる。底層の中立粒子の移流は中層に動いたもののみであり1%未満であった。このことから、水温成層が形成されていた場合、ある程度の風速を持った風が吹かない限り、混合はほとんど生じないことが分かった。

6. 終わりに

本研究は福島県猪苗代湖における水温水位風速データを用いて水温成層が弱まった秋季に数値シミュレーションを行い内部静振の再現をしたものである。さらに数値実験を行うことによって風による湖水混合への影響を評価した。

結果として大規模内部静振を昨年度の報告³⁾よりも精度よく再現することが出来た。さらに中立粒子を用いた計算によって風による混合過程及び混合量の変化に対する定量的評価を行ったところCase2では水温躍層が完全に破壊される大規模な湖水混合が生じることが分かった。またCase3の場合にはほとんど混合がなされることが分かった。

謝辞：本研究に対して学術フロンティア（代表：日本大学・長林久夫教授）の補助を受けた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

1) 村岡浩爾，平田健正：中禅寺湖での内部波，第27回水工学講

- 演会論文集，pp.179-184, 1983.
- 2) 北出裕次郎，高橋静，吉田次郎，松山優治：小さな矩形海における内部静振のエネルギー散逸過程，海の研究，11巻，2号，pp.259-271, 2002.
- 3) Spigel, R.H. and Imberger, J.: The Classification of Mixed-Layer Dynamics in Lakes of Small to Medium Size, *J. of physical oceanography*, Vol.10, pp.1104-1121, 1980.
- 4) 青柳一輝，田中仁，梅田信，藤田豊，金山進：大規模内部静振に伴う湖水混合の数値シミュレーション，応用力学論文集，第12巻，pp.823-830, 2009.
- 5) 藤田豊，中村玄正：猪苗代湖の水質保全に寄与する酸性河川長瀬川の凝集塊によるリン除去効果，水環境学会誌 30巻，4号，pp.197-203, 2007.
- 6) Honda, K., Aichi, J., Okubo, J., Yamashita, Y., Sasaki, S., Ogura, Y., Mashima, S., Sato, S. and Nagaoka, H.: On the seiches of Lake Inawashiro, *The Science Reports of the Tohoku Imperial University*, Vol.1, pp.234-249, 1911.
- 7) 宮村倫司，文屋信太郎，中林靖，吉村忍：猪苗代湖の吹送流および河川流シミュレーション，シミュレーション，第25巻，2号，pp.48-57, 2006.
- 8) 青柳一輝，田中仁，藤田豊，梅田信，金山進：猪苗代湖における北部浅水域濁水の移流拡散機構に関する検討，水工学論文集，第54巻，pp.1405-1410, 2010.(CD-ROM)
- 9) 近藤純正：水環境の気象学-地表面の水収支・熱収支，浅倉書店，1994.
- 10) Galperin, B., Kantha, L. H., Hassid, S. and Rosati, A.: A quasi-equilibrium turbulent energy model for geophysical flows, *J. Atmospheric Sci.*, 45, pp.55-62, 1988.
- 11) Blumberg, A. F., Galperin, B. and O'Connor, D. J.: Modeling vertical structure of open-channel flows, *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, Vol.118, NO.8, pp.1119-1134, 1992.
- 12) Purwanto, B.S., Tanaka, H., Kanayama, S., Takasaki, M. and Yamaji, H.: Transport mechanism in Nagatsura-ura Lagoon, *Proceedings of 2nd International Conference on Estuaries and Coasts*, pp.615-622, 2006.
- 13) 佐藤勝弘，松岡道男，小林一光：効率的な3次元潮流計算法とその適応性について，海岸工学論文集，第40巻，pp.221-225, 1993.
- 14) 梅田信，小西絵里子，田中仁，佐々木幹夫：浅い汽水湖における塩分変動解析，水工学論文集，第54巻，pp.1423-1428, 2010.(CD-ROM)
- 15) Csanady, G. T.: Large-scale motion in the Great Lakes, *J. Geophys. Res.*, Vol.72, No16, pp.4151-4162, 1967.
- 16) 道奥康治，辻本剛三，宮本仁志：吹送密度流の流動・混合特性，水工学論文集，第37巻，pp.293-298, 1993.

(2010年3月9日 受付)