

神戸大学大学院 学生員○安田篤司
 神戸大学大学院 学生員 藤川佳宏
 神戸大学工学部 正員 道奥康治

1. はじめに

水面熱フラックスが一樣であっても、貯水池の水深—すなわち熱容量が不均一であるため、池内に相対的に高温な領域と低温な領域が生じ、その浮力勾配によって「サーマル・サイフォン」と呼ばれる鉛直循環流が発生する。栄養塩や遊泳力のないプランクトンの輸送・集積にはこのような熱収支に起因する鉛直循環流が重要な役割を果たしている。サーマルサイフォンは貯水池水質環境に対する支配的要因の一つと考えられるが、微弱な流れであるためこれを現地観測で直接確認することは困難である。本研究は、一樣な河床勾配を有する貯水池を対象にして、水面熱収支と地形効果の相互作用により生ずるサーマルサイフォン流動と熱収支量との関係を数値解析的に明らかにすることを目的とする。

2. 対象とする系と解析方法

図-1のような貯水池を対象とする。系を規準化するために次の諸量を代表量にとる。最大水深: H_0 、熱フラックスの速度スケール: $U_0 = \{\alpha g F_s H_0\}^{1/3}$ (ここで、 α : 体積膨張率、 F_s : 水面熱フラックス[一定])、熱フラックスの温度スケール: $T_0 = U_0 / F_s$ 。諸量は以下のように規準化される。[時間]: $t' = t / (H_0 / U_0)$ 、[座標]: $x' = x / H_0$ 、[流速]: $(U_i', u_i') = (U_i, u_i) / U_0$ (U_i, u_i は各々平均流速及び変動流速)、[乱流エネルギー]: $k' = k / U_0^2$ 、[乱流エネルギー散逸率]: $\varepsilon' = \varepsilon H_0 / U_0^3$ 、[温度]: $(T', \theta') = (T, \theta) / T_0$ (T, θ は各々平均温度及び変動温度)。' を付した諸量は無次元量である。無次元支配パラメータは、(1)レイノルズ数: $Re = U_0 H_0 / \nu$ 、(2)ペクレ数: $Pe = P_r Re = U_0 H_0 / \kappa_T$ (ここで、 P_r : プラントル数、 κ_T : 熱拡散係数)、(3)水域形状比: L_0 / H_0 である。流体の物性が同じ場合、 Pe と Re はおなじ物理的意味を持つので、ここでは Pe をパラメータとして変化させる。 $L_0 / H_0 = 10$ の場合を考える。また解析には標準型 $k-\varepsilon$ モデルを用いる。固定境界では断熱で non-slip とする。水表面は rigid-lid であり、熱フラックスを $F_s = -\kappa_T (\partial T / \partial z)$ として与える。

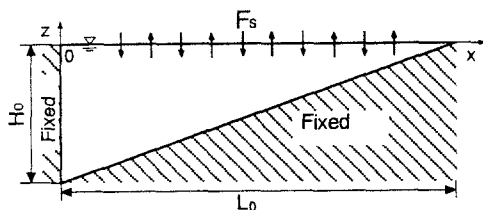


図-1 対象とする貯水池系

3. 水面が加熱される場合の循環流と水温変化

図-2、図-3に水面が加熱される場合の流速と水温の経時変化を示す。ここで水温は各時間の断面平均温度からの相対偏差で表示している。水表面のごく近傍の薄い層で反時計回りの循環流が発達し、循環流の領域は浅水域から深水域へと広がっている。水温はこの循環域に対応する表層の範囲でだけ成層化している。

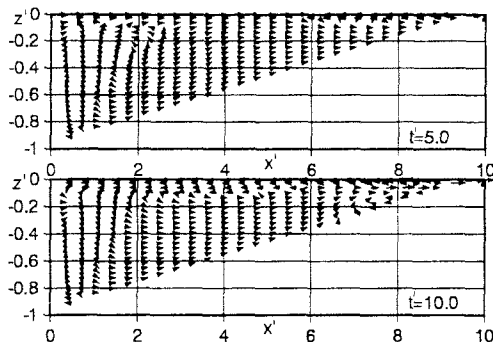


図-2 加熱時における流速ベクトル ($Pe = +1.4 \times 10^4$)

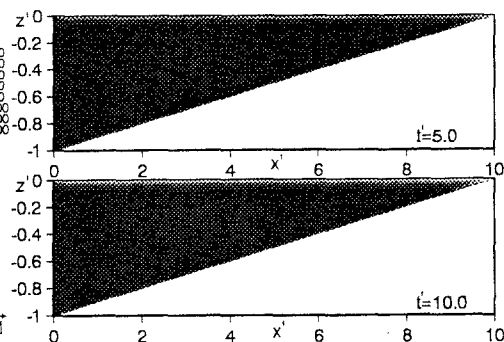


図-3 加熱時における相対温度分布 ($Pe = +1.4 \times 10^4$)

4. 水面が冷却される場合の循環流と水温変化

図-4、図-5に水面が冷却される場合の流速と水温の経時変化を示す。加熱時と異なり上層が密度的に不安定になるため、相対温度の低い、重い水塊が底部にまで対流・拡散している。また初期には多くの小さな循環セルが生じるが、時間の経過とともに、水域スケールの大きな時計回りの循環流を形成する。また冷却水塊が底面に沿ってプルーム状に流下している。以上は水深 $H_0=30\text{cm}$ 、熱フラックス $F_s=0.05[^\circ\text{C}\cdot\text{cm}/\text{sec}]$ 程度の水理実験スケールの現象を想定した解析例である。図-6、図-7は $H_0=20\text{m}$ 、 $F_s=0.02[^\circ\text{C}\cdot\text{cm}/\text{sec}]$ とした実水域スケールでの冷却時における流速分布と水温分布を示す。 $t'=10$ は実時間にして $t=3\text{hour}$ 程度に相当する。図-5の場合と異なり、上層の密度が大きいのに関わらず、上部から連続的に水温が変化している。これはペクレ数が大きいために、乱流強度が大きく、拡散によって不安定な密度勾配が減少して、全水深規模の大きなサーマルプルームは発生しないためと思われる。また全水深規模の循環流が形成されている。

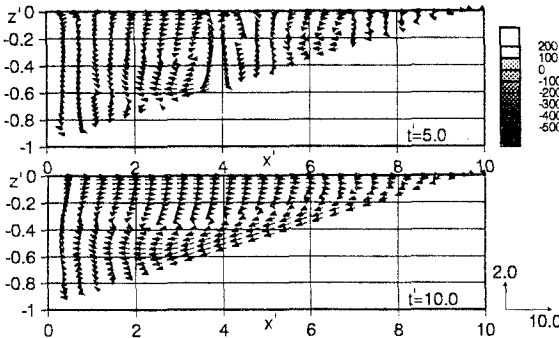


図-4 冷却時における流速ベクトル($P_e=-1.4\times 10^4$)

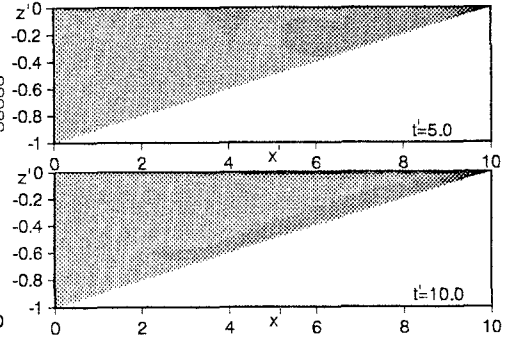


図-5 冷却時における相対温度分布($P_e=-1.4\times 10^4$)

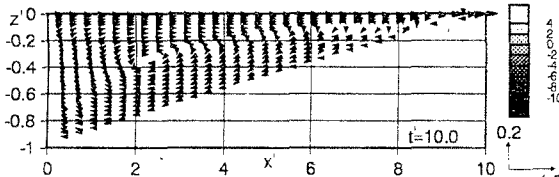


図-6 冷却時における流速ベクトル($P_e=-2.7\times 10^6$)

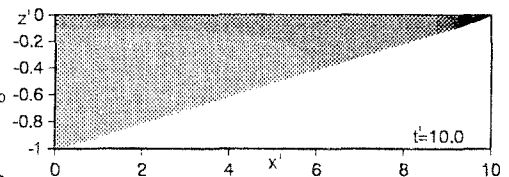


図-7 冷却時における相対温度分布($P_e=-2.7\times 10^6$)

5. 熱フラックスの評価

図-8に水面加熱時、冷却時の $x'=4$ の断面における水平方向熱フラックスの分布を示す。ここで、熱フラックスは、 $F_x = \overline{u'\theta'} - \kappa_T (\partial T / \partial x)$ と定義している。加熱時には水表面でのみ熱輸送が卓越しているが、冷却時に比べるとその輸送量は小さい。

6. 粒子追跡の解析方法と解析結果

プランクトン等の浮遊物が貯水池内でどのように挙動しているかを知るため、粒子追跡シミュレーションを行った。 $k-\varepsilon$ 乱流モデルから得られる時々刻々の乱れ強度にそれぞれ独立な正規乱数を乗じて乱流強度 u'_k, w'_k を求め、流速が既知の k ステップでの粒子座標 (x_k, z_k) から次の時間ステップの粒子座標を $x'_{k+1} = x'_k + (U'_k + u'_k)\Delta t$ 、 $z'_{k+1} = z'_k + (W'_k + w'_k)\Delta t$ (Δt は計算ステップ間隔)により求める。図-9に実スケールにおける水面冷却時の粒子追跡の結果を示す。粒子の初期投入位置は水表面であるが、熱対流によって、粒子は水域全体に拡散している。

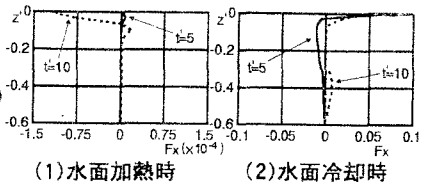


図-8 熱フラックス($P_e=-1.4\times 10^4$)

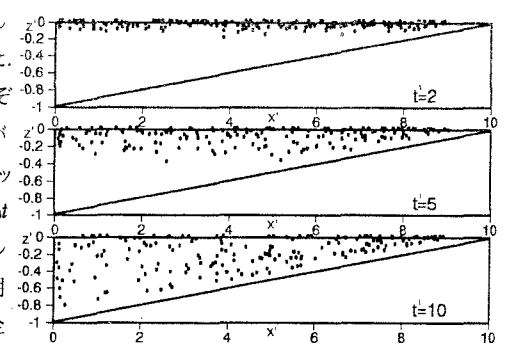


図-9 冷却時の粒子分布($P_e=-2.7\times 10^6$)