

神戸大学工学部 正員 道奥康治
 神戸市立工業高専 正員 辻本剛三
 神戸大学大学院 学生員 〇宮本仁志
 神戸大学大学院 不二秀人

1. はじめに：図-1に示すような均質の二次元閉鎖水域における吹送流場のセットアップ量と流動特性を $k-\varepsilon$ 乱流モデルによって解析する。水面には一定の風応力 τ_s が作用する。水面はRigid-lidとし、その他の境界は固定である。

2. 諸量の規準化：水深 h と水表面での摩擦速度 $u_* = \sqrt{\tau_s / \rho}$ を代表量として、諸量を次のように規準化する。[時間] $\tilde{t} = t / (h / u_*)$ ，[座標] $\tilde{x}_i = x_i / h$ ，[流速] $(\tilde{U}_i, \tilde{u}_i) = (U_i, u_i) / u_*$ (U_i および u_i は各々流速

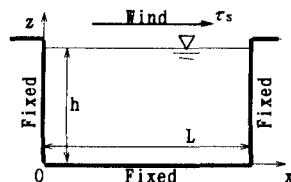


図-1 対象とする吹送流の模式図

の平均量および変動量)，[乱流エネルギー] $\tilde{k} = k / u_*^2$ ，[乱流エネ

ルギー-逸散率] $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon \cdot h / u_*^3$ 。支配方程式ならびに境界条件の

規準化より二つの無次元パラメーター，(1)レイノルズ数： $Re_* = u_* h / \nu$ (ν ：動粘性係数)，(2)水域のアスペクト比： L/h ，が導出される。以上の諸式において，“ $\sim$ ”を冠した量が無次元量である。

3. 乱流諸量の解析結果： $Re_* = 2870.0$ ， $L/h = 30.0$ の場合の平均流速ベクトルの一例を図-2に示す。水表面近傍においてせん断層が形成されており，風下側鉛直壁面では急激な潜り込みと強い循環流がみられる。同図に示す無次元時間

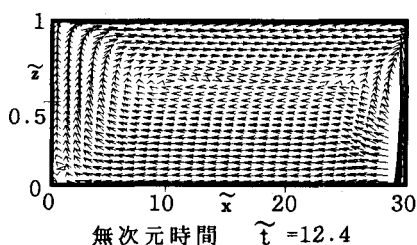


図-2 平均流速ベクトル

$Re_* = 2870.0$ ， $L/h = 30.0$

$\tilde{t} = 12.4$ においては流れがほぼ定常に達している。この時の乱流エネルギー $\tilde{k}$ のコンターとその鉛直分布を図-3に示す。循環流の影響で，右下と左下の隅角部では乱流エネルギー $\tilde{k}$ の発達がみられる。図-4は水路中央断面における全せん断応力(実線)とレイノルズ応力(点線)の鉛直分布を示す。水表面のごく近傍と粘性底層においては粘性応力が認められるが，それ以外の領域ではレイノルズ応力が卓越している。同じく水路中央断面における水平方向平均流速 $\tilde{U}$ の鉛直分布の時間発展を図-5に示す。時間とともに定常状態へ漸近し，〇印で示されたBainesの実験値と一致するようになる。定常段階における水平方向乱れ強度

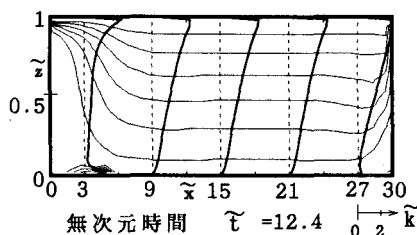


図-3 $\tilde{k}$ のコンター ($\Delta \tilde{k} = 0.5$) 及び鉛直分布

$\sqrt{\tilde{u}^2}$ の鉛直分布を図-6中に実線で示す。水表面近傍のせん断層において乱れが卓越し，深さ方向に単調減少している。解析値は□印で示したBainesの実験値と良好に一致している。しかし，本解析より得られる乱れの非等方性度 $\tilde{w}^2 / \tilde{u}^2$ はほぼ1に近い値を示し，乱れ強度の鉛直成分 $\sqrt{\tilde{w}^2}$ の解析値は水平成分 $\sqrt{\tilde{u}^2}$ とほぼ同じ大きさをとる。したがって，鉛直方向乱流強度に関しては，解析値は実験値(図中●印で示す)よりかなり大きな値となる。特に，水面せん断層においては，実験値が示すように非等方性度 $\tilde{w}^2 / \tilde{u}^2$ が1よりかなり小さいと思われるが， $k-\varepsilon$ モデルはこれを的確に再現することができない。

Kohji MICHIOKU, Gozo TSUJIMOTO, Hitosi MIYAMOTO, Hideto FUJI

4. 表面流速ならびにセットアップ量に関する検討：表面流速ならびに水面のセットアップ量に関して本解析とKeuleganの実験結果¹⁾との比較を行う。解析条件は、 $R_{s*}=10.0\sim300.0$, $L/h=475.0$, とする。定常状態における運動量のつりあい条件 $dh/dx=n\tau_s/\rho gh$ (ここに、 $n=\tau_b/\tau_s+1$, τ_b ：底面応力, τ_s ：表面応力) ならびに水面勾配 (dh/dx) と、風速 V の関係に関するKeuleganの実験式, $dh/dx=3.35\times 10^{-6}\cdot V^2/gh$, より、風速 V と摩擦速度 u_* との間には、 $V=\sqrt{n/3.35\times 10^{-6}}u_*$, の関係が成立つ。これを用いて、表面流速 u_s を風速 V で無次元化し、表面流速に関するレイノルズ数 $R_{s*}=u_s h/\nu$ と比較したものを図-7に示す。シンボルは時間ステップ3000回ごとの数値計算結果を、実線はKeuleganの実験結果を、各々示す。 R_{s*} が小さい層流域では無次元表面流速 u_s/V は R_{s*} の増加関数である。 R_{s*} が増大し完全乱流状態に至ると、 u_s/V は R_{s*} とは独立な一定の値へと漸近する。解析値はこの傾向をほぼ良好に示すが、完全乱流域における値は実験値よりやや小さい。これは、解析より求められる $R_{s*}\rightarrow\infty$ におけるせん断力比、 $n=\tau_b/\tau_s+1$, が実験値 ($n=1.25$) よりも小さいことによる。次に、セットアップ量 (水面勾配) に関する関係式 $dh/dx=\phi_s\cdot u_s^2/gh$ における係数 ϕ_s について実験値と本解析結果との比較を図-8に示す。同図のシンボルは時間ステップ3000回ごとの ϕ_s の解析結果を、実線はKeuleganの実験結果を各々示す。図-7と同様、 R_{s*} が小さい場合には ϕ_s の R_{s*} への依存性が見られ、 $R_{s*}\rightarrow\infty$ とともに $\phi_s\rightarrow\text{const.}$ へと漸近する。解析結果は実験値と一致し、セットアップ量が $k-\varepsilon$ モデルによって良好に再現されることがわかる。

参考文献：1)Keulegan, G. H.: J. Research of the National Bureau of Standards, Vol. 46, No. 5, 1951.

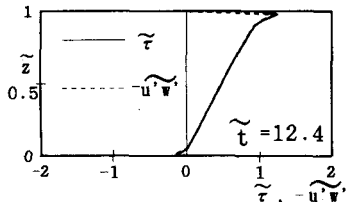


図-4 せん断応力とレイノルズ応力

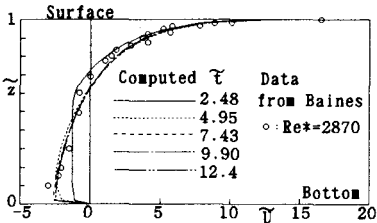


図-5 水平方向平均流速の鉛直分布
 $Re^*=2870.0$, $L/h=30.0$, $\tilde{x}=15.0$

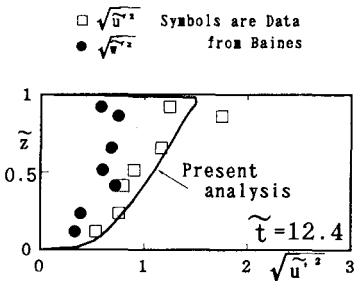


図-6 水平方向乱れ強度の鉛直分布

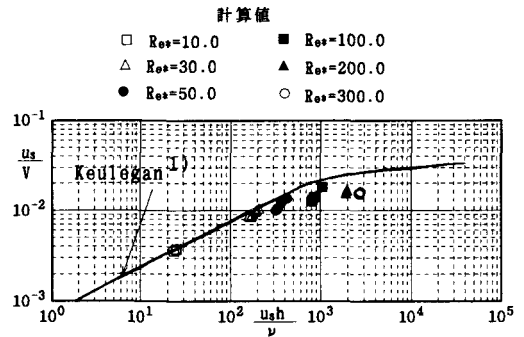


図-7 レイノルズ数 R_{s*} と表面流速 $\frac{u_s}{V}$ の関係

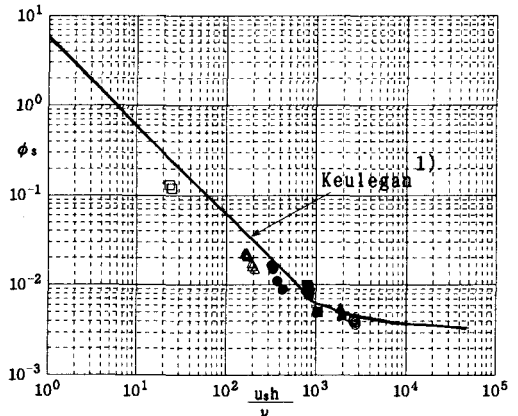


図-8 レイノルズ数 R_{s*} と水面勾配の係数 ϕ_s の関係
(表面波のない場合)