

# 数値波動水路CADMAS-SURFにおける 不規則波入力法の改良と乱流モデルの適用

## IMPROVEMENT OF IRREGULAR WAVE GENERATION METHOD AND APPLICATION OF TURBULENCE MODEL IN NUMERICAL WAVE FLUME

高橋研也<sup>1</sup>・関本恒浩<sup>2</sup>  
Kenya TAKAHASHI and Tsunehiro SEKIMOTO

<sup>1</sup>正会員 修(工) 五洋建設株式会社 技術研究所 (〒329-2746 栃木県那須塩原市四区町1534-1)

<sup>2</sup>フェロー 博(工) 五洋建設株式会社 技術研究所 (同上)

In recent years, CADMAS-SURF is being applied to the numerical simulation of the structurally resistive design against wave action by using irregular waves and turbulence model due to performance advances of computers. Fujiwara (2008) proposed the improvement method for input horizontal velocity in order to address the numerical divergence and the increase of total water mass in the flume. However, this method is complex and unexpected free short and long waves may be generated. To address these problems, Sekimoto and Takahashi (2010) proposed a simple method of irregular wave generation using the uniform horizontal velocity profile. In these methods, the time series variation of a mass transport is not considered. And, the example of the application of turbulence model in CADMAS-SURF is few. In this paper, we proposed the improvement method of the conservation of the total water mass in the flume and confirmed that the generated irregular waves have good accuracy and the turbulence model in CADMAS-SURF is effective.

**Key Words :** Numerical irregular wave generation, turbulence model, numerical wave flume, CADMAS-SURF

### 1. はじめに

近年の計算機性能の発展により、多くの費用と時間が必要な水理模型実験やそれを基にした設計公式に代わって、数値波動水路CADMAS-SURF<sup>1)</sup>が耐波設計の実務へ適用されることが多くなってきた。これまでの実務においては、計算負荷を軽減させる目的で造波境界を採用して計算領域を狭くし、規則波を数波作用させるのみで計算を終わらせることが多かった。今後は計算機性能を最大限に活用した計算、例えば、造波ソースを採用して不規則波を数百波作用させるような現地条件に則した計算や、乱流モデルを使用した高精度な計算が、実務においても積極的に求められるようになることは想像に難くない。

CADMAS-SURFにおいては、不規則波入力法に藤原<sup>2)</sup>の水平流速補正法が採用されている。すなわち、成分波の重ね合わせにより不規則波信号を作成する際、表面流速には静水面の流速を引き伸ばすWheeler<sup>3)</sup>の方法を適用する。また、基本物理モデルそのものの質量保存性が十分に満足されているにも関わらず作成信号に含まれる質量輸送により生じる総水量の増大を抑制する手法として、Ursell数の関数として補正したストークスドリフト分を成分波に

対して考慮する。この方法は水面での運動学的境界条件や力学的境界条件を満たさない複雑な制御方法であるため、波の非線形性に起因して発生する二次波峰や副次的な長周期波といった自由波を理論的に評価することは難しい。これに対し、関本・高橋<sup>4)</sup>は上記の問題を解決して将来の多方向造波方法の構築を容易にすることを目的に、水平流速を鉛直方向に一樣に与えるという簡便な不規則波入力法を提案しているが、質量輸送量が水位変動に応じて時間変動するにも関わらず計算時間内一定の補正量を与えており、補正方法をさらに改良する必要がある。

また、CADMAS-SURFの自由表面解析モデルに採用されているVolume of Fluid法 (VOF法) と乱流モデルとを組み合わせた方法は谷本ほか<sup>5)</sup>や水谷ほか<sup>6)</sup>により検討されているが、CADMAS-SURFにおいては乱流モデルが計算結果に余り影響を及ぼさず計算時間を要するため実用的ではない<sup>1)</sup>ことから、適用事例は折橋ほか<sup>7)</sup>など数例と少なく、適用性については未だ不明点が多い。

そこで、本研究ではCADMAS-SURFを対象として、不規則波入力時の関本・高橋<sup>4)</sup>の水平流速補正法を改良するとともに、計算結果におよぼす乱流モデルの効果について考察することを目的とした。

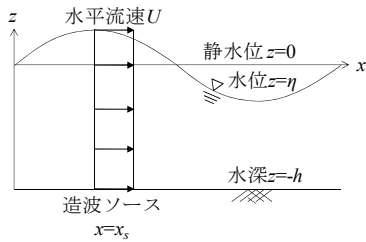


図-1 造波ソース位置に与える水平流速の鉛直分布<sup>4)</sup>

## 2. 不規則波入力法の改良

### (1) 質量輸送量の補正法の改良

図-1 に関本・高橋<sup>4)</sup>による造波ソース位置に与える水平流速の鉛直分布を示す。水平流速を鉛直方向に一様に与えることによって、波の非線形性に起因して発生する自由波を理論的に評価することが可能となる。関本・高橋<sup>4)</sup>は、造波ソース位置において線形長波理論および速度ポテンシャル理論によるピストン型造波機の造波特性関数を適用し、質量輸送量の時間変動が非常に小さいと仮定して計算時間内一定の補正量を与えることで、水平流速変動を式(1a)～式(1c)のように評価した。

$$U(t) = g \sum_{n=1}^{\infty} F_n \frac{k_n a_n}{\sigma_n} \cos(k_n x_s - \sigma_n t + \varepsilon_n) - U_0(t) \quad (1a)$$

$$F_n = \frac{2k_n h + \sinh 2k_n h}{4 \sinh^2 k_n h} \sigma_n \quad (1b)$$

$$U_0(t) = \frac{1}{T_N h} \int_0^{T_N} U(t)(h + \eta) dt \quad (1c)$$

ここで、 $t$ : 時間、 $x$ : 水平方向座標、 $x_s$ : 造波ソース位置、 $g$ : 重力加速度、 $h$ : 造波ソース位置における水深、 $\eta$ : 水位、 $U$ : 水平流速、 $U_0$ : 質量輸送量の補正量、 $F_n$ : 造波効率を表す流速振幅の補正係数、 $a_n$ ,  $k_n$ ,  $\sigma_n$ ,  $\varepsilon_n$ : 成分波の振幅、波数、周波数、初期位相、 $T_N$ : 造波時間である。

本研究においては、質量輸送量が水位変動に応じて時間変動することを考慮した補正法への改良を試みる。榊山・米山<sup>8)</sup>は補正量の算出に有義波周期による移動平均を施しているが、ここでは関本・高橋<sup>4)</sup>の方法により補正前の水平流速変動を求め、水位および質量輸送量にローパスフィルターを適用する。

$$\int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} \xi(\tau) \int_{-h}^{\eta(t+\tau)} \{U(t+\tau) - U_0(t+\tau)\} dz d\tau = 0 \quad (2)$$

ここで、 $z$ : 鉛直方向座標、 $\xi(\tau)$ : 荷重平均の重み関数、 $\Delta T = 1/\Delta f$ 、 $\Delta f$ : カットオフ周波数である。カットオフ周波数には不規則波信号作成時の有効周波数範囲の下限値を採用する。ここで、

$$\int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} U_0(t+\tau) d\tau \approx U_0(t) \quad (3)$$

と仮定すると、質量輸送補正量の時間変動は式(4)で表される。

$$U_0(t) = \frac{\int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} \xi(\tau) U(t+\tau) \{\eta(t+\tau) + h\} d\tau}{\int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} \xi(\tau) \eta(t+\tau) d\tau + h} \quad (4)$$

### (2) 比較計算

本手法と藤原<sup>2)</sup>および関本・高橋<sup>4)</sup>との比較計算を一樣水深断面において行った。図-2 に計算断面を示す。以下では、有義波高を  $H_{1/3}$ 、有義波周期を  $T_{1/3}$ 、それに対する波長を  $L_{1/3}$  と表記する。計算条件は関本・高橋<sup>4)</sup>に倣い、①:  $h=12.0\text{m}$ ,  $H_{1/3}=4.0\text{m}$ ,  $T_{1/3}=10.0\text{s}$ , ②:  $h=10.0\text{m}$ ,  $H_{1/3}=3.0\text{m}$ ,  $T_{1/3}=6.0\text{s}$  とした。

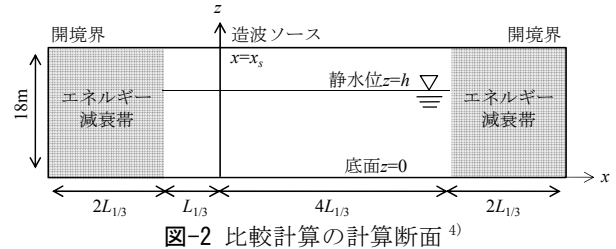
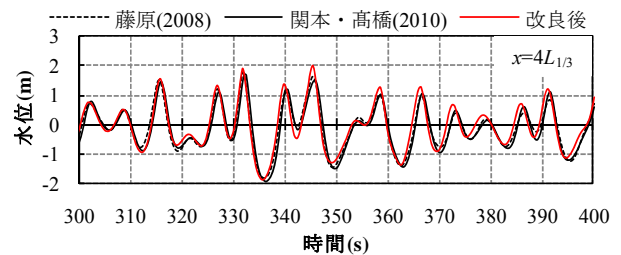
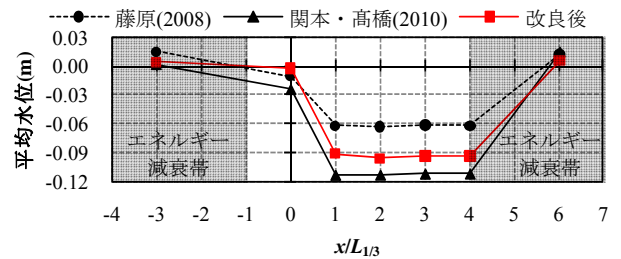


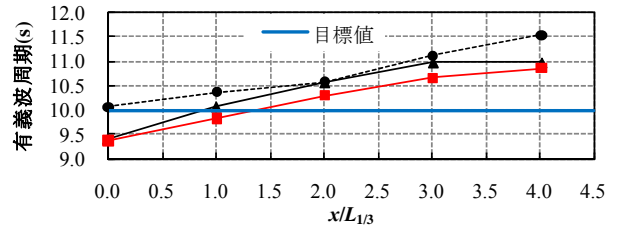
図-2 比較計算の計算断面<sup>4)</sup>



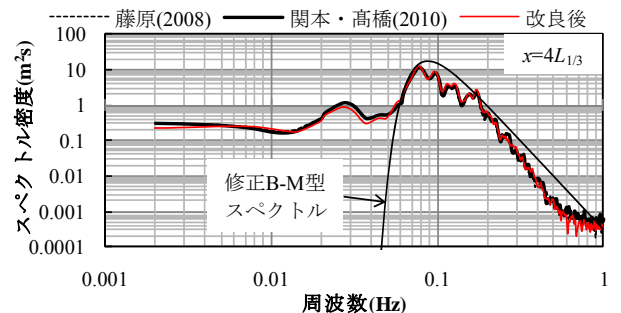
(a)  $x=4L_{1/3}$ における水位変動時系列



(b) 平均水位の空間分布



(c) 有義波周期の空間分布



(d)  $x=4L_{1/3}$ における周波数スペクトル

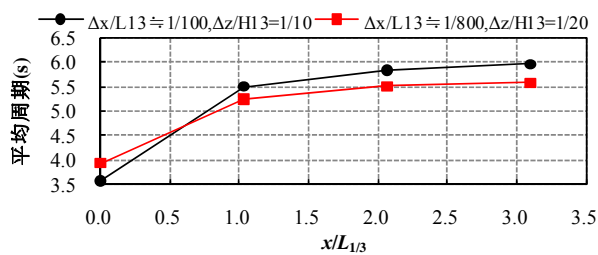
図-3 不規則波入力法改良前後の計算結果の比較 (ケース①:  $h=12.0\text{m}$ ,  $H_{1/3}=4.0\text{m}$ ,  $T_{1/3}=10.0\text{s}$ )

図-3 にケース①における不規則波入力法改良前後の計算結果の比較を示す。水位変動が改良前からわずかにずれ、平均水位の空間分布が全体的に 0m に近づき改善した。藤原<sup>2)</sup>の方法で求めた平均水位の方が 0m に近いのは前章で述べたような複雑な制御方法の結果であり、理論的評価が容易な本手法においても藤原<sup>2)</sup>の方法と同等の結果が得られたことは実務上有意である。また、造波ソース位置においては減衰定常波が発生するため代表波諸元が目標値から離れるが、造波ソースから 1 波長程度伝播すると目標値に近づいた。さらに、質量輸送補正量の時間変動を考慮しているため、藤原ほか<sup>9)</sup>が示したような波の伝播に伴い有義波周期が長くなる傾向が抑えられ、波の非線形性に起因する副次的な長周期波の発生もやや改善した。しかし、高周波数成分側のエネルギー減衰に顕著な改善は見られなかった。

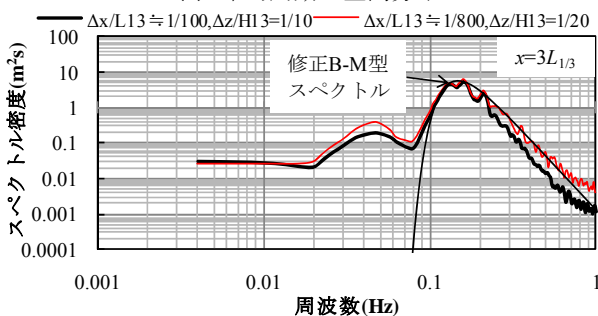
### (3) 格子間隔が高周波数成分側の減衰に与える影響

藤原ほか<sup>9)</sup>は格子間隔の設定が図-3(d)のような高周波数成分側のエネルギー減衰に与える影響について調べ、水平方向の格子間隔を小さくすることである程度小さくなることを示したが、計算時間が掛かるため目標スペクトルと一致させるまで格子間隔を小さくした検討は行っていない。そこで、藤原ほか<sup>9)</sup>よりもさらに水平方向の格子間隔を小さくした計算を行い、高周波数成分側が目標スペクトルに近づくかを確認した。計算条件はケース②とし、格子間隔は藤原ほか<sup>9)</sup>と同様の  $\Delta x=0.5\text{m}$ ,  $\Delta z=0.3\text{m}$  ( $\Delta x/L_{1/3} \doteq 1/100$ ,  $\Delta z/H_{1/3}=1/10$ ) と、 $\Delta x=0.0625\text{m}$ ,  $\Delta z=0.15\text{m}$  ( $\Delta x/L_{1/3} \doteq 1/800$ ,  $\Delta z/H_{1/3}=1/20$ ) の 2 種類とした。不規則波入力法には本研究で提案した手法を採用した。

図-4 に格子間隔の違いによる計算結果の比較を示す。なお、(a) 周期については高周波数成分側の計算結果の違いを明瞭にするため平均周期にて示した。



(a) 平均周期の空間分布



(b)  $x=3L_{1/3}$ における周波数スペクトル

図-4 格子間隔の違いによる計算結果の比較  
(ケース②:  $h=10.0\text{m}$ ,  $H_{1/3}=3.0\text{m}$ ,  $T_{1/3}=6.0\text{s}$ )

高周波数成分側のエネルギー減衰が小さくなり目標スペクトルに一致するとともに、波の伝播に伴い周期が長くなる傾向がさらに抑えられた。高周波数成分側のエネルギー減衰には数値拡散も影響するが、水平方向の格子間隔を小さくするほど高周波数側の成分波が再現されるようになるため、藤原ほか<sup>9)</sup>が指摘しているように計算時間と高周波数成分側の重要度を勘案しながら格子間隔を設定する必要がある。

## 3. 乱流モデルの適用

### (1) 乱流モデル

CADMAS-SURFでは、乱流モデルに実用性が高く様々な分野で用いられている高 $Re$ 型 $k$ - $\varepsilon$ 2方程式モデル<sup>10)</sup>が採用されている。流速の変動量( $u'$ ,  $w'$ )を用いて乱流エネルギー $k$  と乱流エネルギー散逸 $\varepsilon$ を、

$$k = \frac{1}{2}(u'^2 + w'^2) \quad (5a)$$

$$\varepsilon = \nu \left\{ 2 \left( \frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (5b)$$

と定義し、移流拡散方程式を解いて求める。ここで、 $\nu$ : 分子動粘性係数である。計算された乱流の効果は、運動方程式の粘性項の実効動粘性係数 $\nu_e$ を、

$$\nu_e = \nu + \nu_t \quad (6)$$

と、また、圧力項の圧力 $p$ を、

$$p' = p + \frac{2}{3}\rho k \quad (7)$$

と、取り扱うことによって流速および圧力に反映される。ここで、 $\nu_t$ : 渦動粘性係数、 $\rho$ : 密度である。

乱流モデルを適用する場合には、底面や構造物の表面の粗度の与え方が計算結果を左右する。ここでは対数則境界を利用し、流速に関する境界条件は、

$$u_n = 0 \quad (8a)$$

$$\frac{u_t}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \log \left( \frac{u^* y}{\nu} \right) + A \quad (8b)$$

であり、 $u^*$ : 摩擦速度、 $\kappa$ : カルマン定数(=0.4)、 $A=5.5$ 、 $y$ : 壁面からの距離である。添え字の $n$ は法線方向を、 $t$ は接線方向を表す。壁面上の圧力の境界条件はポテンシャル関数 $\phi$ の境界条件として表す。

$$\frac{\partial \phi_b}{\partial n} = 0 \quad (9)$$

また、乱流量に関する壁面境界条件は、

$$k_c = \frac{(u^*)^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (10a)$$

$$\varepsilon_c = \frac{(u^*)^3}{\kappa y} \quad (10b)$$

であり、自由表面境界条件は、

$$\frac{\partial k_s}{\partial n} = 0 \quad (11a)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial n} = 0 \quad (11b)$$

である．ここで， $C_\mu=0.09$ であり，添え字の $c$ は壁面に接するセルの値を， $s$ は表面セルの値を表す．

## (2) 碎波・遡上計算への適用

乱流モデルを使用すべきケースとして，碎波後の乱れを伴う計算やスリット構造物を対象とした計算などが挙げられる．そこで，まずは乱流モデルを使用して碎波・遡上の計算を行い，差分スキームおよび格子間隔の影響を確認する．CADMAS-SURFにおいては，Navier-Stokes方程式の対流項，および，乱流量の移流拡散方程式の移流項の離散化にはDONORスキーム（1次精度風上差分と2次精度中心差分のハイブリッド形式）が採用されている．この重み係数がDONORパラメータであり，0にすると2次精度中心差分，1にすると1次精度風上差分となる．以下では，Navier-Stokes方程式に用いるものを流速用，移流拡散方程式に用いるものを $k-\varepsilon$ 用と表す．

表-1に計算条件を，図-5に計算断面を示す．これらは岡安ほか<sup>11)</sup>の実験を参考にしたものである．入射波は規則波とし，流速用DONORパラメータを0.2で一定としながら $k-\varepsilon$ 用DONORパラメータを0.0～1.0まで変化させ，格子間隔を $\Delta x=0.010\text{m}$ ～ $0.050\text{m}$ ， $\Delta z=0.010\text{m}$ ～ $0.020\text{m}$ と変化させた．

図-6に碎波・遡上計算の計算波形を，図-7に遡上波の水位変動時系列を示す．図-6中には乱流エネルギー $k$ のコンターを示したが，乱流エネルギー散逸 $\varepsilon$ についてもほぼ同様の分布傾向が認められた．碎波・遡上計算に乱流モデルを適用することにより碎波点と遡上高が岸側へ大きく移動し，その変化量は $k-\varepsilon$ 用DONORパラメータが小さいほど，すなわち，1次風上差分の割合が2次中心差分の割合よりも小さいほど大きくなった．また，格子間隔が計算結果に与える影響は $k-\varepsilon$ 用DONORパラメータほど大きくはなく，遡上高が岸側へ若干移動するものの碎波点や計算波形はほとんど変化しなかった．乱流エネルギー $k$ や乱流エネルギー散逸 $\varepsilon$ は $k-\varepsilon$ 用DONORパラメータが小さいほど，また格子間隔が小さいほど大

表-1 碎波・遡上計算の計算条件

| 入射波                 |                             | 規則波                 |
|---------------------|-----------------------------|---------------------|
| 水深(m), 波高(m), 周期(s) |                             | 0.3, 0.117, 1.6     |
| 差分スキーム              | DONOR(流速用)                  | 0.2(一定)             |
|                     | DONOR( $k-\varepsilon$ 用)   | 0.0, 0.2, 0.5, 1.0  |
| 格子間隔                | $\Delta x(\text{m})$        | 0.010, 0.025, 0.050 |
|                     | $\Delta z(\text{m})$        | 0.010, 0.020        |
| 境界条件                | 流速, 圧力, $k$ , $\varepsilon$ | 対数則                 |
|                     | VOF関数 $F$                   | FREE                |
| 表面セルの流速             |                             | 補外により求める            |

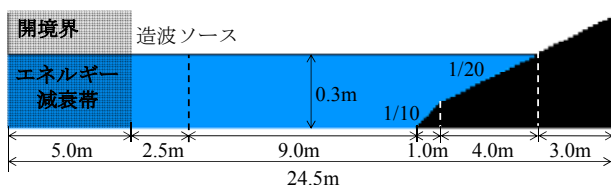
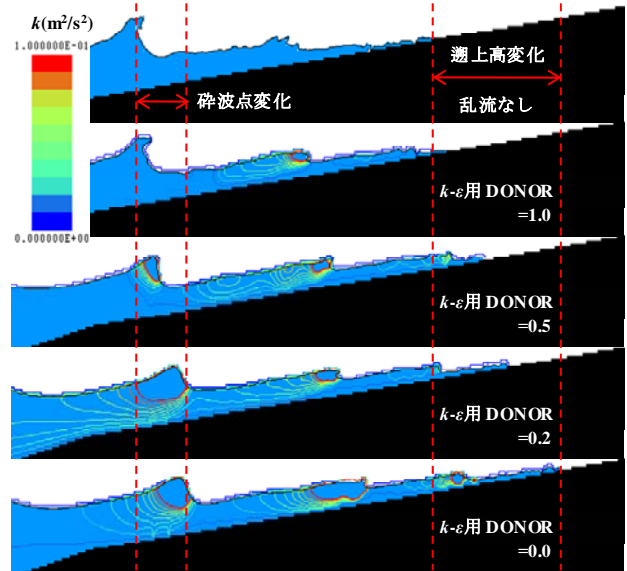
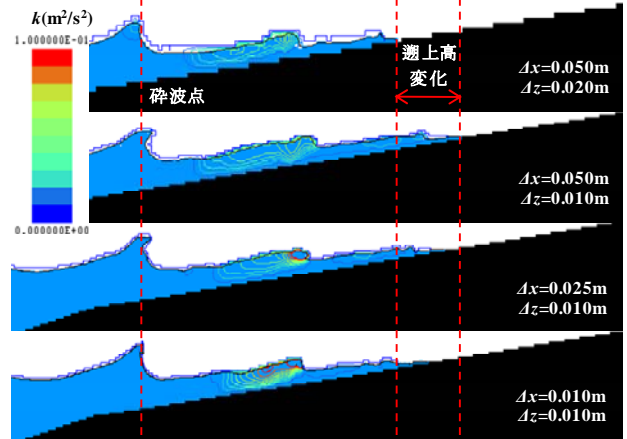


図-5 碎波・遡上計算の計算断面

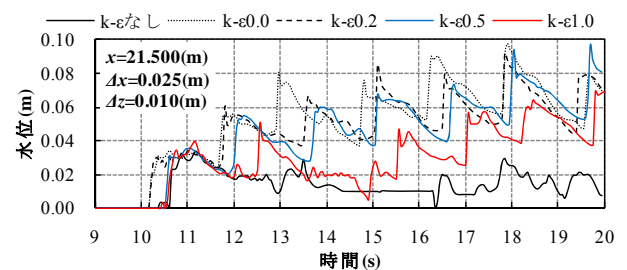


(a)  $k-\varepsilon$ 用DONORパラメータによる比較  
( $\Delta x=0.025\text{m}$ ,  $\Delta z=0.010\text{m}$ ,  $t=15.8\text{s}$ )

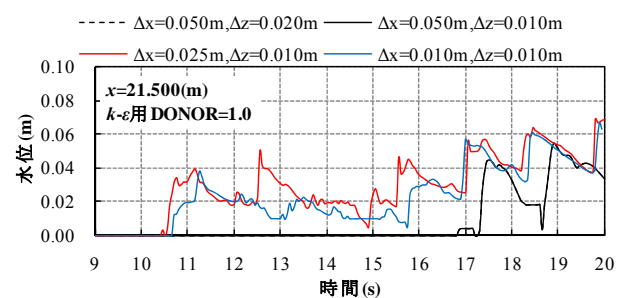


(b) 格子間隔による比較  
( $k-\varepsilon$ 用DONORパラメータ=1.0,  $t=15.8\text{s}$ )

図-6 碎波・遡上計算の計算波形



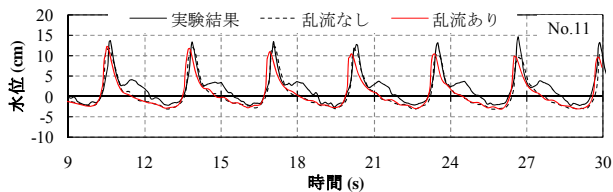
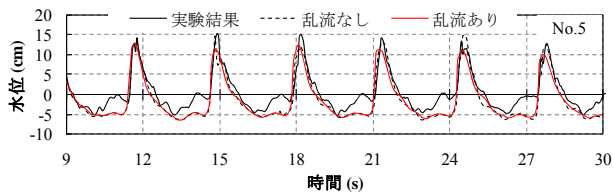
(a)  $k-\varepsilon$ 用DONORパラメータによる比較



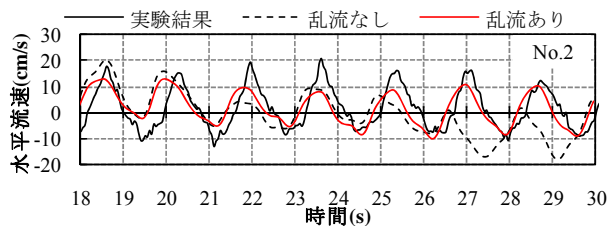
(b) 格子間隔による比較

図-7 遡上波の水位変動時系列





(a) 水位 ( $H=32.0\text{cm}$ ,  $T=3.2\text{s}$ ,  $h=36.4\text{cm}$ ,  $i=1/50$ )



(b) 水平流速 ( $H=7.14\text{cm}$ ,  $T=1.69\text{s}$ ,  $h=21.9\text{cm}$ ,  $i=1/70$ )

図-11 計算結果と実験結果との比較

表-2 透過率の計算結果と実験結果との比較

| 透過率           | 乱流なし | 乱流あり | 実験値  |
|---------------|------|------|------|
| 常時波浪          | 0.68 | 0.65 | 0.56 |
| 高波浪(H.H.W.L.) | 0.85 | 0.81 | 0.80 |
| 高波浪( H.W.L.)  | 0.86 | 0.72 | 0.79 |

のエネルギー減衰が評価されて透過率がわずかに低下した。以上より、スリット構造物へ乱流モデルを適用することの有効性が示されたと言える。

#### 4. おわりに

本研究では、数値波動水路CADMAS-SURFを対象に将来の多方向造波方法の導入とさらなる計算精度の向上を睨みながら、不規則波入力法の改良と乱流モデルの適用の2点について検討を行った。

1. 関本・高橋<sup>1)</sup>の不規則波入力法に質量輸送の時間変動を考慮し、計算結果の改善を確認した。
2. CADMAS-SURFは波動運動の空間スケールにおいては乱流モデルなしでも十分な再現性が確認されている<sup>1)</sup>が、より現象スケールの小さい碎波後の乱れを伴う計算やスリット構造物を対象とした計算などの適切な場面では乱流モデルの適用が薦められることが分かった。

謝辞：本研究は「数値波動水槽の耐波設計への適用に関する研究会（事務局：財団法人沿岸技術研究センター）」の協力を得ました。ここに記して関係各

位に謝意を表します。

#### 参考文献

- 1) 財団法人沿岸開発技術研究センター：CADMAS-SURF 数値波動水路の研究・開発—数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会報告書—, 沿岸開発技術ライブラリー, No. 12, p. 296, 2001.
- 2) 藤原隆一：線形理論を用いた不規則波信号作成における流速の補正方法, 海洋開発論文集, 第 24 巻, pp. 873-878, 2008.
- 3) Wheeler, J. D.: Method for calculating forces produced by irregular waves, *Journal of Petroleum Technology*, pp.359-367, 1970.
- 4) 関本恒浩, 高橋研也：数値波動水路における簡便な不規則波入力法の提案, 海洋開発論文集, 第 26 巻, pp. 327-332, 2010.
- 5) 谷本勝利, 趙 群, 中村廣昭：LES-VOF 法によるリーフ上での数値波動解析, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 151-155, 1998.
- 6) 水谷夏樹, 安田孝志, 小笠原敏記：孤立波の碎波過程への  $k-\epsilon$  モデルの適用と乱流構造に関する研究, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 156-160, 1999.
- 7) 折橋恒春, 加島寛章, 森 信人, 角野昇八：波動場における水平スリット周辺の流況の可視化と数値波動水路の適用性, 海岸工学論文集, 第 52 巻, pp. 706-710, 2005.
- 8) 榊山 勉, 米山 望：数値波動水槽による多方向不規則波の 3 次元計算の検証と課題, 海洋開発論文集, 第 23 巻, pp. 183-188, 2007.
- 9) 藤原隆一, 藤間功司, 成毛辰徳, 稲垣 聡, 安井章雄, 和田匡央：CADMAS-SURF で発生させた不規則波の伝播特性, 海洋開発論文集, 第 24 巻, pp. 885-890, 2008.
- 10) 数値流体力学編集委員会編：乱流解析, 数値流体力学シリーズ 3, 東京大学出版会, p. 314, 1995.
- 11) 岡安章夫, 敦賀 仁, 松川 祐, Nimal Wijayaratna, 片山裕之：画像解析による斜降渦の特性とその発生分布について, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 141-145, 2000.
- 12) 桜庭雅明, 榊山 勉, 有川太郎, 井上温人, 中平順一, 和田匡央：波の遡上に対する CADMAS-SURF の適用性の検証, 海洋開発論文集, 第 24 巻, pp. 867-872, 2008.
- 13) 中村 充, 大西亮一, 佐々木泰雄：複合斜面における波の打ち上げについて, 農業土木試験場報告, 第 11 号, pp. 1-10, 1973.
- 14) 小竹康夫, 松村章子, 藤原隆一, 高橋重雄, 磯部雅彦：直立消波ケーソン堤の反射率算定に対する VOF 法の適用性, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 1016-1020, 2001.
- 15) 高橋研也, 安野浩一朗, 西畑 剛, 関本恒浩：3 次元数値波動水槽を用いた波力低減型海域制御構造物に関する数値実験, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. B2-65, No. 1, pp. 756-760, 2009.