

2次元・3次元ハイブリッドモデルを用いた 津波の数値解析

正村憲史¹・藤間功司²・後藤智明³・飯田邦彦⁴・重村利幸⁵

¹正会員 修(工) 防衛大学校助手 建設環境工学科 (〒239-8686 横須賀市走水1-10-20)

²正会員 工博 防衛大学校助教授 建設環境工学科

³正会員 工博 東海大学教授 工学部土木工学科

⁴正会員 工修 東海大学助教授 工学部土木工学科

⁵正会員 Dr.Eng. 防衛大学校教授 建設環境工学科

広い海域では従来と同じ平面2次元モデルを使用し、構造物周辺など3次元性が無視できない領域では非静水圧3次元モデルを使用する。2次元・3次元ハイブリッドモデルを用いた津波数値解析法を開発した。全領域を非静水圧3次元モデルで計算した結果と本ハイブリッドモデルの結果を比較し、領域接続手法の妥当性を検討した。また、津波防波堤周辺の波の挙動に関する水理模型実験を実施し、その実験結果と本手法による津波数値計算結果とを比較することにより、本計算手法の有効性を検証した。本ハイブリッドモデルを用いることにより、防波堤開口部周辺で発生するような3次元性の強い複雑な流況を計算でき、また全領域での3次元計算に比べて大幅に計算量への負荷を軽減できる。

Key Words : tsunami numerical simulation, 2D/3D hybrid numerical model, tsunami breakwater

1. はじめに

現在の津波数値計算では、海域をいくつかの領域に分割し、深海域で線形長波理論、浅海域で非線形長波理論を用いた手法^{1),2)}が広く使用されている。この計算方法は、広い海域を対象とした計算にも適用することが可能であり、最大遡上高に関して実用上ほぼ十分な精度で痕跡高を再現できる。また、岩瀬ら³⁾は、より高精度な方程式である非線形分散波理論を用いた計算手法を開発している。岩瀬らの手法により、構造物周辺や地形の急変部を除けば、かなり精密な波形や遡上高を得ることができると期待できる。

しかし、これらの方法は、圧力分布が静水圧に近く、水平流速が鉛直方向にほぼ一様であるとの仮定のもとで誘導された支配方程式を用いている。したがって、構造物周辺など、その近似が成立しない場所への適用性に問題がある。しかし、津波防波堤開口部の潜堤の安定性や船体にかかる流体力、あるいは漂流物が構造物に衝突する際の流体力などを評価する場合、構造物周辺の流速を精度よく再現しなければならない。

そこで、著者らは圧力の静水圧分布を仮定せずに運動方程式をそのまま用いる津波の3次元数値計算手法を開発した⁴⁾。この計算手法では微分の階数を増やさず、強非線形性・強分散性を考慮できる。しかし、3次元解析法は、計算領域を平面の2次元だけでなく鉛直方向にも直方体格子に区切り、その格子ごとに支配方

程式が満たされるよう繰り返し計算を行うため、計算時間及び計算容量が平面計算と比較して莫大なものとなる。これが非静水圧3次元モデルを実用化する上での問題点であった。

ここでは、この問題を解消するため、3次元計算は構造物周辺など3次元性が問題になる領域だけに限定し、その外側の部分は静水圧近似を用いた平面計算を行う、実用的な3次元と2次元の混合計算法（ハイブリッドモデル）を開発する。すなわち、従来の計算法における浅海域での計算領域の中で、構造物周辺の領域だけを3次元領域とし、この領域で、精度のよい、多くの情報を得ようという考え方である。

また、従来の非静水圧3次元モデル⁴⁾では、計算領域内に水がまったく入り込めない格子を配置することによって防波堤などの海岸構造物や地底形状を表していた。すなわち、斜面を階段状に近似していたことになる。もちろん、この方法でも格子間隔を小さくすることにより、地形近似誤差を少なくすることは可能であるが、計算時間や計算容量が増える。そこで、本モデルでは柳山・香山⁵⁾、磯部ら⁶⁾が使用したポーラスメディア法を使用して計算格子内での斜面勾配を考慮する。これにより、計算格子が大きくても複雑な境界を実形状に近い形で計算に取り込むことが可能となり、より高精度な計算結果を得ることができる。

ハイブリッドモデルを構築するためには、計算され

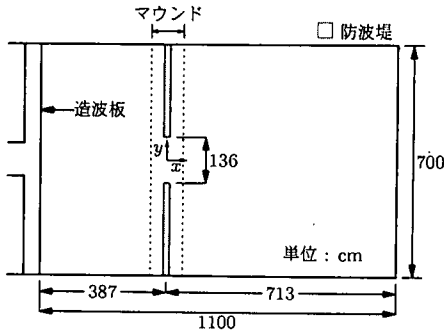


図-1 実験水槽

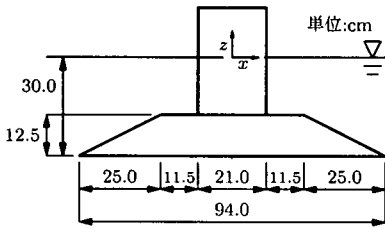


図-2 防波堤模型断面

る物理量が異なる2次元領域と3次元領域で、相互に情報を伝達する境界接続法を開発する必要がある。この境界接続法の妥当性を検証するために、3次元領域の広さを変化させた数ケースのハイブリッドモデルによる計算結果と全領域で非静水圧3次元モデルを使用した計算結果を比較する。

また、本計算法の適用性を検討するため、防波堤周辺における津波の挙動に関する水理模型実験を実施し、水理実験の結果と本計算手法による結果、および従来よく使用されている解析法である非線形長波理論を用いた解析結果とを比較検討する。

2. 水理模型実験

まず、ハイブリッドモデルの適用性を検討するために行われた水理実験の概要について説明する。水理模型実験は、図-1に示す防衛大学の7m×11mの平面水槽を用いて行った。水槽の左端にはピストン型の造波装置が設置してある。水槽の造波板境界以外の3方は直立壁である。

水槽には中央に開口部を持つ津波防波堤の模型を設置した。模型断面を図-2に示す。この防波堤模型は、幅94cm、高さ12.5cmの台形のマウンド上に幅21cmの箱形ケーソンを設置したもので、高知県須崎港の津波防波堤の断面形状を参考として縮尺約1/200でモデル

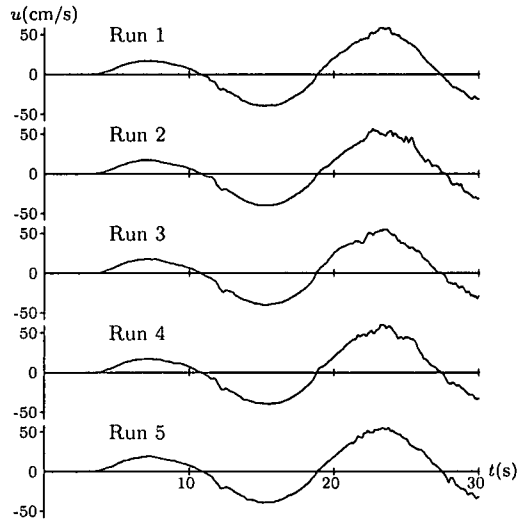


図-3 5回の実験データの例 ($x = -20\text{cm}$, $y = 0\text{cm}$, $z = -15\text{cm}$ の x 方向流速)

化したものである。

実験および計算にあたり、防波堤開口部中央での静水面をデカルト座標系の原点とし、 x 軸は波の進行方向に、 z 軸は鉛直上向きにとる。また、 x 軸の負の方向(防波堤より造波板側)を沖側、正の方向を港側と呼ぶ。静水深は30cmである。入射波は波高約2cm、周期15sの正弦波である。模型縮尺1/200とし、フルードの相似則を使うと、これらの値は現地周期が3分30秒、現地波高が4.0mに相当する。

実験では静穏な状態から造波し始め、造波開始より入射波の2周期分である30秒間を測定時間間隔0.05秒で計測を行った。防波堤開口部周辺における水位を容量式波高計、また流速を電磁流速計にて測定している。水位の計測範囲は、 x 方向に原点より $\pm 0.8\text{m}$ 、 y 方向は原点から防波堤端部までの範囲で、5cm間隔の格子点上で測定した。また、 $y = 0, -20, -40, -65\text{cm}$ の $x-z$ 断面において、 x 方向に原点より $\pm 0.8\text{m}$ 、鉛直方向に静水面下2.5cmから底面までの範囲で5cmの格子点上において流速(u, w)を計測した。流速・水位を計測すると同時に造波板位置を記録することにより、各データの時間を同期した。

また、流速・水位ともに同一点において、それぞれ5回から20回の計測を行った。図-3に5回の観測により得られたデータの例を示す。図では、乱流成分以外はほぼ良好な再現性が得られている。しかし、実験開始時に完全に静穏になっていなかった場合などは、大きく異なる結果が得られることがある。そこで、データから再現性を調べ、大きく異なる結果があった場合

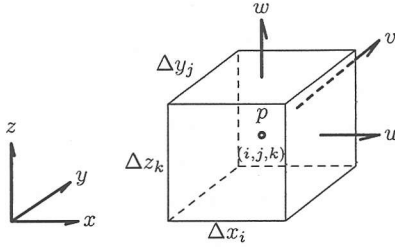


図-4 変数の定義

には測定をやり直した。実験データは0.5秒間で移動平均し、さらに同一点での計測の平均値をとり、実験値とした。

3. 計算方法

(1) 3次元領域

a) 支配方程式

本計算方法では計算領域を直方体の格子に細かく分割し、それぞれの格子において、図-4に示す通り流速(u, v, w)を格子の境界面に、圧力 p を格子の中央に定義する。

地形を表す方法として、榊山・香山⁵⁾、磯部ら⁶⁾が用いたポーラスメディア法を使用する。本来、ポーラスメディア法では透水層とセル内の斜面勾配を計算に取り入れることが可能である。ここでは、透水層は考えないが、セルの中での斜面勾配を考慮する。すなわち、3次元計算領域では以下の支配方程式を使用する。

$$\gamma_v \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_j u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p \delta_{ij}}{\partial x_j} + g_i + \frac{\partial \gamma_j \nu_t e_{ij}}{\partial x_j} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \gamma_i u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

ただし、 x_i は座標 x, y, z を、 u_i は各方向流速 u, v, w を表す。 ρ は密度、 p は圧力、 g_i は重力加速度の各方向成分、 ν_t は渦動粘性係数、 e_{ij} は変形速度 $e_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$ である。 γ_i, γ_v は海底地形や構造物の形状を表現するために導入する透過率・空隙率である。 γ_i は、セルの四辺における不透過部分の位置から各直方体セルの壁面において流体が通過できる面積の割合(透過率)を計算して与える。例えば、 γ_x は、図-5のように

$$\gamma_x = \frac{\text{流体が通過できる面積}}{\Delta y \times \Delta z} \quad (3)$$

とする。 γ_v は、各セルにおいて流体が入り込める体積の割合(空隙率)を与える。すなわち、

$$\gamma_v = \frac{\text{流体が入り込める体積}}{\Delta x \times \Delta y \times \Delta z} \quad (4)$$

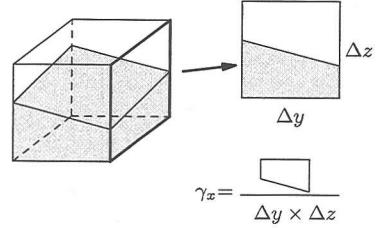


図-5 階段近似の概要

である。 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は各方向の格子間隔である。セル中に斜面境界が存在しているとする、セルの各壁面にかかる単位面積あたりの圧力は $p\gamma_i$ である。したがって、例えば x 方向の圧力勾配は $-\frac{\partial}{\partial x}(p\gamma_x)$ になる。セル中も斜面からの反力が $p\frac{\partial \gamma_x}{\partial x}$ とおけるから、その合計を p で割ると式(1)の右辺第1項で近似できる。すなわち、ポーラスメディア法により斜面勾配の効果を取り入れることができる。

乱流モデルとしては様々なモデルが提案されており、工学的手法として $k-\epsilon$ モデルがよく使われる。しかし、津波の数値計算において $k-\epsilon$ モデルの乱流計算に必要な細かな計算格子を使うことは事実上不可能であり、ゼロ方程式モデルを使わざるを得ない。一方、格子平均モデル(LES)は本来 $k-\epsilon$ モデルよりさらに細かな格子を使うべき乱流モデルであるが、LESで用いられるSGS渦動粘性モデルを大格子の計算に適用しても、かなり妥当な計算結果が得られると報告されている⁷⁾。そこで、ここでは便宜的にSGS渦動粘性モデルを適用し、渦動粘性係数を次式で表す。

$$\nu_t = (c\Delta)^2 \sqrt{e_{ij}e_{ij}} \quad (5)$$

$$\Delta = (\Delta x \times \Delta y \times \Delta z)^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

ここで c は定数であり、およそ0.2程度と言われている。本計算においても、 $c=0.2$ を用いる。ただし、大きな格子でSGSモデルを使えるという物理的根拠は無いから、本計算はLESではなく、計算格子の大きさに影響された単なるゼロ方程式モデルと解釈すべきである。

b) アルゴリズム

流速を定義する時間と圧力、水表面位置を定義する時間には $\Delta t/2$ のずれがあるものとする。また、 $(n-\frac{1}{2})$ ステップにおける流速、そして $(n-1)$ ステップにおける圧力と水表面形状が全計算領域において決定されているとする。次ステップにおける値は以下の手順により計算する。

- (a) n ステップにおける水表面形を計算する。
- (b) 初期条件あるいは $(n-\frac{1}{2})$ ステップの流速と $(n-1)$ ステップの圧力を使用し運動方程式を解き $(n+\frac{1}{2})$ ステップにおける流速の近似値 v^* とする。

- (c) 手順(b)で計算した流速 v^* を第1次近似値とし、連続の式を満たすよう繰り返し計算により圧力を修正する。また、圧力の補正值に応じて、流速値も修正する。
- (d) 移流項を計算する際の流速値に n ステップでの値 $v^n = (v^* + v^{n-\frac{1}{2}})/2$ を使い、手順(b), (c)を繰り返す。
- (e) 最終的に運動方程式と連続の式が完全に満たされたら、新しい流速を $(n + \frac{1}{2})$ ステップでの値、圧力を n ステップの値とする。

手順(a)において、水表面位置の計算には、式(2)を水表面から底面まで積分した以下の式を使用する。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} \gamma_x u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} \gamma_y v dz = 0 \quad (7)$$

ただし、 η は水位変動、 h は静水深を表す。

手順(b), (d)において、運動方程式によって流速を求める際、圧力項は2次精度の中央差分により近似する。移流項の近似では安定した計算を行うため2次精度の風上差分を用いる。ただし、境界および障害物に隣接し、2次精度の差分に必要な流速を得られない場合は1次精度とする。

手順(c)において、すべてのセルで $\partial \gamma_i u_i / \partial x_i$ をゼロにするために p を次式により修正する。

$$\Delta p_{i,j,k} = \frac{-1}{\frac{\partial D_{i,j,k}}{\partial p_{i,j,k}}} D_{i,j,k}, D = \frac{\partial \gamma_i u_i}{\partial x_i} \quad (8)$$

この修正量を $p_{i,j,k}$ に加えて修正することにより連続の式が成立する。ただし、隣接する格子の圧力を修正することにより、再び連続の式を満たさなくなる。そのために繰り返し計算が必要となる。

また、時間発展に関しても差分を2次精度とするため、Crank Nicholson法を用いる。すなわち、手順(d)において繰り返し計算による圧力修正後、運動方程式の再計算する際に、 $v^n = (v^* + v^{n-\frac{1}{2}})/2$ として移流項を n ステップの流速値により計算している。流速と圧力が連動して変更され、最終的に $n + \frac{1}{2}$ ステップでの流速値は、

$$\begin{aligned} u_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} &= u_{i,j,k}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\rho} \frac{P_{i+1,j,k}^n - P_{i,j,k}^n}{\Delta x_{i+\frac{1}{2}}} \\ &+ \frac{\Delta t}{\gamma} \left[- \left(\frac{\partial \gamma_x u u}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y u v}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z u w}{\partial z} \right)^n \right. \\ &\left. + \left(\frac{\partial \gamma_x v u e_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y v u e_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z v u e_{xz}}{\partial z} \right)^n \right] \quad (9) \end{aligned}$$

を満たす。 $v_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}}$, $w_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}}$ も同様に求められる。

(2) 2次元領域

2次元計算領域では以下の非線形長波理論を用いる。

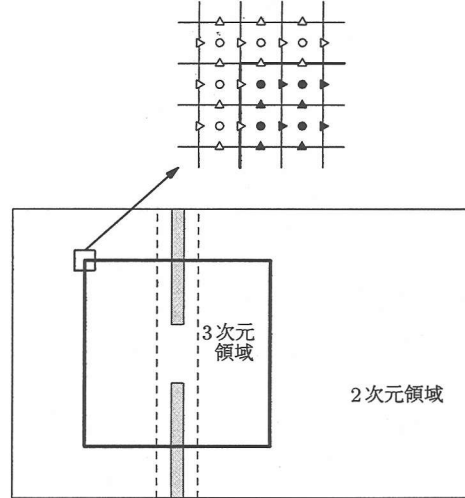


図-6 2次元計算領域と3次元計算領域の配置

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\beta_{xx} \frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\beta_{xy} \frac{MN}{D} \right) \\ + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{f}{D^2} MQ = 0 \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\beta_{xy} \frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\beta_{yy} \frac{N^2}{D} \right) \\ + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{f}{D^2} NQ = 0 \quad (12) \end{aligned}$$

ここで、 D は $D = h + \eta$ で表される全水深、 f は運動量損失係数、 M, N は x, y 方向の流量フラックス、 $Q = \sqrt{M^2 + N^2}$ 、 β は運動量補正係数 ((3)接続条件を参照)である。

運動量損失係数としては、通常、海底摩擦による損失を考える。マンシング則を使うと、

$$f = f_B = \frac{gn^2}{D^{1/3}} \quad (13)$$

である。ただし n はマンシングの粗度係数で、本計算においては $n = 0.015 \text{m}^{-1/3} \text{s}$ (コンクリート)とする。

防波堤開口部を非線形長波理論で計算する場合には、断面の急縮・急拡による運動量損失 f_D を考慮し、防波堤開口部で $f = f_B + f_D$ とするのが一般的である。後藤・佐藤¹⁾は、釜石港に関する数値計算において $f_D = 0.5$ を用いている。しかし、本計算では防波堤開口部は2次元計算領域ではないので、 f_D は不要である。

なお、マンシング則は2次元領域だけでなく3次元領域においても最下層の底面に面する格子だけに次式の

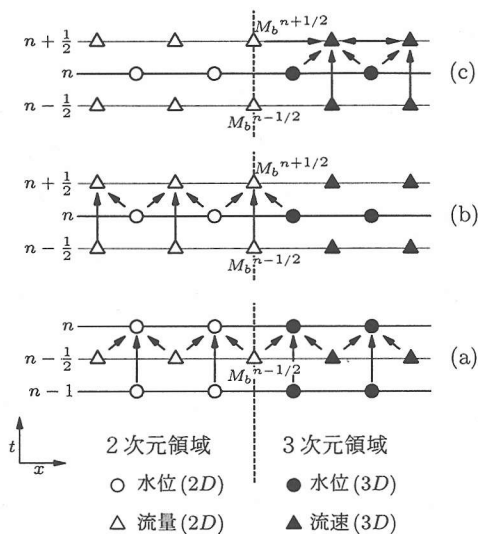


図-7 領域接続部分の計算手順

ように適用させる。

$$\frac{\partial \gamma_z \nu_t e_{xz}}{\partial z} \approx \frac{1}{\Delta z} \left([\gamma_z \nu_t e_{xz}]_t - f u \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \right) \quad (14)$$

ただし、 $[]_t$ はセル上壁面での値を示す。

(3) 接続条件

図-6 のように 2次元領域の中に 3次元領域を組み込む。2次元領域と 3次元領域の境界面上の流量は 2次元領域に属するものとする。図中の丸印は水位，三角は流量（流速）を示し，白抜きのマークは 2次元領域において計算する値，黒塗りは 3次元計算値である。なお，ここでは便宜上， y 軸に平行な境界面での接続方法について説明する。 x 軸に平行な境界面でも同様の方法を用いる。

接続部における水位・流速の共有および計算手順を以下に示す。ただし，境界面上での流量を M_b と記す。また，図-8 は，以下の手順を $t-x$ 座標のみに簡単化して模式的に表したものである。

- (a) n ステップの水位を求める（2次元，3次元とも）。その際，3次元領域の端点では $M_b^{n-1/2}$ （2次元領域に属する）を参照する。
- (b) 2次元領域において流量を求める。 $M_b^{n+1/2}$ を計算する際，3次元領域の水位・流量を参照する。
- (c) 3次元領域において流速を求める。その際， $M_b^{n+1/2}$ を境界条件として使う。

さて，上記(c)で 3次元領域での流速を計算する際には，境界における流量だけでなく，流速分布が必要である。しかし，本来，2次元計算では流速鉛直分布に

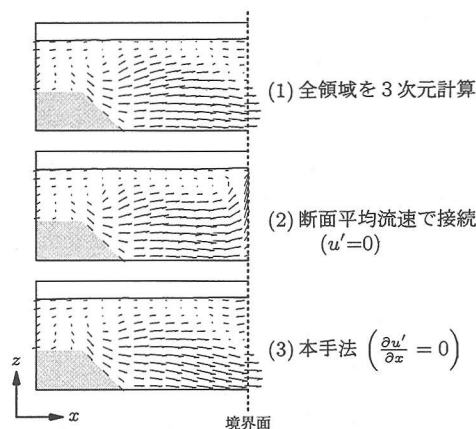


図-8 接続部における処置($x-z$ 平面の流速ベクトル図)

関する情報を与えない。したがって，2次元領域と 3次元領域の接続部で，3次元領域における水平方向流速(u, v)が断面平均流速と差が無くなるような地点，すなわち，鉛直方向に分布を持たなくなるまで 3次元領域を十分広く取り，境界条件として鉛直方向に一樣な流速分布を与えることが最も望ましい。

しかしながら，地形条件や計算機容量の制限などにより，3次元領域を十分に広くとれない場合がある。そのような場合， xy 平面に平行な軸を持つ渦（ここでは水平渦と呼ぶ）が消散する前に境界面を通過する可能性があり，境界面において鉛直方向に流速分布を持つようになる。このような場合に流速の一樣分布を境界条件として与えると，図-8(2)に示すように接続面に沿った流れが形成されてしまう。そこで，流量に関しては 2次元領域と情報を共有し，なおかつ流速の鉛直分布が境界においても保持されるように， $\frac{\partial u'}{\partial x} = 0$ なる条件を用いる。これにより u' による w の増加がゼロになり，接続面に沿った流れが形成されないようになる。ただし， $u = \bar{u} + u'$ で， \bar{u} が断面平均流速， u' が平均流速からのずれを表す。 \bar{u} は 2次元計算で得られた M_b から計算される。また， y, z 方向の運動方程式の移流項を計算するときに，3次元領域の外側での v, w も必要になる。ここでは， v に関しては u と同様の処置を行い， w に関しては $\frac{\partial w}{\partial x} = 0$ とする。この条件により，図-8(3)の通り，水平渦が接続面を通過できるようになり，全領域を 3次元で計算した場合と大差ない計算結果を得ることができるようになる。

さて，境界面で流速の鉛直分布を考慮するということは，境界面を通したトータルの運動量輸送 $\int_{-h}^{\eta} u^2 dz$ が，断面平均流速による運動量輸送 M^2/D より大きくなることを考慮するということである。このような，水

表-1 格子間隔, 計算格子数および計算時間

| モデル | Case | 格子数 $x \times y(\times z)$ | | 格子間隔 (cm) | 計算時間 (s) |
|-----------|--------|----------------------------|------------|---|----------|
| | | 2D | 3D | $\Delta x \times \Delta y(\times \Delta z)$ | |
| ハイブリッドモデル | Case a | 220×140 | 30×30×14 | 5×5×2.5 | 900 |
| | Case b | 220×140 | 50×50×14 | 5×5×2.5 | 1700 |
| | Case c | 220×140 | 90×90×14 | 5×5×2.5 | 5600 |
| | Case d | 220×140 | 130×130×14 | 5×5×2.5 | 16000 |
| 全領域2次元計算 | | 220×140 | - | 5×5 | 160 |
| 全領域3次元計算 | | - | 220×140×14 | 5×5×2.5 | 27000 |

平渦による余剰運動量輸送の影響を2次元領域においても考慮するために, 断面平均流速とのずれを示すパラメータである運動量補正係数 β を用いる. ここで, x 方向の運動方程式に現れる β_{xx}, β_{xy} は,

$$\beta_{xx} = 1 + \frac{D}{M^2} \int_{-h}^{\eta} u'^2 dz \quad (15)$$

$$\beta_{xy} = 1 + \frac{D}{MN} \int_{-h}^{\eta} u'v' dz \quad (16)$$

の形で書ける. $\beta = 1$ が鉛直方向に流速分布が一様な状態であり, $\beta > 1$ は鉛直方向に流速が分布を持つことを示す. すなわち, 1以上の β を2次元領域で与えることは, 3次元領域から水平渦の影響を引き継いでいることになる.

さて, 水平渦の影響を正しく評価するためには, 2次元領域においても正確な β を与える必要がある. しかしながら, 2次元領域で用いる非線形長波理論は, 本来鉛直方向に流速分布が一様であると仮定した方程式であり, β の分布を正確に評価することは難しい. よって3次元領域で求めた β を用いて2次元領域の β を予測する必要がある. ただし, β を急激に変化させることは数値計算上問題がある. そこで, 接続境界で得られた β を2次元領域において数メッシュかけて1になるよう線形的に β を与えることにする. 本計算例においては, 全領域を3次元モデルで計算した結果から得られた β を Case b (図-9参照) の領域と照らし合わせ, 5メッシュで1になるように設定した. ただし, β を与える領域を5メッシュ以上としても, 計算結果にほとんど違いは見られなかった.

この β を支配方程式に取り入れるることにより, 3次元領域から2次元領域に移動する水平渦による運動量輸送を考慮できる. しかし, 当然ながら2次元領域で消失せず再び3次元領域に移動する水平渦は再現できないから, 3次元領域をあまりに小さく設定することは計算精度の点で望ましくない.

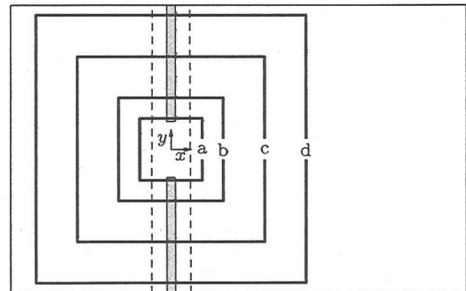


図-9 Case a~dにおける3次元領域の大きさ

なお, 一般に水平渦による余剰運動量輸送を表す方法として, β を用いる方法と拡散項を用いる方法がある. β を用いる方法では, 3次元領域での計算結果から β を評価するときに流量がゼロになる場所で計算が発散するおそれがあり, 拡散項を用いる方法は同じく計算結果から拡散係数を評価するときに流量の最大値で発散するおそれがある. 今回の計算では, 流量が大きくなる場所で余剰運動量輸送も大きくなる可能性があるため, β を用いる方法を採用した.

4. 全領域を3次元モデルで計算した結果とハイブリッドモデルの計算結果の比較

まず, 2次元領域と3次元領域の接続方法の妥当性を検証する. ハイブリッドモデルにより, 全領域で非静水圧3次元モデルを使用した計算結果と同じ結果が得られれば, 接続方法が妥当であると判断できる. よって, 本ハイブリッドモデルの計算結果と, 全領域を3次元計算した結果との比較を示す.

計算は水理模型実験の諸元をそのまま用いて行う. ただし, 3次元計算領域で格子間隔および計算格子数を表-1の通りに設定し, Case a~dの4通りの計算を行った. 各ケースの3次元領域の広さを図-9に示す. Case

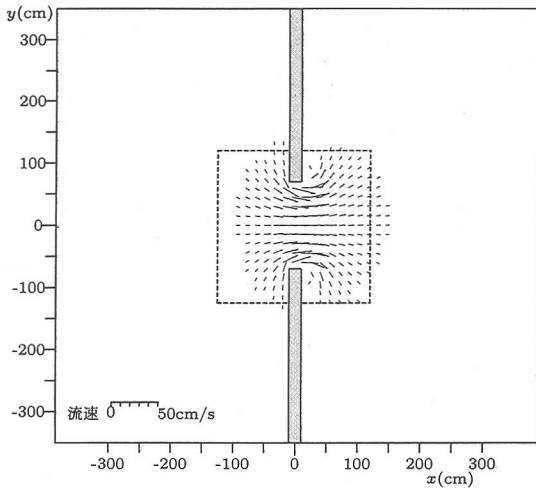


図-10 断面平均流速の空間分布
(ハイブリッドモデルCase b, $t = 7s$)

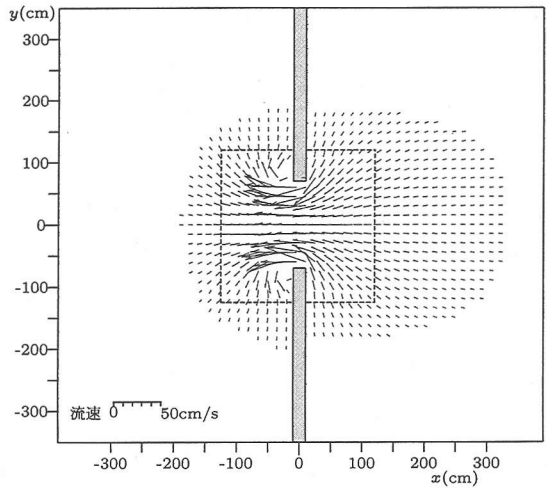


図-12 断面平均流速の空間分布
(ハイブリッドモデルCase b, $t = 14s$)

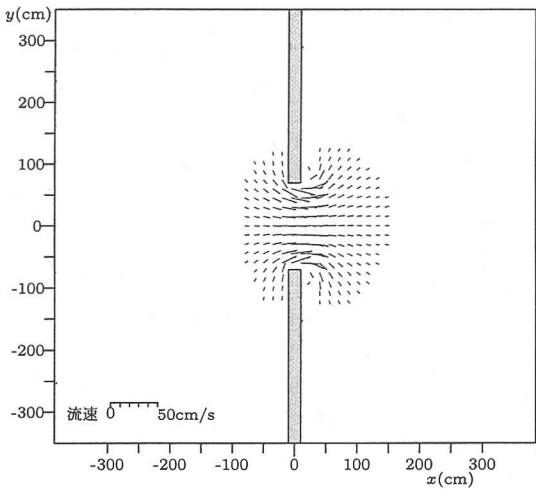


図-11 断面平均流速の空間分布(全領域3次元計算, $t = 7s$)

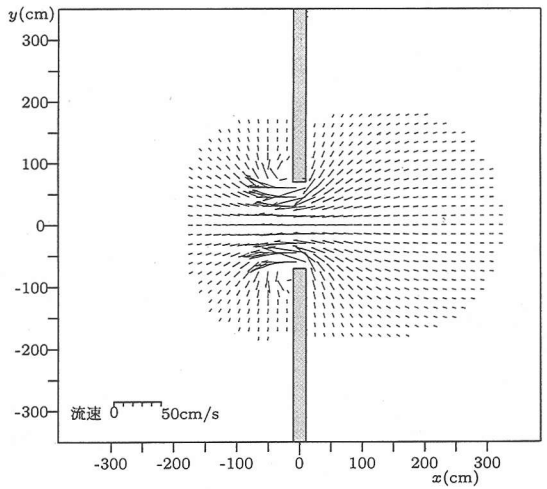


図-13 断面平均流速の空間分布(全領域3次元計算, $t = 14s$)

a~dとも3次元領域は正方形領域であり、その中心を開口部の中心すなわち座標の原点においている。また、Case aの3次元領域の長さはほぼ開口幅と、Case dでは、ほぼ水槽幅と同程度に設定した。Case b,cはその中間で、それぞれ開口幅の約2倍、3倍である。3次元領域の外側の水槽全体は2次元領域であり、Case a~dとも格子数 220×140 で、格子間隔 $\Delta x = \Delta y = 5\text{cm}$ である。計算時間間隔は $\Delta t = 0.01$ 秒である。また、造波板位置に関する実験データから造波板移動速度を計算し、2次元領域内の造波境界で流量を与えることに

より波を入射させた。

なお、 x 軸に平行な境界がマウンドと垂直に交差している。開口部から離れたマウンド上では、開口部の3次元的な流れの影響が殆どなく、マウンド斜面上においても水平方向流速が鉛直方向に一様である。すなわち、 β が1であり2次元計算を行っても支障はない。よって、マウンド上であっても、開口部から離れた場所は2次元領域とする。

図-10~13に防波堤開口部近傍の断面平均流速 \bar{u}, \bar{v} の空間分布に関するハイブリッドモデル (Case b) と

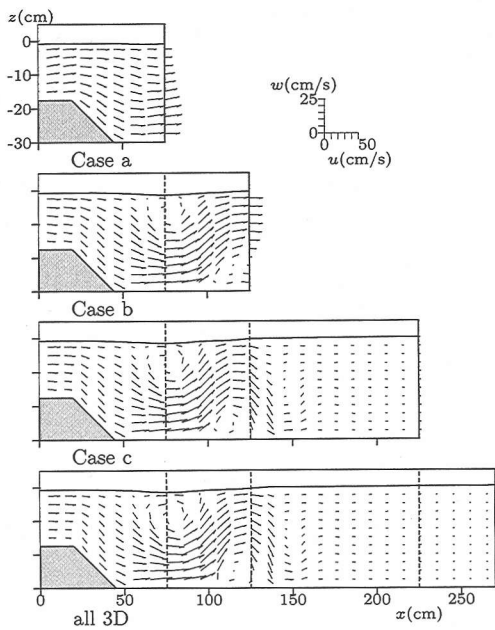


図-14 各ケースにおける $x-z$ 平面の流速ベクトル ($y = -40\text{cm}$, $t = 26\text{s}$)

全領域3次元計算の結果の比較例を示す。図-10,12はハイブリッドモデルによる計算結果, 図-11,13は全領域を3次元計算した結果である。図中の点線は2次元領域と3次元領域との境界を表し, 図の右側が港側, 左側が沖側である。図-10,11は, 第1波が防波堤開口部を通過しているところである。防波堤周辺の流況に関し, ハイブリッドモデルにより全領域3次元計算と同様の結果が得られていることが分かる。また, 3次元領域から2次元領域に波が伝わる様子なども, うまく再現されている。また, 図-12,13では第1波の引き波が防波堤開口部を通過している。2次元領域から3次元領域への流入, 3次元領域から2次元領域への流入, 防波堤開口部付近の局所的な流れや防波堤に沿った流れなど, いずれもハイブリッドモデルの結果は, 全領域3次元計算の結果と良好に一致している。Case b以外のケースでも, ほぼ同じような良好な結果が得られた。すなわち, 2次元領域と3次元領域の境界を通して波が問題なく伝播しており, ハイブリッドモデルは断面平均流速に関して, 妥当な結果を与えていると言える。

図-14に防波堤開口部近傍の $x-z$ 断面における空間流速分布に関するハイブリッドモデル (Case a~c) と全領域3次元計算の結果の比較例を示す。Case dの結果は, Case cの結果とほとんど同じだったので割愛した。ただし, 図において, ハイブリッドモデルによる計算結果は, $x = 0$ から3次元領域と2次元領域との境界

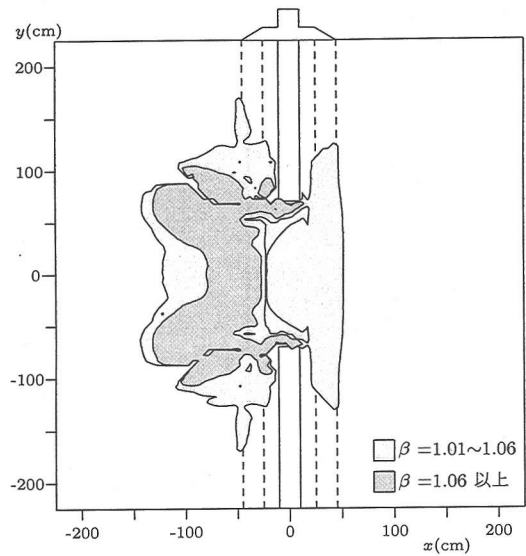


図-15 β_{xx} の分布 (Case c, $t = 17\text{s}$)

までを示し, 全領域3次元計算のものは, 一部分だけを抜き出して描いている。図は, 水平渦が最も顕著に現れた時間と場所を選んだものだが, Case cのように渦の影響が境界まで及ばないように場合, 全領域3次元計算の結果とハイブリッドモデルの結果にはほとんど差がない。また, Case bでは, 水平渦が境界上に存在する。しかし, Case bの結果と全領域3次元計算の結果は, 境界付近の流速ベクトルの方向にやや差が見られるもの, 境界から離れた場所では良好に一致している。ただし, Case aでは, 渦の形跡は消失し, 本来であれば渦の影響があるところにも, その影響が現れていない。そのため3次元性が弱すぎる結果になっている。したがって, 流速の鉛直分布に関しては, Case aでは3次元領域が狭すぎて精度のよい結果が得られていないようである。しかし, Case b程度に3次元領域を設定すれば, 境界から離れた地点や防波堤マウンド上ではハイブリッドモデルと全領域3次元計算の結果にそれほど大きな差は無く, 流速の鉛直分布に関してもハイブリッドモデルにより良好な結果を得ることが可能であると言える。すなわち, 本計算で用いた2次元領域と3次元領域の接続法は概ね妥当であり, 本接続手法を用いることによりハイブリッドモデルの計算が可能である。本計算手法は, 境界面付近に水平渦がある場合, 境界面付近の流速鉛直分布に関し誤差が現れるものの, 境界から離れた場所では良好な精度を持っている。したがって, 3次元的な流況を知りたい領域をやや大きめに囲む範囲を3次元領域に設定すれば, 必要な知見が得られると期待できる。

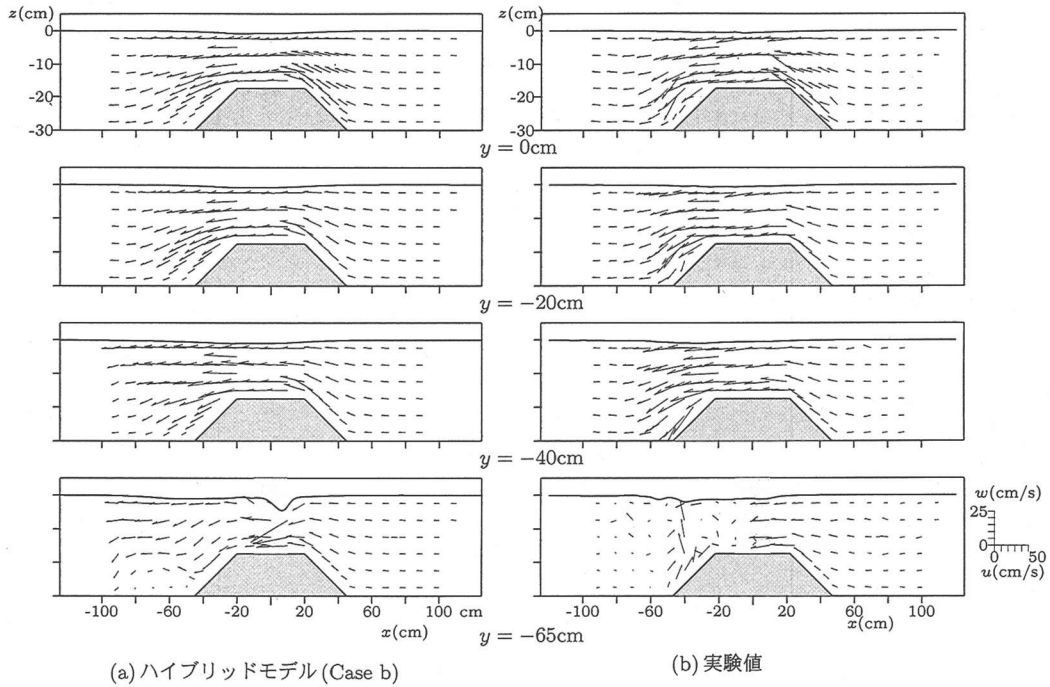


図-16 $x-z$ 断面における空間流速分布の比較 ($t = 16s$)

図-15 は、3次元領域 (Case c) における防波堤開口部付近の β_{xx} のコンターをハイブリッドモデルによる計算より示したものである。図中、 $\beta_{xx} = 1.01$ と 1.06 のコンターを描いてある。また、描いている領域は Case c の3次元領域である。この図は、図-16 と同じ時間であるので参考にすると、防波堤開口部端部の渦による乱れの激しい場所や、鉛直方向に水平方向流速分布が大きく変化しているマウンドの斜面上では β_{xx} が大きくなっている。また、鉛直渦の周辺でも β_{xx} が大きくなっている。ところが、Case a では、 β がかなり大きい領域が、3次元領域の外に出てしまう。したがって、Case a は β_{xx} 分布から見ても3次元領域が狭すぎると言える。

計算容量や計算時間に関して、ハイブリッドモデルと全領域3次元計算の結果とを比較する。計算容量は、3次元領域として確保した格子数に比例するから、3次元領域を狭く取れば取るほど節約可能である。計算時間は、表-1に示してある。ハイブリッドモデルを用いればかなりの時間の節約になっていることがわかる。Case a は再現性の面から問題があるが、Case b を用いれば、全領域を3次元計算した場合と流況などの再現結果がほぼ同じであるにも関わらず、計算時間は約 $1/16$ しか掛かっていない。また、Case d の結果は Case c の結果とほぼ同じだが、約3倍の計算時間が掛かっている。したがって、3次元計算領域を広く取るほど、高

い精度を得ることは可能であるが、3次元領域をむやみに広く取ることは無駄であり、必要な結果や用途に合わせた領域の広さの選定をすべきである。

5. 実験結果および非線形長波理論による計算結果との比較

ここでは全領域において、従来からの津波の数値解析法である非線形長波理論に基づく平面2次元モデルによる解析を実施し、本計算手法による計算結果 (Case b) と比較する。また、同時に水理模型実験の結果とも比較し、本モデルの有効性を検討する。ただし、全領域2次元の計算では $\beta = 1$, $f_D = 0$ とした。

図-16, 17 に $y = 0, -20, -40, -65\text{cm}$ における防波堤開口部近傍の流速 u, w の空間分布および水表面形に関するハイブリッドモデル (Case b, 左側 (a)) と実験値 (右側 (b)) の比較の例を示す。図-16(b) において、 $y = 0, -20, -40\text{cm}$ では防波堤マウンドによって流れが遮蔽され、マウンド横に水平渦が発生している。これは長波近似理論式を利用した数値計算では再現することが出来ないが、本手法 (図-16(a)) ではほぼ実験結果を再現している。 $y = -65\text{cm}$ の沖側の流れのパターンが実験と計算で一致していないが、これは防波堤端部から発生した鉛直渦の位置が正しく再現されていないからである。図-17(b) において、 $y = 0\text{cm}$ では $x = -30\text{cm}$

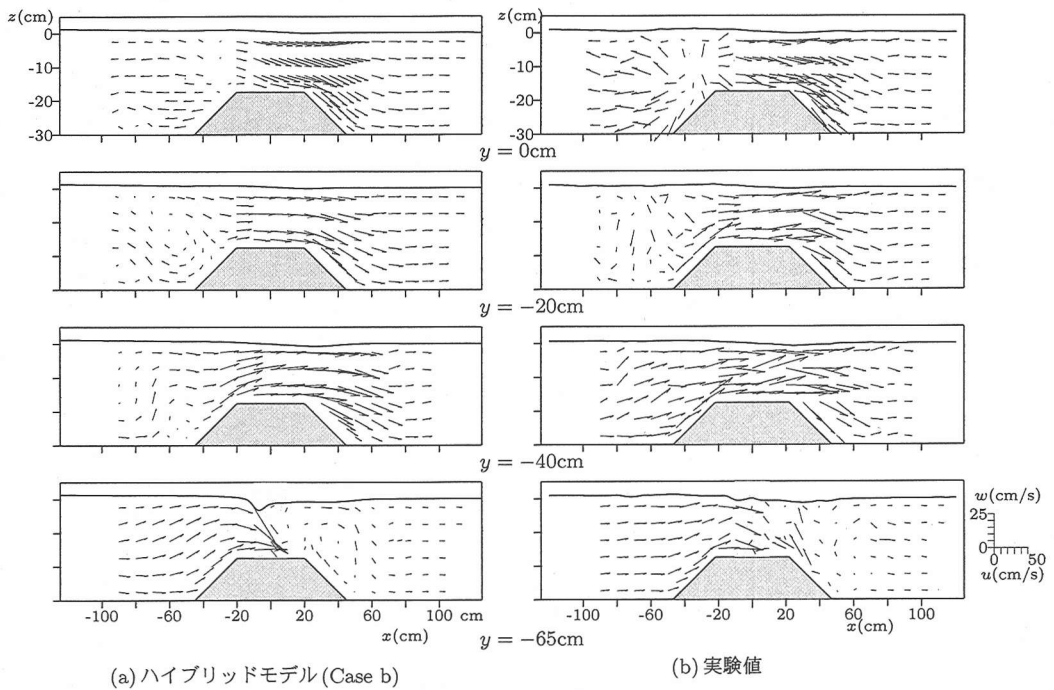


図-17 $x-z$ 断面における空間流速分布の比較 ($t = 22s$)

付近, $y = -20\text{cm}$ では $x = -40\text{cm}$ 付近を境に流れの向きが左右に分かれている。これは、第1波の引き波による鉛直渦が防波堤沖側に残る中、防波堤開口部では既に第2波の寄せ波による流れが発生していることを示している。また、 $y = -65\text{cm}$ の断面において、沖側では港側に向かう流速約 20m/s の流れが発生しており、防波堤を越えたところで斜面に沿って下から吹きあがるような流れが発生している。また、さらに港側では約 10m/s の湾内に進む流れに戻っている。このような複雑な流況に関しても、本計算モデルは全体的に実験の傾向をよく再現していると言える。

図-18~21 は、 $y = 0, -20, -40, -65\text{cm}$ での防波堤開口部近傍の水平方向流速 u に関する本手法による計算値 (Case b)、実験値、および非線形長波理論に基づく計算結果の比較である。なお、ハイブリッドモデル (Case b) の2次元領域と3次元領域との境界は $x = \pm 125\text{cm}$ であるが、ここでは流れの3次元性が著しい $x = -80 \sim 80\text{cm}$ での比較を示す。図-18 は $x = 0\text{cm}$ の流速が沖向き最大になるとき、図-20 は $x = 0\text{cm}$ の流速が港向き最大になるとき、図-19, 21 はその中間である。図-18~21 でほぼ約1周期分になる。丸印は実験値、実線は本手法 (Case b) による計算値、破線は非線形長波理論の計算値を表す。

図-18, 19 の港側全体、また図-20 の $x = 80\text{cm}$ など流速が鉛直方向にほぼ一様な場所では、本手法による

計算値および非線形長波理論の計算値はいずれも実験結果とよく一致している。特に防波堤開口部 ($x = 0$) では、 $y = -65\text{cm}$ を除き、全ての時間で非線形長波理論による計算でも、ほぼ妥当な結果を与える。すなわち、従来の方法でも、港内に流入する流量はほぼ正確に評価できることになる。しかし、図-18 の $x = -40\text{cm}$, $y = -20\text{cm}$ 、図-20 の $x = 40\text{cm}$, $y = -40\text{cm}$ など、水表面付近で流速が大きく底面近くで小さいといった流速の鉛直分布を持つ場所がある。非線形長波理論では、このような3次元性を評価できないが、本モデルでは精度よく再現できている。また、図-21 の $y = 0, -20\text{cm}$ における、 $x = 60, 80\text{cm}$ では、流速分布が一様に近いにも関わらず、非線形長波理論は流速をかなり過小評価している。同じ時間の $y = -40\text{cm}$ で水表面付近に逆向き流速が現れているなど、防波堤開口部で発生した渦が複雑な挙動を示しているが、この渦の存在によって $y = 0, -20\text{cm}$ では縮流の効果により流速が大きくなっていると考えられる。非線形長波理論では、渦の複雑な挙動を再現できないから、 $y = 0, -20\text{cm}$ の $x = 60, 80\text{cm}$ では流速が過小評価になっているのであろう。すなわち、流れの3次元性が強いと、非線形長波理論では断面平均流速に関しても精度が悪くなると言える。本モデルでは、このような現象も再現できる。すなわち、構造物周辺の、3次元的な流況の計算に、ハイブリッドモデルは有用であると分かる。しかしながら、図-18 の

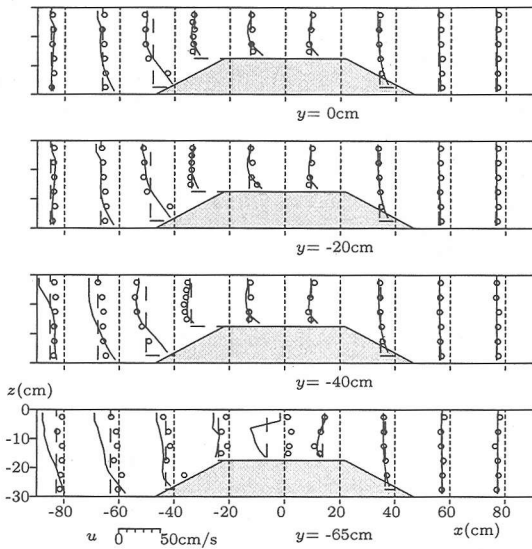


図-18 $x-z$ 断面における水平方向流速の比較 ($t = 16s$)

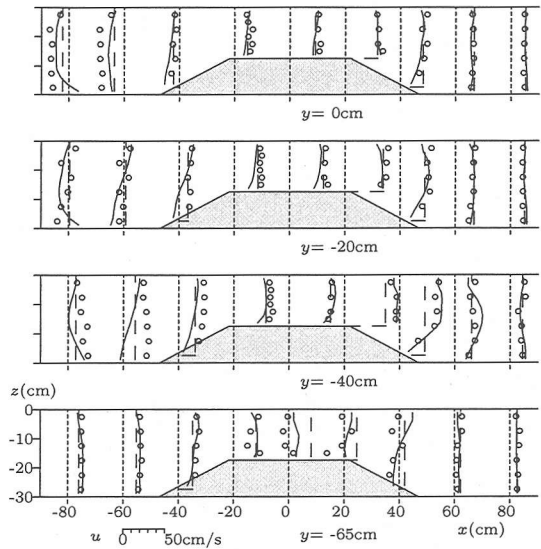


図-20 $x-z$ 断面における水平方向流速の比較 ($t = 22s$)

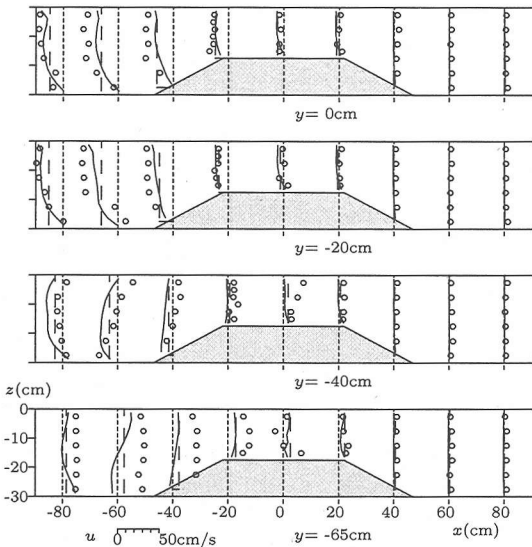


図-19 $x-z$ 断面における水平方向流速の比較 ($t = 19s$)

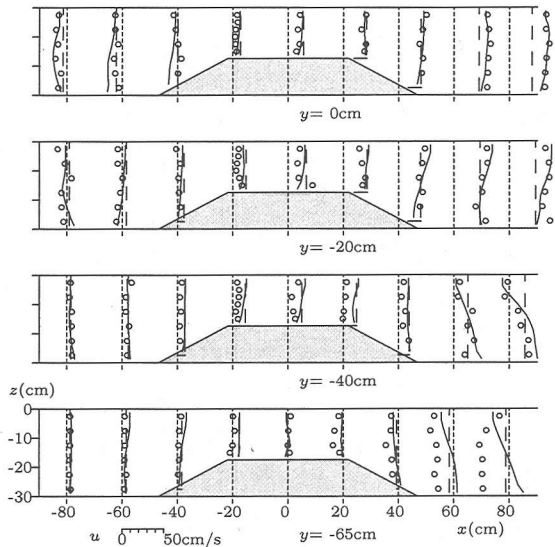


図-21 $x-z$ 断面における水平方向流速の比較 ($t = 26s$)

$y = -65\text{cm}$, $x = -80, -60\text{cm}$ など、実験結果では鉛直方向になだらかな分布になっているにもかかわらず、計算結果では流速が鉛直方向に変化しているところがある。これは、実験では鉛直方向に軸を持つ鉛直渦により流れがよく混合され、流速が鉛直方向にほぼ一様になっているが、計算では鉛直渦による混合が不十分で、流速が鉛直方向に一様になるのが実験に比べて1~2s遅くなるためである。

全体の時間を通して、開口部における流れの通過す

る主たる領域、すなわち $y = -40\text{cm}$ 以内の開口部中央部では、本モデルによる計算値は実験結果と良い一致を示す。津波防災の観点からは、津波防波堤による最大打ち上げ高の変化、津波防波堤開口部潜堤の安定性、あるいは木材など漂流物の挙動を予測することが特に重要であり、そのためには開口部中央付近の流況の再現が最も重要である。そのような意味で、本モデルは実用上十分な精度を持っている。一方、本モデルは防波堤端部から発生する渦の挙動に関しては十分な精度

を持っていないことも分かった。防波堤端部付近のマウンド捨石の安定性や渦に巻き込まれた船舶の挙動を調べるには、将来この点の精度を向上させる必要がある。それには乱流モデルの見直しが必要だが、その場合も本モデルの考え方をプラットフォームとして利用することが可能である。

6. 結論

本研究では、従来の計算方法である2次元モデルと、圧力の静水圧分布を仮定しない3次元モデルを組み合わせたハイブリッドモデルを開発した。本ハイブリッドモデルは、防波堤開口部周辺で発生するような3次元性の強い複雑な流況を精度よく計算でき、またその周りで2次元モデルを用いることにより効率よく計算できる手法である。

本ハイブリッドモデルでは、2次元領域と3次元領域の境界接続法を開発した。この境界接続法では、流速の鉛直分布に情報を持たない平面2次元モデルから、3次元領域側に流量を伝える。3次元領域では、その情報を考慮し、なおかつ接続境界でも3次元領域と同様の流速分布がそのまま保持されるよう、境界条件を設定する。また、3次元側の水位、流量および流速分布の情報として運動量補正係数を2次元領域に与える。この接続法を用いることにより、全領域3次元計算の結果と比較しても大差のない計算が可能となった。その際、3次元領域をCase b程度（開口部の約2倍）に取れば精度のよい結果が得られる。

また、水理模型実験を実施し、その結果とハイブリッドモデルによる計算結果とを比較した。ハイブリッドモデルを使うことにより、マウンド斜面上など、鉛直方向に水平方向流速の分布が変化しているような複雑な流況も計算可能であることが分かった。全領域を3次元計算することに比べ、本手法は計算時間を大幅に短縮できるので、構造物周辺などの3次元流況を調べるのに適していると言える。

本モデルは開口部中央部の広い範囲で実験値を精度良く再現しており、津波防災の観点から見ると、本モ

デルは津波の数値計算法として実用上十分な精度を持っている。一方、鉛直渦による混合が十分速やかに行われず、防波堤潜堤付近で実験結果と相違する点が発生するなど、乱流モデルについて改良の余地がある点も明らかになった。より一層の精度向上のためには、今後、乱流モデルの見直しが必要ではあるが、領域接続法などに関しては今回用いたモデルの基本的な考え方を適用することが可能である。また、今回の計算では、2次元計算の基本方程式として非線形長波理論を用いたが、計算したい場所の水深や地形などに応じその他の長波理論と組み合わせることも可能である。より高次の微分項を持つ長波理論を使用すれば、目的に応じてより高精度な結果が得られるものと期待できる。

謝辞： 本研究に実施にあたっては、内藤里美、小坂亜矢両君（防衛大学校本科4学年）の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 後藤智明、佐藤一央：三陸海岸を対象とした津波数値計算システムの開発、港湾技術研究所報告、第32巻、第2号、pp.3-44、1993。
- 2) 柴木秀之、菅野利夫、見上敏文、後藤智明：沿岸域の防災に関する総合数値解析システムの開発、土木学会論文集、No.586/II-42、pp.77-92、1998。
- 3) 岩瀬浩之、見上敏文、後藤智明：非線形分散波理論を用いた実用的な津波計算モデル、土木学会論文集、No.600/II-44、pp.119-124、1998。
- 4) 正村憲史、藤間功司、後藤智明、重村利幸：非静水圧3次元津波数値計算モデルの開発、海岸論文集、第43巻、pp.296-300、1996。
- 5) 柳山勉、香山真裕：消波護岸の越波に関する数値シミュレーション、海岸論文集、第43巻、pp.696-700、1996。
- 6) 磯部雅彦、高橋重雄、余錫平、柳山勉、藤間功司、川崎浩司、蔣勳、秋山実、大山洋志：数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究—VOF法基本プログラムの作成—、海洋開発論文集、第15巻、pp.321-326、1999。
- 7) 中辻啓二、狩野晋一、栗田秀明：SGS渦動粘性係数を用いた大阪湾潮流の有限要素解析、水工学論文集、第36巻、pp.693-696、1992。

(2000.2.15 受付)

NUMERICAL ANALYSIS OF TSUNAMI BY USING 2D/3D HYBRID MODEL

Kenji MASAMURA, Koji FUJIMA, Chiaki GOTO, Kunihiko IIDA
and Toshiyuki SHIGEMURA

The 2D/3D hybrid tsunami numerical model is developed in which the conventional 2D model is adopted for the calculation in the wide region located far from the coastal structures although the 3D non-hydrostatic pressure numerical model is used in the limited region adjacent to the structures. Applicability of the domain connection technique is examined by comparing the numerical results obtained by the present hybrid model with those obtained by applying the 3D non-hydrostatic pressure numerical model for the whole domain. Further, the results of the model tests are compared with the numerical results obtained by both the present hybrid model and the 2D model, to examine the validity of the present model. It is shown that the present model reduces a calculation load significantly comparing to the case adopting the 3D model for the whole domain and reproduces the characteristics of three-dimensional complicated flow around the opening of breakwater which cannot be reproduced by the 2D model.