

# 港湾空港技術研究所 資料

TECHNICAL NOTE  
OF  
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE

No.1081      June 2004

CADMAS - SURF を用いた衝撃波力計算への適用性

有 川 太 郎  
下 迫 健 一 郎

独立行政法人 港湾空港技術研究所  
Independent Administrative Institution,  
Port and Airport Research Institute, Japan



## 目 次

要旨	3
1. まえがき	4
2. 基礎方程式および数値解析手法	4
2.1 基礎方程式	4
2.2 SMAC アルゴリズム	5
2.3 スパイクノイズとその対策	6
3. 波力計算への適用性	8
3.1 直立壁に作用する衝撃砕波力への適用	8
3.2 護岸後背地構造物に作用する越波流体力への適用	10
4. 現地への適用	11
4.1 小屋河内港における平面図および断面図	11
4.2 数値シミュレーション結果	12
5. まとめ	13
参考文献	13

# Study on the application of CADMAS-SURF program to the simulation of the impulsive pressure acting on the structure

Taro ARIKAWA\*

Kenichiro SHIMOSAKO\*\*

## Synopsis

Impulsive wave pressures due to breaking waves and overtopping waves are often much larger than usual wave forces. They can be predicted by experimental formulae for practical use. Because the experimental results are greatly dependent on the structural condition and the wave profile, it is desirable that the impulsive wave pressure should be predicted by numerical simulations.

The problem of the numerical wave pressures simulation is the occurrence of the huge numerical error, called Spike Noise. Since the characteristics of the Spike Noise are similar to that of the impulsive wave pressures, it is difficult to remove the Spike Noise appropriately.

Therefore the objectives of this paper are first to clarify the mechanism of the Spike Noise using the CADMAS-SURF program, which is the program for the maritime structural design with VOF method, next to remove the Spike Noise by modifying the numerical scheme, and to verify this model by the comparison with experimental data of the wave pressures acting on the vertical breakwater and the pressures acting on the structure behind the seawall.

Conclusions of this paper are following:

1. The developed model can be applied to the impulsive wave pressures acting on the vertical wall due to breaking waves.
2. The hydraulic pressures acting on the structure behind seawall due to overtopping waves and the water mass after attacking the wall also can be predicted by this model.
3. In the area suffered from flooded water due to Typhoon, the difference of local damage levels, which is caused by the difference of the cross section and wave condition in front of the seawall, could be reproduced numerically.

**Key words:** CADMAS-SURF, Numerical Wave Flume, Impulsive pressure, Spike noise, Flooded water

---

\* Senior Researcher, Marine Environment and Engineering Department

\*\* Head, Maritime Structures Division, Marine Environmental and Engineering Department

3-1-1, Nagase, Yokosuka, Japan 239-0826

Phone: +81-46-844-5043 Fax: +81-46-842-7846 e-mail: arikawa@pari.go.jp

# CADMAS-SURF を用いた衝撃波力計算への適用性

有川 太郎\*

下迫 健一郎\*\*

## 要旨

砕波や越波水塊による衝撃的な壁面作用力は、通常の波力に比べかなり大きな力を生じさせることがある。それらの力に対し経験的な実験公式が提案されているものの、実験結果のばらつきが大きいため、数値シミュレーションによる予測手法を確立することが望ましい。しかし、数値計算による波圧予測を行ったところスパイクノイズと呼ばれる非常に大きな数値計算誤差の発生が問題となっている。スパイクノイズの性質が、衝撃波圧の性質と似ているために、その適切な除去方法は難しい。そこで、本研究では、耐波設計に特化したVOF法を用いた数値波動水路プログラムであるCADMAS-SURFを用いて、スパイクノイズの原因を明らかにするとともに、その対策を提案した。さらに、本モデルを用いて、ケーソン直立壁に作用する衝撃砕波圧および護岸背後地にある構造物に作用する越波水塊の作用圧に対して適用し、その妥当性を確認した。以下に本研究における結論をまとめる。

1. 衝撃砕波圧に関する計算と実験結果の比較として、砕波直前ならびに砕波後の波の直立壁に作用する圧力に対して適用したところ、実験結果を精度良く再現することを確認した。
2. 護岸背後地にある構造物に作用する越波水塊の流体圧における実験との比較を行ったところ、衝突をしたときの作用圧だけでなく、衝突した水塊が壁面にぶつかった後、床に衝突した水塊が再度壁面に衝突した際の作用圧も適切に再現していることを確認した。
3. 台風により越波浸水被災を受けた地域において、護岸前面の断面形状ならびに波浪条件の違いから生じた局所的な被災程度の差を計算により適切に再現した。

キーワード：CADMAS-SURF, 数値波動水路, 衝撃波圧, スパイクノイズ, 越流

---

\* 海洋・水工部主任研究官

\*\* 海洋・水工部耐波研究室室長

239-0826 横須賀市長瀬 3-1-1 独立行政法人港湾空港技術研究所

Tel: 046-844-5044 Fax: 046-842-7846 E-mail: arikawa@pari.go.jp

## 1. まえがき

砕波による衝撃波圧や越波水塊の壁面作用力等は、時には通常の波力に比べかなり大きな力を生じさせる。それらの力に対し種々の公式が提案されているものの、衝突する波の形状に依存するために、数値シミュレーションによる予測手法を確立することが望ましい。

砕波による衝撃波圧は海の構造物にしばしば作用し、構造物の破壊を引き起こすために、これまでにも、その発生メカニズムを明らかにするために多くの実験による研究が行われてきた(例えば、高橋ら, 1983)。それによると砕波直前の波が壁面に作用する際、壁面と波面がほぼ平行になるときに、最も大きな波圧を示すことがわかっており、そのような波圧をWagner型の波圧と呼ぶ。また、少し空気を巻き込んで衝突することで、空気の圧縮効果から振動波形となり、衝撃圧の作用時間が大きくなるような波圧をBagnold型の波圧と呼ぶ。それらの典型例を図-1に示す。

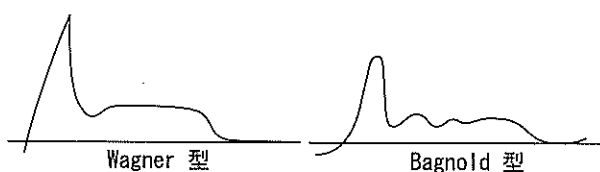


図-1 典型的な衝撃波圧の例

また、同様な壁面作用状況として、越波水塊が護岸背後地にある構造物の壁面に作用する状況がある。その壁面作用力に関する実験を有川ら(2002)が行っており、水塊量によっては、衝撃波圧のような鋭いピークが生じることが報告されている。

そのような状況下において、数値シミュレーションを行ったところスパイクノイズと呼ばれる非常に大きな数値計算誤差が発生し、その対策が問題となっている(数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会(以下、数値波動水路研究会), 2001)。

通常の波圧計算の場合には、大きなスパイクノイズを人工的に除去するという対策も可能であるが、衝撃波圧のようにするどく大きなピークを持つシミュレーションの場合、スパイクノイズとの区別は困難となるため、その発生は予測精度を悪くする大きな要因となる(Wuら, 1994; 渡部ら, 1999)。そのために、波圧の予測精度を向上するためには、スパイクノイズの適切な対策が急務である。

そこで、本研究では、スパイクノイズの発生原因を究明し、その対策を提案することで、衝撃波圧のような鋭いピークを持つ波圧予測に対しても適用可能な数値モデ

ルを構築することを目的とする。また、実験との比較により、本モデルの妥当性を検討した。

本研究で用いた基本となる数値計算プログラムは、数値波動水路研究会において開発されたCADMAS-SURFプログラムを用いる。本プログラムは、砕波のような複雑な界面を持つ現象にも適用可能なVOF法に基づいている。

## 2. 基礎方程式および数値解析手法

### 2.1 基礎方程式

CADMAS-SURFにおける基礎方程式を示す(詳しくは、数値波動水路研究会, 2001)。CADMAS-SURFでは、液相のみの計算であり、気相の計算はなく、断面2次元非圧縮粘性計算である。

連続式、および運動方程式は、Navier-Stokes方程式をポーラスモデルに基づいて拡張した式(1)~(3)とする。

$$\frac{\partial \gamma_x u}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w}{\partial z} = S_p \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \lambda_v \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u u}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z w u}{\partial z} = & -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x v_e \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z v_e \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} \\ & - D_x u + S_u - R_x \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \lambda_v \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u w}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z w w}{\partial z} = & -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x v_e \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z v_e \left( 2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} \\ & - D_z w + S_w - R_z - \gamma_v g \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $x, z$ は水平、垂直座標、 $u, w$ は水平、垂直接流速、 $\rho$ は密度、 $p$ は圧力、 $v_e$ は分子動粘性係数と渦動粘性係数の和、 $g$ は重力加速度である。また、 $\gamma_v$ は空隙率、 $\gamma_x, \gamma_z$ は水平、鉛直方向の面積透過率である。また、 $C_M$ を慣性力係数として、 $\lambda_v, \lambda_x, \lambda_z$ は式(4)の様に表される。

$$\left. \begin{aligned} \lambda_v &= \gamma_v + (1 - \gamma_v) C_M \\ \lambda_x &= \gamma_x + (1 - \gamma_x) C_M \\ \lambda_z &= \gamma_z + (1 - \gamma_z) C_M \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

ここで、右辺第2項は構造物から受ける慣性力の効果を表す。 $D_x, D_z$ はエネルギー減衰帯での係数、 $S_p, S_u, S_w$ は造波ソースのためのソース項である。

多孔質体からの抵抗 $R_x, R_z$ は、 $C_D$ を抵抗係数として流速の2乗に比例する形でモデル化し、

$$R_x = \frac{1}{2} \frac{C_D}{\Delta x} (1 - \gamma_x) \mu \sqrt{u^2 + w^2} \quad (5)$$

$$R_z = \frac{1}{2} \frac{C_D}{\Delta z} (1 - \gamma_z) \mu \sqrt{u^2 + w^2} \quad (6)$$

となる。 $\Delta x, \Delta z$ は水平、鉛直方向の格子間隔である。

自由表面を決定するための解析モデルはVOF法を用い、計算格子内の流体面積の割合を表すVOF関数  $F$  の基礎方程式は、

$$\gamma_v \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_x u F}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w F}{\partial z} = S_F \quad (7)$$

で表される。このとき、各格子（セル）内における  $F$  値は0から1まで変化し、0の場合を気体セル、気体セルに隣接するセルを表面セル、表面セルおよび境界に囲まれた領域を流体セルとする。

乱流計算には高Re型  $k-\varepsilon$  2 方程式モデルを用い、

$$\gamma_v \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_x u k}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \nu_k \left( \frac{\partial k}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \nu_k \left( \frac{\partial k}{\partial z} \right) \right\} + \gamma_v G_s - \gamma_v \varepsilon \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_x u \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w \varepsilon}{\partial z} = & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \nu_\varepsilon \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \nu_\varepsilon \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \right\} \\ & + \gamma_v C_1 \frac{\varepsilon}{k} G_s - \gamma_v C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (9)$$

$$G_s = \nu_t \left\{ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (10)$$

とした。ここで、渦動粘性係数および拡散係数は、

$$\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad \nu_k = \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \quad \nu_\varepsilon = \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \quad (11)$$

となり、各係数の値は、

$$C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.00, \quad \sigma_\varepsilon = 1.30, \quad C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92$$

とした。乱流の効果は、動粘性係数および圧力として、

$$\nu_e = \nu + \nu_t \quad (12)$$

$$p' = p + \frac{2}{3} \rho k \quad (13)$$

の様に反映される。

## 2.2 SMAC アルゴリズム

まず、従来の計算フローの概略を図-2に示す。

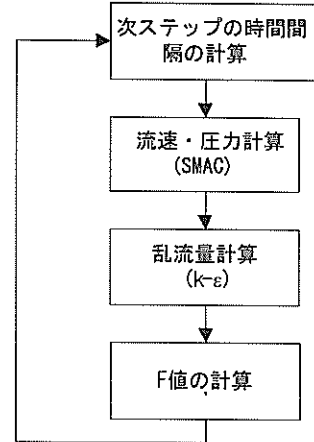


図-2 従来の計算フロー

SMACアルゴリズムを用いて、流速・圧力を解き、次にドナー・アクセプタ法により  $F$  関数の方程式を解いて表面の位置を決定する。圧力に関して、気体セルは0、表面セルは水表面が0となるようにした。

次に、SMACアルゴリズムについて説明する。式(1)、(2)および(3)の離散化を行う。ここでは、本質を説明するために、空隙の影響は無視することとする。式(2)および(3)に関しては、圧力項のみ陰的に離散化すると、

$$\frac{\partial u^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial w^{n+1}}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

$$u^{n+1} = u^n + \Delta t \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x} + G_x(u^n, w^n) \right\} \quad (15)$$

$$w^{n+1} = w^n + \Delta t \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial z} + G_z(u^n, w^n) \right\} \quad (16)$$

となる。ここで、 $G_x, G_z$  はそれぞれ、式(2)および(3)の圧力項および時間項以外の項をまとめたものである。これらの方程式から、未知数である次の時刻における  $u^{n+1}, w^{n+1}, p^{n+1}$  を解く。その際、まず式(2)および(3)の圧力項に陽的な値を代入し、仮流速  $\tilde{u}, \tilde{w}$  を求める。つまり、

$$\tilde{u} = u^n + \Delta t \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^n}{\partial x} + G_x(u^n, w^n) \right\} \quad (17)$$

$$\tilde{w} = w^n + \Delta t \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^n}{\partial z} + G_z(u^n, w^n) \right\} \quad (18)$$

である。次に、式(15)、(16)から、式(17)、式(18)をそれぞれ引くと、

$$u^{n+1} - \tilde{u} = \Delta t \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^{n+1} - p^n}{\partial x} \right\} \quad (19)$$

$$w^{n+1} - \tilde{w} = \Delta t \left( -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^{n+1} - p^n}{\partial z} \right) \quad (20)$$

となり、ここで、

$$\phi = -\frac{\Delta t}{\rho} (p^{n+1} - p^n) \quad (21)$$

とおくと、 $\phi$ を用いて、

$$u^{n+1} = \tilde{u} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (22)$$

$$w^{n+1} = \tilde{w} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (23)$$

となる。また、式(14)の連続式より、

$$\frac{\partial u^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial w^{n+1}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} + \tilde{u} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} + \tilde{w} \right) = 0 \quad (24)$$

であり、

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = - \left( \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \right) \quad (25)$$

となる。したがって仮流速を用いて、 $\phi$ が計算できることになり、その結果を用いて、式(21)、(22)および(23)の関係より、次のタイムステップの流速および圧力を求めることができる。

### 2.3 スパイクノイズとその対策

#### (1) スパイクノイズ

スパイクノイズの例を図-3に示す。拡大図(図-4)に示すように極端に大きな値が1タイムステップのみに現れる。砕波など空気塊が水の中に取り込まれたような場合に特に起こりやすく、図-3のような大きなノイズとなって現れる。これはWu(1994)の結果とも整合している。このようなノイズが現れた場合、通常の波力との区別が難しいために、大きな問題となる。

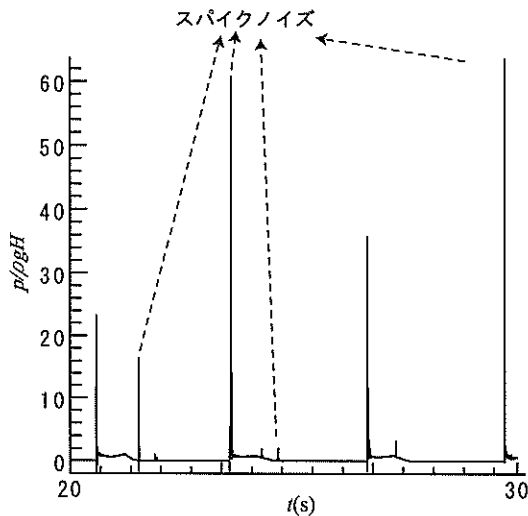


図-3 スパイクノイズの例

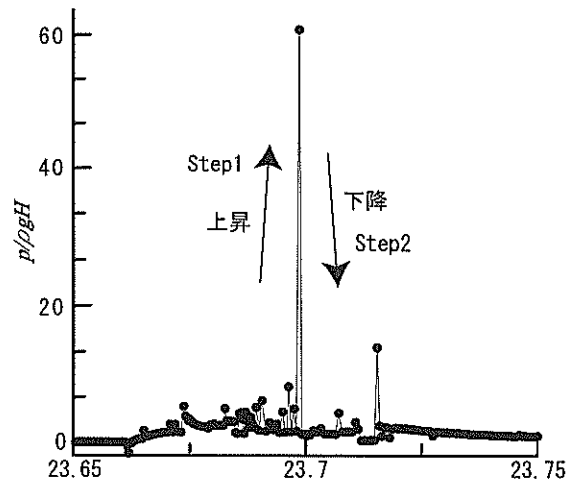


図-4 スパイクノイズの拡大図

#### (2) スパイクノイズの原因

圧力を決定しているのは式(21)であるので、ポアソン方程式(25)の解である $\phi$ の値が重要となる。

式(25)の右辺は、仮流速を用いた連続式であり、式(17)および(18)から、1つのタイムステップ前の連続式および圧力の曲率で主に構成されていることがわかる。

##### a) ステップ1(上昇)

流体セルのみ支配方程式を計算するため、あるタイムステップで気体セルや表面セルであったセルが、次のタイムステップで流体セルに変化(以後、相変化と呼ぶ)したとき、そのセルの1タイムステップ前の連続式は、0ではなく誤差を含んでいる。また相変化する前、そのセルの圧力値は0もしくはほぼ0であったために、圧力の高い周りのセルから水が流入することとなり、連続式の誤差は負の値を持つこととなる。相変化のない流体セルは、前の時間では連続式を満たしているために、相変化したセルの誤差は相対的に非常に大きい。したがって、式(25)は正の単位点源をもつポアソン方程式となるので、その点の解は非常に大きな負となり、その影響は減少指数関数的に周りに広がることとなる。その結果、 $p$ は式(21)より、相変化した点を中心に非現実的な正の値をもつこととなる。

##### b) ステップ2(下降)

相変化したセルの圧力が周りに比べて大きくなったため、圧力の曲率は負となる。よって、式(25)の右辺は負となるために、その解 $\phi$ は正となる。そのとき、圧力の絶対値は大きいために曲率も大きく、 $\phi$ の絶対値は前タイムステップと同程度となり、相変化したセルの圧力は、周

りの圧力値と同程度に戻る事となる。次のステップからこの振動が続かないのは、流体セルとなったため連続式が満足されていること、およびそのセルが周りとの釣り合いの取れた圧力となったためである。

### (3) 対策

上述のことを踏まえて、まず、相変化したセルがあった場合、次のステップでの時間間隔  $\Delta t$  を求めたあとに、 $\Delta t = \Delta t / N$  として、流速および圧力の計算、つまりSMACアルゴリズムのみを繰り返すこととした(以下、このスキームを「ver-i」と言う)。これにより、特異点の点源の影響を平滑化することができる。そこで、2回、3回、4回を試し、本研究においては、実用的には2回で十分と判断し  $N=2$  とした。

この方法は、単に従来の計算法で得られた波圧結果からスパイクノイズを人工的に除去するというのではない。上述したように、スパイクノイズの発生原因は、セルの連続式が満たされないことであり、満たされない度合いによりスパイクノイズの大きさも変化する。つまり、小さな振動もそれが原因の場合がある。したがって、本方法により、それらを含めて自動的に平滑化することができる。

また、気体が流体の中に閉じこめられた場合、気体の圧力は徐々に周りの流体の圧力に近づいていくと考えられる。そこで、相変化がありかつ気体セルであったセルの圧力を、周りのセルの圧力の平均値とした(ver-ip)。改良したフローを図-5に示す。

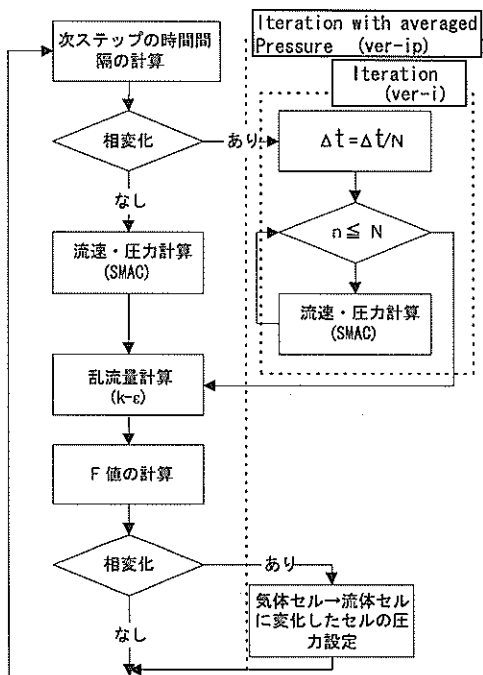


図-5 改良された計算フロー

### (4) 改良の妥当性

改良の効果を見るために、計算結果の比較を行う。計算諸条件は、3.1における衝撃波力の実験のものを用いた。図-6は、従来のプログラム(繰り返し無し)による結果と、繰り返し処理のみを加えたプログラム(ver-i)による結果との比較である。それによると、従来のプログラムでは無次元圧力が60を越えるスパイクノイズが発生しているが、繰り返し処理を加えることで、それが消去されている。

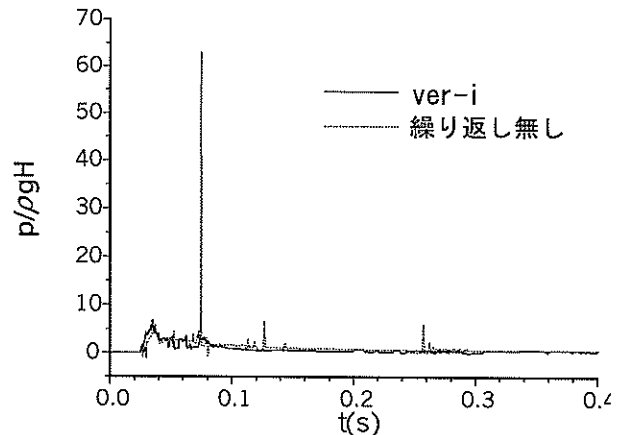


図-6 Ver-I と従来の波圧計算結果の比較

次に、繰り返し処理を加えただけの場合(ver-i)と、気体セルから流体セルに変更したセルの圧力を周辺セルの平均値として設定した場合(ver-ip)の比較を行った(図-7)。それによると、ver-ipの方が、振動が少なくなっていることがわかる。したがって今後の計算ではver-ipを用いる。

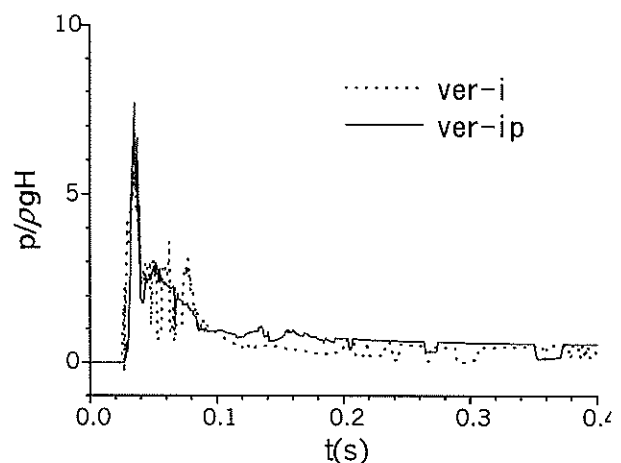


図-7 Ver-i とVer-ip の波圧計算結果の比較



### 3. 波力計算への適用性

#### 3.1 直立壁に作用する衝撃砕波力への適用

##### (1) 計算断面図

ここでは、高橋ら(1983)の実験を基に、本手法の適用性について検討する。実験に使用した模型を図-8に示す。この実験では、 $B_1$ の長さを変えることで、異なる状態の波が直立壁に作用した場合の波圧の検討を行っている。数値計算では、実験条件と同じく、 $B_1$ を、0.25m、0.50m、0.75m、1.00m、1.25m、1.50m、1.75m、および2.00mと変化させて計算を行った。斜面勾配1/10、周期3s、入射波高0.25m、沖側水深0.8mとする。計算時間短縮のため、斜面の始まる前の水平距離を短くし、図中の130.83mを40.83mにして計算領域全体を50mとした。

格子間隔は、鉛直方向に $\Delta z = 0.016\text{m}$ 、水平方向に $\Delta x = 0.082\text{m}$ 、ただし、構造物周りは $\Delta x = 0.0205\text{m}$ とした。

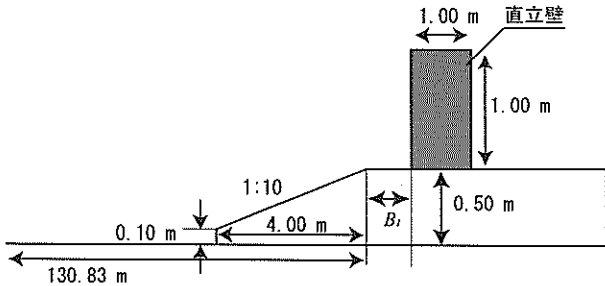


図-8 直立壁に作用する衝撃力に関する実験断面(高橋ら, 1983)

##### (2) 空間的な波形の比較

空間波形について実験写真と数値計算結果の比較を図-8~11に示す。

$B_1 = 25, 50\text{ cm}$ (図-9, 10)ではほとんど空気を巻き込んでおらず、Wagner型の衝撃砕波となっている。また、 $B_1 = 75\text{ cm}$ (図-11)では、壁面のやや前方で砕け始め空気を巻き込んで壁面に衝突するBagnold型の衝撃砕波となっている。さらに、直立堤を岸側に置いた $B_1 = 175\text{ cm}$ (図-12)では、壁面の沖側で砕け、砕波後の波となって壁面に衝突する。ただし、写真の例は各 $B_1$ 長さでの代表的な波の作用状況である。計算結果は造波開始より第3波目の波(図-16の23.5s付近)を使用している。これは、1, 2波目は、造波開始直後の波であるために、所定の高さになっていないためにそのようにした。

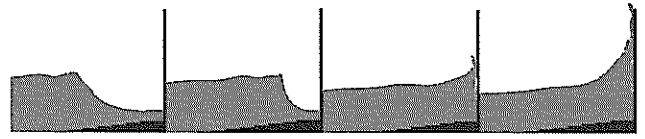


図-9  $B_1 = 25\text{ cm}$ における連続した空間波形の比較  
(上: 計算, 下: 実験)

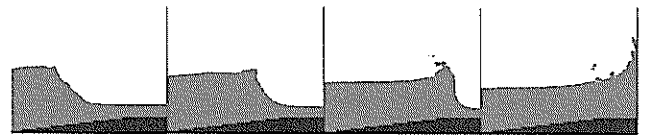
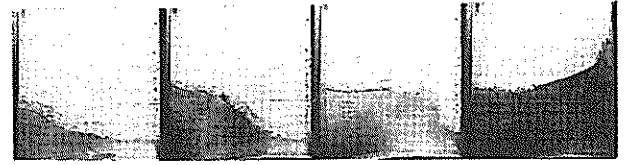


図-10  $B_1 = 50\text{ cm}$ における連続した空間波形の比較  
(上: 計算, 下: 実験)

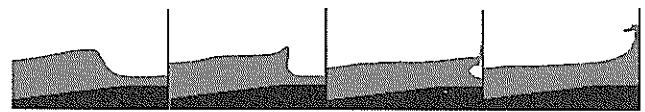


図-11  $B_1 = 75\text{ cm}$ における連続した空間波形の比較  
(上: 計算, 下: 実験)

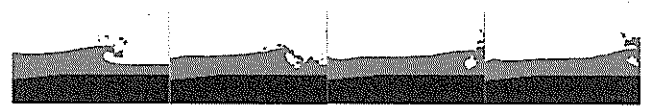
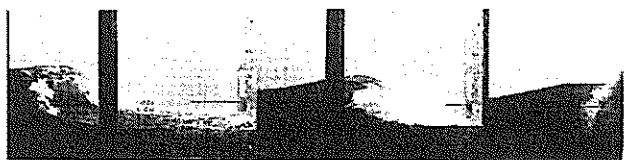


図-12  $B_1 = 175\text{ cm}$ における連続した空間波形の比較  
(上: 計算, 下: 実験)



(3) 時系列波圧および断面平均波圧強度の比較

図-13は、 $B_1 = 50 \text{ cm}$ での実験結果との比較である。波圧計の鉛直方向に関する場所は、 $29.5 \text{ cm}$ (静水面下  $0.5 \text{ cm}$ )である。この結果はWagnerタイプの波圧であり、鋭いピークを伴っている様子がよくわかる。計算結果もそれをうまく再現している。本計算では、気相に対する計算を行っていないことから、図-1のBagnold型のような空気の圧縮の影響による振動波形を伴う結果はない。

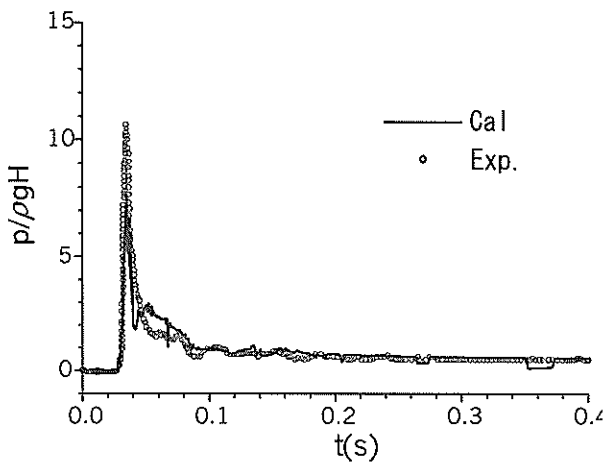


図-13 波圧の実験値との時系列比較 ( $B_1 = 50 \text{ cm}$ )

断面平均波圧強度の比較を行った(図-15)。断面平均波圧強度は、実験と同じく、断面の波圧を積分し $1.5 \text{ h}$ で割った断面平均値を  $pgH$  により無次元化している。

Cal. (Max)で示しているのが、今回の計算時間のなかで最大のものをとった場合、Cal.で示している点は第3波目の波の結果である。白抜きの点は実験データである。

これを見ると  $B_1 = 75 \text{ cm}$  のCal. (Max)点が倍程度に大きくなっていることを除けば、ほぼ実験のばらつきの範囲内であり、本モデルを用いて、壁面にかかる波圧予測が定量的に可能であることがわかる。

$B_1 = 75 \text{ cm}$ のCal. (Max)点は、第2波目の波が作用したものであり(図-16の21s付近)、このときの空間波形を確認したところ、空気を巻き込まないタイプの波(Wagner型)の作用となっていた。そのために、波力が大きくなったものと考えられる。

図-16は各ケースの断面平均波圧強度の時系列である。これを見比べると、空気の圧縮性を考慮にいれていないため、どのケースもWagner型のようなすどい立ち上がりが見える。

実験においては、 $B_1 = 75 \text{ cm}$ や  $B_1 = 100 \text{ cm}$  では、空気を巻き込んだ砕波であるために、Bagnold型のような巻き込まれた空気の圧縮による振動が実験では現れているが、計算では圧縮性の取り扱いがないために再現されておら

ず、空気の圧縮効果をどのように計算に取り込むかは今後の課題である。

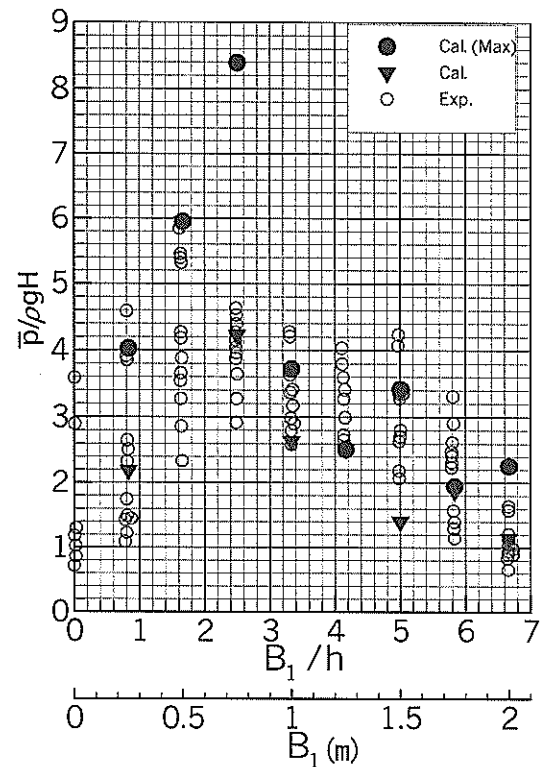


図-15 断面平均波圧強度の比較

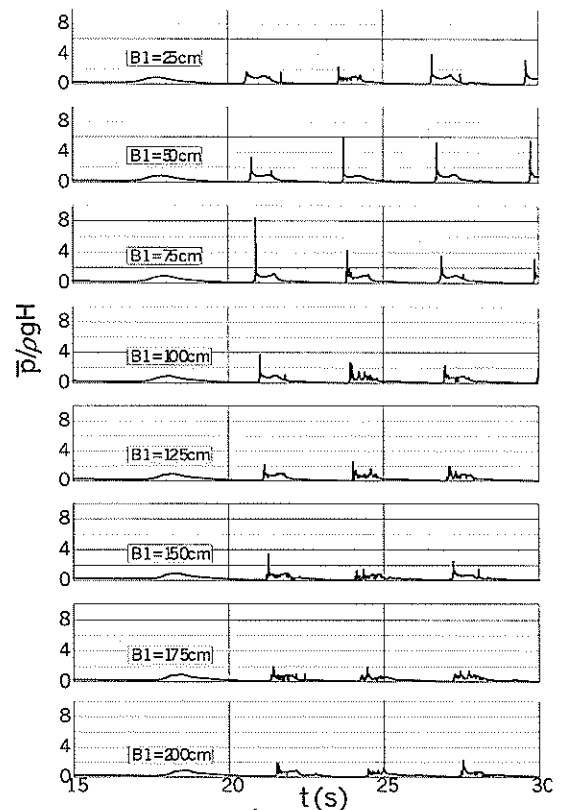


図-16 断面平均波圧強度の時系列

(4) 作用時間の比較

次に、衝撃圧の作用時間を比較した(図-17)。作用時間は、衝撃圧のピーク値の半分になる時間と定義する。ただし、得られた数値データは不等時間間隔であるために、3次のラグランジュ補間を用いて0.0001sの等時間間隔とし、さらに、小さな数値振動の影響を取り除くために移動平均を施した。このとき、移動平均する幅により多少値が異なるため、幅を0s~0.02sまで変化させ、その平均値としてピーク波圧値と作用時間を求めた。波圧データの場合は、29.5cm(静水面下0.5cm)の点である。造波開始より2~4波目の波を用いて $B_1 = 25, 50, 75$  cmについて比較した(図-16参照)。実験結果はW(Wagner型)およびB(Bagnold型)を区別している。

図-17より、ピークの波圧値はWagner型、Bagnold型に関係なく精度良く予測できることがわかる。作用時間に関しては空気の圧縮効果が含まれていないため、計算結果の方が小さく見積もる傾向にあるものの、オーダーとしては、ほぼ実験と整合する値が得られた。

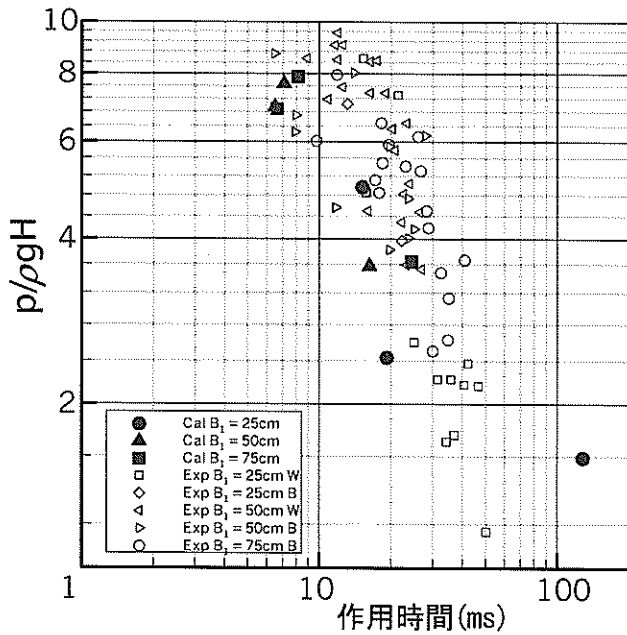


図-17 衝撃波圧の作用時間とピーク波圧の関係

3.2 護岸後背地構造物に作用する越波流体力への適用

(1) 計算断面図

実験(有川ら, 2002)は、長さ36m, 幅0.48m, 深さ1.3mの断面水路で行っており、勾配1/10の斜面に続いて高さ0.21mの護岸を設置し、後背地は護岸よりも10cm低いとした。後背地上にある構造物と護岸との距離 $B$ は、0.3m, 0.6m, 0.9mと変化させている(図-18)。波浪条件は沖波で、0.05m~0.12m, 周期は、1.5秒である。計算断面図も

同じとして構造物の距離を変え、その再現計算を行った。斜面始まりから後背地構造物までは、水平・鉛直方向における格子間隔を1cmとした。

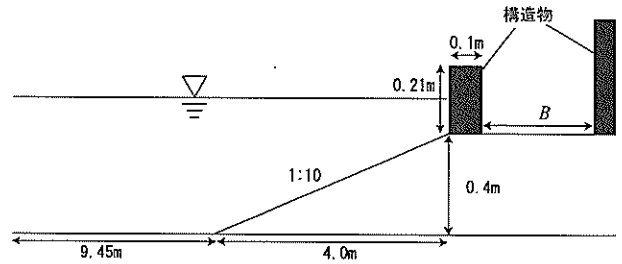


図-18 越波による作用力に関する実験断面

(2) 時系列による波圧の比較

図-19は、 $B = 0.3$  m, 護岸前面での静水深が18cmに周期1.5s, 波高7.7cmの波を入射させたときの空間波形の計算結果のスナップショットである。越波から背後構造物に向かっていく水塊の様子がうまく再現されていることがわかる。

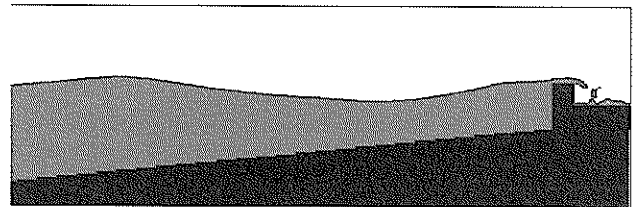


図-19 越波計算における空間波形結果の例

図-20は、 $B = 0.6$  m, 護岸前面での静水深が18cmに周期1.5s, 波高10.0cmの波を入射させたときの時系列データの比較である。白抜き丸が実験値を示している。実験において生じている2つのピークを計算においてもうまく再現している。図-21は衝突における様子を模式図にしたものである。一度目の衝突に関しては、越波した水塊が衝突したものであり、2度目の衝突に関しては、一度衝突した水塊が壁面に衝突し、その後、水塊は床に衝突して、そこで分割されたものが、もう一度壁面に衝突したことがわかる。

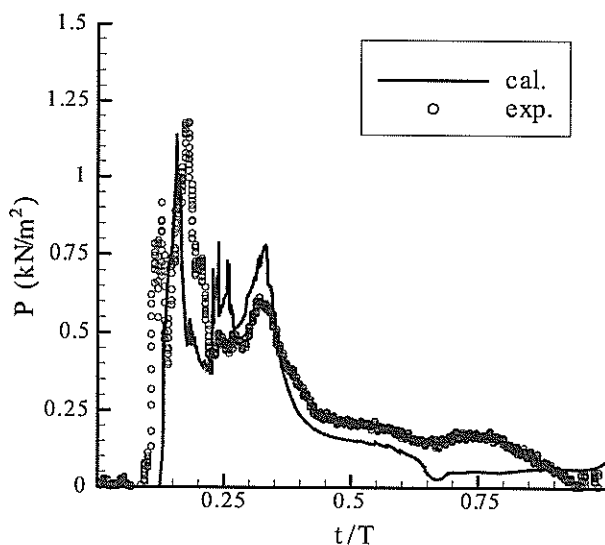


図-20 壁面作用圧の時系列波圧の比較

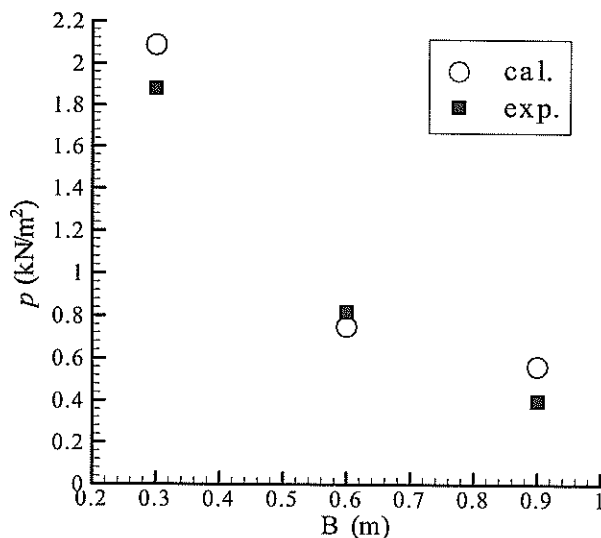


図-22 最大断面平均作用圧の比較

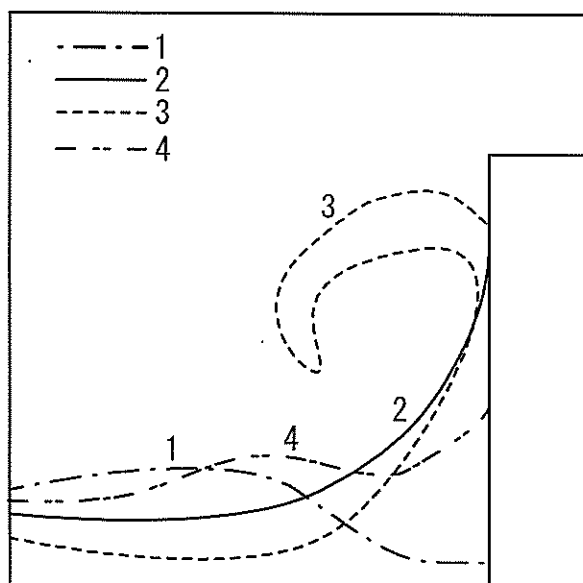


図-21 水塊の壁面衝突に対する模式図

#### 4. 現地への適用

1999年9月18日に台風18号による高潮、高波により日本の西側が被害を受け、八代海と周防灘において大きな浸水、越波被害が生じた(平石ら, 2000)。そのときの現地調査から、八代海西部における龍ヶ岳地区では高波による越波の影響が甚大であることがわかった。また、その地区にある小屋河内漁港西側の住宅地区では家屋破壊が生じたにもかかわらず、漁港東側の上天草総合病院では軽微な浸水被害にとどまっていた。平石らは、修正ブシネスクモデルを用いた波浪変形計算から護岸前面の水位を計算から、平石ら(1996)にしたがって、その越波流量を算出し、流速の2乗を用いて水流圧力を算出している。その結果から、漁港の西側および東側における越流作用圧の違いを説明している。

ここでは、CADMAS-SURFを用いて越波を再現し、護岸背後にある構造物に作用する力を計算することで、その作用圧の再現性を確認することとする。

#### (3) 最大断面平均作用圧の比較

図-22は、距離 $B$ を30cm, 60cm, 90cmと変化させたときの最大断面平均作用圧強度を比較したものである。護岸前面における水深は18cm, 波高10cmとしている。

実験値が黒四角であり、計算値が白抜き丸である。これをみると定量的に実験値と整合していることがわかる。さらに、距離が30cmのときには衝撃的な作用力となるために、他よりも大きくなっており、それがうまく再現できていることが確認できた。

#### 4.1 小屋河内港における平面図および断面図

図-23は小屋河内漁港の平面図を表す(平石ら, 2000)。図中灰色になっている部分は浸水した領域を表す。図-24は、家屋前にある壁が倒壊した様子を表している。病院側は、浸水被害だけであり、倒壊した建物はなかった。図-25に、それぞれの場所での断面図を示す。これを見てもわかるように、病院側には、護岸および離岸堤があり、住宅地側には、護岸のみの構造であった。天端高はその時点での潮汐に合わせた。また、護岸背後の構造物は、護岸から距離10mの場所に設置した。

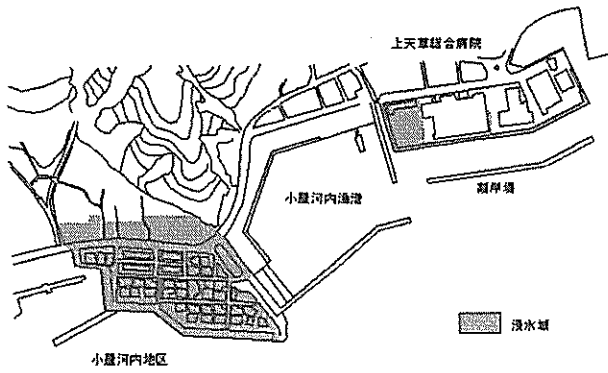


図-23 小屋河内地区の平面図および浸水域



図-24 住宅地区における家屋の破壊状況(河合ら, 2000)

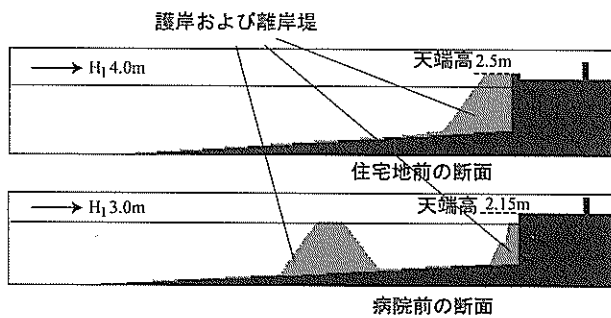


図-25 住宅地前と病院前における断面図

#### 4.2 数値シミュレーション結果

小屋河内港周辺に入射してくる波が、有義波高 3.0m、有義周期 9 s、潮位 3.5m とした場合、住宅地前の波高は、4.0m、病院前の波高は 3.0m と計算結果から求められる(平石ら, 2000)。反射波も一部入っていることは考えられるものの、地形の変化から変形したことの要因も挙げられるために、ここでは、住宅地前の入射波高を 4.0m、病院前の波高を 3.0m とし、周期 9.0 s の規則波を用いて計算することとした。また、主波向きはほとんど護岸に対して直角であった。

図-26 は、計算による壁面に作用する流体の最大圧力の比較である。羽鳥(1984)によれば、遡上波の流速  $u$  m/s と浸水深さ  $\zeta$  m で表される水流圧力  $\rho u^2 \zeta$  が  $5 \text{ kN/m}$  を越えると木造家屋が被災することがわかっている。図-25 における、住宅地前での越流の水深は 0.5m 程度であるために、被災をうける可能性は十分にあるといえる。一方で、病院前の越流水深は 0.2m 程度であり、被災を受ける可能性が低いことがわかり、本シミュレーションにより被災の妥当性を確認することができた。

図-27 は、仮想的に病院の前の離岸堤を無くした場合における作用する流体の最大圧力である。これを見ると離岸堤により消波効果が大きく、結果として越流による作用圧が下がっていることが確認できる。

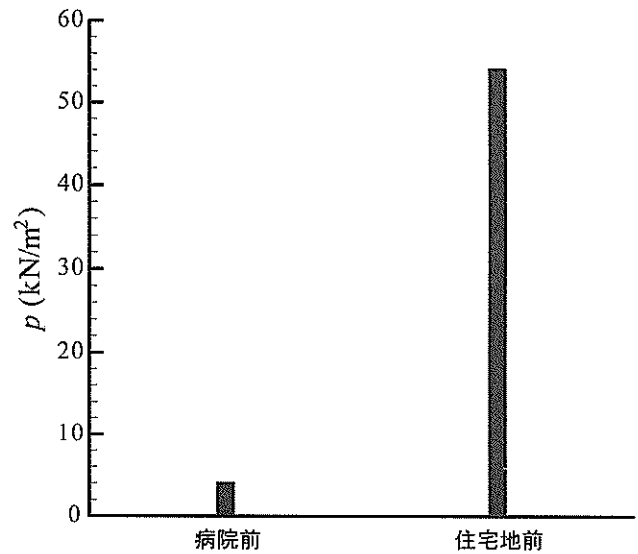


図-26 住宅地前と病院前における最大作用圧の比較

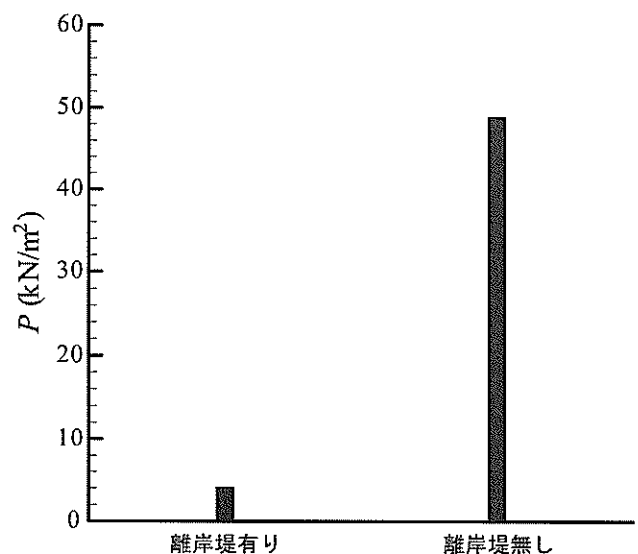


図-27 病院前の離岸堤の有無の影響

## 5. まとめ

VOF 法に基づいた数値モデルを用いて、スパイクノイズの発生原因を明らかにした。非圧縮性の計算において VOF 法を適用させた場合において、格子の状態が気体セルから流体セルになることにより、計算格子内の連続式が満たされず、それに伴いスパイクノイズが生じるものであることがわかった。そこで、格子状態をとどめたまま、Navier-Stokes 方程式を繰り返し計算し、ノイズを平滑化することで、スパイクノイズを抑制した。

本モデルを用いて、スパイクノイズに波圧予測精度が影響を受ける衝撃砕波圧および越波水塊の護岸背後構造物に作用する流体力に対して実験との比較を行った。

まず、衝撃砕波圧の比較として、さまざまなタイプの波の直立壁に作用する圧力に対して適用したところ、実験結果を精度良く再現することを確認した。

次に、護岸背後地にある構造物に作用する越波水塊の流体圧における実験との比較を行ったところ、衝突をしたときの作用圧および、衝突した水塊が壁面にぶつかった後、床に衝突した水塊が再度壁面に衝突した際の作用圧もうまく再現していることを確認した。

最後に、現地における越波浸水被災事例に対し、場所による被災程度の違いを再現することを試み、その違いを明らかにするとともに、離岸堤の効果を確認した。

本モデルは、スパイクノイズを平滑化し、抑制するものであり、取り込まれた空気の圧縮効果をモデル化したものではない。よって、空気の圧縮効果を入れ、作用圧の継続時間の再現性を向上することが今後の課題となる。

## 謝辞

本研究を遂行するにあたり、東京大学の磯部雅彦教授および港湾空港技術研究所の高橋重雄統括研究官には種々の適切な助言、ご指導を頂きました。ここに記して深甚の謝意を表します。

## 参考文献

有川太郎・田中信行・黒田豊和・下迫健一郎(2002): 越波時における護岸背後地構造物に作用する流体力に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 49 巻(1), pp. 656-660.

河合弘泰・平石哲也・丸山晴広・田中良男(2000): 台風 9918 号による高潮の現地調査と追算, 港湾技研資料,

No. 971, 43p.

高橋重雄・谷本勝利・鈴木諭司(1983): 直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察, 港研報告, 第 22 巻第 4 号, pp. 3-31.

数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会(2001): 数値波動水路(CASMAS-SURF)の研究開発報告, 沿岸開発技術研究センター, 312p.

羽鳥徳太郎(1984): 津波による家屋の被害率, 地震研究所彙報 Vol. 59, pp. 433-439.

平石哲也・平山克也・河合弘泰(2000): 台風 9918 号による越波災害に関する一考察, 港湾技研資料, No. 972, 19p.

渡部靖憲・松本靖晴・早川哲也・王毅・大塚淳一・安原幹雄・佐伯浩(1999): 衝撃波力の数値解析, 海洋開発論文集, 第 15 巻, pp. 375-380.

Wu, N. T., H. Oumeraci and H.-W. Partenscky (1994): Numerical Modelling of Breaking Wave Impacts on a Vertical Wall, Proc. 24th ICCE, pp. 1672-1686.

Wu, N. T. (1994): Numerische Simulation der Druckschlagbelastung durch brechende Wellen auf senkrechte Bauwerke, Doktor Dissertation, Universitat Hannover, 210p.

港湾空港技術研究所資料 No.1081

2004.6

編集兼発行人 独立行政法人港湾空港技術研究所

発行所 独立行政法人港湾空港技術研究所  
横須賀市長瀬3丁目1番1号  
TEL.046(844)5040 URL.<http://www.pari.go.jp/>

印刷所 株式会社 シーケン

Copyright © (2004) by PARI

All rights reserved. No part of this book must be reproduced by any means without the written permission of the President of PARI.

この資料は、港湾空港技術研究所理事長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部または一部の転載、複写は港湾空港技術研究所理事長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。