

防波堤の波力算定への数値波動水路の適用性について

蔣 勤*・高橋重雄**・磯部雅彦***

1. はじめに

防波堤など海の構造物の耐波設計において、作用する波力を正確に算定することが最も重要である。これまでに防波堤などに働く波力は、主に水理模型実験やそれに基づく波力公式(合田式など)によって算定されているが、波力公式は条件によっては精度に問題があり、水理模型実験は多くの費用と時間が必要である。また、最近では変形を考慮した信頼性設計など、さらに多くの情報を必要とする高度な設計が求められており、将来の設計では直接数値シミュレーションが重要となると考えられる。沖波の推算や波の伝播については、数値計算が広く用いられるようになってきているが、海域構造物、特に防波堤に作用する波力については、設計波が砕波であることが多く、通常の数値計算モデルでは非線形性の強い条件、特に砕波での計算が困難であり、数値計算が実務に用いられた例はほとんどない。著者らは、水理模型実験に代わって数値計算を防波堤などの設計実務に用いることを目標に、砕波のような条件にも適用でき、任意形状の構造物がある波浪場が計算できる数値波動水路の開発を行っている(磯部ら, 1999)。本研究では、ケーソン防波堤を例として、広範な波および構造形式の条件下での波圧の計算および実験結果による検証を行い、数値波動水路の波力算定への適用性について検討する。

2. 数値波動水路の概要

数値波動水路は、ダイレクト数値シミュレーションを行うことにより、波と構造物と地盤との相互干渉による波動問題を迅速かつ容易に解析するための数値計算モデルであり、従来の断面二次元造波水路の水理模型実験に代わりうる数値的な造波水路である。本研究で開発した数値波動水路は、NASA-VOF (Torrey *et al.*, 1987) に基づき、自由表面を解析するための VOF 法および $k\sim\epsilon$ 2 方程式乱流モデルをナビエ・ストークス方程式に組み込み、さらに、流体の占有率を表す FAVOR 関数並びに

流体抵抗力及び慣性力などを導入し、透過性構造物のみならず複雑な形状を持つ不透過性構造物と波との非線形干渉による波動場を解析することが可能であり、次のように構成されている。

(1) 基礎方程式

基礎方程式は、榊山ら (1997) のポーラスモデルに基づいた 2 次元非圧縮性流体運動の連続式および Navier-Stokes 方程式、自由表面の挙動を表す VOF 関数 F の移流方程式並びに乱流エネルギー k と乱流エネルギー散逸 ϵ に関する移流方程式である。

$$\frac{\partial \gamma_x u}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\lambda_v \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \lambda u u}{\partial x} + \frac{\partial \lambda w u}{\partial z} = -\frac{\lambda_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - R_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma_x \nu_e \left[2 \frac{\partial u}{\partial x} \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_x \nu_e \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial x} \right] \right) \dots\dots\dots (2)$$

$$\lambda_v \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial \lambda u w}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z w w}{\partial z} = -\frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \gamma_v g - R_z + \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma_x \nu_e \left[\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_x \nu_e \left[2 \frac{\partial w}{\partial z} \right] \right) \dots\dots\dots (3)$$

$$\lambda_v \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u F}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z w F}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

$$\lambda_v \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \lambda u k}{\partial x} + \frac{\partial \lambda w k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma_x \nu_k \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_x \nu_k \left[\frac{\partial k}{\partial z} \right] \right) + \gamma_v G_x + \gamma_v \epsilon \dots\dots\dots (5)$$

$$\lambda_v \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \lambda u \epsilon}{\partial x} + \frac{\partial \lambda w \epsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\gamma_x \nu_k \left[\frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_x \nu_k \left[\frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right] \right) + \gamma_v C_{\epsilon/k} G_x + \gamma_v \epsilon \left(\frac{\epsilon^2}{k} \right) \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 u と w はそれぞれ水平 x および鉛直 z 方向の流速、 p は圧力、 ρ は密度、 g は重力加速度、 ν_e は分子粘性係数と渦動粘性係数の和、 γ_v は空隙率、 γ_x と γ_z は水平及び鉛直方向の面積透過率であり、 C_M を慣性力係数として $\lambda_v = \gamma_v + (1 - \gamma_v) C_M$ 、 $\lambda_x = \gamma_x + (1 - \gamma_x) C_M$ 、 $\lambda_z = \gamma_z + (1$

* 正会員 工博 運輸省港湾技術研究所特別研究員
** 正会員 工博 運輸省港湾技術研究所水工部耐波研究室室長
*** フェロー 工博 東京大学教授 大学院新領域創成科学研究科

$-\gamma_2)C_M$ である。また、抵抗係数を C_D として抗力 R_x, R_z を以下に示す流速の2乗に比例する形でモデル化した。

$$R_x = \frac{1}{2} \frac{C_D}{\delta x} (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \dots\dots\dots (7)$$

$$R_z = \frac{1}{2} \frac{C_D}{\delta z} (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \dots\dots\dots (8)$$

そして、 k と ε の式の中に含まれる $\nu_t (= C_\mu k^2/\varepsilon)$, $\nu_k (= \nu\nu_t/\sigma_k)$ および $\nu_\varepsilon (= \nu + \nu_\varepsilon/\varepsilon)$ は係数であり、式中の経験係数は通常の値 ($C_\mu=0.09, \sigma_k=1.00, C_1=1.44, C_2=1.92$) が用いられる。なお、 $k \sim \varepsilon$ モデルで計算された乱流の効果は、粘性項の渦動粘性係数を $\nu_\varepsilon = \nu + \nu_t$ と、圧力項の圧力を $p' = p + 2\rho k/3$ と、取り扱うことによって Navier-Stokes 方程式にフィードバックされる。

(2) 造波境界および無反射境界

造波境界は、磯部ら (1978) の有限振幅波の摂動解により求めた流速分布を流速指定境界として設定している。なお、摂動解の適用範囲を考慮しアール数 ($u_r = gHT^2/k^2$, h は水深, H は波高, T は周期である。) の値が25を境界として、ストークス波第5次近似解 ($u_r \geq 25$) またクノイド波第3次近似解 ($u_r \leq 25$) を用いる。

また、計算領域の削減および安定した計算を行うために、以下に示す Sommerfeld の放射条件とエネルギー減衰帯を組み合わせた無反射境界を導入している。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + C \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 ϕ は流速等の物理量、 C は波速である。なお、エネルギー減衰帯については、従来のスポンジレイヤーなど数値的なエネルギー吸収法の代わりに、透過性構造体を用いた物理的なエネルギー吸収法を採用している。

(3) 数値計算法

以上の基礎方程式に対して、SMAC 法を用いて時間積分を行う。空間方向の離散化において、圧力等のスカラー量を計算セルの中央に、流速 u と w を計算セルの界面上に定義するスタガード格子系を用いる差分法を採用している。また、移流項の差分スキームには、1次精度風上差分と QUICK 法が組み込まれており、その他の項は2次精度中心差分としている。

SMAC 法では、圧力に関する Poisson 方程式を離散化し得られる連立一次方程式の解法が、保存則の確保および計算時間の短縮の面で重要となる。このため、連立一次方程式の解法には、収束性および安定性に優れた前処理付き BCGSTAB 法を用いている。

一方、自由表面の取り扱いには、汎用性が高く複雑な自由表面が計算可能である VOF 法を採用している。VOF 法では、本来ステップ関数となる「流体である・ない」を表す関数を計算セル毎に平均化した VOF 関数 F の移流方程式と、表面の向きを逐次的に計算することに

より、自由表面の挙動を計算する。この VOF 関数 F の移流計算には、ドナー・アクセプター法を用い、表面の向きの決定は NASA-VOF3D の方法を参考とした。

3. 防波堤の波力算定への適用性

現在、防波堤などに働く波力は、有限振幅重複波理論や設計公式などを用いて求める手法が一般的に行われている。しかしながら、これらの算定式は主に直壁を対象として提案されたものであり、実際の耐波構造物の設計においては、砕波や越波のような厳しい波の条件、またマウンドや消波ブロック被覆材および異形ケーソンなど複雑な構造型式の場合が多く、算定式を適用するには精度に問題があることが指摘されている。

一方、数値計算が直接実務に用いられた例はいくつかがあるものの、波力算定などへの本格的な適用には至っていないのが現状である。

数値波動水路は、設計実務に適用することを目的として特に開発された計算モデルであり、多くの設計問題に用いることができると期待されている。その研究開発の一環として、本研究では数値波動水路を用い、ケーソン防波堤を対象に作用する波圧の計算を行ったが、①非線形性や砕波の影響を調べるケース、および②ケーソン形状やブロック消波材による影響を調べるケースについて、この計算モデルの適用限界、そして問題点について検討を行っている。

(1) 入射波・通過波検定

図-1に示すのは、海底床だけで構造物がない場合における数値波動水路を用いた波の伝播の計算結果であり、周期3.0s、入射波高35.1cm、斜面上水平部の水深30cm、斜面勾配 $i=1/10$ の条件での計算例である。

これは、通常の水理模型実験では通過波の検定に対応し、沖波波高を変えて計算すれば、浅水変形による構造物位置での通過波の波高が分かり、特に構造物の耐波設計にとって重要な砕波限界波高 H_b などが求められる。図-1のケースでは、波がリーフの斜面と水平床の接続点付近で巻き波状の砕波となり、砕波波高は約39cmである。砕波し始める点や波高が水理模型実験とほぼ一致している。こうした通過波高検定は耐波設計において重要であり、構造物に砕波が作用するかどうか、砕波する

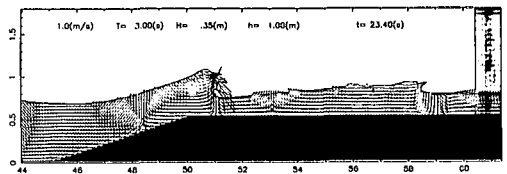


図-1 通過波の砕波

場合は、厳しい巻き波や砕け寄せ波か、砕波点が構造物の直前で危険な距離でないか等の重要な判定ができる。

(2) 直立堤における波圧への適用

ケーソン式の防波堤など、壁体構造物に作用する波圧は、水深、海底勾配、波の周期および波高の違いによって、重複波の波圧から、浅水波、砕波、そして衝撃砕波の波圧まで大きく変化する。こう言った波圧の基本特性への数値波動水路の再現性を検証するために、直立堤における波圧について、計算と実験結果(合田・柿崎, 1966)の比較を行った。

a) 浅水波波圧

図-2に示すのは、直立壁に働く波圧の最大値及び最小値の鉛直分布の計算値と実験結果を比較したものである。これは、周期2.007 s, 水深波長比0.1の条件において、入射波高を7.1 cm, 16.8 cmに変化させた場合の浅水波波圧の一例である。非線形重複波圧の分布が計算でも再現されており、実験との対応もよいことが分かる。

b) 深水重複波圧

図-3は、周期0.8 s, 水深50 cm, 波高15 cmでの深水波場合における重複波圧の計算結果を示すものである。波の非線形特性による双峰型の波圧波形、特に、水深波長比の大きな重複波の特徴である、正のピーク値より負のピーク値が大きいという傾向がはっきり認められ、その値も実験値とほぼ一致していることが確認でき

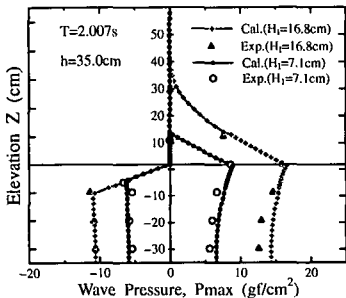


図-2 直立壁における最大・最小波圧の鉛直分布

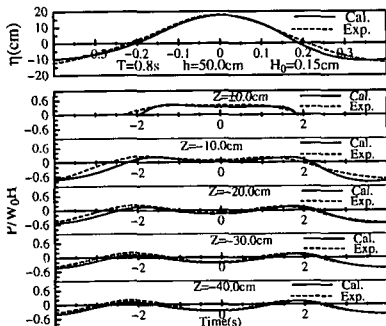


図-3 直立壁における有限振幅重複波波圧波形

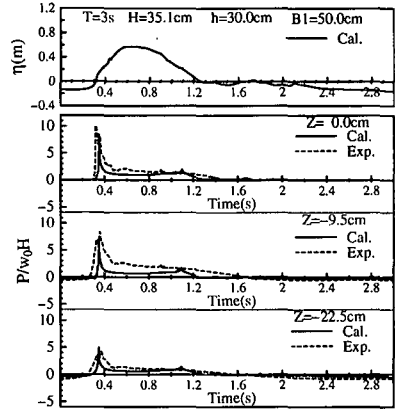


図-4 直立壁における Wagner 型衝撃砕波波圧波形

る。

c) 衝撃砕波圧

リーフ上の直立堤に対して、斜面勾配、堤体位置および波の条件を変化させ、重複波的な波圧から空気を巻き込まない(Wagner型)衝撃波圧, 空気を巻き込む(Bagnold型)衝撃波圧, そして砕波後の波圧など幅広い条件下で発生する波圧について計算した。

図-4は、図-1に示す1/10の斜面につづく水平海底上に直立壁が設置された場合に、周期3.0 s, 波高35.1 cm, 水深30 cm, 水平部距離50 cmの条件での計算例である。壁面の直前で巻き波状に砕け始めるが、まだ空気を巻き込む直前で激しく壁面に衝突しており、Wagner型衝撃砕波圧が見られる。実験結果(高橋ら, 1983)と比べると波圧のピーク値はやや小さいものの、急に立ち上がった鋭い波圧形状をよく再現していることが示される。

空気を大きく巻き込む砕波の条件では、ノイズの発生が見られ、こうした条件に対しては、さらに検討が必要である。ただし、空気を巻き込む場合については、通過波検定の時に得た波面の速度や空気の巻き込み量から衝撃的な成分の算定が可能である。

これらの結果から、空気を大きく巻き込む砕波の条件を除き、幅広い波の条件において直立堤に作用する波圧に対して、この計算法が適用できることが明らかとなった。

(3) 混成堤における波圧への適用

実際の耐波構造物は直立堤だけではなく、安定性や経済性などを考慮した複雑な型式の防波堤構造物が開発されている。その中では、混成堤がもっともよく使われている構造型式の一つである。こういった構造物の耐波設計においては、数値波動水路の適用性が高いと考えられている。このため、混成堤における越波や消波ブロック被覆材およびケーソン形状による波圧の非線形低減につ

いて、数値波動水路を用いて計算を行った。

a) 越波による波圧の低減

通常のケーソン防波堤では天端が $0.6H_{1/3}$ 程度であり、越波が許容されている。そのため、直立壁に働く波力は天端の高い直立壁に作用する波力に比べて一般的に減少する。これは、通常の低い天端高の場合には越波によって圧力が低下するためである。特に碎波の場合には波峰部が直立壁に衝突しなければ大きな波圧が発生しないからである。こうした天端高さの違いによる波圧の変化に関して数値波動水路において計算を行った。

図-5に示すのは、直立壁の天端高が15cmで、越波が発生する場合と天端が十分高く越波をさせない場合の波圧波形の計算結果を比較した例である。直立壁における波圧の正負のピーク値における鉛直分布の計算例を図-6に示す。越波のない時と比べると、双峰型波圧の第2のピークが低くなり、非対称な波圧波形となることや越波によって波圧分布の形状が変化する現象が再現されていることが分かる。

b) 消波ブロックによる波圧の低減

混成防波堤は、直立壁の前面に消波ブロックを設置することにより補強が可能であり、防波堤直立壁前面に置かれた消波ブロックは波力を減少させる効果がある。消波ブロック被覆堤に対して、ブロック被覆材による波圧

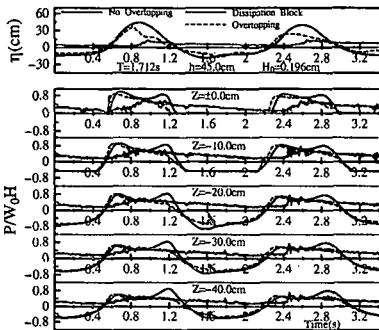


図-5 越波・消波ブロックによる波圧波形の変化

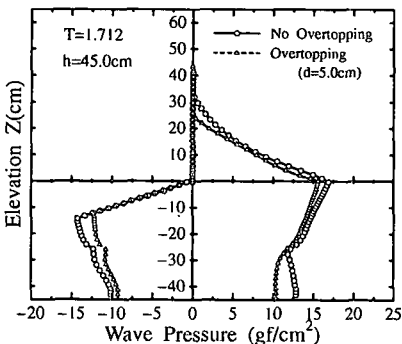


図-6 越波による波圧の鉛直分布の変化

低減効果についても数値波動水路を適用している。図-5は、数値計算により得られた波圧の時間変化を、消波ブロックのある場合とない場合について示したものである。

この波形から、消波ブロックの設置によって双峰型の二つの峰部の波圧が低減していることが分かるが、全体にレベルが上がっていること、ノイズ等問題がある。これは消波ブロック内での波面の計算などに問題が有ると思われる。

また、図-7は、直立堤、低天端堤及び消波ブロック被覆堤における流速場の比較を示すものである。

c) 構造型式による波圧の低減

上部斜面の斜面による波力の低減効果について計算した。図-8に示すのは上部斜面堤における波圧波形と通常のケーソン堤における波圧波形の計算結果を比較した例である。また、斜面堤及び直立堤における流速場を比較したものは図-9に示す。

斜面の影響によって静水面付近での壁面移送流速が大

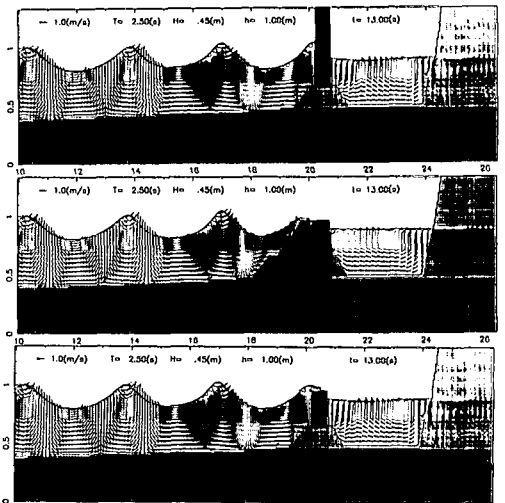


図-7 直立堤・低天端堤・ブロック被覆堤における流速場

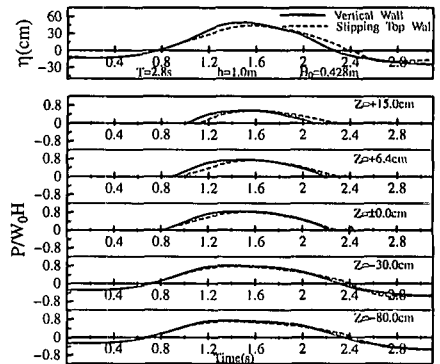


図-8 斜面による波圧波形の変化

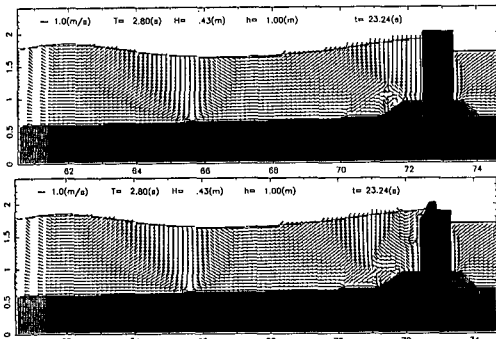


図-9 直立堤・斜面堤における流速場

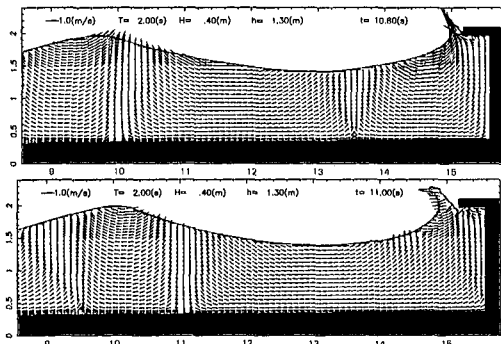


図-10 桟橋上部工に作用する波の流速場

きくなり、そこでの波圧が低減する効果が計算でも表れている。この計算法はこうした異形ケーソンにおける波力についても適用性が高いと思われる。

(4) 衝撃的な揚圧力への適用

ケーソン壁に衝撃砕波力が作用するのと同じように、桟橋上部工などには強大の衝撃的な揚圧力が作用する可能性がある。衝撃的な揚圧力による部材の破壊が耐波設計上に重要な課題の一つである。こうした問題への数値波動水路の適用性についても数値計算を行うことにより検証した。

図-10に示すのは、桟橋上部の水平梁に作用する波の流速場である。これは、幅40cmのRC板が造波板から27mに離れた反射壁前面においたケースであり、周期 $T=3.0$ s、波高 $H=40$ cm、RC板が静水面より30cmに離れたケースである。RC板に衝撃的な揚圧力が作用することにより、沖側に大きく飛沫が上がっている様子が再現されている。

図-11には、桟橋上部の水平梁にける陽圧力による波圧波形の計算値と実験結果の比較を示す。水平梁と衝突水面の間に巻き込まれた空気量が少なく、Wagner型に近い波圧波形を示している。この図から急激な波圧ピークを特徴とする衝撃的な揚圧力波形がよく再現していることが確認できる。

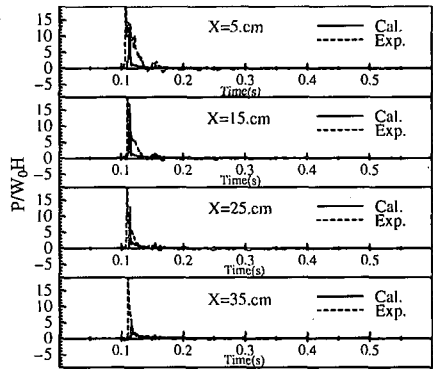


図-11 衝撃的な揚圧力の波圧波形

4. 主要な結論

耐波構造物の設計法は、大きく変わりつつある。将来の設計では、より正確で多くの情報が提供できる数値波動水路の適用が不可欠と考えている。本研究では、こうした数値波動水路の研究開発の一環として、ケーソン防波堤を対象に作用する波圧の数値計算を行い、開発された数値計算法の波力の算定への適用性を検討した。計算結果、また一部の実験結果との比較により、大量の空気を巻き込む砕波の場合など問題も少なくないが、幅広い条件において開発された数値計算モデルは構造物に働く波圧を合理的に再現できることが明らかとなった。また、数値波動水路自体については、自由表面の処理や砕波の影響を適切に取り込めるようなさらなる改良が必要であることが分かる。

謝辞：本研究の一部は「数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会」（代表：東京大学磯部教授）の活動の一環として行われました。ここに記して、関係各位に謝意を表します。

参考文献

- 磯部雅彦ほか(1978): 保存波の擾動解の波高による表示, 第33回土木学会年次講演会概要集, II, pp. 760-761.
- 磯部雅彦ほか(1999): 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.
- 合田良実・柿崎秀作(1966): 有限振幅重複波ならびにその波圧に関する研究, 港研報告, Vol. 5, No. 10, pp. 1-57.
- 榊山 勉・香山真裕(1997): ポーラスボディモデルによる透過性防波堤周辺の非線形波動解析, 海岸工学論文集, Vol. 37, pp. 554-558.
- 高橋重雄・谷本勝利・鈴木村司(1983): 直立壁に作用する衝撃砕波力に関する一考察, 港研報告, Vol. 22, No. 4, pp. 3-31.
- Torrey, M. D. et al. (1987): NASA-VOF3D: A Three-Dimensional Computer Program for Incompressible Flows with Free Surface, LA 11009-MS.