

拡張型 Boussinesq 方程式の沿岸波浪場・海浜流場への適用性に関する研究

Analysis of wave motion and nearshore current fields
using a modified Boussinesq equation model

山田文彦*・嶋津秀一**・柿木哲哉***・滝川 清****

Fumihiko YAMADA, Shuuichi SHIMAZU, Tetsuya KAKINOKI, and Kiyoshi TAKIKAWA

*正会員 博(工) 熊本大学助手 工学部 環境システム工学科 (〒860-8555 熊本市黒髪2丁目39-1)

**正会員 修(工) 熊本県土木部

(〒862-0950 熊本市水前寺6丁目18-1)

***学生会員 修(工) 熊本大学大学院 自然科学研究科博士後期課程 (〒860-8555 熊本市黒髪2丁目39-1)

****正会員 工博 熊本大学教授 工学部 環境システム工学科 (〒860-8555 熊本市黒髪2丁目39-1)

The modified Boussinesq equation model which was proposed by Madsen et al. was applied for wave motion and nearshore current fields and its applicability was discussed. Numerical simulations of the circular reef, half-unlimited breakwater and beach topographies with an offshore breakwater were performed. The accuracy of this model was verified thorough comparison with laboratory experiments and previous theory. Furthermore, numerical analysis of wave transformation for typhoon No. 9918 in the vicinity of the Kumamoto New Port were carried out. Results demonstrated that wave height increased in the estuary of Shirakawa river and the velocity scale of nearshore currents was as large as that of tidal currents.

Key words : *modified Boussinesq equation, wave motion fields, nearshore current fields, typhoon No. 9918*

1. 序論

沖から来襲した波は、浅海域を伝播する過程で海底地形や構造物の影響を受け、屈折、浅水変形、砕波変形、回折、反射によって、波高や波向が変化する。このような浅海域での波浪変形を精度良く推定することは、海岸海洋構造物の設計外力のみならず、漂砂の外力評価にとっても重要である。この波浪変形をその境界条件の違いによって大まかに分類すると、屈折系と回折系に分けられる¹⁾。屈折系とは水深が変化する場合の底面境界条件が主因となる波浪変形であり、屈折と浅水変形が含まれる。また、回折系とは、構造物が存在する場合の側方境界条件が主因となる波浪変形であり、回折のほか側方境界条件によって処理される反射も含まれる。歴史的には屈折系と回折系の方程式は独立に導かれてきた。

本研究で用いる Boussinesq 方程式は、屈折系と回折系の両効果を同時に取り扱うことが可能であり、かつ砕波帯付近で無視することのできない有限振幅性まで表現可能な方程式である。さらに、緩勾配方程式とは異なり、移流項を無視せずに計算を行うため、波浪場と海浜流場との計算を同時に行うことが可能である。Peregrine (1967)²⁾は水位と鉛直平均流速を従属関数とし、斜面上の波浪変形を取り扱う Boussinesq 方程式(以降、標準型と呼ぶ)を導いた。標準型 Boussinesq 方

程式は、弱分散性波動場の仮定を用いているため、浅海域での波浪分散特性を良く記述するが、深海域における波浪分散特性の表現には限界が生じる。このためその適用範囲は、比較的水深が浅い領域に限定されてしまう。波浪計算においては、比較的水深が深い領域に入射境界を設置し、そこで入射波の条件を与えることが多い。したがって、浅海域での波浪変形予測を精度良く行うには、解析に用いる基礎方程式の適用範囲を拡張し、より深い海域への適用性を向上させることが必要である。このため、深海条件下での分散特性を改善するための方法がいくつか提案されている。

その代表的なものが、Madsen ら(1991)³⁾の手法と Nwogu (1993)⁴⁾の手法であり、ここでは両者のモデルを拡張型 Boussinesq 方程式と総称する。Madsen らの手法は、Peregrine のモデルに対して運動方程式に(係数の乗じられた)補正項を加えることによって分散特性を向上させたモデルである。従属変数として鉛直平均流速を用い、係数を0とした場合には Peregrine の式に一致する。さらに、Madsen ら(1992)⁵⁾は、前述の方程式を傾斜面上に拡張し、係数を 1/15 とすることで彼らの提案する方程式の分散関係式が微小振幅波理論に対する Pade 近似に整合し、相対水深 (h/L) で 0.5 程度までその適用範囲を拡張できることを示した。

一方、Nwoguの手法は、従属変数として鉛直平均流速ではなく、任意地点における流速と水面変動を用い、流速の評価点の位置は、モデルの分散関係が最適となるように設置され、適切な値を設定することにより、深海域での分散特性を大きく改善している。

現在までも、拡張型 Boussinesq 方程式の適用性の検討は行われているが(例えば、平石ら(1995)⁶⁾)、多くの場合単純化された海底模型を用いた実験結果が用いられており、複雑な地形を有する実海域におけるモデルの適用性の検討は未だ不十分である。

そこで本研究では、比較的適用例の多い Madsen らの拡張型 Boussinesq 方程式を用い、実海域における本モデルの適用性を検討する。そのため、平成11年9月24日の台風9918号来襲時の熊本新港周辺域での波浪変形シミュレーションを行い、実海域における本モデルの適用性を検討した。

2. 基礎方程式

本研究で用いる基礎方程式は、Madsen ら^{3), 5)}の拡張型 Boussinesq 方程式をもとに碎波による水平運動量混合項、底面摩擦項を付加したものである。また、計算領域の波が計算領域外に自由に出ていく条件、すなわち開境界条件を実現する方法として、エネルギー吸収帯を用いるため、エネルギー減衰項も付加している。

図-1 は本計算法における座標系を示したものである。3次元の流体運動を水深方向に積分し、水位 η と x 方向線流量 P 、 y 方向線流量 Q を未知変数とすると、最終的に連続の式および x 方向、 y 方向の運動方程式は以下のように表される。

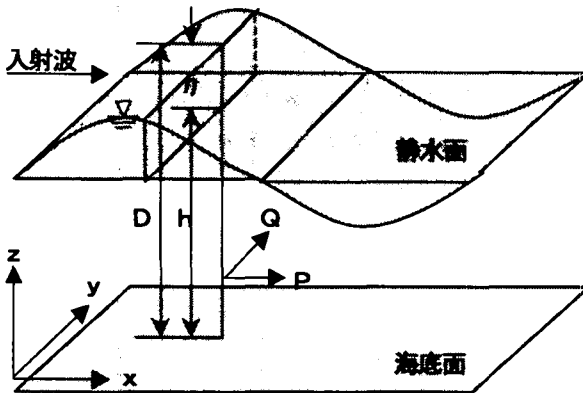


図-1 座標系

(連続の式)

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\text{ここで、} P = \int_h^\eta u dz, \quad Q = \int_h^\eta v dz$$

(x 方向の運動方程式)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{PQ}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ & - \nu_T \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) + \varepsilon P + \frac{f}{2D^2} P \sqrt{P^2 + Q^2} \\ & = \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 P}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^3 Q}{\partial x \partial y \partial t} \right) + Bgh^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x \partial y^2} \right) \\ & + h \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{3} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial y \partial t} \right) + h \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial y \partial t} \right) \\ & + Bgh^2 \left\{ \frac{\partial h}{\partial x} \left(2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

(y 方向の運動方程式)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{PQ}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ & - \nu_T \left(\frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial y^2} \right) + \varepsilon Q + \frac{f}{2D^2} Q \sqrt{P^2 + Q^2} \\ & = \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 Q}{\partial y^2 \partial t} + \frac{\partial^3 P}{\partial x \partial y \partial t} \right) + Bgh^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial y^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^2 \partial y} \right) \\ & + h \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{1}{3} \frac{\partial^2 Q}{\partial y \partial t} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} \right) + h \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} \right) \\ & + Bgh^2 \left\{ \frac{\partial h}{\partial y} \left(2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

ここで、 x, y は平面座標、 t は時間、 h は静水深、 D は全水深 ($D = h + \eta$)、 f は底面摩擦係数、 ν_T は碎波によって生じる乱れによる運動の混合を表す渦動粘性係数であり、詳細は後述する。また、 ε はエネルギー吸収帯の吸収係数である。

式(2)、(3)の右辺が、海底面の勾配を考慮した時の分散項であり、係数 B は分散項の補正係数である。本研究では Madsen ら^{3), 5)} にならい、分散項の補正係数を $B=1/15$ として計算を行っている。

計算には水位と線流量の格子点を半分づつずらしたスタガード格子を用い、ADI 法 (Alternating Direction Implicit Method) により数値積分した。なお、今回行った Boussinesq 方程式に対する差分化の手法および境界条件等の詳細については平山ら⁸⁾を参照されたい。

2. 1 砕波の判定

本計算における砕波の判定には、平面波浪場に適用可能な指標として、水表面における水粒子速度(u)と波速(C)との比(u/C)を用い、この値が設定値を超えた時に砕波が生じるものとして取り扱った(佐藤ら⁷⁾)。なお、この設定値については、実験室レベルで、佐藤ら⁷⁾は0.5、平山ら⁸⁾は0.45が妥当であるとしているが、本研究では次章で再度検討する。Boussinesq 方程式では、水表面の水粒子速度の x, y 成分 u_s, v_s は、解くべき未知量である断面平均流速 $\bar{u}, \bar{v}$ を用いて次式で与えられる。

$$\begin{aligned} u_s &= \bar{u} - \left(\frac{D^2}{2} - \frac{h^2}{6} \right) \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \\ v_s &= \bar{v} - \left(\frac{D^2}{2} - \frac{h^2}{6} \right) \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \frac{1}{(h+\eta)} \int_h^\eta u dz = \frac{P}{D} \\ \bar{v} &= \frac{1}{(h+\eta)} \int_h^\eta v dz = \frac{Q}{D} \end{aligned}$$

なお、波速としては、長波の波速 $c = \sqrt{gh}$ を用いた。従って、波速と流速の比： u/C は、 $u/c = \sqrt{u_s^2 + v_s^2} / \sqrt{gh}$ となる。

2. 2 砕波によるエネルギー逸散

砕波によるエネルギー逸散は、基礎方程式(2)、(3)中の砕波による渦動粘性係数 ν_T を考慮することで与える。なお、渦動粘性係数 ν_T は、佐藤ら⁹⁾の提案による次式を用いる。

$$\nu_T = \frac{\alpha_D s g d}{\sigma^2} \sqrt{\frac{g}{d} \frac{\hat{Q} - Q_r}{Q_s - Q_r}} \quad (5)$$

$$Q_s = 0.4(0.57 + 5.3s) \sqrt{g d^3} \quad (6)$$

$$Q_r = 0.135 \sqrt{g d^3} \quad (7)$$

ここで、 d は平均水深、 σ は角周波数、 s は海底勾配であり、 α_D は砕波帯外で0、砕波点を含む1波長の領域で線形的に2.5まで増加させ、砕波帯内では2.5の一定値とした。また、 $\hat{Q}$ は線流量 $Q = \sqrt{p^2 + q^2}$ の振幅であり、直前の1周期の線流量から求める。

3. 有明海沿岸域への本計算手法の適用性

実海域への適用性を検討するにあたって、本モデルの基本性能の検証として、球面浅瀬地形上での屈折、半無限防波堤地形での回折、離岸堤地形での波高分布・海浜流の合計3ケースについて計算を行い、波高分布や海浜流の実験値や既往の理論と比較し、本モデルの有効性を検証した(嶋津¹⁰⁾)。そこで、本章では実海域における適用性を検討するため、平成11年9月24日の台風9918号来襲時の熊本新港周辺での波浪変形シミュレーションを行った。また、簡便な手法である波向線法による計算も合わせて行った。

3. 1 解析領域及び入力条件

解析領域は、図-2に示す熊本新港周辺において、東西(x 軸方向)約7.5 km、南北(y 軸方向)約6 kmの範囲とした。計算格子間隔： $\Delta x = \Delta y$ を10.0 m($\approx L/6$ 、 L は波長)、分割数は 750×600 とし、時間間隔： Δt は0.33 s($=T_i/20$)、また、計算領域の周囲には約3波長の幅のエネルギー吸収帯を配置した。なお、嶋津¹⁰⁾は格子間隔については $L/10$ 程度が良いとしたが、今回のケースにおいては電算機性能の限界から $\Delta x = L/6$ としている。

各点の水深は1/10,000の平面図から読み取り、白川・坪井川の流入河川からの河川流入量は考慮していない。図中の破線の部分を入射境界とし、入射波としては図中の■印で示される熊本新港波高観測点で台風来襲時に観測された波高記録から入射波高： $H_i = 3.62$ m、周期： $T_i = 6.6$ sの規則波を与えた。図中の▲印は白川河口における波高比較点であり、実測値と計算値との最大波高による比較を行う。今回の入射波条件は波高を一定とし、波向のみを y 軸と直角な辺から時計回りを正として $\pm 0^\circ, +5^\circ, -5^\circ$ と変更させた合計3ケースの条件で検討を行った。なお、今回の計算対象とする台風来襲時の潮位条件は、計算対象時刻が9月24日午前6～7時に掛けてであり、当日の熊本新港での満潮時刻が午前8時1分であることを考慮し、ほぼ満潮位であるとして計算を行った。

3. 2 熊本新港周辺の波浪場

図-3はそれぞれ入射波の波向を $\pm 0^\circ, +5^\circ$ とした場合での波向線法による計算結果である。なお、計算は、波向き線間隔を約200mとして入射境界から25本の波向線を入射させて行っている。図より、すべての波向のケースについて、海底地形の変化に伴い波向線の進行方向が白川河口方面に集中しており、波向にあまり関わりなく、白川河口方面への波向線の集積が顕著に見られる。

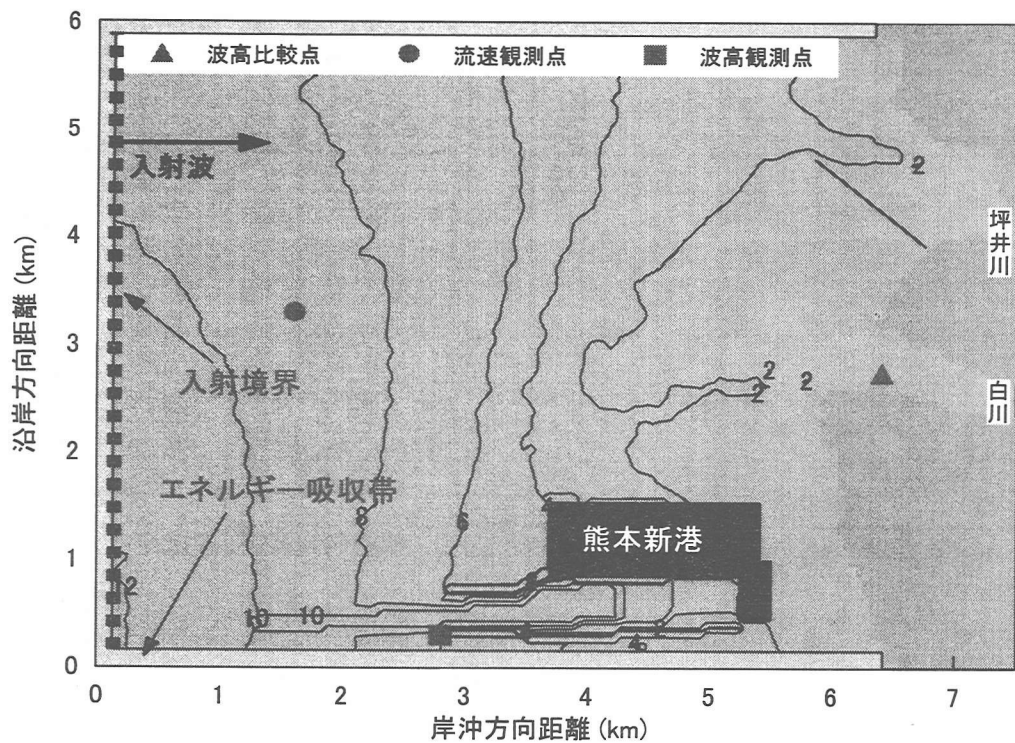
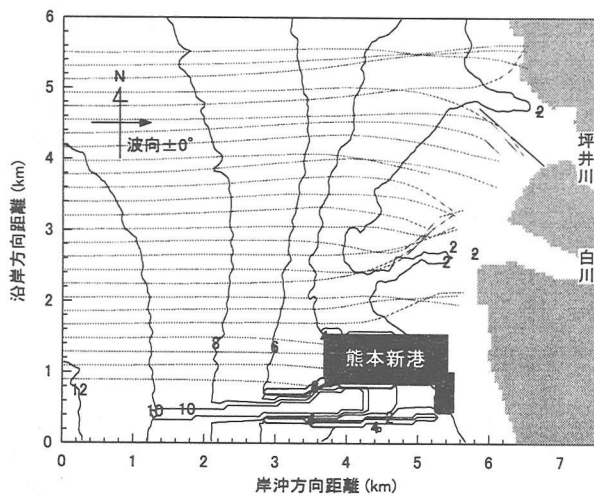
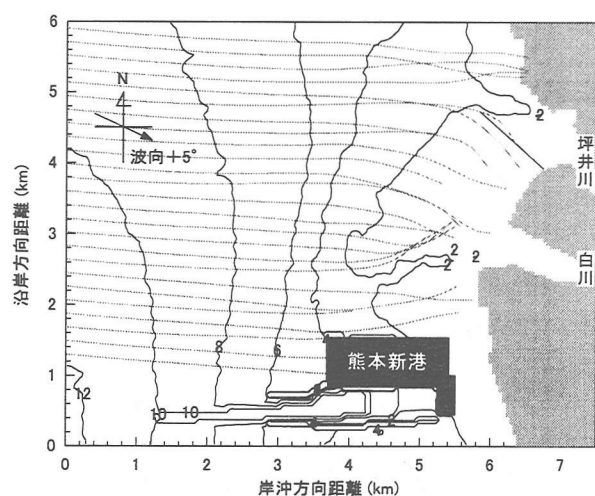


図-2 計算領域(熊本新港周辺)



(a) 波向±0°

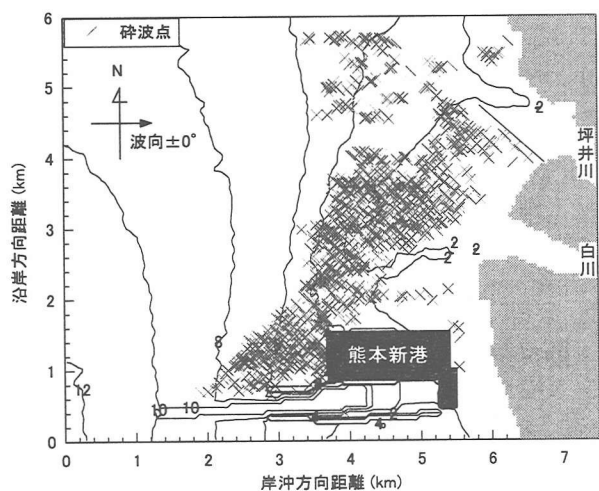


(b) 波向+5°

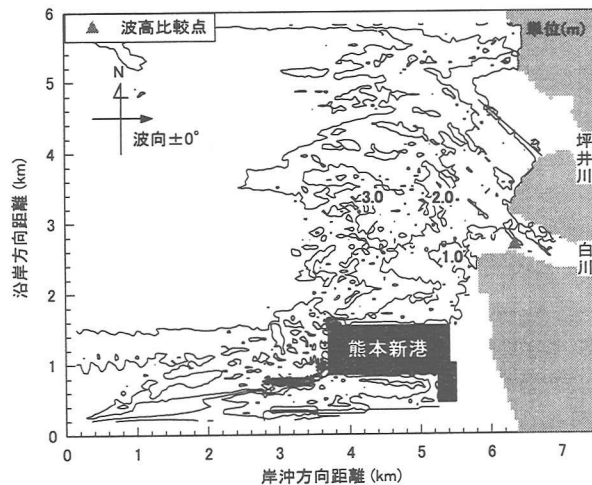
図-3 波向線法による計算結果

表-1 白川河口の波高観測点における最大波高の実測値および計算値の比較

	実測値	波向±0°	波向+5°	波向-5°
最大波高(m)	1.36	1.12	1.20	0.85
実測値との誤差(%)		17.6	11.8	37.5

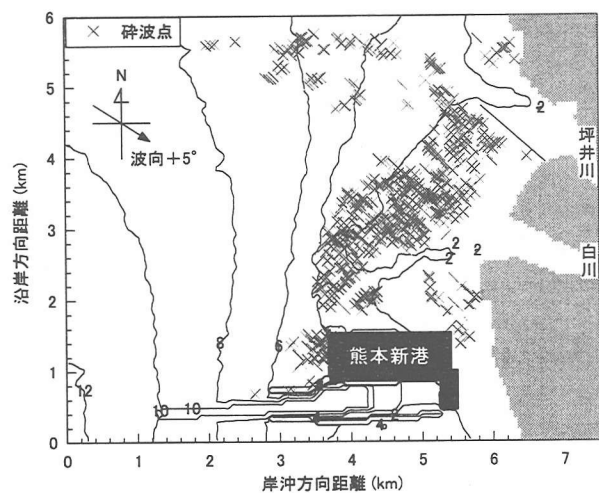


(a) 砕波点

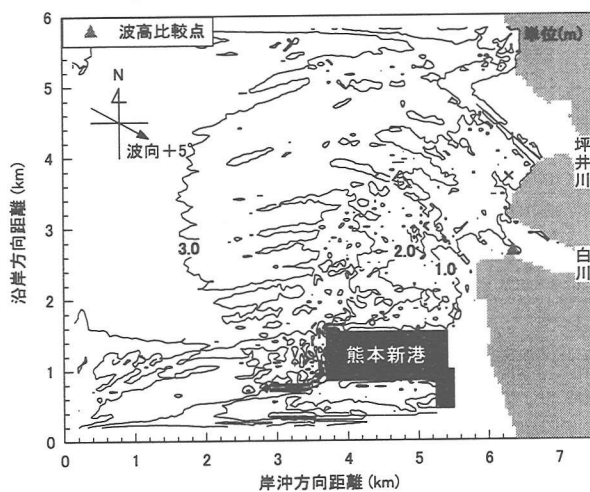


(b) 波高分布

図-4 砕波点と波高分布の計算結果(波向 $\pm 0^\circ$)

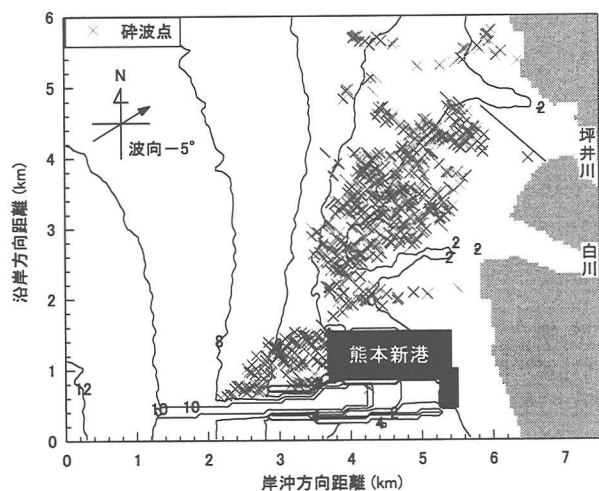


(a) 砕波点

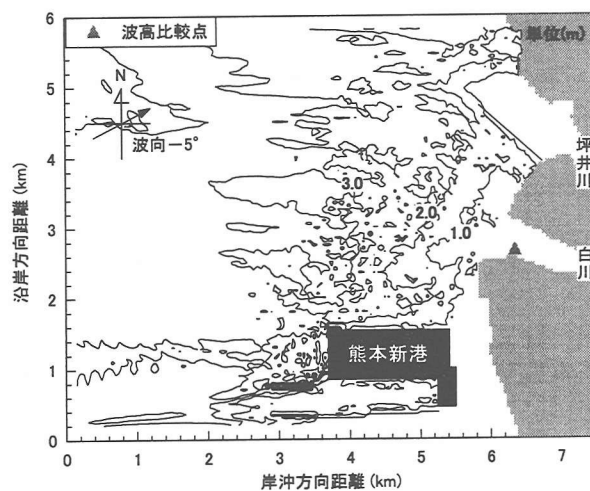


(b) 波高分布

図-5 砕波点と波高分布の計算結果(波向 $+5^\circ$)



(a) 砕波点



(b) 波高分布

図-6 砕波点と波高分布の計算結果(波向 -5°)

このことから、熊本新港周辺においてこのような入射条件で波が入射した場合には白川河口で波高が増大することが予想される。また、水深が 3.0 m 以浅において、波向線の交差が見られることから、この位置においても波高が増大し、砕波などが生じると考えられる。

図-4～6はそれぞれ入射波の波向を $\pm 0^\circ$ 、 $+5^\circ$ 、 -5° とした場合での本計算モデルによる熊本新港周辺での砕波点及び波高分布の計算結果である。今回の計算では、様々な検討を重ねた結果、入射波高が大きく計算が不安定になることから数値計算の安定性を考慮し、 $u/C=0.30$ を砕波判定基準として用いている。また、底面摩擦係数 f についても同様の配慮をし、 $f=0.02$ として計算を行っている。

図-4(a)～6(a)は、この砕波基準を用いた砕波点の分布であるが、全体的に南北に広く分布し、水深が急変する 4.0 m 以浅や新港前面において砕波が生じていることが、3 ケースすべてについて確認できる。また、波向を $\pm 0^\circ$ 、 -5° とした場合では、砕波点はほぼ同様の分布を示すが、波向を $+5^\circ$ とした場合では、他の2ケースに比べ熊本新港前面での砕波の発生が少なく、砕波点が全体的にやや岸側に分布するという傾向がみられ、波向の相違により砕波点の分布が異なることが確認できる。

次に図-4(b)～6(b)に波高分布の計算結果を示す。熊本新港による波の反射・回折、また水深変化に伴う波の変形などが、ケースすべてについて定性的に再現できている。また、波向を $\pm 0^\circ$ 、 -5° とした場合では、波高の分布形状に大きな差は見られず、波高が 1～3.0 m の領域が水深 4.0 m 以浅に集中しているが、波向を $+5^\circ$ とした場合は、波高が 1～3.0 m (特に 2～3.0 m) の領域が他の2ケースに比べて広く分布していることがわかる。これは波高の 2 乗に比例する波のエネルギーが他の 2 ケースに比べ小さいことを示している。また、すべての波向のケースについて、水深の変化に伴う波の屈折により、波の進行方向が白川河口付近に向かっており、熊本新港周辺において今回のような入射条件で波が入射した場合には白川河口で波高が増大することが予想され、これは波向線法による結果と一致している。次に本計算法での波高の定量的な検証のために、同図中の▲印で示される白川河口の波高観測点での実測値と計算値との最大波高による比較を行った。

表-1 に波高観測点における最大波高の実測値および計算値(波向を変えた 3 ケース)を示す。この点における最大波高の実測値は 1.36m である。それに対し計算結果では最大でも波向を $+5^\circ$ とした場合での約 1.2 m であり、実測値に比べ約 10%程度小さい値となったが、比較的良好な精度で再現出来ている。なお、この過小評価の原因としては、空間格子間隔: Δx が L/6 とやや粗いことや計算において流入河川からの流入量

や潮汐流、不規則波の影響などを考慮していないためと考えられる。また、波向を -5° とした場合での白川河口における最大波高は約 0.85 m であり、他の2ケースに比べて 30.0 cm 程度小さい値となった。この原因としては、熊本新港によって波が遮蔽されることや入射波の波向と白川河口の主軸の向きが異なり、波が直接入射する割合が低いことが影響しているものと考えられる。

3. 3 熊本新港周辺の海浜流場

図-7(a)～(c)に、入射波の波向を $\pm 0^\circ$ 、 $+5^\circ$ 、 -5° とした場合での熊本新港周辺の海浜流の計算結果を、また図(d)に同領域での潮流計算(上げ潮時)の結果を示す。まず、波向の違いによる海浜流場の定性的な比較を行う。図(a)の波向を $\pm 0^\circ$ とした場合では、砕波点付近で南下する大きな流れが生じ、熊本新港付近で沖方向へ向かう流れと岸方向へと向かう流れとに分かれる。沖方向へ向かう流れは次第に北方向に向きを変え、時計回りの循環流を形成するのが確認できる。

次に図(b)の波向を $+5^\circ$ とした場合では、波向が $\pm 0^\circ$ の場合と同様に砕波点付近において南下する流れが卓越し、沖方向への向かう流れは時計回りの循環流を形成するが、波向が $\pm 0^\circ$ の場合に比べて循環流の中心が沖側へ移動し、循環流の規模も大きくなる。次に図(c)の波向が -5° とした場合では、他の2ケースとは異なり砕波点付近で南下する流れは多少見られるが、熊本新港前面付近では北上する流れが確認でき、双方の流れが交わる領域においては複雑な海浜流場を形成している。また、沖側でも他の2つのケースと異なり反時計回りの循環流を形成している。このことから、波向の相違により熊本新港周辺での海浜流場も大きく異なることが数値的に確認できる。波向を $+5^\circ$ 、 -5° とした場合に、沖側の入射境界付近において流速値が大きくなる傾向が見られ、この原因を調べるため、吸収帯の幅や吸収係数を変えて若干の検討を行ったが、計算結果に大きな違いは見られなかった。本モデルにおいては、反射波はエネルギー吸収帯により吸収させ、再反射して計算領域に入らないような処理を行っているが、入射波高が大きいことや計算領域全体に対してのエネルギー吸収帯の幅が小さいため、反射波を吸収しきれず、このような流速値の増大が生じたものとも考えられる。このため、実海域に適用した場合での自由透過(開)境界の設定方法には若干の問題もあると思われ、今後の課題と言える。

次に、本モデルによる海浜流場の定量的な比較を行う。図-7(a)、(b)の波向を $\pm 0^\circ$ 、 $+5^\circ$ とした場合では、砕波点付近において南下する大きな流れが生じた。この流れの最大値は約 80～90 cm/s であり、これ

は今年度に同図中の●印の点において行った流速の観測で、気象・海象が穏やかな場合での潮汐流の最大流速約 50 cm/s よりも大きな値であり、荒天時における海浜流のスケールが無視できない大きなものであることを示している。また、今回の台風来襲時の潮位は上潮状態であり、今年度の観測によると上潮時には全体的に北東方向へ向かう流れが卓越し、その最大流速は約 30 cm/s であった。しかし、台風来襲時の潮汐流との直接的な比較は出来ないため、同条件による潮流計算を行い、海浜流場と潮流場との計算結果による比較を行った。

図(d)は本研究室において行った、潮流計算の結果であり、これは台風来襲時の実測潮位と河川流入量を用い計算した上潮時の流速分布を示している。図より上潮時の潮流場では全体的に北東方向へ向かう流れが卓越しており、これは今年度に行った流速の観測での上潮時の流速の向きとほぼ一致する。また、その最大値は熊本新港沖で約 90 cm/s であり、本モデルによる海浜流の計算結果での砕波帯付近で南下する流れの最大値とほぼ同程度である。よって、潮汐流を考慮すると台風来襲時における熊本新港付近での流況は、海浜流と潮汐流とが合わさってさらに複雑な流れ場を形成していると考えられる。

3. 結論

拡張型 Boussinesq 方程式の実海域での適用性を調べるために、台風 9918 号来襲時の熊本新港周辺における波浪変形シミュレーションを行った。本研究で得られた結論を要約すると以下のとおりである。

- (1) 熊本新港周辺に本計算モデルを適用し、波向の違いにより砕波点・波高分布が大きく異なることを数値的に示した。また、全てのケースにおいて白川河口付近で波高が増大し、このことは波向線法の結果とも一致することを確認した。
- (2) 海浜流場と潮流場との定量的な比較より、荒天時での熊本新港周辺の海浜流のスケールが無視できない大きさであることを数値的に確認した。

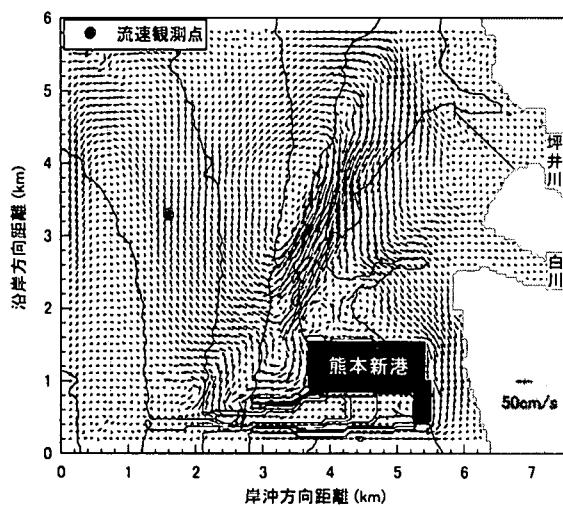
今回、拡張型 Boussinesq 方程式を用いて、実海域での波浪場・海浜流場の再現を行い、比較的良好な結果を得た。しかしながら、実際の海域においては河川流入量や潮位変化、および波の不規則性などの影響を受けるため、今後もより実海域に即した計算モデルへと本手法を拡張させてゆくことが望まれる。また、広領域を対象とした計算手法とリンクさせ、より精度の高い解析手法を構築することも今後の課題である。

謝 辞

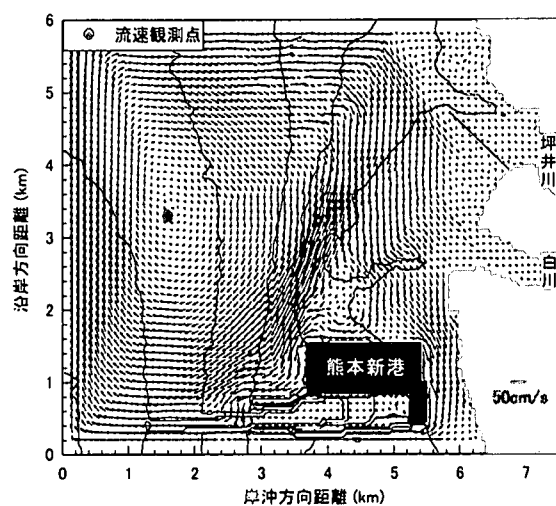
本研究を遂行するに当たり、懇切な指導を頂いた運輸省港湾技術研究所水工部波浪研究室の平石室長ならびに平山研究官に深く感謝致します。

参考文献

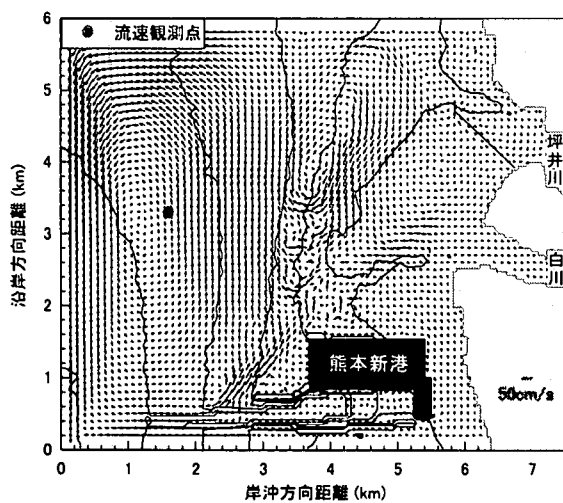
- 1) 海岸工学委員会(1994):海岸波動、土木学会
- 2) Peregrine, D. H. (1967): Long waves on a beach, J. Fluid Mech. , Vol. 27, pp. 815-827.
- 3) Madsen, P. A. and R. Murray and O. R. Sorensen(1991): A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, Coastal Eng. , Vol. 15, pp. 371-388.
- 4) Nwogu, O.(1993): Alternative form of Boussinesq equation for nearshore wave propagation, J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, Vol. 121, No.5, pp.251-261.
- 5) Madsen, P. A. and O. R. Sorensen(1992): A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part2. Coastal Eng. Vol. 18, pp. 183-204.
- 6) 平石哲也・上原功・鈴木康正(1995), :ブシネスク方程式を用いた波浪変形計算法の適用性, 港湾技術研究所資料, No. 814, pp. 1-22.
- 7) 佐藤慎司、Kabiling, M. (1993) : Boussinesq 方程式を用いた波浪・海浜流・海浜変形の数値計算、海岸工学論文集、第 40 巻、pp. 386-390.
- 8) 平山克也・上原功・永松宏一・平石哲也(1998) : 珊瑚礁リーフにおける波と流れの計算法の適用性、海岸工学論文集、第 45 巻、pp.161-165.
- 9) 佐藤慎司、鈴木秀典 (1990) : 砕波帯における底面流速変動波形の評価法、海岸工学論文集、第 37 巻、pp.51-55.
- 10) 嶋津秀一 (1999) : 拡張型 Boussinesq 方程式の沿岸波浪場・海浜流場への適用性に関する研究、熊本大学大学院修士論文、p.20.



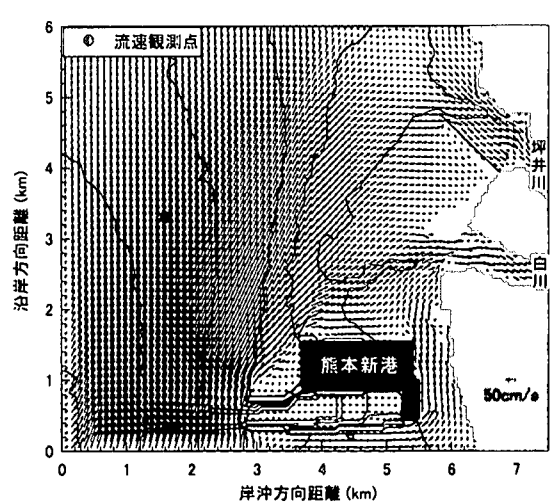
(a) 波向 $\pm 0^\circ$



(b) 波向 $+5^\circ$



(c) 波向 -5°



(d) 潮汐流(上潮時)

図-7 計算結果による熊本新港周辺の海浜流場と潮流場との比較

(2000年4月21日 受付)