

石垣島東岸裾礁域の流動特性に関する 現地観測と数値解析

田村仁¹・灘岡和夫²・Enrico C. PARINGIT³

¹学生会員 修(工) 東京工業大学大学院 情報理工学研究科情報環境学専攻博士課程・
日本学術振興会特別研究員 (〒152-8552 東京都目黒区大岡山2-12-1)

E-mail:tamura@wv.mei.titech.ac.jp

²フェロー 工博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻
(〒152-8552 東京都目黒区大岡山2-12-1)

E-mail:nadaoka@mei.titech.ac.jp

³博(工) 東京工業大学 准客員研究員, 日本学術振興会外国人特別研究員
(〒152-8552 東京都目黒区大岡山2-12-1)

E-mail:ecp@wv.mei.titech.ac.jp

典型的な裾礁域である石垣島東岸を対象として、複雑な地形がリーフ内流動特性に及ぼす影響を把握するため、まず、対象海域で現地観測を行い、リーフ内やチャンネル周辺における基本的な流動パターンの把握を試みた。また、このような複雑な地形的特徴をできるだけ正確に反映した数値流動解析を行うべく、衛星リモートセンシング画像からの逆推定アルゴリズムによって対象海域リーフ内の高精度水深マップを作成し、新たに改良を加えた浅水乱流モデル(SDS-Q3D モデル)により対象海域の海水流動シミュレーションを行った。その結果、数値流動シミュレーションは現地観測結果を精度良く再現できており、リーフ及びチャンネル地形効果に対象海域内流動特性に大きな影響を及ぼしていることが示された。

Key Words : fringing reefs, topography effects, SDS-Q3D model, bathymetry mapping

1. はじめに

サンゴ礁生態系の保全・回復策を検討する上で、サンゴ礁への赤土流入・堆積、淡水流入、熱輸送などの様々な環境ストレスの実態を定量的に把握する必要がある。そのためには、これらの物質・熱輸送現象を支配しているサンゴ礁内・周辺での海水流動の構造を明らかにする必要がある。

本研究で対象とする沖縄県石垣島東岸(図-1)は、岸沖方向に、水深2m程度の礁池(moat)、サンゴが発達した内側礁原(inner reef flat)、干潮時に干出する礁嶺(reef crest)、さらに外洋に面する急勾配の礁斜面(reef slope)と続く典型的な裾礁(fringing reef)域である。また、局所的に礁嶺が裂け礁池と外洋を繋ぐクチ(channel)が発達している。本対象リーフ海域には、北からトゥールグチ、イカグチ、モリヤマグチ、ブーグチの4つの大きなチャンネルが存在し、この内トゥールグチは礁池に達する大規模なチャンネルであり、水路中央部で水深15-20m程度と急深となっている。また、リーフ南端にはワ

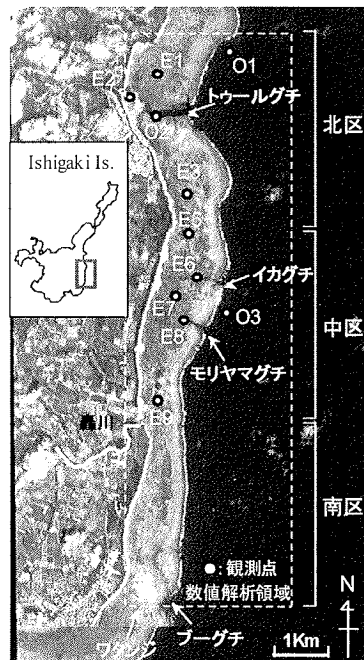


図-1 対象海域と測定点

タンジと呼ばれる浅瀬が存在する。

石垣島東岸リーフ海域を対象とした既往の研究は、これまでも現地観測を中心に物理・化学・生物学的側面から進められてきている。灘岡ら¹⁾は、リーフ内流動特性に関して、低水位状態では礁嶺部の干出により岸沖方向の水理的接続が断たれ海水流動の沿岸方向成分（北上流）が卓越することを指摘しているが、駆動力となるリーフ内水位勾配の原因は明らかにされていない。一方、二瓶ら²⁾はリーフ内の水温平面マップから、サンゴ礁内が外洋に対し高水温の場合には、同一リーフ内で最大で1.5℃もの水温差が生じ、逆に、サンゴ礁外が高水温の場合にはリーフ内でほぼ様な水温分布となることから、サンゴ礁内外の水温差と連動して、サンゴ礁内水温の空間変動特性が大きく変化することを示している。また、大見謝ら³⁾、満本ら⁴⁾は対象海域の「赤土汚染」に関して、轟川から流出した赤土は主として海岸沿いを北方へ向かって流れ、モリヤマグチからリーフ外へ流出する傾向があることを指摘している。これらの赤土輸送パターンは灘岡ら¹⁾の現地観測結果におけるリーフ内流動構造と符合するが、定量的な赤土輸送過程・評価まで議論が進んでいない。

一方、茅根ら⁵⁾、Kyanneら⁶⁾は1998年7月から8月にかけて起こったサンゴの白化現象に関して、その前後でのサンゴ群集被度を調査している。その結果、属やサンゴ群集体形により白化率・へい死率が大きく異なること、また、群集規模が大きいほど回復過程が早いとしているが、温熱・流動といった環境条件の違いに関しては一様であるとの仮定のもと議論がなされており、そもそもなぜサンゴ群集規模に顕著な空間変化があるのかといった問題が残る。

一方、数値流動シミュレーションに基づく研究としては、沖縄県環境保健部自然保護課⁷⁾が轟川前リーフ海域を対象として、潮流・海浜流の数値シミュレーションをベースに、轟川からの赤土輸送シミュレーションを行っている。しかし、サンゴ礁海域といった極浅水流場における数値解析において特に重要となる乱流計算や海底地形の評価、また、北部に位置する大規模チャンネルであるトゥールグチが計算領域外となっており計算精度に疑問が残る。灘岡ら⁸⁾はLANDSAT画像から推算した水深マップを用い

て石垣島東岸を対象とした数値シミュレーションを行っているが、現地観測データとの比較がなく、その計算精度が評価されていない。

その他、サンゴ礁海域における数値流動計算として、Krainesら⁹⁾は沖縄県宮古島ボラ湾を対象に、波向線法を用いてradiation 応力を評価し海浜流計算に反映させ、リーフ内滞留時間の評価を行っている。また、平山ら¹⁰⁾は修正Boussinesq方程式により波と流れを同時に解く形でサンゴ礁海域における流動計算を行い、模型実験結果との比較を行っている。

本研究では、石垣島東岸の複雑な地形がリーフ内流動構造に及ぼす影響を把握するため、まず、対象海域で現地観測を行い、リーフ内やチャンネル周辺における基本的な流動パターンの把握を試みた。また、このような複雑な地形的特徴をできるだけ正確に反映した数値流動解析を行うべく、Paringit・灘岡¹¹⁾、Paringit¹²⁾によって開発された衛星リモートセンシング画像からの逆推定アルゴリズムによって対象海域リーフ内の高精度水深マップを作成した。さらに灘岡ら¹³⁾、田村・灘岡¹⁴⁾によって開発された準三次元浅水乱流モデルを新たにリーフ海域に適用するためいくつかの改良を行うことで対象海域の数値流動シミュレーションを行い、リーフ内流動特性に関して考察を行った。

2. 現地観測結果と考察

(1) 現地観測概要

現地観測は2002年7月21日から8月7日まで沖縄県八重山諸島の石垣島東岸で行った。対応する観測期間の潮位を図-2に示す。

観測では石垣島東岸トゥールグチ付近から轟川にかけて、リーフ内6点（E1, E2, E3, E5, E7, E9）、チャンネル付近に3点（トゥールグチ（O2）、イカグチ（E6）、モリヤマグチ（E8））、さらにリーフ外の水深13m程度の2点（O1, O3）に測定点を設け、メモリ式計測器による水平2次元流速、水位、水温・塩分の連続計測を行った。また、トゥールグチ底面（O2）にはADCPを設置し、トゥールグチ内における水平方向流速の鉛直プロファイルを計測し

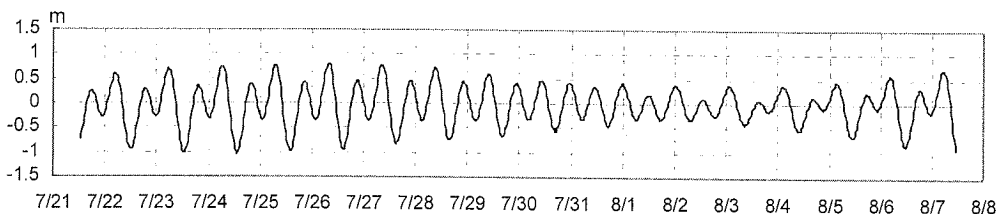


図-2 観測期間中の潮位変動図（観測点O1）

た。ただし、E6, E8に関しては水平2次元流速のみの測定を行っている。本観測に使用した観測機材のセンサー名・測定モード・測器設置位置を表-1に、リーフ内測器設置例を図-3に示す。なお以下では図-1に示したように、トゥールグチを中央に含むおよそ南北3300mのリーフ内領域を北区、イカグチ、モリヤマグチを含む轟川河口周辺までのリーフ内を中区、轟川河口周辺からワタンジまでリーフ内を南区とする3区域を定義して議論を進める。

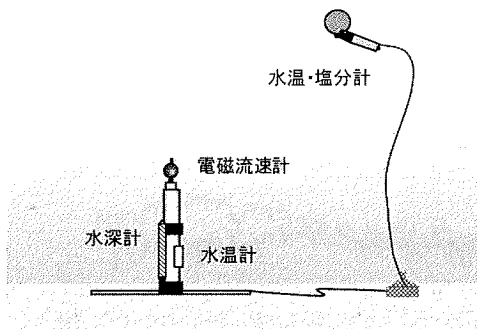


図-3 測器設置例 (リーフ内)

表-1 使用測定器と測定モードおよび設置位置

測定器	名称	測定間隔	サンプル数	周波数	設置点
水温計	HOBO-Water pro (onset computer社)	10 min	1	-	リーフ内海表面下10cm リーフ内底面上30cm リーフ外 (全層3m間隔)
塩分計	Compact-CT (Alec電子社製)	10 min	1	-	リーフ内海表面下10cm
水深計	DIVER (Van Essen社製)	10 min	1	-	リーフ内底面
波高計	Compact-WH (Alec電子社製)	30 min	1200	2Hz	リーフ外 (水深15m)
電磁流速計	Compact-EM (Alec電子社製)	60 min	300	1Hz	リーフ内底面上30cm リーフ外海底面上3m
超音波流速計	Workhorse (RD社製)	10 min	600	1Hz	トゥールグチ底面

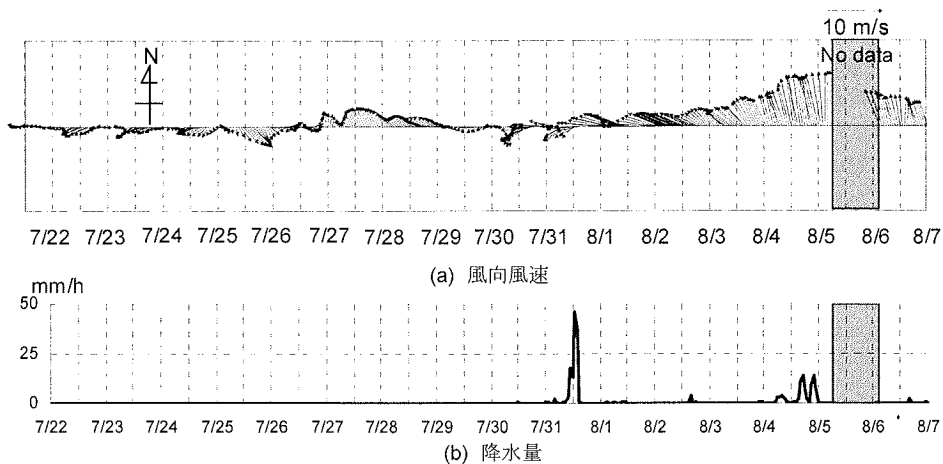


図-4 観測期間中の風向風速と雨量強度の時系列データ (石垣島気象台)

(2) 気象概況

図-4は、石垣島気象台(伊原間)によって得られた観測期間中のそれぞれ、(a)風向風速、(b)降水量を示している。8月4日から風速5m/s以上の南南東の風となるが、それ以外の期間では微弱風であり、また降水量に関しても7月31日正午に50mm/h程度に達するがそれ以外は微量である。

(3) リーフ外波浪及び潮汐概況

図-5はリーフ外に設置した観測点O1, O3における(a)有義波高、(b)有義波周期、(c)主波向きを表している。観測期間中の前半(期間I:7/23-7/25)と後半(期間III:7/31-8/5)においては有義波高が1mから3mと高波浪状態となっており、また、その間の期間II(7/27-7/30)においては0.5mと比較的低波浪状態となっていることがわかる。さらに、期間Iでは風速は微弱であり有義波周期が10sから14sと比較的長いことからうねり性の波浪が卓越しており、期間II・IIIにおいては周期7s程度であることから対象海域において風波が卓越しているもの

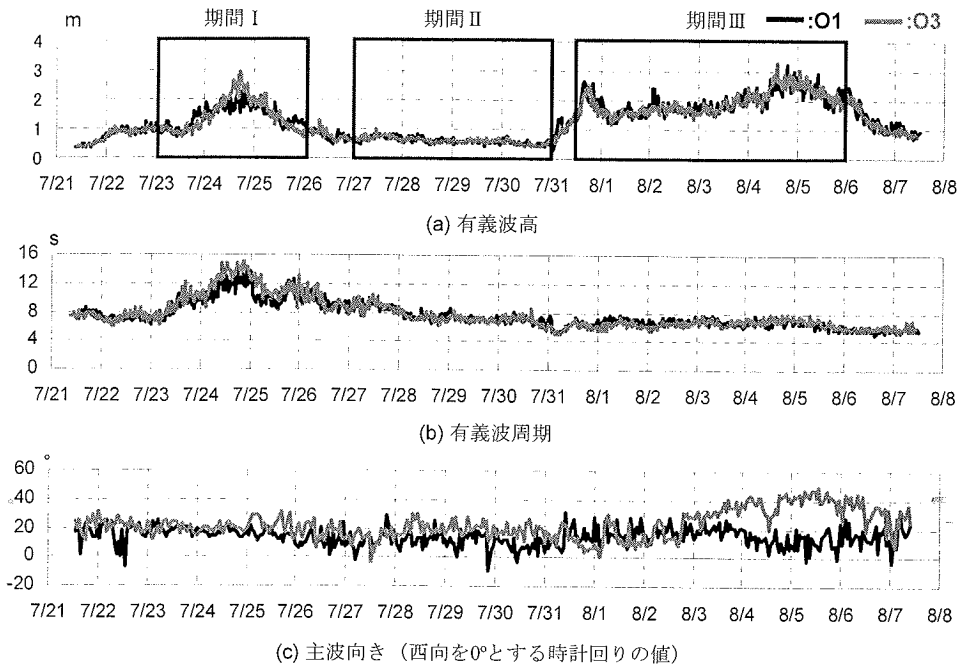


図-5 リーフ外波浪概況

と考えられる。前出の図-2より、概ね期間Ⅰは大潮期、期間Ⅱは中潮期、期間Ⅲは小潮期に対応している。

(4) リーフ内及びチャンネル周辺における流動特性

図-6は観測期間において電磁流速計及びADCPによって得られた平均水平流速（電磁流速計：1時間毎の5分間平均値，ADCP：10分間平均した鉛直平均水平流速）を平面プロットしたものである。これからトゥールグチ周辺（E1，E3，E5）においてはトゥールグチに向かう流れが、また3つのチャンネル（O2，E6，E8）においてはリーフ外へ向かう平均流が卓越しており、クチを通じてリーフ内海水が流出しているパターンがわかる。さらに図-7はこれら水平流速の時系列に関して観測値とその25時間移動平均値を示したもの（ただし、東向・北向流速を正），また、図-8はトゥールグチ底面に設置したADCPによって得られたクチ内部の東西方向流速の鉛直プロファイル（正：東向流速，負：西向流速）である。これらから、リーフ外において高波浪状態となる期間Ⅰ，Ⅲに対応して、トゥールグチ北に位置するE1においては南西方向の、また、トゥールグチ南に位置するE3では北西方向の、それぞれトゥールグチに向かう25時間平均流速が卓越していることがわかる。また、トゥールグチでは期間Ⅰ，Ⅲともにリーフ外へ向かう顕著な一方向流が卓越していることがわかる。このようなリーフ外波浪とリーフ

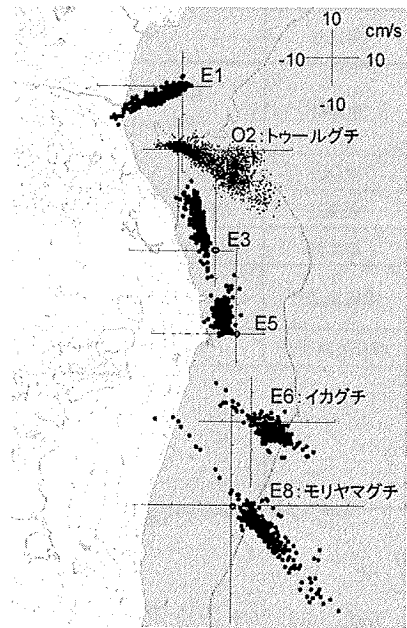


図-6 リーフ内水平流速のu-vプロット

フ内およびチャンネルにおける平均流速との関係を明確にするために、観測点O3における有義波高と各地点での主軸方向流速の25時間移動平均値の相関関係を示したものが図-9である。これらからリーフ外波浪高に対応して、(a)トゥールグチ周辺、及び(b)イカグチ・モリヤマグチにおける平均流速がともに増

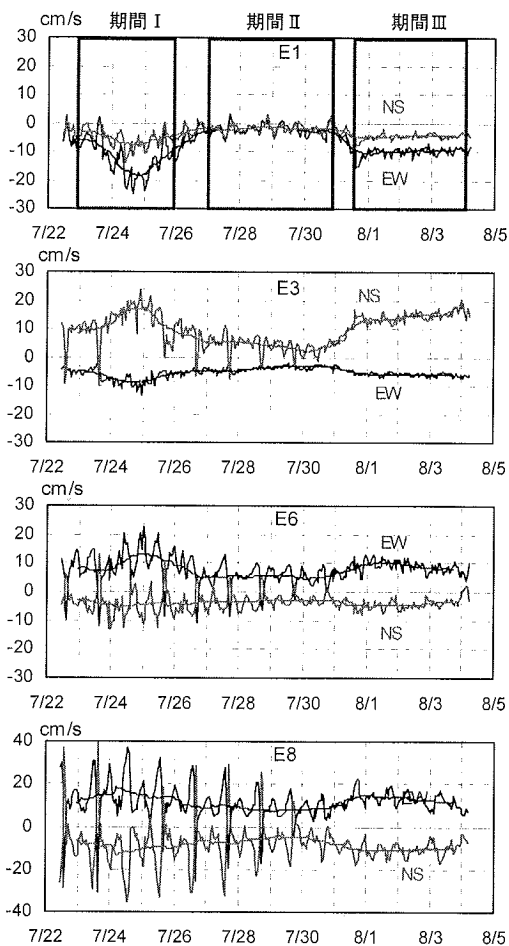


図-7 水平流速の時系列分布

大していることがわかる。

一方、図-7において期間Ⅰ・Ⅱではリーフ内(E1, E3)及びチャネル(E6, E8)で急激な変動流速が生じているのがわかる。対象としているリーフ海域では大潮-中潮にかけての潮位変動が大きい干潮から上げ潮に向かう数時間程度の間急激な流向変化が生じることを灘岡ら¹⁾は指摘しており、上記の急激な変動はそれと同様の流動現象であると考えられる。

(5) 水位変動と流動特性との関係

以上の現地観測結果から対象海域流動特性として、①リーフ外波浪の増加に対応してリーフ内及びチャネルで平均流速が増加し、北区ではトゥールグチに向かう流れが、チャネルではリーフ外に流出する流動パターンが確認された。また、②大潮・中潮期の上げ潮における数時間において、リーフ内では北上流から南下流さらに北上流へ、また、チャネルではリーフ外からリーフ内さらにリーフ外へ向かう急激

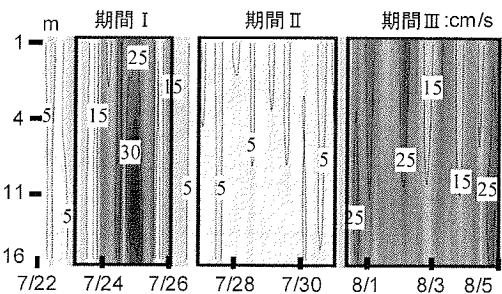
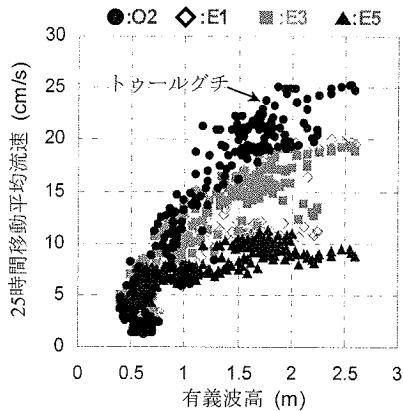
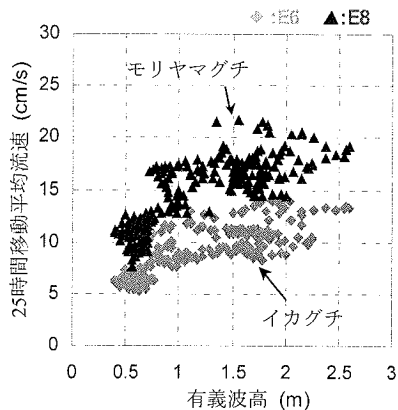


図-8 トールグチにおける東西方向流速の鉛直分布



(a) トールグチ周辺



(b) イカグチ・モリヤマグチ

図-9 有義波高(O3)と各地点での25時間平均流速との相関

な流向変化が生じるのがわかった。以下ではこれら流れの駆動力の一つであると考えられる対象海域の水位特性に関して記す。

まず、上記の①に関して、図-10はリーフ内とトゥールグチに設置した7個の水位計から得られた水位の25時間移動平均値を表したものである。ただし、得られた流速データが微弱であった7/29 0:00から

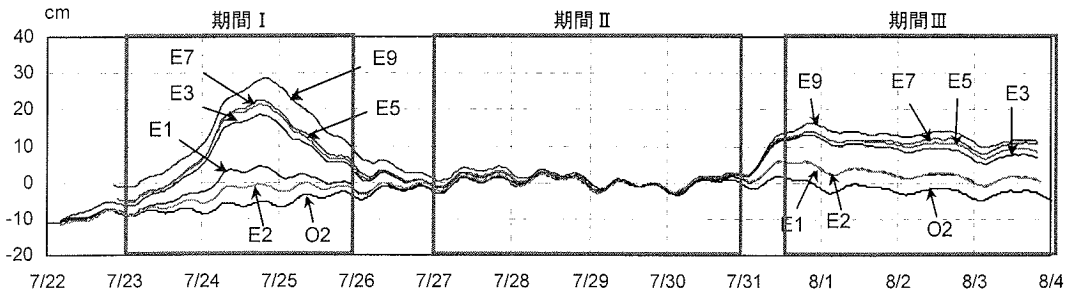


図-10 水位の25時間移動平均値

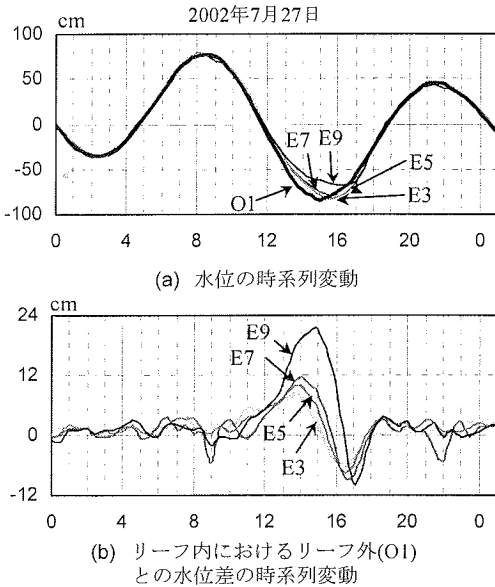


図-11 一潮汐間水位変動特性

7/30 1:00までの一潮汐間の平均水位を基準とした値として示している。これから、期間 I、IIIにおいては、対象海域のトゥールグチ以南リーフ内 (E3, E5, E7, E9) で水位の顕著なセットアップが起こっており、さらにその勾配がトゥールグチに向かっていることが分かる。特にE3からトゥールグチ周辺 (E2, O2) にかけては急激な水位差がついている。このように高波浪期に対応してリーフ内北区に顕著な沿岸方向の水位差が発生することから、北区におけるトゥールグチへ向かう平均流の発生原因として以下のことが考えられる。まず、北区でのトゥールグチ以外のリーフ内においては、礁斜面における砕波に伴い、wave set-upによる水位の上昇が生じる。一方、トゥールグチの様な大規模なチャンネル付近においては砕波に伴うradiation 応力の明確な岸沖方向空間勾配がつきにくく、そのため顕著な水位上昇が発生しない。このことにより波浪が卓越する期間においてはリーフ内沿岸方向にトゥールグチへ向かう水位勾配が生じ、クチへ向かう一方向流が引き起こされたものと考えられる。また、その他のイカグチ (E6)、

モリヤグチ (E8) に関しても同様な原因により、高波浪期に対応してリーフ外への一方向流が卓越すると考えられる。

次に、②に関して、低波浪状態で比較的潮流成分が卓越する期間 II の2002年7月27日0時から7月28日1時までを対象として、その水位変動に着目する。図-11はそれぞれ上期間の (a) リーフ内外における水位変動と (b) 各リーフ内におけるリーフ外水位 (O1) との水位差の時系列変動を示したものである。これらから、リーフ外水位がある一定レベルまで下がると (13:00頃)、リーフ内においてはそこから徐々に水位の低下が起こりリーフ外水位変動と比べて歪みが生じ (図-11 (a))、リーフ内外で顕著な水位差が生じているのがわかる (図-11 (b))。また、下げ潮時と上げ潮時でその水位差が非対称型となっており、最干時 (15:00頃) においてもリーフ内水位がリーフ外水位に比べ高くなる結果となっている。さらにこれら水位変動の歪みはE9, E7, E5, E3の順に示されるように、北区から南区にかけて大きくなっていることがわかる。まず水位変動の歪みに関しては、対象海域において礁嶺の干出によりリーフ内外の水利的接続が絶たれた後の下げ潮時において、リーフ内水塊が主にチャンネルを通じて徐々にリーフ外へ流出することで、水位の低下が起こるためであると考えられる。その一方で、上げ潮時に外洋水位がある程度上昇すると、チャンネル及び対象海域の全礁嶺から海水が一気にリーフ内に流入して来るためリーフ内の水位差は急速に解消される結果となる。これらの礁嶺の干出効果に伴うリーフ内水位変動特性が、対象海域における急速な流向変化を引き起こしていると考えられるが、詳細に関しては以下で数値解析を用いて検討を加える。

3. 数値解析手法

(1) 準三次元浅水乱流モデルの概要

現地観測を対象とした数値流動シミュレーションを行った。使用したモデルは著者らが開発している

準三次元浅水乱流モデルSDS-Q3D Model (灘岡ら¹³⁾, 田村・灘岡¹⁴⁾)である. このモデルでは極浅水域における乱流モデルとして, 灘岡・八木¹⁵⁾, Nadaoka and Yagi¹⁶⁾によって開発されたSDS turbulence modelを導入している. すなわち, 乱れの分離スケールに関して, 通常のLESで用いられる計算格子幅ではなく, 浅水乱流場の物理構造上のキーとなる水深を用いることで水深スケール以下の三次元的な乱れ (Sub-Depth Scale Turbulence) と水深スケール以上の水平大規模渦 (Horizontal Large Scale Eddy) の現象を分離する. 水深スケール以下の乱れについては, その生成項も含めてモデル化し, 渦動粘性係数を評価することで, 大規模複雑乱流場での水平大規模渦の直接数値計算が効率よく行えるモデルとなっている.

さらに, 運動量方程式に関しては水平方向流速の鉛直プロファイルを下計算負荷で評価できるように, 水平方向流速の鉛直分布関数を仮定し, これを用いて流速を多成分連成表示させ, 重み付き残差法の一つであるGalerkin法を用いて水深積分することで準三次元化を行っている.

なお, 本計算においては連成分数を1として平面2次元の枠組みで流動計算を行っているが, 今後さらに本モデルをサンゴ礁海域における吹送流または密度流といった3次元構造が重要となる流動場に適用することを想定しているためであり, この意味で本論文では一般性を持たせた準三次元浅水流モデルの構築を行っている.

(2) リーフ海域に用いるためのモデルの拡張

a) 対象海域高精度水深データ

リーフ海域において高精度で数値流動解析を行うために最も重要となる要素の一つが, リーフ内, 特に礁原 (reef flat) における詳細な水深データである. しかし, 通常リーフ内においては水深データは極まばらにしか存在しない. そこで本計算においては, 近年著者らによって開発された衛星画像データの逆解析手法 (Paringit・灘岡¹¹⁾, Paringit¹²⁾)に基づき, IKONOSによって撮影 (撮影日: 2000年3月25日) された対象海域の衛星画像からリーフ内の極浅水域における水深データを算出した. また, リーフ外水深に関しては海図に基づく等水深線を補完したデータを用い, リーフ内データと接続させることで対象海域の水深データを作成した (図-12).

b) 浅水流方程式の鉛直積分範囲

既存のSDS-Q3Dモデル^{13), 14)}においては水深方向積分範囲を水深- h から静水時水位0として連続式, 運動量方程式の定式化を行っている. また大山ら¹⁷⁾は本モデルと同様な手法により波浪場を対象として

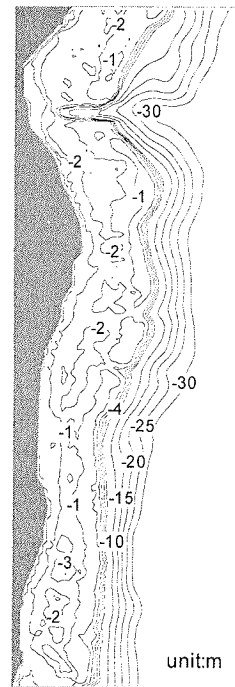
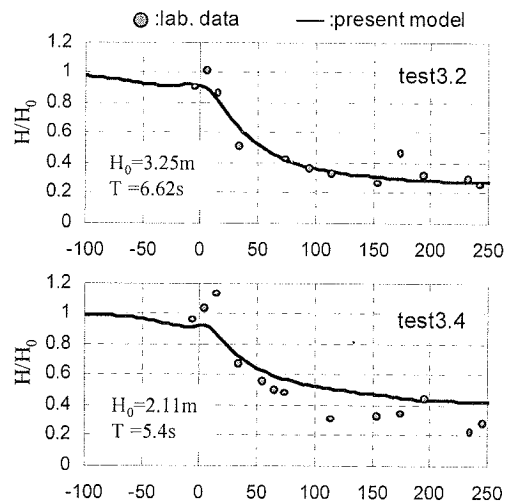
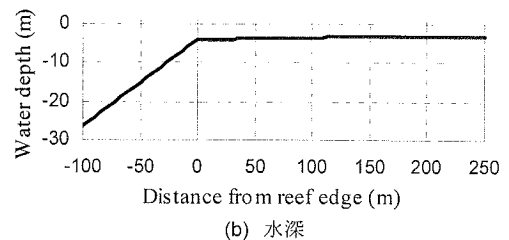


図-12 対象海域水深



(a) 波高分布モデルと実験結果の比較



(b) 水深

図-13 波高分布モデルの妥当性の検証

定式化を行っているが、弱非線形仮定を用いることで積分範囲を水深 h から静水時水位 0 と静水時水位から任意時刻水位 η に分割し、鉛直積分を行うことでモデルの構築を行っている。

今回対象としている裾礁型リーフ海域では、特に礁池水深に対する潮位変動レベルが大きいことや、礁嶺域においては低潮位時に干出部分が見れることから、鉛直方向積分範囲を h から任意時刻の水位 η として新たに定式化した連続式・運動量方程式を用いた。運動量方程式、連続式の具体的な導出は付録に示す。

c) 移動境界条件の適用

リーフ内の流動構造に関して非常に重要であると考えられる低潮位時の礁原での干出効果を数値的に取り扱えるようにするために、移動境界スキームを適用した。SDS-Q3Dモデルでは σ 座標系と同様に、水平方向流速の鉛直分布が自由水面と底面に沿って定義されているので、容易に移動境界条件を適用することが可能となっている。本計算では空間的離散化においてスタaggerドメッシュを用いて物理量を定義しており、計算領域中の流速定義位置で全水深 $d=h+\eta$ が基準水深 d_0 以下となった時に計算点での流量フラックスを 0 とすることで移動境界を設定した。

d) 波動効果の評価

現地観測結果からも明らかなように対象海域において、特に高波浪期に対応して平均流速が卓越する。本計算においては屈折効果を考慮したエネルギー平衡方程式 (Karlsson¹⁸⁾) を用いることでradiation 応力を評価し流動計算に反映させた。また、礁斜面・リーフエッジにおける砕波に伴う波高減衰を考慮するため、Dallyら¹⁹⁾による砕波変形モデルを用いた。ただし、潮位変動に伴う砕波位置・波高減衰を再現するため、砕波変形モデルにおいて水深 h ではなく全水深 d を用いて評価した。

図-13はそれぞれ、(a)リーフ地形における岸沖方向波高分布に関する室内実験結果 (Gourlay²⁰⁾) と本数値解析で用いた波高分布モデルによる結果の

比較図、(b)検証計算に用いたリーフ地形を示しているが、実験結果と比べてある程度の精度で砕波に伴う波高減衰及びリーフ内波高分布を再現できていることが確認できる。

(3) 数値計算条件

数値解析領域は図-1の点線部で示した東西方向3200m、南北方向9600mの領域とし、水深データは上記(2) a)の手法によって得られた図-12で示したものをを用いた。計算期間は観測期間I-IIIに対して、それぞれ2001年7月22日0:30-7月25日18:00、2001年7月26日18:30-7月30日20:30、2001年8月1日3:00-8月4日15:00と設定している。

流動計算においては、現地観測によって得られた沖合水位データ (Stn. O1) をM2, S2, K1, O1の主要4分潮に調和解析して水位の沖側境界条件として、また、流速に関しては勾配をゼロとして与えた。北側、南側、陸域境界では水位及び流速勾配をゼロとする壁面slip境界条件として扱った。

一方、波浪計算においても流動計算と同様の計算格子を用い、計算負荷を考慮して2時間に1回計算領域内でエネルギー平衡方程式を解くことで、潮位と入射波の変化に伴う波浪変形を評価した。また、入射波条件としてBretschneider-光易型スペクトル、方向関数は光易型方向関数を有する多方向不規則波を与えており、有義波高、有義波周期には現地観測で得られた時系列値を用いている。さらに方向集中度パラメータは、現地観測で得られたリーフ外における波形勾配を用い、合田・鈴木²¹⁾によって評価している。

なお、本計算においては河川流量を 0 として計算を行っており、またその他の計算に用いたパラメータは表-2の通りである。ここで底面摩擦係数に関しては、流速変動振幅レベルが現地データと数値解析値とでほぼ一致する値として 0.035 としている。浅水域において底面摩擦定数は概ね 0.01 程度の値²²⁾となるが、底面粗度の大きいサンゴ礁海域のため、

表-2 計算に用いたパラメータ

(a) 流動計算		(b) 波浪計算			
時刻幅 (s)	1	期間 I	期間 II	期間 III	
EW方向空間解像度 (m)	50	周波数分割数	10		
NS方向空間解像度 (m)	50	方向角分割数	35		
流速成分数	1	方向集中度パラメータ	75	25	
移動境界基準水深 (cm)	2	入射角 (°)	19.1	14.4	20.8
底面摩擦係数	0.035				
コリオリパラメータ (1/s)	6.02×10^{-5}				

その数倍程度の値となるものと考えられる。

4. 数値流動解析結果と考察

(1) 本数値解析モデルの妥当性の検証

a) 各測定点における流速及び水位の時系列変動

図-14, 図-15, 図-16はそれぞれ, 観測期間 I, II, III に対して行った数値解析結果と観測結果に関して, (a) 主軸方向流速と (b) 水位の時系列に対して比較したものである。大潮期, 中潮期に対応する図-14(a), 15(a)に見られる3-4時間程度の流速変動は, 現地観測結果においても指摘したようにクチ及び礁嶺を通じて外洋水がリーフ内に流入する際に生じる現象であり, 観測結果と比較してもある程度の精度で再現できていることがわかる。また, 低潮位時における礁嶺の干出効果によりリーフ内と外洋が遮断され, 特にリーフ南において顕著に表れるよう

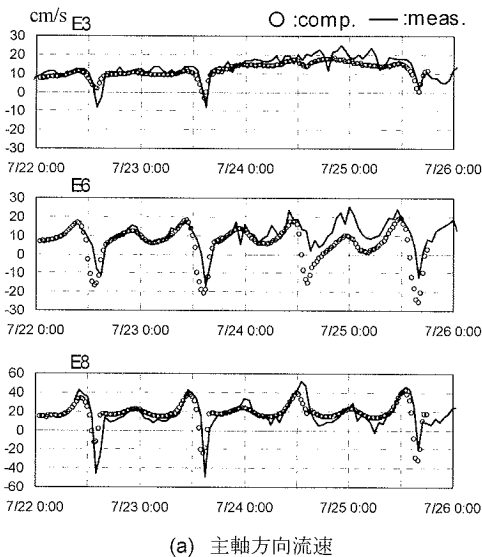


図-14 計算値と観測値の比較 (観測期間 I)

に, 水位がある一定レベル以下になると水位低下が鈍り水位変動に歪みが生じるが, これらの現象は図-14(b), 15(b)での観測点E9の結果が示すように, 本計算においてもかなりの精度で再現されており, 移動境界条件を含めた本モデルの妥当性が伺える結果となっている。

さらに, 小潮で高波浪期に対応した期間IIIの結果である図-16(a), (b)においては, リーフ内及びチャンネルにおける卓越した一方向的な流れと微弱な潮流変動といった特徴を再現できている, その平均流速に関しても十分妥当な結果となっていることがわかる。

b) 波浪条件とリーフ内平均流速の比較

図-17は, 図-9(a)に対応する数値解析結果であり, 期間 I から期間IIIにおけるリーフ外における有義波高とトゥールグチとその周辺リーフ内における25時間平均主軸方向流速とを比較したものである。これから, 有義波高の増加に対応した平均流速の増

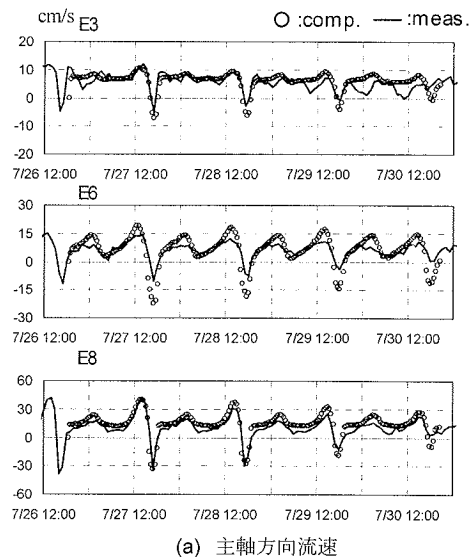
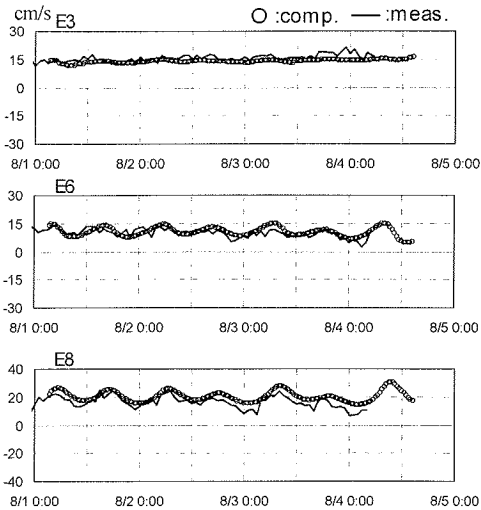
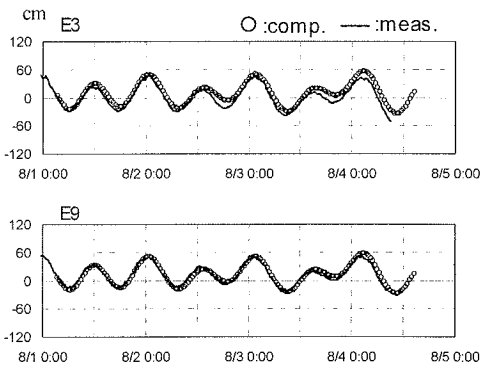


図-15 計算値と観測値の比較 (観測期間 II)



(a) 主軸方向流速



(b) 水位

図-16 計算値と観測値の比較(観測期間Ⅲ)

加に関して観測結果に近い変化傾向を再現できていることがわかる。

(2) 礁嶺における干出パターン

図-18は期間Ⅱにおいて、下げ潮(7月27日 13:30)から干潮(7月27日 15:30),そして上げ潮時(7月27日 17:30)における礁嶺での干出に関する計算結果を示している。これから、4つのチャンネル(トゥールグチ, イカグチ, モリヤマグチ, プーグチ)においては干潮時においても干出することがなく,干潮時においてリーフ内と外洋との海水・物質交換に重要な役割を担っているといえる。一方,北区礁嶺は中区及び南区に比べ礁嶺高が低く,低潮位時においても完全には干出していない結果となっている。さらに対象海域リーフ内南端に位置するワタンジ(浅瀬)においては低潮位時において干出する結果となっている。

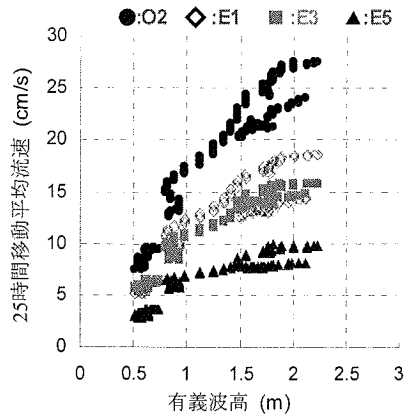


図-17 有義波高と25時間平均流速との相関(計算値)

(3) 観測期間中の平均流速と平均水位

図-19は,観測期間Ⅰに対する計算結果で,それぞれ(a)25時間平均流速と(b)平均水位を表している。これらから,3つのチャンネル(トゥールグチ, イカグチ, モリヤマグチ)においてはリーフ内からリーフ外へ流出する平均流成分,また,これらのチャンネル,特にトゥールグチを挟む礁嶺部からは顕著な流入があることがわかる。後に示す通り,低波浪期である期間Ⅱの計算結果に比べ平均流速レベルは高く,北区においてはトゥールグチに向かう流れが卓越しているのがわかる。また,中区においては,特に轟川河口前面北での北上流が顕著となっている。一方,南区においては平均流速は極微弱な南下流となっていることがわかる。このような平均流パターンに対応して図-19(b)で示した平均水位を見てみると,北区・中区では南から北に向けた水位勾配が起きていることがわかる。

また図-20は,期間Ⅱに対する(a)25時間平均流速と(b)平均水位を示している。まず,北区において平均流のパターンは期間Ⅰとほぼ同様の結果となっているが,流速レベルに関してはその半分程度となっている。また,期間Ⅰの平均流パターンと同様に,轟川前面リーフ内では北上流が卓越し,南区においては南下流が生じている。一方,中区リーフ内においては期間Ⅰで極微弱な南下流が生じる結果となっているのに対し,期間Ⅱでは北上流が生じている。

(4) 対象海域における海浜流系と地形性潮汐残差流

現地観測結果及び数値解析結果で示したように,観測期間中の平均流速パターンは,波浪による海浜流と潮汐に伴う潮汐残差流の相互作用による結果であると考えられる。よって本節では海浜流と潮汐残差流に着目し,対象海域におけるそれぞれの流動特

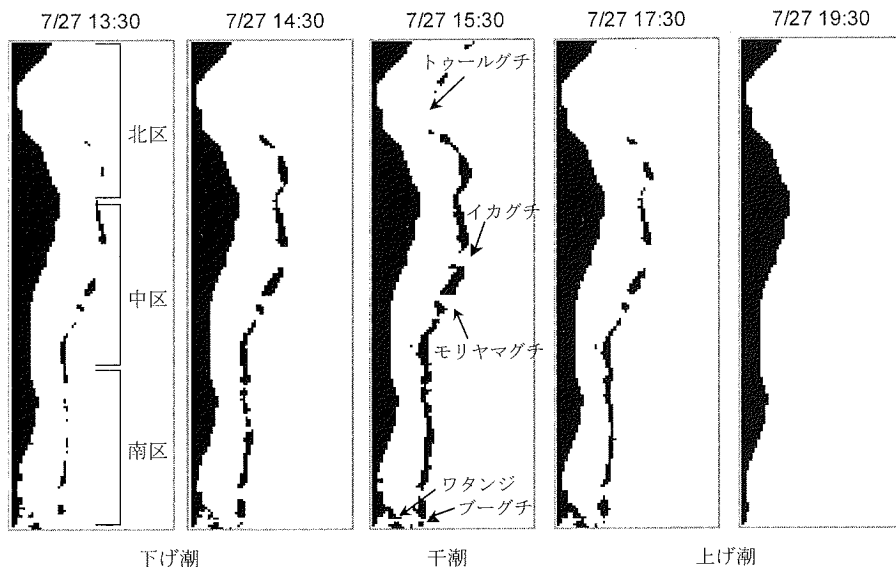


図-18 数値シミュレーションにおける干出パターン

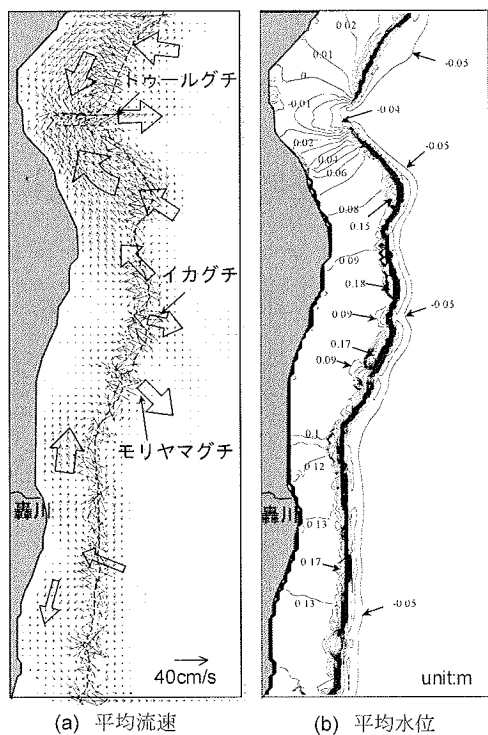


図-19 期間 I における対象海域の 25時間平均流速・平均水位

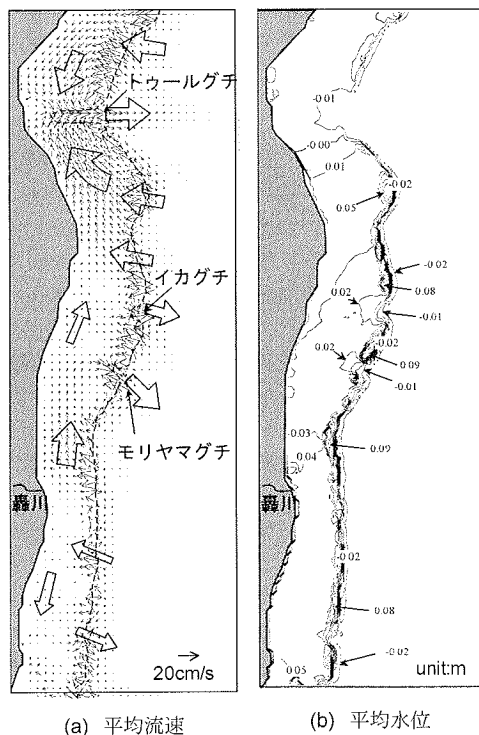


図-20 期間 II における対象海域の 25時間平均流速・平均水位

性に関して考察を加える。

図-21は観測期間 I を対象に、外力条件として波浪のみにより駆動される (a) 平均流場、(b) 平均水位分布、及び (c) 平均波高分布を示したものである。図-21 (a) と図-19 (a) を比較してその流速レベルやパターンがほぼ同様の傾向を示していることから、

一潮汐平均場としては海浜流が支配的であることがわかる。また、その流動パターンはチャネルを通してリーフ外に流出し、主として外洋に対し凸型の礁嶺部からリーフ内への顕著な流入があることがわかる。つまり現地観測結果においても記した通り、チャネル付近においてはradiation 応力の空間勾配が作

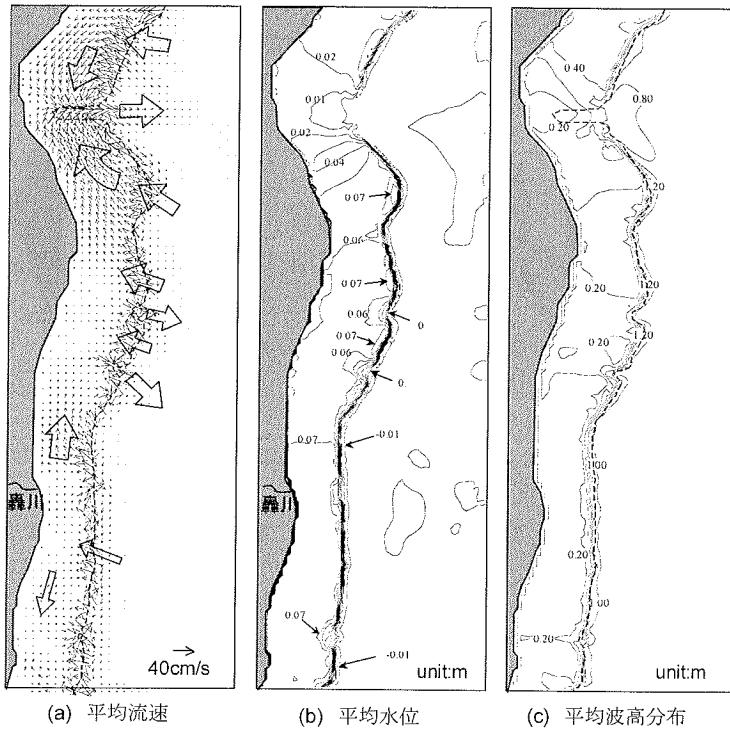


図-21 期間Iにおける対象海域の
海浜流計算結果（期間平均値）

用しにくく顕著な水位のsetupが生じない。一方、凸型の礁嶺部においては屈折効果により波浪が収斂することで高波浪場となり、砕波の後、岸向きのradiation 応力の空間勾配が卓越する。その結果、図-21 (b)において確認できるように、凸型礁嶺部においては水位のsetup量がチャンネル及び他の礁嶺部と比べ顕著となる。これらチャンネル及び礁嶺といったリーフ地形効果に伴うリーフ内水位勾配により、対象海域における海浜流系が決定付けられていると考えられ、このことが期間Iと期間IIでリーフ内平均流動場が異なる原因となっていると考えられる。

次に、図-22は同様の期間Iに対して、外力条件として潮位変動のみを与えた場合の(a)25時間平均流速と(b)平均水位分布を示したものである。これから潮汐残差流は海浜流に比べて対象海域全体で微弱であることがわかる。また、その流動パターンに関してはイカグチ・モリヤマグチにおいてはリーフ外へ流出しているが、トゥールグチからはリーフ内に流入しており波浪効果を取り入れた結果と大きく異なっていることがわかる。一方、轟川河口前面リーフ内においては潮汐変動のみにもかかわらず、顕著な北上流が生じる結果となっている。これらの残差流パターンに対応して、平均水位はリーフ内南区を除く、北区・中区・リーフ外でほぼ一様となっており、轟川河口前面リーフ内において顕著な水位勾

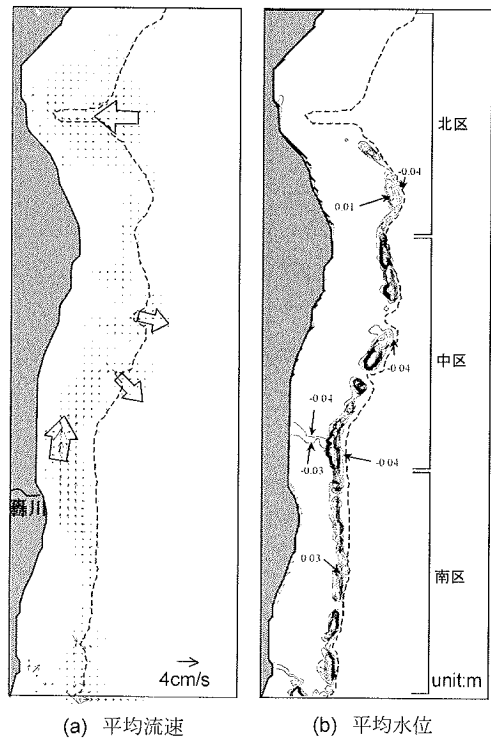


図-22 期間Iにおける対象海域の
潮流計算結果（25時間平均値）

配が生じ、南区で平均水位が高くなる結果となっている。また、礁嶺部やワタンジにおいては、平均水位が高くなる結果となっているが、低潮位時の干出効果により水位がある一定レベルより低下しなくなるためである。

現地観測結果から観測点E9においてはその他のリーフ内水位変動と比較して、特に低潮位時に大きな歪みが生じること、また数値シミュレーション結果より、轟川河口前面リーフ内において北上流が卓越する傾向があることが確認されたが、この原因としては以下のように考えられる。まず、北区、中区、南区でそれぞれ検査領域を考えると、河口前面リーフ断面は中区と南区の境界域として位置付けられ、さらにそのリーフ幅が対象海域で最も狭いといった地形的特徴を有する。一方、北区・中区には3つの大規模チャンネルが存在することと、図-18に示した通り北区の礁嶺高が全体的に低いといった地形的特徴が、また南区においては北区に比べ礁嶺高が高く、さらに南端にワタンジが存在するといった地形的特徴がある。

このため北区・中区では下げ潮、上げ潮時に、大規模チャンネル及び礁嶺を通して海水流出、流入が容易に行われることから、現地観測結果図-11(b)に示したように、リーフ内外の水位差の時系列変動が南区(E9)ほど非対称型とはならない。一方、南区においては、礁嶺干出後の下げ潮から干潮までは主に轟川河口前面リーフ断面から海水が流出することとなるが、その流出量は地形的特徴により制限される。しかしその後の上げ潮時においては、リーフ外水位が礁嶺高を上回ると礁嶺を通して海水流入が一気に起こるため、図-11に見られる通り急速な水位上昇が生じる。このため、轟川河口前面リーフ内においては平均流として北上流が卓越し、これに関連して南区においては海水が滞留しやすく、低潮位時の水位に大きな歪みが生じる結果となると考えられる。以上のように、轟川前面における平均的な北上流は地形性潮汐残差流の影響が考えられる。

(5) チャンネル周辺流速変動特性に関する数値実験

本節では、現地観測及び数値解析で得られた干潮時から上げ潮時の数時間における急激な流向変動パターンに関して、より単純な裾礁域海底モデル地形を用いた数値実験を行うことでその基本的なメカニズムの考察を行った。海底地形は図-23に示した岸から沖方向に礁池、チャンネル及び礁嶺さらに礁斜面と続く2500m×2500mのモデル地形を用いている。

a) 潮汐変動に伴うチャンネル周辺流速変動特性

図-24は外力条件として潮汐変動(M2分潮：T=12.4h)のみを与えた場合の、図-23に示した

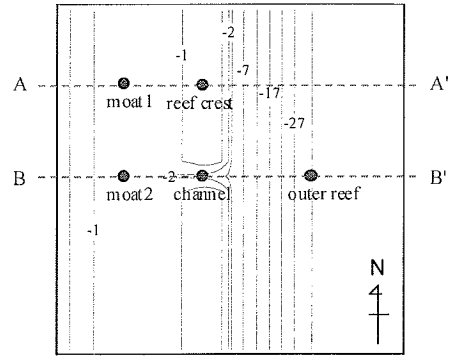


図-23 裾礁域モデル海底地形

(a) channel における岸沖方向流速、礁池とリーフ外の水位差 $\Delta\eta$ 、及びリーフ外水位 η 、(b) reef crest における岸沖方向流速と礁池と礁嶺の水位差 $\Delta\eta$ 、(c) moat1 における岸沖及び沿岸方向流速と礁池内沿岸方向の水位差 $\Delta\eta$ に関して一潮汐間の時系列変動を示している。なお、図-24(b)中の枠は礁嶺部が干出している時間帯を意味する。

これらから、まず満潮時($t/T=0.$)においてリーフ内外の水位差及び流速が全ての地点ではほぼゼロとなる結果となっている。しかし、図-24(a)より確認できるように最干時($t/T=0.5$)においては、リーフ内水位がリーフ外水位を上回り、それに伴いチャンネルでは最干時でもリーフ外へ向かう流れが生じており、流速波形が最干時前後で非対称となっていることがわかる。さらに図-24(b)より、礁嶺部と礁池の水位差 $\Delta\eta$ に干出前($t/T=0.3$)と冠水後($t/T=0.7$)で顕著な差異が生じており、冠水後の水位差が卓越していることがわかる。これに伴い、冠水後のリーフ内への流入流速が干出前の流出流速を上回る結果となっている。また、礁池内においても流速波形及び水位差が非対称となっており、礁嶺干出期間は沿岸方向流速が卓越することがわかる(図-24(c))。これらの現象は次のように考えられる。下げ潮時の礁嶺干出後においてリーフ内海水は礁池からチャンネルを通じてリーフ外へ流出するが、この地形効果と礁池水深が極浅く底面摩擦の影響を強く受けるため、リーフ内水位はリーフ外に比べ下がりにくくなる(図-25(a), (b))。このため、最干時においても図-25(b)に示したようにチャンネル付近では水位勾配が維持される結果となり、流速変動と外洋潮位に位相のずれが生じる結果となるものと考えられる。一方、礁嶺部の干出効果によりリーフ内外の水利的接続が断られた後、リーフ外水位の上昇に伴い再接続が生じるが(図-25(c))、この時点で下げ潮時と比較してリーフ内外では有意な水位差が生じていることと、礁嶺全面を通してリーフ内へ

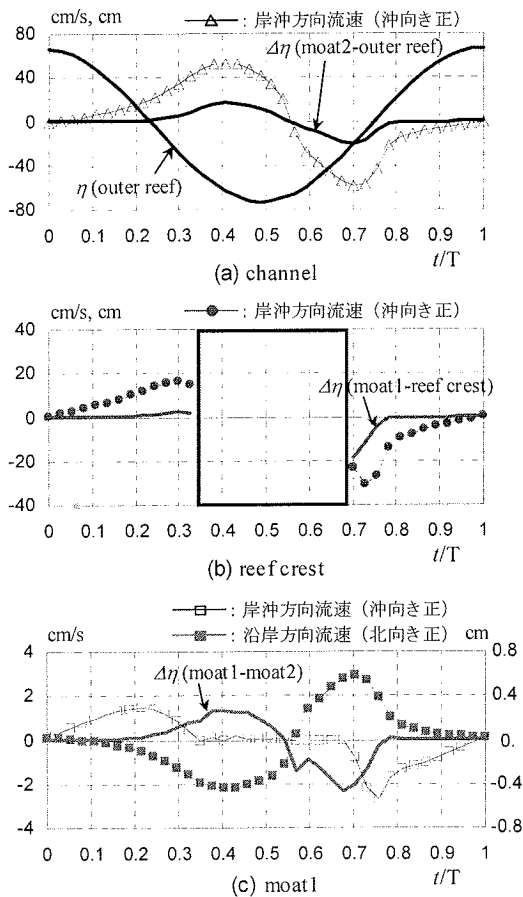


図-24 各物理量の一潮汐時系列変動
(外力として潮位変動を与えた場合)

海水が流入することで、リーフ内外の水位差は急速に解消されると同時に、このことによりチャンネル部における流入流速レベルは急速に減速すると考えられる。

b) 潮汐変動及び波浪効果に伴うチャンネル周辺流速変動特性

図-26 は外力条件として潮汐変動と波浪効果(有義波高 1.2m, 有義波周期 7s, 主波向 0°)を考慮した場合の結果を示している。これらから現地観測結果及びその数値解析結果で得られたような、上げ潮時のチャンネルにおける急速な流向変化が再現できていることがわかる。

潮汐変動のみを考慮した結果である図-24 と比較して、図-26(a)よりチャンネル部における流速波形が上げ潮時のリーフ内への流入流速から (t/T=0.6 ~ t/T=0.65), さらに急速に流向が変化しリーフ外へ向かう流れとなること (t/T=0.7 ~ t/T=0.75), また図-26(b)より、礁嶺部において干出から冠水までの時間が短く、干出時 (t/T=0.4) と冠水時

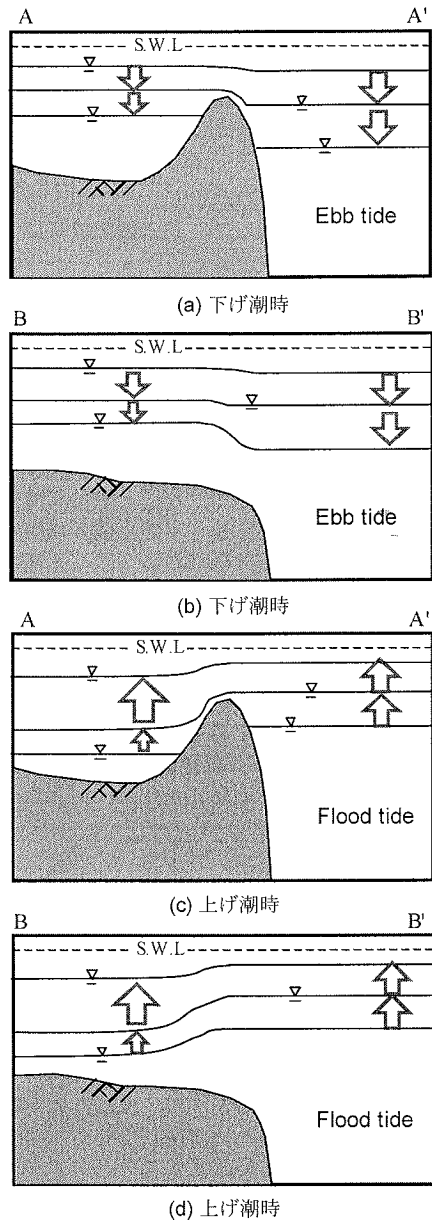


図-25 潮汐のみの場合の水位変動の模式図

(t/T=0.6)での流速波形及び水位差が図-24(b)以上に非対称であること、さらに現地観測及びその数値解析にも見られたように、チャンネル及び礁池においては満潮時 (t/T=0.)でも流速レベルが卓越し、それぞれリーフ外及びチャンネルへ向かう流速が生じていることが確認できる。

このような流速波形や干出時間の違いに関しては、波浪効果を考慮した場合では礁斜面における砕波により、リーフ外水位と比較しリーフ内では setup が生じることで礁嶺部の干出時間は短くなると考えら

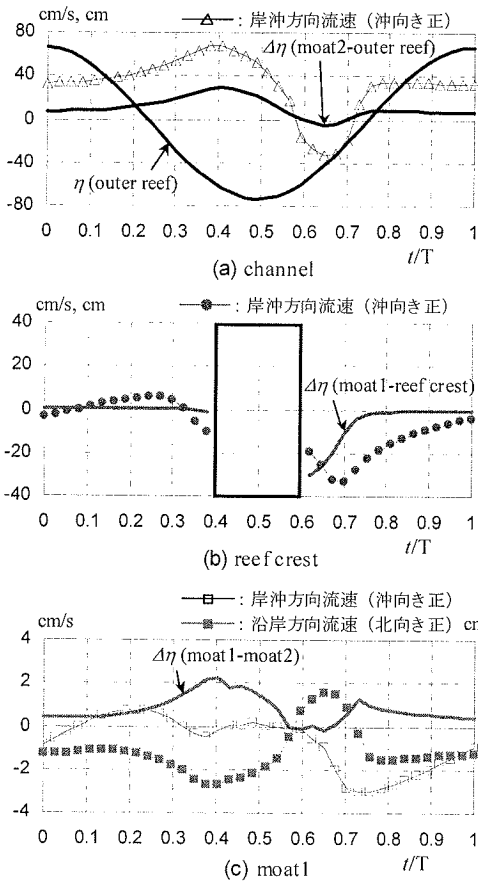


図-26 各物理量の一潮汐時系列変動
(潮位変動+波浪を与えた場合)

れる。一方、礁嶺干出後の断面 A-A' (図-27(a)) において、radiation 応力は礁斜面における水位の setup 量と力学的にバランスし、リーフ内に radiation 応力が作用しない状態となっている。しかし上げ潮時に礁嶺が冠水し (図-27(c))、リーフ内外の水利的接続が生じる瞬間には、礁嶺から礁池への海水流入のため radiation 応力の空間勾配と水位勾配との力学バランスが崩れ、radiation 応力の空間勾配により礁嶺において流速が急速に加速される。このことにより図-27(c)に示す断面 A-A'のリーフ内水位は急速に上昇し、これに伴いチャンネル部断面 B-B'におけるリーフ内水位も急速に上昇が起こり (図-27(d))、リーフ外水位を上回ることによってチャンネルを通じてのリーフ内への流入は一気に解消される結果となる。本数値実験結果では、礁嶺部からリーフ内への流入開始からおよそ 1.5 時間で、チャンネル部ではリーフ外へ向かう流出モードへと移行する結果となっている。

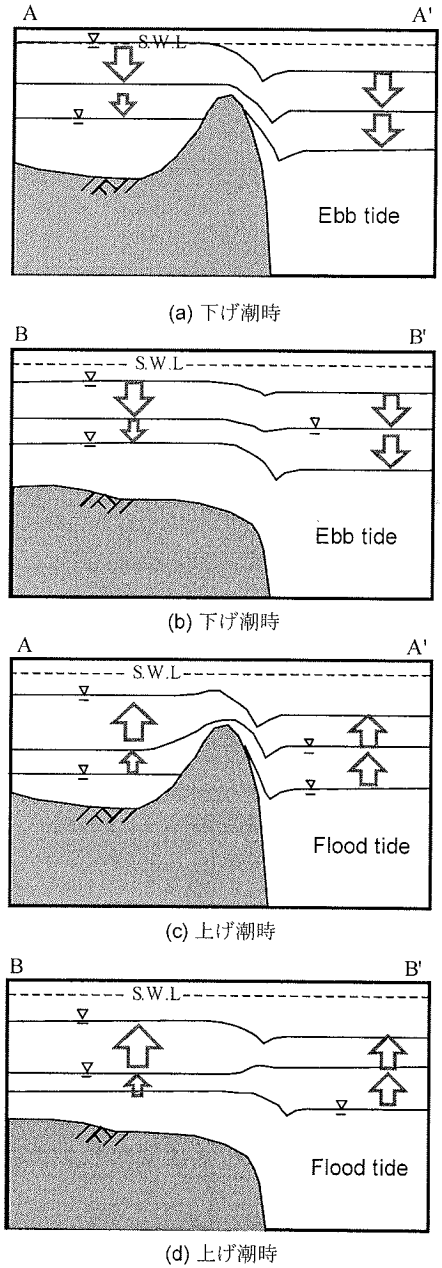
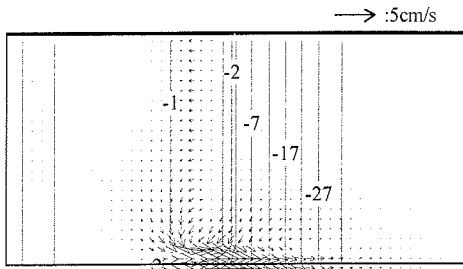


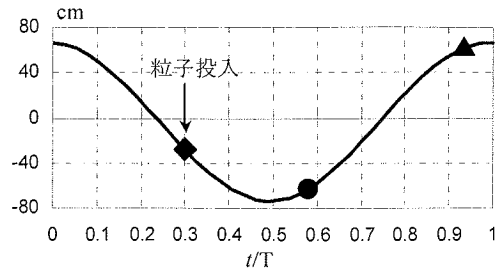
図-27 潮汐+波浪の場合の水位変動の模式図

c) 一潮汐間平均流動パターン

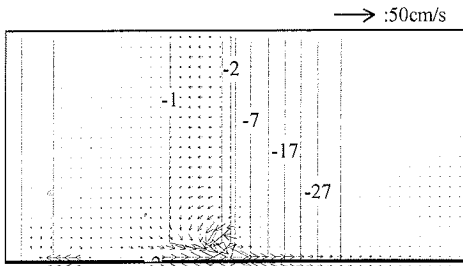
図-28 はモデル地形を用いて行った数値実験によって得られた一潮汐間平均流速を示しており、外力条件として(a)潮汐変動のみを考慮した場合、(b)潮汐+波浪計算を考慮した場合の結果である。ただし流動場の対称性を考慮して、チャンネルより北の計算領域に関してのみ示している。これらから、礁嶺からリーフ内に流入しチャンネルを通じてリーフ外へ流出するといった流動パターンとなっており、(a)、



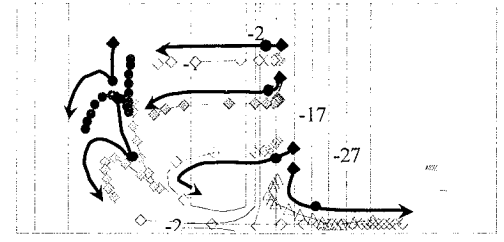
(a) 潮汐計算結果



(a) 潮位変動



(b) 潮汐変動+波浪計算結果



(b) 粒子の軌跡

図-28 一潮汐平均流動パターン

図-29 中立粒子の軌跡

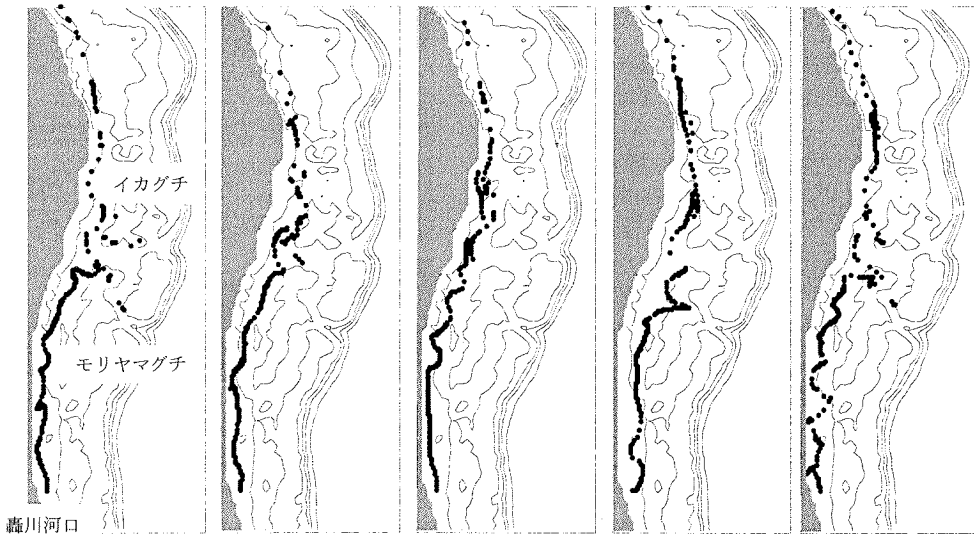
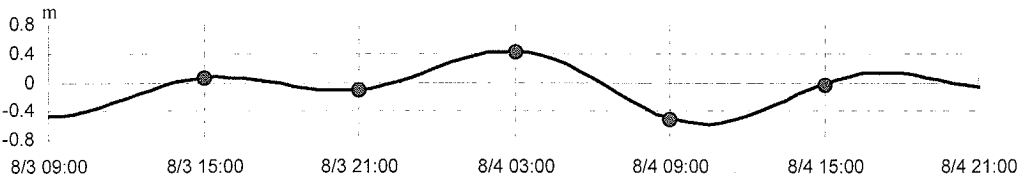


図-30 粒子追跡計算結果

(b) で概ね一致していることがわかる．しかしその流速レベルに関しては、波浪効果を考慮した (b) が 1 オーダー程度大きな値となっている．

(6) 粒子追跡計算によるリーフ内物質輸送過程に関する数値実験

a) チャンネル周辺の粒子輸送パターン

図-23に示したモデル地形を用い対象海域に中立粒子を投入し、それらのラグランジュ的挙動を追跡する数値実験を行った．ただし、外力条件としては潮汐及び波浪を考慮している．図-29はそれぞれ (a) 対応する潮位、(b) 中立粒子の軌跡を示している．

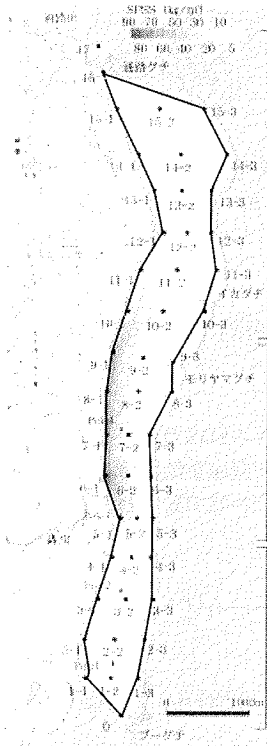


図-31 SPSSの分布状況（満本ら⁴⁾）

これらから、チャンネル付近に投入した粒子はチャンネルを通じて直線的にリーフ外へ輸送されているのが確認できる。一方、礁池内に投入した粒子はまず下げ潮により礁池内を南下するが、上げ潮時の急速な流向変化の影響を受けて一端リーフ内に押し戻されるが ($t/T=0.6$)、さらにその後礁池内を南下するといった非常に特徴的な軌跡を示している。一方、リーフ外に投入した中立粒子は、上げ潮時の礁嶺冠水後にリーフ内へ流入している様子が確認できる。

b) 轟川河口からリーフ内への物質輸送経路

次に石垣島東岸において轟川河口からリーフ内への典型的な物質輸送経路を把握するため、中立粒子のラグランジュ追跡に関する数値実験を行った。計算は期間Ⅲを対象に、粒子を河口付近から10分に1個の割合で投入した。ただし期間Ⅲでは河川流量が少なかったことから、河川流量に関しては考慮せずに数値実験を行っている。

図-30は8月3日15時から8月4日15時まで6時間ごとに粒子の軌跡を表したものであり、その時刻に対応した潮位にも示している。粒子はまず轟川河口から礁池内の極沿岸部を北上するが、モリヤマグチからイカグチ周辺にかけてはリーフ内全体に分散され、さらにイカグチ北からはトゥールグチに向け再び極沿岸域を分散することなく北上している様子がわかる。モリヤマグチ周辺での粒子の分散過程

は、8月4日3時と9時の粒子経路が示しているように、下げ潮時にモリヤマグチ・イカグチを通じてリーフ外へ向かう流れに乗ることにより、極沿岸域の水塊もこれらの影響を受け、岸から引き離されるためであると考えられる。また、図-31は満本ら⁴⁾による対象海域でのSPSS（底質中懸濁物質含量）分布を示しているが、轟川河口周辺から北側沿岸域とモリヤマグチ周辺での堆積濃度が高くなっており、このことから轟川河川水がモリヤマグチの影響を受けてリーフ外へ輸送されるパターンと極沿岸沿いを北上するパターンが存在することが示唆される。

5. おわりに

本研究では、石垣島東岸リーフ海域を対象として、そこでの複雑な地形がリーフ内流動構造及ぼす影響を把握するため、現地観測と数値解析により、リーフ内の基本的な流動パターンの把握を試みた。その結果として、現地観測よりリーフ外波浪の増加に対応してリーフ内及びチャンネルで平均流速が増加し、北区リーフ内ではトゥールグチに向かう流れが、チャンネルではリーフ外に流出する流動パターンが確認された。また、大潮・中潮期の干潮時から上げ潮における数時間において、リーフ内では北上流から南下流へ、また、チャンネルではリーフ外からリーフ内へ向かう急激な流向変化が生じることがわかった。

一方、数値流動計算において、対象海域の複雑な地形的特徴をできるだけ正確に反映した数値流動解析を行うべく、衛星リモートセンシング画像からの逆推定アルゴリズムによって対象海域リーフ内の高精度水深マップを作成するとともに、移動境界条件、波動効果を評価可能とすることでリーフ海域に適用できる準三次元浅水乱流モデルを構築した。その結果、数値解析結果は現地観測結果を精度良く再現できており、対象海域における流動特性として、高波浪期においてはリーフ内で海浜流が卓越する一方で、轟川河口前面リーフ内においてはリーフ地形効果に伴う潮汐残差流により顕著な北上流が生じることが確認された。また、大潮・中潮期における急速な流向変化は、潮汐変動及び波浪によるリーフ内水位のsetup効果が、礁嶺の干出に伴い下げ潮時・上げ潮時で非対称に作用するためであると考えられる。

さらに中立浮遊粒子追跡計算から、中区に位置するチャンネルであるモリヤマグチ、イカグチの存在が、轟川河川水のリーフ内への輸送・拡散過程に影響を及ぼすことが示唆された。

謝辞：現地観測を行うに当たり，東京工業大学大学院情報環境学専攻助手の波利井佐紀氏，同修士課程学生の三井順氏，鈴木庸一氏，また，備船について平良正義氏にご助力頂いた．ここに記して謝意を表します．

付録 準三次元浅水方程式の導出

ここでは，本計算に用いた準三次元浅水方程式の導出方法に関して記す．まず，運動量方程式を次式の通り非定常項とそれ以外の項に分け簡略化して表す（基礎方程式の詳細に関しては参考文献13），14)を参照）．

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{M}(\mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

ここに， t ：時間， \mathbf{u} ：水平方向流速ベクトル， $\mathbf{M}(\mathbf{u})$ ：非定常項を除く運動量方程式．本モデル方程式では，重み付き残差法の一つであるGalerkin法を用いて，底面 $-h$ から水面 η まで鉛直積分することで準三次元方程式を導出する．式(1)にGalerkin法を用いると次式となる．

$$\int_{-h}^{\eta} P_i(z) \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{M}(\mathbf{u}) \right) dz = 0 \quad (2)$$

ただし，ここでは鉛直分布関数としてLegendre多項式 $P_i(z)$ を用いる．

次に，底面 $-h$ から水面 η で定義された鉛直座標 z の座標変換を次式を用いて行う．

$$\tilde{z} = \frac{2z + h - \eta}{h + \eta} \quad (3)$$

この座標変換により， \tilde{z} は底面で $\tilde{z} = -1$ ，水面で $\tilde{z} = 1$ となる規格化された座標系となっており， σ 座標系と同種の鉛直座標となる． \tilde{z} を用いてLegendre多項式 $P_i(\tilde{z})$ を表すと以下の通りとなる．

$$P_0(\tilde{z}) = 1$$

$$P_2(\tilde{z}) = \tilde{z} = \frac{2z + h - \eta}{h + \eta}$$

$$P_3(\tilde{z}) = \frac{1}{2}(3\tilde{z}^2 - 1) \quad (4)$$

これらの座標変換を行うことで式(1)における鉛直積分区間 $[-h, \eta]$ は $[-1, 1]$ となり，次の準三次元浅水方程式が得られる．

$$\int_{-1}^1 P_i(\tilde{z}) \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{u}(\tilde{z})}{\partial t} + \mathbf{M}(\mathbf{u}(\tilde{z})) \right) d\tilde{z} = 0 \quad (5)$$

また，既存のSDS-Q3Dモデルと同様に水平方向流速，鉛直方向流速を鉛直分布関数と重み関数 $U_j(x, y, t)$ の積の重ね合わせで表すと次式のように表せる．

$$\mathbf{u}^N(x, y, z, t) = \sum_{j=1}^N P_j(\tilde{z}) \cdot \mathbf{U}_j(x, y, t) \quad (6)$$

$$w^N(x, y, z, t) = - \sum_{j=1}^N I_j(\tilde{z}) \cdot \text{div} \mathbf{U}_j(x, y, t) \quad (7)$$

ここに，

$$I_j(\tilde{z}) = \int_{-h}^{\tilde{z}} P_j(\tilde{z}) dz = \frac{h + \eta}{2} \int_{-1}^{\tilde{z}} P_j(q) dq \quad (8)$$

である．なお，Legendre多項式 $P_i(z)$ に関してその積分値と微分値を次式で定義しておく．

$$J_j(\tilde{z}) = \int_{\tilde{z}}^{\eta} P_j(\tilde{z}) dz = \frac{h + \eta}{2} \int_{\tilde{z}}^1 P_j(q) dq \quad (9)$$

$$D_j(\tilde{z}) = \frac{\partial}{\partial z} P_j(\tilde{z}) = \frac{\partial P_j(\tilde{z})}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \tilde{z}}{\partial z} = \frac{2}{h + \eta} \frac{\partial P_j(\tilde{z})}{\partial \tilde{z}} \quad (10)$$

基礎方程式系(5)に対し，流速成分(6)，(7)を代入することで，最終的に準三次元浅水方程式は次式で表せる．

$$\sum_j pLiLj \cdot \frac{\partial U_j}{\partial t} + \sum_j \sum_k (pLiLjLk \cdot (\mathbf{U}_j \cdot \nabla \mathbf{U}_k) - pLiljDk \cdot (\nabla \cdot \mathbf{U}_i) \cdot U_k) = pLi \cdot \left(f_x - g \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{2}{h + \eta} (P_i(\eta) \cdot \tau_{xx} - P_i(-h) \cdot \tau_{xx})$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{2}{h+\eta} \cdot \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yx}}{\partial y} \right) \\
& + \sum_j pLiLj \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(2v_i \frac{\partial U_j}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} pLi \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \\
& + \sum_j pLiLj \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left(v_i \left(\frac{\partial U_j}{\partial y} + \frac{\partial V_j}{\partial x} \right) \right) \\
& - v_i \sum_j \left(pDiDj \cdot \left(\frac{2}{h+\eta} \right)^2 \cdot U_j - pDiLj \cdot \left(\frac{\partial^2 U_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_j}{\partial x \partial y} \right) \right) \\
& \sum_j pLiLj \cdot \frac{\partial V_j}{\partial t} \\
& + \sum_j \sum_k (pLiLjLk \cdot (\mathbf{U}_j \cdot \nabla V_k) - pLiLjDk \cdot (\nabla \cdot \mathbf{U}_j) \cdot V_k) \\
& = pLi \cdot \left(f_y - g \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + \frac{2}{h+\eta} (P_i(\eta) \cdot \tau_x - P_i(-h) \cdot \tau_y) \\
& - \frac{2}{h+\eta} \cdot \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \\
& + \sum_j pLiLj \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(v_i \left(\frac{\partial U_j}{\partial y} + \frac{\partial V_j}{\partial x} \right) \right) \\
& + \sum_j pLiLj \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left(2v_i \frac{\partial V_j}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} pLi \cdot \frac{\partial k}{\partial y} \\
& - v_i \sum_j \left(pDiDj \cdot \left(\frac{2}{h+\eta} \right)^2 \cdot V_j - pDiLj \cdot \left(\frac{\partial^2 U_j}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 V_j}{\partial y^2} \right) \right) \\
& \qquad \qquad \qquad (i=1, \dots, N) \quad (11)
\end{aligned}$$

ここに、 τ_x : 風応力、 τ_y : 底面摩擦力であり本計算では次式で評価している。

$$\tau_x = 0, \quad \tau_y = c_f \cdot u_b \sqrt{u_b^2 + v_b^2} \quad (12)$$

S_{xx} , S_{yy} , S_{xy} , S_{yx} : radiation 応力であり山口ら²³⁾と同様の表示式を用いて評価している。

また、各係数に関してはLegendre多項式の直交性より、それぞれ次式で表される。

$$pLi = \begin{cases} 2 & (i=1) \\ 0 & (i \neq 1) \end{cases}$$

$$pLiLj = \begin{cases} 2/(2j-1) & (j=i) \\ 0 & (j \neq i) \end{cases}$$

$$pLiLj = \int_{-1}^1 P_i(\bar{z}) \cdot \left(\int_{-1}^1 P_j(t) dt \right) d\bar{z}$$

$$pLiLjLk = \int_{-1}^1 P_i(\bar{z}) P_j(\bar{z}) P_k(\bar{z}) d\bar{z}$$

$$pLiLjDk = \int_{-1}^1 P_i(\bar{z}) \cdot \left(\int_{-1}^1 P_j(t) dt \right) \frac{\partial P_k(\bar{z})}{\partial \bar{z}} d\bar{z}$$

$$pDiDj = \int_{-1}^1 \frac{\partial P_i(\bar{z})}{\partial \bar{z}} \frac{\partial P_j(\bar{z})}{\partial \bar{z}} d\bar{z}$$

$$pDiLj = \int_{-1}^1 \frac{\partial P_i(\bar{z})}{\partial \bar{z}} \cdot \left(\int_{-1}^1 P_j(t) dt \right) d\bar{z} \quad (13)$$

連続式に関しては、区間 $[-h, \eta]$ で鉛直積分すると次式が得られる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial}{\partial x} \int_h^\eta P_i(z) dz \cdot U_i + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^\eta P_i(z) dz \cdot V_i \right) = 0 \quad (14)$$

ここで、同様にLegendre多項式の直交性から

$$\int_h^\eta P_i(z) dz = \frac{h+\eta}{2} \cdot \int_{-1}^1 P_i(\bar{z}) d\bar{z} = \begin{cases} h+\eta & (i=1) \\ 0 & (i \neq 1) \end{cases} \quad (15)$$

であり、最終的に流速の第一成分のみを用いて次式で表すことができる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (h+\eta) U_1 + \frac{\partial}{\partial y} (h+\eta) V_1 = 0 \quad (16)$$

参考文献

- 1) 灘岡和夫, 若木研水, 二瓶泰雄, 今井陽介, 青木康哲, 丸田直美, 大見謝辰男, 満本裕彰, 小林孝, 藤井智史 : 現地観測に基づく石垣島サンゴ礁海域の流動特性

- と微細土砂・熱輸送特性に関する解析, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.1151-1155, 2001.
- 2) 二瓶泰雄, 灘岡和夫, 網島康雄, 丸田直美, 青木康哲, 若木研水: サンゴ礁海域の温熱環境特性に関する多面的観測と解析, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.1146-1150, 2001.
 - 3) 大見謝辰男, 仲宗根一哉, 小林孝: 石垣島白保海域の赤土汚染とサンゴ礁の現況, 沖縄県衛生環境研究所報, 第32号, pp.113-117, 1998.
 - 4) 満本裕彰, 大見謝辰男, 小林孝: 石垣島白保海域の赤土汚染とサンゴ礁の現況(第2報), 沖縄県衛生環境研究所報, 第34号, pp.121-124, 2000.
 - 5) 茅根創, 波利井佐紀, 山野博哉, 田村正行, 井出陽一, 秋元不二雄: 琉球列島石垣島白保・川平の定例線における1998年白化前後の造礁サンゴ群集被度変化, 日本サンゴ礁学会, Galaxea, Vol.1, pp.73-82, 1999.
 - 6) Kayanne, H., Harii, S., Ide, Y., Akimoto, F.: Recovery of coral populations after the 1998 bleaching on Shiraho Reef, in the southern Ryukyus, NW Pacific, Marine Ecology Progress Series, Vol.239, pp.93-103, 2002.
 - 7) 沖縄県環境保健部自然保護課: サンゴ礁生態系保全調査報告書, 1996.
 - 8) 灘岡和夫, 二瓶泰雄, 熊野良子: 高解像度水深マップを用いたサンゴ礁海域の流動シミュレーション, 海岸工学論文集, 第46巻, pp.1186-1190, 1999.
 - 9) Kraines, S.B., Yanagi, T., Isobe, M., Komiyama, H.: Wind wave driven circulation in the coral reef at Bora Bay, Miyako Island, Coral Reefs, 17, pp.133-143, 1998.
 - 10) 平山克也, 上原功, 永松宏一, 平石哲也: 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, 1998.
 - 11) Paringit, E., 灘岡和夫: 多バンド・リモートセンシングに基づくサンゴ礁マッピングへの逆解析手法の応用, 海岸工学論文集, 第49巻, pp.1191-1195, 2002.
 - 12) Paringit, E.: Integrated monitoring and modeling of a coastal-land coupled environmental system based on remote sensing, 東京工業大学学位論文, pp.98-141, 2003.
 - 13) 灘岡和夫, 田村仁, 八木宏, 二瓶泰雄: 準三次元浅水乱流モデルの開発に基づく三次元大規模渦構造の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.466-470, 2000.
 - 14) 田村仁, 灘岡和夫: 準三次元非平衡浮遊砂輸送モデルの開発に基づく港口部での底質浮遊と輸送に関する解析, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.526-530, 2001.
 - 15) 灘岡和夫, 八木宏: 浅い水域の乱流場に関する数値計算モデルの開発と沿岸流場への適用, 土木学会論文集, No.473, pp.25-34, 1993.
 - 16) Nadaoka, K. and Yagi, H.: Shallow water turbulence modeling and horizontal large-eddy computation of river flow, *J. of Hydraulics Eng.*, pp.493-500, 1998.
 - 17) 大山巧, 石原孟, 灘岡和夫: 鉛直積分型Reynolds方程式に基づく平面2次元砕波解析法, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.181-185, 2000.
 - 18) Karlsson, T.: Refraction of continuous ocean wave spectra, *J. Waterways and Harbors Div., Proc. of the ASCE*, Vol.95, No.WW4, pp.437-448, 1969.
 - 19) Dally, W.R., Dean, R.G. and Dalrymple, R.A.: Wave height variation across beaches of arbitrary profile, *J. Geophys. Res.*, Vol.90, No.C6, pp.11,917-11,927, 1985.
 - 20) Gourlay, M.R.: Wave transformation on a coral reef. *Coastal Eng.*, Vol 23, pp.17 - 42, 1994
 - 21) 合田良実, 鈴木康正: 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料, No.230, pp.45, 1975.
 - 22) 本間仁, 堀川清司: 海岸環境工学 海岸過程の理論・観測・予測方法, pp.250, 東京大学出版会, 1985.
 - 23) 山口正隆, 細野浩司, 川原博満: 波の不規則性を考慮した海浜流の数値モデル, 土木学会論文集, No.375, pp.251-259, 1986.

(2003.10.3 受付)

FIELD SURVEY AND NUMERICAL SIMULATION OF CURRENTS IN A FRINGING-TYPE CORAL REEF IN EAST COAST OF ISHIGAKI ISLAND

Hitoshi TAMURA, Kazuo NADAOKA and Enrico C. PARINGIT

Ishigaki Island is located at the southern-most end of the Ryukyu Islands of Japan, and is encompassed by well-developed fringing reefs. In this study, we conducted field survey in east coast of Ishigaki Island to investigate the characteristics of currents in the reef area. At the same time we conducted numerical computation of currents by an improved shallow water turbulence model (SDS-Q3D) with high accuracy bathymetry of the reef area estimated from remote sensing data analysis. Numerical computation shows good agreement with field survey results and demonstrates importance of morphology effects on the characteristics of the currents in the reef area.