

平成18年度

ビジネスモデルによる波浪変形計算に関する勉強会

勉強会資料

平成19年2月

独立行政法人 港湾空港技術研究所

海洋・水工部 波浪研究室

目 次

1. はじめに	1
2. NOWT-PARI の適用事例	
2.1 複雑なリーフ地形における波浪変形	2
鹿島建設 株式会社	福山 貴子
2.2 港外波浪のスペクトル形状を考慮した港内波浪の推定	7
株式会社 エコー	仲井 圭二
2.3 長周期波再現計算の適用における基礎的な検討	10
株式会社 三洋コンサルタント	西井 康浩
2.4 透過型防波堤を考慮した長周期波計算	15
株式会社 エコー	原崎 恵太郎
3. ブシネスクモデルの修正点とその検証	
3.1 平均水位上昇量を考慮した波高および波向算定方法の提案	20
いであ 株式会社	成毛 辰徳
3.2 ブシネスクモデル(NOWT-PARI Ver4.6c4)に対する主な修正事項とその解説 および効果の検証	26
(独) 港湾空港技術研究所 海洋・水工部	平山 克也
4. 波浪観測に関する研究紹介(GPS 波浪計の全国展開によるナウファスの再構築)	39
(独) 港湾空港技術研究所 海洋・水工部	永井 紀彦
5. まとめ	44
付録: 勉強会議事録	45

1. はじめに

本勉強会は、独立行政法人 港湾空港技術研究所 波浪研究室による単独開催として平成 14 年度に年に 1 回を目標として始められ、今年度で 5 回目を迎えることができました。平成 13 年度に開発された非線形波浪変形モデル(NOWT-PARI)は今まで多くの港湾や漁港などで活用され、代表的な事例が本勉強会で報告されました。今年度の勉強会資料には、投稿論文 5 編、招待論文 1 編、事務局からの論文 1 編の計 7 編が掲載され、モデルの基礎的な検証、新たな活用方法やモデルの修正事項などを報告しています。これもご多忙の中、論文執筆にご助力いただいた関係諸氏のご協力の賜と、心より御礼申し上げます。

今年度は、昨年度に引き続き台風や発達した低気圧が我が国沿岸に來襲し、全国の港湾や海岸で防波堤・護岸の被災、越波災害や船舶の座礁などが起きています。ブシネスクモデル等の波浪変形計算法は、これらの被災メカニズム解明に活用されることが期待され、波浪変形計算法の活用範囲はますます広がりを見せています。また、波浪の影響は多岐に渡り、海岸侵食や沿岸の海域環境などにも密接な関係があります。海岸侵食では、砕波帯から遡上域における精度の高い波浪場の算定のみならず、沿岸域での波と流れの共存場における高精度な流れの算定も期待されています。さらに、海域での生物環境の形成に係る波浪についても関心が寄せられ、生物に適した波浪場の検討にも使用されつつあります。

本勉強会に出席された皆様方は、多くの難題に対してさまざまな解析手法を取り入れてご検討されることと存じますが、その際には当勉強会の成果が一助となり、ご活用いただければまことに幸いです。

2. NOWT-PARIの適用事例

2.1 複雑なリーフ地形における波浪変形

2.1.1 はじめに

リーフ海岸における波浪特性は、海底地形の影響を受けて非常に複雑に変化する。このため、リーフ地形における波浪現象を予測することは極めて困難である。リーフ地形による波浪変形については、高山ほか¹⁾が2次元造波水路による一方向不規則波実験から評価方法を提案しており、実務上用いられている。また、池谷ほか²⁾は単純なリーフ地形を対象に多方向不規則波を用いた平面実験から詳細な検証を行い、有義波高や長周期成分の分布を、既往の評価式を用いて概ね評価することができることを示している。さらに、秋山ほか³⁾は、複雑なリーフ地形を対象に波浪変形の検証を行い、比較的断面形状が

単純な地形では高山式で概ね再現することができるが、横断方向の地形変化がある場合には適用が難しいことを示している。また、平山ほか⁴⁾は、ブシネスク方程式のリーフ上での適用性を検討し、再現性の得られる波浪条件を確認している。

本研究では、秋山ほかが行った複雑リーフ地形における多方向不規則波実験の結果を用い、縦断方向および横断方向に地形が変化する場合の波浪変形の特徴を評価するとともに、ブシネスク方程式による複雑海底地形上での波浪変形の再現性について検証を行った。

2.1.2 実験方法及び計算方法

(1) 実験方法

実験は多方向不規則波造波装置を有する平面水槽を用いて行った。水槽内に鋼製の斜面を設置し、その上にモルタルでリーフ地形を製作した。実験の詳細

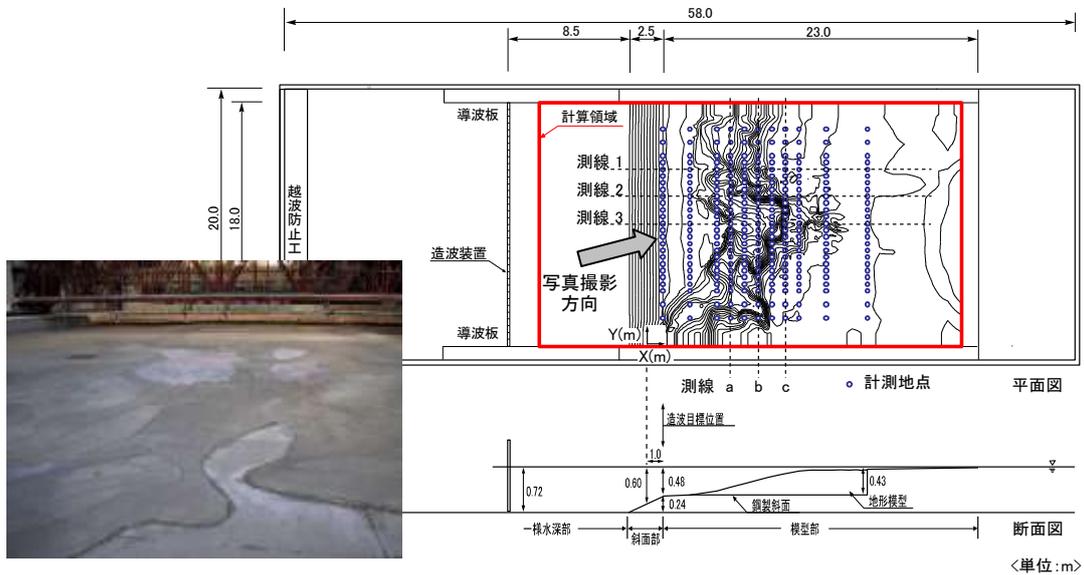


図-1 地形模型概略図

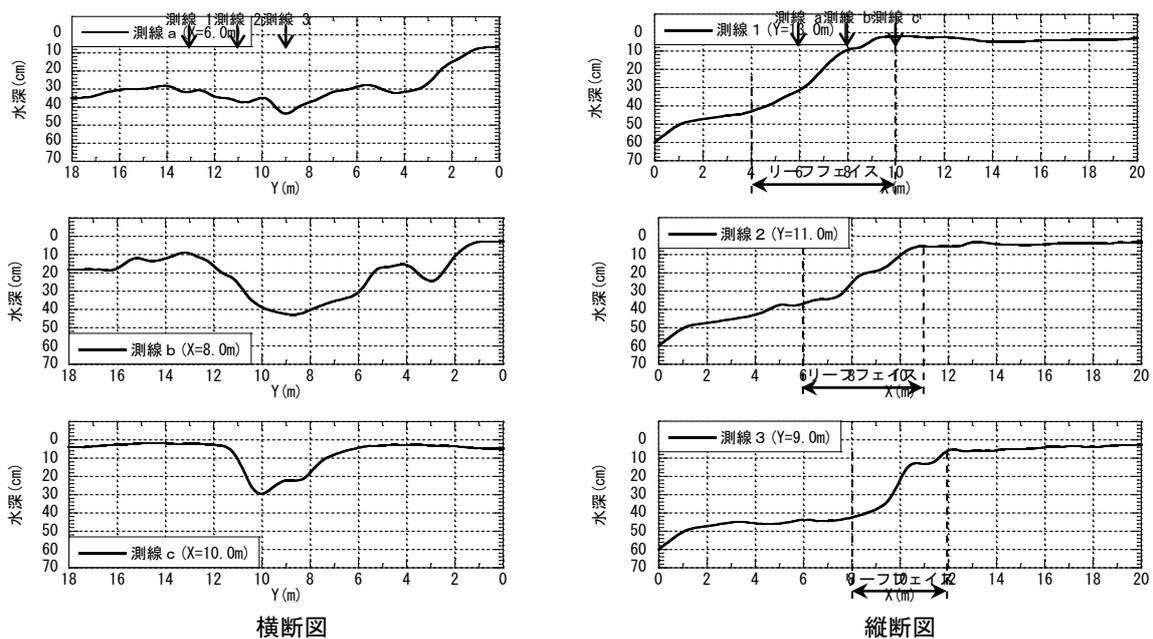


図-2 地形断面図

表-1 海象条件

Case	H'₀(cm)	T'₀(s)	H₀/L₀	Smax (目標値)
1	5.6	1.18	0.026	∞
2	8.1	1.07	0.045	∞
3	7.8	1.28	0.031	∞
4	7.2	1.52	0.020	∞
5	9.4	1.28	0.037	∞
6	5.5	1.24	0.023	30
7	8.5	1.16	0.040	10
8	8.0	1.30	0.030	30
9	7.6	1.64	0.018	45
10	10.4	1.32	0.038	15

細については秋山ほか³⁾が述べている．図-1に地形模型の概略図および模型中央部のくぼみ付近の状況を，図-2に代表的な測線での断面図を示す．Y軸の原点は図-1に示す水槽の下端，X軸の原点は水深60cmの位置とし，一番沖側の計測地点がX=1.0m地点にあたる．実験では，表-1の海象条件を対象とし，図-1に示す多数の計測地点において水位変動を計測した．

(2) 計算方法

波浪場の計算には，港湾空港技術研究所で開発された，「非線形波浪モデルNOWT-PARI Ver. 4.6」を用いた．水槽内の地形模型のうち，図-1に示す31.0m×18.0mの範囲を計算領域とし，実験と同じ波浪条件を入射波として計算を行った．格子間隔は10cmとし，計算時間は有義波周期で200波までとした．また，リーフトップ上の水深は実験と同様に3cmとした．

2.1.3 リーフ地形における波浪変形特性

本章においては，実験を実施したケースのうち，特徴的な2ケースの結果について述べる．1つはCase1で，これは一方向不規則波であり，波形勾配が小さくリーフクレスト付近で碎波するケースである．もう1つはCase8で，多方向不規則波であり，波形勾配が大きくリーフフェイスで碎波するケースである．

これらのケースについて，得られた水位変動データをゼロアップクロス法により統計処理を行った結果を示す．また，長周期成分と短周期成分は，水位変動データから周波数スペクトルを求め，スペクトルのピークが長周期側にかけて最も下がった周波数において分離した．以降の断面分布には地形の断面形状もあわせて示す．

(1) 有義波高の分布

図-3に有義波高を沖波波高で無次元化したものの断面分布を示す．測線1 (Y=13.0m)～測線3 (Y=9.0m)の間の波高分布を1m間隔で示す．また測線1，測線3については，Case1の条件において高山

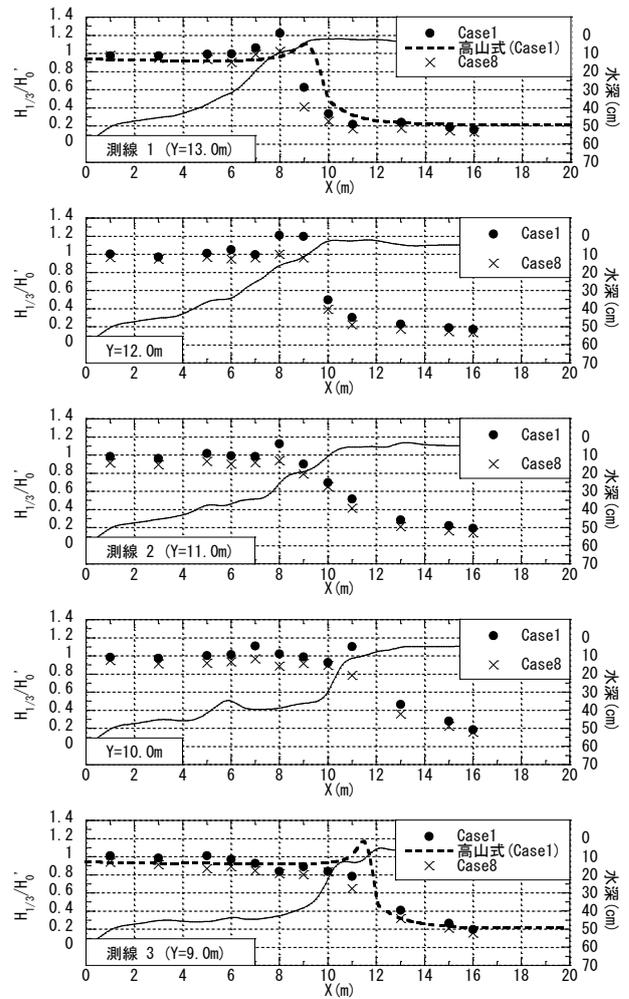


図-3(a) 有義波高の空間分布（縦断分布）

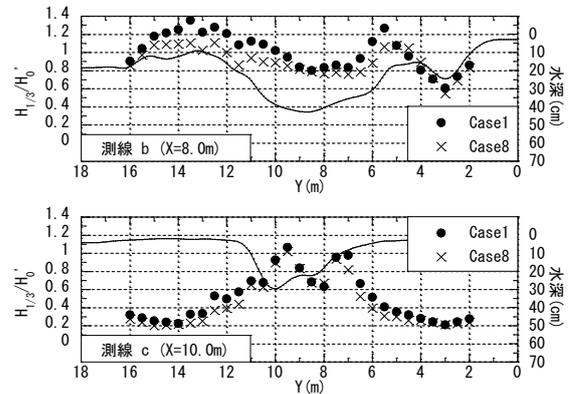


図-3(b) 有義波高の空間分布（横断分布）

式によって求めた計算結果もあわせて示す．さらに，横断方向の地形変化の影響を検討するため，測線b (X=8.0m)，測線c (X=10.0m)における波高分布も示す．

縦断方向分布については，測線1では高山式と比較的一致するが，測線3ではリーフクレストでの波高が計算に比べて小さく高山式では表現するのが難しいという結果が得られている．さらにその間について見てみると，測線1から模型中央部に近づくに

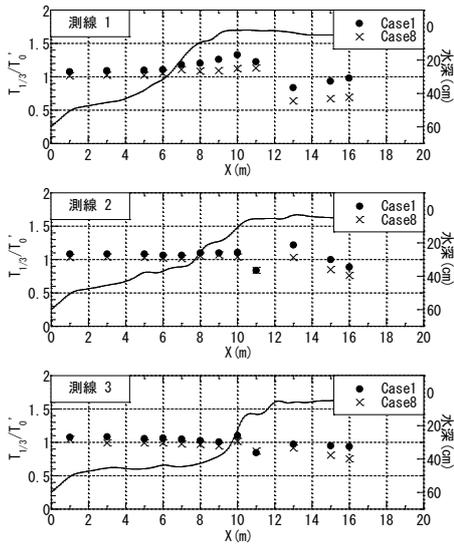


図-4 有義波周期の空間分布

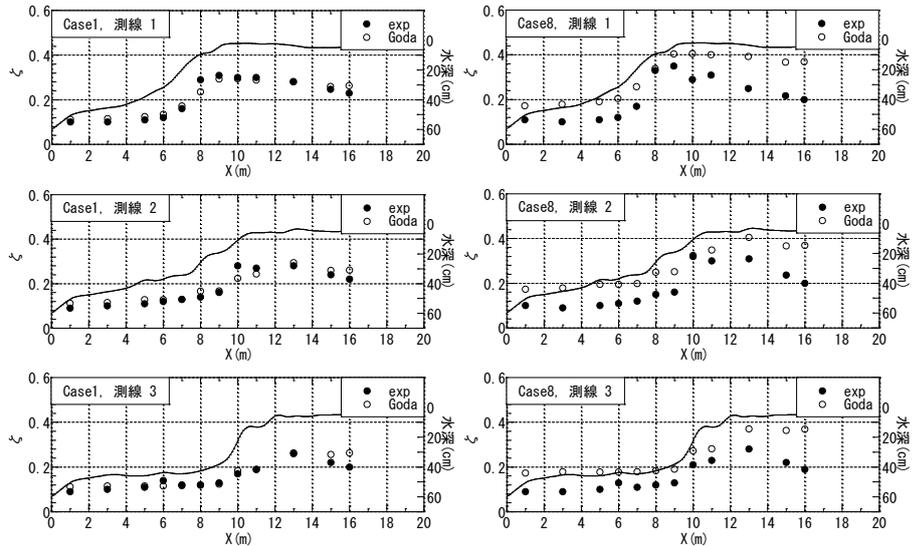


図-5 長周期成分の空間分布

つれてリーフフェイスが後退するために、波高増大のピークも後方へ移動すること、ピークが崩れて明瞭でなくなることが確認された。

また、横断方向分布について見てみると、測線 b ではリーフクレストにあたる部分 (Y=6.0m, 12.0~15.0m付近) において有義波高が大きくなるなど地形と対応した波高分布となっている。一方、くぼんだ地形の奥に位置する測線 c では、比較的小さいピークが2箇所見られるが、その片方はリーフクレストではなくくぼみの中央部にあり、地形により変化した周囲の波の影響を受けた複雑な分布特性となっている。

(2) 有義波周期の分布

図-4に、各縦断測線における有義波周期を沖波の有義波周期で無次元化したものの断面分布を示す。有義波周期の分布については、池谷ほかの実験では、リーフクレストから汀線に近づくにつれ周期が増大する結果が得られている。

測線 1 においてはX=11.0m付近で急に短くなった後にリーフトップの奥に向かって長くなる傾向がある。一方測線 3 ではリーフトップ上でほぼ一定となっている。これらの間の測線 2 ではリーフクレスト付近であるX=11.0mに値が小さくなる点が見られるが、全体的にはリーフトップ上で長くなった後に短くなる傾向が見られる。このように測線 2 では両側の測線とは異なった分布特性を示しており、有義波周期の分布は地形の影響を受けて複雑な分布特性を示している。

(3) 長周期成分の分布

図-5に、各縦断方向測線における長周期成分rms値の空間分布を示す。図中には、サーフビートの振幅を表す、合田⁵⁾が提案した次式(1)の計算値を併せて示す。

$$\zeta_{Goda} = \frac{0.01H'_0}{\sqrt{H'_0/L_0(1+h/H'_0)}} \quad (1)$$

これらの結果を見ると、一方向不規則波であるCase1については、各測線ともに非常に良く一致している。一方、多方向不規則波であるCase8については、実験値に比べて計算値が大きくなっているものの、リーフフェイスに向かって増大、リーフトップ上で一定の傾向となる分布特性は再現されている。

2.1.4 実験結果と計算結果の比較

本章においては、ブシネスク方程式を用いた計算において有義波周期で200波までの計算が終了したケース (Case1, Case6) について実験結果と計算結果の比較を行う。

(1) 有義波高の平面分布

図-6に有義波高の平面分布の実験結果および計算結果を示す。Case1及びCase6ともに、有義波高の平面分布特性、すなわち、中央部のくぼみの両サイドにおけるリーフフェイスで波高が大きくなり、リーフトップ上では小さくなるといった特徴を再現しており、ブシネスク方程式を用いた本計算により、一方向不規則波、多方向不規則波のどちらのケースにおいても、実験結果と計算結果が概ね一致していることが分かる。

(2) 有義波高および平均水位の空間分布

図-7にCase6の有義波高と平均水位の空間分布を、前章で述べた代表的な横断測線 b, c および縦断測線 1, 3 について示す。

有義波高の横断方向分布を測線 b (X=8.0m) について見てみると、リーフクレスト付近にあたるY=12.0~15.0m地点において計算結果では実験結果よりも波高が小さいものの、模型中央部のくぼんだ部分であるY=6.0~12.0m付近においては実験結果に

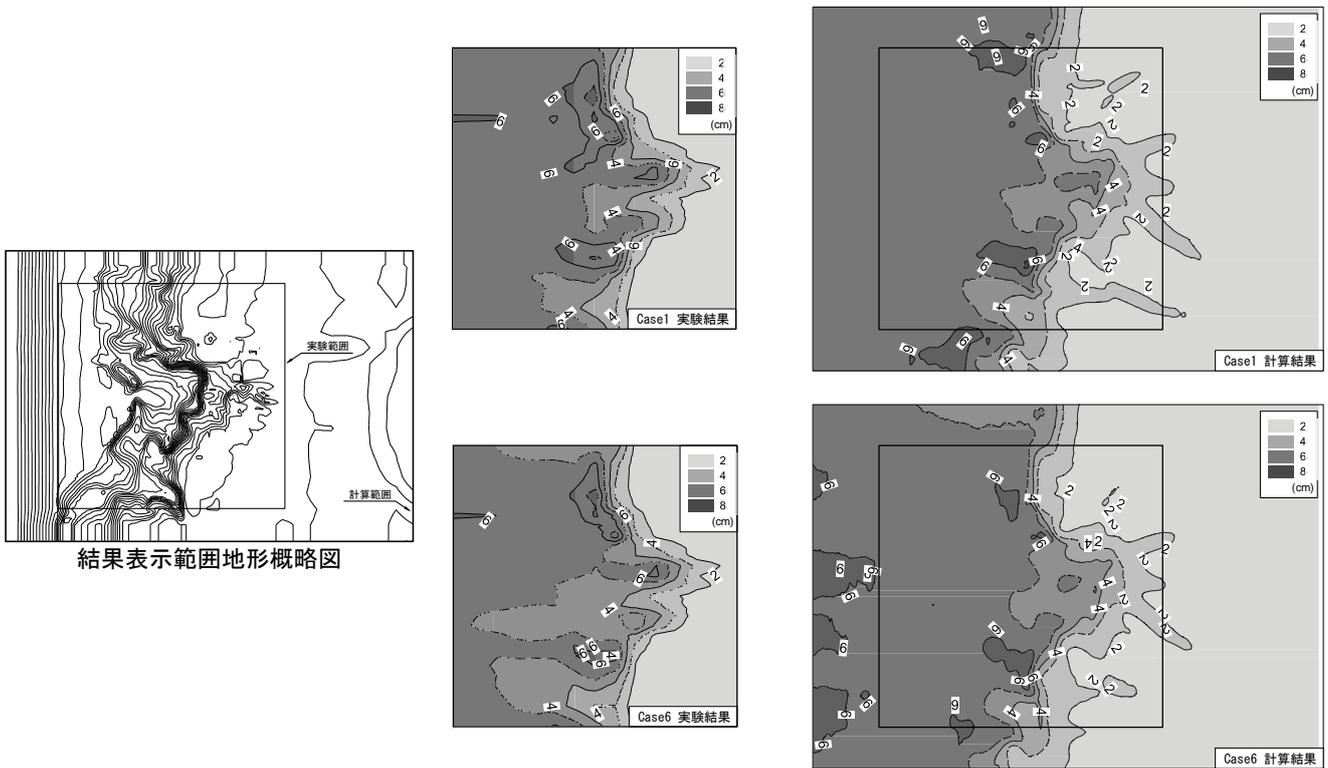


図-6 有義波高の平面分布

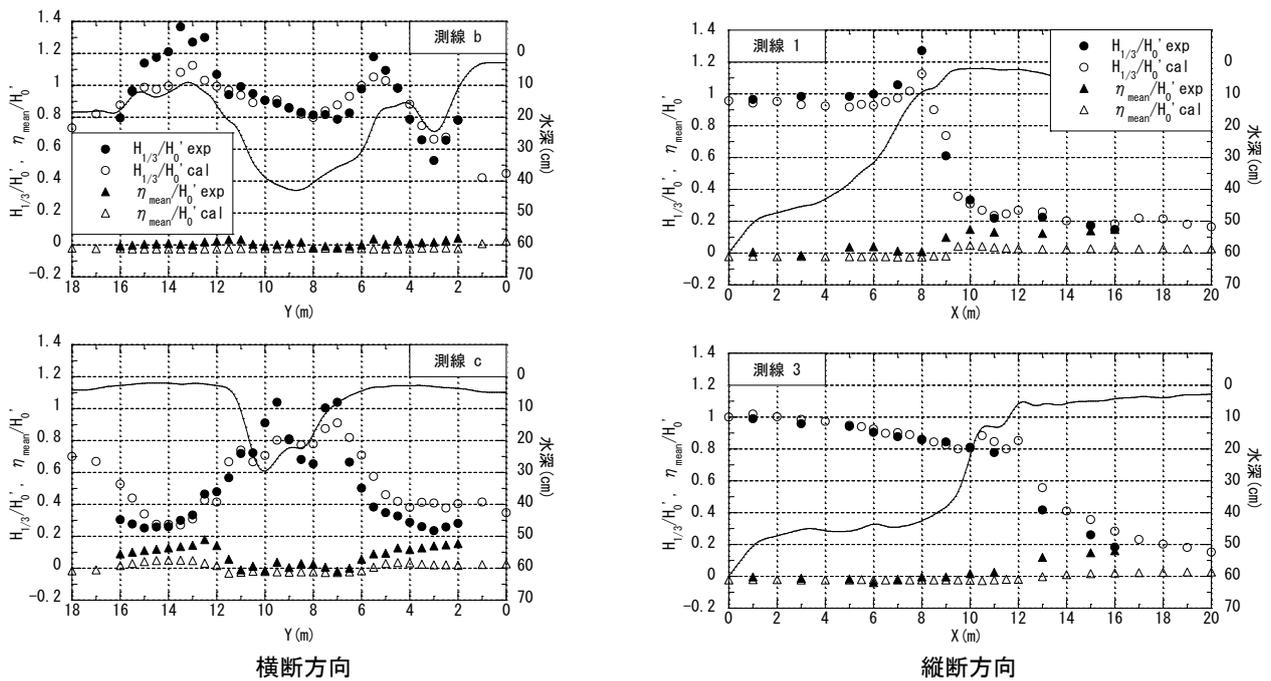


図-7 有義波高と平均水位上昇量の空間分布 (Case6)

良く一致している。一方、測線 c (X=10.0m) について見ると、中央のくぼみ (Y=7.0~11.0m) 部分に両サイドで砕波した波が回り込んでくるために、非常に複雑な現象を示しており、ここでは実験結果と計算結果に差が見られる。

縦断方向分布については、測線 1 のリーフクレストにおける波高の増大がやや小さいものの、その後方での急激な減衰や、測線 3 における緩やかな減少

傾向など、横断方向に地形の変化する場所での分布特性を精度良く再現できていることが分かる。

一方、実験結果における平均水位の分布特性については、波浪条件、測線位置による大きな違いは見られず、リーフクレスト近傍でセットアップした後、リーフトップ上で一定となる傾向がある。実験結果と計算結果を比較すると、リーフ前面では両者はほぼ一致しているが、リーフトップ上では実験値に比

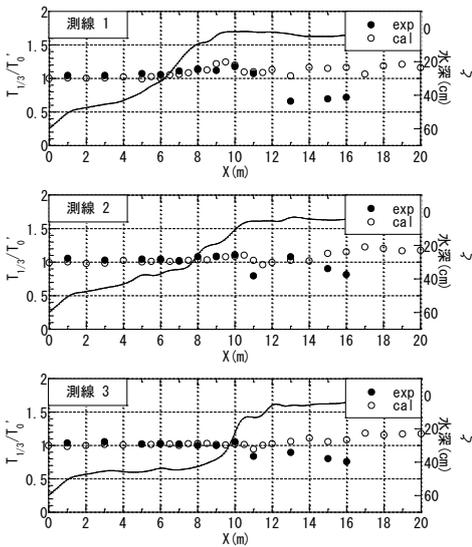


図-8 有義波周期の空間分布 (Case6)

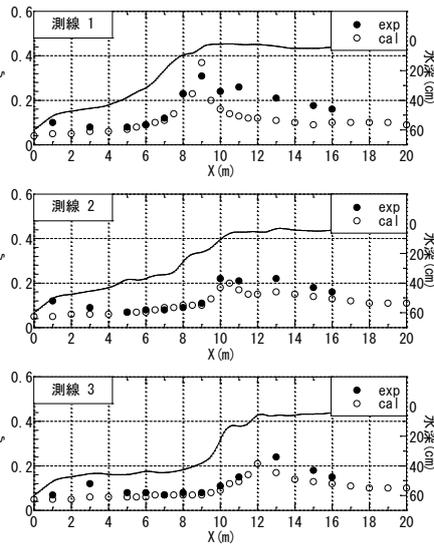


図-9 長周期成分の空間分布 (Case6)

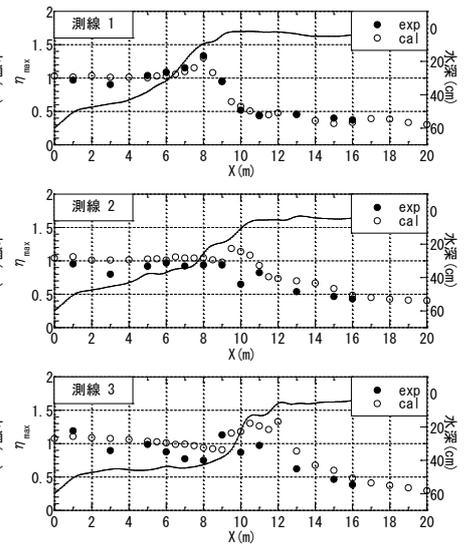


図-10 最大波頂高の空間分布 (Case6)

べ計算値は小さくなっていることが分かる。これは、実験では側壁が完全反射で閉じられた空間であるのに対し、計算ではエネルギー吸収帯を設けているなどの境界条件の違いによるものと考えられる。

(3) 有義波周期の空間分布

図-8に、Case6の有義波周期の縦断方向空間分布について示す。実験結果では、リーフトップ上においてCase1, 8と同様の特性を示している。計算結果と比較すると、リーフレスト付近までは良く一致しているものの、リーフトップ上で実験結果が小さくなっており、計算結果との違いが見られる。

(4) 長周期成分の空間分布

図-9に、Case6の長周期成分rms値の縦断方向空間分布について示す。各測線とも、リーフレストに向かって増大する傾向が見られる。リーフトップ上での計算結果が実験結果よりもわずかに小さくなっているが、全体的には、沖からリーフレスト手前までの分布はほぼ一致しており、長周期成分の分布特性を概ね再現している。

(5) 最大波頂高さの空間分布

図-10に、最大波頂高さの実験値と、ブシネスク方程式の計算結果から池谷ほかの提案した次式(2)により算出した計算値を示す。

$$\eta_{cal} = \eta_{mean} + H_{L1/3} + abH_{S1/3} \quad (2)$$

ここで、 $H_{L1/3}$ は長周期成分の有義値、 $H_{S1/3}$ は短周期成分の有義値であり、 $a=1.8$ 、 b はリーフレストより沖側では0.6、リーフトップ上では0.8とした。測線1, 2においては実験結果と計算結果はほぼ一致しており、また測線3については、計算値が実験値よりもやや大きいものの、その分布特性を概ね再現することができた。

2.1.5 結論および今後の課題

複雑なリーフ地形を対象に、横断方向の地形変化による波浪変形について検討を行った。また、ブシネスク方程式により波浪場の計算を行い、実験結果との比較を行った。以下に知見をまとめる。

- ・有義波高および有義波周期の分布特性は、縦断方向だけではなく横断方向の地形の影響も強く受ける。
- ・ブシネスク方程式により、複雑なリーフ地形での有義波高の平面分布および断面分布、有義波周期および長周期成分の空間分布について概ね再現することが可能である。
- ・ブシネスク方程式の計算結果を用いて最大波頂高さを概ね推定することが可能である。

また、ブシネスク方程式を用いた計算を行う際、波形勾配が大きいケースでは、水深が小さくなる領域において計算が安定しないケースが見られた。また、計算が可能であったケースでも、地形の複雑に変化する領域における計算精度が低かった。このため、今後の課題として、計算の安定性および精度の向上を図るため、砕波などの計算モデルの改良を行う必要があると考える。

参考文献

- 1) 高山知司, 神山 豊, 菊地 治: リーフ上の波の変形に関する研究, 港湾技術研究所資料, No. 278, 1977.
- 2) 池谷 毅, 岩瀬浩二, 漆山 仁, 滝本邦彦, 秋山義信: リーフ海岸における多方向不規則波の波浪変形実験, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 201-205, 1999.
- 3) 秋山真吾, 福山貴子, 池谷 毅: 複雑なリーフ海岸を対象とした波浪変形実験, 土木学会第59回年次学術講演会, 2-180, pp. 359-360, 2004.
- 4) 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.
- 5) 合田良實: 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, 1975.

2.2 港外波浪のスペクトル形状を考慮した港内波浪の推定

2.2.1 研究の概要

本研究は、港外の気象・海象観測データを基に、港内静穏性を評価するための適切な手法について検討することを目的としており、平成16、17年度に亘って仙台技調が実施した。

平成16年度の検討では、港内の観測値と計算値（ブシネスク・高山法）との比較を行った。入射波条件が同一の波向・周期でも、港内の観測値は、変動幅が1mに及ぶ場合もある（データのばらつきが大きい）ことが確認できた。一方で計算値は、入射波条件が同一の波向・周期の場合、1つの確定値しか計算されない。ばらつきを考慮したデータの範囲内に計算値が入るかどうかを確認した結果、ブシネスク法及び高山法のどちらでも計算結果が許容範囲内に収まり、適切な計算が出来ることが確認できた。但し、観測値の平均値と計算値の間にはずれがあり、この点については、補正を行うことによって精度を上げることを提案した。

平成17年度には、このような経験的な補正を行うのではなく、観測値の平均値と計算値とのずれを解消し、観測値のばらつきを説明することができるような手法について検討を行った。ここでは、平成17年度の研究成果を紹介する。

研究の流れを図-1に示す。

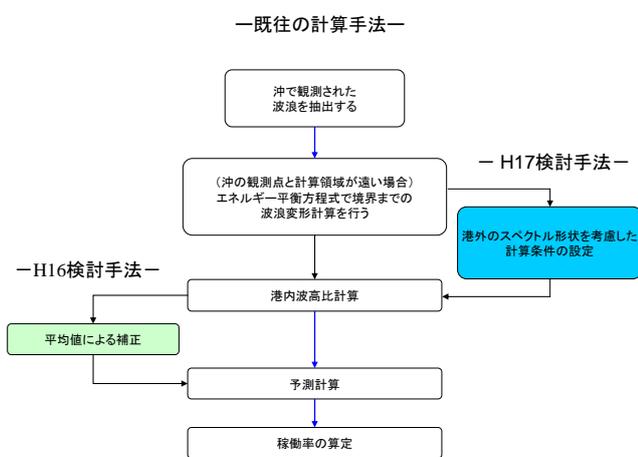


図-1 研究の流れ

2.2.2 解析結果

対象地点は秋田港、酒田港、八戸港、石巻港の4港である。これら4港における港内外の方向スペクトル・周波数スペクトル解析し、港内外の波高比との関係を調べた。

秋田港内外の波高比と、港外周期との関係の例を図-2に示す。港外で同じ周期でも波高比にはばらつきがあり、それは周期が小さいほど大きい。

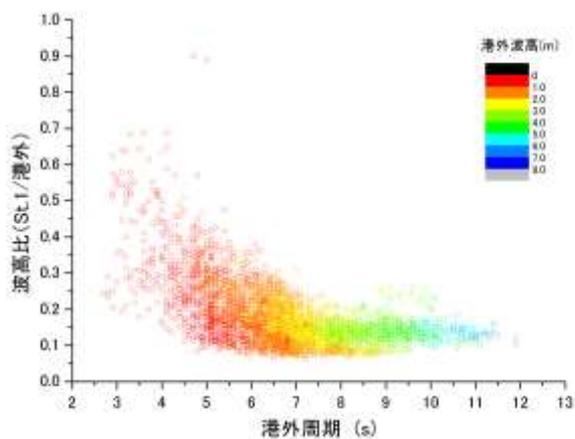


図-2 港内外の波高比と港外周期との関係（秋田港）

(1) 港内発生波の影響

同一の周期で、波高比が大きく異なる場合の港外の方向スペクトルの例を図-3に示す。この2つの方向スペクトルを比較したところ、大きな違いは見られない。

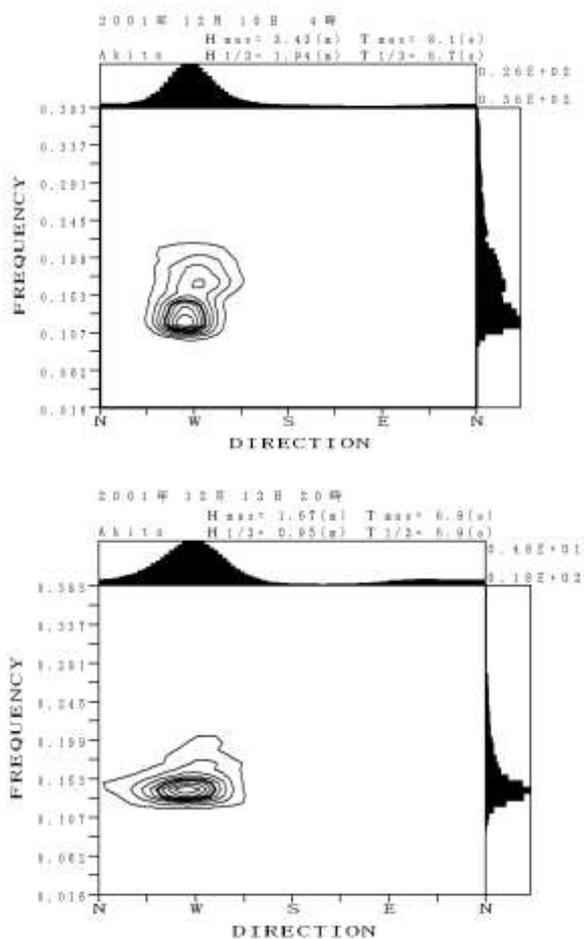


図-3 波高比が大きい場合（上図）と小さい場合（下図）の港外の方向スペクトル比較（秋田港）

図-4は、同じ2事例について、港内外の周波数スペクトルを示したものである。

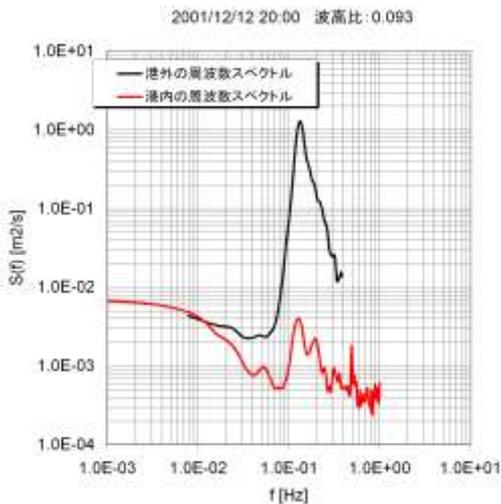
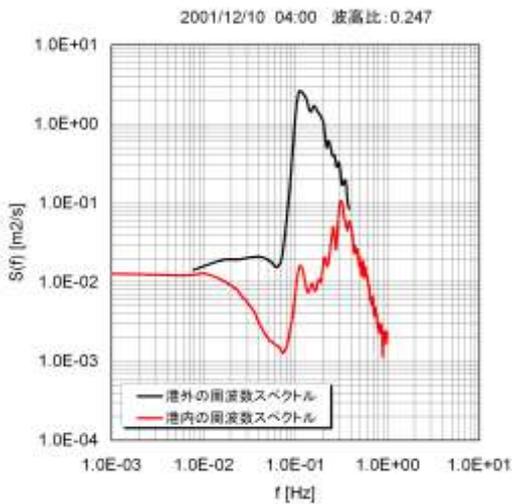


図-4 波高比が大きい場合（上図）と小さい場合（下図）の港内外の周波数スペクトル比較（秋田港）

図-3でも見たように、両事例で、港外のスペクトルに目立った違いはないが、港内のスペクトルには大きな違いがある。すなわち、波高比が大きい場合には、高周波側（0.3Hz付近）にピークが見られるが、波高比が小さい場合には見られない。また、港外ではいずれの場合もこれに対応するピークが見られないことから、これは港外から進入して来たものではなく、港内で発生した風波ではないかと考えた。

そこで、港内発生波の波高を、現地で観測された風と吹送距離から有義波法によって評価し、観測値からエネルギー的に差し引いた上で計算値と比較した。結果を図-5に示す。

ばらつきはあるものの、周期帯毎に平均すると、ブジネス法による計算値と観測値とは良く一致しており、港内発生波を考慮することによって、計算値と観測値との間のずれが解消されることが分かった。

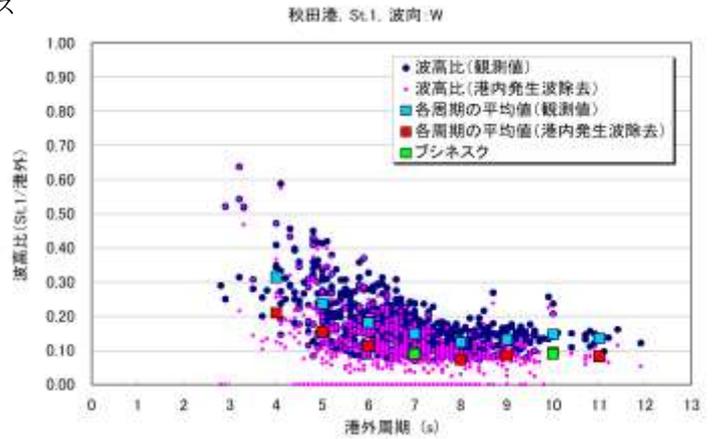


図-5 港内発生波を考慮した場合の、港内外の波高比の観測値と計算値との比較（秋田港）

(2) 港外のスペクトル形状の影響

同一の周期で、波高比が大きく異なる場合の港外の方角スペクトルのもう1組の例を図-6に示す。

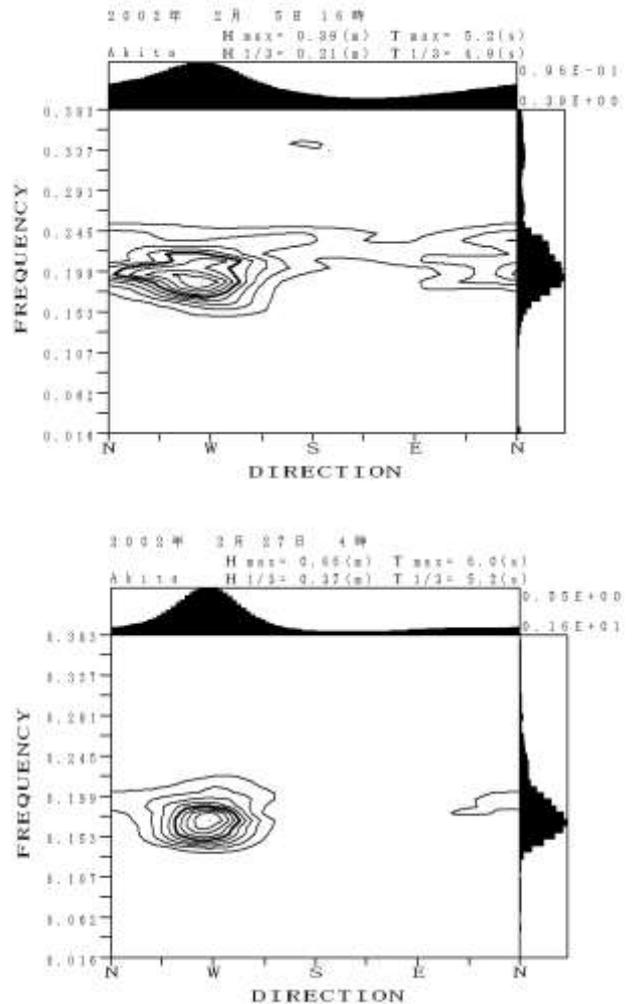


図-6 波高比が大きい場合（上図）と小さい場合（下図）の港外の方角スペクトル比較（秋田港）

波高比が大きい場合は方向分布の幅が広く、小さい場合はそれほど広くないことが分かる。方向スペクトルの方向分布が広い波を入射させる場合、その波向を1方向に限定することは、実際の条件と合わないことは容易に予想される。

また、方向スペクトルの方向分布が広い場合には、入射波と反対方向に向かう成分も存在する。そのような成分は実際には港内ではなく沖合に向かうため、数値計算の際の入射エネルギーに含めるのは適切ではない。

そこで、これらの状況に対応するため、数値計算上以下のような工夫を行った。

- ① 方向スペクトルの方向分布が広い場合には、エネルギーを2方向に分けて入射し、その変形計算結果を足し合わせる（手法1）
- ② 入射方向と反対方向に向かう成分は、入射波のエネルギーには含めない（手法2：図-7）。

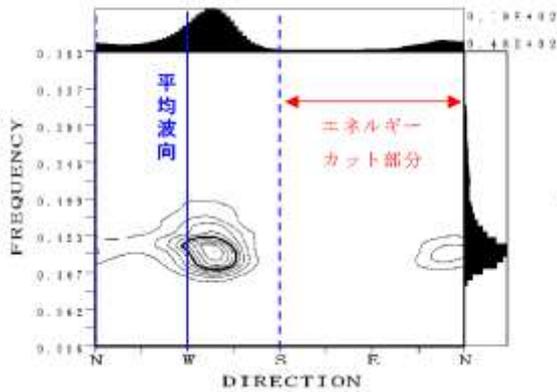


図-7 入射エネルギーカットの考え方

このような工夫を行った計算と観測結果との比較を表-1に示す。

表-1 スペクトル形状と港内発生波を考慮した場合の、港内外の波高比の観測値と計算値との比較

波向		WSW	WSW	W	W
周期 T [s]		7.0	10.0	7.0	10.0
波高比 (St.1)	計算結果(手法1)	0.08	0.09	0.12	0.14
	標準スペクトル	0.05	0.08	0.09	0.09
	計算結果(手法2)	0.04	0.07	0.07	0.07
	観測値(港内発生波除去)	0.10	0.08	0.08	0.09

標準スペクトルを用いて計算した波高比と比べ、手法1によって波高比の計算値は大きくなり、手法2によって小さくなる。このような工夫によって、波高比のばらつきを定性的に説明することができた。

2.2.3 港内波浪の新たな推定方法の提案

以上の解析結果に基づき、港内発生波と港外のスペクトル形状を考慮し、港内波浪を適切に推定する新たな手法を提案した。処理の流れを図-8に示す。

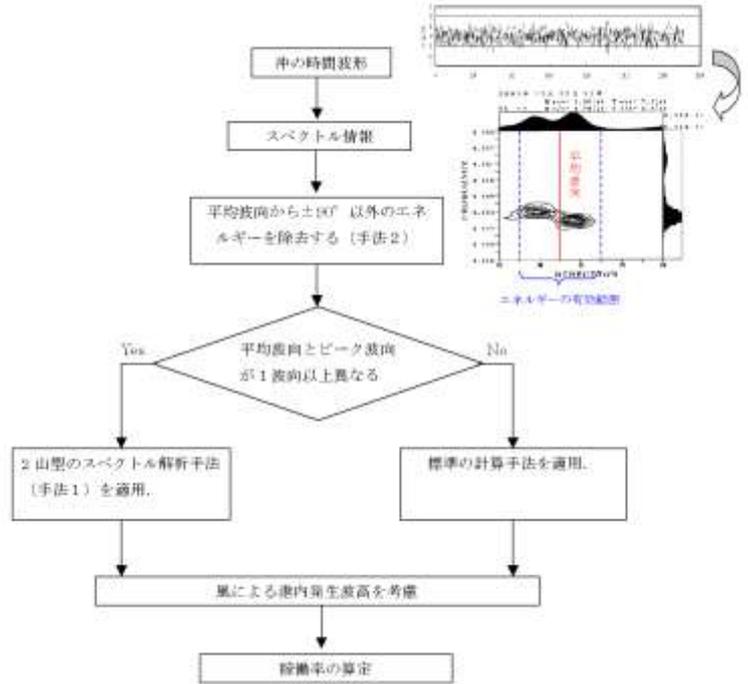


図-8 港内波浪推定方法の新たな提案

また、この手法によって計算した秋田港港内における静穏度を観測値と比較したところ、非常に良く一致することが分かった（表-2）。

表-2 新たな推定方法による港内静穏度と観測値から求めた静穏度との比較

	秋田港	
	St.1	St.2
現地相当のデータ	94.2 %	92.6 %
今回検討	94.0 %	91.3 %

※この結果は、単年（2001年1月～12月）の検討結果である。

このことから、本研究で提案した港内波浪の推定手法は、十分実用に耐えるものであることが確認された。

2.3 長周期波再現計算の適用における基礎的な検討

2.3.1 はじめに

外洋に面した特定の港湾において、台風接近の数日前、比較的港内が静穏な状態にもかかわらず、係留船舶が岸壁に沿って大きく前後進し、その結果、荷役作業の中断や係留索の切断といった事例が報告されている。これは、港内に侵入した周期数十秒から数分の長周期波が、港形や係留船舶の固有周期と共振し、係留索のばね効果によりサージングとして引き起こされる荷役障害である。この現象を解明するためには、長周期波による波浪場の再現と係留船舶の動揺解析が必要となる。

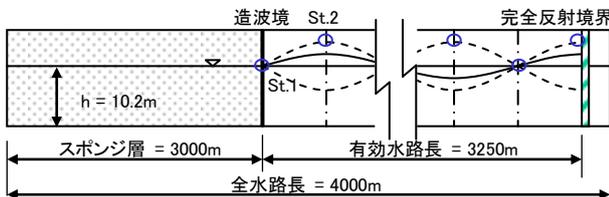
今回は、ブシネスクモデル (NOWT-PARI Ver. 4.6 β) を用いて長周期波を対象とした波浪場を再現させる際、計算の安定性に影響を及ぼすと考えられる計算領域外縁に設けるエネルギー吸収帯の性能特性の解明が重要と考え、開境界における無反射境界となるスポンジ層の感度分析を行った。また、港内に侵入した長周期波に対して、一般の防波堤や岸壁は完全反射壁に取り扱うことが多く、この場合、地形の取り方によっては陸線境界付近で水位の上昇が懸念されるため、改めてこの現象を確認するとともに対策を検討した。さらに、適切な長周期波スペクトルの分布形が提案できれば、風波を外した長周期波の周波数帯での波浪場の再現が可能となり、演算時間の短縮化に繋がることが期待される。そこで、ここでは現地観測値を参考に、いくつかの長周期波スペクトルの分布形を提案し、平面モデル港湾を使った検証を行った。

2.3.2 スポンジ層の感度分析

(1) 造波境界と重複波の腹節の関係

造波境界の位置で共振等の問題が生じないことを確認することを目的に、十分に長いスポンジ層厚3000mを使って、周期100secの規則波について、図-1の数値水路に示す、節が造波境界に一致するケース1と100mずれるケース2で検証を行った。

① ケース1：有効水路長 $l = 3L + (1/4)L = 3250\text{m}$



② ケース2：有効水路長 $l = 3L + (1/4)L + 100 = 3350\text{m}$

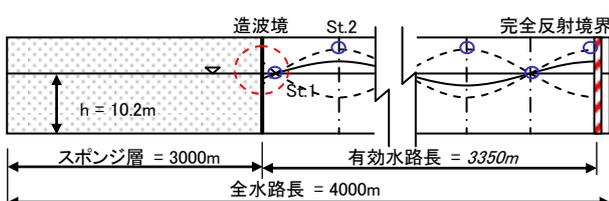


図-1 造波境界と腹節の関係をもつ数値水路

この数値水路は、計算の最終タイムステップで水路内に生じる重複波が極値をとるように有効水路長を設定している。周期 $T=100\text{sec}$ 以外の入射波条件として、一様水深 $h=10.2\text{m}$ に対して、長周期波の波高を一般的な $H_i=0.1\text{m}$ にとった。作用時間は、1往復後の1時間の周期 ($3600\text{sec}/T$) を与えた。また、空間差分は $\Delta x=25\text{m}$ 、時間差分は $\Delta T=T/400\text{sec}$ とした。

有効水路内における水位(水面)変動の時系列を通してケース1と2を比較したものが図-2である。

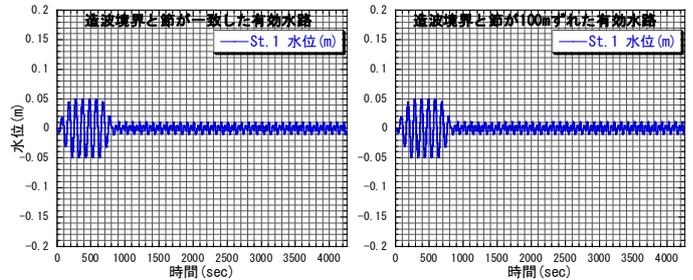


図-2(1) 節位置における $T=100\text{sec}$ の水位変動の時系列

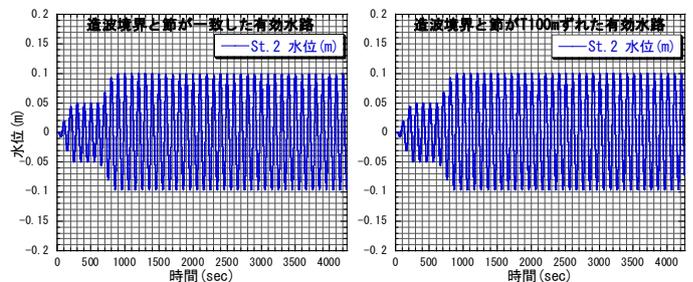


図-2(2) 腹位置における $T=100\text{sec}$ の水位変動の時系列

両者を比較すると、水位変動の時系列に差異が認められないことから、造波境界と節の位置関係で共振は発生しないことが確認できた。

これより、造波境界に腹や節が一致するような水路を設けても、水路内で共振等の現象は生じず、波の伝播には影響を及ぼさないことが確認できた。

(2) 周期と重複波の腹節の関係

周期(波長)が異なる波についても、造波境界の位置が波の伝播に影響しないことを確認することを目的に、3000mの十分な長さを有する固定したスポンジ層を用い、周期毎に異なる有効水路長を設定し、予測される腹節数箇所の水位変動の時系列を求めた。

対象とした周期は、一般的に長周期波の対象周期範囲とされる $T=300\text{sec}$ までの中から、 $T=20, 60, 100, 200, 300\text{sec}$ を選んだ。また、各周期に対応する有効水路長は3000mから4000mを目安に、波長の整数倍 $+1/4$ 波長にとり、造波境界の位置で節、水路端の完全反射境界で腹となるような長さを設定した。これは前節と同様に、計算の最終タイムステップで有効水路内に生じる重複波が極値をとるようにしたものである。

計算条件は前節で用いた諸元の通りである。

有効水路内の代表的な腹の位置における水位変動の時系列を次の図-3に示す。

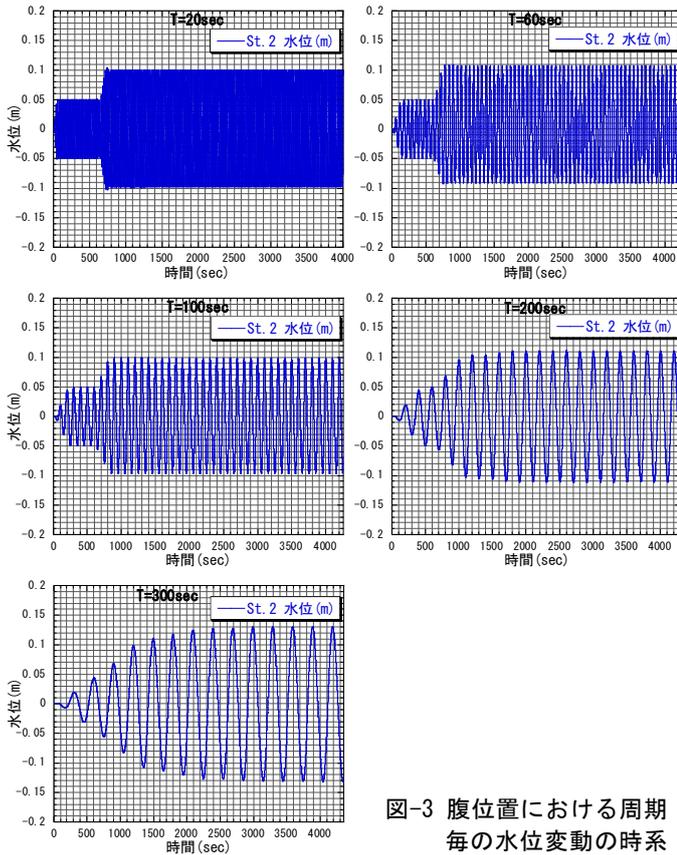


図-3 腹位置における周期毎の水位変動の時系

入射波条件としては、前節と同様、波高 $H_i=0.1\text{m}$ （振幅 0.05m ）に設定して計算した。全周期ともあらかじめ予測した腹と節の位置で極大値と極小値を取り、このときの振幅は腹位置でほぼ 0.1m 、節位置でほぼ 0 の値をとる結果となった。ただし、 $T=300\text{sec}$ では、腹位置で振幅が 0.13m となった。これはスポンジ層で吸収できなかった反射波が有効水路内に伝播してきた影響と考えられる。なお、 $T=20\text{sec}$ の条件では、長波から浅海波への遷移領域に当たるため、有効水路長の取り方によっては腹節の位置が逆転するケースや顕著な分布を示さないケースも確認された。

次に、水面変動の平均位置に関しては、ほぼ静水面と一致することが確認できた。ただし、周期 60sec では水面変動の平均位置が僅かではあるが静水面より大きくなった。

(3) スポンジ層の硬さの影響

スポンジの硬さが水位変動へ与える影響を確認することを目的に、まず 3000m の十分に長いスポンジ層に対して、スポンジ層の硬度を標準硬度($\theta=1.0$)とその倍($\theta=2.0$)および半分($\theta=0.5$)の3通りの値について計算を行い、最終タイムステップにおける水位分布を用いて評価した。次に同じ条件でスポンジ層を 1000m とした場合についても計算を行った。

計算条件は1節で用いた諸元の通りである。

なお、計算領域の外縁に設けたエネルギー吸収帯としてのスポンジ層は、次の式-1にある双曲線型の

エネルギー吸収項が用いられている。

(エネルギー吸収項)

σP (x方向)

σQ (y方向)

$$\sigma(x) = \frac{r\sigma_m}{2(\sinh r - r)} \left[\cosh\left(\frac{rx}{F}\right) - 1 \right] \quad \text{式-1}$$

ここに、 $F=1\sim 3$ 波長、 $\sigma_m = \theta\sqrt{g/h}$ 、 $r=3$

スポンジ層厚と硬度が水位変動に与える影響を調べたものを図-4に示す。

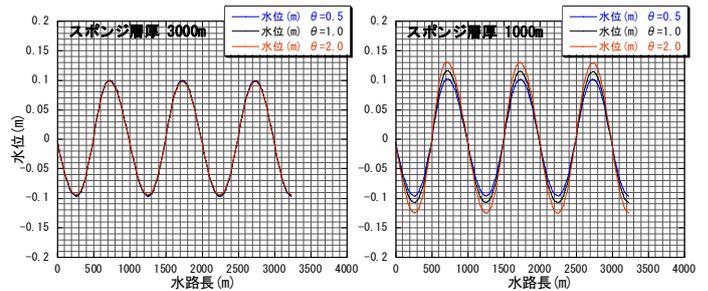


図-4 水位変動に与えるスポンジ層厚と硬度の影響

これによると、スポンジ層厚を十分にとった 3000m のケースでは、スポンジ層の硬さの影響はほとんどないことが分かる。これに対し、スポンジ層厚が 1000m と短いケースでは、スポンジ層が硬い場合に水位変動量が大きくなる傾向がある。このことより、スポンジの層厚と硬度を組み合わせることにより、最適なスポンジ層を設定することができると考えられる。

(4) スポンジ層の厚さの影響

スポンジ層の諸元の中で、最も計算結果に影響を及ぼすパラメーターがスポンジ層厚である。そこで、先の周期 $T=20, 60, 100, 200, 300\text{sec}$ に対してスポンジ層厚を周期毎の波長の 0.25 倍 ~ 5.0 倍にとり、波高比(=有効水路内に出現する平均波高値を理論波高値で除した値)で確認した。この値が 1.0 をとればスポンジ層からの反射の影響は無いと考えられる。

なお、 $T=20\text{sec}$ の場合は、波長が 191.05m となるが、スポンジ層厚は 200m を基本波長とした。ただし、有効水路長は 191.05m の 15.25 倍となる位置に完全反射境界を設けた。

計算条件は1節で用いた諸元の通りである。

周期毎の相対スポンジ層厚(n/L)と波高比(代表平均波高/ 0.2m)の関係をまとめたものが図-5である。

これによると $2.0L$ で波高比がほぼ 1.0 に近づくことから、理想的にはスポンジ層厚は波長の2倍以上にとる必要がある。しかし、長周期波を不規則波として計算するためには、通常は周期の範囲が $T=30\sim 300\text{sec}$ の波を設定する必要があることから、最長周期 $T=300\text{sec}$ を対象にスポンジ層厚を設定すると計算時間が膨大となる。スポンジ層厚が $1.0L$ ($T=300\text{sec}$)のときの波高比は高々 1.3 程度であることから、実務上は不規則波中の最長波長の $1.0L$ 程

度にスポンジ層厚を設定し、対象とする長周期波の代表周期の波長がこのスポンジ内で2.0L確保されればよいと考える。

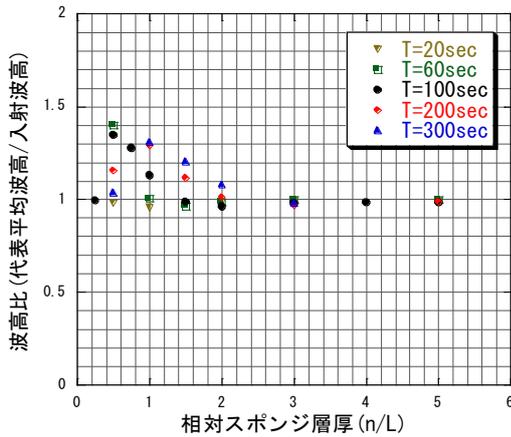


図-5 相対スポンジ層厚と波高比の関係

2.3.3 平面波浪場の再現上の問題点

(1) 周期別規則波の波高分布

今回は、図-6にあるような平面モデル港湾に対して、先の周期 $T=20, 60, 100, 200, 300\text{sec}$ を規則波として与えて計算させた。代表として、図-7に周期 $T=20, 60, 100\text{sec}$ の波高分布を示す。

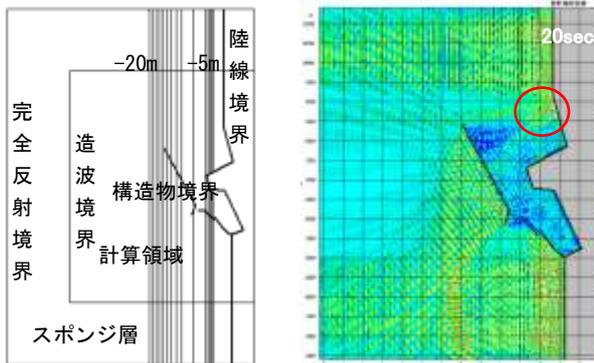


図-6 平面モデル港湾(規則波)

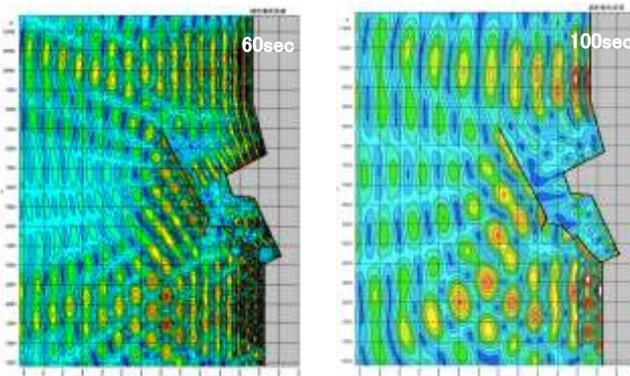


図-7 代表周期による港内長周期波分布

この平面モデル港湾は志布志港(鹿児島県)を対象に、ほぼ同スケールで平面空間を切り取り、地形を簡略化させた仮想地形である。水深も $h=20.0\text{m} \sim 5.0\text{m}$ の沿岸方向に平行な勾配水深とした。入射波高

は $H_i=0.1\text{m}$ である。波の作用時間は、1往復後の1時間の周期($3600\text{sec}/T$)を与え、陸線境界および構造物境界は完全反射とした。また、空間差分は $\Delta x=25\text{m}$ 、時間差分は $\Delta T=T/400\text{sec}$ とした。

港内に侵入した長周期波は、周期に応じた波高分布を呈していることが分かる。特に埠頭周りでは、志布志港の特性である $T=60 \sim 100\text{sec}$ で腹節が交互に出現している。

(2) 水位上昇の問題

長周期波に対する陸線境界や構造物境界の反射率は、海浜や透水性構造物以外、 $K_r=1.0$ をとる場合が多い。このような場合、地形によっては重複波による水位上昇が大きくなる箇所が出現することもあるため、モデルの検証が必要である。

今回、図-7の $T=20\text{sec}$ のケース(○印箇所)で異常な水位上昇が見られた。

本ビジネスモデルにおける波高増大の要因として、移流項の非線形効果が考えられる。この項は、時間経過に伴い正弦波形を急峻化する作用として働く。そこで、異常水位が出ている箇所での移流項と圧力項を調べてみた。図-8は水位と xy 両方向の線流量の平均値、図-9は同じく両振幅を示す。また、図-10は対象となる差分格子内の移流項、圧力項、水位、 xy それぞれの線流量の時系列変化である。

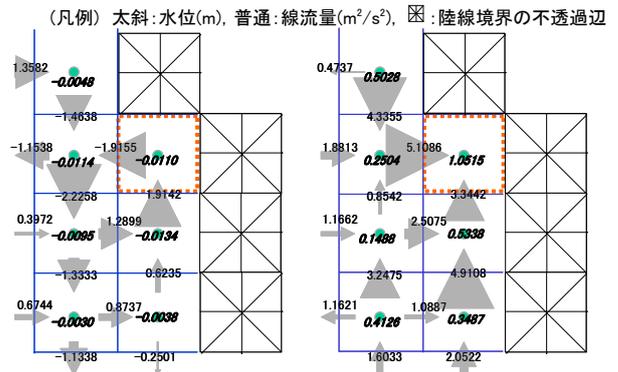


図-8 η, P, Q の平均値

図-9 η, P, Q の両振幅

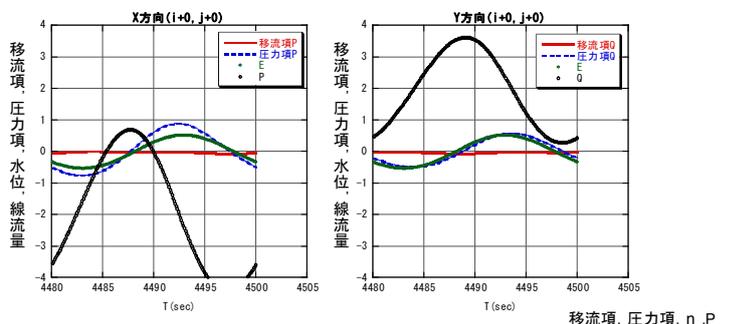


図-10 移流項、圧力項、 η, P, Q の時系列変化

これによると、移流項も圧力項も異常な変化は見せておらず、主因とは考えづらい。それよりも、隅角部を形成する不透過辺で、線流量の処理が上手くできずに、線流量の上昇を許容しているようである。

(3) 陸線境界付近の安定化

対策として、処理が上手くできていない不透過辺に薄いスポンジ層を設定する。Kr=1.0の完全反射のケースとKr=0.9の高次型スポンジ層を設定したケースの計算結果を図-11の鳥瞰図に示す。

両者は高さスケールが異なるので、この点に注意して比較すると、高次型スポンジ層を入れることにより陸線境界付近に出現していた異常値が抑制されていることが分かる。

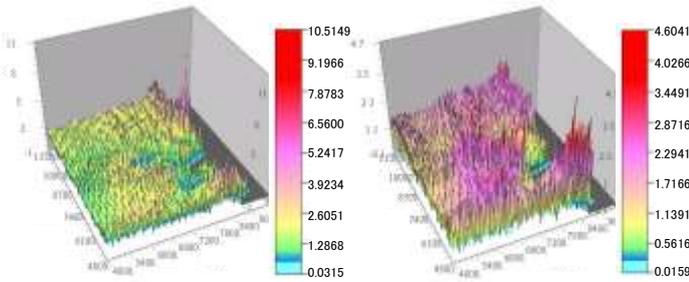


図-11 波高比鳥瞰図に見るスポンジ層の影響

2.3.4 長周期波のスペクトル形の提案

(1) 志布志港の台風発達期のスペクトル特性

今回、検討対象にしている志布志港(鹿児島県)では、平成12年と13年に波高計を用いた長周期波の連続観測と、平成16年にデジタルビデオカメラを用いた係留船舶の動揺観測を実施している。図-12の周波数スペクトル分布は、サージングが発生しやすいとされる台風発達期のもので、平成13年に来襲した3つの台風のSt. 5での解析結果である。

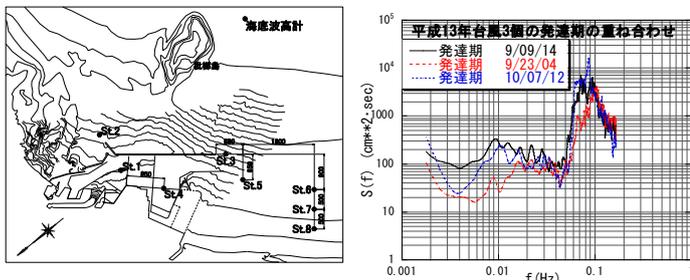


図-12 志布志港波浪観測位置とSt. 5の観測スペクトル

志布志港の台風発達期のスペクトル分布の特徴として、9月23日の分布を除き、 $f(\text{Hz})=0.01$ を頂点に $f(\text{Hz})=0.05\sim 0.004$ で凸型分布を呈することがあげられる。このとき、高周波側に出現するピークが、係留船舶の動揺の要因となっていると考えられる。

(2) 長周期波を含む全周波数スペクトルの分布形

長周期波の周波数帯を表すスペクトル分布の標準モデルとして、平石ら(1997)はスペクトル形状を矩形とする近似形を提案している。これに対し、志布志港のように長周期波側にもスペクトルピークを有する分布では、長周期波側のピーク周波数の影響が出やすい分布形が有効と考え、図-13にあるようなデュアルピーク型のスペクトル分布を提案した。

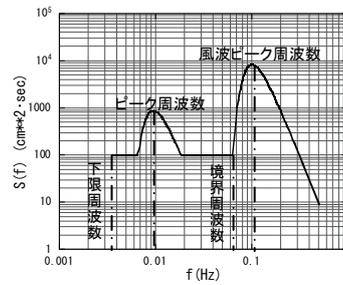


図-13 デュアルピーク型スペクトル分布

この分布形では、長周期波領域のエネルギーの割合は風波領域のエネルギーの割合に対して極めて小さくなる。そこで、全エネルギーを長周期波領域と風波領域とに分け、それぞれの領域で各区間のエネルギーが等しくなるように線スペクトル密度の幅を決めた。

(3) 長周期波スペクトルの提案

風波を外した長周期波の周波数帯での波浪場の再現を可能にするために、図-14に示す4タイプの長周期波スペクトルの分布形を設定した。

独立フラット型(6型)は平石の矩形のスペクトル分布を参考に、長周期波のエネルギーレベルを風波とは切り離して、独立させて入力するものである。また、コブ型(7型)、屋根型(11型)および指数関数型(12型)はデュアルピーク型のスペクトル分布を参考に、長周期波のピーク周波数とそのエネルギーレベルを入力して分布形を作るものである。この中で、コブ型のスペクトル形はBretschneider-光易型(BS型)を応用したものである。また、屋根型はピーク周波数でのエネルギーレベルと低周波数および境界周波数を結ぶものである。さらに指数関数型は次の式-2にある指数を任意に入力できるようにしてあり、スペクトル分布をあわせることができる。

$$S(f) = af^{-z} \exp(-bf^{-z+1}) \quad \text{式-2}$$

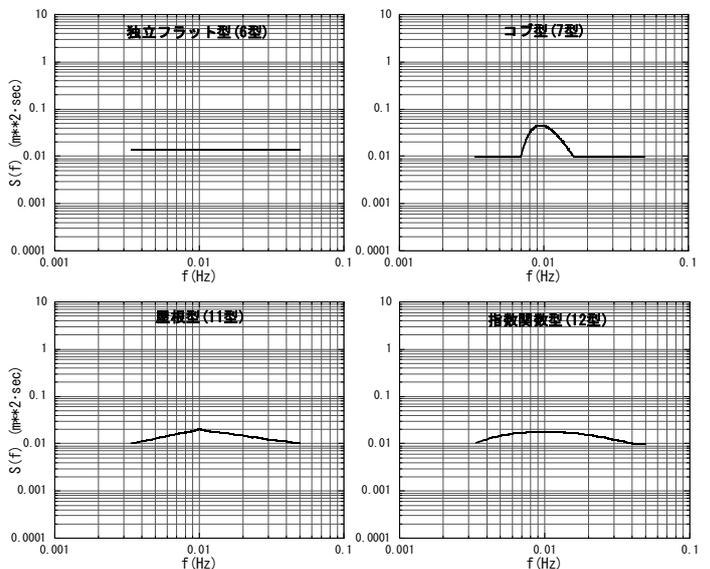


図-14 長周期波スペクトルの分布形

(4) 平面モデル港湾を使つての検証

提案した4タイプの長周期波スペクトルの特性について、ここでは図-6の平面モデル港湾を使い、図-15に示すモニター点でスペクトル分布の違いを調べた。

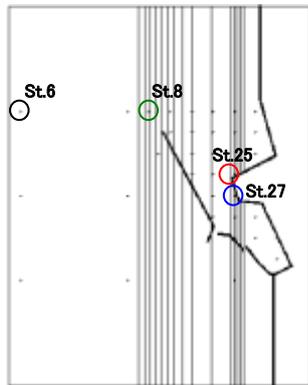


図-15 モニター点
(St. 6は造波境界付近、St. 8は港口部付近、St. 25と27は係留船舶がサージングを生じやすいふ頭近辺)

計算条件として次の点に配慮した。まず、陸線境界および構造物境界は異常水位の出現がないことを確認し、完全反射とした。長周期波は $T=20\sim 300\text{sec}$ の不規則波とした。計算は最短周期 $T=20\text{sec}$ の波が最奥の反射面に当たって造波境界まで帰って来てから開始し、図-12を参考に設定した代表周期 $T=100\text{sec}$ の波を1時間相当作用させた。また、エネルギー吸収帯に設けたスポンジ層は、水深 $h=20\text{m}$ で $T=300\text{sec}$ のときの1波長分に相当する 4200m とした。

このとき、4つの長周期波スペクトルは、図-14の独立フラット型(6型)について $H_i=0.1\text{m}$ 、 $T=20\sim 300\text{sec}$ の条件で入射波スペクトルを作り、後の3タイプはこのフラット型(6型)の全エネルギーにほぼ同じ値となるよう各諸元を調整し、入射波スペクトルを作成した。また3タイプのピーク周波数は、図-14の志布志港の台風発達期のスペクトル分布から、 $T=100\text{sec}$ を採用した。

4タイプの分布形で計算したそれぞれ4箇所のモニター点でのスペクトル分布を図-16に示す。

これによると、造波境界に近いSt. 6では、代表周期に $T=100\text{sec}$ を与えているコブ型(7型)で明瞭なスペクトルのピークを示すが、他の3タイプでは全周波数帯において顕著な差異は見られない。計算領域の岸沖方向のほぼ中間に位置するSt. 8では、波は岸や港形の影響を受け始めるため、複数のスペクトルピークを呈するようになる。4タイプとも、下限周波数($f_r=0.00333$)からピーク周波数($f_p=0.01$)間で1つのピークを示し、ピーク周波数($f_p=0.01$)から境界周波数($f_b=0.05$)間に3つの顕著なピークを呈する。次に、サージングが発生しやすい岸壁のSt. 25では、独立フラット型(6型)を除く3タイプが、独立フラット型(6型)に比べそれぞれのピーク値が大きくなる傾向にある。同じ港内のSt. 27では、ピーク周波数($f_p=0.01$)から境界周波数($f_b=0.05$)間の最大ピーク値を示す箇所で独立フラット型(6型)とコブ型(7型)の相関がよいが、高周波側に移るにつれ、4タイプともピーク値が一致する傾向にある。

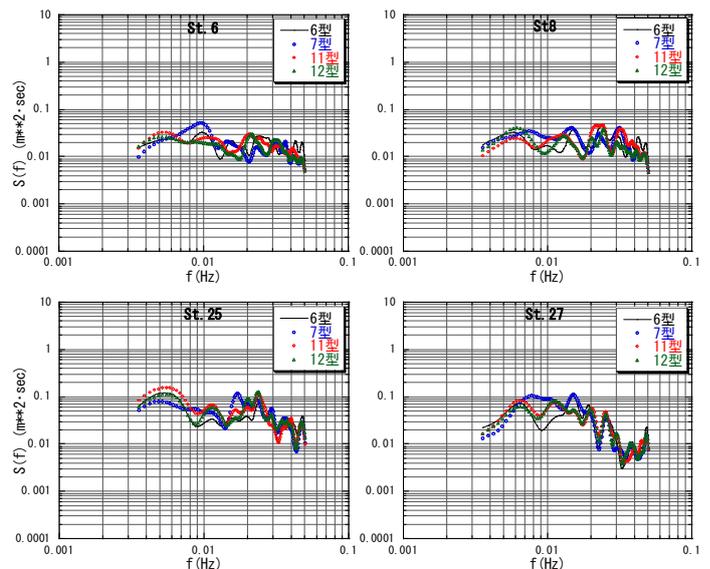


図-16 モニター点でのスペクトル分布

この結果より、固有振動が発生している港内では、どのタイプを使ってもスペクトルのピークは再現することが分かる。特に、志布志港をモデル化した図-15の大型穀物船係留バース付近のSt. 27に着目し、この係留船舶のヒービング周期が水面動揺周期と一致し、 116sec と 69sec 付近にピークを持つという調査報告を勘案すると、コブ型(7型)がこの周期をよく再現させていることが分かる。

2.3.5 まとめ

今回は、長周期波を再現する際に計算精度に影響を及ぼすと考えられるスポンジ層の感度分析と、陸線境界付近の水位上昇の解明と対策、さらに、長周期波のスペクトル形を提案し、評価を試みた。これより、実務上、スポンジ層厚は最長の入射波長に対して1.0波長程度とっておけばよいことが分かった。また、陸線境界付近で発生する水位の上昇については、状況に応じて薄いスポンジ層を設定することで水位上昇を抑制できることが確認された。長周期波を再現する長周期波スペクトルの分布形を4タイプ提案したが、対象とした志布志港の係留船舶の水面動揺と相関が強いヒービング周期に対しては、長周期波側にピークを有するコブ型(7型)が他のものに比べ再現性が高いことが確認できた。

謝辞

本検討に際し、国土交通省九州地方整備局志布志港湾事務所の方々よりご協力いただきました。ここに深く感謝いたします。

参考文献

- 1) 平石哲也・河野信二・玉城重則・長谷川準三(1997): 港湾構造物の設計に用いる長周期波の標準スペクトルについて, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 246-250.

2.4 透過型防波堤を考慮した長周期波計算

2.4.1 はじめに

(1) 検討概要

鳥取県境港の昭和南岸壁では、4万トンクラスの係留船舶の荷役障害が報告されている。既往調査¹⁾では、現地ヒアリング調査、気象・海象状況の整理、船体動揺の数値計算結果から、長周期波が荷役障害の主要因であるとの報告がなされており、港内に長周期波対策の消波工と南側港口部に防波堤を設置する対策が検討されている（図-1 参照）。

また、この南側港口部防波堤は、港内の海水循環に影響を及ぼさない透過型構造とすることが検討されている。

本調査は、境港で検討されている透過型構造の防波堤について、どの程度の透過率であれば長周期波に対して、対象岸壁での静穏度を満足するか検討したものである。



図-1 境港の位置と港湾計画図

(2) 検討方法

図-2に、透過型防波堤を考慮した長周期波の静穏度の検討フローを示す。

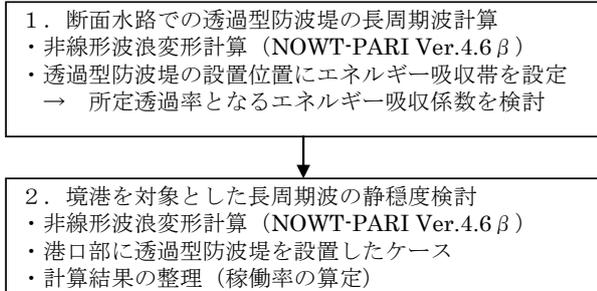


図-2 検討フロー

検討は、断面水路での透過型防波堤の長周期波計算を行う（図-3 参照）。これは、透過型防波堤の

設置位置にエネルギー吸収帯を設定し、所定の透過率（0.1～0.9）となるエネルギー吸収係数を試算により求めるものである。

このエネルギー吸収係数の値を用いて、境港を対象とした長周期波計算を行い、岸壁波高比と沖の波浪出現頻度表より稼働率を求め、静穏度の検討を行うものである。



図-3 断面水路による長周期波計算のイメージ図

2.4.2 断面水路での透過型防波堤の長周期波計算

(1) 検討ケース

表-1に、断面水路での数値計算の検討ケース一覧表を示す。検討は、以下の2つ検討を実施する。図-4(1)～(3)に、断面水路の計算領域図を示す。

なお、図中の H_1 および H_2 は、水位の抽出ポイントを表しており、各計算ケースに対する透過率（ $KT = H_2 / H_1$ ）は、防波堤の反射波が H_1 に到達する前の3波の平均値を用いて算定する。

検討①

計算格子間隔は、後述する境港の長周期波の数値計算と同じ計算条件（格子間隔50m）で実施し、入射波周期の違いによるエネルギー吸収係数と透過率の関係を把握する。なお、時間間隔については、周期の1/200以上となるように設定している。

検討②

検討①に対して、周期毎に計算格子間隔が波長の1/20以上となるように設定し、周期の違いによるエネルギー吸収係数と透過率の関係を把握する。なお、

防波堤の堤体幅は50mとして、計算格子間隔が50mの場合は1格子にエネルギー吸収係数を与える。また、計算格子間隔が25m、10mの場合は、それぞれ2格子、5格子に同じエネルギー吸収係数を与え、堤体幅は50m固定としている。

表-1 断面水路での数値計算の検討ケース一覧表

	入射波条件			計算条件		防波堤条件		エネルギー吸収係数
	波高 (m)	周期 (sec)	波長 (m)	格子間隔 (m)	時間間隔 (sec)	堤体幅 (m)	設置位置の水深 (m)	
検討①	0.1	100	989	50	0.50	50	10	0.0~3.0の間で 変化させる
		60	593		0.25			
		30	294		0.10			
検討②	0.1	100	989	50	0.50	50	10	0.0~3.0の間で 変化させる
		60	593	25	0.25			
		30	294	10	0.10			

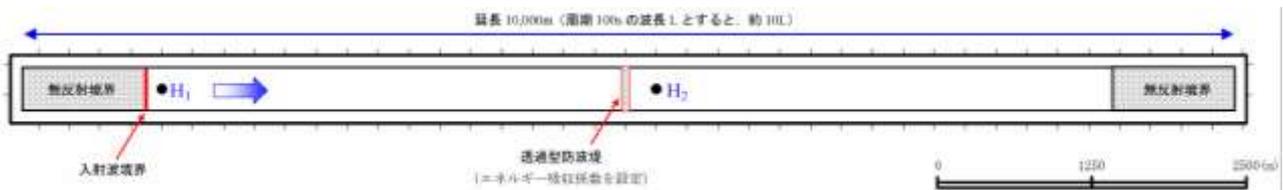


図-4(1) 50m格子の断面水路の計算領域図

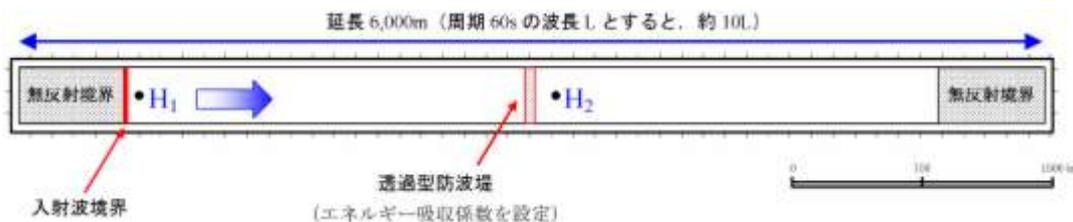


図-4(2) 25m格子の断面水路の計算領域図

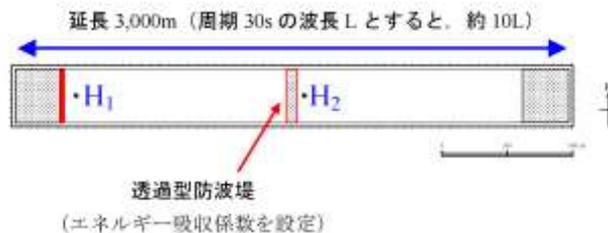


図-4(3) 10m格子の断面水路の計算領域図

(2) 計算結果 (水位の時系列図)

図-5(1)~(3)に、透過率 1.0, 0.9, 0.5となるケースにおける H_1 , H_2 の水位の経時変化図 (入射波周期100s, 50m格子)を示す。透過率は、図中の青矢印に示すように防波堤の反射波が H_1 に到達する前の3波の平均値を用いて算定する。

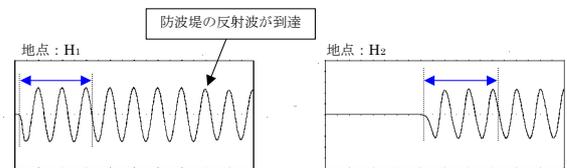


図-5(2) 透過率 0.9となるケースにおける H_1 , H_2 の水位の経時変化図 (入射波周期100s, 50m格子)

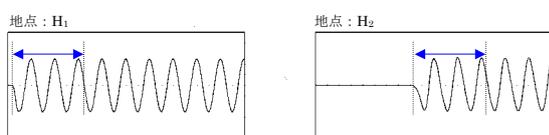


図-5(1) 透過率 1.0となるケースにおける H_1 , H_2 の水位の経時変化図 (入射波周期100s, 50m格子)

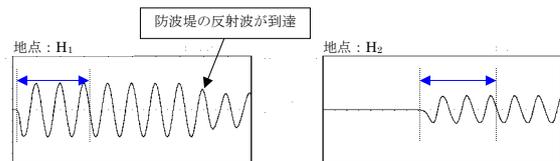


図-5(3) 透過率 0.5となるケースにおける H_1 , H_2 の水位の経時変化図 (入射波周期100s, 50m格子)

(3) 検討①の結果

図-6に、検討①におけるエネルギー吸収係数と透過率の関係（格子幅 $\Delta s=50m$ ）を示す。また、表-2に、周期100sにおいて所定の透過率となる場合のエネルギー吸収係数の一覧表を示す。なお、表中の周期60sと30sの欄は、周期100sにおいて所定の透過率となるエネルギー吸収係数を設定した場合の各周期の透過率を表す。

以下に、検討結果を整理する。

- ・周期100sについては、防波堤がない場合（エネルギー吸収係数が0.0）には、透過率が1.0となっているのに対して、特に周期30sについては、透過率が0.4程度となり、入射波高に対して伝達波高が減衰している。この要因としては、周期30sの場合、50m格子で波長300m程度の波を近似することになり、波形の近似精度が若干粗いことが挙げられる。
- ・本調査では、境港に入港する4万トンクラスの係留船舶に影響を及ぼす長周期波の数値計算を実施する。4万トンクラスのサージの固有周期は、100s前後と想定されるため、数値計算においては、100s前後の周期に対する計算精度を維持する必要がある。検討①の結果より、50m格子で計算した周期100sの計算結果は、波形の近似精度の問題は、発生していない。従って、本調査における境港の長周期波の計算格子間隔は、50mとする。また、透過型防波堤の所定の透過率（0.1~0.9）に対するエネルギー吸収係数は、4万トンクラスのサージの固有周期は、100s前後と想定されることから、100sに対する値を用いることとする。

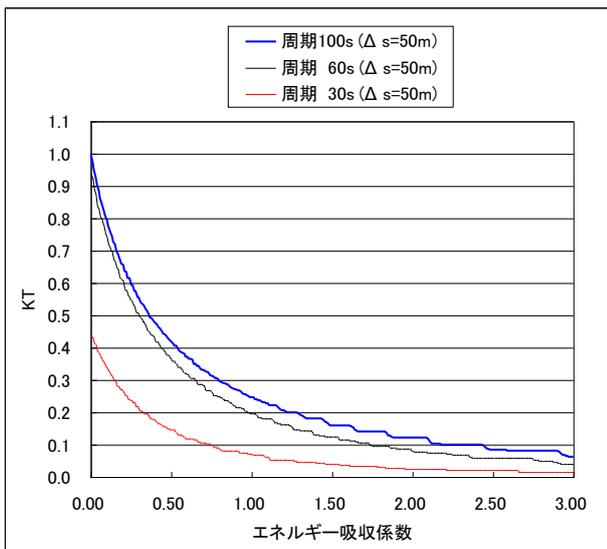


図-6 検討①におけるエネルギー吸収係数と透過率の関係（格子幅 $\Delta s=50m$ ）

表-2 周期100sにおいて所定の透過率となる場合のエネルギー吸収係数（ $\Delta s=50m$ ）

周期100sにおいて所定の透過率となるエネルギー吸収係数	透過率		
	周期 100s	周期 60s	周期 30s
0.000	1.00	0.94	0.44
0.040	0.91	0.84	0.39
0.100	0.79	0.74	0.33
0.160	0.70	0.65	0.29
0.250	0.60	0.55	0.24
0.360	0.50	0.45	0.19
0.540	0.40	0.34	0.13
0.800	0.30	0.25	0.09
1.220	0.20	0.16	0.05
2.180	0.10	0.08	0.02

(4) 検討②の結果

図-7に、検討②におけるエネルギー吸収係数と透過率の関係（格子幅 $\Delta s=50m, 25m, 10m$ ）を示す。また、表-3に、周期100sにおいて所定の透過率となる場合のエネルギー吸収係数の一覧表を示す。

以下に、検討結果を整理する。

- ・各周期に対して、計算格子間隔が波長の1/20以上となるように設定すると、防波堤がない場合（エネルギー吸収係数が0.0）には、各周期ともに透過率が1.0となる。また、透過率が1.0~0.6の場合には、どの周期についてもエネルギー吸収係数に対する透過率の値は変化していない。透過率が0.6以下になると、エネルギー吸収係数が同じでも周期による透過率に差が生じ、エネルギー吸収係数が同じ場合には、周期が短いほど透過率は小さくなる傾向にある。この要因としては、防波堤の幅（エネルギー吸収帯の幅）が各周期とも同じであるため、エネルギー吸収係数が大きくなると、波長が短いほうがエネルギーの吸収率がよいためだと考えられる。

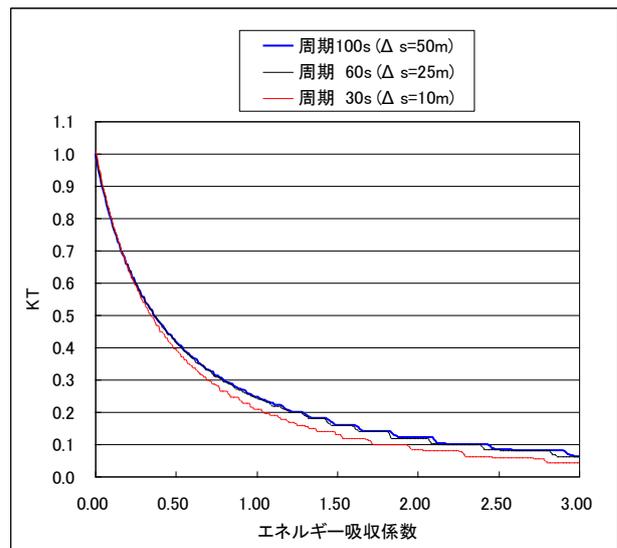


図-7 検討②におけるエネルギー吸収係数と透過率の関係（格子幅 $\Delta s=50m, 25m, 10m$ ）

表-3 周期100sにおいて所定の透過率となる場合のエネルギー吸収係数 ($\Delta s=50m, 25m, 10m$)

周期100sにおいて所定の透過率となるエネルギー吸収係数	透過率		
	周期 100s	周期 60s	周期 30s
0.000	1.00	1.00	1.01
0.040	0.91	0.90	0.91
0.100	0.79	0.79	0.79
0.160	0.70	0.70	0.70
0.250	0.60	0.60	0.59
0.360	0.50	0.50	0.49
0.540	0.40	0.40	0.37
0.800	0.30	0.29	0.27
1.220	0.20	0.20	0.17
2.180	0.10	0.10	0.08

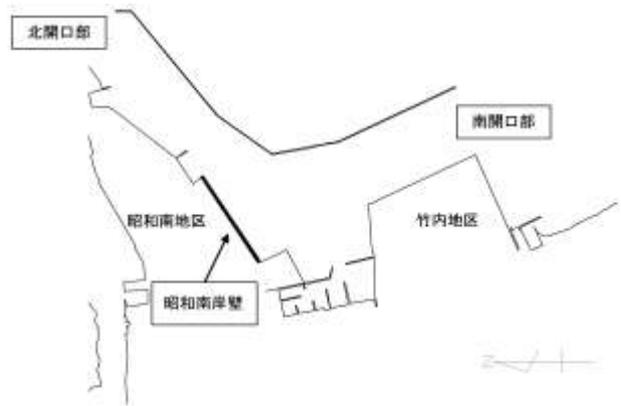


図-7(1) 現況地形の概念図

2.4.3 境港を対象とした長周期波の静穏度検討

境港の港口部に透過型防波堤を設置した場合における長周期波に対する静穏度計算を実施し、長周期波に対する岸壁稼働率の算定を行う。透過型防波堤の透過率については、防波堤延長平均で0.0~0.9まで変化させて計算を実施する。また、既往調査¹⁾において実施した現況地形についても併せて検討する。

(1) 入射波条件

既往調査¹⁾では、①NOWPHAS鳥取データから得られるスペクトル形状と②港内長周期波影響評価マニュアルに記載される標準スペクトルの2つのスペクトルを用いて30~300sの長周期波の計算を行い、計算結果と現地調査結果により再現性を比較し、再現性がよい標準スペクトルを採用している。従って、本調査においても入射波スペクトルは、標準スペクトルとする。また、波向については、既往調査¹⁾で実施している波向N（荷役障害発生時の波向）を用いる。

(2) 計算条件

表-4に、境港を対象とした長周期波の数値計算の条件一覧を示す。また、図-7(1), (2)に、長周期波の稼働率を算定する地形条件の概念図を示す。なお、本調査における透過型防波堤は、図-7(2)における南開口部に位置する防波堤計画300mである。

表-4 境港を対象とした長周期波の計算条件

計算条件	設定値	
基礎方程式	ブシネスク方程式 (プログラム: NOWT-PARI Ver. 4.6β)	
波浪条件	波の種類	一方向不規則波
	波向	N
	入射波高	0.1 m
	入射波スペクトル	周期30s~300sの標準スペクトル
潮位条件 (M.W.L.)	D.L. +0.17m	
計算領域	25km×34km (500メッシュ × 680メッシュ)	
格子幅	$\Delta s = 50.0$ m	
時間ステップ	$\Delta t = 0.5$ s	
波の作用時間	入射波周期30sに対して300波	
有義波高の算定時間	入射波周期30sに対して200波目から次の100波分の統計値を使用	
地形条件	①現況地形 ②将来基本計画地形+長周期波対策の消波工 ※300m防波堤は透過型および不透過とする。	
透過型防波堤条件	300m防波堤位置の水深は10mとして透過率0.0~0.9を設定 ※透過率が0.0の場合は、300m防波堤は不透過とする。	

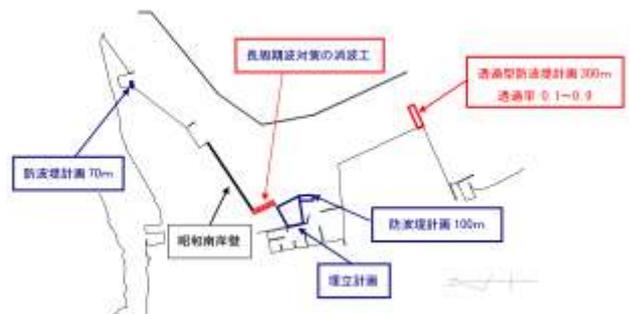


図-7(2) 基本計画案地形+長周期波対策の消波工の地形条件概念図

(3) 対象岸壁条件

図-8に、境港を対象とした長周期波の静穏度を検討する（稼働率を算定する）岸壁を示す。

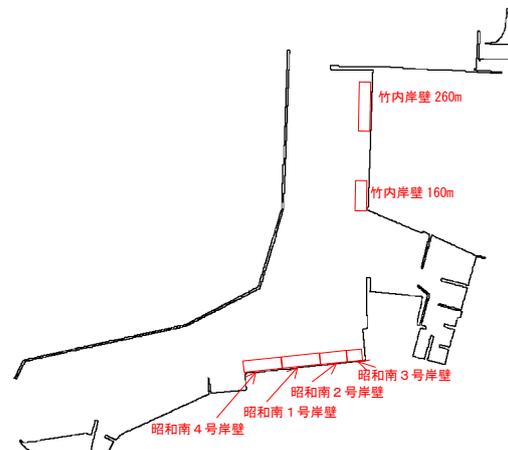


図-8 対象岸壁の位置図

(4) 計算結果（波高分布図）

前述した波浪条件、計算条件に従って、長周期波の数値計算を実施する。図-9に、将来基本計画地形+長周期波対策の消波工において300m防波堤の透過率がKT=0.5の場合の長周期波の波高分布図を示す。

また、表-5(1), (2)に、各ケースにおける岸壁前面の波高比一覧表を示す。以下に、岸壁別波高比の整理結果について示す。

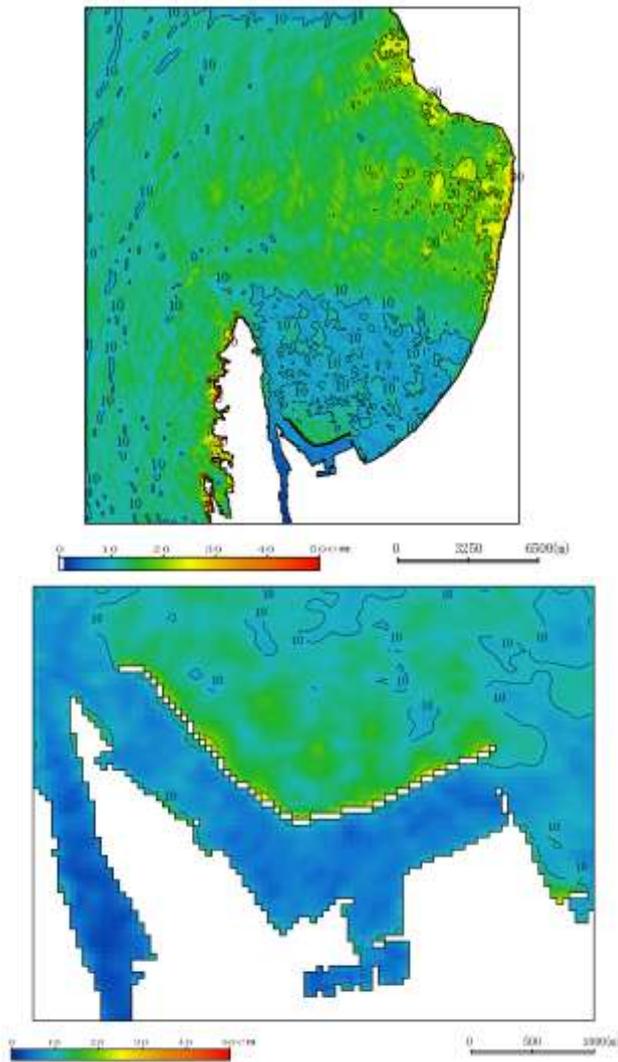


図-9 波高分布図（上段：広領域，下段：境港周辺）
（将来基本計画地形＋長周期波対策の消波工，KT=0.5）

(5) 静穏度の検討（岸壁稼働率の算定）

前節において長周期波の数値計算結果より，岸壁前面波高比を抽出し，鳥取港で観測された30s～300sの長周期波観測データ（表-5 参照）に乗ずることにより対象岸壁前面の長周期波高を算定し，荷役限界波高と比較することにより荷役稼働率を算定する．ここで，荷役限界波高は、『港内長周期波影響評価マニュアル』²⁾で記載されている長周期波に対する荷役限界波高15cmを用いることとする．

表-5 鳥取港（NOWPHAS）の長周期波高（周期30s～300s）の出現頻度表（2005年1月～12月）

長周期波高ランク (cm)	出現回数	出現率 (%)
0-10	3601	83.5
11-15	478	11.1
16-20	147	3.4
21-	86	2.0
合計	4312	100.0

表-6に，荷役限界波高15cmとした場合における岸壁別の荷役稼働率を示す．稼働率の算定結果を以下に，整理する．

- ・ 現況地形における各岸壁の稼働率は，92.9～97.0%となる．従って，すべての対象岸壁では，静穏度の基準である97.5%以上という条件を満足しない．
- ・ 将来基本計画地形＋長周期波対策の消波工を設置した場合における各岸壁の稼働率は，昭和南岸壁3号および竹内岸壁260m以外については，透過率0.0～0.5の場合において静穏度の基準を満足する．昭和3号岸壁は，境港の港内隅角部に位置するため，波高が集中しやすいと考えられる．また，竹内岸壁260mについては，300m防波堤の港内側に位置するため，北開口部からの侵入波浪が300m防波堤港内側で再反射するため，波高が大きくなると考えられる．

表-6 岸壁稼働率（300m防波堤の透過率0.0～0.9）
（荷役限界波高15cm）

岸壁名	昭和南4号 (280m)	昭和南1号 (270m)	昭和南2号 (185m)	昭和南3号 (130m)	竹内岸壁 (160m)	竹内岸壁 (260m)
現況地形	なし	97.0%	96.6%	95.2%	93.7%	92.9%
基本計画地形 ＋ 長周期波対策 の消波工	KT=0.9	96.8%	98.1%	98.1%	93.9%	94.6%
	KT=0.8	98.9%	98.2%	98.2%	94.5%	95.9%
	KT=0.7	98.9%	98.3%	98.3%	94.8%	96.7%
	KT=0.6	98.9%	98.4%	98.4%	95.0%	97.3%
	KT=0.5	99.0%	98.5%	98.5%	95.2%	97.7%
	KT=0.4	99.0%	98.6%	98.6%	95.5%	98.0%
	KT=0.3	99.0%	98.6%	98.6%	95.7%	98.2%
	KT=0.2	99.0%	98.7%	98.6%	95.8%	98.4%
	KT=0.1	99.0%	98.8%	98.6%	95.8%	98.5%
不透過	98.9%	98.6%	98.5%	95.5%	98.5%	

稼働率が97.5%未満の場合

2.4.4 まとめ

以下に，本調査結果をとりまとめて示す．

- ・ 透過型防波堤を考慮した長周期波の計算を実施した．透過型防波堤は，防波堤設置位置に，エネルギー吸収帯を設けることにより考慮した．
- ・ 断面水路の計算結果より，30s～100sの計算結果をみると30sの周期に対しては，50m格子では波形の近似精度が粗いため，周期30s程度の長周期波を対象とする場合には，10m～20m程度の格子を設定する必要がある．
- ・ 透過型防波堤を考慮した境港の長周期波静穏度を検討した結果，一部の岸壁を除き，透過率が0.0～0.5であれば静穏度を満足することが分かった．

参考文献

- 1) 平成17年度 境港港内静穏度解析等業務，国土交通省中国地方整備局境港湾・空港整備事務所，平成18年3月
- 2) 港内長周期波影響評価マニュアル，財団法人 沿岸技術研究センター，平成16年8月

3. ブシネスクモデルの修正点とその検証

3.1 平均水位上昇量を考慮した波高および波向算定方法の提案

これまで (NOWT-PARI Ver. 4. 6c4) のブシネスクモデルでは、波高の平面分布の算定時に平均水位の変動を考慮していなかった。しかし、砕波帯内のように平均水位の上昇が顕著な場所では、波高算定時の平均水位上昇の影響が無視できないと考えられる。

そこで、本検討では「平均水位の上昇量を考慮した波高の算定方法」を提案する。また、「平均水位および平均流速の変動を考慮した共分散法による平均波向の算定方法」をあわせて提案する。

3.1.1 平均水位の算定方法の修正

(1) 計算終了時刻の平均水位の算定

NOWT-PARI Ver. 4. 6c4 の計算終了時刻における平均水位 $\bar{\eta}^{-end}$ の算定方法を式-1に示す。

$$\bar{\eta}^{-end} = \frac{\sum_{i=1}^{n^{end}} \eta_i}{n^{end}} \quad (式-1)$$

ここに、 η_i は i ステップ目の水位、 n^{end} は計算終了タイムステップである。

この方法は平均水位を「計算開始から計算終了までの平均水位」と定義しているため、砕波帯内のように定常状態の平均水位が初期水位から大きく変化する場合には誤差が大きくなる。そこで、平均水位の積分開始時刻を有義波高のデータ収録開始タイムステップ n^{save} と同時刻とすることにより、計算の助走期間のデータを排除し、誤差を軽減する (式-2)。

$$\bar{\eta}^{-end} = \frac{\sum_{i=n^{save}}^{n^{end}} \eta_i}{(n^{end} - n^{save} + 1)} \quad (式-2)$$

(2) 計算中の平均水位の算定

ブシネスクモデルによる波高の算定においては、計算中の時々刻々の平均水位が必要となる場合がある。そこで、直前までの一定期間 (規則波：30波程度、不規則波、100波程度) の平均水位変化のトレンドを直線近似し、それを用いて現在の平均水位 $\bar{\eta}^{now}$ を推定する。

平均水位 $\bar{\eta}$ が直線変化するとみなして、係数を最小2乗法で求める方法を式-3¹⁾に示す。

$$\bar{\eta}_n = A_0 + nA_1 \quad (n = 1, 2, \dots, N) \quad (式-3)$$

ここに、

$$A_0 = \frac{N_2 Y_0 - N_1 Y_1}{N_0 N_2 - N_1 N_1} \quad A_1 = \frac{N_0 Y_1 - N_1 Y_0}{N_0 N_2 - N_1 N_1}$$

$$N_r = \sum_{n=1}^N n^r \quad Y_r = \sum_{n=1}^N n^r \eta_n$$

N はデータ数である。

ここで、式-3に倣って計算中の平均水位を算定する方法を考える。現在の平均水位 $\bar{\eta}^{now}$ は式-4であらわせる。

$$\bar{\eta}^{now} = A_0^{now} + NA_1^{now} \quad (式-4)$$

ここに、

$$A_0^{now} = \frac{N_2 Y_0^{now} - N_1 Y_1^{now}}{N_0 N_2 - N_1 N_1}$$

$$A_1^{now} = \frac{N_0 Y_1^{now} - N_1 Y_0^{now}}{N_0 N_2 - N_1 N_1}$$

$$Y_0^{now} = \eta^{now-N+1} + \eta^{now-N+2} + \dots + \eta^{now}$$

$$Y_1^{now} = 1\eta^{now-N+1} + 2\eta^{now-N+2} + \dots + N\eta^{now}$$

これらの値は全て既知であるが、 Y_0^{now} および Y_1^{now} を求めるためには、全ての計算格子で N タイムステップ分の η を保存しておく必要がある。

そこで、 Y_0^{now} は $\bar{\eta}$ が直線的に変化すると仮定して式-5で近似する。

$$Y_0^{now} \cong N(\bar{\eta}^{now-N+1} + \bar{\eta}^{now})/2 \quad (式-5)$$

ここに、

$$\eta^{now-N+1} = A_0^{now-1} + 2A_1^{now-1}$$

$$\bar{\eta}^{now} = A_0^{now-1} + (N+1)A_1^{now-1}$$

一方、 Y_1^{now} は、

$$Y_1^{now} = 1\eta^{now-N+1} + 2\eta^{now-N+2} + \dots + N\eta^{now}$$

$$Y_1^{now-1} = 1\eta^{now-N} + 2\eta^{now-N+1} + \dots + N\eta^{now-1}$$

$$Y_0^{now-1} = \eta^{now-N} + \eta^{now-N+1} + \dots + \eta^{now-1}$$

の関係から、

$$Y_1^{now} = Y_1^{now-1} + N\eta^{now} - Y_0^{now-1} \quad (式-6)$$

となり、既知の値のみであらわせる。

実計算においては、計算開始時から規則波では30波、不規則波では100波程度時間が経過した時刻までは算術平均によって平均水位を算定し、この時刻以降の各計算時刻においては前30波あるいは100波分の水位データから式-4～式-6を用いて平均水位を逐次算定する。この場合、規則波では30波以上、不規則波では100波以上の計算の助走期間を設けることが望ましい。

3.1.2 平均水位上昇量を考慮したHRMSの補正

(1) 既往のHRMS算定方法の問題点

NOWT-PARI Ver. 4. 6c4 では、波高がレイリー分布に従うと仮定し、水位の2乗和から有義波高を算定している (以下HRMSとよぶ) (式-7)。

$$H_{rms} = 4.004\eta_{rms} = 4.004\sqrt{\eta^2} \quad (式-7)$$

式-7は平均水位を0とした式であり、平均水位の変化を考慮していない。平均水位変化量 a を考慮すると真のHRMSは式-8であらわされる。

$$H_{rms}^{true} = 4.004\sqrt{(\bar{\eta} - a)^2} \quad (式-8)$$

したがって、平均水位を考慮しない場合のHRMSは、真のHRMSから最大で平均水位変化量 a の4倍程度の誤差を生じることがわかる。

(2) 真のHRMSの算定

式-3～式-6の平均水位を用いれば、式-8によるHRMSを直接解くことも可能であるが、ここでは出力時の平均水位を用いてHRMSを補正する方法を考える。

式-8を展開すると、次のように書ける。

$$H_{rms}^{true} = 4.004\sqrt{(\eta^2 - 2a\eta + a^2)}$$

ここで、平均対象とする母集団の数が等しいとき、 $\overline{(x + y)} = \overline{x} + \overline{y}$ であることから、

$$H_{rms}^{true} = 4.004\sqrt{\overline{\eta^2} - 2a\overline{\eta} + a^2}$$

平均水位 a は定数であり、また $a = \overline{\eta}$ であることから、真のHRMSは式-9であらわせる。

$$H_{rms}^{true} = 4.004\sqrt{\overline{\eta^2} - \overline{\eta}^2} \quad (式-9)$$

(3) 既往の計算結果の補正

NOWT-PARI Ver. 4.6c4 以前の計算結果からでも、(平均水位 $\overline{\eta}$ を出力していれば) 式-10を用いることによりHRMSを補正することができる。

$$H_{rms}^{true} = 4.004\sqrt{(H_{rms}/4.004)^2 - \overline{\eta}^2} \quad (式-10)$$

2.1.3 平均水位上昇量を考慮したHAKOUの算定

NOWT-PARI Ver. 4.6c4 では、Oup-cross 法による有義波高(以下HAKOUとよぶ)を水位が「式-1による平均水位」を下から上に横切るときに1波とカウントして統計をとる方法で算定している。しかし、式-1は計算の緩和時間や助走期間の水位も含んでいるため、平均水位の変動量大きい場合には誤差が生じ、適切な波高が算定できない恐れがある。

そこで、本検討では「式-4～式-6による計算中の平均水位」を用い、その平均水位を下から上に横切るときに1波とカウントする方法を用いる。

3.1.4 数値実験による算定精度の検証

一様勾配水路で数値実験を行い、平均水位および有義波高の算定精度を検証する。

(1) 計算条件

海底勾配1:20の一様勾配水路に、波高1.0m、周期8.0secの不規則波を与える。計算領域を図-1に、計算条件を表-1に示す。

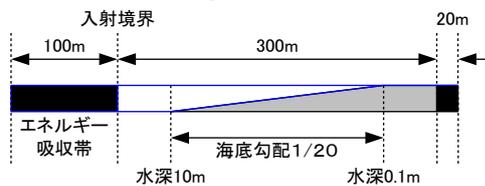


図-1 計算領域

表-1 数値実験の計算条件

項目	設定値
波高	1.00m
周期	8sec
緩造波時間(TTIN)	80sec
助走期間(TSVE)	960sec
計算時間(TEND)	1760sec
トレンド算定期間	800sec
計算格子間隔	1.0m
タイムステップ	0.01sec

(2) 計算結果

(a) 平均水位

次の3通りの方法で算定した平均水位を比較する。

- Eave1: 式-1 (既往の方法)
- Eave2: 式-2 (新しい方法)
- Eave3: 式-4～式-6 (トレンドを使用)

水位および平均水位の経時変化を図-2に示す。また、計算終了時のEave2をTSVE以降の平均水位の真値として図中に示す。TSVE以降の平均水位について次のことがいえる。

- Eave1は、助走期間の水位の影響で真値よりもやや低い傾向にある。
- Eave2は、TSVE以降の平均水位であるため、TSVE直後には不安定である。
- Eave3は、助走計算期間のトレンドの影響でTSVE以降はやや高い傾向となるが、次第に真値に近づく。

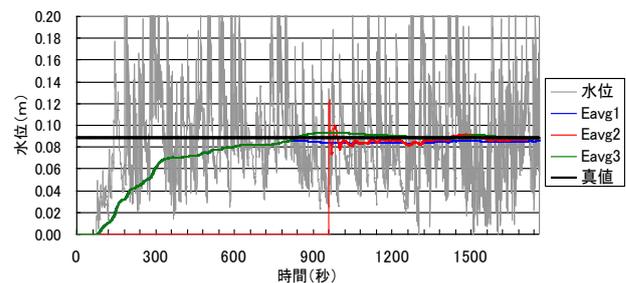


図-2 平均水位の経時変化 (不規則波、275m地点)

計算終了時の平均水位を図-3に示す。計算終了時の平均水位について次のことがいえる。

- Eave1とEave2は250~300m付近で差が顕著であり、平均水位上昇量はEave1のほうが小さい。
- Eave2とEave3は全域でほぼ一致している。

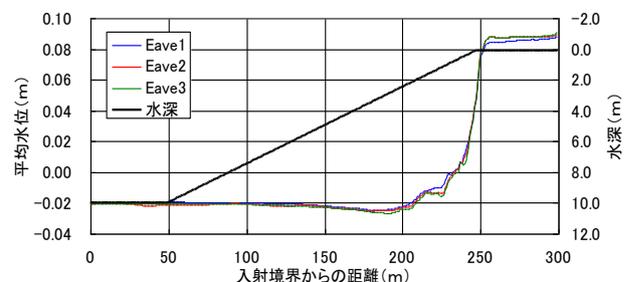


図-3 平均水位の比較 (不規則波)

したがって、平均水位のトレンドを用いて計算中の平均水位を推定する方法(Eave3)は、助走期間やトレンド算定期間の設定に注意を要するものの、実用上十分な精度を持っていると考えられる。

(b) 有義波高

次の5通りの方法で算定した有義波高を比較する。

- ・HRMS1：式-7によるHRMS
- ・HRMS2：式-8によるHRMS (Eave2による平均水位)
- ・HRMS3：式-9によるHRMS (Eave3による平均水位)
- ・HAKOU1：Eave1による平均水位を用いたHAKOU
- ・HAKOU2：Eave3による平均水位を用いたHAKOU

計算終了時の有義波高を図-4に示す。計算終了時の有義波高について次のことがいえる。

- ・HRMS1は、250～300m付近で他のケースより波高が非常に大きくなっており、平均水位の上昇に起因する誤差が認められる。
- ・HRMS2とHRMS3はほぼ等しく、式-8および式-9による波高の補正の効果が現れている。
- ・HAKOU1とHAKOU2はほぼ等しく、平均水位の上昇によるHAKOUの誤差はそれほど大きくない。
- ・HRMS2とHAKOU2には、斜面部および碎波後の波高にやや差がある。これは、HRMSは波浪がレイリー分布に従うことを仮定して算定しているため、非線形性が卓越する場合にはHRMSに誤差が生じるためであると考えられる。

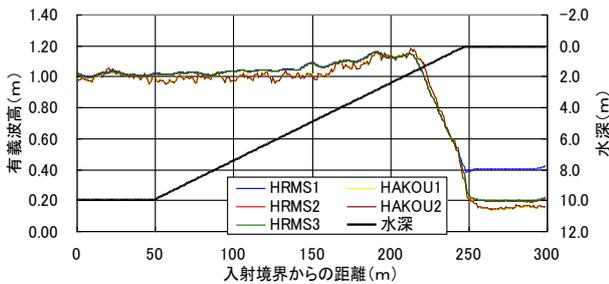


図-4 波高の比較 (不規則波)

したがって、HRMS2およびHAKOU2は実用上十分な精度を持つと考えられる。ただし、波浪の非線形性が卓越する領域では、HRMS2では算定精度が落ちることに注意を要する。

3.1.5 平均水位上昇量と平均流を考慮した共分散法による平均波向の算定

HRMSによる波高の補正と同様の考え方で、平均水位と平均流を考慮した波向の算定方法について検討する。

一般に、共分散法による平均波向 $\bar{\theta}'$ は式-11により求められる²⁾。

$$\bar{\theta}' = \tan^{-1} \left(\frac{-\bar{\eta}v}{-\bar{\eta}u} \right) \quad (式-11)$$

式-11は、平均水位および平均流速を0と仮定した場合の式である。ここで、平均水位 a 、x方向の平均流速 b およびy方向の平均流速 c を考慮すると、真の平均波向 $\bar{\theta}'^{true}$ は式-12であらわされる。

$$\bar{\theta}'^{true} = \tan^{-1} \left(\frac{-(\bar{\eta}-a)(v-c)}{-(\bar{\eta}-a)(u-b)} \right) \quad (式-12)$$

式-12を展開すると、次のように書ける。

$$\bar{\theta}'^{true} = \tan^{-1} \left(\frac{\bar{\eta}v - \bar{a}v - \bar{c}\bar{\eta} + \bar{a}c}{\bar{\eta}u - \bar{a}u - \bar{b}\bar{\eta} + \bar{a}b} \right)$$

ここで、平均水位 a 、x方向の平均流速 b およびy方向の平均流速 c は定数であり、 $a = \bar{\eta}$ 、 $b = \bar{u}$ 、 $c = \bar{v}$ であることから、真の平均波向 $\bar{\theta}'^{true}$ は式-13であらわされる。

$$\bar{\theta}'^{true} = \tan^{-1} \left(\frac{\bar{\eta}v - \bar{\eta} \cdot \bar{v}}{\bar{\eta}u - \bar{\eta} \cdot \bar{u}} \right) \quad (式-13)$$

3.1.6 実海域への適用例

本検討における水位、波高および波向算定方法の実海域への適用事例を紹介する。

(1) 計算条件

主要な計算条件を表-2に示す。また、計算領域図(水深図)を図-7に示す。

表-2 数値実験の計算条件

項目	設定値	備考
波高(H)	7.35m	沖波：9.1m
周期(T)	12.5sec	沖波：12.5sec
波向	228°	沖波：SW(225°)
Smax	25	沖波：10
計算格子間隔	5.0m	
タイムステップ	0.005sec	
緩和時間(TTIN)	300sec	
助走時間(TSVE)	1850sec	TTIN+100T+α
計算終了(TEND)	3100sec	TSVE+100T
トレンド算定期間	1250sec	100T

(2) 計算結果

(a) 水位および平均水位の経時変化

次の3通りの方法で算定した平均水位を比較する。

- ・Eave1：式-1 (既往の方法)
- ・Eave2：式-2 (新しい方法)
- ・Eave3：式-4～式-6 (トレンドを使用)

水位の経時変化を図-5および図-6に示す。また、計算終了時のEave2をTSVE以降の平均水位の真値として図中に示す。

平均水位については、水路実験と同様に(1)Eave1は真値より低く、(2)Eave2はTSVE直後に不安定であり、(3)Eave3はトレンド算定開始直後にやや高い傾向となるが、次第に真値に近づいている。

また、St.1では長周期性の波浪が卓越しており、波高40cm、周期300秒程度の長周期波の上に、波高10cm程度の通常波浪が乗る格好となっている。

(b) 有義波高

次の5通りの方法で算定した有義波高を比較する。

- ・HRMS1：式-7によるHRMS
- ・HRMS2：式-8によるHRMS (Eave2による平均水位)
- ・HRMS3：式-9によるHRMS (Eave3による平均水位)
- ・HAKOU1：Eave1による平均水位を用いたHAKOU
- ・HAKOU2：Eave3による平均水位を用いたHAKOU

計算終了時の有義波高を図-8～図-12に示す。計算終了時の有義波高について次のことがいえる。

- HRMS1は全体に高い傾向があり、特に港内等の波高が低く、平均水位上昇量が大きい場所で顕著である。
- HRMS2とHRMS3は港外ではほぼ同じであるが、港内ではHRMS2のほうが若干低い。
- HAKOU1とHAKOU2は、港外ではほぼ同じであるが、港内ではHAKOU2のほうが低い傾向にある。したがって、今回のように緩和時間が長い計算では、Eave1とEave3の差が大きくなるため、波高の算定誤差が無視できないものと考えられる。
- HRMS2とHAKOU2は、港外ではHAKOU2が、港内ではHRMS2が高い傾向にある。これは、HRMSを波浪がレイリー分布に従うと仮定して算定しているために、波浪の非線形性が卓越する場所では生じる誤差であると考えられる。

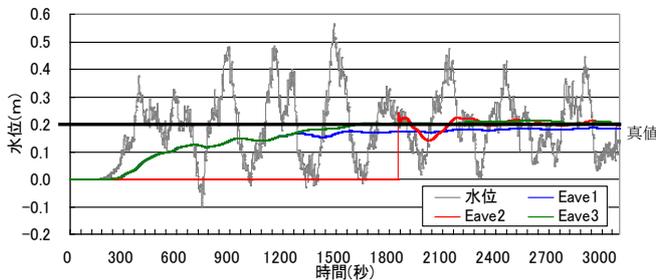


図-5 水位の経時変化 (St. 1)

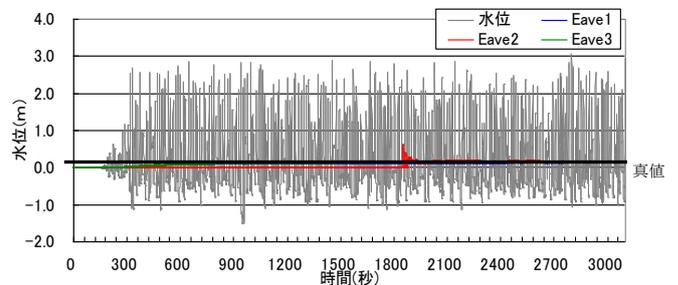


図-6 水位の経時変化 (St. 2)

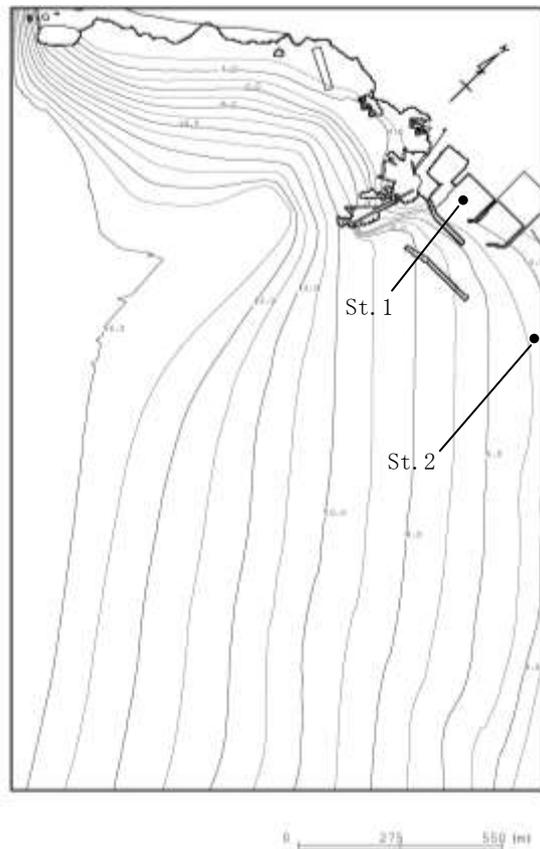


図-7 計算領域図 (水深図(単位: m))

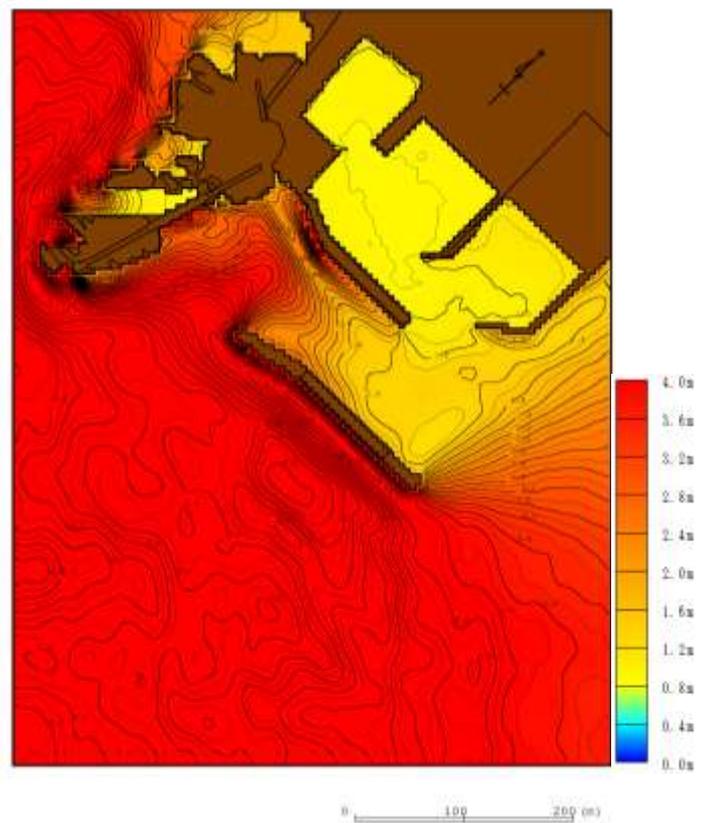


図-8 波高分布図 (HRMS1(単位: m))

(c) 平均波向

次の2通りの方法で算定した平均波向を比較する。

- DIRM1: 式-11による平均波向
- DIRM2: 式-13による平均波向

計算終了時の平均波向を図-13～図-14に示す。計算終了時の平均波向について次のことがいえる。

- 港外では、DIRM1、DIRM2共に適切な波向が算定されており、両者に大きな差は認められない。
- 沖防波堤の岸側では、DIRM1に海浜流（平均流）の流向と同一方向と思われる波向分布が認められる。一方、平均流成分を除去したDIRM2では、沖側から岸側に向かう正常な波向分布となっている。
- 港内では、DIRM1、DIRM2共に波向がばらばらになっている。これは、港内等の反射波が卓越する場所では共分散法による波向の推定が困難なためと考えられる。

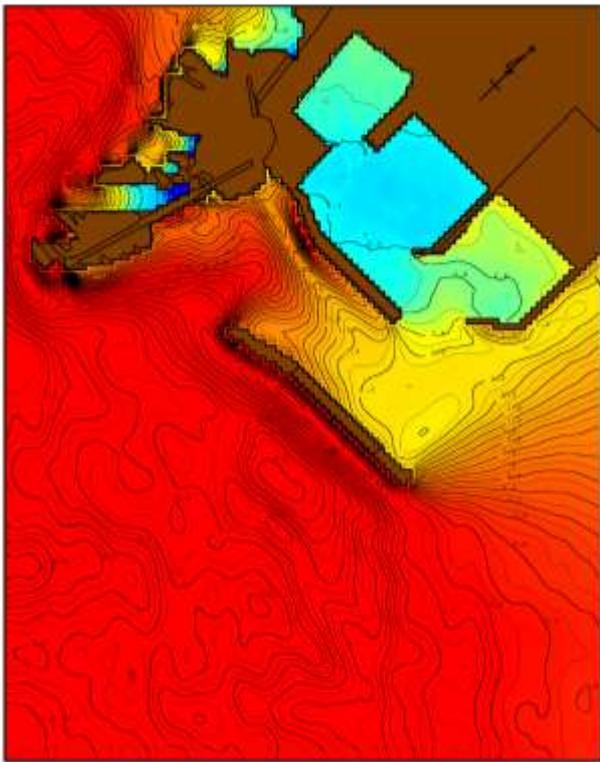


图-9 波高分布图 (HRMS2(单位 : m))

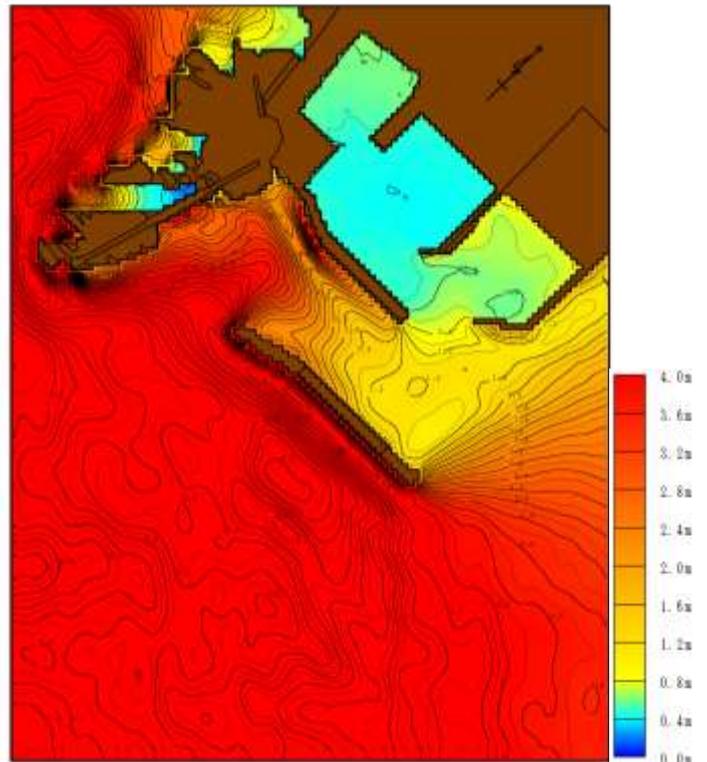


图-10 波高分布图 (HRMS3(单位 : m))

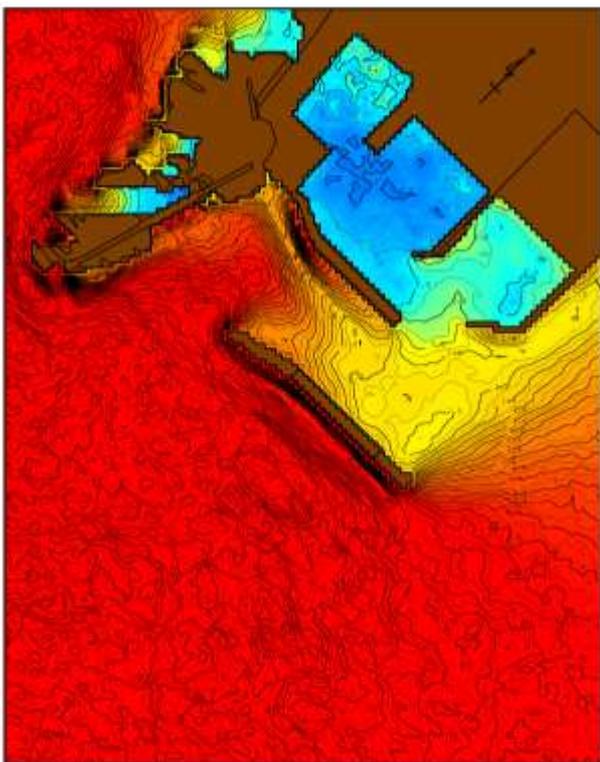


图-11 波高分布图 (HAKOU1(单位 : m))

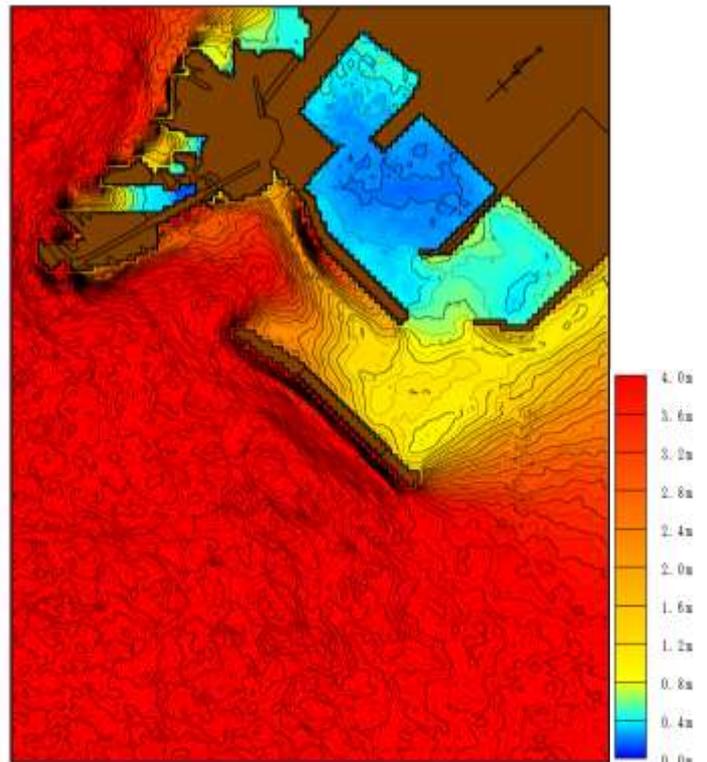


图-12 波高分布图 (HAKOU2(单位 : m))

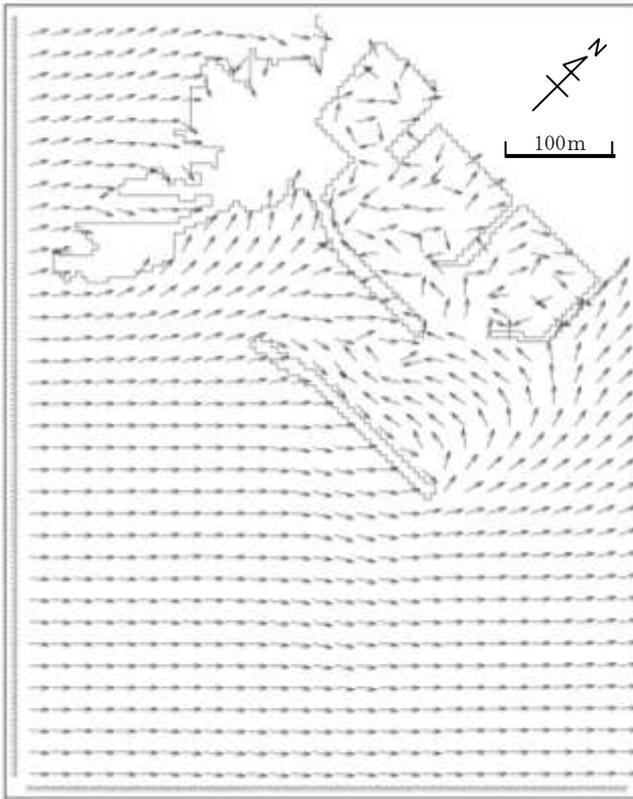


図-13 波向分布図 (DIRM1)

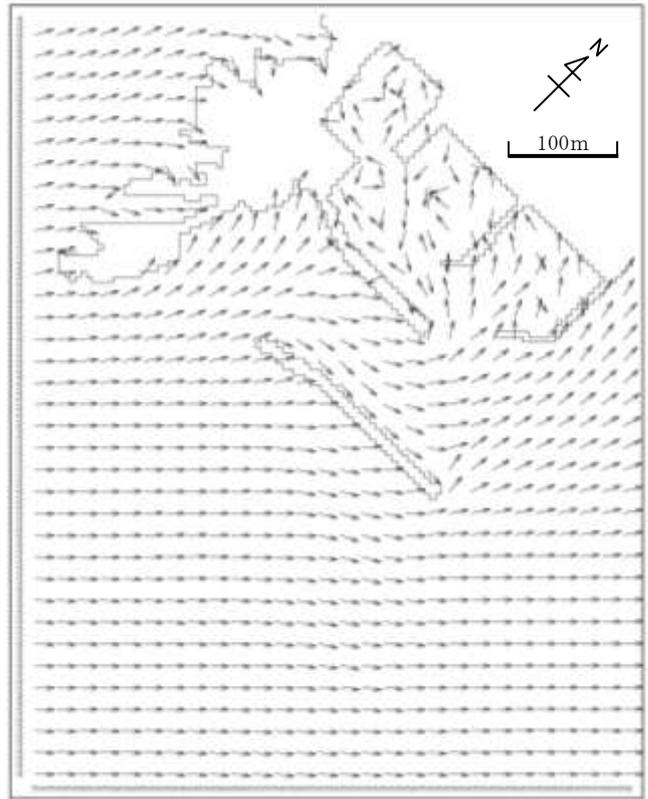


図-14 波向分布図 (DIRM2)

3.1.7 長周期自由波に関する考察

(1) 急造波に伴う長周期自由波

入射波浪の緩和時間や計算の助走時間が十分に長くない場合、急激なラディエーションストレスの増加により、計算領域に大きな長周期振動が生じる恐れがある。

ブシネスクモデルの運用においては、入射波浪の緩和時間(TTIN)や計算助走時間(TSVE)は、計算目的としている波浪の周期に合わせて設定するのが一般的である。したがって、通常の設定では長周期性の波浪に対しては十分でない場合が多い。そこで、通常波浪に主眼を置いた場合の緩和時間(30秒)と、比較的波長の長い波も考慮した場合の緩和時間(300秒)の水位変動を比較する。水位の経時変化を図-15に示す。

緩和時間が30秒の場合には、波浪の到達直後から2波にわたって非常に大きな長周期の水位変動が認められる。また、緩和時間を300秒とした場合には、波浪到達直後の長周期の水位変動は緩和時間が30秒の場合の半分程度となっている。したがって、波浪到達直後の長周期の水位変動は急造波を主因とするものであり、緩和時間を調整することにより低減可能であると考えられる。

(2) 砕波に伴う長周期自由波

一方、800秒以降については緩和時間30秒と300秒の差異は大きくないことから、これは急造波とは無関係に生じる水位変動であると考えられる。本計算では、St. 1のある港の港口部が砕波帯内であること

から、この水位変動の原因はサーフビートに伴うものである可能性が高い。

サーフビートが計算できるということは、ブシネスクモデルの波浪現象への適用範囲の広さを示すものである。しかし、静穏度調査や小型船舶の安定性の検討など、通常波浪による短周期成分の波高のみを考慮したい場合には、このような現象が現れることに留意した検討を行なう必要がある。

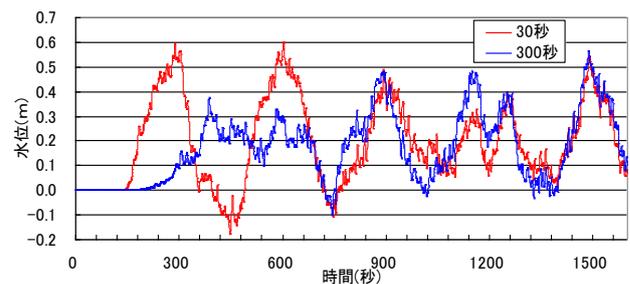


図-15 水位の経時変化 (St. 1、緩和時間30秒、300秒)

謝辞

本検討に際し、(独)港湾空港技術研究所 波浪研究室の平山主任研究官に甚大なご協力を頂きました。ここに心より感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 合田良實：港湾構造物の耐波設計，増補改訂第3刷，pp. 228-229，1997.
- 2) 合田良實：共分散法を用いた波向推定方式の数値的検討，港湾技術研究所報告，第20巻第3号，pp. 53-92，1981. 9.

3.2 ブジネスクモデル (NOWT-PARI Ver4.6c4) に対する主な修正事項とその解説および効果の検証

平成17年2月に公開されたNOWT-PARI Ver4.6c3においては、水域と陸域の境界格子で砕波計算を行った場合に、演算の破綻を引き起こす恐れのあるプログラム上の重大なbugが確認された。そこで、当ブジネスク勉強会では、平成18年6月にこれを修正したVer4.6c4を作成し、メーリングリストを通じて緊急に配布させていただいたところである。

一方、その後もプログラム内容に関してメンバーの皆様から多くのご指摘を頂戴するとともに、Eメール等を通じて議論を重ねた結果、演算の安定性や計算精度の向上に寄与するプログラムの修正が実施された。今回公開したNOWT-PARI Ver4.6c5aはこれらの成果をとりまとめたものであり、ご協力いただいた関係諸氏に対し、この場を借りて心から御礼申し上げる次第である。

そこで本稿では、これらの修正事項を見出しに掲げ、各項目について、Ver4.6c4までのバージョンで行っていた処理との違いを述べる。そして、一様斜面や球面浅瀬上の波浪変形問題を対象にテスト計算を行い、これらのプログラム修正の効果に関して、簡易に検証した結果を示す。

3.2.1 Ver4.6c4に対する主な修正事項とその解説

(1) 水位E, 水平流速U, V等, 各変量の算定時刻の統一

(a) 水位Eの更新箇所の変更 (サブルーチンCALCX, CALCY内の最後→最初)

Ver4.6c4までは、サブルーチンCALCX, CALCY内の最後で真の連続式を解いて新たな水位Eが算定された直後に、次(dt/2後)の計算ステップでの使用を見越してEOLD=Eとしていた。しかし、これでは現在の計算ステップ時刻でのEOLD値が失われてしまう。そこで、CALCY, CALCX内の最初に仮の連続式を解く直前にEOLD=E文を設けるよう変更する。これにより、繰り返し計算中のすべての区間において、EOLDには常にdt/2前のEの値が保存されている状態になる。

(b) 水平流速U, Vの更新箇所の変更 (サブルーチンCALBRK内→Main内のCALCX, CALCYの呼び出し後)

Ver4.6c4までは、サブルーチンCALBRK内で流量フラックスを全水深で除して水平流速U, Vを算定していたが、流量フラックスPあるいはQの時刻と、水位Eと静水深Hの和で表される全水深Dの時刻がdt/2だけ異なることが問題であった。そこでこの修正では、PあるいはQの時刻に対応した水位としてEOLDを用い、これによる全水深Dで除して算定することとした。また、水平流速U, Vは砕波による渦動粘性係数の算定に用いられるだけでなく、波による流れ場の算定結果の出力等にも用いられるため、より汎用的な使用が可能となるよう、CALBRK内でなくMain内で新た

に作成したサブルーチンCALCVUを呼び出すことにより算定することとした。なお、CALCVU内でU, Vを算定する場合、NSTEPが偶数のとき $U=P/D$, $V=(Q+QOLD)/2/D$, 奇数のとき $U=(P+POLD)/2/D$, $V=Q/D$ として算定される。

(c) 水位E, 流速U, Vの時系列データ出力方法の変更 (dt毎にEを出力→dt毎にEOLDを出力)

先の修正により、U, Vともに少なくともdt/2前の時刻のものであれば、CALCYの計算後に同一時刻のU, Vを出力することが可能である (Ver4.6c4ではCALCY後にU, Vを出力すると、Vは最新の時刻のものだが、Uはdt/2前の時刻のものとなり、両者の間にdt/2のずれがある)。そこで、dt/2前の水位EOLDを出力することにより、E, U, Vともにdt/2前の時刻に統一された時系列データを出力するよう変更する。ただし、ある時刻の水位の平面出力には最新のE (現在時刻) を用いる。

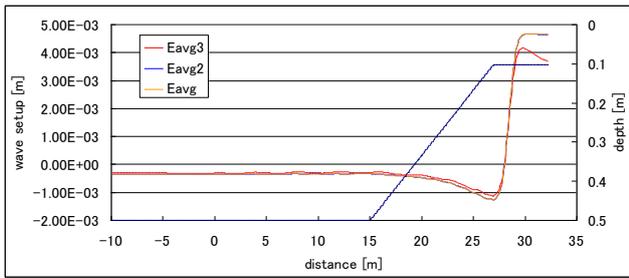
(2) 平均水位EAVGの算定法の修正とそれによる波高HAKOU, HRMSの補正

(a) 計算途中で逐次変化する平均水位EAVGの算定法の変更 (精度の向上)

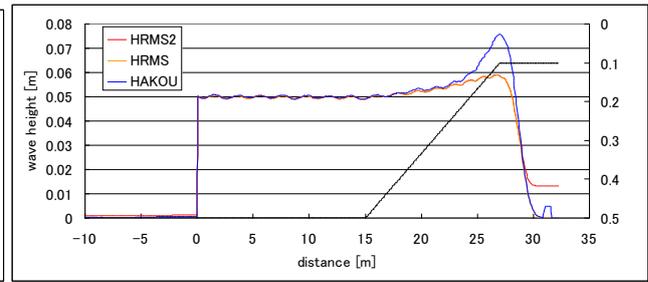
Ver4.6c4までは、計算開始時の初期水位ゼロから順次算術和を求め、各計算ステップにおいてそれまでに足し合わせた水位の個数で除した算術平均値としてEAVGを算定していた。しかし、この方法では平均水位の変動が顕著なとくに岸側の計算格子において、波が到達するまえの時刻で足し合わされたゼロ水位の影響を受けて、計算途中から計算終了時に至るまで一貫して、平均水位を過小評価する問題があった。そこで、計算開始時から規則波では30波程度、不規則波では100波程度 (代表波) の時間が経過した時刻までは従来どおり算術平均によってEAVGを算定するが、この時刻以降の各計算時刻では、それより前30波あるいは100波分の水位データを用いて平均水位変化のトレンドを直線近似し、それを用いて、現在時刻の水位を含むよう1計算ステップ分シフトさせた、前30波あるいは100波分の水位の算術平均値を推定し、これをEAVGとするよう変更した。これにより、常に直前の最大30波あるいは100波分の水位データに対する平均水位EAVGを算定できるようになる。なお、この算定法の詳細を付録に示す。

(b) 波高計算開始時刻TSVE以降に出現する水位による平均水位EAVG2の算定

先に述べた修正後に算定される平均水位EAVGは推定値であり、計算途中での平均水位を算定する必要性から導入したものである。一方、計算終了時に平均水位を出力するだけの目的であれば、波浪場が定常になったとみなされる時刻、すなわちTSVE時刻より後に出現する水位を算術平均したものは、平均水位の推定値EAVGに対して真値とみなすことができ、これをEAVG2として算出する。なお、規則波、不規則波ともに、等深線海岸地形上で算定された平均水位EAVGおよびEAVG2は、少なくとも計算終了時には



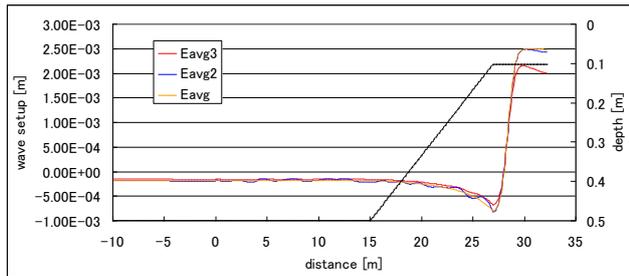
(a) 平均水位



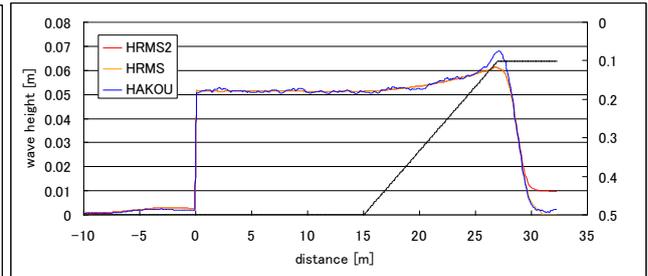
(b) 波高

図-3.2.1 規則波：波高0.05m、周期2.0s 斜面勾配1/30

(TTIN=10*NDT, TSVE=100*NDT, TEND=200*NDT, トレンド算定時間：当該時刻から遡って30*NDT)



(a) 平均水位



(b) 波高

図-3.2.2 不規則波：波高0.05m、周期2.0s 斜面勾配1/30

(TTIN=10*NDT, TSVE=200*NDT, TEND=300*NDT, トレンド算定時間：当該時刻から遡って100*NDT)

よく一致することを確認している。一方、従来のように、計算開始時の初期水位ゼロから順次算術和を求めて得られる各計算ステップ時の平均水位はEAVG3として算定されている。これらの結果を図-3.2.1(a)および図-3.2.2(a)に示す。

(c) 波高HRMSの算定法の変更 (HRMS；平均水位補正あり, HRMS2；平均水位補正なし)

HRMSは、水位Eの二乗平均値に対し、波高頻度分布にレイリー分布を仮定して得られる係数4.004を乗じて有義波高を算定したものである。しかしVer4.6c4では平均水位が変動することによる水位Eの補正は行っていないため、例えば、波がなく平均水位だけが上昇または下降した場合にも見かけ上、有意な波高が算定されてしまう問題がある。そこで、精度向上のために先に修正したEAVGを用いて、次式による波高HRMSの補正を行い、妥当な計算結果が得られることを確認した（図-3.2.1(b)および図-3.2.2(b)）。なお、計算終了時にだけ波高HRMSを出力するのであれば、その補正には平均水位の真値であるEAVG2を用いればよいが、NOWT-PARIではパラメータNOUTによって計算途中にも波高を出力できるようになっているため、ここでは少なくとも計算終了時には真値に近い平均水位を出力するEAVGを用いることにした。なお、Ver4.6c4までは係数4.004をサブルーチンOUTHRS内で乗じていたが、後述するHAKOUの出力法との整合を図るため、HRMS2には“平均水位補正前の”水位変動の二乗平均値（TSVE時刻より後の水位変動データに対して）を保存し、NOUT毎の出力時に、平均水位を補正したHRMSに4.004を乗じて有義波高を算定するよう修正した。

平均水位補正後の二乗平均値：

$$HRMS = \sqrt{HRMS2^2 - EAVG^2} \quad (1)$$

有義波高：

$$HRMS * 4.004 \text{ (出力時)} \quad (2)$$

(d) 波高HAKOUの算定結果への影響

HAKOUは、波浪場が定常に達したとみなされるTSVE時刻後において、ゼロアップクロス法により分割された個々波の波高の平均値に対し、波高頻度分布にレイリー分布を仮定して得られる係数1.597を乗じて有義波高を算定したものである。つまり、HAKOUには波高平均値が保存され、NOUT毎の出力時に1.597を乗じて有義波高を算定している。ここで、ゼロアップクロス線にはその時刻における平均水位を用いるが、従来の算定法によるEAVGは先述のように過小評価されているため、ゼロアップクロス線が低めに設定されていたことによる影響が懸念された。先の修正により、各時刻に算出されているEAVGは真値に近い値となっているため、ゼロアップクロス線が従来よりも高め、すなわち、より正確に設定されるため、これによりHAKOUの算定値に違いが生じる可能性がある。なお、一樣勾配斜面上（勾配1/30）での波高の計算結果では、HRMSに比べHAKOUによる波高の出力結果は、波の非線形性が卓越する領域において、より理論値に近い値となっていることが確認できる。

$$\text{有義波高：} HAKOU * 1.597 \text{ (出力時)} \quad (3)$$

(3) 砕波計算における流量振幅の定義の修正

Ver4.6c4までは、渦動粘性係数の算定式における流量振幅の定義を両振幅と捉えていたが、同時に用いられている変量 Q_s , Q_r の定義等から考えて、通常の見解と思われる片振幅と捉えるよう変更する。これにより、流量振幅の値は単純には従来の値の1/2となり、砕波による渦動粘性係数の値が小さくなるのが予想されるため、これが砕波後の水平拡散に関する計算結果に与える影響が懸念される。

(4) 砕波による渦動粘性係数の算定時刻の修正

(a) CALBRKの呼び出し位置の変更 (CALCYの呼出後→CALCXおよびCALCYの呼出後)

CALBRKによって算定される砕波による渦動粘性係数の算定について、Ver4.6c4までは、CALCX内のCALCPで運動方程式を解く際には $dt/2$ 前、CALCY内のCALCQで運動方程式を解く際には dt 前にそれぞれ算定されたものを用いていた。この修正によって $dt/2$ 毎に渦動粘性係数が算定されるため、X方向、Y方向の各運動方程式を解く際には、いずれも $dt/2$ 前に算定された渦動粘性係数を使用できるようになる。

(b) CALBRK内で算定される各変量の時刻の統一 (平均全水深、流量振幅、表面流速、渦動粘性係数)

平均全水深として、Ver4.6c4では代表波の1周期NDT毎にその時刻の平均全水深 d_{mean} を算定し、その直前に呼び出されるサブルーチン $chnval$ によって dt 前の d_{mean} を $dmold$ に保存していた。また、この方法では d_{mean} の値はNDT毎に段階的に変化し、各計算ステップで渦動粘性係数が算定されることとうまく対応していないことが問題であった。そこで、 d_{mean} の算定には前述の平均水位 E_{AVG} を用いることとし ($d_{mean}=H+E_{AVG}$)、またこの直前で行う $dmold$ への保存もNDT毎ではなく、各計算ステップで毎回行うこととした。したがって、先の修正でCALBRKが $dt/2$ 毎に計算されることにより、 $dmold$ には常に $dt/2$ 前の d_{mean} の値が保存されることになる。なお、HAKOUの算定法と同様に、 d_{mean} の算定および $dmold$ への保存をゼロアップクロス点の判定時に行うことで個々の波の1周期間の平均全水深を得ることも可能であるが、この場合には渦動粘性係数の時間変化が激しくなり、とくに不規則波においてHAKOUの空間分布の乱れが大きくなる傾向が確認された。

流速振幅として、Ver4.6c4では代表波の1周期NDT毎にその直前のNDT間に出現した流量フラックス P あるいは Q の極大値および極小値をそれぞれ P_{maxold} , P_{minold} あるいは Q_{maxold} , Q_{minold} に保存していた。修正後には、HAKOUの算定法と同様な方法を用いてゼロアップクロス法による「1波」判定を行い、各ゼロアップクロス時刻の直前の「1波」間に出現した流量フラックス P あるいは Q の極大値および極小値をそれぞれ P_{maxold} , P_{minold} あるいは Q_{maxold} , Q_{minold} に保存するように変更した。これにより不規則波形に対しても1波毎の流量振幅を定

義できると考えられる。なお、この処理を効率的に行うために、これらの変量の定義位置を渦動粘性係数と同じ格子中央に変更した。

表面流速として、Ver4.6c4では水平流速 U , V と水位 E を用いて表面流速 U_s , V_s が算定されていたが、 U , V の時刻が不明瞭なことに加え、 E の時刻とも異なることが問題であった。先の修正により、 U , V の時刻はそれぞれ $dt/2$ 前に統一されたので、同じく $dt/2$ 前の水位である E_{OLD} を用いることにより、各計算ステップで $dt/2$ 前の U_s , V_s が算定されるようになる。

渦動粘性係数として、Ver4.6c4では dt 毎に $anyud$ が算定されていた。また、 $dmold$ がNDT毎に段階的にしか算定されていないことに加え、 U , V および U_s , V_s の時刻が不明瞭だったために、算定される $anyud$ の時刻もまた不明瞭であった。先の修正により、流速振幅を除いた他の変量の時刻はすべて $dt/2$ 前に統一されたので、算定される $anyud$ の時刻もまた $dt/2$ 前になる。さらに、CALBRKが $dt/2$ 毎に呼び出されることに対応して、 $anyud$ も $dt/2$ 毎に算定される。そこで、各時刻の $anyud$ を元に、NSTEPが偶数のとき渦動粘性係数 $xnyu$ を、奇数のとき yny をそれぞれ算定することにより、それぞれX方向、Y方向の運動方程式を解く際には、常に $dt/2$ 前に算定された $dt/2$ 前の渦動粘性係数 (つまり $dt/2+dt/2=dt$ 前) を使用して、砕波による水平拡散を計算することができる。

(c) CALBRK内で算定される不要な変量の削除 (u_{mean} , v_{mean} , u_{mold} , v_{mold} , UB , VB , P_{MEAN} , Q_{MEAN})

P_{MEAN} , Q_{MEAN} は流量フラックス P , Q の時間平均値、 u_{mean} , v_{mean} および u_{mold} , v_{mold} はそれぞれ水平流速 U , V の時間平均値、 UB , VB はそれぞれ U , V から推定される底面流速であるが、プログラム中でいずれも使用されていないため、算定を省略した。

(5) 砕波計算における係数 α_D の定義の修正

Ver4.6c4までは、係数 α_D の定義を規則波/不規則波に関わらず $\alpha_D=5.0 (=2.5*2.0)$ としていたが、佐藤・Kabiling (1993) による設定に従い、規則波では $\alpha_D=2.5$ 、不規則波では $\alpha_D=5.0$ としてサブルーチンCALBRK内で自動設定されるよう変更した。これにより、不規則波の計算では全く影響がないが、規則波の計算ではこれまでに比べ渦動粘性係数が1/2になることが予想されるため、これが砕波後の水平拡散に関する計算結果に与える影響が懸念される。なお後述するテスト計算のうち、1/20勾配斜面上を伝播する規則波の計算では、Ver4.6c4においても $\alpha_D=2.5$ と設定して計算を行った。

(6) 微小振幅波理論あるいは共分散法による平均波向の算定および出力

ブシネスクモデルによる平均波向の算定については、Ver4.6c4までは特に触れられていなかった。しかし、沖波がどのように港内へ侵入してくるかを直感的に理解するうえで非常に有用な情報であることから、本版から導入に向けた検討を始めることとし、

2通りの算定法を組み込んでいる。

まず、平山・峯村（2005）は、ブシネスクモデルで計算された波高分布に対して流れによる波高増大率を簡易に推定するために、ブシネスクモデルにおける波速ベクトル（波速と平均波向き）の算定法を提案している。すなわち、平面的な水位変動が微小振幅波理論の範疇で近似可能であると見なし、ブシネスクモデルの計算過程で順次得られる各地点での時間波形に対して、HAKOUの算定と同様に、ゼロアップクロス解析を実施する。そして、得られた個々波の峰の時刻に算定された線流量フラックス（ P, Q ）をそれぞれそのときの水位変動 η で除することにより、個々波の波速ベクトルの各方向成分が次式のように算出される。さらに、解析時間内で得られたすべての個々波の波速ベクトルを算術平均したものを平均波速ベクトルとして定義した。なお、これらの処理はサブルーチンCALHAKOUで実施される。

$$\begin{cases} Cx_{i,j} = (P_{i,j} - \bar{u}_{i,j} \cdot \bar{D}_{i,j}) / (\eta_{i,j} - \bar{\eta}_{i,j}) \\ Cy_{i,j} = (Q_{i,j} - \bar{v}_{i,j} \cdot \bar{D}_{i,j}) / (\eta_{i,j} - \bar{\eta}_{i,j}) \end{cases} \quad (4)$$

ただし、以下の条件に該当した場合には、微小振幅波理論の適用が困難であると判断し、算術平均の対象からその波速標本を取り除いた。①個々波の峰と谷の平均水面からの振幅が極端に異なる（非対称な）場合（峰振幅と谷振幅の比が7:3以上に偏っている場合）。②ベクトル合成された波速が、長波の波速よりも大きくなる場合（※配布プログラムでは、①の部分はコメント文とし排除処理を省略している）。なおこの方法では、平均波向き（平均波速の各成分ベクトルと波向き角）に加え、周期が出力される。

一方、いであ（株）成毛氏からご指摘いただいたように、“共分散法を用いた波向推定”（合田，1981）を利用することが考えられる。ただし、共分散法で算定する代表波向を「主波向き」とした場合は、 -90 度 $\sim +90$ 度の範囲でしか求められず、さらに、このために交差角が90度を超える二方向波浪では算定精度が極端に悪化する。そこで、水平2方向の成分に加えて鉛直方向の波浪成分を用いて「平均波向き」を算定することとし、平均水位や残差流の影響まで考慮すると次式で与えられる。

$$\bar{\theta} = \tan^{-1} \left\{ \frac{-\left(\overline{\eta v} - \bar{\eta} \cdot \bar{v}\right)}{-\left(\overline{\eta u} - \bar{\eta} \cdot \bar{u}\right)} \right\} \quad (5)$$

ここで、 $\{ \}$ 内の分母と分子はそれぞれ（1,0）、（0,1）次モーメントであるから、これらを0次モーメントで割ると平均波数ベクトルの各成分が得られる。そして、これらから平均波数を求め分散関係式を適用すると、各地点での平均波速ベクトルが求まることになる。しかしながら、合田（1981）は、水粒子速度の測定では修正関数 K_s によるスペクトルの

変化が著しいため、水粒子速度の共分散から平均波数を求めることは困難であると指摘している。そこで、仮に本版では、ゼロアップクロス解析によって出力される平均周期SYUKIと各地点の平均水深に対して、分散関係式を適用して得られる平均波速をベクトル長さとし、それを共分散法によって得られる平均波向きで分割した平均波速ベクトルの各成分値とその波向き角を出力することとした。また共分散法を用いた波向推定では、水粒子速度（ u, v ）の代わりに、例えば水面波形のx方向、y方向の勾配（ η_x, η_y ）を用いることも考えられる。この場合には先に述べたモーメント法により直接、平均波速等を算定できる可能性があり、今後の検討課題としたい。

なお、上記2通りの算定法で使用した各水平流速成分の平均値UAVGおよびVAVGは、EAVGと同様に、各残差流成分の変化のトレンドを直線近似する方法を適用し、各時刻においてより真値に近い値として算出されている。

3.2.2 テスト計算による修正効果の検証

以上で述べたように、Ver4.6c4に対する主な修正事項は、砕波計算に関すること、および平均水位や波高算定に関することであった。しかも、平均水位の変化やそれによる波高の算定精度への影響が顕著となるのは、砕波帯内およびその近傍に限られる。そこで以下では、伊藤ら（1972）が行った砕波/非砕波時の球面浅瀬上の波浪変形実験、および合田（1975）による砕波帯内波高の略算式を対象とした再現計算を行い、これらの修正が計算結果に与える影響を検討した。計算ケースを表-3.2.1に示す。ここで“Ver4.6c4d”とは、Ver4.6c4に対して流量振幅の修正（3.2.1(3)項）のみを実施したプログラムである。この修正は算定される渦動粘性係数の値に直接影響するため、砕波帯内での波高分布や平均水位分布に違いが生じることが予想される。

なお、Ver4.6c5aにおいて新たに追加した、2通りの算定法による平均波向および波速の算定結果とその違いに関する考察については、次節で述べる。

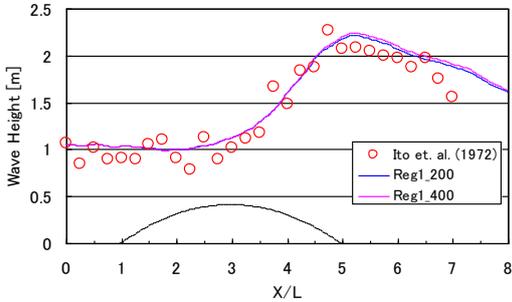
表-3.2.1 テスト計算ケース

Case	採用プログラム	目的	地形	種別	波高	周期	At	TTIN	TSVE	TEND	済
001	Ver4.6c4	比較対象	1/20勾配斜面	規則波	8s	0.025	T/240	100*T	200*T	220*T	
002					8s	T/320					
003					10s	T/400					
004				12s	T/480						
005				1m	0.051 T/200						
006				2m	0.01275 T/400						
007			球面浅瀬	規則波	8s	0.051 T/200	10*T	40*T	60*T		
008					10s	0.01275 T/400					
009					12s	0.051 T/200					
010				1m	0.01275 T/400						
011				2m	0.051 T/200						
012				2m	0.01275 T/400						
101	Ver4.6c4d	振幅定義の修正による効果検証	1/20勾配斜面	規則波	8s	0.025	T/240	100*T	200*T	220*T	
102					8s	T/320					
103					10s	T/400					
104					12s	T/480					
201	Ver4.6c5a	算定時刻の修正による効果検証	1/20勾配斜面	規則波	8s	0.025	T/240	100*T	200*T	220*T	
202					8s	T/320					
203					10s	T/400					
204				12s	T/480						
205				1m	0.051 T/200						
206				2m	0.01275 T/400						
207			球面浅瀬	規則波	8s	0.051 T/200	10*T	40*T	60*T		
208					10s	0.01275 T/400					
209					12s	0.051 T/200					
210				1m	0.01275 T/400						
211				2m	0.051 T/200						
212				2m	0.01275 T/400						

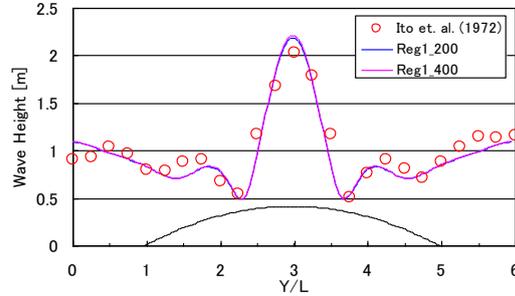
(1) 球面浅瀬上の波高分布

ここでは、3.2.1節で述べたすべての修正事項による計算結果への影響を調べるために、Ver4.6c4とVer4.6c5aを用いて、主に波の屈折・浅水変形・碎波が生じる球面浅瀬上の波浪変形計算を実施し、伊藤ら（1972）による実験結果と比較して、その計算

精度を検証した．ここで実験条件のうち、再現対象としたケースは、現地換算（縮尺1/100）で周期5.1s、波高1m（非碎波）あるいは波高2m（碎波）の規則波を水深15mから入射させたものであり、深海波に近い浅海波（水深波長比 $h/L_0=0.37$ ）となっていることがわかる．これは、もともと長波近似され

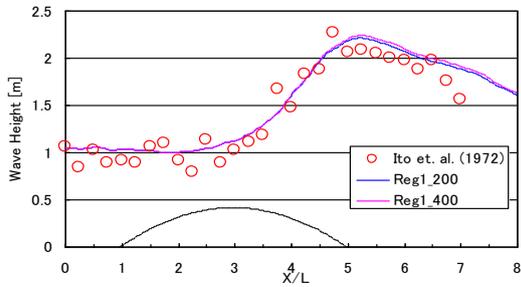


(a) 測線A-A'

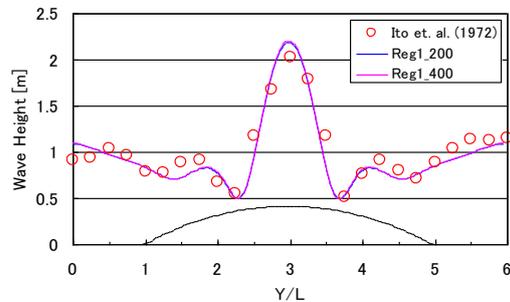


(b) 測線B-B'

図-3.2.3 Ver4.6c4で計算した規則波（波高1.0m、周期5.1s）の波高分布（球面浅瀬）（非碎波）

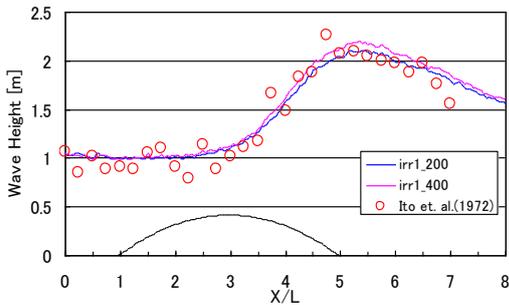


(a) 測線A-A'

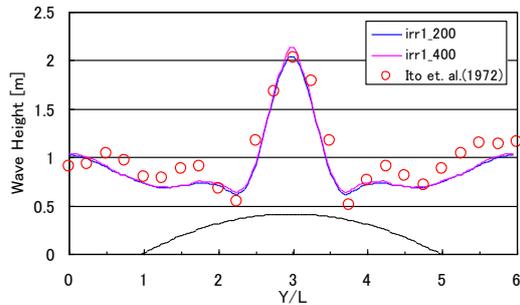


(b) 測線B-B'

図-3.2.4 Ver4.6c5aで計算した規則波（波高1.0m、周期5.1s）の波高分布（球面浅瀬）（非碎波）

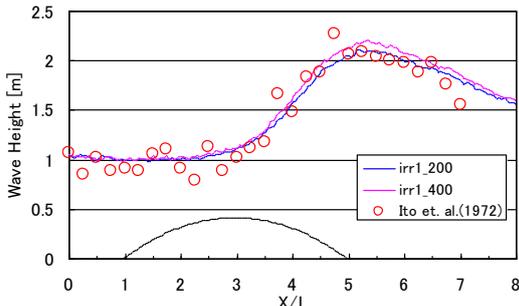


(a) 測線A-A'

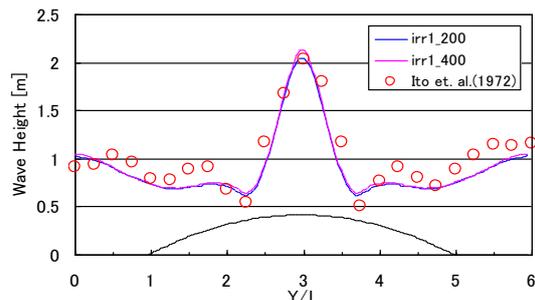


(b) 測線B-B'

図-3.2.5 Ver4.6c4で計算した不規則波（波高1.0m、周期5.1s）の波高分布（球面浅瀬）（非碎波）



(a) 測線A-A'



(b) 測線B-B'

図-3.2.6 Ver4.6c5aで計算した不規則波（波高1.0m、周期5.1s）の波高分布（球面浅瀬）（非碎波）

たブネスク方程式で取り扱うには少々厳しい条件であるが、基礎方程式に分散特性の修正項が導入されたNOWT-PARIにおいては、差分間隔を密にすることで安定に計算することが可能である。すなわち、差分格子間隔は $\Delta x=2\text{m}$ 、差分時間間隔は、差分計算の違いをみるために $\Delta t=T/200$ 、 $T/400$ の2種類とした。

以下では、非碎波条件、碎波条件のそれぞれについて、実験で得られた波高分布（○印）に対する計算結果（実線）を示す。ここで、測線A-A'は球面浅瀬の頂点を通る岸沖方向の直線、測線B-B'は球面浅瀬の岸側端に接する沿岸方向の直線である。

なお、計算結果では2種類の波高（HAKOUおよび

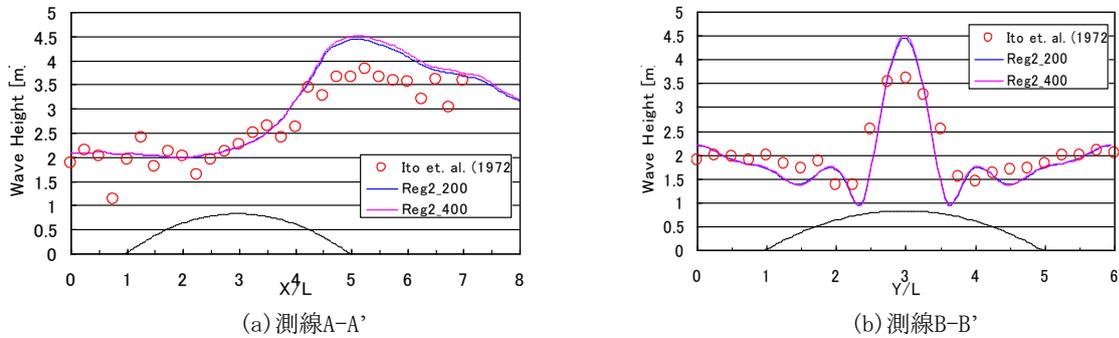


図-3.2.7 Ver4.6c4で計算した規則波（波高2.0m、周期5.1s）の波高分布（球面浅瀬）（碎波）

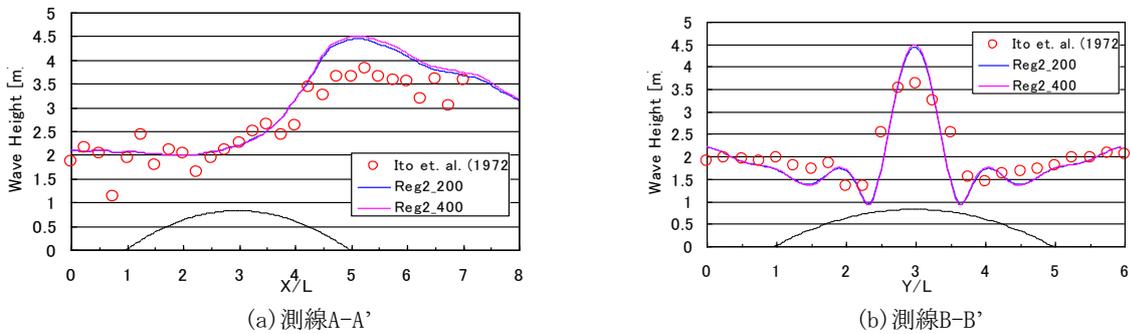


図-3.2.8 Ver4.6c5aで計算した規則波（波高2.0m、周期5.1s）の波高分布（球面浅瀬）（碎波）

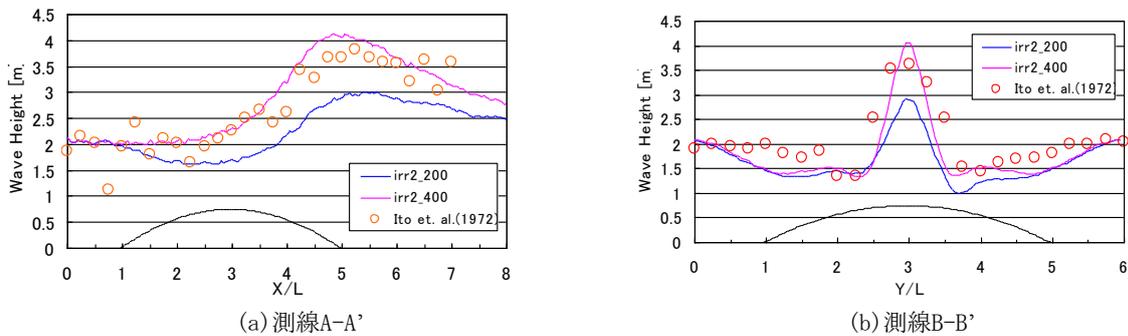


図-3.2.9 Ver4.6c4で計算した不規則波（波高2.0m、周期5.1s）の波高分布（球面浅瀬）（碎波）

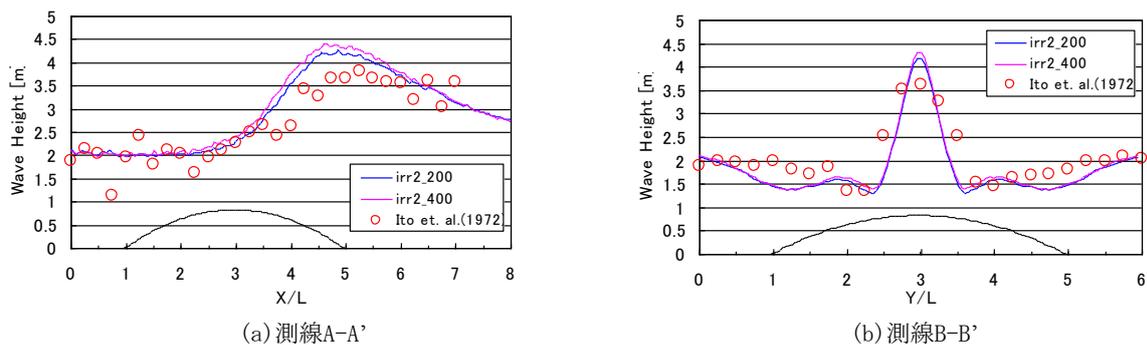


図-3.2.10 Ver4.6c5aで計算した不規則波（波高2.0m、周期5.1s）の波高分布（球面浅瀬）（碎波）

HRMS) が得られているが、各計算結果で両者の差異はほとんど認められなかったため、ここではゼロアップクロス法により算定された波高HAKOUについて示している。

(a) 非碎波時 (波高1m, 周期5.1s) の波高分布

規則波を用いた再現計算結果のうち、Ver4.6c4による計算結果を図-3.2.3に、Ver4.6c5aによる計算結果を図-3.2.4に示す。各図とも、異なる Δt に対して計算した結果をあわせて示しているが、両者の差異はほとんどなく、かつ実験結果ともよく一致していることから、 $\Delta t=T/200$ によって十分な精度の差分計算が行えていることがわかる。また、両図の差異を認めることは難しい。これらのことから、非碎波条件においては、Ver4.6c4とVer4.6c5aのそれぞれによる計算結果の違いはなく、プログラム修正が、計算終了時の波高分布に与える影響はないと考えてよいと思われる。

さらに、規則波で得られた実験結果に対し、不規則波による再現計算を行った結果でも、規則波と同様、2種類の波高出力、差分時間間隔、プログラム修正の有無、による違いは認められなかった(図-3.2.5および図-3.2.6)。

(b) 碎波時 (波高2m, 周期5.1s) の波高分布

規則波を用いた再現計算結果のうち、Ver4.6c4による計算結果を図-3.2.7に、Ver4.6c5aによる計算結果を図-3.2.8に示す。波高を2mとしたことを除き、差分時間間隔等のその他の計算条件は非碎波時のものと全く同様である。実験結果と比較していずれの計算結果も、球面浅瀬背後の波高が過大に算定されていることがわかる。そして、この原因は碎波モデルにあると推測される。すなわち、Ver4.6c5aを含めた現在の公開版NOWT-PARIで導入されている碎波モデルでは、碎波の判定、および碎波減衰を生じさせる渦動粘性係数の算定において、碎波位置の海底勾配は正(次第に浅くなる)であることが想定されている。逆に言えば、水平床上や逆勾配斜面上で生じる碎波は取り扱えない。ところが、球面浅瀬場で生じる碎波位置は、屈折変形により波向線が交差する球面浅瀬背後であり、この付近での海底勾配は逆勾配か水平床である。したがって、実際には碎波が確認される条件であっても、プログラム上は碎波計算が実施されないため、実験結果に比べ大きな波高が算定されたと考えられる。そして、計算上は非碎波である以上、とくに碎波計算部分に対して行ったプログラム修正の効果は確認できない。そのため、Ver4.6c4とVer4.6c5aによる計算結果の違いに関する考察は、非碎波時のものと同様である。

一方、不規則波を用いた計算結果では、差分時間間隔およびプログラム修正の有無による違いが現れた(図-3.2.9および図-3.2.10)。すなわち、修正前のVer4.6c4による計算結果のうち、差分時間間隔を $\Delta t=T/200$ として得られた波高分布は、球面浅瀬の沖側斜面上で急激に減少し、球面浅瀬背後ではレンズ効果によって波高が増大するものの、実験結果や

$\Delta t=T/400$ として得られた計算結果よりもかなり小さな波高が算定された。この主な原因は誤った碎波判定にあると思われる。すなわち、Ver4.6c4においては水位や水平流速の算定時刻の統一が不十分であったために、 Δt が粗く、不規則波の個々波の周期が比較的短い場合にその影響が顕著となり、球面浅瀬の沖側斜面上で誤った碎波判定がなされたものと思われる。そして、碎波計算部分における各変量の算定時刻のずれによって、渦動粘性係数の算定精度も低下していることが懸念される。一方、 $\Delta t=T/400$ としたときは誤って碎波判定する回数が少なかったと推測される。また、各変量の算定時刻を統一したVer4.6c5aでは、 $\Delta t=T/200$ であっても碎波判定を誤ることなく、 $\Delta t=T/400$ とした計算結果と同様な波高分布を算定できた。つまり、プログラムの修正効果が現れた一例として捉えることができる。

なお、Ver4.6c5aまで採用している碎波モデルとは異なり、碎波判定に鉛直方向圧力勾配を用い、渦動粘性係数の算定に、段波によるエネルギー逸散を乱れの生成項とした乱流モデルを用いた新たな碎波モデルでは、水平床上や逆勾配斜面上で生じる碎波や碎波減衰過程をも計算することができる。これを組み込んだNOWT-PARI Ver5.2b以降のモデルで碎波時の球面浅瀬上の波高分布を算定したところ、伊藤ら(1972)による碎波時の実験結果をもほぼ再現する計算結果が得られることを確認している。

(2) 1/20斜面上の波高・平均水位分布

球面浅瀬場を対象とした波浪変形計算では、現行の碎波モデル特性のために碎波計算を実行できず、碎波計算部分に対するプログラム修正の効果を直接的に確認することができなかつた。そこで、ここでは現行の碎波モデルの適用が想定される、一様勾配斜面上の浅水・碎波変形計算を行い、合田(1975)による碎波帯内波高の略算式に対して計算結果を比較した。すなわち、斜面勾配は1/20とし、沖波波高が1mとなるよう入射波高を調整して水深20mから規則波を入射させた。周期は6, 8, 10, 12sの4種類とし、簡単のため差分時間間隔はすべて $\Delta t=0.025s$ とした。なお差分格子間隔は $\Delta x=2m$ とした。

以下ではそれぞれ、Ver4.6c4、Ver4.6c4d(流速振幅の定義のみを修正したもの)、Ver4.6c5aを用いて得られた、1/20勾配斜面上の波高分布および平均水位分布を、合田(1975)の略算式による波高分布とあわせて示す。なお、計算によって得られる波高分布はゼロアップクロス法による平均波高 H_{ave} とモーメント法による $Erms*2.8$ の2種類である。また、平均水位 E_{avg} はトレンド算定法によって得られる計算終了時の平均水位である。

まず、Ver4.6c4による計算結果を図-3.2.11に示す。いずれの周期による計算結果も、図-3.2.1(b)と同様、とくに波が非線形化する領域において、モーメント法による $Erms*2.8$ に比べゼロアップクロス法による H_{ave} のほうが、略算式による波高分布を

うまく再現できていることがわかる。しかし、周期6, 8sでは計算波高Haveが岸側で減衰するようすが

確認できない。これは、波形勾配が大きい波の非線形浅水変形を計算することが困難なため、斜面岸側

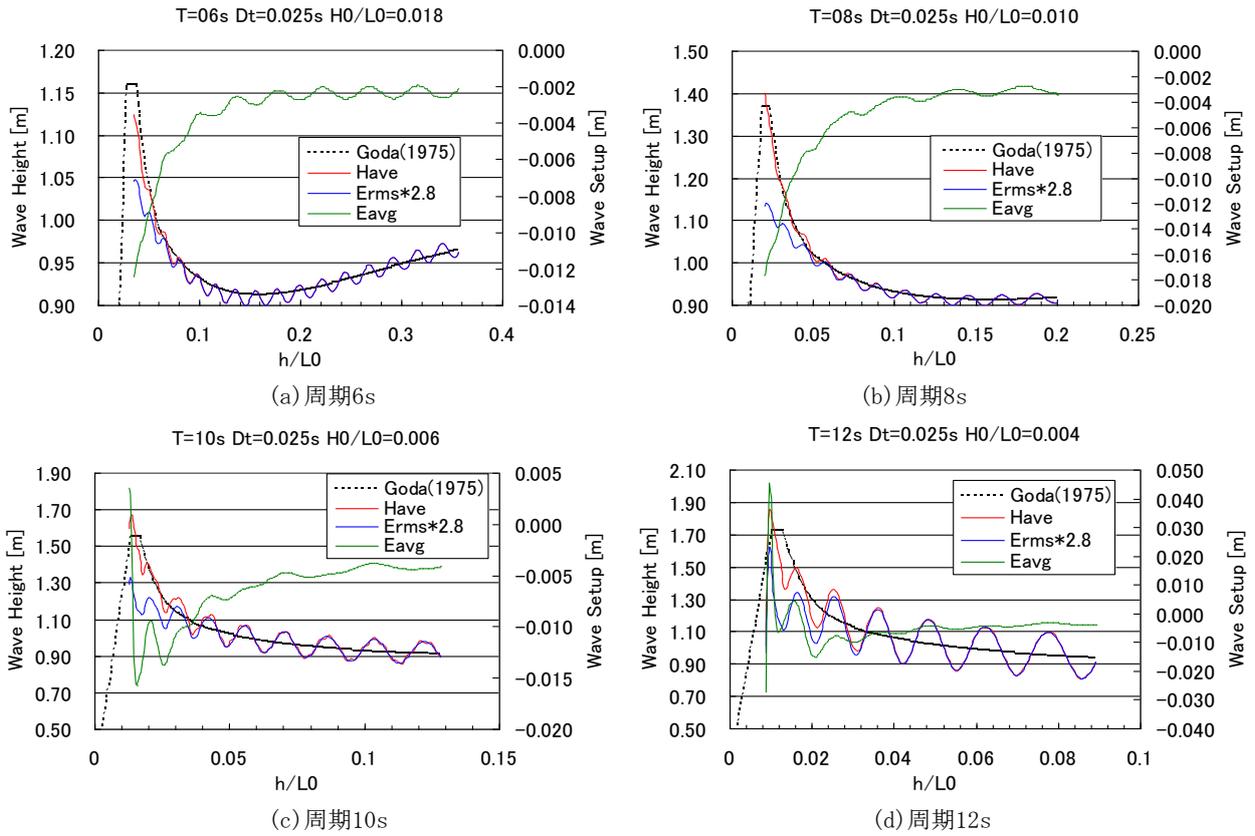


図-3.2.11 Ver4.6c4で計算した規則波（波高1.0m、周期6, 8, 10, 12s）の波高分布（1/20勾配斜面）

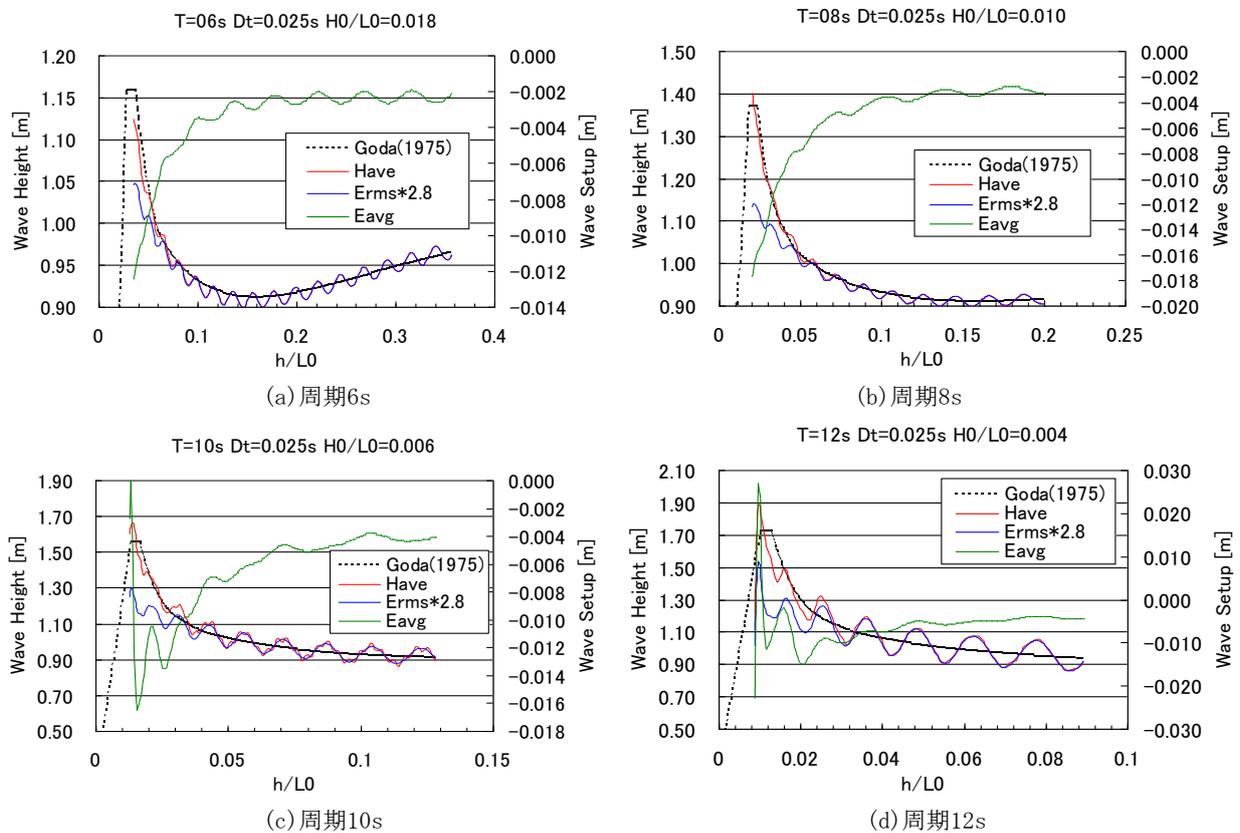


図-3.2.12 Ver4.6c4で計算した規則波（波高1.0m、周期6, 8, 10, 12s）の波高分布（1/20勾配斜面）

端に接続した最小水深（周期の違いによらず2m）部に達するまでに、砕波変形が生じなかったためと考えられる。したがってこれらの計算ケースでは、砕波計算は実行されていない。一方、周期10, 12sでは、岸側で計算波高Haveが減衰し、これにあわせて平均水位Eavgが下降から上昇へ転じていることから、この付近で砕波変形が生じていることが確認できる。

つぎに、Ver4.6c4dによる計算結果を図-3.2.12に示す。計算結果である2種類の波高および平均水位の変化傾向や略算式の再現性などは、Ver4.6c4とほぼ同様であり、両者の違いは容易には見て取れない。しかしながら、斜面上における計算波高分布の振動に着目すると、Ver4.6c4dではVer4.6c4に比べ、砕波が生じるケースにおいて振幅が小さくなっていることがわかる。そもそも、この振動は砕波が生じない周期6, 8sのときにもみられることから、入射波と斜面からの反射波による部分重複波を示しているものと思われるが、砕波計算部分の渦動粘性係数の算定に係わる、流速振幅の定義の修正によって振幅が変化することから、砕波計算によっても何らかの反射波が生じていることが疑われる。そして、Ver4.6c4dにおいて渦動粘性係数が小さく算定されると振幅も小さくなることから、砕波計算時に生じる反射波は、砕波減衰を生じさせる水平拡散項によって発生していると考えられる。すなわち、現在の砕波モデルでは、渦動粘性係数の空間分布は単調増加から単調減少に転ずるよう設定されているものの、時間分布は砕波判定がなされる時刻に集中して

いる（平山・平石，2004）ために、水平拡散項によって波エネルギーを急激に減衰させるときに反射波が発生していると推測される。なお、乱流モデルを用いた新たな砕波モデルでは、乱流モデルの解として得られる渦動粘性係数の時空間分布は非常に滑らかであるため、砕波計算による反射波の発生がかなり抑制されると思われる。実際に計算したところ、斜面による反射波が原因と思われる部分重複波が観察されるのみで、斜面上の波高分布の振動は非常に小さくなることを確認した（逆に、現行の砕波モデルを用いた計算結果にみられる波高分布の振動は、砕波計算で発生する反射波によるものが支配的であり、今後何らかの改善が必要であると思われる）。

最後に、Ver4.6c5aによる計算結果を図-3.2.13に示す。まず波高について、これらの結果は流速振幅の定義のみ修正したVer4.6c4dによる計算結果（図-3.2.12）とほとんど変わりなく、両者の差異を確認することは非常に困難である。これらの結果から、Ver4.6c4における各変量の算定時刻の僅かなずれは、砕波判定の精度や渦動粘性係数の算定精度に大きく影響するような差分条件において、その影響が顕著に現れると考えられる。一方、Ver4.6c5aで算定された平均水位Eavgは、Ver4.6c4, Ver4.6c4dで得られたものに比べ、斜面全体に渡って倍近い平均水位の低下が生じていることがわかる。これらは平均水位の算定法を修正した効果によるものであり、修正前では計算初期のゼロ水位の影響により過小評価されていたと考えられる。

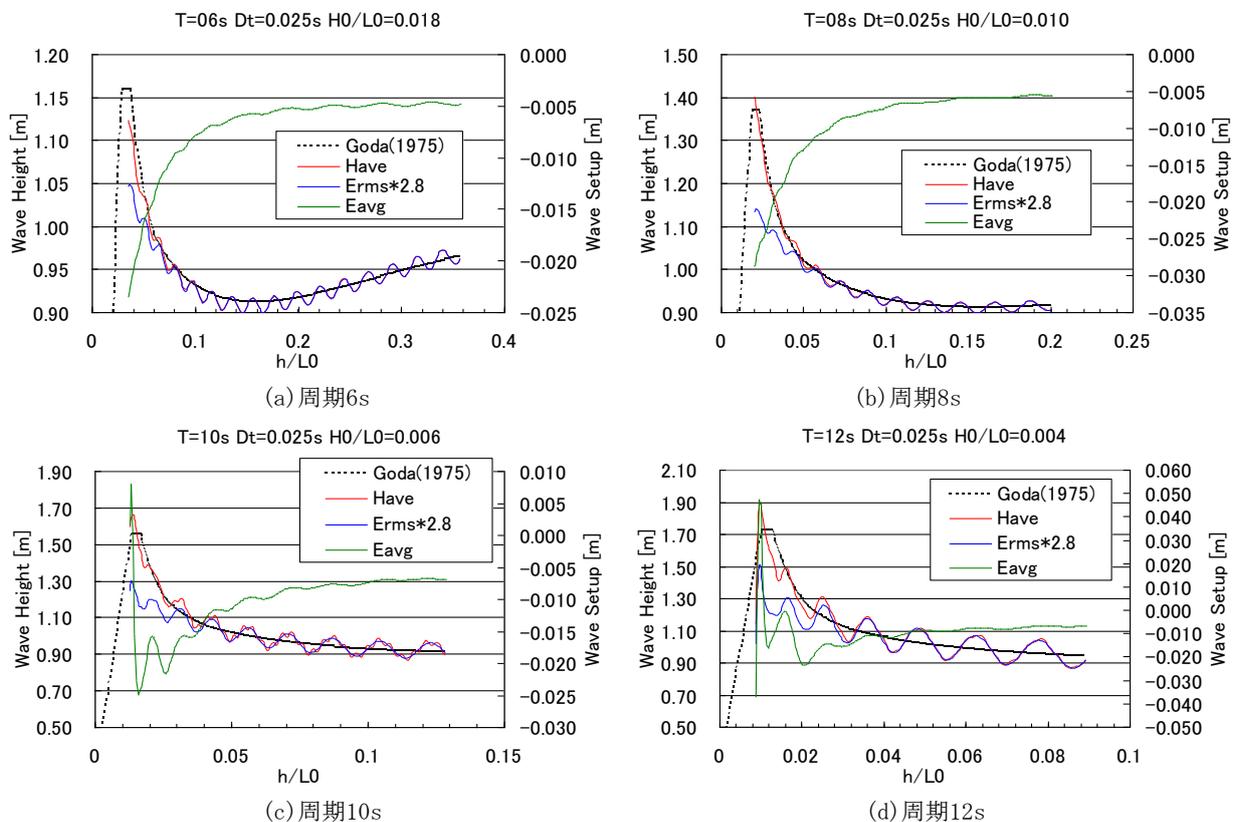


図-3.2.13 Ver4.6c5aで計算した規則波（波高1.0m、周期6, 8, 10, 12s）の波高分布（1/20勾配斜面）

3.2.3 現地リーフ地形における修正効果の検証

前段の3.2.2では、球面浅瀬などのモデル地形に対して、Ver4.6c4における砕波計算コードおよび平均水位と波高の算定法を修正した効果が検証された。ところが、特に平均水位や波高の算出法を修正した効果は、計算の発散を防ぐために設定する最小水深よりも浅い海域（砕波帯内）において、より顕著に現れると考えられる。そこで本節では、極浅海域での波の砕波・遡上変形も計算可能な、乱れエネルギーの生成項に時間発展型のBoreモデルを適用した乱流モデルに基づく砕波モデルと、汀線移動や海底面の露出を許容する遡上モデルを導入にしたVer5.2b（平山・平石，2004，2005）を用い、現地リーフ地形上の波高分布に対する算定法の修正効果を検証する。すなわち、Ver5.2bと、さらにVer5.2bに対して平均水位で波高を補正するよう修正されたVer5.2cを使用して、リーフ地形上およびその周辺の波浪変形計算を行い、沿岸方向の4測線上で得られた波高分布と平均水位分布を比較した。なお、平均水位の算定法について、Ver5.2bでは既に、TSVEからTENDまでの水位変動を算術平均して平均水位EAVG2を算出するよう改善されているため、ここでは平均水位による波高の補正効果を中心に検証する。また、Ver5.2bによる計算結果は平山ら（2006）において紹介されたものと同様である。

計算の再現対象とした模型実験は、多方向不規則造波装置を備えた長さ30m、幅18m、深さ1m（有効実験体積）の平面水槽に、現地量で水深-60m以浅のリーフ地形を模型縮尺1/150で再現して、リーフ周辺の波浪・水理特性を調べた。なお、模型実験の記述には基本的に現地量を示すこととした。

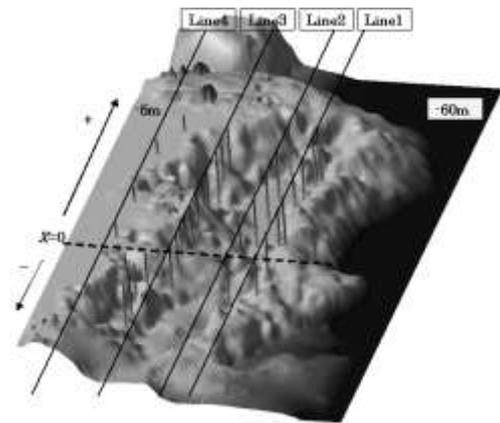


図-3.2.14 実験と計算範囲の鳥瞰図

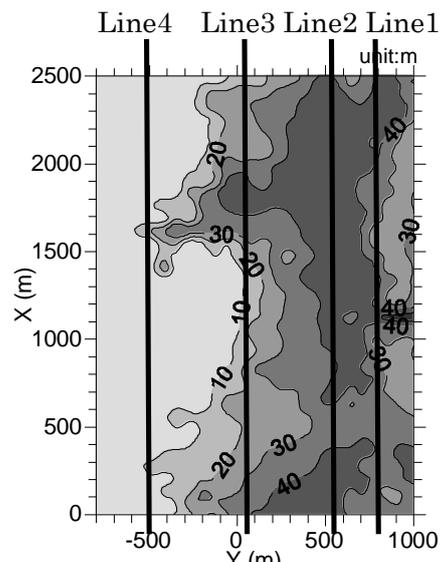
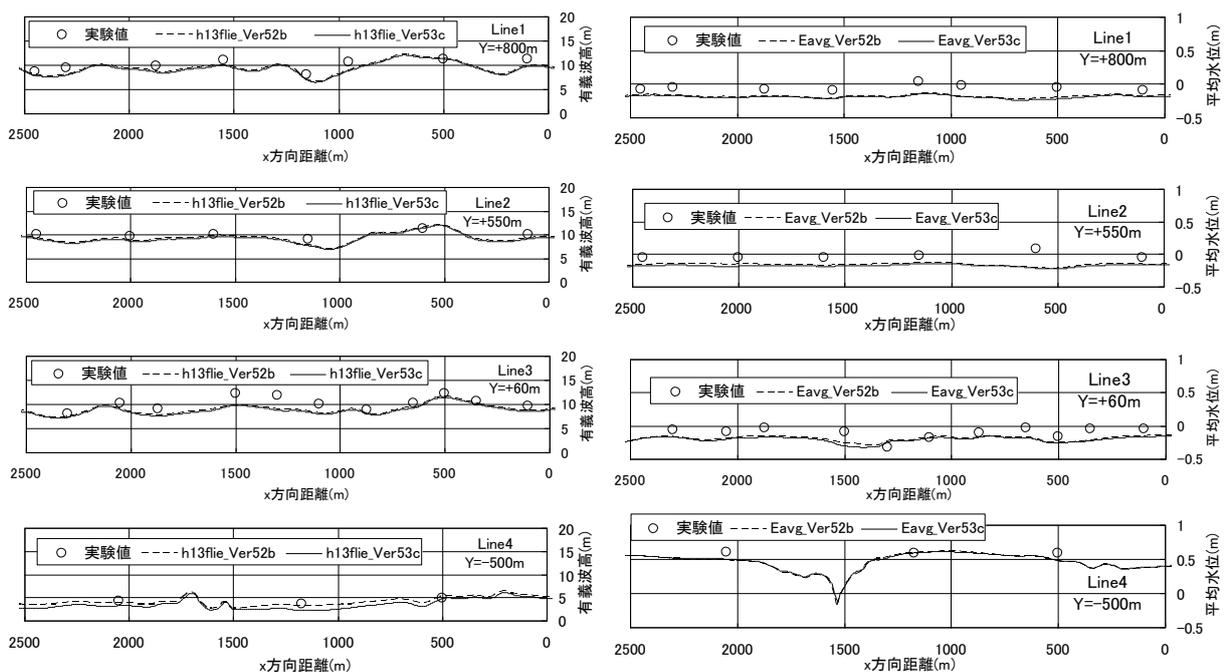


図-3.2.15 等深線図と4測線の定義



(a) 波高HRMS分布の比較 (b) 平均水位の比較
図-3.2.16 現地リーフ上の波浪変形実験に対する再現計算結果(有義波高と平均水位)

再現計算は、現地のH.W.L.に相当する潮位+2.16mとし、有義波高 $H_{1/3}=10.2\text{m}$ 、有義波周期 $T_{1/3}=14.9\text{s}$ 、方向集中度 $S_{\text{max}}=25$ の多方向不規則波を、Y軸に対して反時計回りに+10.5度の主波向きで入射させた場合の実験結果に対する再現計算を実施した。

図-3.2.14は、実験と計算に用いた範囲を示した鳥瞰図である。また図-3.2.15は、実験と計算の対象範囲から沿岸方向 $X=2500\text{m}$ 、岸沖方向 $Y=1800\text{m}$ を抜き出して平面的な等深線図であり、合わせて波高分布と平均水位分布を抽出した4測線の位置を示す。

(1) リーフ地形周辺の波高HRMSと平均水位の分布

図-3.2.16は、現地リーフ地形を用いた波浪変形実験結果と再現計算結果を示したものであり、左図は波高HRMS分布、右図は平均水位分布である。ここで、波高HRMSはTSVE後の水位Eの二乗平均値に係数4.004を乗じて得たものである。ただし、Ver5.2bでは平均水位の補正を行わずに波高HRMS2を求めたのに対し、Ver5.2cでは式(1)を用いて平均水位を補正して波高HRMSを求めた。

実験結果では、リーフ崖から沖側に位置するLine1から3で、海底地形によって屈折変形や浅水変形が生じ、沿岸方向に波高の変化が認められる。またリーフ内のLine4では、砕波して段波状になった波が、砕波による乱れの継続やリーフ上の海底摩擦によって波高が5m程度以下に減衰した。また平均水位は、沖側の測線であるLine1から3で静水面よりやや低下し、リーフ内のLine4では60cm程度上昇している。これは、段波状にリーフに流れ込んだ水塊によってリーフ内で平均水位上昇が生じた、ウェーブセットアップによるものと考えられる。

次に、Ver5.2bとVer5.2cで算定したリーフ沖のLine1とLine2上の波高分布はともに、海底地形の影響による沿岸方向の変化を非常によく再現しているものの、平均水位の低下は実験結果よりもやや過大に算定された。一方、リーフ崖に沿ったLine3上でみられる、砕波直前の非線形な波高増大やそれに伴う平均水位の低下についてはやや過小に算定された。しかしながら、リーフ内のLine4上では、砕波後の波高減衰や平均水位上昇に関して、計算値と実験値はいずれもよく一致した。さらに、 $X=1500\text{m}$ 付近のリーフの切れ目では、残念ながら実験値は取得されていないけれども、砕波せずに進入した波による波高の高まりや、それに伴う平均水位の低下なども算定されていることがわかる。

さらに、Ver5.2bとVer5.2cで得られた計算結果をより詳細に比較すると、平均水位の変化量が小さいLine1とLine2上では、Ver5.2cによる波高HRMSがVer5.2bによる波高HRMS2に比べてやや小さくなるものの、両者はほぼ一致している。これに対して、砕波直前の非線形な波高増大に伴って平均水位が低下するLine3上や、砕波して段波状になった波が流入して平均水位が上昇するLine4上では、平均水位による補正を行ったHRMSは、行わないHRMS2に比べて

小さい値へ修正されている。特に、リーフ内のLine4上で平均水位上昇量が50cmを越える $X=500\sim 1300\text{m}$ や $X=2000\sim 2500\text{m}$ 付近では算定法の修正による波高値の減少量が大きく、平均水位による補正効果が顕著に現れた。なお、図-3.2.16(b)に示した平均水位の計算結果は、Ver5.2bではTSVE時刻からTEND時刻までを算術平均して得たEAVG2、Ver5.2cでは計算開始100波以降に直線近似式を適用して推定したEAVGであるが、少なくとも計算終了時には、いずれの測線上においても両者は比較的良好に一致している。

(2) リーフ地形周辺の波高HAKOUの分布

図-3.2.17は、現地リーフ上の波浪変形実験に対する再現計算結果のうち、ゼロアップクロス法で求めた波高の平均値に係数1.597を乗じた波高HAKOU分布を示したものである。ここで、波高HAKOU算定時のゼロアップクロス線となる平均水位は、Ver5.2bでは計算開始直後からの水位Eの算術平均によって算定されるのに対し(EAVG3)、Ver5.2cでは、計算開始後100波を境として、これを越えるまでは平均水位EAVG3、それ以降は前100波分の水位Eによる直線近似式(付6)によって算定されている(EAVG)。

このようにVer5.2cでは、各時刻におけるゼロアップクロス線がより正確に設定できるよう修正されたが、今回対象としたリーフ地形においては、波高HAKOUの算定精度に与える影響は僅かであり、波高HRMSを算定した際にLine4上で認められたようなVer5.2bとの顕著な差は認められなかった。

なお、非線形性が強く現れるリーフ崖付近のLine3やリーフ内のLine4上で算定されたHRMSとHAKOUを比較すると、HAKOUの方が大きく、より実験値に近い値となった(図は省略)。一方、リーフ沖のLine1とLine2上では、両者はほぼ同程度であった。

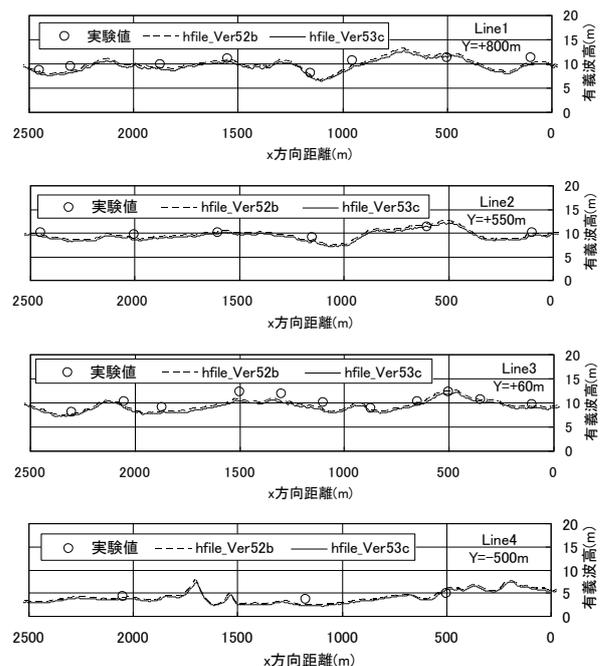


図-3.2.17 現地リーフ上の波浪変形実験に対する再現計算結果(波高HAKOU分布)

3.2.4 平均波向および波速算定の試み

3.2.1(6)で述べたように、Ver4.6c5aでは微小振幅波理論あるいは共分散法を用いて、平均波向および波速を算定する2つの手法を導入している。ここでは、球面浅瀬上の非碎波時（波高1m, 周期5.1s, $\Delta t=T/200$ ）の規則波の波浪変形を対象として、これらの手法により算定された波速ベクトルと波向角の分布を比較する。2つの手法による算定結果をそれぞれ図-3.2.18および図-3.1.19に示す。

微小振幅波理論を用いた平山・峯村（2005）の方法では、長波の波速を超える波速が算定された場合には平均処理から除かれるため、これが頻発する海域では、波速が過小評価される、または全く算定されないことが起こる。図-3.2.18において、波速ベクトルが表示されない部分や、波向角のコンター線が非常に混んだ部分（波向が算定されていない海域の周辺）があるのはこのためである。

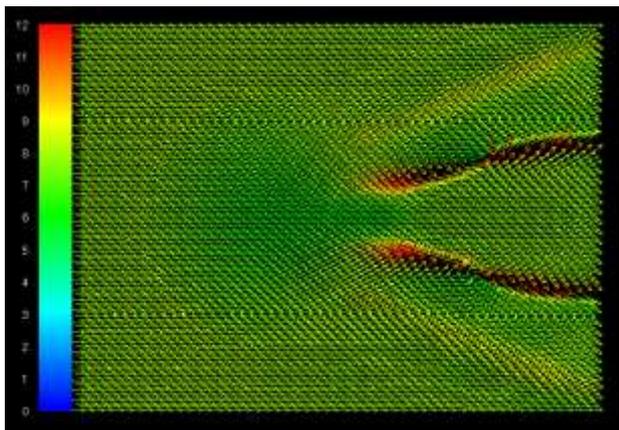
一方、共分散法による方法では、まず平均波向角が算定される。この分布は微小振幅波理論による結果と比較的よく一致しているが、波向線が交差する海域周辺でも算定することができるため、より滑らかな波向分布が得られている。しかしながら、別途

算定された周期分布を分散関係式に代入して得られる波速分布は、微小振幅波理論による結果と大きく異なっている。なお、水面波形勾配の共分散を用いた場合には、それぞれのモーメントから直接波速を算定できる可能性があり、共分散法による波速ベクトルの算定法は今後修正されることが想定される。

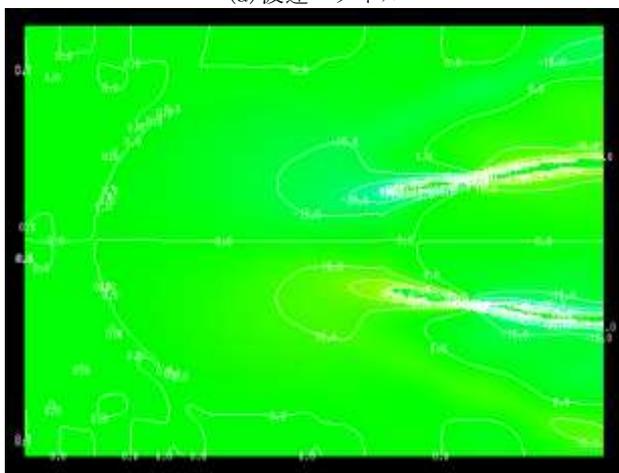
実海域などでは防波堤や護岸等による波の反射が頻繁に生じるが、このような入反射波共存場の平均波向を正しく算定することなども今後の課題である。

3.2.5 まとめ

本稿では、Ver4.6c4に対するプログラム修正項目とその解説、および簡単なテスト計算を実施して明らかとなった、それらの修正効果の検証結果についてとりまとめた。さらに、新たに導入した平均波向や波速の算定例を示した。これらの修正および機能追加はVer4.6c5aにおいて実施され、その成果品は今回のブシネス勉強会において関係者に配布される予定である。最後に、Ver4.6c5aのリリースを促したVer4.6c4に対するご質問やBug情報のご提供、ならびに貴重なご意見や活発な議論をお寄せいただいた勉強会メンバー各位に、謝意を表します。

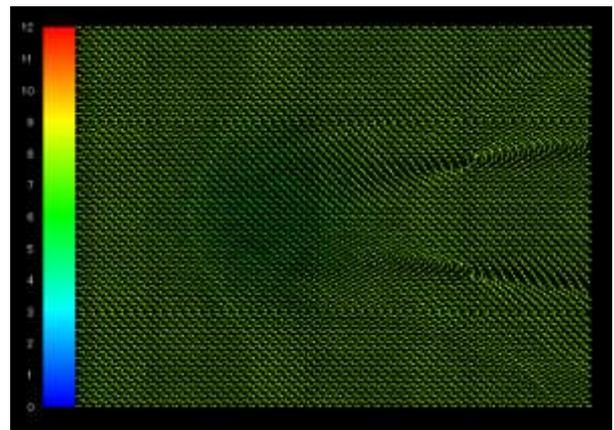


(a) 波速ベクトル

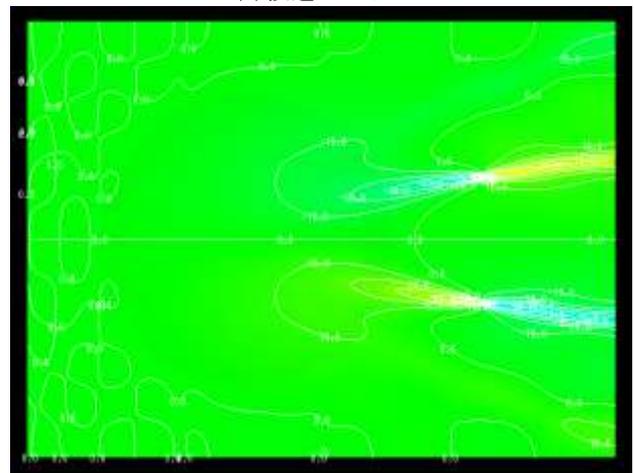


(b) 波向角

図-3.2.18 微小振幅波理論を用いた波速ベクトルおよび波向角の算定結果（球面浅瀬，波高1.0m，周期5.1s）



(a) 波速ベクトル



(b) 波向角

図-3.2.19 共分散法と周期を用いた波速ベクトルおよび波向角の算定結果（球面浅瀬，波高1.0m，周期5.1s）

参考文献

- 1) 伊藤喜行・谷本勝利・山本庄一：波向線交差領域における波高分布—数値波動解析法の応用—，港湾技術研究所報告，第11巻，第3号，pp. 87-109, 1972.
- 2) 合田良実：浅海域における波浪の砕波変形，港研報告，第14巻，第3号，pp.59-106, 1975.
- 3) 合田良実：共分散法を用いた波向推定方式の数値的検討，港湾技術研究所報告，第20巻，第3号，pp. 53-92, 1981.
- 4) 合田良実：港湾構造物の耐波設計（増補改訂第2刷），鹿島出版会，pp. 228-229, 1991.
- 5) 佐藤慎司・M. Kabiling：Boussinesq方程式を用いた三次元海浜変形の数値計算，海岸工学論文集，第40巻，pp. 386-390, 1993.
- 6) 平山克也・平石哲也：ブシネスクモデルに適した砕波減衰モデル導入のための一考察，海洋開発論文集，Vol. 20, pp. 851-856, 2004.
- 7) 平山克也・峯村浩治：河口部における波高増幅率の簡易算定手法，海洋開発論文集，第21巻，pp. 313-318, 2005.
- 8) 平山克也・平石哲也：ブシネスクモデルによる砕波・遡上計算法とその適用性，海工論文集，第51巻，pp. 11-15, 2004.
- 9) 平山克也・平石哲也：平面2次元ブシネスクモデルによる砕波・遡上計算法の開発と現地適用，海工論文集，第52巻，pp. 11-15, 2005.
- 10) 平山克也・長谷川準三・南靖彦：リーフ上とその周辺の波による流れ場の形成に関する数値計算とその検証，海洋開発論文集，第22巻，pp. 247-252, 2006.

付録：平均水位のトレンド算定法

合田（1991）による波形観測データの平均水位の補正法にならい，平均水位のトレンド（直線変化）を算定するデータ個数を N として次式を定義する。

$$\bar{\eta} = A_0 + A_1 n \quad : \quad n=1,2,\dots,N \quad (\text{付1})$$

ここに，

$$A_0 = \frac{N_2 Y_0 - N_1 Y_1}{N_0 N_2 - N_1^2} \quad A_1 = \frac{N_0 Y_1 - N_1 Y_0}{N_0 N_2 - N_1^2} \quad (\text{付2})$$

$$N_r = \sum_{n=1}^N n^r \quad Y_r = \sum_{n=1}^N n^r \eta_n \quad (\text{付3})$$

ここで，時刻 $n+1$ の水位を η_{n+1} と書くと，時刻 n および時刻 $n+1$ における直前の N 個の総和は，それぞれ次式で与えられる。なお，*は時刻 $n+1$ を示す。

$$Y_0 = \sum_{n=1}^N \eta_n \quad Y_0^* = \sum_{n=1}^N \eta_{n+1} \quad (\text{付4})$$

このとき Y_0^* を， $Y_0^* = Y_0 + \eta_{N+1} - \eta_1$ として得るためには常に N 個前の η_1 を保存しておく必要がある。ところが，この間の平均水位の変化が式（付1）で近似できるとすると， Y_0^* は次式のように書き換えることができる。

$$Y_0^* = \frac{\bar{\eta}_2 + \bar{\eta}_{N+1}}{2} N \quad : \quad \begin{cases} \bar{\eta}_2 = A_0 + A_1 \cdot 2 \\ \bar{\eta}_{N+1} = A_0 + A_1 \cdot (N+1) \end{cases} \quad (\text{付5})$$

つまり，時刻 $n+1$ における直前の N 区間の水位変動に対する平均水位は次式で与えられる。

$$\bar{\eta}^* = \frac{Y_0^*}{N} = \frac{\bar{\eta}_2 + \bar{\eta}_{N+1}}{2} \quad (\text{付6})$$

同様に，時刻 n および時刻 $n+1$ における Y_1 および Y_1^* は，それぞれ次式で与えられる。

$$Y_1 = \sum_{n=1}^N n \eta_n \quad Y_1^* = \sum_{n=1}^N n \eta_{n+1} \quad (\text{付7})$$

式（付7）をまとめて整理すると， Y_1^* は次式で与えられることがわかる。

$$Y_1^* = Y_1 - Y_0 + N \eta_{N+1} \quad (\text{付8})$$

ここで，時刻 $n+1$ において Y_0 ， Y_1 および η_{N+1} はすべて既知であるから，式（付8）から Y_1^* を得ることができる。

すると，時刻 $n+1$ の水位 η_{n+1} を反映した新たな平均水位のトレンド直線の切片 A_0 および傾き A_1 は， $Y_0 \leftarrow Y_0^*$ ， $Y_1 \leftarrow Y_1^*$ と置き換えることにより式（付2）で与えられる。これらを式（付5）に代入して上記の手順を繰り返すことにより，各時刻における直前の N 区間の水位変動に対する平均水位を得ることができる。

4. 波浪観測に関する研究紹介（GPS波浪計の全国展開によるナウファスの再構築）

(1) はじめに

スマトラ沖地震津波を契機に津波監視網の構築の必要性が強く認識されている。地震波の伝播速度は津波より速いので、津波発生の可能性に関する第1報は地震観測データによらざるを得ない。しかし、地震の揺れと津波とは1:1に対応しないため、いわゆる空振り警報が多く発令され、実際の避難を促しにくい状況が生じているのが現状である。このため、直接観測された津波波形記録を活用し、情報の信頼性を高めることが重要となる。警報解除の判断にあたっては、観測データに基づく合理的な根拠が求められる。永井ら¹⁾は、沖合・沿岸・オンサイトといったさまざまな津波観測機器の特徴を踏まえて、これらの観測機器を組み合わせた総合的な津波観測網の構築にあたって、システムの基本設計を試みた。

なかでも、沖合水面変動記録をリアルタイム処理し津波を自動的に即時に抽出するシステムの構築は緊急に必要であり、清水ら²⁾は、過去に観測された津波の周波数特性を考慮し、フィルター長前後1分以内という限られた時間内に、最も合理的に周期の短い波浪成分を除去する数値フィルターについて検討した。また、天文潮汐や異常潮位等の津波より周期の長い長周期成分の除去法に関しても、実際の観測事例をもとに、そのアルゴリズムを検討した。

実際に、沖合で水面変動を観測する観測器として、GPSブイが開発されている。GPSブイは、ブイ頂部に位置するGPS受信機の下および水平2成分位置座標を、RTK-GPS法によってcm精度で毎秒計測することが可能であり、比較的周期の短い風浪から、周期の長い津波・高潮・潮汐まで、きわめて広範囲な周期帯の海面変動計測が可能である特徴を有している。そこで、大水深GPSブイと、近傍の浅海域に設置された海底設置式波浪計との観測結果の比較検討を通じて、ブイ動揺特性を考慮した大水深波浪観測データ処理システムの構築が進められている（清水ら³⁾）。

本章は、上記1)-3)の論文の要旨を整理したものであり、大水深GPSブイを活用した波浪・津波観測網の将来像を提言し、波浪・津波観測データのリアルタイム処理フローをとりまとめたものである。

(2) 津波観測網の構築

(a) 既存の観測装置

表-4.1 は、観測ポイント毎に想定される津波波形観測機器の分類を示したものである。津波の観測機器は、水深 50m を超える大水深海域、水深 50m 以下の沿岸浅海域および海岸線近傍のオンサイトポイント（岸壁前面または陸域）といった、観測ポイントによって分類可能である。ここで、水深 50m という基準は、人間による海底作業限界水深であり、定期的に清掃を要する海底設置センサーの設置限界

と考えられている水深である。

全国港湾海洋波浪情報網（ナウファス）は、沿岸浅海域における海底設置式波浪計ネットワークとして構築され、近年発生した津波に関して沖合の波形記録の観測に成功している⁴⁾。海象計⁵⁾は、常時波浪の方向スペクトル観測や沖合での潮位観測を単一の海底設置式センサーで実現した、ナウファスネットワークにおける中心的な計測機器である。

従来の海底設置式水圧式津波計の問題点を解消したシステムが、GPS津波計測システムである。RTK法を用いた陸上基地局との比較観測によって、GPSブイが陸上基地局から 20km 以内に設置されれば、1cm の精度で、毎秒のブイの上下変動を計測することができるので、適切な数値ローパスフィルターによって波浪による短周期成分を除去すれば、リアルタイムで周期数分から数十分の津波波形を検出することが可能であり、大水深海域でのリアルタイム津波監視を可能としたシステムである。潮汐による沖合水位変動や、比較的周期の長い波浪観測にも有効に機能することが、大船渡沖や室戸沖の観測結果から明らかにされている^{1), 6)}。

岸壁前面または陸域のオンサイト津波観測は、センサーの設置や維持が沖合観測に比べて簡易かつ安価であり、かつ直接的な津波の影響把握ができる長所を有しているため、沖合津波観測に併設して津波監視ネットワークを構築することが望ましい。

表-4.1 想定される津波波形観測機器の分類

設置位置	センサー	計測項目	括弧内の計測項目の課題
大水深(50m以上)	GPSブイ	波浪・津波・高潮・潮位	
	海底水圧計	津波・(高潮)・(潮位)	気圧・水温等補正
浅海域(50m以下)	海底超音波または水圧計	波浪・津波・高潮・潮位	
沿岸(岸壁前面)	井戸内フロート	(津波)・高潮・潮位	井戸周波数応答特性
陸域	超音波または水圧計	前面波・津波・高潮・潮位	
	水圧計またはステップ計	越波・遡上津波	

(b) ナウファスによる沖合津波観測

我が国沿岸の津波観測ネットワークのあり方を検討する際、既存観測網の評価が第一歩となる。ナウファス（全国港湾海洋波浪情報網）として運用されている、既存沿岸波浪観測網の適用性と限界を明らかにし、どのような観測網の増強が必要かを明らかにすることが、必要最小限の予算で津波観測網を構築するために、きわめて重要である。

図-4.1 は、既存の沿岸波浪計が、津波が沿岸に来襲する何分前に沖合での津波波形を捉えることが可能かを、試算した結果である。海底勾配が緩やかで水深が浅い海域が沖合いに存在する場合には、既存システムの改良で 10 分以上前における津波検知が可能である。しかし、急勾配な海底地形を有する北海道南西海岸、三陸沿岸、東海沿岸、紀伊半島沿岸、四国太平洋岸、南西諸島沖縄沿岸などでは、多くの既存ナウファス波浪計では、津波事前検知時間は 5 分未満にとどまり、より沖合にGPSブイなどの大水深津波計の配置が望まれる。

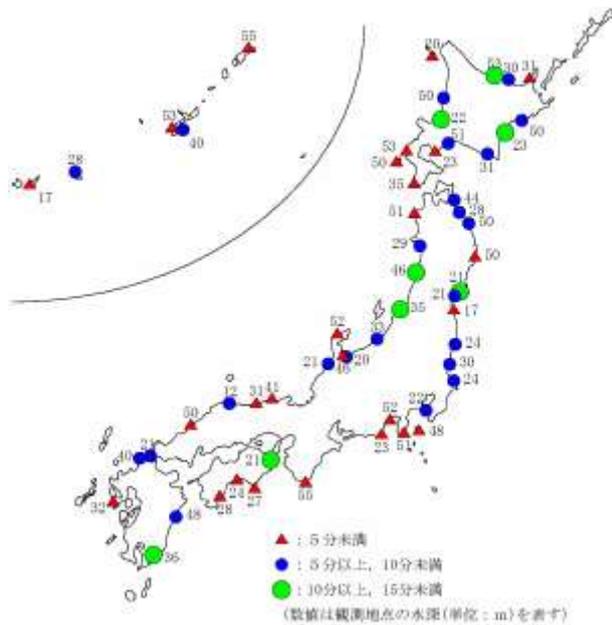


図-4.1 既設波浪観測点から沿岸への津波伝播時間

(c) 沿岸・オンサイト観測の組み合わせ

ここでは、沖合とオンサイトの観測を組み合わせたシステムの重要性を示す。例として 2004 年東海道沖地震津波来襲時の複合観測結果を以下に示す。図-4.2 は、室戸岬沖 GPS ブイ(水深 100m)、室津港沖 ナウファス超音波式波高計(水深 27m)および室戸岬検潮所における、波形記録を、あわせて示したものである。津波の第 1 波の極大偏差を見ると、GPS ブイでは 0:31 に 10cm、海底設置波浪計では 0:32 に 22cm、港内検潮器では 0:40 に 32cm を示し、沖合では港内より 8~10 分程度早く津波を観測することが改めて実測データから示されるとともに、沖合から港内にかけての津波の増幅も明らかにされた。

図-4.3 は、3 観測点の周波数スペクトルを比較したものである。沖合では双峰型のスペクトル形状が見られたが、検潮所では周期の短い (0.013Hz : 約 8 分周期) ピークの増幅が著しく、スペクトルは単峰型となっている。このことは、室戸岬漁港内においては、周期 8 分程度の海面変動が増幅されやすい共振周期となっていることを意味している。

このように沖合・沿岸・オンサイトの観測を組み合わせることによって、津波の特性をより精緻に把握することができることを示す。ただし、既存検潮記録は、固有の井戸周波数応答特性を有しており、周期の短い津波高を過小評価する恐れがあることには注意が必要である。

(3) 津波波形の抽出

(a) 津波データの処理フロー

図-4.4 に津波データの処理フローを示す。図-4.5 は、津波波形記録の観測と情報表示の時間的な経過概念を示したものである。図中の波形観測記録

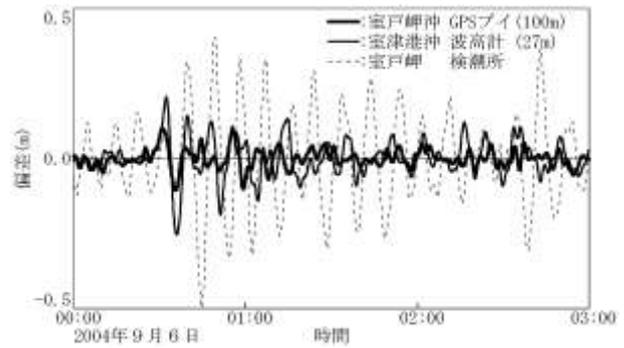


図-4.2 2004 年東海道沖地震津波波形記録

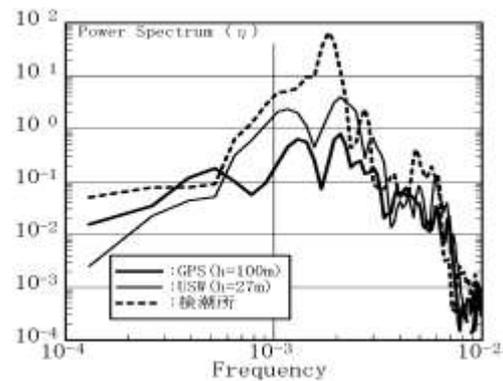


図-4.3 津波の周波数スペクトル応答

は、数値的なローパスフィルターによって波浪等の短周期成分を除去し、あらかじめ予測可能な天文潮汐成分を除去した、いわゆる潮位偏差成分を示した沖合水位経時変化図を意味している。

津波の周期は、初期波源域の空間スケールによって決まるが、マグニチュード 8 クラスの大型地震の場合、40 分を超えることも多い。津波観測波形を完全に把握してからの情報発信では、防災情報としては、遅くなりすぎる。このため、津波データセンターからの津波観測情報の発信は、①偏差が閾値を超えた場合の津波観測第 1 報、②はじめの極大水位 (引き波から始まる津波の場合は極小水位) を検出した時点での第 2 報、津波波形の第 1 波の山と谷を捉え、③第 1 波の波高と周期が明らかになった時点での第 3 報、というように時間を追って、段階的に精度が高まっていく情報発信法を提案する。

第 1 報は、言うまでもなく、住民にいち早く危険を知らせるための情報である。津波の高さは正確にはわからなくても、閾値以上の偏差が観測された場合には、速やかな情報発信が必要である。閾値の設定は沖と沿岸の応答関数を根拠にするべきであるが、応答関数は周波数によって異なるため、津波の周期がわかる前には、推定が困難である。このため、この時点では、津波高は水深 1/4 乗に逆比例する断面近似を用いて設定した。

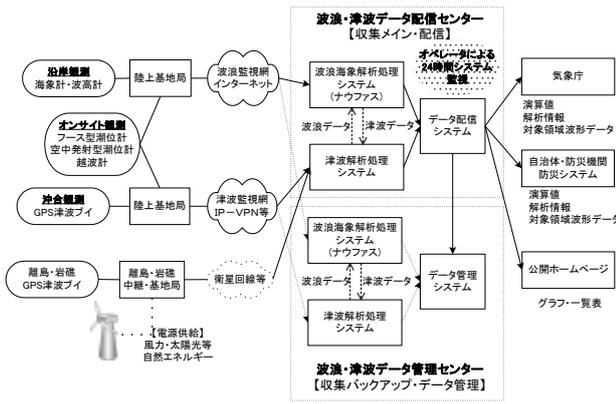


図-4.4 津波データセンターのシステム

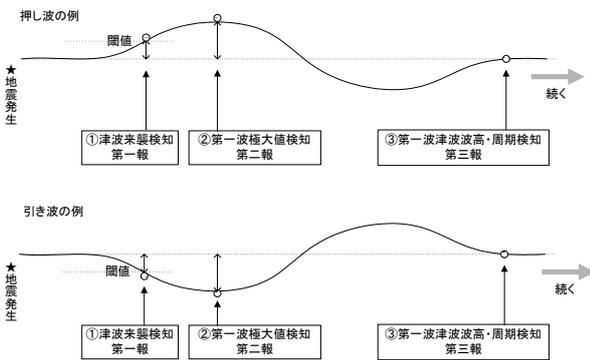


図-4.5 津波観測データの処理判定フロー

津波高が水深の 1/2 を超えた時点で碎波すると仮定し、沿岸における最大津波高が 1m を超えると予想される場合（すなわち水深 2m で津波偏差が 1m を超えると予想される沖合での偏差閾値とする場合）に第 1 報を発信するとすれば、

- ・ 津波計水深が 10m なら 偏差 65cm を閾値
- ・ 津波計水深が 20m なら 偏差 55cm を閾値
- ・ 津波計水深が 50m なら 偏差 45cm を閾値
- ・ 津波計水深が 100m なら 偏差 35cm を閾値
- ・ 津波計水深が 200m なら 偏差 30cm を閾値

とするような設定が考えられる。ただし、津波伝播過程における屈折等の影響で、津波高は局所的な変化が大きい。このため、上記の閾値は、観測点位置毎に適切な値を検討しなければならない。

第 2 報の段階でも、やはり、津波の周期はまだわからないが、津波高は水深 1/4 乗に逆比例する断面近似を行なうことによって、沿岸での最大津波偏差の予測が一応可能となる時点である。第 1 報によって避難を始めた避難者が、どの程度の高所まで避難すればよいかを判断する目安となる情報として、第 2 報以降も重要である。

(b) 数値フィルターの開発

沖合での早期津波検知が目的なので、フィルター処理に時間をかけられない。ここでは、沖合で10分程度早く津波を検知できるメリットを活かした情報

発信を目標とするため、フィルター長としては±60s以下、すなわち、遅れ時間を1分間以下とすることを与条件として検討を行なった。

数値フィルター形状は、インパルス応答とも言われる。すなわち、インパルス信号を入力波形記録とし、任意形状の数値フィルターをかけた出力波形記録は、フィルター形状そのものとなるからである。逆に、数値フィルター形状がインパルス関数である場合、入力波形と出力波形は一致する。言い換えれば、インパルス形状のフィルターは、すべての周波数を透過させる周波数応答特性をもったフィルターである。

一般に、フィルター形状と周波数応答関数とは、フーリエ変換・逆変換の関係として整理される。ここで、入力波形としての時系列データ $X(i)$ に対して、フィルター長を $\pm M$ とする数値フィルター ($H(i)$, $i = -M$ から $+M$ まで) をかける場合を考える。ここに、 i と M は整数である。 M が十分に大きい値である場合（フィルター長が十分に長い場合）、 $i = 0$ の場合だけ H は値を有し、それ以外の i に対しては H がゼロとなるインパルス応答関数 H は、次式で表現できる。

$$H(i) = A \sum_{j=1}^M \cos\left(\frac{(2j-1)\pi \cdot i}{2M}\right) \quad (1)$$

ここに、 n はフーリエ変換の項数を示しており、 i は $-M$ から M までの値をとる。すなわち、式(1)は、もっとも低周波（長周期）成分である $j=1$ の成分（周期が $2M$ ）から、もっとも高周波（短周期）成分である $j=M$ の成分（いわゆるナイキスト周波数と呼ばれるデータサンプリング間隔の 2 倍周期）までの三角関数の和として、すべての周波数をそのまま透過させるインパルス形状フィルターを表現することができることを意味している。なお、式(1)の右辺に乘じられている A は、正規化のための係数である。

十分に長いフィルター長を設定できれば、任意の周波数応答特性を有する数値フィルターを設定することは、理論的に可能である。しかしながら、津波抽出フィルターの設計にあたっては、強くその即時性が求められるので、十分なフィルター長の確保が困難である。前述したように、±60s といったフィルター長の中で、周期 5 分以下の比較的短周期の成分をより効果的に除去することができるフィルターの選定が重要である。図-4.6 は、以下の 4 種類のフィルター形を想定して周波数応答関数を計算したものである。

- ① 単純移動平均フィルター
- ② 式(1)の第 1 項だけの COS 型フィルター²⁾
- ③ ナウファス長周期波フィルター⁷⁾
- ④ ハミングフィルター²⁾

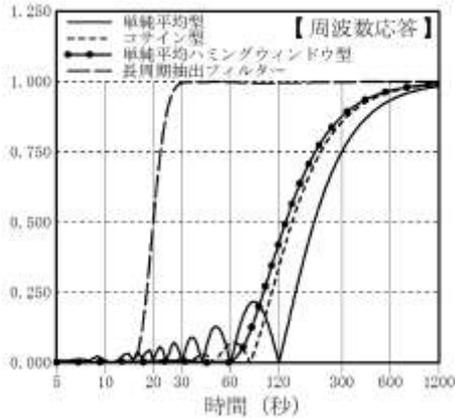


図-4.6 4種類の数値フィルターの周波数応答

(C) 天文潮および異常潮位等の長周期成分除去

津波成分の正しい抽出のためには、波浪等の津波よりも周期の短い成分を除去すると同時に、天文潮汐等のより周期の長い津波以外の成因を有する変動成分をリアルタイム処理で除去する必要がある。

図-4.7は、実測データから主要4分潮の調和常数算定を可能とする入力データの最短期間を検討した事例である。検討対象としたデータは、前出の有義波高が3~4mという比較的高波浪条件の中で、室戸岬沖水深100mのGPSブイが捉えた2004年東海道沖地震津波波形の観測時のものである。

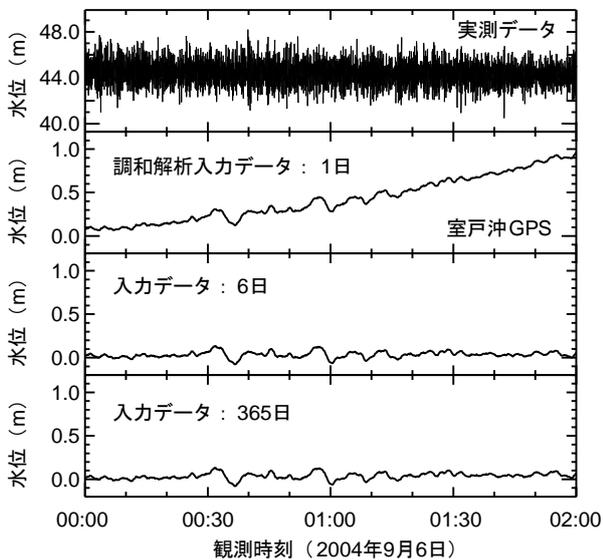


図-4.7 調和解析入力データ数に応じた抽出波形

図では、直前の1日分、6日分、および365日分のデータをもとに主要4分潮の振幅と遅角(位相)といった調和常数を、観測時を追って最小自乗法によって算定し、津波波形の抽出を行った。津波以外の成因による潮汐偏差成分の除去としては、直前12時間の平均水位を実測と一致させるようにして行った。なお、波浪等の短周期成分の除去は、前節で紹

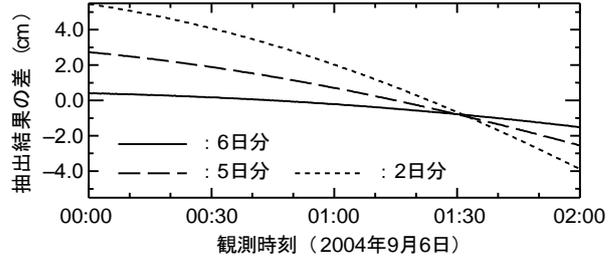


図-4.8 入力データ日数別の抽出波形水位の差

介した、④の±60sの単純移動平均にハミングウィンドウをかけたフィルターを採用した。

図より、入力データ1日分では天文潮位が正確に予測できていないため、津波波形の抽出ができていないが、6日分の情報があれば、365日分の結果と同等の抽出結果を与えていることがわかる。

調和解析への具体的な入力データ日数を検討するため、短期間を入力データを用いた抽出波形から、365日分を入力データを用いた抽出波形を差し引いた結果(差)を図-4.8に示す。図には、入力データとして2日分、5日分、6日分を示している。図より、点線で示す入力データ2日分の予測潮位を用いた場合の差は、最大で約5cmであり、津波第1波の最大偏差時(6日, 0:31)には約4cmとなっている。一方、実線で示す入力データ6日分の予測潮位を用いた場合の差は1cm以下で、津波第1波の最大偏差時(6日, 0:31)での差は殆ど無い。これらの結果より、津波波形抽出に用いる主要4分潮算定に必要なとされる調和解析入力データの最短期間は6日程度を設定すれば、実用上問題はないものと考えられる。

(4) GPSブイによる波浪観測情報の活用

GPSブイの試験機は、2004年4月に、図-4.9に示す室戸岬沖13km、水深100m地点に設置された(Katoら;2005)。同海域近傍では、全国港湾海洋波浪情報網(ナウファス)の一環として、室津港沖2km、水深27m地点において、海底設置式超音波式波高計(USW)および流速計型波向計(CWD)による定常波浪観測が2004年10月まで行われていた。これらの波浪・津波観測システムは、2004年9月5日から6日にかけての東海道沖地震津波や10月20日の台風0423号近接時の高波の観測に成功しており、GPSブイによる観測システムの有効性を証明すると共に、大水深沖合から浅海域を経て港内に至る津波の伝播特性の解明や、高波浪時での沖波のスペクトル特性の解明にあたって、貴重な観測情報を提供している。

そして、ブイの動揺特性を配慮した上で、表-4.2に示すように周期帯を区分し、全国港湾海洋波浪情報網で用いられているスペクトル解析に基づく周期帯波浪情報表記が解析結果として示されている。また各周期帯の運動軌跡をもとに波向の判定も可能である。

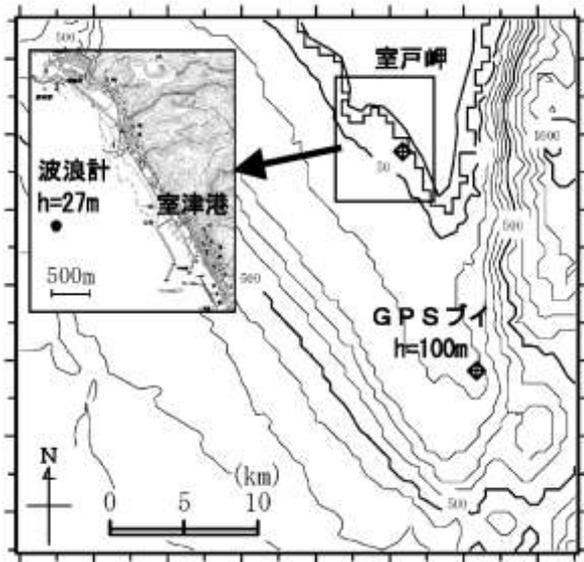


図-4.9 観測位置図

表-4.2 周期帯の区分

表記	周期帯	周波数帯
f1	30s以上	0.031Hz以下
f2	15~30s	0.039~0.063Hz
f3	10~15s	0.070~0.094Hz
f4	8~10s	0.102~0.125Hz
f5	6~8s	0.133~0.164Hz
f6	6s以下	0.172Hz以上

図-4.10は、これまでの検討を経てとりまとめた、GPSブイによるデータ解析フローを示したものである。大水深沖合に設置されるGPSブイは、①津波監視（概ね周期300s以上の長周期成分波形監視）、②常時の長周期波浪監視（概ね周期30~300sの周期帯成分波形）および、③周期30s以下の風浪の監視を、それぞれ並行して同時に行うこととした。

風浪の解析としては、ゼロアップクロス法による波別解析と、スペクトル解析による周期帯解析を、並行して実施することを提案した。波向は、周期帯解析の中で周期6~30sの範囲である、f2, f3, f4, f5の波向を、それぞれの周期帯毎に、整理しとりまとめることとした。

(5) まとめ

本章では、ナウファス波浪観測網を活用した沖合津波観測および警報ネットワークの構築について最近の事例を示した。特に、津波波形を抽出し、短時間で定量的な津波予測を出力できるフローならびにGPSブイを利用した波浪観測情報の処理法を概説した。

最後に、GPSブイの全国展開が津波災害の軽減に貢献することを願うと共に、波浪観測網の拡充および維持に係わる関係の皆様に深く謝意を表す。

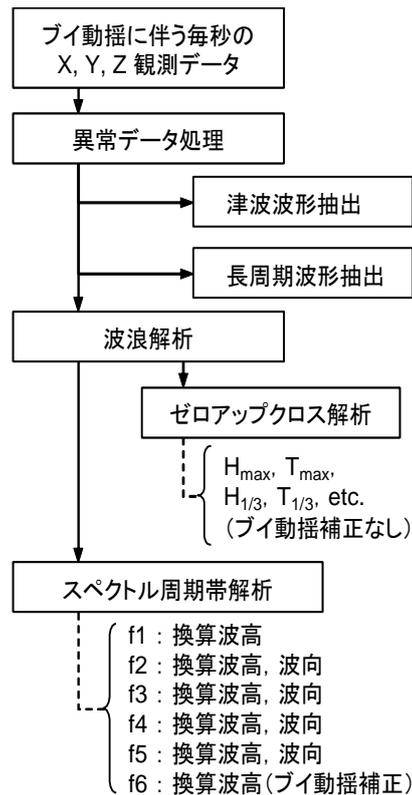


図-4.10 データ処理フロー

参考文献

- 1)永井紀彦・加藤照之・額田恭史・泉裕明・寺田幸博・三井正雄：沖合・沿岸・オンサイト観測を組み合わせた津波観測網に関する提言，土木学会，海洋開発論文集第21巻，pp.61-66，2005。
- 2)清水勝義・永井紀彦・李在炯・泉裕明・岩崎峯夫・藤田孝：沖合水面変動記録を用いた津波成分即時抽出法に関する研究，土木学会，海洋開発論文集第22巻，pp.523-528，2006。
- 3)清水勝義・永井紀彦・里見茂・李在炯・久高将信・藤田孝：ブイ動揺特性を考慮した大水深波浪観測データ処理システムの構築，土木学会，海岸工学論文集第53巻，pp.1406-1410，2006。
- 4)永井紀彦・小川英明：平成15年（2003年）十勝沖地震津波波形の特性，港湾空港技術研究所資料 No.1070，92p.，2004。
- 5)橋本典明・永井紀彦・高山知司・高橋智晴・三井正雄・磯部憲雄・鈴木敏夫：水中超音波のドップラー効果を応用した海象計の開発，海岸工学論文集第42巻，土木学会，pp.1081-1085，1995。
- 6)永井紀彦・小川英明・寺田幸博・加藤照之・久高将信：GPSブイによる沖合の波浪・津波・潮位観測，海岸工学論文集第50巻，土木学会，pp.1411-1415，2003。
- 7)永井紀彦・橋本典明・川口浩二・佐藤和敏・菅原一晃：ナウファスの連続観測化による我国沿岸の長周期波の観測，港湾技術研究所報告第38巻第1号，pp.29-69，1999。

付録 : 勉強会議事録

2. NOWT-PARI の適用事例

2.1 複雑なリーフ地形における波浪変形

中島：リーフ地形での波浪変形計算に使用した時間間隔はいくつですか。

回答：数値計算は担当していないこともあり、資料を確認して後日連絡する。

糸井：平均水位などの比較で実験結果に比べて計算結果が小さくなる原因はなにか。

回答：模型実験と数値計算の境界処理の違いと考える。実験では、側方境界を壁としているのに対して、計算では透過条件として行ったためと考える。

平山コメント：複雑なリーフ地形では砕波がポイントになる。現在リリースされている砕波モデルは、一定斜面の正勾配で砕波することを想定している。リーフ内で窪みなどがあると、本来は砕波し渦が継続して減衰するところを、計算では砕波が途中で止まる。砕波量が実験結果に比べて計算では少なくなる。さらに、砕波が少ないとリーフ上の水位上昇が少なくなることや、長周期波の発生波高が抑えられる場合がある。現在の砕波モデルの限界ではないかと考える。

2.2 港外波浪のスペクトル形状を考慮した港内波浪の推定

西井：図-4では港外と港内の周波数スペクトルの違いを示している。多方向の斜め入射波が来襲すると、干渉効果によって低周波側にスパイクを示すことがあるけれども、この点について確認されたか？

回答：特に干渉については確認していない。

糸井：図-8についてですが、まず反対方向から来る波を除去するために、±90度以外のエネルギーを除去する。その後、稼働率の算定の直前で風による発生波を加えている。沖側で反対方向から来る波成分が風波に相当する港内発生波であると考えられないでしょうか？

回答：これは、港外の段階で反対方向の波を除去する。除去して残ったエネルギーが港口から流入することを意味する。それとは別に、港内で発生した波を後で加えている。

糸井：港外で除去した波と港内で加えた波は、関係ないと考えているということですか。

回答：基本的に独立と考える。港外で反対方向に向いている波は、例えば防波堤による反射波であれば港内への入射波には寄与していないと考える。

2.3 長周期波再現計算の適用における基礎的な検討

永井：実際のスペクトルでは、長周期領域中心部のピーク周期はどのくらいになることが多いか？

回答：志布志の場合は概略60~100秒が船舶の固有周期になり、来襲波も同じくらいになる。ただし、来襲波浪と船舶との詳細な検討は、今後実施する。

宮本：このようなシステムを作成する目的はなにか？

回答：まず、観測データを用いてモデルの精度を上げる。その後、外郭施設で制御するか係留施設で制御するかの対策につながる。例としては、岸壁にある工夫をして強震を抑えることも考えている。このシステムは、長周期波対策を検討するツールとしたい。対策

工の比較検討も実施したい。

平山：隅角部で水位が上がる現象では、重複波として波高がそれほど大きくないのに、なぜか発散して止まるという問題があるけれども、このようなことが起きていたかもしれない。このように異常な発散で終了する場合には、スポンジ層を入れて発散を抑えることができるということで非常に勉強になった。

回答：これ以外にも、造波板から少し離れた個所で発散することが多く、原因がわかっていない。

平山：重複波領域と同じ現象ではないかと考える。4.6 β ではスポンジ層のエネルギー吸収項は一次であり、最新のバージョン4.6c4では3次の吸収項を用いている。1次の吸収項では、 θ や波の周期の違いによって反射率が全然変わるという問題があった。それに対して3次の項をつけることで基本的には水深波長比とスポンジ層厚の関係で反射率が決まる。1次の吸収項では、 θ を0.5から1にすることがいいと思う。高次の項では、 θ を2.0とすればスポンジ層と波長の関係が1対1になるので、お使いになる時はその点ご注意ください

回答：ありがとうございました。

2.4 透過型防波堤を考慮した長周期波計算

成毛：計算に透過防波堤を取り入れる場合に1メッシュのスポンジ層を取り入れているけれども、スポンジ層の反射率については検討しているか？

回答：透過率の算定が目的であるため、反射率については検討していない。なお、透過防波堤は幅50mであるので、スポンジ層は50m分になるように設定した計算した。

松嶋：表4に30秒～300秒の標準スペクトルと記述されているけれども、それはフラットタイプであるか？

回答：そうです。

松嶋：透過率については、防波堤に対して真っ直ぐ入る場合と斜め入射する場合には違いが生じると考えられるけれども、その点の検証はされたか？

回答：波向きによって透過率が変わると思われるけれども、その点に関する検討は実施していない。

平石コメント：波向きによって透過率は大きくは変わらないと思う。

平山コメント：4.6 β では、スポンジ層が一次になるけれども、その時の各係数はいくつにしたか、確認する必要がある。

3. ブシネスクモデルの修正点とその検証

3.1 平均水位上昇量を考慮した波高および波向算定方法の提案

三上：緩和時間が周期に対して短いと長周期の水位変動が発生するとのことであるけれども、緩和時間の設定方法に対する考え方はあるか？

回答：サーフビートを確認したい場合や波高が高い場合には、緩和時間を長めに設定することをお勧めする。特に、具体的な設定方法の提案までには至っていない。

平石：ブシネスクで計算された長周期波は、拘束波ですか、自由波ですか。

回答：沖では拘束波成分があるけれども、それが港内で増幅されている部分も含まれている。

平石：それに加えて、自由長波が緩起動の長さによって、造波境界から出てくるということですか。

回答：はい。

3.2 ブシネスクモデル(NOWT-PARI Ver4.6c4)に対する主な修正事項とその解説および効果の検証

稲垣：水位データが計算時間すべて求められているのであれば、波高を求める際にレーリー分布を仮定する必要はないと考える。なぜ、レーリー分布を仮定しているのか？

回答：ブシネスクモデルは、計算途中にも多くのステップ、メモリーを使用しているため、できるだけ計算負荷を小さくしたい。波高を求める際に、波高の並び替えやその作業のためのメモリー使用を抑えるために、レーリー分布を仮定している。

成毛：今回の修正で砕波の計算ステップが倍になっているけれども、計算時間はどの程度長くなったか？

回答：今回の検討では、砕波の計算回数による計算時間の違いは確認していない。ただし、計算時間は長くなると考える。

平石コメント：今後 NOWT-PARI を使用する場合にはバージョンの明記をお願いします。

4. 波浪観測に関する研究紹介(GPS 波浪計の全国展開によるナウファスの再構築)

宮本：波浪・津波観測は地点数が増えるとのことですが、どこで実施するのか？

回答：波浪・津波観測については港湾事業の一環として進めている。国土交通省港湾局として明確に何地点と公式に話したわけではありません。あくまでも研究者チームとしての望ましい姿は提案しているけれども、実際には予算上の制約や、多くの問題がある。まだ全体像が見えていないけれども、宮城県沖、岩手県沖、高知県沖では既に、GPS ブイの設置が始まっている。さらに近畿地方整備局や中部地方整備局でも検討が進められているので、18年度、19年度中ぐらいに6、7点ぐらいは入る見込みとなっている。20年度以降のことは、今の段階では不明である。

5. まとめ

NOWT-PARI Ver.4.6βがリリースされてから8年が経過し、18年度には Ver4.6c5a が新たにリリースされました。本バージョンでは、勉強会メンバーの皆様から多くの指摘事項や議論を重ねた結果、演算の安定性や計算精度の向上に寄与するプログラムの修正がなされました。今後も、多くの場で本モデルを活用いただき、新たに知られた知見や活用法などを本勉強会でご報告いただけると幸いです。

以下に、平成18年度ビジネス勉強会においてご報告のあった主な結論を示し、まとめに代えさせていただきます。

- ①現在の砕波モデルでは、一定斜面の正勾配で砕波することを想定しているため、リーフ内で窪みなどがある場合では、本来は砕波し渦が継続して減衰するところを、計算では砕波が途中で止まることから、砕波量が実験結果に比べて少なくなることが指摘された。
- ②港外のスペクトル形状と港内発生波を考慮した港内波浪推定法が提案された。本手法により計算された秋田港港内における静穏度を観測値から求めたものと比較した結果、非常によく一致したことから、提案された手法は実用に適していることがわかった。
- ③長周期波を対象とした波浪場を再現する際に使用するスポンジ層は、Ver4.6β版を用いる場合には最も長い入射波長に対して1.0波長程度に設定するとよいことがわかった。
- ④陸側境界付近で発生する水位上昇の主原因は、移流項や圧力項ではなく線流量の処理方法にあると考えられる。この場合には、状況に応じて薄いスポンジ層を設定することで水位上昇を抑制することが可能である。
- ⑤計算上で透過型防波堤を考慮する場合には、防波堤にエネルギー吸収帯を設けて吸収係数を調整することにより、任意の透過率を有する防波堤を設定することが可能である。
- ⑥周期30秒程度の長周期波を対象とする場合には、10mから20m程度の格子間隔を設定する必要がある。
- ⑦新たにリリースされた Ver4.6c5a の修正項目とその解説と、テスト計算を実施し、修正効果の検証がなされた。さらに、本バージョンから平均波向と波速の算定が追加された。
- ⑧入射波浪の緩和時間が十分に長くない場合に、計算領域に対して大きな長周期振動が生じる恐れがあることがわかった。この対策として、緩和時間を調整することにより長周期振動を低減可能である。
- ⑨最近の話題として、ナウファス波浪観測網を活用した沖合津波観測および警報ネットワークの構築について紹介された。
- ⑩ビジネスモデルのバージョンによりエネルギー吸収項の次数などが異なることから、計算結果を評価する上でモデルのバージョンを明記することが重要である。