

平成17年度

ブシネスク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18年1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. 風波・うねりへの適用	
2.1 実測波スペクトルを用いた港内静穏度評価法の検討	2
株式会社 エ コ ー	鈴木 智浩
2.2 東浦漁港におけるビジネスモデルの浅瀬解析への適用事例	7
株式会社 クマシロシステム設計	佐々木 淳一
2.3 那覇港における非線形波浪変形モデルを用いた波浪予測	12
ニシキコンサルタント 株式会社	村本 哲二
3. 副振動・津波への適用	
3.1 副振動が卓越する漁港(熊石漁港)への ビジネスモデルの適用とその課題	16
株式会社 クマシロシステム設計	阿部島 直哉
3.2 津波再現計算への適用性 ～前面地形の違いによる 津波の碎波・遡上および波力特性に関する研究～	21
八千代エンジニアリング 株式会社	中平 順一
4. ビジネスモデルおよびその他の波浪変形計算手法に関する研究紹介	
4.1 透水層を用いた任意反射境界処理法に関する2, 3の改良について	25
(独) 港湾空港技術研究所 海洋・水工部	平山 克也
4.2 大型浮体構造物や大型没水構造物と相互干渉する表面波及び内部波の数値計算	33
(独) 港湾空港技術研究所 津波防災研究センター	柿沼 太郎
5. まとめ	38
付録:勉強会議事録	39

1. はじめに

当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4回目を迎えます。今年度も皆様のご協力により計7編の論文を掲載し、勉強会資料を作成することができました。またご多忙の中、論文執筆にご助力いただいた関係諸氏には、心より御礼申し上げます。

昨年度は、台風、高潮、津波の災害が多発した年度でありましたが、今年度も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ケーソンの滑動や越波災害などの事例がみられました。当勉強会で取り扱うブシネスクモデル等の波浪変形計算法は、これらの作用波の算定に活用することが期待されますが、国外に目を向けますと、曲座標系のブシネスクモデルを用いてインド洋津波の伝播計算が実施されるなど、波浪変形計算法の活用範囲はますます広がりをみせています。また、波浪による海岸侵食等の問題は、国土保全や快適な沿岸域空間の維持・創出といった観点から引き続き重要な検討課題となっていますし、さらに最近では、沿岸の海域環境の形成と波浪との関わりなどにも関心が向けられつつあり、物質移動や生物の生息環境の創造に寄与する波浪外力の算定法の確立なども、今後期待されるところであります。一方、港湾の設計や維持・運用に係わるさまざまな海岸工学的課題への対応は、うねりや長周期波に対する港内静穏性の確保や、航行船舶の操船性向上への対応、漁船やプレジャーボート等の小型船舶港内航行時の安全性評価など、今後も継続して実施することが必要と考えられます。ご出席いただいた各位におかれましては、今後ともさまざまな解析手法を用いてこれらの問題についてのご検討を実施されることと存じます。その際に、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. 風波・うねりへの適用

2.1 実測波スペクトルを用いた港内静穏度評価法の検討

2.1.1 はじめに

(1) 目的と背景

本調査は、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を行い、今後の港湾整備の基礎資料とするものである。

本調査は、平成16年度から実施しており、今回の検討が2ヵ年目となる。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。観測値について詳しく検討したところ、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1.0mに及ぶものもある（データのバラツキが大きい）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。よって、平成16年度の検討では、バラツキ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。その結果、ブシネスク方程式法およ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。ただし、観測値の平均値には必ずしも一致しないため、補正を行い、精度を上げることを提案した。この補正を行うことで、大きいところで4%程度の稼働率の変動が認められた。よって、本検討の目的である港内静穏度解析高度化を行い、より実態に近い静穏度を予測することは今後の港湾整備において重要な課題である。

(2) 期待される成果

既往の検討手法では図-1の白抜きで示されたフローで稼働率の算定を行っている。平成16年度検討では計算結果を平均値で補正し稼働率の算定を行った。今年度は入射波のスペクトルとバラツキを考慮した入力条件の変更を行うことにより、高精度の稼働率算定が可能となる。この手法は、入力条件の変更で高精度の計算を行うものであるため、ブシネスク方程式のみでなく高山法にも適用可能である。

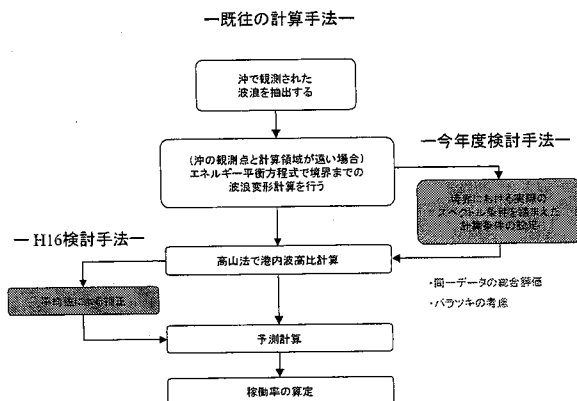


図-1 稼働率算定のフロー

(3) 報告概要

今回の報告では、はじめに調査全体の流れを示し、相関解析・スペクトル解析等のデータ整理結果、港内波高分布計算手法の検討における試算結果を示す。

2.1.2 調査方法

(1) 対象地点

調査対象とする港は、日本海側の2港（秋田港、酒田港）と太平洋側の2港（石巻港、八戸港）とする。本調査において対象とする各港（秋田港、酒田港、八戸港、石巻港）の港内観測点は、既往の調査において実施された港内のデータを使用するものとする。また、各港における沖のデータについては、NAWPHASデータを使用する。対象地点である秋田港、酒田港、八戸港、石巻港の位置を図-2に示す。また、計算手法の検討では平成16年度に計算を実施した実績がある秋田港を採用する。秋田港では平成13年にSt.1（外港1号）、St.2（外港2号）で港内の現地観測が行われていることから、これらのデータを用いて本調査を行う。

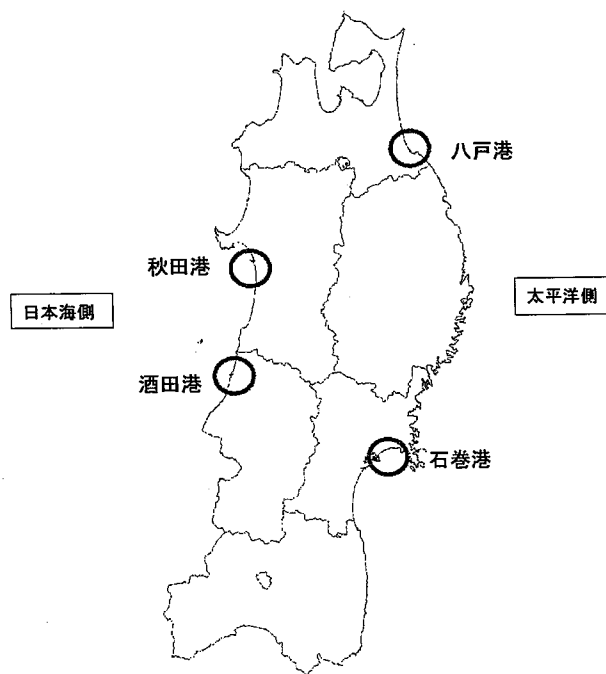


図-2 秋田港の位置図

(2) 調査フロー

調査全体のフローを図-3に示す。はじめに、東北管内の対象港（秋田港、酒田港、八戸港、石巻港）における既往調査資料の収集を行い、過去にどのような調査がなされているかを調べる。そこで得られたデータをもとに港内静穏性の実態を把握し、課題を整理する。また、それらの波浪データに関する相関解析を行い、港内外の相関を検討する。また、周波数スペクトル、方向スペクトルに着目し港内と

港外の相関についてのバラツキに関する原因の検討を行い、その原因を反映させた再現シミュレーションを行う。結果と観測データとの整合性が確認できたら高度化された解析手法により稼働率の算定を行う。最後に、本検討でまとめられた計算手法の提案を行う。

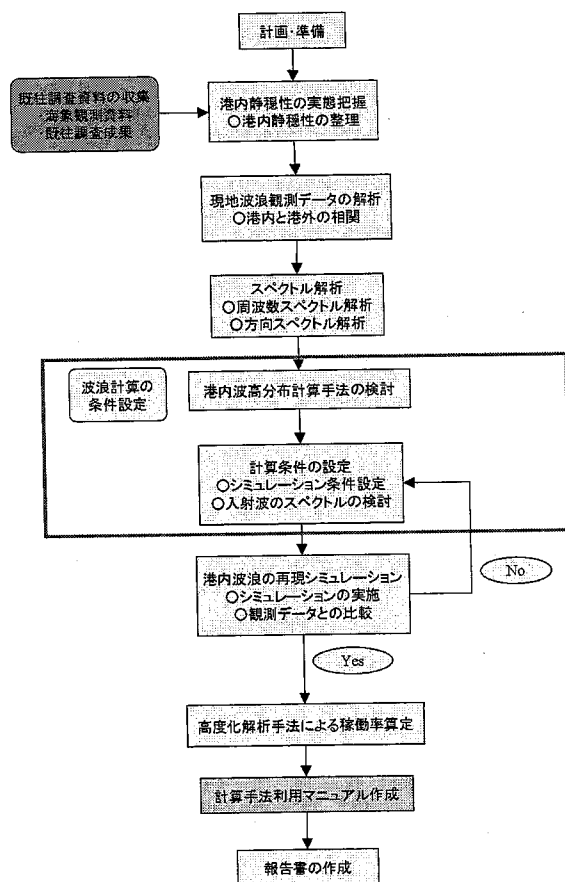


図-3 調査フロー

2.1.3 調査結果

(1) 波浪データの相関解析

結果を図-4に示す。データ数が多い日本海側の秋田港と太平洋側の八戸港を比較すると、バラツキは2港とも大きいことが確認された。(酒田港と石巻港はデータ数が少ないため参考扱いとする。)

(2) スペクトル解析

スペクトル解析を行い港内波浪の変動要因分析を行った結果、以下のことが明らかとなった。

- ・各港の1日分のデータを無作為に抽出した結果、1日のデータ内でもスペクトル形状が大きく変化することがわかった。よって、太平洋側および日本海側という区切りで特徴を分けることは難しい。
- ・周波数スペクトルおよび方向スペクトルは、両方とも二山型になる可能性がある。

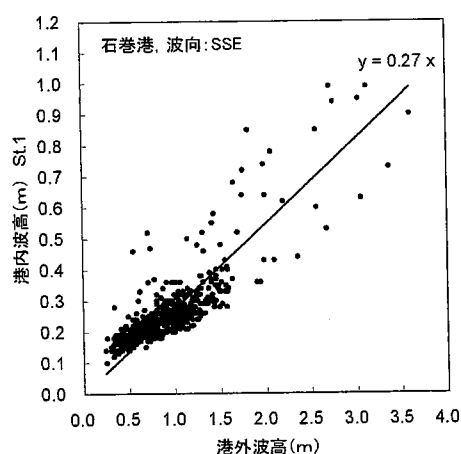
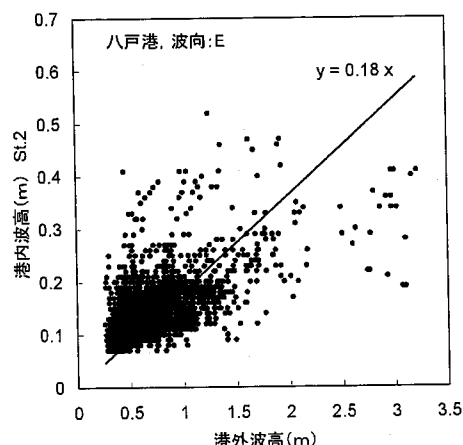
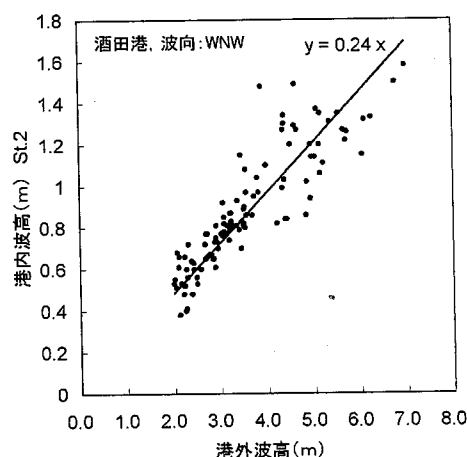
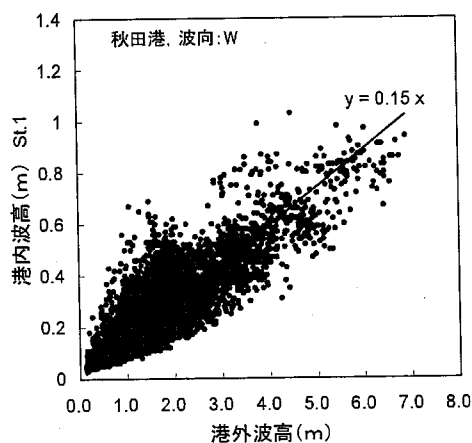


図-4 相関解析結果

また、データのバラツキとスペクトルの関連性を調べるために相関解析結果とスペクトル解析結果を用いて詳細を調べた。具体的には、風波性とうねり性の波浪について、港外と港内の波高比が大きい部分と平均値に近い部分、低い部分の3パターン（High, Middle, Low）に分けてスペクトル形状の確認を行った。結果から以下のようなことがいえる。

- ・風波性の波浪の波高比が高い部分については、周波数スペクトルの分布が短周期側にシフトしている。よって周期の代表値は短い周波数の方に遷移し、計算値は過小評価となると考えられる。
- ・うねり性の波浪の波高比が大きいケースは方向集中度(Smax)が小さいため港内の奥まで届きやすい性質をもっている。

以上、解析した結果の中から特徴的なものを抜き出して示したが、今後、解析したすべての結果について総合的に評価をする必要がある。

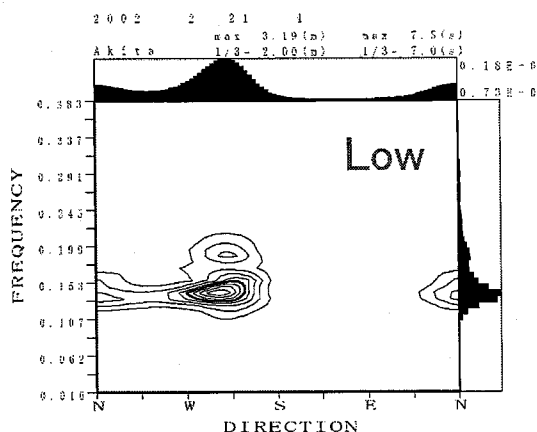
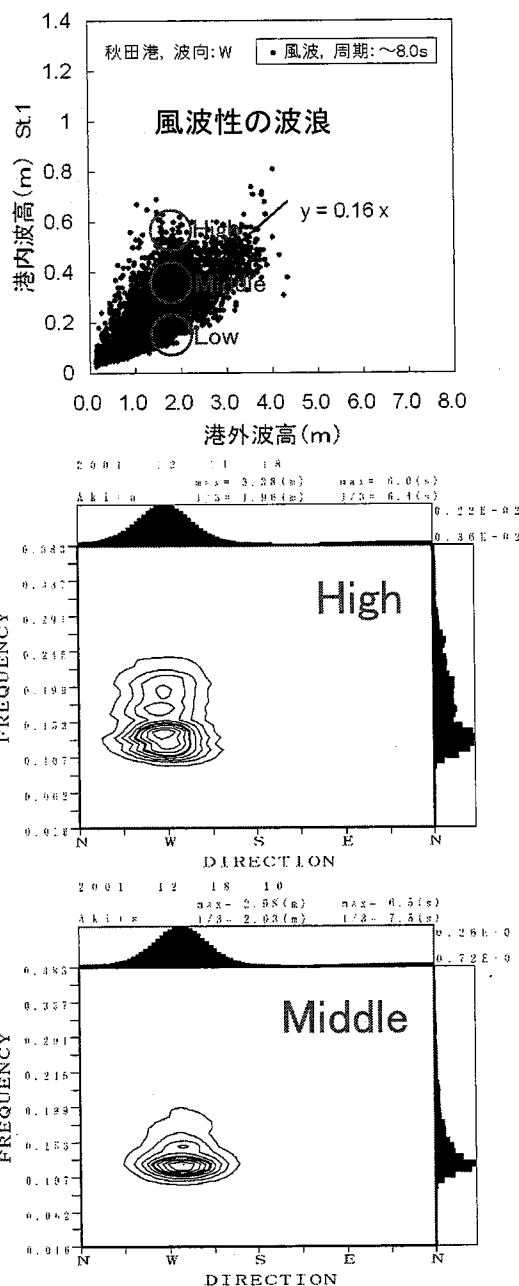


図-5 スペクトル形状の比較

(3) 港内波高分布計算手法の検討

今回の検討では、沖（ナウファスデータ）のスペクトル形状に着目して港内波高の計算を行った。扱ったデータは表-1のとおりである。また、その時刻におけるスペクトル解析結果を図-6に示す。ここで示すとおり、計算の波向についての入力条件としては、通常、平均波向のWを使用する。（秋田港は観測機器としてUSWを使用しているため平均波向が代表値となる。）しかし、スペクトル形状をみると、ピーク波向はWSWの方向であり1波向のずれが生じている。よって、実際にはこのスペクトル形状全体を考慮して計算を行うことが妥当であると考えられる。

ここで、以下に示すように計算の手法を変えて計算手法の検討を行う。

- ・既往の計算手法①（理論スペクトルを使用。また、境界条件の波向として平均波向を使用。）
- ・既往の計算手法②（理論スペクトルを使用。また、境界条件の波向としてピーク波向を使用。）
- ・スペクトル直接入力手法①（ナウファスのスペクトルをそのまま入力、方向分割数は44。）
- ・スペクトル直接入力手法②（ナウファスのスペクトルをそのまま入力、方向分割数は88。）

結果を図-7～10、表-1に示す。

図-7、図-8より、平均波向を用いた計算結果よりもピーク波向を用いた計算結果の方が観測データに近い。通常、計算を行う際には平均波向のように代表波向で行うが、スペクトル形状を確認するとその波向が計算入力値としてふさわしくない場合があるということが明らかとなった。

また、既往の計算手法と直接入力手法を比較してみると、既往の計算手法の方が、波高等深線がスムーズにでている。一方で観測によって得られたスペクトルを直接入射させた場合は、波高等深線が乱れている。これは、既往の計算手法では境界条件として理論スペクトルを使っているのに対して、直接入力では観測値そのままのスペクトルを境界条件として使っているためであると考えられる。

表-1 統計処理された値

観測地点	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	平均波向
秋田港沖	1.9	7.3	W

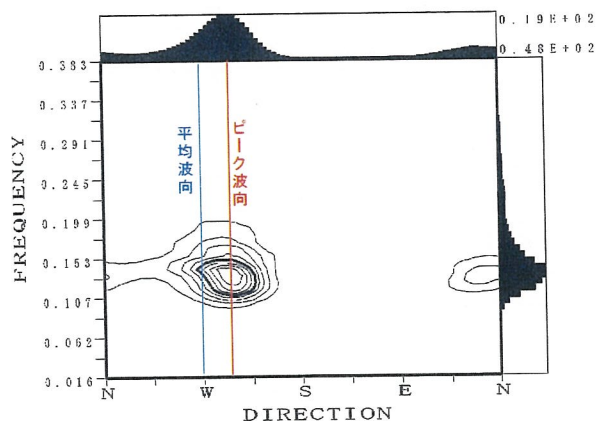


図-6 方向スペクトルおよび周波数スペクトル

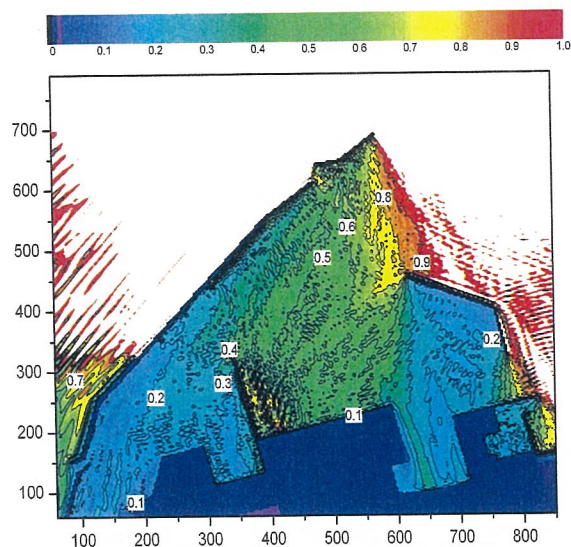


図-9 スペクトル直接入力手法①

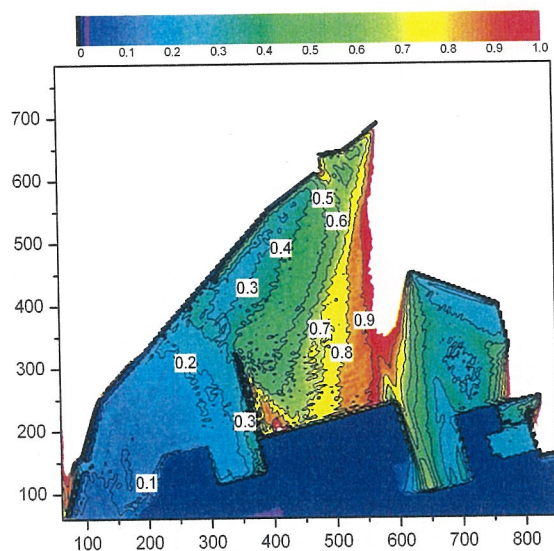


図-7 既往の計算手法①

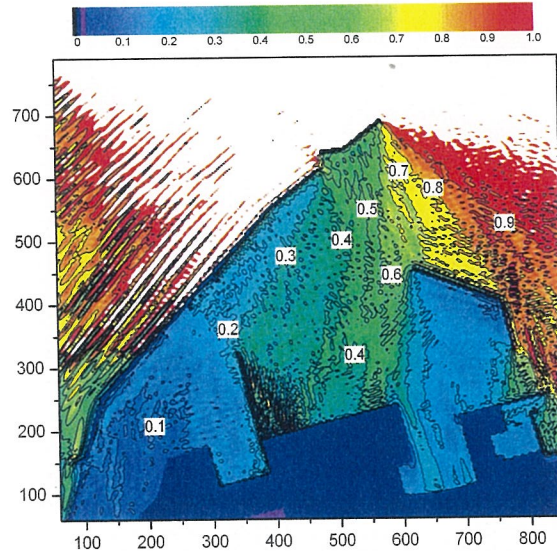


図-10 スペクトル直接入力手法②

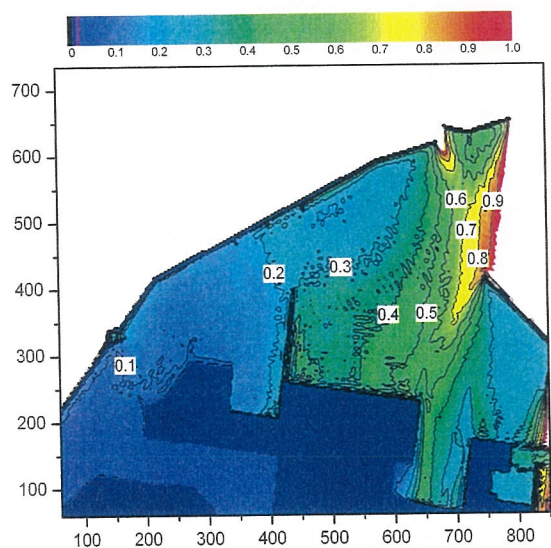


図-8 既往の計算手法②

表-2 統計処理された値

	観測値 (m)	既往① (m)	既往② (m)	直接① (m)	直接② (m)
秋田港沖	1.9	—	—	—	—
St. 1	0.17	0.31	0.26	0.44	0.21
St. 2	0.23	0.32	0.21	0.31	0.24

※この結果は昨年度実施した補正を行っている。

また、直接入力手法の①と②を比べると方向スペクトルの成分波数の違いで大きな差が生じていることがわかる。この原因は明らかでないが、計算波数の問題等が考えられる。その場合、スペクトルを直接入射させて計算する場合は、計算波数を増やす必要がある。実際には、計算波数を増やすためには計算時間が非常に長く必要になるため現実的ではない。

よって、以上の検討からは、理論スペクトル（既往の計算手法）を使った計算方法が妥当であると考えられる。

2.1.4 今後の課題

以上、現地データおよび計算手法をスペクトル形状に着目して検討した。今後、相関解析で見られるバラツキとスペクトル形状の関連性をさらに詳細に確認することにより、計算法に取り入れる予定である。

参考文献

- 1) 平山克也：ブシネスクモデルにおける透水層内の波浪減衰を考慮した任意反射境界処理法の開発：海講：2001, vol.48, pp.26-30,
- 2) 平山克也 平石哲也：ブシネスクモデルにおける目標反射率の設定法とその港内波高分布計算に対する適用性：海講：2002, vol.49, pp.676-680

2.2 東浦漁港におけるブシネスクモデルの浅瀬解析への適用事例

2.2.1 背景

東浦漁港はオホーツク海北部に面し、稚内より東へ直線で約30kmに位置し、ホタテ沖合底引き網漁業を主体とする漁業基地となっている。また、宗谷海峡の東端に位置することから、避難港としての役割も担っている。ところが、東浦漁港の南東沖合、航路を含む水深1m程度の浅瀬周辺の海域では、波高の増大と碎波に伴う強い流れが発生するため、荒天時等、外来船が避難する際の航路利用上の大きな障害となっている。そこで、浅瀬解析では、ブシネスク方程式を用いて浅瀬周辺の波浪変形を予測し、碎波の発生状況、浅瀬あり・なしにおける波高変化及び海浜流変化から、浅瀬の存在が航路を含む周辺海域に、どの様に影響を与えているのかを明らかにする。

2.2.1 計算条件

(1) 解析領域と検討港形

浅瀬解析で用いるブシネスク方程式を差分法で解く手法は、境界条件により図-1のような有効造波領域の制約がある。そこで、解析領域は、本海域における波浪の方向集中度パラメータ $S_{max}=25$ において、航路及び港口が有効造波領域に含まれるように、波向別に図-2のとおり設定した。また、南東沖合に存在する浅瀬の影響を把握するため、海底地形は浅瀬あり、なしの2通りを検討した。これらをまとめた検討ケース一覧を表-1に示す。

表-1 検討ケース一覧

ケース名	検討港形	検討波向	水深	解析領域
ケース1-1	現況	E	浅瀬あり	図5-1-2(1)
ケース1-2			浅瀬なし	図5-1-2(2)
ケース2-1		SE	浅瀬あり	図5-1-3(1)
ケース2-2			浅瀬なし	図5-1-3(2)

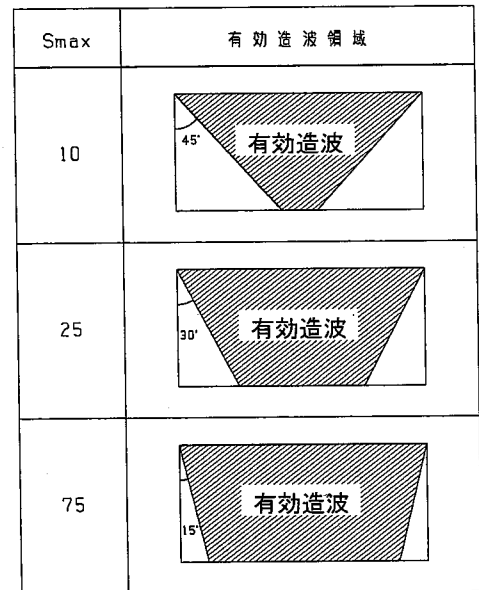


図-1 境界条件の制約による S_{max} と有効造波領域の関係

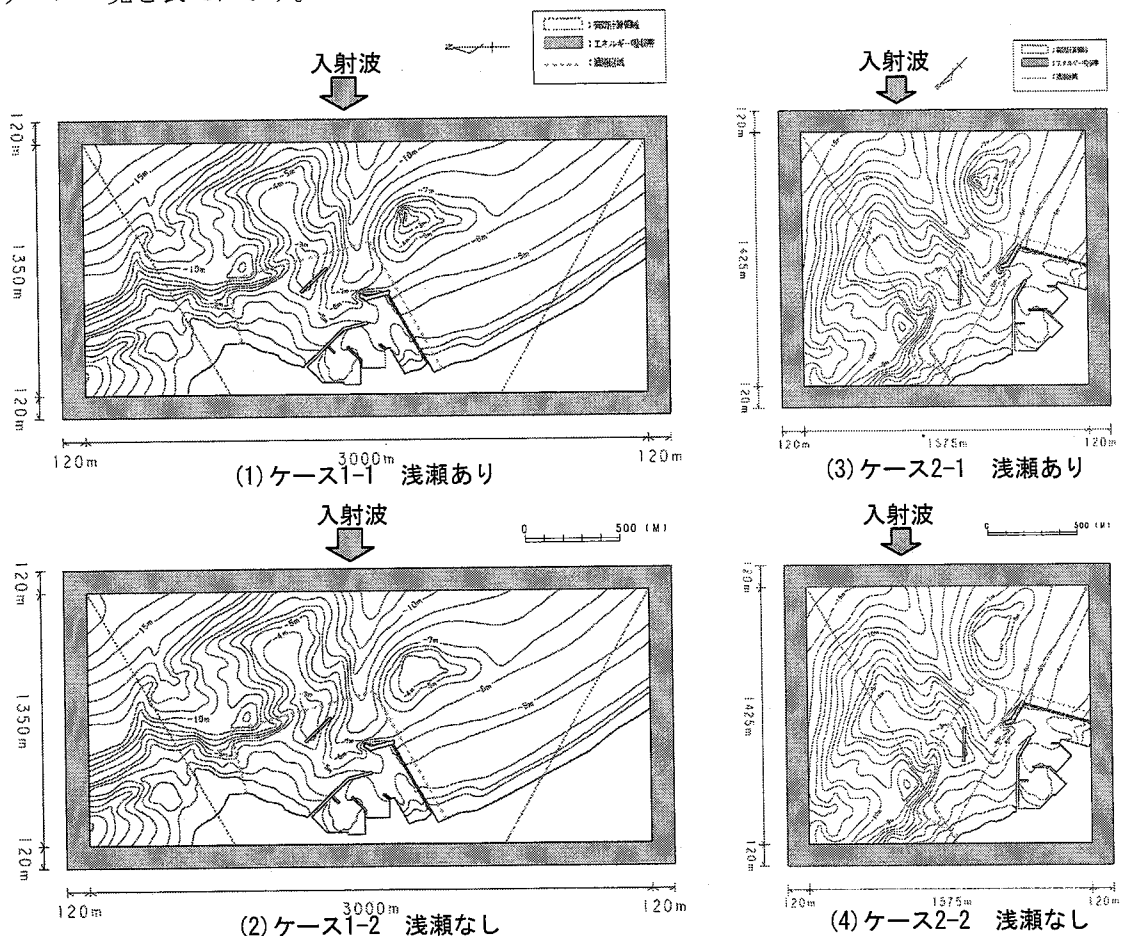


図-2 解析領域と海底地形

(2) 波浪条件

航路の静穏度を判断する対象波浪は、水産課の「北海道開発局と水産庁の静穏度解析手法の違いに対する検証について」を基に、出漁限界波高(波高2.5m)とする。波向については、航路の波高が最も高い波向 E 及び、浅瀬の影響が航路に現れると推定される波向 SE を対象とする。これらを整理した波浪条件を表-2 に示す。

(3) 評価区域

評価区域は、浅瀬が航路に与える影響を評価するため、図-3に示す区域とする。

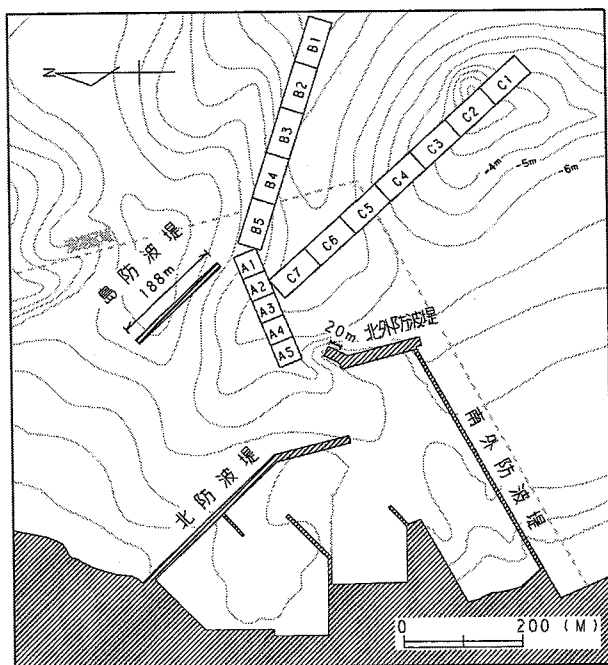


図-3 評価区域

(4) 反射率の設定

閉境界の反射率は、構造様式を考慮して、図-4のとおり設定する。

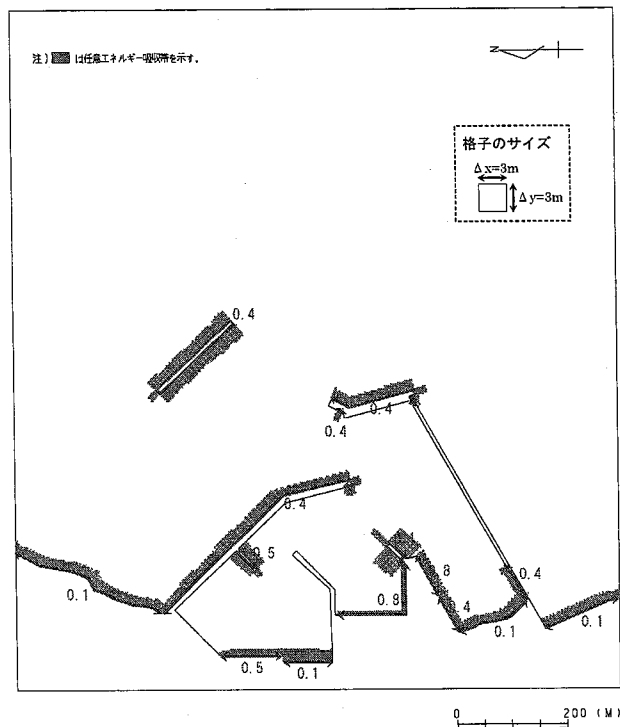


図-4 反射率の設定値

(5) その他の条件

格子間隔及び計算時間間隔を表-3 に示す。

表-2 波浪条件

対象波浪	波向	波高 $H_{1/3}$ (m)	周期 $T_{1/3}$ (s)	方向スペクトル	
				周波数スペクトル	方向分布関数
出漁限界波高	E	2.5	7.8	- B_M型スペクトル - 周波数帯 (0.5f~3.5f) - 周波数分割数 (NF) NF=5	- 光易型方向関数 - 方向集中度パラメータ $S_{max}=25$ - 方向分割数 (ND) ND=33
	SE	2.5	7.8		

表-3 その他の条件

項 目	設定値	備 考
格子間隔	$\Delta x = \Delta y = 3m$	最短波長 (L) の1/4とする。 $L = \sqrt{g \times h} \times T = \sqrt{9.8 \times 1} \times 4.2 = 13m$ g : 動力加速度、 h : 最浅水深、 T : 最小周期
計算時間間隔	$\Delta t = 0.02s$	計算結果の安定性を考慮して $T_{1/3}$ の1/400とする。

2.2.2 浅瀬撤去による影響と効果

(1) 浅瀬撤去による効果と影響

計算結果のうち波向別の碎波範囲、波高分布(浅瀬あり、浅瀬なし)、波高変化図、海浜流ベクトル図(浅瀬あり、浅瀬なし)及び海浜流の流速変化図を図-5～図-13に示す。ここで、変化量の+が浅瀬を撤去することにより波高または流速の増加を、-が低下を表す。

これらから浅瀬撤去による影響と効果を評価すると以下のとおりである。

- ・ 碎波範囲の成果図によると、南東沖合いの浅瀬においては、概ね水深-4.0m以浅において(図中、○枠の範囲)、屈折・浅水変形に伴う波高増大と碎波変形が生じている。このため、水深-4.0m以浅の浅瀬を撤去することにより、これらの水域で発生する碎波変形を低減することが可能となる。
- ・ しかし、波高変化図に見られるとおり、浅瀬の撤去により碎波に伴う波浪エネルギーの消費が生じなくなることから、波高は概ね2.0m程度増大し、その影響は波の進行方向に一樣に分布する。一方、航路においては、出現頻度の多い波向Eで-0.2m程度の波高の低下であり、波高増大等の影響は現れていない。

・ また、碎波に伴う海浜流の形成状況を比較すると、浅瀬を撤去することにより、概ね-1.0m/s以上の低減が期待され、浅瀬撤去箇所での流速は概ね0.2m/s程度である。

・ 以上より、荒天時等、波と流れにより避難船の航行に支障が生じていたが、浅瀬を撤去することにより船舶の安全な航行が可能となる。また、従来の航路においては、著しい波高の増大や海浜流の増加も認められないことから、船舶の航行に与える影響は軽微なものと判断される。

参考文献

- 1) 平山克也(2002)：波線形不規則波を用いた数値計算の港湾設計への活用に関する研究、港湾空港技術研究所資料、No. 1036
- 2) 平山克也(2002)：NOWT-PARIによる多方向波の計算精度の検証と効率的な計算手法の開発、港湾空港技術研究所資料、No. 1046

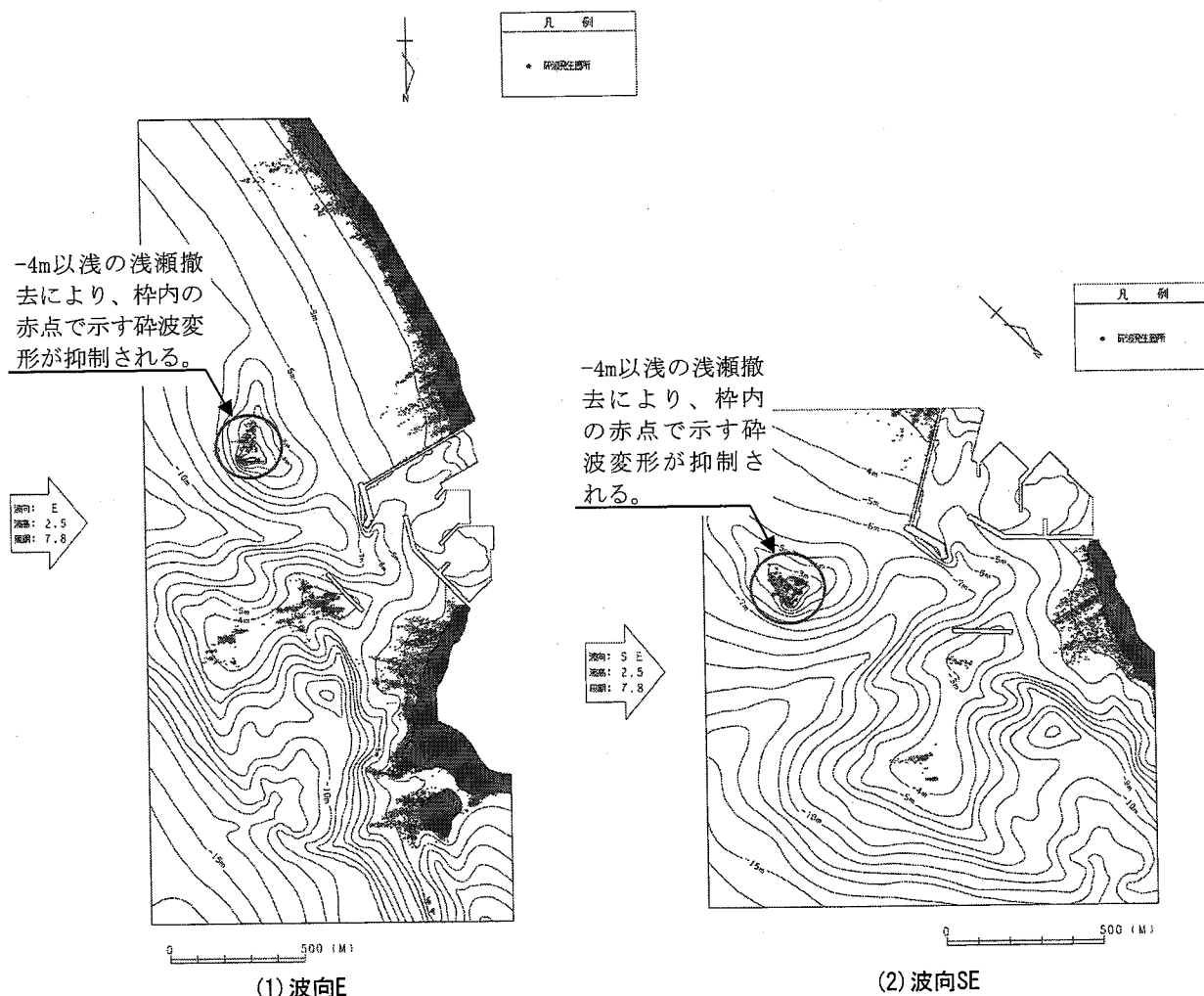


図-5 碎波範囲

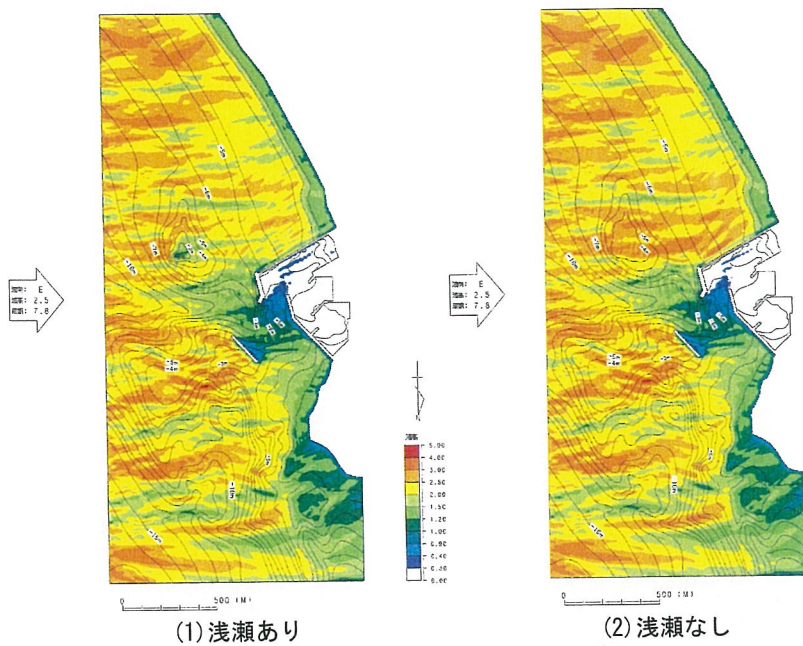


図-6 波向E 高分布図

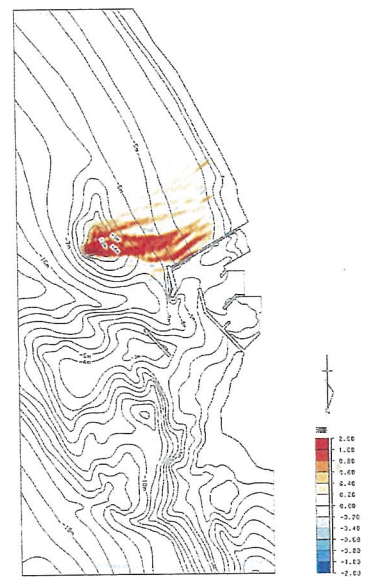


図-7 波向E 波高変化図
(浅瀬なし-浅瀬あり)

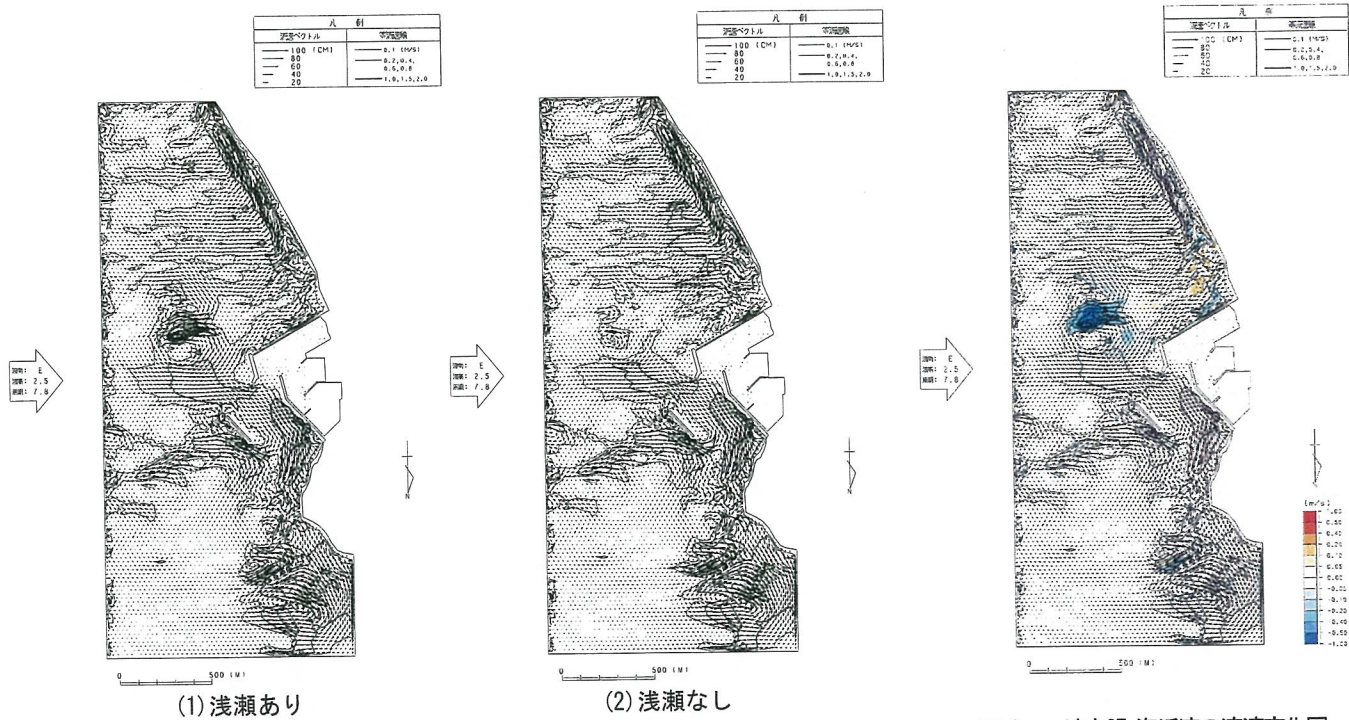


図-8 波向E 海浜流ベクトル図

図-9 波向SE 海浜流の流速変化図
(浅瀬なし-浅瀬あり)

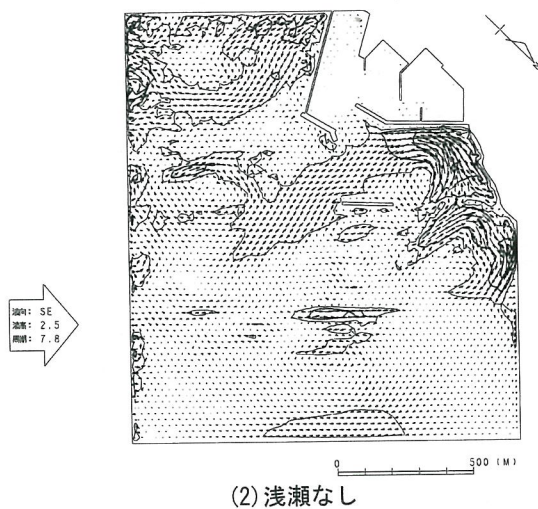
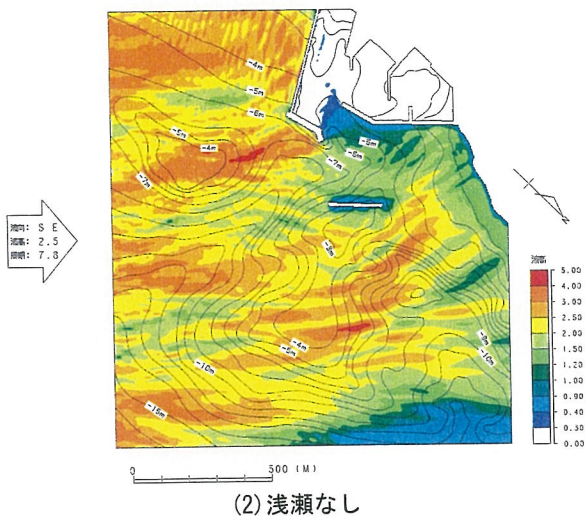
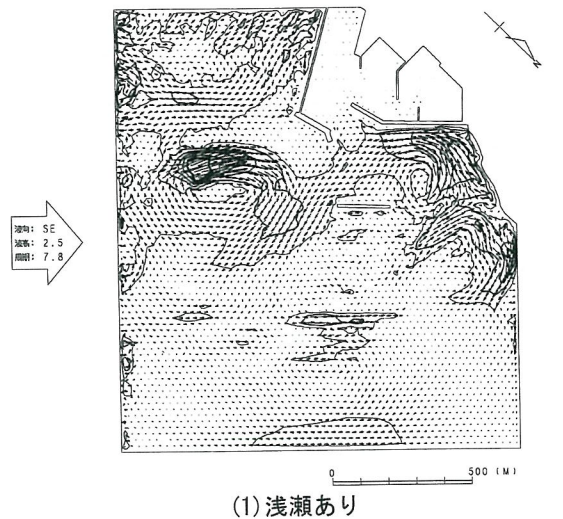
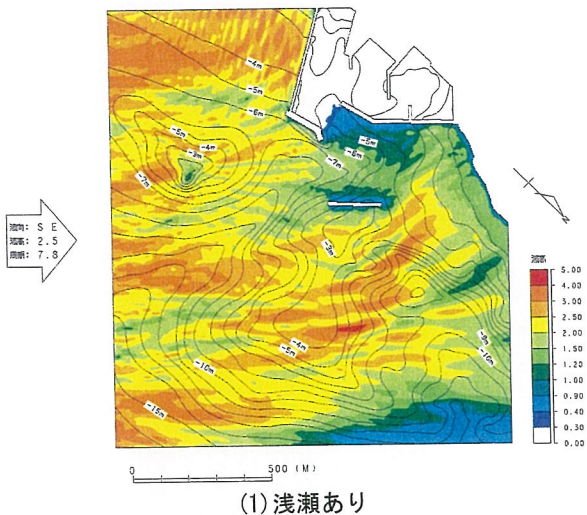
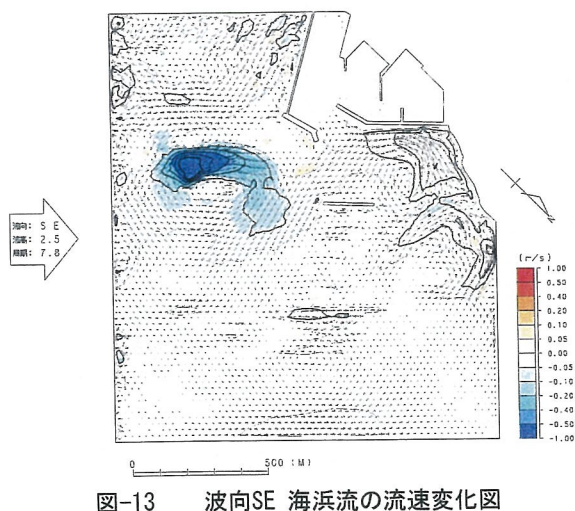
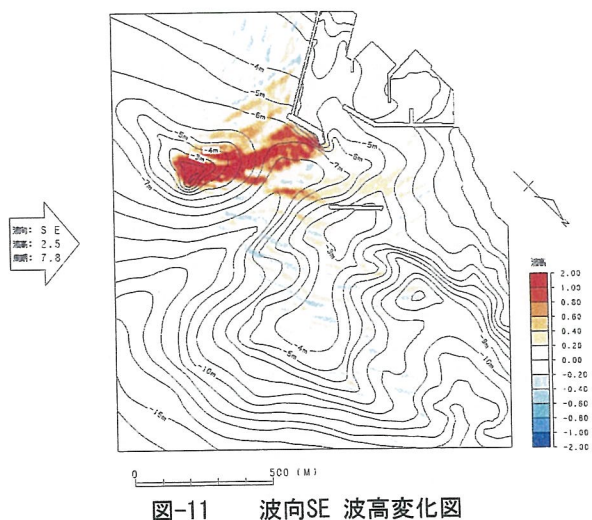


図-10 波向SE 波高分布図

図-12 波向SE 海浜流ベクトル図



2.3 那覇港における非線形波浪変形モデルを用いた波浪予測

2.3.1 はじめに

那覇港で整備中の沈埋トンネルは、那覇空港と波の上地区を結ぶ臨港道路の那覇ふ頭港口部に位置する海底トンネルであり（図-1参照）、現在、全8函のうちの①号～⑤号函までが設置されている（本業務検討時は③号函までが設置された）状況である。

ところで、那覇港は図-1からも分かるように外洋に面しているため、比較的周期の長い波浪成分が港内に存在する可能性が指摘されていたが、既設函の沈設工事で沈埋函共振周期に相当する7～8秒の波浪成分が確認された。沈設作業中の沈埋函は中空の箱に近い状態であり、波浪による共振が生じると極めて危険である。

そこで、作業時の港内波浪場予測を目的として、非線形波浪変形モデルを用い、那覇港内の波浪変形特性をデータベース化し、港外での波浪予測を入力条件とし沈設位置での波浪を予測する方法を検討した。

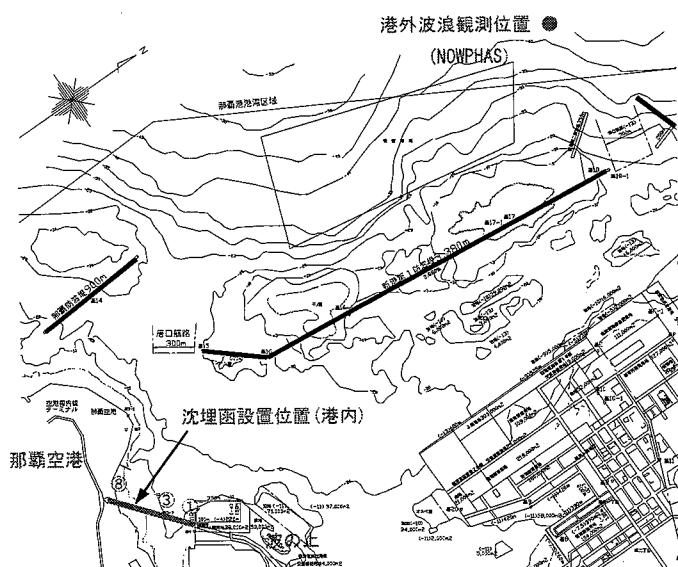


図-1 那覇港平面図

2.3.2 港内波浪予測の必要性和検討フロー

(1) 港内波浪予測の必要性

従来は、線形解析による波浪変形計算により波向ごとの港内外における波高比を設定し、COMEINSで予測される港外の有義波高に乗じることで、港内の予測波高（有義値）としてきた。この方法では、基本的に港内外での周期比は1.0となる。

一方、③号函沈設時の現地観測結果では、有義波周期とピーク周期に大きな差が生じることが確認された。この原因は、リーフ上での非線形波浪変形や風波やうねりなど生来の異なる波浪の重合によるものと考えられ、線形解析では考慮できない。

沈設作業中に沈埋函の共振周期に相当する波浪（那覇沈埋トンネルでは7～8秒程度）が作用すると、沈埋函が大きく動揺するため危険である。

そこで、波浪エネルギーをスペクトルで評価することにより、沈埋函共振周期に相当する波浪成分を抽出することを目的として、ブシネスク方程式（非線形解析）による計算を行い、港内外の波高比および周期比を新たに設定するものとした。

(2) 港内波浪予測検討フロー

全体検討フローを図-2に示す。

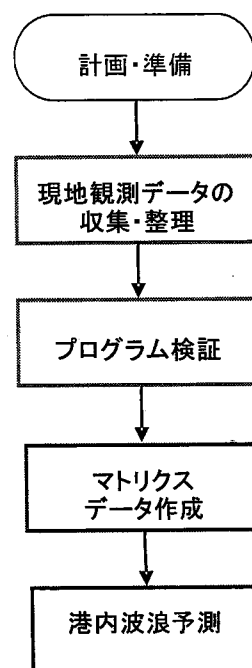


図-2 全体検討フロー

(a) 港内・港外波浪データの統計処理

港内波浪非線形解析シミュレーションに必要となるパラメタの特定および結果の妥当性検証を目的として、那覇港内外における実際の波浪観測データを収集・整理し、パワースペクトルや有義値など、波浪特性を表現するための諸量を統計処理により求めた。

(b) プログラムの検証

プログラムとしては、非線形波浪変形モデル（NOWTPARI Ver. 4.6β）（「独立行政法人港湾空港技術研究所・財団法人沿岸開発技術研究センター」）を用いたが、計算プログラム中には波浪条件以外に対象地域の特性に応じた特定が必要となるパラメタが複数含まれている。そこで、現地観測に基づく港外波浪データを入力条件として港内波浪場のシミュレーションを行い、その結果を現地観測に基づく港内波浪データと比較することにより、パラメタを特定した。ここで、現地観測に基づく港内外の波浪データとしては、統計処理などを施すことにより、スペクトルや有義値などの代表値に加工した値を使用した。

次にパラメタの特定がある程度完了した後は、現地観測に基づく新たな港外波浪データを入力条件と

して港内波浪場のシミュレーションを行い、現地観測結果との比較によって計算結果の妥当性を検証するとともに、必要に応じてパラメタの修正を行い、計算精度の向上を図った。

(c) マトリックスデータの作成

最後に確定したパラメタを元に、標準的な港外波浪データ（波向き別に、有義波高0.5～2.0m、有義波周期5～8秒の組合せ）を入力条件として港内波浪場のシミュレーションを行い、計算結果の代表値をデータベースとして蓄積した。

(d) 港内波浪予測

COMEINSのデータを港外波浪の予測値あるいは実況値として手入力し、港内波浪非線形解析により蓄積されたデータベースを用いて、港内波浪場の特性値を予測する方法を構築した。

2.3.3 港内・港外波浪データの統計処理

(1) 港外波浪データ

平成16年4月から10月のNOWPHAS速報値および平成13年度と平成14年度の「全国港湾海洋波浪観測年報(NOWPHAS)」((独法)港湾空港技術研究所ホームページよりダウンロード)を用いて、那覇港外波浪の標準スペクトル形状について確認した。一例を図-3に示す。

その結果、次式に示される修正ブレットシュナイダー-光易型スペクトル（以下、修正BMスペクトルと表記）が適用可能であることが確認できた。

$$S(f) = 0.205 H_{1/3}^2 T_{1/3}^{-4} f^{-5} \exp[-0.75(T_{1/3} f)^4]$$

ここで、 f (1/s) は周波数、 $S(f)$ ($m^2 s$) は周波数スペクトル（あるいはパワースペクトル密度関数）であり、 $H_{1/3}$ (m) および $T_{1/3}$ (s) は、対象とする不規則波の有義波高および有義波周期である。

したがって、非線形波浪変形モデル(NOWTPARI Ver4.6β)の入力データとしては、修正BMスペクトルを仮定し、COMEINSにより配信される那覇港NOWPHAS地点での有義波高および有義波周期の予測値を使用するものとした。ただし、台風時のように複数の成分の重合により、入射波スペクトルが複数のピークを持つような場合は、計算の対象外となることに注意が必要である。

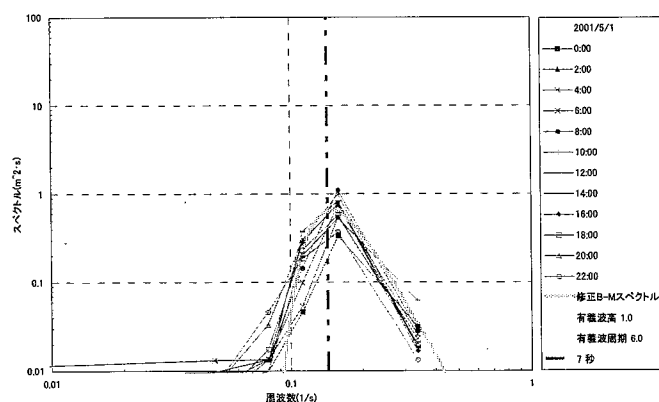


図-3 那覇港外スペクトル (H13.5.1 有義波周期6.0秒)

(2) 港内波浪データ

平成16年8月～平成16年10月の3ヶ月間、港内の水位変動ならびに風速を測定した。計測位置を図-4に示す。水位変動の測定では3つの波高計を設置し（図-4中の赤丸印）、各位置ともサンプリング間隔を0.5秒とし、毎正時前後10分ずつの合計20分間測定を行った。風向風速はサンプリング間隔0.5秒で測定期間中、継続して測定を行った。

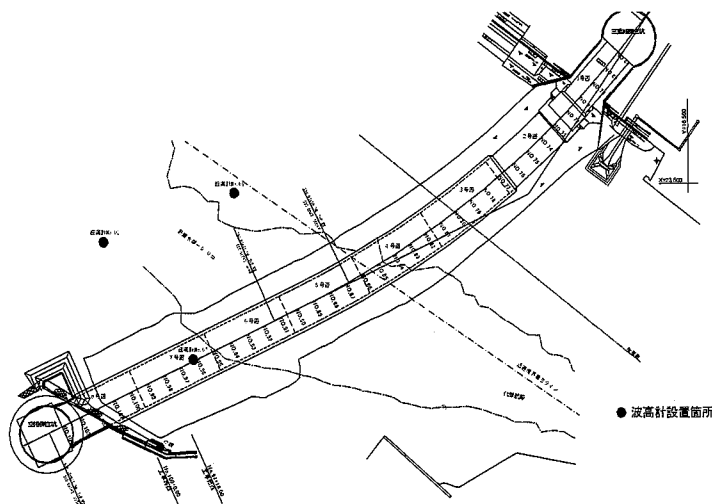


図-4 計測位置図

2.3.4 プログラムの検証

(1) 計算格子

NOWTPARIでは、差分法により基礎方程式を離散化し、ADI法を用いて数値計算を行う。差分法により離散化された格子点間の距離（格子サイズ）は、波長や計算時間などを考慮して設定する必要がある。またNOWTPARIでは、入射波の主波向きは入射境界に直角方向が良いとされている。

そこで本検討では、格子サイズは対象とする7～8秒の波浪成分を再現可能な規模であること、那覇港全域を同一格子で再現できることを条件に、10m四方の正方格子とした。また波向きは、次に示す6方位を対象に計算領域を設定した。なお、波向きが6方位以外の場合には、空港などの陸地の影響により直接的に計算領域に波浪が入射することが無いため、対象外とした。

対象方位：北、北北西、北西、西北西、西、西南西の6方位

格子サイズ：10m×10m

計算格子の設定例を図-5（波向：北）および図-6（波向：西北西）に示す。

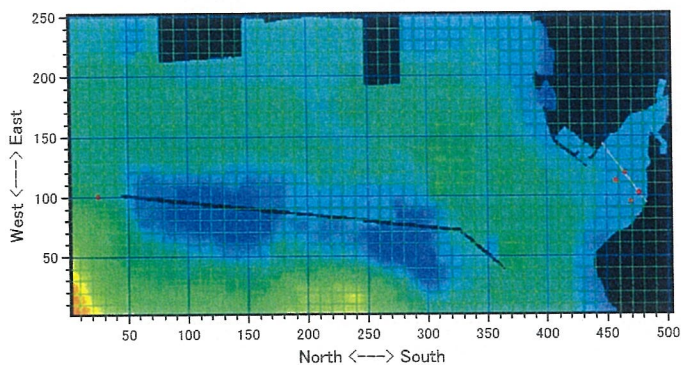


図-5 計算格子（波向：北）

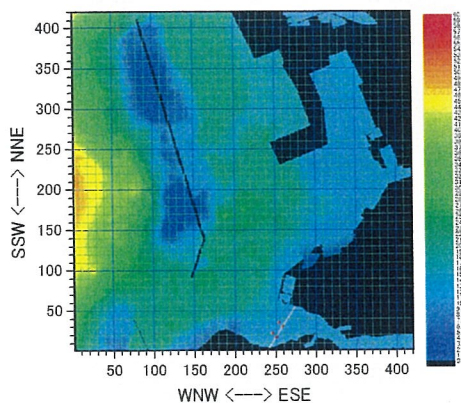


図-6 計算格子（波向：西北西）

(2) 計算結果

波高計No01～03設置位置で、同じ入射波に対する計算結果と現地観測結果との比較を行った。結果の一例を図-7に示す。ピーク周期を算定する上では妥当な結果となっており、那覇港内へのNOWTPARIの適用性が確認できた。

なお、計算結果と現地観測結果を有義値で比較すると、例に示すように有義波周期が大きく異なる場合がある。これは、現地観測に含まれる港内で発生した風浪の影響と考えられる。この現象は、周波数スペクトル図のピークより高周波側で、数値計算と現地観測結果が異なることから確認できる。つまり、港内で風浪が発達すると、波別解析時に小さな波が多く含まれるため、有義波周期が小さくなる傾向にある。

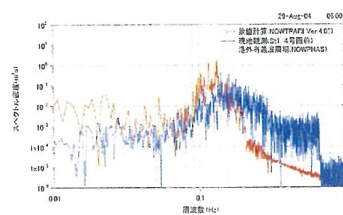
一方、スペクトル解析では、風浪成分は沈埋函共振周期に相当する7～8秒の成分より高周波側にピークを持つ傾向がある。本検討では、沈埋函共振周期に相当する波浪を予測することを目的としており、ピーク周期については、NOWTPARI計算結果を用いることで、実用上の問題は無いものと考えられる。

但し、港外から進入してきた波浪のピーク周期と風浪の周期がほぼ同じ場合には、波高が増大し、NOWTPARI計算結果は過小評価となる危険性がある。そこで波高については、観測風からSMB法を用いて、港内で発生する風浪のエネルギーをNOWTPARIの計算結果に加える方法を用いることとした。

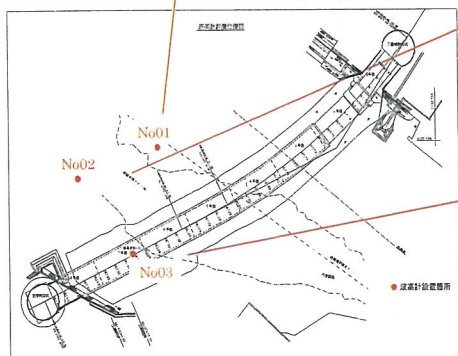
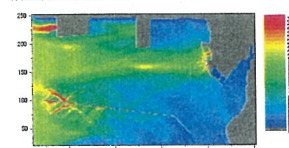
<港外>		現地観測結果	T1/3	6.4 s	波別解析
		NOWTPARI	H1/3	2.2 m	
<港内>		現地観測結果	T1/3	6.3 s	波別解析
		NOWTPARI	H1/3	2.0 m	
		現地観測結果	風向	4.3 s	波別解析
		NOWTPARI	H1/3	0.6 m	
		ピーク周波数 (周期)	0.119 Hz	8.4 s	スペクトル
		最大	Tmax	8.2 s	
		有義	Hmax	0.7 m	波別解析
		平均	T1/3	8.1 s	
		平均	H1/3	0.4 m	波別解析
		平均	Tmean	7.8 s	
		平均	Hmean	0.3 m	波別解析
		H1/3 / Hmean	1.60		
		T1/3 / Tmean	1.05		

有義波高比(港内/港外)	
現地観測結果	0.28
NOWTPARI	0.20
H1/3高波高時	0.31

港内ピーク周期/港外有義波周期
1.34 倍



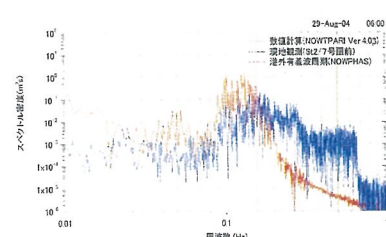
有義波高分布図(単位: m)



<港外>		現地観測結果	T1/3	6.4 s	波別解析
		NOWTPARI	H1/3	2.2 m	
<港内>		現地観測結果	T1/3	6.3 s	波別解析
		NOWTPARI	H1/3	2.0 m	
		現地観測結果	風向	4.1 s	波別解析
		NOWTPARI	H1/3	0.6 m	
		ピーク周波数 (周期)	0.132 Hz	7.6 s	スペクトル
		最大	Tmax	6.9 s	
		有義	Hmax	0.7 m	波別解析
		平均	T1/3	8.0 s	
		平均	H1/3	0.4 m	波別解析
		平均	Tmean	7.9 s	
		平均	Hmean	0.3 m	波別解析
		H1/3 / Hmean	1.58		
		T1/3 / Tmean	1.01		

有義波高比(港内/港外)	
現地観測結果	0.25
NOWTPARI	0.20
H1/3高波高時	0.31

港内ピーク周期/港外有義波周期
1.22 倍



<港外>		現地観測結果	T1/3	6.4 s	波別解析
		NOWTPARI	H1/3	2.2 m	
<港内>		現地観測結果	T1/3	6.3 s	波別解析
		NOWTPARI	H1/3	2.0 m	
		現地観測結果	風向	4.3 s	波別解析
		NOWTPARI	H1/3	0.6 m	
		ピーク周波数 (周期)	0.126 Hz	7.9 s	スペクトル
		最大	Tmax	7.2 s	
		有義	Hmax	0.6 m	波別解析
		平均	T1/3	7.7 s	
		平均	H1/3	0.4 m	波別解析
		平均	Tmean	7.4 s	
		平均	Hmean	0.3 m	波別解析
		H1/3 / Hmean	1.80		
		T1/3 / Tmean	1.05		

有義波高比(港内/港外)	
現地観測結果	0.28
NOWTPARI	0.20
H1/3高波高時	0.31

港内ピーク周期/港外有義波周期
1.27 倍

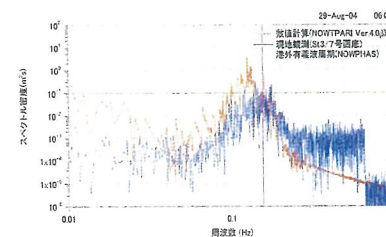


図-7 計算結果と現地観測結果の比較の一例 (2004/8/29 波向き：北)

2.3.5 マトリックスデータの作成

データベース作成用の計算結果は、入力条件に用いた港外の有義波高および有義波周期に対して、計算で得られる港内の最大波高の比率（波高比）およびピーク周期の比率（周期比）で整理した。

ここで、空港側リーフ端部に近い7号函前面位置で求めた波向（西南西）の場合の波高比および周期比の計算結果と実測値の比較例を図-8に示す。図の横軸は港外有義波周期であり、波高比および周期比ともに異なる有義波高で計算した結果を平均した。▲が波高比、○が周期比の実測値であり、青の点線は波高比の計算値を近似した曲線、黒の点線は周期比の計算値を近似した曲線である。波浪予測においては、各々の波向毎に設定したこれらの近似曲線（指数近似）を用いるものとした。

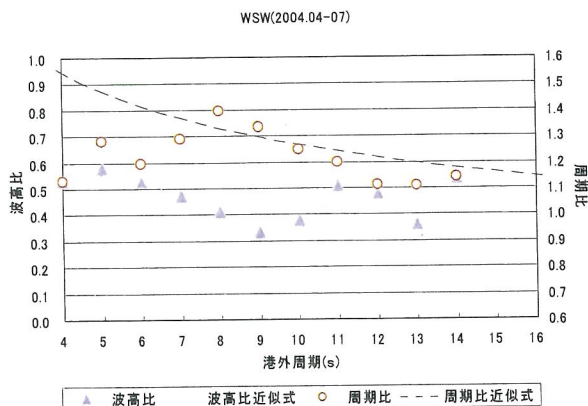


図-8 計算と実測の周期比、波高比の比較(例)

2.3.6 港内波浪予測

沈没位置での波浪観測期間における港外NOWPHAS実測データの速報値を入力条件として用い、出力された計算結果と実測値の比較を行った。平成16年6月5日から10日にかけての両者の比較を図-9に示す。

周期、波高ともに赤の実線がNOWPHAS速報値を入力して出力された計算結果であり、ピンクの点が港内波浪観測結果である。また上下のグラフとも横軸は日時で、周期と記した上のグラフはピーク周期、波高と記した下のグラフは最大波高の時系列変動を示す。

波高については、変動傾向を精度良く再現している。一方、周期については、実測値の変動のうち、周期の長い側を包絡するような折れ線を出力していることが分かる。これは、実測値に含まれる港内での風浪成分の影響によるものと考えられる。

港内で風による風浪が発生すると、港外から進入した波浪のスペクトルに、風浪のスペクトルが加算される。この時、港内風浪のスペクトルピークは、概ね港外からの波浪のスペクトルピークと同等かそれより周期の短い側に位置する。港内風浪のエネルギーが卓越した条件では、実測値のスペクトル解析結果は、港内風浪のピークを出力することになるため、港外から進入する波浪成分より小さな値となる。そのため、NOWPHAS速報値から出力される計算結果の周期が実測値より大きくなるものと思われる。

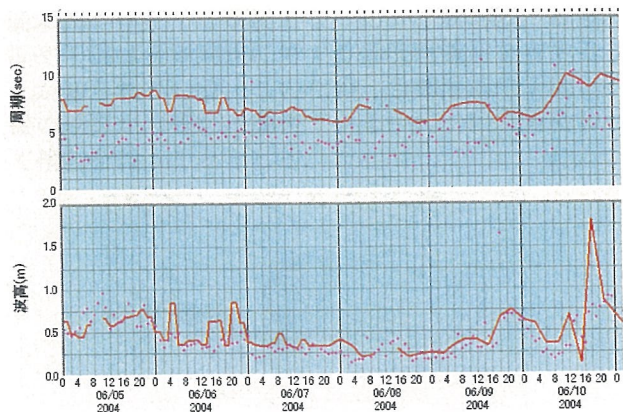


図-9 港内波浪予測データの確認

2.3.7 まとめ

本検討では、那覇沈埋トンネルの施工時に、沈埋函共振周期の波浪が作用する可能性を予測することを目的として、非線形波浪変形計算プログラム（NOWTPARI Ver4.6β）を用いて那覇港内外の波高比および周期比のデータベースを作成し、COMEINS予測の波向きおよび港外有義波高、有義波周期から港内の最大波高およびピーク周期を算出する方法を構築した。なお、港内で発生する風浪の影響は、SMB法を用いてエネルギー加算した。

この港内波浪予測方法を用いて、港外波浪にNOWPHAS地点の実測値を入力し、沈埋函位置での実測値と比較したところ、ピーク周期は実測結果よりやや大きめの値を出力し、最大波高については、実測値の変動傾向を適切に評価できることが分かった。

このことから今回検討した方法は、実用上、十分な精度を有し、施工可否判断における沈埋函共振周期波浪の存在について重要な情報を提供することが可能と考えられる。但し、ピーク周期といった概念は、最大波や有義波のように直感的に認識できる現象ではないため、事前に情報の意味を理解しておくことが重要である。

謝辞

本報告は沖縄総合事務局那覇港湾空港整備事務所発注による「平成16年度 那覇港（那覇ふ頭地区）道路（空港線）技術検討調査業務」について、（財）沿岸技術研究センターの検討成果の一部を取りまとめたものです。検討に際しては、平石哲也（独）港湾技術研究所海洋・水工部波浪研究室長から様々なご助言ご指導を頂いた他、関係機関の皆様方にご協力頂きました。ここに記し、厚く御礼申しあげます。

参考文献

- 1) 海象観測データの解析・活用などに関する研究会：沿岸波浪・海象観測データの解析・活用に関する解説書、（財）沿岸開発技術研究センター，p. 181，2000。
- 2) 平山克也，平石哲也：ブシネスクモデルにおける目標反射率の設定法とその港内波高分布計算に対する適用性，海岸工学論文集，第49巻，pp. 676-680，2002。

3. 副振動・津波への適用

3.1 副振動が卓越する漁港(熊石漁港)へのビジネスモデルの適用とその課題

3.1.1 検討概要

漁港は、水産物の安定供給基盤としての役割を担い、利用船舶のほとんどは20 t未満の小型漁船である。そのため、水産物の水揚げ時の効率性、及び漁船の安全な係留を確保するため、外郭施設の整備が行われてきた。しかしながら、近年、長周期波の影響による港内擾乱、特に副振動による漁船の荷役・係留障害が非常に問題視されている。

本報告においては、図-1に示す副振動による小型漁船の係留障害が問題となっていた北海道日本海沿岸の熊石漁港を対象に、現地調査による副振動の発生メカニズムの検討、及び数値シミュレーションによる副振動の予測計算を実施した。その結果、現地調査結果からは副振動のメカニズムと対策方法に関して、数値シミュレーション結果からはビジネスモデルの現地適用性と課題について、若干の知見が得られたので報告するものである。



図-1 熊石漁港

3.1.2 現地調査

(1) 事前ヒアリング及び被災事例収集

現地調査の実施に先立ち、利用者に対するヒアリング及び過去の被災事例収集を行った。その結果、港奥の水域において、5t~10tの小型漁船の係留索切断や船体損傷などの事故が年5回程度発生する状況であった。さらに、利用者は危険を感じると他港(江差港、関内漁港など)に避難を余儀なくされることがわかった。また、港内擾乱時には『港奥の水面がゆっくり盛り上がる』、『港奥手前の埠頭前面において渦が生じる』などの状況であることを確認し、港内擾乱の発生要因は副振動によるものと想定した。

(2) 現地調査の概要

現地調査は、H13、H14、及びH16の3カ年にわたって、図-2に示す港外(ST-1)及び港内(ST-2)の2地点を対象に、表-1に示す内容で実施した。ここで、上記の期間においては、港奥の拡幅工事が実施されており、図-3に示すとおり港内に岩礁部(遡上域)や

通水部が存在する状況となった。一般的に、自然海浜や干潟は長周期波に対する低反射機能を有することが知られている。このため、自然海浜や干潟と同様の効果が岩礁部に期待できるかについても合わせて検討を行うこととした。

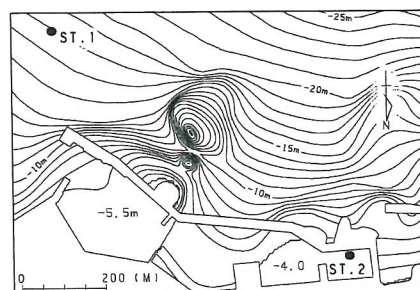


図-2 波浪観測位置図

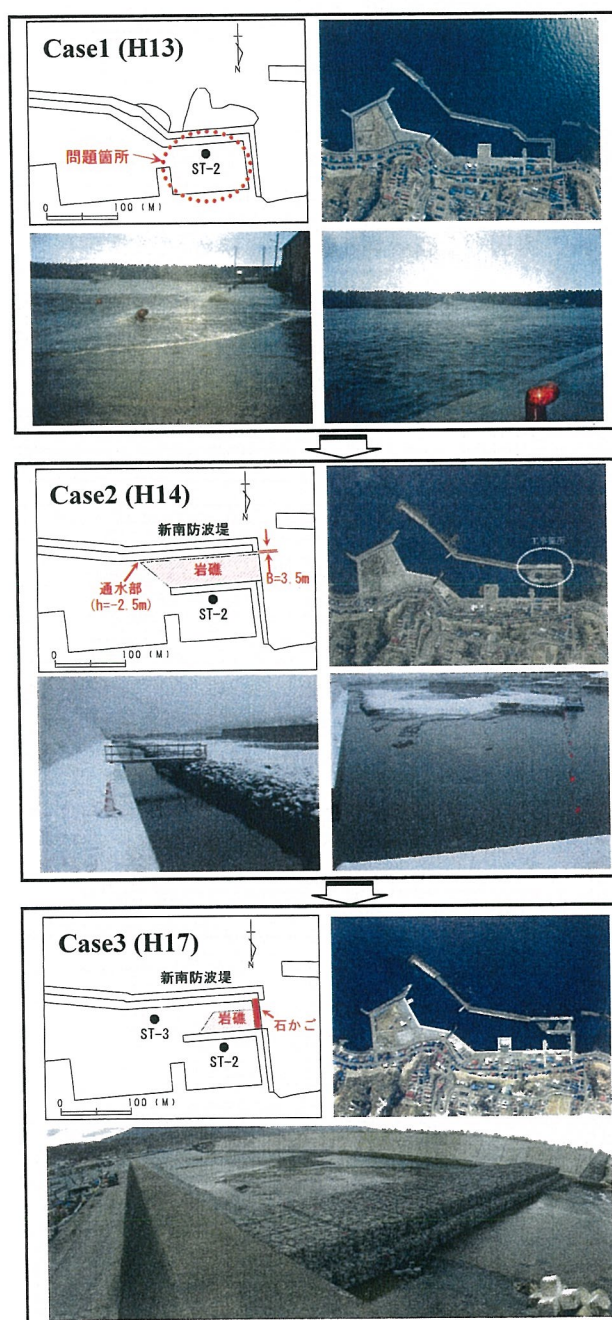


図-3 観測期間における港奥の状況

表-1 波浪観測の実施内容

検討 ケース	観測期間	観測位置	観測の 仕様及び機器
Case1	H14.1/11～H14.3/14	港外:ST-1 (-19.5m)	20分間隔/1時間毎 DT=0.5sec DL-2型海象計 [波高:超音波式 波向:電磁流速]
Case2	H14.11/21～H15.3/7	港内:ST-2 (-3.5m)	
Case3	H17.1/14～H17.2/14		

(3) 来襲波浪の特性

港外のST-1における観測値を対象に、観測毎の波浪スペクトルを求め、標準化により観測期間の平均的なスペクトル形状を整理した結果を図-4に示す。同図は、 $H_{1/3}=1.0\text{m}$ 、 $T_{1/3}=8.0\text{秒}$ として作図してある。これによると、Case1～Case3におけるスペクトル形状は、B_M型スペクトルに対して周期20秒以上の成分がピーク周期($T_{1/3}$)のエネルギーの1/100程度存在する特徴は一致しており、 α_L は1.60～1.65程度であった。

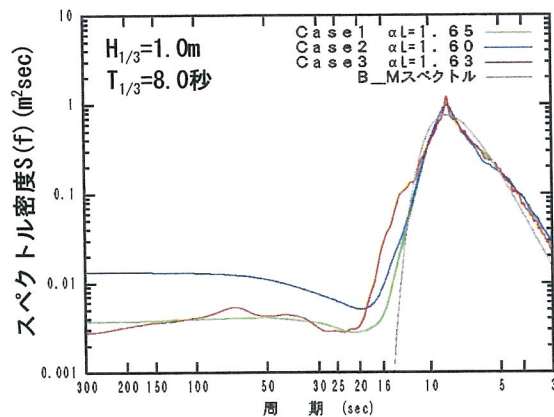


図-4 観測期間における平均的なスペクトル形状

(4) 長周期波の港内伝播特性

上述のとおり、来襲波浪には長周期波が常に含まれており、港外(ST-1)のスペクトルと港内(ST-2)のスペクトルの一例を図-5に示す。

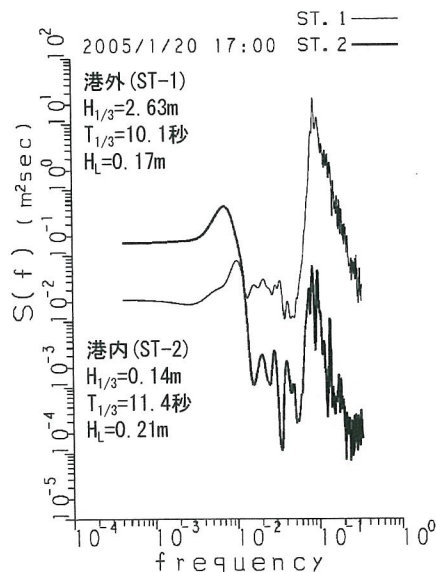


図-5 港外・港内のスペクトルの一例

同図によると、波浪が港内に伝播した際、周期20秒以下の成分はエネルギーが減衰しており、外郭施設による遮蔽効果が十分に得られていることがわかる。しかしながら、周期20秒以上の長周期成分については、エネルギーがほとんど減衰せず、周期帯によっては増幅する傾向が認められる。これは、現状の外郭施設では長周期波のエネルギーを十分に遮蔽できていないこと、及び副振動により選択的な増幅現象が生じていることを示していると考えられる。

これらのことから、本港の港内擾乱の要因が副振動であることを明らかにするため、『港の固有振動周期』と『長周期波の増幅率』に着目した分析を行った。

(a) 本港の固有振動周期

副振動は、港内に進入した長周期波と港の固有振動周期との共振現象であることから、港の固有振動周期と固有振動モード(『腹』と『節』の位置)を把握することが重要である。

そこで、本検討においては、緩勾配方程式を基礎方程式とし、それを固有値問題へ転化することにより固有振動周期と固有振動モードを図-6に示すとおり求めた。同図によると、本港の基本モード～モード3の固有振動周期は、415.5秒～88.2秒程度であることが確認された。また、係留障害の発生が多い港奥の水域は、上記4つのモードのいずれについても副振動のモードの『腹』となる場所である。このため、本港の港奥における小型漁船の係留障害は、港湾の副振動の『節』におけるサージを主とする荷役・係留障害と異なり、副振動の『腹』における長周期波の振幅増大により発生しているものと考えられる。

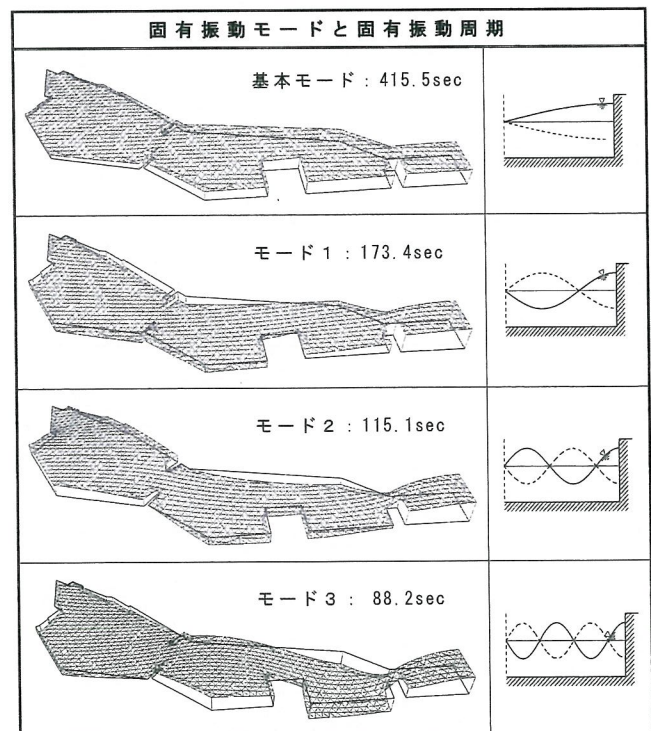


図-6 熊石漁港の固有振動

(b) 長周期波の増幅率

副振動による長周期波の増幅率を把握するため、式-1により周期帯別の長周期波高 H_L を算出し、港外×港内の波高相関から増幅率を求めた結果を図-8に示す。

$$\left. \begin{aligned} H_L &= 4\sqrt{m_{0L}} \\ m_{0L} &= \int_{1/T_2}^{1/T_1} S(f)df \end{aligned} \right\} \cdots \text{式-1}$$

ここで、 m_{0L} : 長周期波のエネルギー
 T_1 : 分割した周期帯の上限周期
 T_2 : 分割した周期帯の下限周期

同図によると、全周期帯では入射波よりも1.1倍～1.4倍程度に増幅する傾向が認められ、固有振動周期のモード1～モード3を含む300秒～60秒の周期帯においては、1.7倍～3.6倍程度に増幅することが明らかとなった。さらに、60秒以下の周期帯においては、0.2倍～0.4倍程度と、外郭施設による遮蔽効果が認められる結果となった。

一方、港内に岩礁部と通水部が存在するCase2及びCase3の状況においては、港内が防波堤と護岸に囲まれていたCase1の状況に対し、増幅率が低減する特徴が認められた。特に、港内に岩礁と通水部が存在する状況であるCase2の減衰効果が高く、300秒～150秒の周期帯においては約50%の低減となった。

これらの結果から、本港の港内擾乱は副振動による振幅増大に起因していることが確認された。さらに、港内に岩礁のような遡上域が存在すること、ならびに通水部が存在することにより、長周期波に対する消波効果を有することが明らかとなった。

現在、漁港漁場整備においては、環境保全型の施設整備への転換、ならびに衛生管理への対応のための港内水質改善の要請が高まっている。このため、これらの整備と合わせ、港内に自然浜や人工干潟などを整備したり、交流タイプの海水交換施設を適切に配置することにより、長周期波対策としての効果が期待できるものと考えられる。

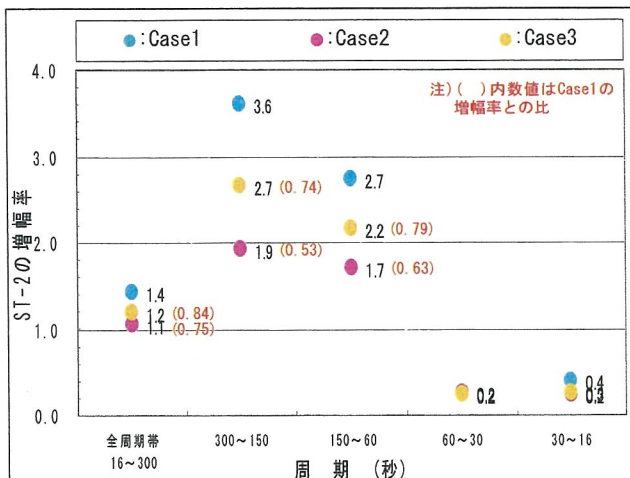


図-8 長周期波の増幅率

3.1.3 数値シミュレーション

(1) 波浪変形計算の概要

前述の現地調査期間のうち、Case3の時点における荒天時1時点を対象に、長周期波の再現計算を実施した。ここで、波浪変形計算は、『ブシネスクモデル(NAWT-PARI Ver.4.6c3)』を用いた予測の他、北海道の港湾・漁港の静穏度解析で数多く利用されてきた『定常緩勾配方程式を有限要素法で解く手法』による予測も合わせて行い、それぞれの再現性に関して検証・考察を行った。

(2) 計算条件

波浪変形計算の計算条件は、表-3及び表-4に示すとおりである。また、計算に用いたスペクトル、計算範囲、及び部分反射境界の設定値は図-9～図-11に示すとおりである。なお、ブシネスクモデルによる部分反射境界の設定は、高次スポンジ層を用いている。

また、岩礁部に関しては、本来であれば遡上を考慮した計算を実施すべきであるが、他港の事例などを参考に、部分反射境界として反射率0.7を設定してある。ここで、ブシネスクモデルの計算格子間隔については、漁港施設形状を適切に設定するため、10mとした。

一方、長周期波の方向分布に関しては、『港内長周期波影響評価マニュアル(財団法人 沿岸開発技術センター、平成16年8月)』を参考に、風波と同一の単一方向として与えることとした。

表-3 ブシネスクモデルの計算条件

項目	設定値
境界水深	35m
モデル領域	沿岸方向6.9km, 岸沖方向6.2km
解析領域	沿岸方向2.3km, 岸沖方向1.6km
格子間隔	10m
波高	$H_L=0.17m$
周期	固有振動周期を勘案し、120秒
スペクトル	図-9に示す実測スペクトルの周期16秒～300秒を対象とする。
波向・方向分布	波向SW, 単一方向
計算時間	60分間の予測とし、波高が定常状態となる後半40分間を評価対象とする。
計算時間間隔	DT=0.2秒

表-4 緩勾配方程式の計算条件

項目	設定値
境界水深	19m
メッシュ	6節点3角形メッシュ、2m～18m
波高	$H_L=0.17m$
スペクトル	図-9に示す実測スペクトルの周期16秒～300秒を対象とし、周期帯を等周波数221分割した上で、線形重ね合わせを行う。
波向・方向分布	波向SW, 単一方向

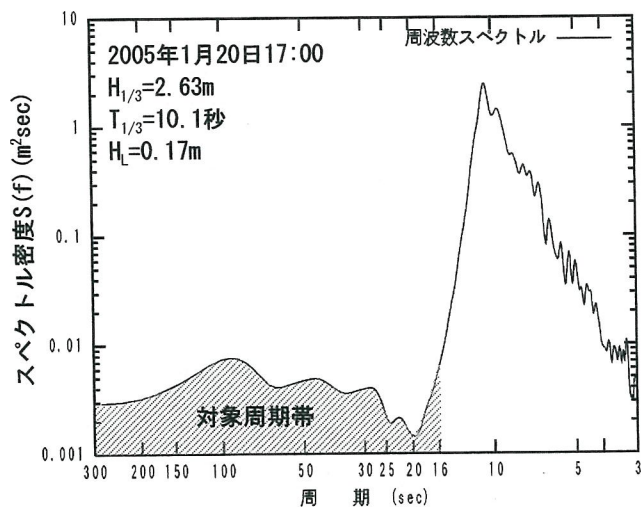


図-9 再現計算に用いたスペクトル

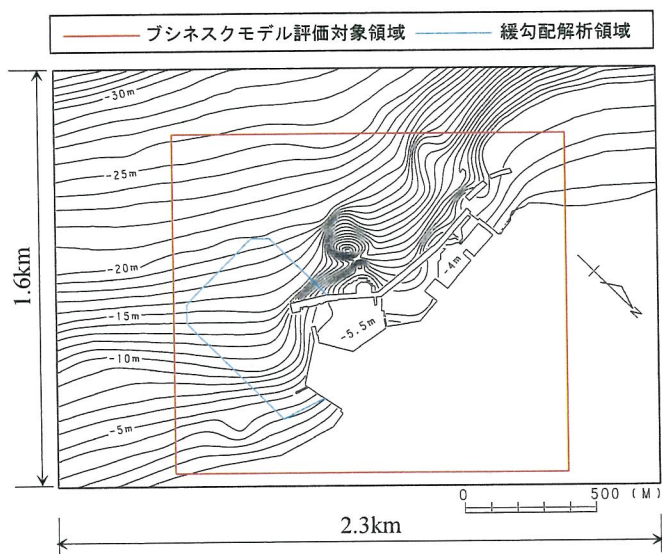


図-10 計算範囲

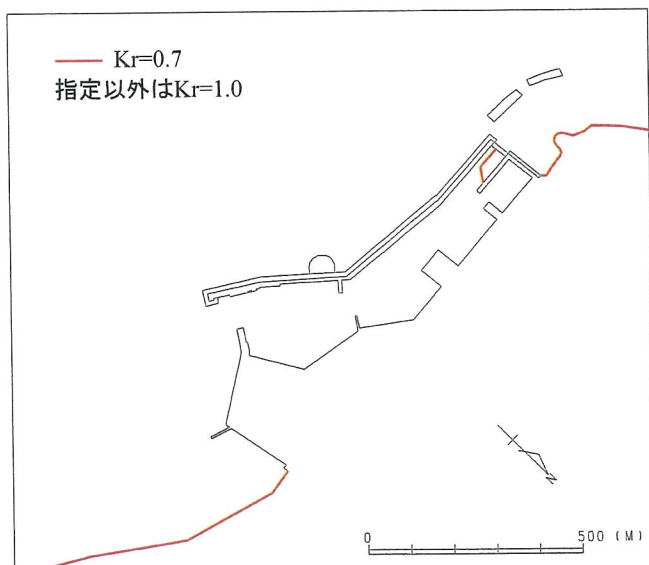


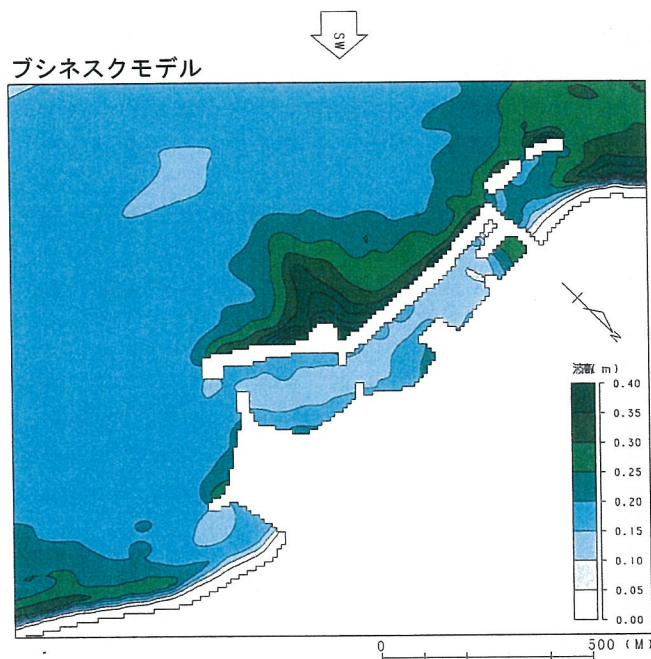
図-11 部分反射境界の設定値

(3) 計算結果

波浪変形計算の計算結果のうち、ブシネスクモデルと緩勾配方程式による波高分布を図-12に示す。また、観測値と計算値の波高及びスペクトルの比較図を図-13及び図-14に示す。

これらの結果によると、港内の波高分布においては、両手法ともに概ね傾向は一致し、港奥の水域における増幅傾向が再現されている。また、観測値と計算値の長周期波高は、図-13によると両手法ともに概ね一致しており、再現性は良好である。さらに、スペクトルを比較すると、ピーク周期とエネルギーは概ね両手法ともに一致する傾向が認められる。

これらのことから、副振動の卓越する漁港においても、ブシネスクモデルの現地再現性が良好であることを検証した。



緩勾配方程式

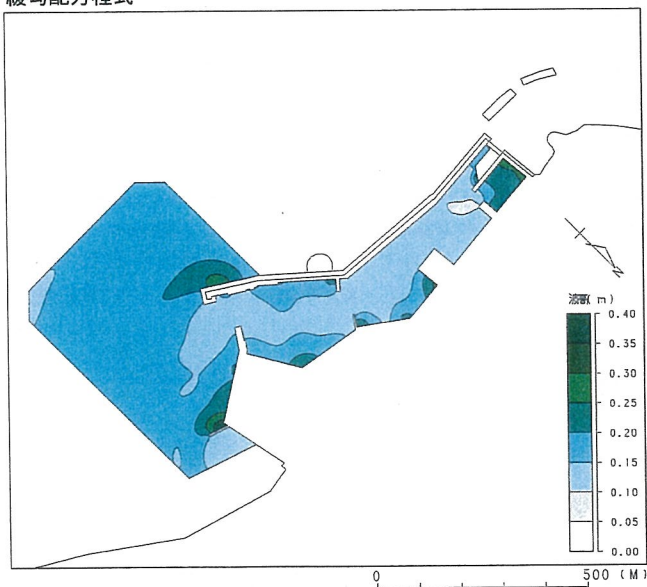


図-12 再現計算結果の波高分布図

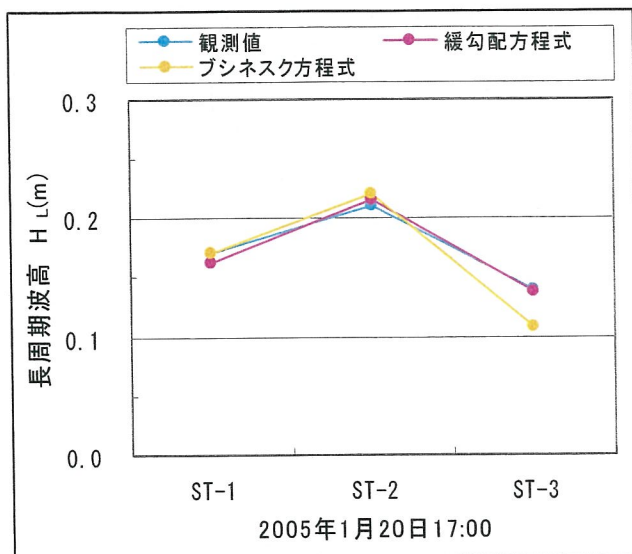


図-13 観測値と計算値の波高の比較図

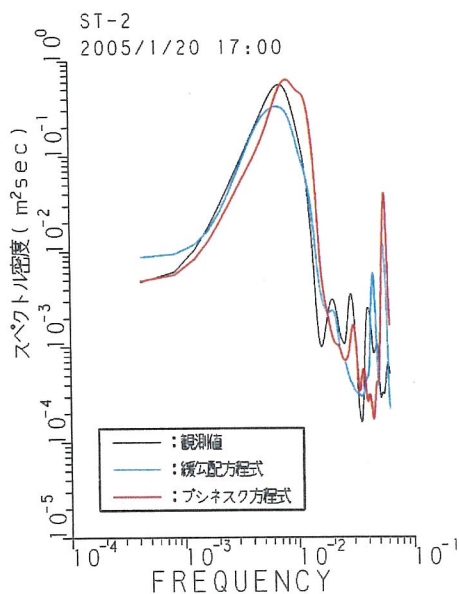


図-14 観測値と計算値のスペクトルの比較図

3.1.4 まとめ

本検討で得られた結果と課題は以下に示すとおりである。

- ・現地調査を実施し、港の固有振動と長周期波の増幅率を分析することにより、熊石漁港の副振動の発生メカニズムを明らかにした。

- ・漁港内に岩礁のような遡上域や、通水部が存在することにより、副振動による長周期波の振幅増大を低減し、長周期波に対する消波効果が期待できることを明らかにした。
- ・副振動が卓越する漁港におけるブシネスクモデルの波浪変形計算結果は、副振動の共振周期と増幅率が適切に再現され、波高の再現性、及びスペクトルの再現性についても良好であることを明らかにした。
- ・漁港は施設規模が小さいことから、ブシネスクモデルにおける部分反射境界の設定は、高次スポンジ層を用いても困難な場合が生じることが課題である。
- ・港内擾乱の現象の支配的な要因が副振動である場合、緩勾配方程式のような線形方程式であっても、対象周期を細分化した予測を行い、線形重ね合わせをすることにより、概ね再現性を得られることが確認された。このため、ブシネスクモデルによる部分反射境界が設定困難な状況においては、線形重ね合わせによる手法も活用可能なことを明らかにした。
- ・岩礁部の反射率は、0.7程度を設定することで十分再現性を得られることを確認した。しかし、今後、遡上を考慮したNOWT-PARIによる予測計算を実施し、検証が必要なものと考えられる。

謝辞

本検討に際し、国土交通省北海道開発局江差港湾事務所の方々よりご協力を頂きました。ここに深く感謝いたします。

参考文献

- 1) 平石哲也・平山克也：港湾における長周期波対策の現状と課題，海洋開発論文集，第18巻(2002)，pp143-148
- 2) 平石哲也ら：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(1997)，pp246-250
- 3) 平山克也・平石哲也：ブシネスクモデルにおける目標反射率の設定法と港内波高分布計算に対する適用，海岸工学論文集，第49巻(2002)，pp676-680
- 4) Naoya ABESHIMA・Kiyoshi AMAGAI・Nobuo KIMURA・Shigeyoshi KODAMA・Hiroki NISHIMURA：Phenomena and Factors of Port Disturbances by Long-Period Waves at Kumaishi Fishing Port, 日本航海学会論文集, 第110号(2003), pp65-74
- 5) 港内長周期波影響評価マニュアル，財団法人 沿岸開発技術センター，平成16年8月

3.2 津波再現計算への適用性

～前面地形の違いによる津波の砕波・遡上
および波力特性に関する研究～

3.2.1 検討概要

一昨年末にスマトラ沖地震が発生し、インド洋沿岸諸国において津波による甚大な被害が発生した。その際、タイやマレーシアのアンダマン海沿岸と、インドやスリランカのインド洋西側諸国沿岸では、津波の遡上特性に違いがみられた。アンダマン海はコーラルリーフが発達しているため、水深の浅い海域が広がっている。津波は浅海域に入ると非線形性と分散性が卓越してきて、ソリトン列としての挙動を呈するようになる。ソリトン分裂による短周期化、加速度の増大に伴って、災害外力としてのポテンシャルは急速に高くなる。一方、インドおよびスリランカ沿岸は海底勾配が急なため、津波は沿岸付近で突如砕波し、エネルギーを失わずに遡上し、構造物に大きな波力が作用する。

本研究では、このような前面地形の違いによる津波の砕波と遡上および波力特性の違いを明らかにすることを目的とし、リーフ地形において津波実験を実施し、ソリトン分裂および砕波を発生させる実験を行った。また、津波の遡上高さと構造物に作用する波力を計測し、特性を明らかにする。また、一様勾配地形については、海底勾配を変化させて、特性の違いを検討する。

3.2.2 研究方法

水理模型実験と数値計算の両面から検討を行う。

模型実験においては、陸棚地形と一様勾配海底地形を基本地形とし、水深と海岸付近の海底勾配を変化させた地形について検討する。津波高および周期をいくつか変化させて、特性の違いを比較する。

数値計算については、VOF法を用いた解析プログラム(CADMAS_SURF)¹⁾とBoussinesqモデル(NOWT-PARI Ver.4-6c3)²⁾を用いた計算をそれぞれ実施し、結果を比較することとした。

本報告は研究の中間報告として、主に水理模型実験結果とBoussinesqモデル(NOWT-PARI Ver.4-6c3)による計算結果を比較することにより、Boussinesqモデルの津波再現計算への摘要性について検討するとともに、使用するNOWT-PARIの改良に関する考察を加えるものである。

Case2: $h=10\text{cm}$

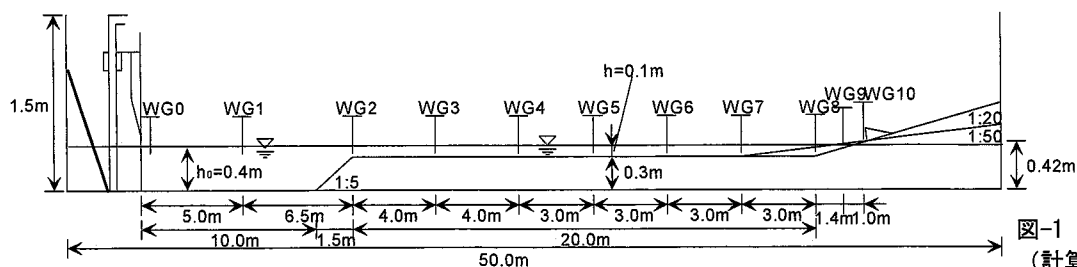


図-1 実験模型
(計算地形の1/100)

3.2.3 水理模型実験の概要と実験結果

(1) 地形モデル

水理模型および計算に用いる地形は、リーフ地形を再現するため、図-1に示すように1/100と1/50スケールで作成し、図示の10箇所に波高計を設置した。リーフ上の海底勾配は緩やか地形を考慮するが、模型作成の精度を考慮し今回は一定水深とした。リーフ上の水深は、5cm、10cm、20cmおよび30cmの4ケース、汀線付近の海底勾配は、1/20と1/50の2ケースとし、海岸部には波圧計を設置した護岸模型を設置した場合と構造物なしの2つのケースを設定した。

実験は、京都大学防災研究所宇治川オープンラボラトリーの多目的造波水路により実施した。実験装置の諸元は以下のとおりである。

【水路諸元】

水路幅：1m、水路深さ：1.5m、水路長：50m

造波装置：不規則波造波装置、再反射防止機能により任意のスペクトル波形を実現する。

造波板：幅 1m、高さ 1.5m

造波駆動方式：ピストン型、ストローク 2m (±1m)

最大使用水深：1m

最大造波波高：45cm (水深 1m 周期 2秒)

造波周期：0.5～5秒

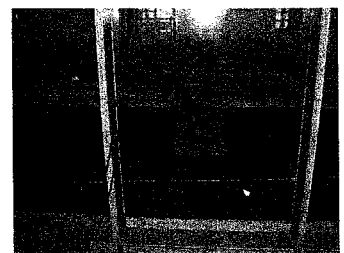


図-2 実験装置 (多目的造波水路、護岸模型)

また、造波周期は造波制御プログラムを改良し、任意関数で入力を行うことにより、周期60秒までの造波が可能となっているため、今回の津波の再現が可能となっている。

(2) 津波条件

入力する津波条件は、表-2に示すように津波高と周期を変化させ各地形に対して行い、周期については使用した造波機で再現できる最大の60secまでとした。

表-1 実験条件

ケース	周 期						min	現地 (S=1/50)
	1.2	2.4	3.5	5.3	7.1	10.0		
	1.7	3.3	5.0	7.5	10.0	10.0		
津波高	1.0	2.0	2.0	—	—	—	sec	実験
1.5	3.0	3.0	—	—	—	—	—	—
2.5	5.0	5.0	—	—	—	—	—	—
n	m	cm						
現地 S=1/50	現地 S=1/100	実験						

○：全ケース実験を実施
△：一部実施
—：対象外

(3) 実験結果

模型実験は、図-1に示す実験模型のリーフ上の水深と遡上域の勾配を変化させて行い、造波する津波は表-1に示す実験条件にしたがいそれぞれの地形に対して行った。

今回のBoussinesqモデルによる津波再現計算は、ソリトン分裂と砕波の再現性について検証を行うこととした。ここでは水理模型実験のうちソリトン分裂が顕著に現れた下記のケースについて、その実験結果を整理する。

- ・リーフ水深：10.0cm（現地10.0m）
- ・津波高R：3.0cm（現地3.0m）
- ・周期T：20sec（現地200sec）
30sec（現地300sec）

図-3と図-4は津波伝播の時刻暦を整理したものである。津波はリーフ上を進行している間にまず津波の前面で分裂が発生し、津波の進行にしたがい分裂が増大していく。ここで、模型は波高計WG3～WG8までは一定水深であるため、分裂波の変形は伝播距離による変化となる。

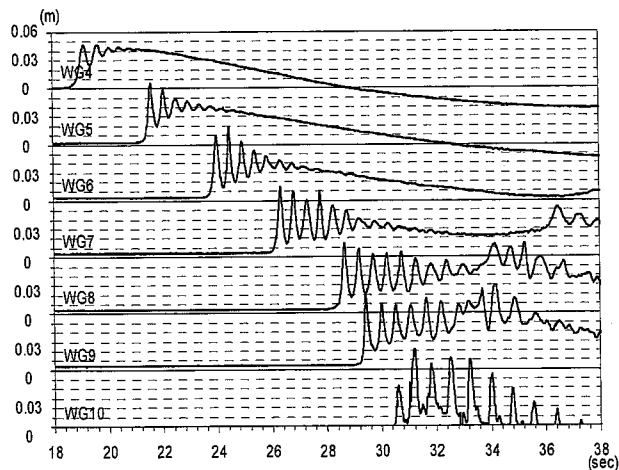


図-3 津波伝播の時刻暦 (R=3cm, T=20s) : 模型実験

図-3は津波高3cm、周期20secの結果である。周期20secでは津波がリーフに進入してから8mの位置にあるWG4付近で分裂が発生し、WG9まで進行する間に波頂高さは8cmと入射波の3倍近くにまで達している。また、WG10は護岸前面に設置した波高計であるが、そこでは津波の遡上域となり分裂波の第1波は水深の影響で砕波減衰が生じている。ただし、第2波以降は護岸による反射波の影響などにより砕波による分裂波の波高減衰を確認することは出来なかった。

津波高3cm、周期30secの結果の図-4では、分裂は

周期20secよりもひとつ陸側(距離4m)ので分裂が発生している。ここでは結果を示していないが、45secではWG7～WG8付近で分裂が発生しており、周期が長いほど分裂の発生が遅く現れる結果が得られている。また、同じ図-4でも砕波による減衰は遡上域のWG10付近で見られる。

図-3および図-4の分裂波の進行のあとに波形の乱れがあるが、これは護岸による反射波の影響である。

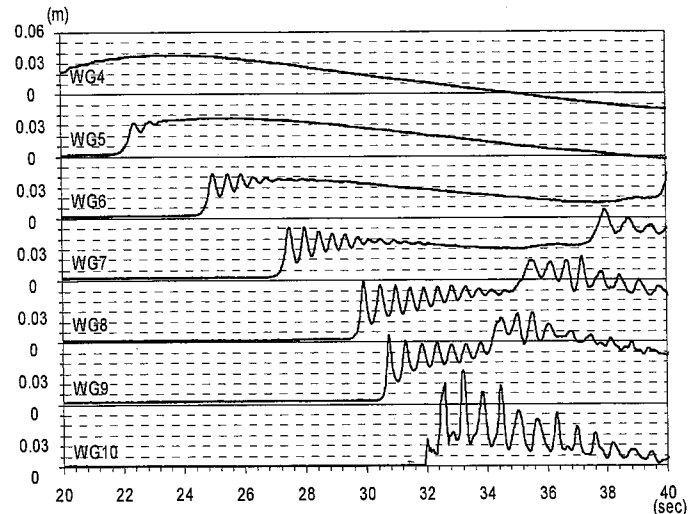


図-4 津波伝播の時刻暦 (R=3cm, T=30s) : 模型実験

砕波については、伝播距離によっても分裂波が到達し続けることによりいずれは砕波するものと考えられるが、今回の実験では水路長50mの制限によりこの条件下ではその現象を確認できなかった。

また、図-3および図-4の分裂波の進行のあとに波形の乱れがあるが、これは護岸による反射波の影響である。

3.2.4 Boussinesqモデルによる再現計算

(1) 計算条件

今回はNOWT-PARI, Ver.4-6c3を用いて津波の再現計算を行った。このモデルでは陸域の遡上については考慮できないモデルである。

計算領域は、今回の目的である断面水槽の水理模型実験結果との比較を行うためにはy方向にはほとんど格子を設ける必要はなく、水路による計算で十分であったが、y方向のスポンジ層による減衰の影響を回避するため、広めに設定することとしたが、試行計算の結果では周期の長い津波計算では、進行方向側面の影響を比較的受け易かったため、y方向の格子間隔をx方向の10倍とし、格子数は1/10として図-5に示す正方形の計算領域を設定した。なお、計算は実海域スケールとして、模型の100倍で計算を行った。

また、計算格子はソリトン分裂を再現するためには、計算格子を細かく設定する必要があるものの、コンピュータの性能上、格子数を極端に増やすことができないため、今回は模型実験の現地スケールで

5,000m必要であることから、x方向に1,000格子を目安として $\Delta x=5.0\text{m}$ を採用した。

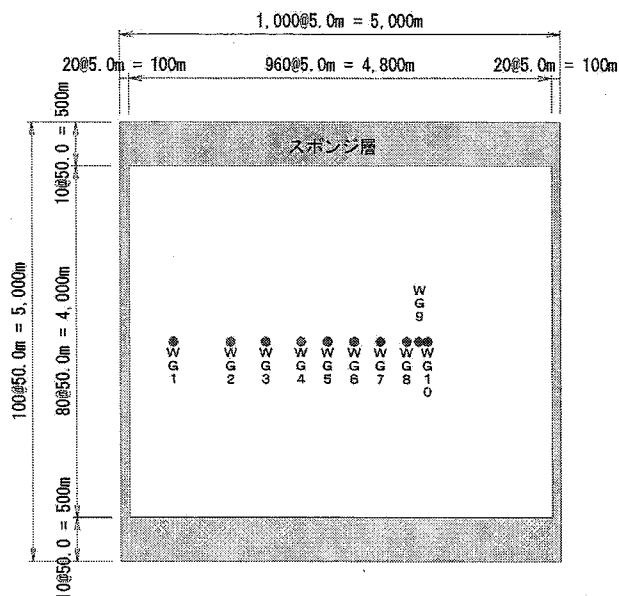


図-5 計算領域モデル

津波の再現計算における時間積分間隔 Δt については、クーラン数 $C=c\Delta t/\Delta x<1$ に従って、モデルの入射境界の代表水深 $h=40\text{m}$ より $\Delta t=0.1\text{sec}$ を採用した。主な計算条件は表-2に示すとおりである。

表-2 主なモデル条件(NOWT-PARI, Ver. 4-6c3)

項 目	
スポンジ層厚	X方向= 100m(20格子) Y方向=500m(10格子)
格子数(IMAX,JMAX)	IMAX=1,000 JMAX= 100
格子間隔(DX,DY)	DX= 5m DY=50m
計算時間間隔(DT)	DT=0.1sec
緩造波時間(TEND)	0.1周期
計算記録時間	0.5周期～3.0周期
計算時間	3～5時間(2～3周期)

(2) 計算結果

NOWT-PARI, Ver.4-6c3による再現計算の検証は、表-3に示す津波高と周期により実験結果との比較を行った。ただし、プログラムでは津波高ではなく波高で条件を与えることから、津波高 $R=3.0\text{m}$ ：実地スケール)を波高 $H=6.0\text{m}$ を入力した。

また、津波伝播過程の変形は、第1波が最も顕著であることから、第1波での津波高を合わせるには、表-2に示すように通常プログラム上で実行している緩造波を省略した検証を試みた。

表-3 検証条件(NOWT-PARI, Ver. 4-6c3)

h=10m		周期		min	現地(S=1/100)
		3.3	5.0		
津波高	3.0 (H=6.0m)	●	●	sec	実験(1/100)
	m 現地 S=1/100				
	cm 実験				

今回の再現計算は、3周期までを設定していたが、周期が長くかつ波高が高くなればなるほど計算の発散が見られ、計算領域やモデルの修正も試みているが、現段階ではソリトン分裂の再現が比較的可能となった条件をもとに行った計算結果を紹介する。

まず、表-2と表-3の条件をもとに計算した結果を各WG位置の実験値の水位変動の時刻暦で比較したものを図-6 (周期3.3min(200sec)の計算結果)に示す。実験結果は計算結果と検証するため、数値を100倍して示している。

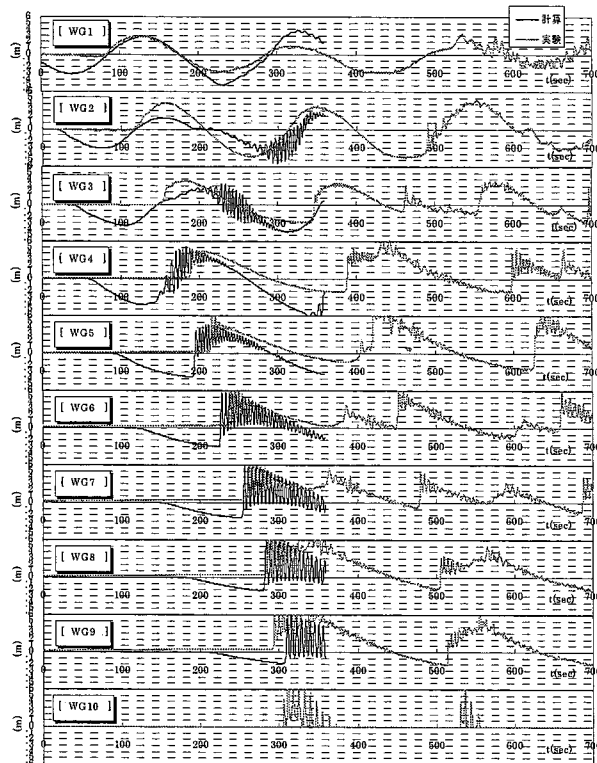


図-6 津波伝播の時刻暦(R=3m(H=6m), T=20s)の比較

今回の計算では、波の入力部分のプログラム改良まで至らなかったため、実験では押波で行っているのに対し、計算は引波で行ったためソリトン分裂と見られる現象は再現されているものの、傾向までは再現できず、かつ多くの課題が多く残される結果となってしまった。

まず大きな課題として、WG2～WG4付近で津波の峰もしくはその背後で大きな振動が発生している。この現象は緩造波を除いたときに顕著に見られ、図-7に示す緩造波を1周期行った場合にはほとんど見られず、現段階では説明できない現象である。

次にWG6～WG9の間に津波の先頭部分が実験に比べて遅れる傾向が見られる。つまり計算値が伝播速度が遅いこととなる。一般の波の計算では波速は $\sqrt{gh}$ で与えられるが、津波の場合はその減少から、水位上昇としてとらえ、津波による水位上昇量 η を考慮した $\sqrt{g(h+\eta)}$ とした速度を考慮する必要があると考えられる。ここで、計算では引波で行って

いるため、津波の襲来前に水位低下が発生するため、この $(h+\eta)$ の η がマイナスとなるため、実験値に比べて津波の伝播速度の低下が見られたと思われる。

これは、試験的に行った引波による実験においてもみられた。図-8は押波と引波の津波の伝播速度の違いを示したものである。なお、図-8は試験的に行った実験結果であるため、津波の条件が異なる結果を比較していることから、あくまで参考値として示している。

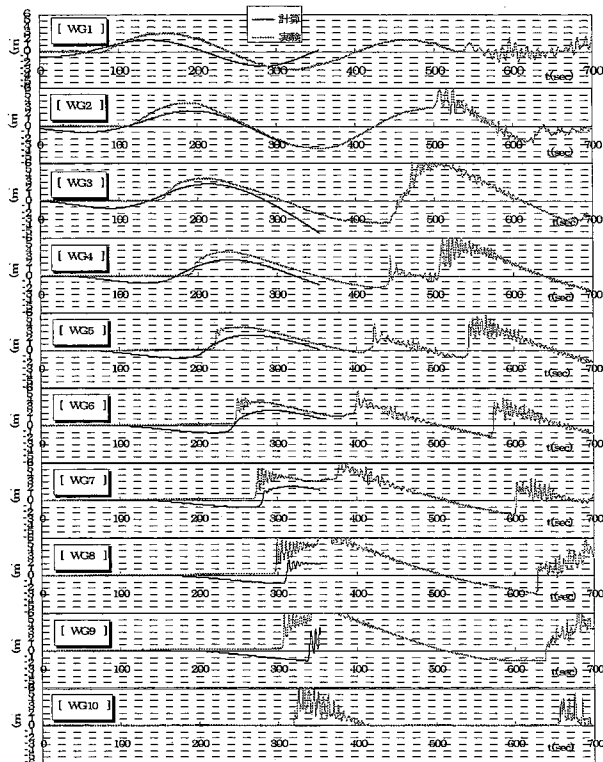


図-7 津波伝播の時刻暦(R=3m(H=6m), T=20s)の比較
(緩造波を1周期行った結果)

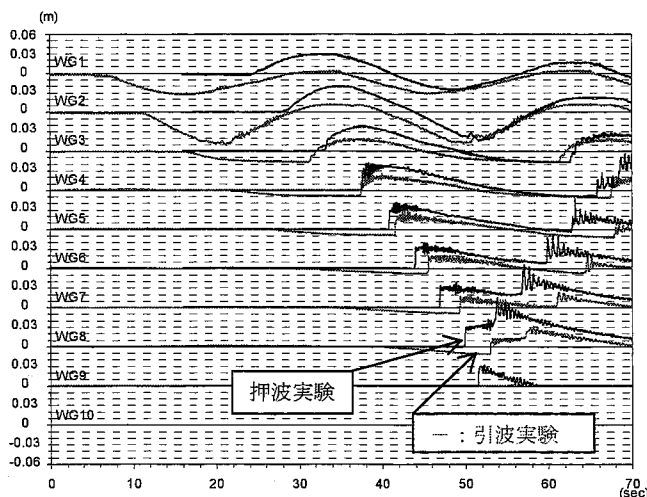


図-8 津波伝播の時刻暦(押波と引波の実験比較): 参考

また、図-8の引波実験結果のWG2からWG3付近で水位低下後に若干の水位の乱れが見られる。これは引波によりリーフ上から若干の逆流が発生したこ

とによる水面の乱れである。

その他に計算が途中で発散するケースが多くあったが、その中でリーフ上の水深を浅くしたモデルではリーフ上で干上がりが発生したケースもあった。

(3) 津波再現計算における問題点の整理

本研究の中間報告として、プログラムの改良まで至っていない現段階で見られた、津波の再現を行うにあたっての課題を以下に整理する。

- 1) 本来発生し得ない津波の峰での水面の振動について現段階で発生原因の究明に至っていない。
- 2) 対象とする津波の条件に対応した入射境界での任意の条件設定が必要である。
- 3) 今回対象とした、水深の浅いリーフ上の干上がりが生じている。
- 4) 津波の遡上域での再現計算の実施。これは、研究の目的として、浅海域での護岸前面の変形後の津波高の計算や、遡上高の計算をある程度可能なモデルとしたいため。
- 5) ソリトン分裂を再現するためには格子間隔を短くする必要があるが、コンピュータの性能上、今回設定した格子数がほぼ上限に近いいため、計算過程で不要となる箇所の修正が必要である。

(4) NOWT-PARL, Ver. 4-6c3の摘要性について

本報告までの試行計算が十分でなかったため、様々な問題点が発生したままである。現段階で適用可能であるかの判断が難しい計算結果となっている。

今回、研究過程で得られた引波と押波という条件が津波の変形に対して当初考えていた状況よりも重用であることがわかったため、今後プログラムでの入力値の与え方などでの改良を施すことによる再現精度の向上の可能性は十分にあるものと考えられる。

現段階では、NOWT-PARL, Ver. 4-6c3の津波再現計算への適用は、今回の実験ケースを対象とした場合に限っては、十分な成果が得られていない。プログラムの改良が必要と考えられる。他の多くのモデルの中で、浅海域における津波の変形が重要となる場合に役立てることを目的として、今後研究を継続する予定である。

参考文献

- 1) 財団法人 沿岸開発技術研究センター、数値波動水路の研究・開発、沿岸開発技術ライブラリーNo.12, 2000.
- 2) 平山克也、非線形不規則波を用いた数値計算の港湾設計への活用に関する研究、港湾空港技術研究所資料, No.1036, 2002.

4. ブジネスクモデルおよびその他の波浪変形計算手法に関する研究紹介

4.1 透水層を用いた任意反射境界処理法に関する2.3の改良について

4.1.1 はじめに

波浪変形計算において消波構造物による波の反射率を正しく見積もることは、現況や将来の港内静穏度を適切に評価する上で極めて重要である。模型実験や現地観測等により設定すべき反射率が明らかな場合には、スポンジ層等による部分反射境界を用いて港内静穏度計算を実施することが可能である（例えば、喜岡ら、1996、有川・磯部、1999、平山・平石、2002）。

一方、平山（2001）は、透水層内の波動場に適用可能な平面2次元のブジネスクモデルを用いて、消波工内の波浪減衰過程を再現することにより波の部分反射を客観的に算定できる任意反射境界処理法を提案した。また、平山・上原（2002）はこれを実港湾へ適用し、風波を対象とした模型実験結果をよく再現するとともに、長周期波に対しては全く異なる反射率を与えることを確認した。

また、西井ら（2005）は、消波工内の空隙率の空間分布をより正確に与えることにより、反射率の再現性を向上させることができることを示した。そこで、本研究では第一に、消波工の法面形状、および法面高さ水面高さとの相対関係を消波工内の空隙率の空間分布に反映させた、新たな透水層モデルの設定手法を提案し、その概要を述べる。

ところで、透水層を用いた任意反射境界処理法の適用事例は、現在のところ、消波ブロック被覆堤や直立消波ブロック堤等に限定されている。特に港内で多くの施工例がみられる直立スリット堤（護岸を含む）に対する適用例は未だ示されていない。そこで、本研究では第二に、直立スリットによる波浪減衰、および直立スリットとその背後の反射壁による波の反射等を算定する境界処理法を提案し、その概要を述べる。

さらに、平山（2001）が導出した透水層内ブジネスク方程式を用いて、Madsenら（1997）やKennedyら（2000）が提案した斜面上の遡上境界処理を実現可能なことを確認したので、合わせて報告する。

4.1.2 透水層モデル（平山、2001）の改良

(1) 透水層内空隙率の与え方

平山（2001）は、現地や実験水槽内でみられる消波材による波浪減衰過程を、空隙率などの工学的パラメータが考慮された透水層内の波浪変形現象として、水深積分型波動方程式を用いて物理的に捉えることにより、様々な波浪諸元を有する入射波に対して、相応の反射率や部分重複波形を客観的に再現する任意反射境界処理法を開発した。ここで、消波工の法面勾配は、式（4.1.1）に示すように、透水層

の空隙率を水平方向に変化させることで表現している。便宜上、これをType2とする。なお、消波工天端や小段などの水平部や消波工法面と水面の交点より岸側部で、見かけ上、空隙率の変化がなくなる効果はこのモデルに組み込まれていない。西井ら（2005）は、これらを表現したモデルを用いることにより、透水層モデルによる反射率の再現性がさらに向上することを示した。

$$\lambda = \lambda_0 + (1 - \lambda_0) \frac{x}{B} \quad (0 \leq x \leq B) \quad (4.1.1)$$

B ; 消波工の設置幅

λ_0 ; 消波工内の空隙率

しかしながら、より複雑な法面形状を有する消波工や、平面2次元波浪場を取り扱う港湾設計の実務に対して、これまでの手法を用いて消波工形状を緻密に表現することは、多くの手間を要することが予想されあまり現実的ではない。また、水面変動に応じて消波工法面と水面との交点が変わることを表現することは、ほとんど不可能である。そこで本研究では、消波工の法面高さ空隙率の鉛直分布から、空隙率の空間分布を客観的に算定する手法を提案する。すなわち、平面2次元波浪場における各計算格子で空隙率の鉛直分布 $\lambda_v(z)$ が与えられたとき、その計算格子における透水層の空隙率は次式で算定される。

$$\lambda = \frac{1}{\eta + h} \int_h^{\eta} \lambda_v(z) \cdot F(k, z) dz \quad (4.1.2)$$

$\lambda_v(z)$; 空隙率の鉛直分布

$F(k, z)$; 鉛直依存性関数 (k は波数)

ここで、空隙率の鉛直分布は、斜面を非常に密な透水層とみなして遡上境界処理を実現したMadsenら（1997）の研究を参考に設定した。また、鉛直依存性関数は、水平流速の鉛直分布に応じて透水層内の空隙率に重み付けを行うために導入するものである。そこで、重み付けを行わない場合 ($F(k, z)=1$) をType3、行う場合をType4とした。

図-4.1.1は、消波工法面高さが静水面 ($z=0$) のとき（汀線位置）に設定される空隙率の鉛直分布を示したものである。ここで、 β 値は空隙率の鉛直変化の強さを表す係数である。 β 値が大きいくほど、消波工法面近傍での空隙率の鉛直分布が急激に変化するよう設定されていることがわかる。ここで、消波工内の空隙率は $\lambda_0=0.45$ とした。

図-4.1.2は、図-4.1.1で表される空隙率の鉛直分布のうち $\beta=100$ とした場合に、式（4.1.2）で算定される透水層内の空隙率が、水面高さによってどのように変化するかを示したものである。水面が消波工法面よりも低い場合には、透水層内の空隙率は $\lambda=0.45$ で一定である。しかし、水面が消波工よりも高くなると、空隙率は急速に1に近づくものの $\lambda=1$ に

はならず、水没した消波工の効果によってある程度の抵抗が作用するような空隙率が設定されることがわかる。さらに、水平流速の鉛直依存性関数を導入したType4では、入射波が長波の条件に近い $kh=0.41$ のとき、重み付けを行わないType3とほぼ同様な空隙率が設定されるのに対し、浅海波の条件である $kh=1.46$ のときには、水没した消波工による波浪抵抗が小さくなるように、透水層内の空隙率が設定されることが確認できる。

図-4.1.3は、入射波が浅海波のとき($kh=1.46$)、Type4で設定される透水層内の空隙率が β 値によってどのように変化するかを示したものである。 $\beta=5$ とした場合には、水面が消波工の法先水深付近まで低下しても、透水層内の空隙率は消波工内の空隙率よりも大きく設定されてしまうことがわかる。

図-4.1.4は、上方に示す消波ブロック被覆堤に対して透水層を設定した場合、Type2, Type3, Type4

でそれぞれ設定される透水層内空隙率の水平分布を示したものである。ここで、 $\beta=10$ とした。対象断面では、消波工天端付近で水面高さに対する見かけ上の空隙率の水平分布が一定になることに対応して、Type3, Type4ではこれをうまく表現できていることがわかる。逆にType2ではこれが表現されていない。(2) 消波ブロック被覆堤による反射率の再現計算

図-4.1.4で設定した透水層モデルを用いて、造波水路内での実験により得られた、消波ブロック被覆堤による波の反射率に関する再現計算の結果を図-4.1.5に示す。ここで、空隙率以外の透水層パラメータは、消波ブロック被覆堤模型の諸元に対して与えられる値としてそれぞれ、 $\alpha_0=2100$, $\beta_0=2.2$, $d=4.56\text{cm}$ とした。また、入射波条件は、一様水深 $h=0.32\text{m}$ または 0.35m に対して、波高 3cm , 8cm , 周期 0.99s , 1.41s , 1.84s , 2.82s の規則波および不規則波とした。なお、これらは平山(2001)による実験条件とまったく同様である。ただし本稿では、一様水深 $h=0.32\text{m}$ のケースに対する検討は省略した。

水深 $h=0.35\text{m}$ のケースに対する反射率の再現計算の結果、いずれの場合もType2の透水層モデルを用いた計算では、実験値に比べ1~2割程度、反射率が過大に見積もられていたことがわかる。これに対し、Type3およびType4では、計算値は実験値を非常によく再現していることがわかる。さらにType4では、周期が短い(kh が大きい)とき、Type3に比べ、より高い精度で反射率を再現できている。これらのことから、本研究で提案する新たな透水層内空隙率の設定手法は、これまでの手法による反射率の再現精度をさらに向上できることが確認された。

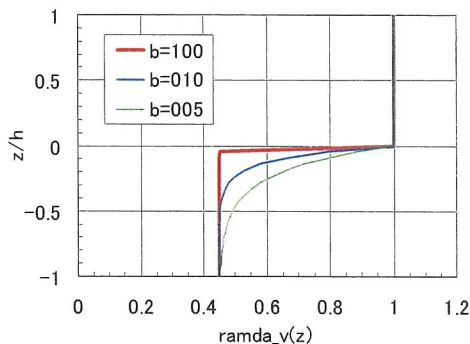


図-4.1.1 空隙率の鉛直分布

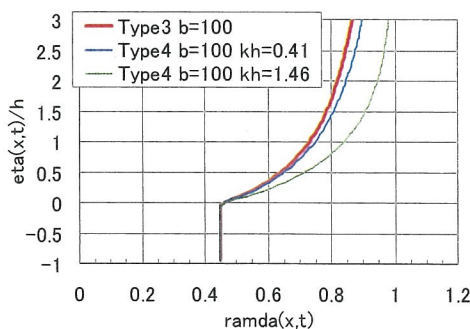


図-4.1.2 水面高さによる透水層内空隙率の変化

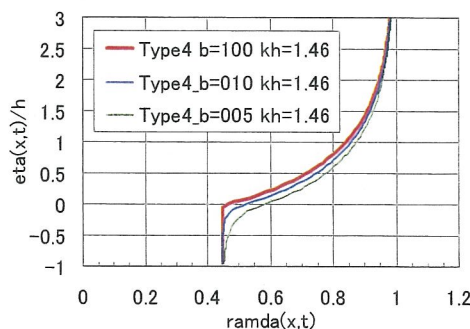


図-4.1.3 β 値による透水層内空隙率の変化

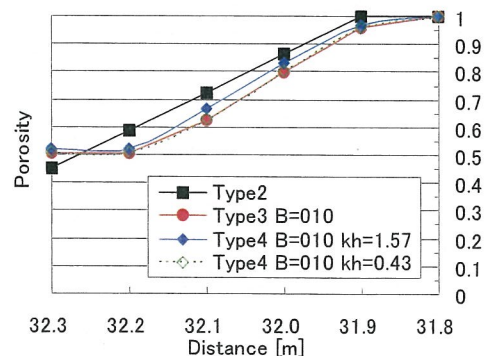
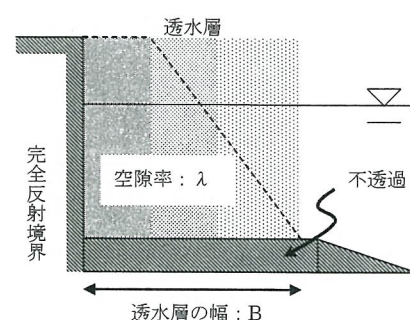
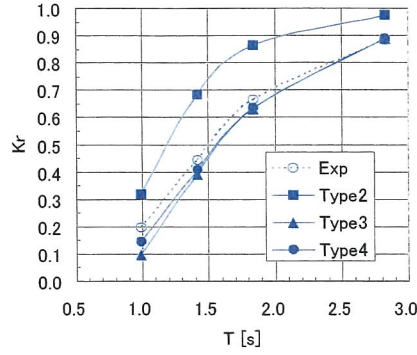
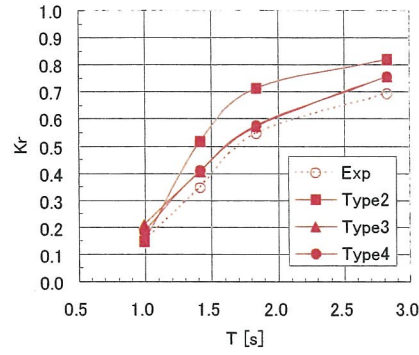


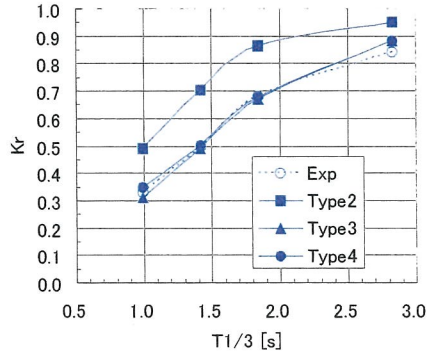
図-4.1.4 空隙率の鉛直分布



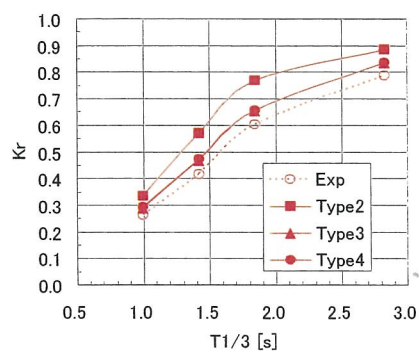
(a) 規則波, $H=3\text{cm}$, $h=0.35\text{m}$



(b) 規則波, $H=8\text{cm}$, $h=0.35\text{m}$



(c) 不規則波, $H_{1/3}=3\text{cm}$, $h=0.35\text{m}$



(d) 不規則波, $H_{1/3}=8\text{cm}$, $h=0.35\text{m}$

図-4.1.5 透水層モデルによる反射率の再現精度

なお、平山（2001）が導出した透水層内のブシネスク方程式のうち、式（4.1.3）で表される透水層による層流抵抗項は、緩勾配近似を導入してさらに次のように展開できる。本研究で行った透水層モデルによる反射率の再現計算では、層流抵抗項に式（4.1.4）を1次元化したものを用いた。

$$\text{y方向} \quad \alpha \left[Q - \mu^2 \left\{ \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 Q}{\partial y^2} \right) + \frac{h}{6} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{h}{6} \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + 2 \frac{\partial Q}{\partial y} \right) \right\} \right] \quad (4.1.4)$$

平山（2001）による層流抵抗項

$$\begin{aligned} \text{x方向} \quad & \alpha \left[P - \mu^2 \left\{ \left(B + \frac{1}{2} \right) h^2 \left\{ \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial x \partial y} \right\} - \frac{h^3}{6} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{P}{h} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(\frac{Q}{h} \right) \right\} \right\} \right] \\ \text{y方向} \quad & \alpha \left[Q - \mu^2 \left\{ \left(B + \frac{1}{2} \right) h^2 \left\{ \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 Q}{\partial y^2} \right\} - \frac{h^3}{6} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(\frac{P}{h} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{Q}{h} \right) \right\} \right\} \right] \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

緩勾配近似を用いてさらに展開したもの

$$\text{x方向} \quad \alpha \left[P - \mu^2 \left\{ \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial x \partial y} \right) + \frac{h}{6} \frac{\partial h}{\partial x} \left(2 \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} \right) + \frac{h}{6} \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial Q}{\partial x} \right\} \right]$$

4.1.3 斜面上の遡上境界処理への適用

(1) 研究の背景

Madsenら（1997）は、ブシネスク方程式を用いて斜面上の波の遡上を安定に計算するために、次のような手法を提案した。すなわち、基準面より上方の斜面を非常に密な透水層とみなし、斜面より上の空隙率を1、斜面より下の空隙率を非常に小さく設定することにより、汀線付近の計算格子でも有意な水深（有効水深）を確保できるよう工夫した。そして、空隙率が鉛直方向に変化することを表現できる、新たな基礎方程式を提案している。

ところで、平山（2001）は透水層内で成り立つブシネスク方程式を新たに誘導し、さらに本稿4.1.2では、ある空隙率を有する消波工の法面位置をパラメータとして、空隙率の鉛直分布から透水層内空隙率を設定する手法を提案した。ここで、消波工の空隙率として非常に小さい値を設定すると、Madsenら（1997）による研究と同様な方法で、波の遡上境界を容易に設定できそうである。そこで本項では、ま

ず、平山（2001）が導出した透水層内のブシネスク方程式が、Madsenら（1997）が提案した遡上境界処理を行うための基礎方程式を含むことを示す。そして、Madsenら（1997）による遡上境界処理法を改良したKennedyら（2000）の研究にならって、斜面位置を固定せずに空隙率の鉛直分布を設定し、これから得られる透水層内空隙率を用いて波の遡上計算を行い、その再現精度を検証する。

(2) Madsenら（1997）による基礎式の誘導

波の遡上計算に透水層モデルを適用する際には、消波工による波の部分反射問題と異なり、透水層内の波浪変形は問題にしないので、透水層による抵抗係数 α 、 β はそれぞれゼロとしてよい。すると、平山（2001）が導出した透水層内のブシネスク方程式は次式のように書ける。ここで、分散項は省略した。

$$\text{連続式} \quad \lambda \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} = 0 \quad (4.1.5)$$

運動方程式

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\tau}{\lambda} \right) \frac{\partial P}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \text{x方向} & + \varepsilon \left(\frac{\tau}{\lambda} \right) \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{PQ}{D} \right) \right\} \\ & + \varepsilon \left(\frac{\tau}{\lambda} \right) \frac{P}{D} \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right) \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} \right) \\ & + \dots = 0 \end{aligned} \quad (4.1.6)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\tau}{\lambda} \right) \frac{\partial Q}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ \text{y方向} & + \varepsilon \left(\frac{\tau}{\lambda} \right) \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{PQ}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q^2}{D} \right) \right\} \\ & + \varepsilon \left(\frac{\tau}{\lambda} \right) \frac{Q}{D} \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right) \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} \right) \\ & + \dots = 0 \end{aligned} \quad (4.1.7)$$

ここで、連続式（4.1.5）の左辺第1項にある λ は、空隙率の鉛直分布を表す λ_v に置き換える。また、運動方程式に対しては $\tau=1$ とし、両辺に λ を掛けて整理する。とくに、式（4.1.6）および式（4.1.7）のそれぞれ左辺第3項と第4項をまとめると、それぞれ次式のようになる。

$$\text{連続式} \quad \lambda_v \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} = 0 \quad (4.1.8)$$

運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P}{\partial t} + g\lambda D \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \text{x方向} & + \varepsilon \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{\lambda D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{PQ}{\lambda D} \right) \right\} \\ & + \dots = 0 \end{aligned} \quad (4.1.9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Q}{\partial t} + g\lambda D \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ \text{y方向} & + \varepsilon \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{PQ}{\lambda D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q^2}{\lambda D} \right) \right\} \\ & + \dots = 0 \end{aligned} \quad (4.1.10)$$

最後に、 $\lambda D=A$ とおき、 ε を省略すると、これらはMadsenら（1997）による式に一致する。

(3) 波の遡上計算への適用

透水層を用いた遡上境界処理法の基本的な性能を検証するために、本項ではMadsenら（1997）にならい、1/25勾配の一樣斜面上で計算された非砕波の波の水面波形を、非線形長波理論に基づくCarrier・Greenspan（1958）による理論値と比較する。

斜面部分を透水層とみなすと、その計算格子上で空隙率の鉛直分布は、前述の $\lambda_v(z)$ で表されることにほかならない。すると、そこで設定される有効水深 A は、式（4.1.2）を用いて次式で表される。

$$A = \lambda D = \int_h^{\eta} \lambda_v(z) dz \quad (4.1.11)$$

ただし、 $D=\eta+h$ である。また、 $F(k,z)=1$ とした。

さらに今回は、透水層内の空隙率が極めて小さく、また、斜面付近で空隙率の鉛直分布が急激に変化するという特徴を有している。これらを考慮すると、最大遡上高を再現するための最適な斜面高さ h_p^* および有効水深 A が、Kennedyら（2000）にならい、それぞれ次式で与えられる。

$$h_p^* = \frac{-h_p}{1-\lambda_0} + h \left(\frac{\lambda_0}{1-\lambda_0} + \frac{1}{\beta} \right) \quad (4.1.12)$$

$-h \leq z < -h_p^*$ のとき

$$A = (\eta + h) + \frac{(1-\lambda_0)h}{\beta} e^{\beta(\eta-h_p^*)/h} \left(1 - e^{-\beta(1+h_p^*)/h} \right)$$

$-h_p^* \leq z$ のとき

$$A = (\eta - h_p^*) + \lambda_0(h_p^* + h) + \frac{(1-\lambda_0)h}{\beta} \left(1 - e^{-\beta(1+h_p^*)/h} \right) \quad (4.1.13)$$

入射波高0.006m、周期10sとし、式（4.1.8）～（4.1.10）および式（4.1.13）で表される基礎方程式の分散項をすべて取り除いた、非線形長波モデルによる波の遡上計算を実施した結果を図-4.1.6に示す。ここで、計算格子幅は $\Delta x=0.05\text{m}$ 、差分時間は $\Delta t=0.05\text{s}$ とし、透水層パラメータは $\lambda_0=0.005$ 、 $\beta=80$ とした。理論値に比べ、計算の結果得られた最大遡上高は10%程度小さいものの、水面波形や斜面沖側での重複波の出現状況などはよく再現されている。

このように、平山（2001）が導出した透水層内ブシネスク方程式に対し、式（4.1.11）あるいは式（4.1.13）で表される有効水深の考え方を導入して、

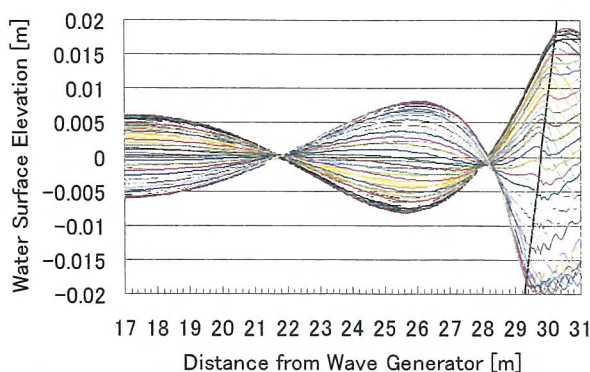


図-4.1.6 斜面を遡上する波の水面波形

斜面地形を表す非常に密な透水層内の空隙率を算定することにより、本来は任意反射境界処理を目的とした先述の改良透水層モデルをそのまま用いて、斜面上の遡上境界処理を実現できることが確認された。

なお、赤川ら（2005）は、本項で行ったのと同様に、Madsen・Sørensen（1992）による水深積分型のブシネスク方程式に対し、Kennedyら（2000）による有効水深と空隙率の鉛直分布関数を導入して、航走波の斜面遡上を計算している。ところが、前項で行った遡上境界処理のための基礎方程式の誘導過程から明らかなように（記述は省略）、分散項のうち水面変動； η の空間微分項に乘じられた静水深； h の二乗は、 h^2 から hA へと変化することに注意されたい。

4.1.4 直立スリット堤への適用

(1) 研究の背景

合田（1991）によって示された港湾施設ごとの反射率の概略値によると、直立スリット堤を含む直立消波構造物の反射率は0.3～0.8とされている。したがって、港内静穏度計算等を実施する際には、波浪条件や消波構造物の諸元を勘案して、設定すべき反射率を慎重に選定しなければならない。

一方、消波ブロック被覆堤や内部に遊水室をもたない直立消波ブロック堤に対しては、平山（2001）により提案された、消波工内の波浪減衰過程を算定できる透水層内ブシネスクモデルを用いて、波浪条件や消波工諸元に応じてさまざまに変化する波の反射率を、客観的に再現することが可能である。そこで本研究では、透水層を用いた任意反射境界処理法を直立スリット堤に適用する手法を提案する。すなわち、直立スリットによる波浪減衰、および直立スリットとその背後の反射壁による波の反射を算定する境界処理法を提案するとともに、断面模型実験に対する再現計算を実施し、その適用性を検証した。

(2) 直立スリット堤に対する任意反射境界処理法

簡単のために、ここでは x 方向に着目した1Dモデルを対象として議論を進める。なお、本研究で用いた透水層モデルおよび乱流モデルの平面2次元場への拡張に関してはそれぞれ、平山・上原（2002）および平山・平石（2005）を参照されたい。

直立スリットによる波浪変形は、波がスリットを通過することによるエネルギー損失と通過しなかった波の反射によって生じると考えられる。ここで、スリットの開口率を透水層の空隙率、スリットの壁厚を透水層材料の代表径とみなすと、直立スリットは薄い透水層として捉えることができる。また、遊水部を隔てた直立スリット背後の反射壁は完全反射境界とみなせるので、直立スリットに対する透水層パラメータの客観的な設定法を提案することにより、消波ブロック被覆堤等と同様な取り扱いで、直立スリット堤に対する波の部分反射境界を設定することができる。

いま、スリット全面積を S 、スリット通過後の流脈面積を S_c とすると、直立スリットによる損失水頭係数 C_l は次式で表される（近藤・竹田，1983）。

$$C_l = \left(\frac{S}{S_c} - 1 \right)^2 = \left(\frac{S}{C_c S_0} - 1 \right)^2 \quad (4.1.14)$$

$$C_c = 0.6 + 0.4 \left(\frac{S_0}{S} \right)^2 \quad (4.1.15)$$

S_0 ；スリット開口部の面積

C_c ；流量係数

一方、損失水頭係数 C_l と透水層の性質を表すパラメータ α 、 β との間にはつぎのような関係がある。

$$\frac{C_l |u|}{2d_w} = \alpha + \beta |u| \quad (4.1.16)$$

d_w ；直立スリットの壁厚

u ；代表流速

ここで、薄い直立スリットでは層流抵抗による波エネルギー損失が乱流抵抗によるものに比べかなり小さいと考え、層流抵抗に作用するパラメータ α を無視すると、透水層パラメータの定義式と式（4.1.16）から、直立スリットによる損失水頭係数は次式で与えられる。

$$C_l = \frac{2d_w}{d} \beta_0 \frac{1-\lambda}{\lambda^3} \quad (4.1.17)$$

β_0 ；乱流抵抗に作用するパラメータ定数

ここで、直立スリットを表現する薄い透水層では、 d は透水層材の代表径として直立スリットの実際の壁厚を採用する。これに対し、 d_w は数値モデル上与えることができるスリット壁厚の近似値であり、等間隔格子による差分計算を行う場合には、計算格子幅の整数倍で与えられる。また、薄い透水層内の空隙率 λ は一様で、かつ縦スリットの開口率に等しいとする。

以上より、直立スリットに対する透水層パラメータ定数がそれぞれ次式で与えられる。

$$\lambda_0 = \lambda = \frac{S_0}{S}, \quad \alpha_0 = 0, \quad \beta_0 = \frac{d}{2d_w} C_l \frac{\lambda^3}{1-\lambda} \quad (4.1.18)$$

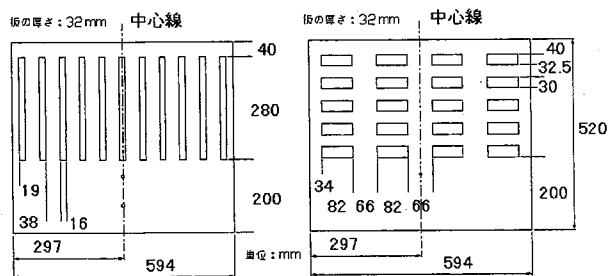
消波ブロック被覆工に対する透水層パラメータ定数が、既往の実験結果や透水層材に対する透水試験結果に基づきブロック形状ごとに与えられることに対応して、直立スリットに対する透水層パラメータ定数は、スリットの開口率や壁厚といった実際の諸元を式(4.1.18)に代入して与えられる。これは、消波工による波の反射・減衰過程を客観的に算定できる透水層モデルの適用対象が、直立スリットにまで拡張されたことにほかならない。ただし、本モデルの基礎式としたブシネスク方程式は水平流速の鉛直分布を仮定しているため、原理上、横スリット周辺で発生する鉛直方向の水粒子運動を表現することはできない。したがって本モデルは本来、縦スリットを想定して定式化したものである。

一方、直立スリットケーソン堤では、直立スリットと背後の反射壁からなる遊水部で生じる入・反射波の位相差の条件によって、更なる消波が期待できることがある(谷本ら, 1976)。数値モデルでは、直立スリット背後に完全反射境界を設定する。ただし、反射面の位置は計算格子幅の整数倍でしか指定できないので、実際に計算を行う際には、設定された遊水部の幅が入・反射波の位相差を正しく再現できるものであるか、よく吟味しておかなければならない。

(3) 計算精度の検証

(a) 模型実験の概要

直立スリットを有する消波構造物による波浪減衰過程を定量的に把握するために、(独)港湾空港技術研究所所有の35m不規則波造波水路を用いて断面模型実験を行った。想定した模型縮尺は1/25である。なお、とくに断らない限り、以下ではすべて模型量で記述した。直立スリットによる波浪変形実験は、図-4.1.7に示すスリット開口率を0.296とした縦スリット模型あるいは横スリット模型(壁厚0.032m)に対し、その背後に0.4m幅の遊水部を設けたケースと設けないケース、さらに遊水部の上部を天板で覆ったケースについて行った。水路岸側には長さ2mの繊維状消波材からなる消波工を設置し、水路沖側



(a) 縦スリット

(b) 横スリット

図-4.1.7 実験に用いた直立スリット模型の形状

から波高4cm、周期1.0、1.2、1.6sの不規則波を造波した。造波水深は0.4mである。また、波の反射率や有義波高は、水路内の波浪場が安定してから取得した200波程度の時系列データを用いて算定した。

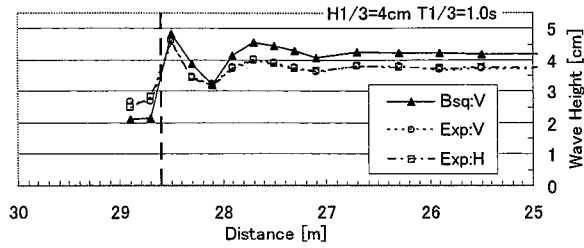
(b) 計算条件の設定

数値計算で用いた入射波や模型の諸元は、基本的に模型実験で用いた各諸量にならって設定した。しかし、計算格子幅に対して薄いスリット壁厚や細いスリット幅を直接計算モデルに取り込むことは困難である。そこで、実際のスリット壁厚 $d=0.032\text{m}$ に対し、モデル上のスリット壁厚は1計算格子幅に等しいと仮定し、 $d_w=\Delta x=0.100\text{m}$ と設定した。また、縦スリットを想定すると、スリット全面積 $S=0.594h$ 、スリット開口部の面積 $S_0=0.176h$ (ただし、 h はスリット背後の静水深; 0.2m)と表されることから、スリット幅はスリットの開口率、すなわち透水層の空隙率として捉えられる。すると、この直立スリットの流量係数は式(4.1.15)より $C_c=0.635$ 、損失水頭係数は式(4.1.14)より $C_l=18.6$ となり、透水層パラメータ定数は式(4.1.18)より $\lambda_0=0.296$ 、 $\alpha_0=0$ 、 $\beta_0=0.11$ と算定される。なお明らかに、開口率が等しい横スリットに対する透水層パラメータ定数は縦スリットの場合と同じであることから、本モデルにおいて両者を区別することはできない。一方、直立スリット背後に長さ0.4mの遊水部を設ける場合には、スリット位置から $4\Delta x$ だけ離れた岸側に完全反射境界を設定した。この他、数値計算上の水路右端は、不規則波造波装置による反射波の吸収制御を再現できるように、造波板位置よりも沖側に仮想的に設けた長さ10mのエネルギー吸収帯による無反射境界とし、造波板位置には線境界入射法による造波境界を設置した。さらに数値水路岸側には、実験水路で使用した繊維状消波材による波の反射特性を再現するために、 $\lambda_0=\lambda=0.928$ 、 $\alpha_0=3300$ 、 $\beta_0=0.79$ 、 $d=1.8\text{mm}$ の透水層からなる任意反射境界を設置した。

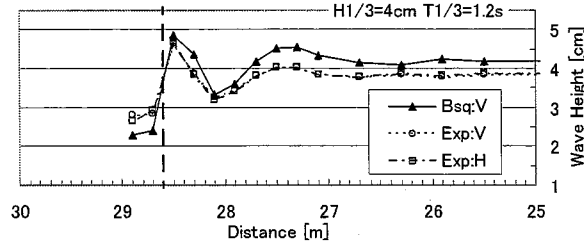
(c) 計算結果と考察

まず、透水層を用いてモデル化した直立スリットによる波浪減衰および波の反射特性に関する再現性を確認するために、直立スリット背後に反射壁を設置せずに行った波浪変形実験に対する再現計算を実施した結果を図-4.1.8に示す。図中のExp:V、Exp:Hはそれぞれ、縦スリット模型および横スリット模型に対して実験で計測された有義波高分布である。波高または周期が異なるいずれの入射波に対してもこれらのプロットはほぼ完全に重なっており、両者の違いはほとんど認められない。一方、Bsqr:Vは直立スリット堤に透水層モデルを適用して得られた計算結果である。

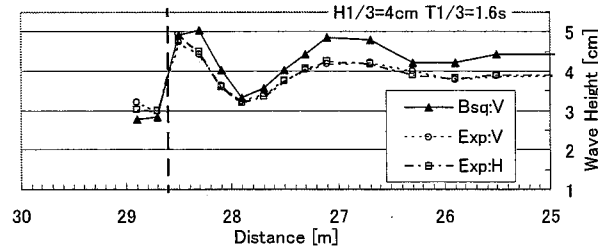
実験および計算で得られた有義波高分布を比較すると、直立スリット沖側では計算結果は実験結果よりも若干大きく、岸側では逆に実験結果よりも小さい有義波高が算定される傾向にある。したがって、直立スリットを模して設定した薄い透水層モデルは、実際よりも反射率が若干大きくなるような反射特性



(a) $H_{1/3}=4.0\text{cm}$, $T_{1/3}=1.0\text{s}$



(b) $H_{1/3}=4.0\text{cm}$, $T_{1/3}=1.2\text{s}$



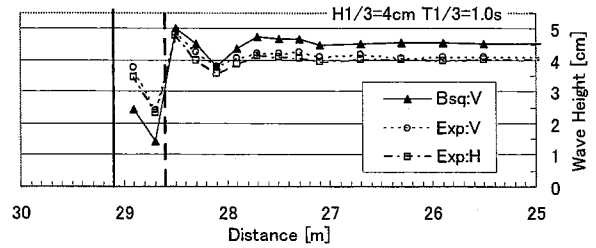
(c) $H_{1/3}=4.0\text{cm}$, $T_{1/3}=1.6\text{s}$

図-4.1.8 直立スリット単体による波の減衰と反射
(Exp ; 実験結果, Bsqr ; 計算結果, V ; 縦スリット, H ; 横スリット)

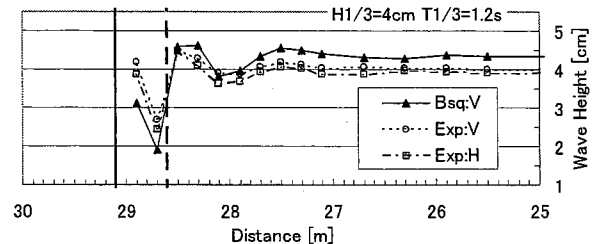
を有していることが推測される。しかし、波の部分反射によって直立スリット前面で形成される部分重複波による波高変動や、スリット背後の波浪減衰などはよく算定されており、数値計算は概ね模型実験をよく再現できていると考えられる。

つぎに、透水層と完全反射境界を用いてモデル化した、直立スリットと遊水部からなる直立スリットケーソン堤による波浪減衰および波の反射特性に関する再現性を確認するために、直立スリット背後に反射壁を設置して行った波浪変形実験に対する再現計算を実施した結果を図-4.1.9に示す。実験結果として、図にはそれぞれ縦スリット堤および横スリット堤を設置した場合に観測された有義波高分布を示しているが、両者の間に明瞭な違いはなくプロットはほぼ重なっている。また、これらの波高分布は、合田ら (1976) によって確認された不規則波の重複波高の場所的変化の傾向ともよく一致している。

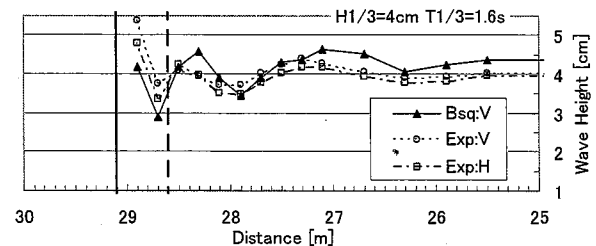
実験および計算で得られた有義波高分布を比較すると、直立スリットを単体で設置したときと同様に、計算で得られた有義波高分布は概ね実験結果とよく一致している。すなわち、薄い透水層と完全反射境界からなる任意反射境界を用いた数値計算は、波の部分反射によって直立スリットケーソン堤前面で形成される部分重複波、およびスリットによる水頭損



(a) $H_{1/3}=4.0\text{cm}$, $T_{1/3}=1.0\text{s}$



(b) $H_{1/3}=4.0\text{cm}$, $T_{1/3}=1.2\text{s}$



(c) $H_{1/3}=4.0\text{cm}$, $T_{1/3}=1.6\text{s}$

図-4.1.9 直立スリット堤による波の減衰と反射
(Exp ; 実験結果, Bsqr ; 計算結果, V ; 縦スリット堤, H ; 横スリット堤)

失と遊水部内入・反射波の位相差による波浪減衰を再現できることが確認された。

図-4.1.10および図-4.1.11は、直立スリット単体あるいは直立スリットケーソン堤に対して、模型実験および数値計算で得られた波の反射率を比較したものである。直立スリット単体に対して、再現計算では模型実験に比べ0.15~0.20程度大きな反射率が算定されるものの、相対スリット層厚； d_w/L に対して反射率があまり変化しないという傾向は比較的よく一致している (図-4.1.10)。また、直立スリットケーソン堤を対象として行った波浪変形計算結果では、実験結果に対して0.05~0.20程度大きな反射率が算定されるものの、相対遊水長； B/L (B は遊水部の長さ) 値の増加に伴い反射率が大きくなるという傾向は比較的よく一致している (図-4.1.11)。これらの結果は、それぞれ直立スリット前面の部分重複波高が大きめに算定されることに対応しているので、直立スリットを模した薄い透水層による波の反射特性をより適切に設定することにより、実験結果に対する計算精度はさらに向上するものと推測される。なお、谷本ら (1976) によって実施された、不規則波に対する孔あきケーソンの反射率の実験結果によると、 $B/L=0.15$ 程度よりも小さいケースでは、反射率は増加に転じることが確認されている。

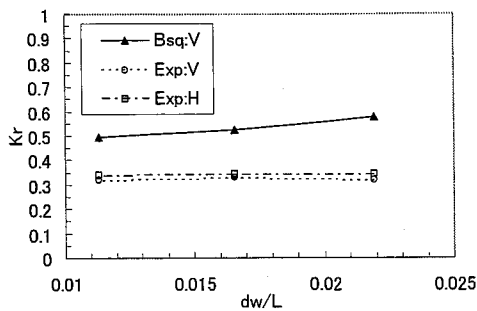


図-4.1.10 直立スリット単体による波の反射率

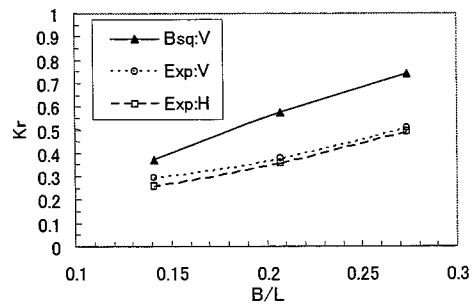


図-4.1.11 直立スリット堤による波の反射率

4.1.5 おわりに

本研究では、平山（2001）による透水層を用いた任意反射境界処理法に注目して、計算精度を向上させる手法を提案するとともに、その応用として、透水層を用いた遡上境界処理への適用性を検証した。さらに、これまで消波ブロック被覆堤や直立消波ブロック堤等にも適用可能であった透水層モデルを、直立スリット堤に適用する手法の提案を試みた。

4.1.2では、消波工の法面形状を透水層内空隙率の空間分布に正確に反映させ、反射率の再現性をさらに向上させるために、空隙率の鉛直分布を仮定し、その鉛直積分によって透水層内空隙率を決定するという、透水層モデルの新たな設定法を提案した。

4.1.3では、平山（2001）が導出した透水層内のブシネスク方程式が、Madsenら（1997）やKennedyら（2000）が提案した遡上境界処理の基礎方程式を含むことを示した。そして、4.1.2で提案した新たな透水層モデルは、消波工内の空隙率を極端に小さく設定することにより、消波工法面を斜面とみなした波の遡上計算にも適用できることを示した。

4.1.4では、直立スリット単体や背後に遊水部を有する直立スリット堤（護岸を含む）を対象として、直立スリットを薄い透水層とみなすことにより、透水層を用いた従来のブシネスクモデルと同様な取り扱いで波の任意反射を実現する境界処理法を提案した。模型実験では縦スリットと横スリットによる波の反射特性に有意な差異は認められず、ともに本モデルによる再現計算が可能であった。

参考文献

- 1) Carrier, G.F. and H.P., Greenspan(1958): Water waves of finite amplitude on a sloping beach, *J. Fluid Mech.* 4, pp.97-109.
- 2) Kennedy, A.B., Q., Chen, J.T., Kirby and R.A., Dalrymple (2000): Boussinesq Modeling of Wave Transformation, Breaking, and Runup. I: 1D, *J. Waterway, Port, Coast., and Oc. Engrg.*, Vol.126, No.1, ASCE, pp.48-56.
- 3) Madsen, Per A. and Ole R. Sørensen (1992): A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part2. A slowly-varying bathymetry, *Coastal Eng.*, 18, pp.183-204.
- 4) Madsen, P.A., O.R. Sørensen and H.A. Schäffer

(1997): Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part II. Surf beat and swash oscillations for wave groups and irregular waves, *Coastal Eng.*, 32, pp.289-319.

- 5) 有川太郎・磯部雅彦（1999）：非線形緩勾配方程式を用いた任意反射率を持つ構造物周辺の入・反射波浪共存場の解析，*海岸工学論文集*，第46巻，pp. 56-60.
- 6) 喜岡 渉・柏原 謙爾・相川 久紀・田中正博（1996）：多方向不規則波による港内副振動の予測モデルとその適用性，*海岸工学論文集*，第43巻，pp. 196-200.
- 7) 合田 良実・鈴木 康正・岸 良安治・菊池 治（1976）：不規則波実験における入・反射波の分離推定法，*港研資料*，No. 248，24p.
- 8) 近藤淑郎・竹田英章（1983）：消波構造物，*森北出版*，275p.
- 9) 谷本勝利・原中祐人・高橋重雄・小松和彦・轟正彦・大里睦男（1976）：各種ケーソン式混成堤の反射・越波および波力特性に関する模型実験，*港研資料*，No. 246，38p.
- 10) 西井康浩・山崎耕嗣・吉田明德・山城賢・青木聡・吉田秀樹（2005）：任意反射境界処理法を用いたブシネスクモデルの反射波卓越海域への適用，*海洋開発論文集*，第21巻，pp. 265-270.
- 11) 平山克也（2001）：ブシネスクモデルにおける透水層内の波浪減衰を考慮した任意反射境界処理法の開発，*海岸工学論文集*，第48巻，pp. 26-30.
- 12) 平山克也・上原 功（2002）：消波構造物に作用する波浪の消波機構を考慮した港内波浪変形計算，*海岸工学論文集*，第49巻，pp. 671-675.
- 13) 平山克也・平石哲也（2002）：ブシネスクモデルにおける目標反射率の設定法とその港内波高分布計算に対する適用性，*海岸工学論文集*，第49巻，pp. 676-680.
- 14) 平山克也・平石哲也（2004）：ブシネスクモデルによる砕波・遡上計算法とその適用性，*海講論文集*，第51巻，pp. 11-15.
- 15) 平山克也・平石哲也（2005）：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，*海講論文集*，第52巻，pp. 11-15.

4.2 大型浮体構造物や大型没水構造物と相互干渉する表面波及び内部波の数値計算

4.2.1 序 論

近年、メガフロートのように大規模な浮体構造物の技術開発が進められている。こうした大型浮体構造物の動揺は、流体運動と相互に干渉する。また、密度成層が発達した水域では、構造物の揺れに呼応して、内部界面が振動を始めるであろう。この内部界面の振動は、浮体構造物に覆われた水域の温度や塩分に影響を与えるのみならず、内部波として構造物周囲の水域に伝播し、広範囲の水圏環境に影響することが予想される。そして、成層水域に設置された浮体構造物には、流体の密度が一樣である場合と異なる応力が作用する。

本研究では、浮体構造物や没水構造物の振動と、表面波及び内部波との相互干渉について検討した。基礎方程式は、水面、または、水中で柔軟に振動する、水平方向に大きなスケールを有する薄板状構造物と、多層流体との間の相互干渉を支配する非線形方程式系である。多層モデルでは、密度の異なる流体が混合しないと仮定する。このため、密度界面は、幾つかの物理量が不連続である境界面となるが、だからこそ、二つの異なる流体層の間に柔軟な薄板を挿入することができる。この状態は、恰も流体が薄板に挟まれたサンドイッチ（図-1）のようである。こうして、曲げ剛性を有する弾性薄板に接する流体の運動を調べることが可能となるのである。

浮体構造物の利用法として、空港、橋梁、居住区や処理場といった様々な用途が考えられている。他方、平面的に大きな没水構造物としては、消波のための没水平板、貯蔵プラントや人工漁礁等が考えられる。

ここでは、鉛直断面内の2層流体を対象とする。まず、水面上の大型弾性浮体が流体に強制振動を与えるときの内部界面の共振現象について調べる。浮体構造物に働く圧力について、構造物の振動の周波数や波長を変えて検討し、内部界面が存在しない1層の場合と2層問題とを比較する。次に、浮体や水面に初期変位を与えてから放置することによって系に自由振動を発生させた場合の、水面、または、水面下に浮かぶ薄板構造物と流体との相互干渉について、その初期変位の波長や構造物の曲げ剛性を変えて解析する。更に、水面の一部を覆う浮体構造物や、曲げ剛性が場所的に変化する浮体構造物を対象として、自由振動の場合及び進行波が入射する場合の解析を行なう。

4.2.2 表面波及び内部波の長波方程式系

互いに混合しない非粘性・非圧縮性流体の非回転運動と、平面的に大規模な薄板との相互干渉を考える。このとき発生する表面波及び内部波の完全非線形方程式系が柿沼^{1), 2)}により導かれている。本稿では、各層（流体を上から順に、第1, 2, ..., I 層

と呼ぶ。）が浅水域にある場合を対象とし、長波近似を行なう。そして、次式のような非線形・非分散性の表面波・内部波の方程式を基礎方程式とする。

$$\frac{\partial \eta_{i,1}}{\partial t} - \frac{\partial \eta_{i,0}}{\partial t} + \nabla \{ (\eta_{i,1} - \eta_{i,0}) \nabla \phi_i \} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_i}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \phi_i)^2 + g \eta_{i,1} \\ + (B_i \nabla^2 \nabla^2 \eta_{i,1} + p_{i-1,0} + P_i + W_{i-1}) / \rho_i = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 ϕ_i は、流体の第 i 層の速度ポテンシャル、 ∇ は、水平方向の微分演算子、 $\eta_{i,j}$ ($j=0, 1$) は、第 i 層が有する二つの界面の位置であり、 $p_{i,j}$ は、 $z = \eta_{i,j}$ における圧力である。また、 g は、重力加速度であり、 B_i は、第 i 層の流体の上面に接する第 i 板の曲げ剛性率であって、式(2)では、薄板の慣性項が相対的に無視されている。なお、中立面と板表面の曲率及びねじり率の差の影響を無視している。また、 P_i 及び W_i は、それぞれ、次式によって定義される。

$$P_i = \sum_{k=1}^{i-1} \{ (\rho_i - \rho_k) g h_k \} \quad (3)$$

$$W_i = \sum_{k=1}^i (-m_k g \delta_k) \quad (4)$$

ここで、 $h_i(x)$ は、第 i 層における静水深であり、また、 m_i 及び δ_i は、それぞれ、第 i 板の密度及び鉛直方向の幅である。

数値計算では、図-2 に示すような鉛直断面内の2層問題を対象とし、第1層の上面及び下面の位置をそれぞれ $z = \zeta$ 及び $z = \eta$ として、大気圧を0とする。初期状態における速度ポテンシャルは、至る所で0とする。また、広い水域を覆う構造物を想定し、端部の影響が無視できる中央付近を対象とすることとし、構造物の両端を繋ぎ合わせて、空間的に周期的な境界条件を適用する。

4.2.3 曲げ剛性が一樣な大規模浮体・没水構造物の振動と表面波及び内部波の数値計算

(1) 強制振動

まず、水面に、一定の周期と波長を持つ強制変位を与える。図-2(a)の水面に浮かぶ浮体構造物の振動が流体運動を励起する場合である。図-3 及び 4 に、 $\zeta = a \sin(2\pi t/T) \cos(2\pi x/L)$ なる水面の振動を与え続けたときの、構造物下面の計算領域中央に位置する点 $(x, z) = (L/2, \zeta)$ における圧力 p_M の時間変化を示す。ここで、破線は、各条件に対応する1層問題における圧力 p_M の時間変化である。

図-3 では、共振現象が発生し、内部界面の振幅の増加とともに浮体構造物に働く圧力が大きくなる。なお、内部界面が構造物に接した時点で計算を終了した。

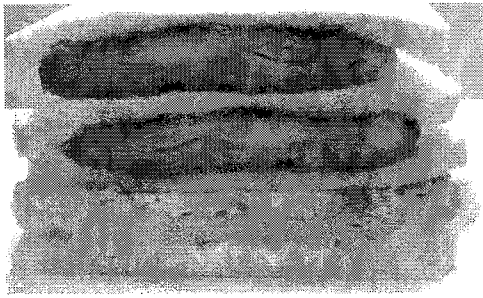


図-1 サンドイッチ

図-4 では、共振現象が発生せず、図-3 のように著しい圧力の増加が見られない。また、強制振動の周期 T が十分に長いと、2 層問題における圧力の振幅が 1 層問題とあまり変わらない。

(2) 自由振動

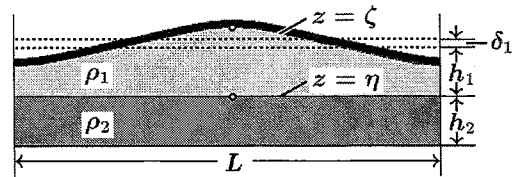
次に、初期状態において水面に変位を与えたときの、薄板構造物と流体の相互干渉を考える。系全体で見ると、外力として重力のみが作用し、自由振動が発生する。初期状態における水面の形状を $\zeta = -a_0 \cos(2\pi x/L)$ とし、これを放置したときの、計算領域中央の内部境界面位置 $z = \eta_M(L/2, t)$ の時間変化を図-5~9 に示す。モードの異なる波が重合している。

図-5~7 の場合では、図-2(a) のように浮体が水面にある。無次元化した曲げ剛性率 $B_1^* = B_1/(\rho_1 g L^4)$ が低い程、 η_M の振幅が大きくなっている。また、 $B_1^* = 1$ 及び 10 の場合、初期波形の波長が長い程、各モードの周期が長くなる。

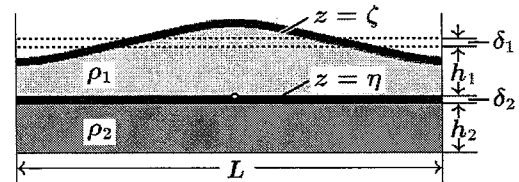
他方、図-8 の場合では、図-2(b) のように曲げ剛性率の等しい浮体が水面と海中の両方にあり、また、図-9 の場合では、図-2(c) のように浮体が海中のみにある。図-8 及び 9 の両者の場合とも、初期状態は、図-6 の場合と同じである。図-5~9 の何れにおいても、無次元化した曲げ剛性率が低い場合に、 $z = \eta_M$ に分裂が見られる。

(3) 没水構造物の初期変位により発生する表面波

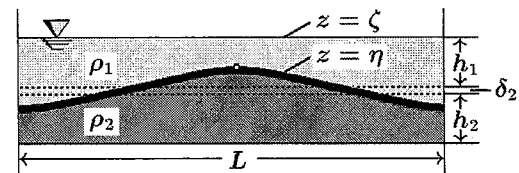
図-2(c) のように、水面下にある薄板構造物に $\eta = -a_0 \cos(2\pi x/L) - h_1$ という初期波形を与えて放置する。このとき発生する表面波の波形 $z = \zeta$ 及び構造物の形状 $z = \eta$ を図-10 に示す。上・下の流体の密度比を逆転させた場合についても計算を行なった。構造物の曲げ剛性があるために、 $\rho_1 > \rho_2$ であっても安定した内部波が形成される。両者の密度比の場合とも、表面に幾つかの峰が生じる。密度比が $\rho_2/\rho_1 = 1/1.025$ の場合に構造物の振動の周期が比較的短くなり、両者に位相のずれが見られる。



(a) 浮体構造物



(b) 浮体構造物と没水構造物



(c) 没水構造物

図-2 薄板構造物と 2 層流体

4.2.4 曲げ剛性が場所的に変化する浮体や水面の一部を覆う浮体の振動と内部波の数値計算

(1) 浮体の運動により励起される内部界面の自由振動

図-11(a)~(c) に示すように、浮体の曲げ剛性が場所的に変化する場合を対象とし、水面に $\zeta = -a_0 \cos(2\pi x/L)$ という初期波形を与えて放置する。このうち、図-11(a) において、 $B_1^* = 0$ であり、この水域に浮体構造物が存在しない。図-12 に、計算領域中央における内部界面位置 $z = \eta_M(L/2, t)$ の時間変化を示す。無次元化した曲げ剛性率 B_1^* ($B_1^* = B_1/(\rho_1 g L^4)$) が低くなる程、 η_M のピークの出現時刻が遅れ、振幅が大きくなる。そして、浮体構造物が間隔を空けて設置されている図-12(a) では、図-12(b) 及び (c) に現れない波形の分裂が見られる。

(2) 進行波の入射に対する浮体の変位

図-11(d) のように、2 層流体の水面の一部に浮体が存在する水域に、進行波が入射したときの、構造物中央下面の位置 $\zeta_M(L, t)$ の時間変化を図-13 に示す。ここで、図-11(d) の左端における水面位置を $\zeta(0, t)/h = 0.2/(10^5 + 10^{-5})$, $s = \{t(g h)^{1/2}/L - 1.5\}/10$ のように与えて、表面波及び内部波を生成している。また、構造物の右側には、流体表面が自由水面である領域を十分長い距離にわたって設けてある。図-13 によると、上層の水深 h_1 が相対的に浅くなる程、浮体構造物の変動が鈍くなり、峰の高さが低くなっている。

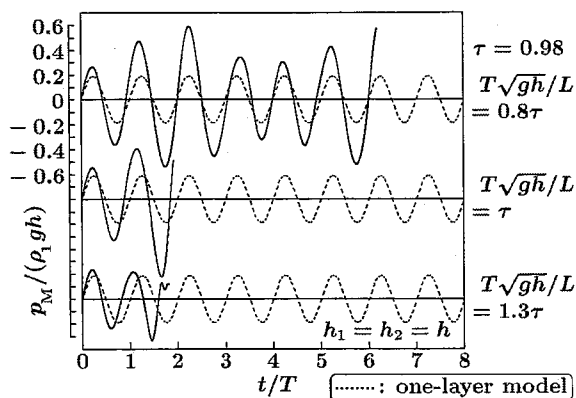


図-3 水面上の薄板構造物の強制振動によって内部界面の共振が生じる場合の板下面における圧力の時間変化 ($L/h = 10.0$, $a/h = 0.2$, $\rho_2/\rho_1 = 1.5$, $x/L = 0.5$)

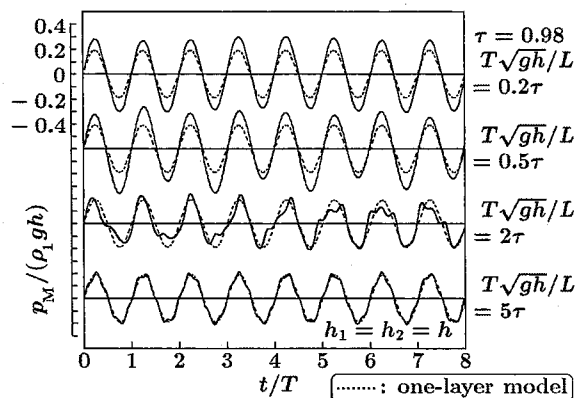


図-4 水面上の薄板構造物の強制振動によって内部界面の共振が生じない場合の板下面における圧力の時間変化 ($L/h = 10.0$, $a/h = 0.2$, $\rho_2/\rho_1 = 1.5$, $x/L = 0.5$)

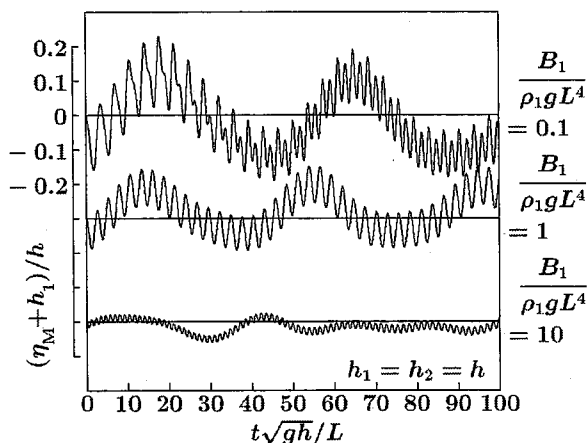


図-5 初期状態において水面上の薄板構造物に変位を与えたときの内部界面の変動 ($L/h = 6.0$, $a_0/h = 0.2$, $\rho_2/\rho_1 = 1.025$, $x/L = 0.5$)

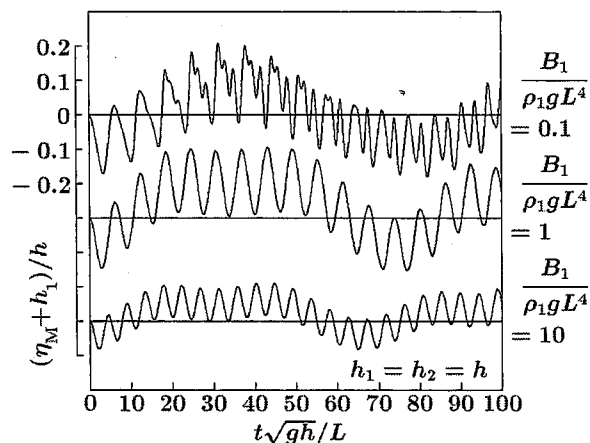


図-6 初期状態において水面上の薄板構造物に変位を与えたときの内部界面の変動 ($L/h = 10.0$, $a_0/h = 0.2$, $\rho_2/\rho_1 = 1.025$, $x/L = 0.5$)

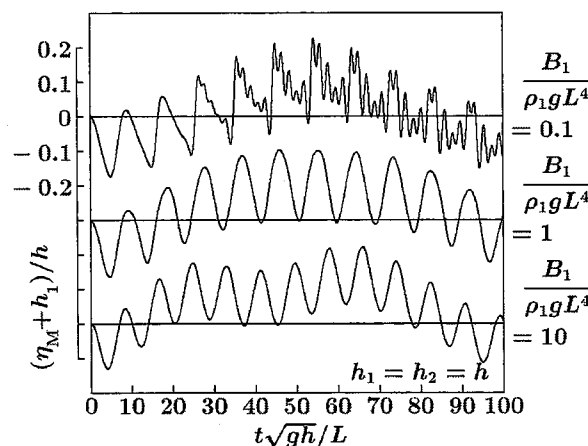


図-7 初期状態において水面上の薄板構造物に変位を与えたときの内部界面の変動 ($L/h = 14.0$, $a_0/h = 0.2$, $\rho_2/\rho_1 = 1.025$, $x/L = 0.5$)

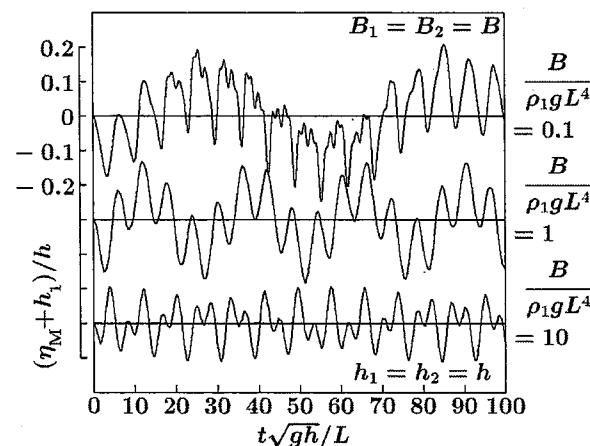


図-8 初期状態において水面上の薄板構造物に変位を与えたときの水面下の薄板構造物の振動 ($L/h = 10.0$, $a_0/h = 0.2$, $\rho_2/\rho_1 = 1.025$, $x/L = 0.5$)

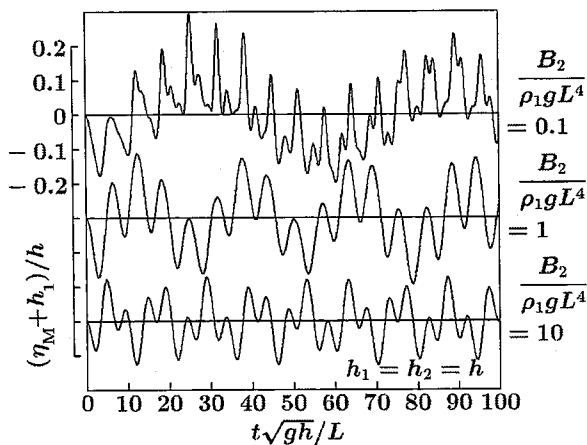


図-9 初期状態において水面に変位を与えたときの水面下の薄板構造物の振動 ($L/h=10.0$, $a_0/h=0.2$, $\rho_2/\rho_1=1.025$, $x/L=0.5$)

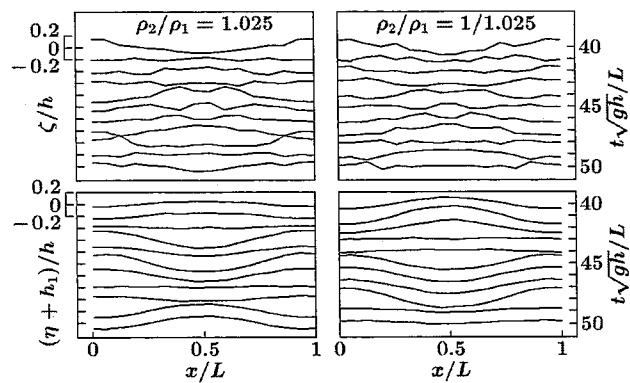
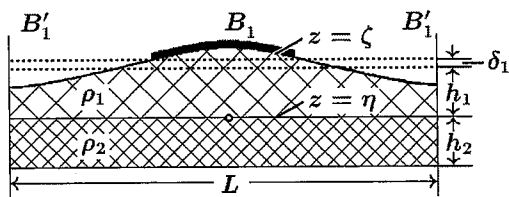
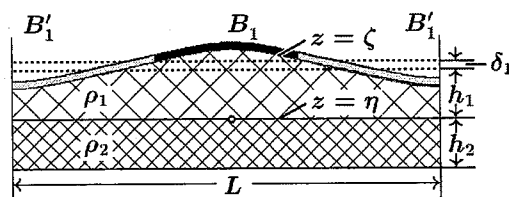


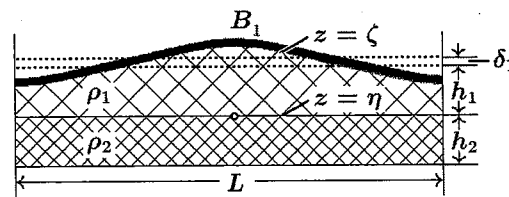
図-10 初期状態において水面下の薄板構造物に変位を与えたときに発生する表面波と構造物の振動 ($h_1/h=0.4$, $L/h=4.5$, $a_0/h=0.5$, $B_2/(\rho_1 g L^4)=0.1$, $h=(h_1+h_2)/2$)



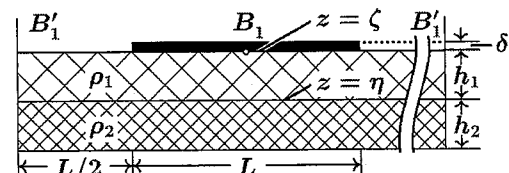
(a) 間隔を空けて設置された浮体構造物



(b) 曲げ剛性が異なる2種類の浮体構造物の連結



(c) 水面全体を覆う曲げ剛性が一様な浮体構造物



(d) 水面の一部を覆う浮体構造物 (静水状態)

図-11 曲げ剛性が場所的に変化する浮体構造物

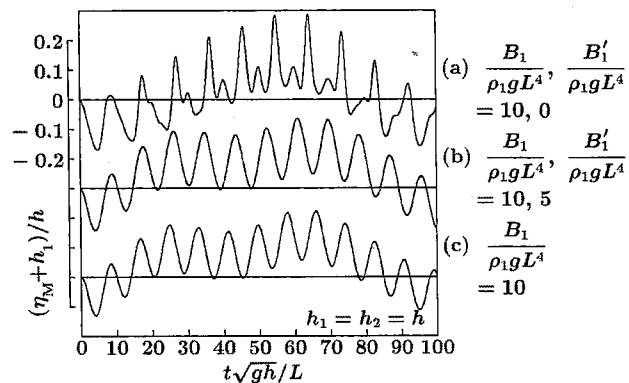


図-12 初期変位の与えられた水面が放たれたときの内部界面の変動 ($L/h=14.0$, $a_0/h=0.2$, $\rho_2/\rho_1=1.025$, $x/L=0.5$; (a)~(c)の浮体構造物は、それぞれ、図-11(a)~(c)に対応する。)

—: one-layer model
 ○: two-layer model ($h_1/(h_1+h_2)=0.5$)
 □: two-layer model ($h_1/(h_1+h_2)=0.2$)

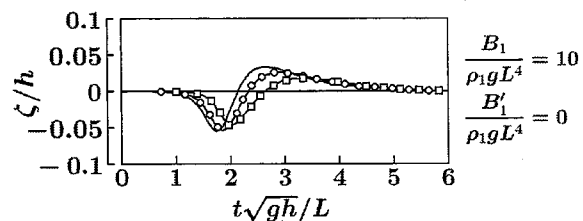


図-13 浮体構造物が水面の一部を覆う水域 (図-11(d)) に進行波が入射したときの構造物の変位 ($L/h=4.0$, $h=(h_1+h_2)/2$, $\rho_2/\rho_1=1.025$, $x/L=1.0$)

4.2.5 結 論

薄板状の浮体・没水構造物と多層流体との非線形相互干渉について、鉛直断面内の2層問題を対象として数値解析を行なった。水面上の柔軟な構造物が強制振動を発生させる場合、1) この振動によって内部界面が共振する条件が存在し、また、2) 強制振動の周期が十分に長いと、2層問題における圧力の振幅が1層問題とあまり変わらないことがわかった。また、水面や水面下の薄板構造物に初期変位を与え、構造物と表面波・内部波との相互干渉の解析を行なった結果、3) 何れの場合も、無次元化した曲げ剛性率が低い場合に内部波に分裂が見られ、また、4) 浮体が水面にある場合、曲げ剛性率が低い程、内部界面の振幅が大きくなった。更に、曲げ剛性が場所的に変化する浮体や、水面の一部を覆う浮体を対象とし、後者が存在する水域に進行波が入射する場合についても数値計算を行ない、5) 曲げ剛性率の低い浮体と連結すると、浮体の振動の周期が長く、振幅が大きくなり、また、6) 上層の相対水

深が浅い程、進行波に対する浮体の応答が鈍くなるといった特性のあることを示した。

大規模浮体構造物は、水圏の有限領域を覆うが、その運動の影響は、表面波及び内部波として伝播し、この領域外の流体の密度構造をも変化させるであろう。従って、環境アセスメントでは、内部界面の存在に留意する必要がある。また、底泥が海底表層を構成するといった場合には、浮体構造物の振動が海底面と相互干渉する可能性がある。なお、流体層が浅水域にない場合や、構造物が大きく変位する場合には、高次項の影響も考慮して検討する必要がある。

参考文献

- 1) 柿沼太郎: 海面や海中で振動する大規模薄板構造物と相互干渉する表面波及び内部波の非線形数値計算, 海洋開発論文集, 第17巻, pp. 181-186, 2001.
- 2) 柿沼太郎: 大型浮体構造物や大型没水構造物と相互干渉する表面波及び内部波の非線形数値計算, 海洋開発論文集, 第19巻, pp. 371-376, 2003.

5. まとめ

現在、NOWT-PARI Ver.4.6βのリリースから7年が経過し、関係各位の多大なるご尽力を賜り、今日のようなスタイルでのブシネスク勉強会の開催も第4回を数えるに至りました。この間、現地港湾に対する適用実績が数多く報告されるとともに、漁港に対しても適用実績が示され、本モデルの適用範囲がさらに広がりつつあります。以下に、平成17年度ブシネスク勉強会においてご報告のあった主な結論を示し、まとめに代えます。

- ①入射波条件として実測スペクトルを直接取り入れることにより、実測値にさらに近づいた計算結果を得ることが可能である。
- ②計算精度の向上には、格子間隔と計算時間間隔を細かくすることが有効であり、数値粘性的な誤差が小さくなる。ただし、詳細な差分計算は、極端に長い計算時間を必要とする他、特に格子間隔をあまり細かくし過ぎると計算の発散を招く恐れがあるため、その必要性や作業工程などを十分に勘案して差分条件を設定する必要がある。
- ③沈設工事中に沈埋函の固有周期に近い周期を有する波浪が来襲すると、沈埋函が共振して作業が極めて危険になるため、COMEINSの予測値と非線形波浪変形計算プログラムを用いた港内外の波浪データベースから港内波浪予測システムが構築された。
- ④実測長周期波スペクトルを入力条件として漁港内の副振動を検討したところ、共振周期と増幅率が適切に再現されるとともに、波高と周波数スペクトルの再現性も良好であった。また、岩礁のような遡上域や通水部は、副振動による振幅増大を低減し、長周期波に対する消波効果として期待できる。なお、漁港等の施設規模が小さい場合には、部分反射境界の設定が困難になる場合が想定される。
- ⑤NOWT-PARI Ver.4.6c3を用いて津波の遡上やソリトン分裂を計算する場合には、数値的な振動やリーフ上での水の干上がり現象など、現段階では多くの問題点が明らかとなったため、計算条件の見直しやプログラム改良等が必要になることがわかった。
- ⑥透水層を用いた任意反射境界処理法に注目して、波の部分反射に関する計算精度を向上させる手法を提案するとともに、その応用として、透水層を用いた遡上境界処理への適用性が検証された。さらに、これまで消波ブロック被覆堤や直立消波ブロック堤等にものみ適用可能であった透水層モデルを、直立スリット堤に適用する手法の提案がなされた。
- ⑦大規模浮体構造物が設置されると、水圏の有限領域を覆うことから、構造物の運動による影響が、表面波及び内部波として伝播し、領域外の流体の密度構造も変化させることが予想される。このような場合には、浮体構造物や没水構造物の振動と相互干渉する表面波及び内部波の数値計算による検討が必要となる。

今年度においては、プログラムの新たな更新項目はなく、平成16年度ブシネスク勉強会にてお配りした「NOWT-PARI Ver.4.6c3」が現時点での最新バージョンとなります。今後も、透水層モデルや、乱流モデルに基づく碎波モデルおよび遡上モデルを整備するとともに、越波モデルや越波伝達波の造波モデルなど、新機能を適宜盛り込むことによって、NOWT-PARIの汎用化および高精度化を図っていく予定です。

付録 : 勉強会議事録

2. 風波・うねりへの適用

2.1 実測波スペクトルを用いた港内静穏度評価法の検討

安田：昨年度の具体的な補正方法はどのようにしたか。②観測結果の周波数スペクトル形状が、短周期側に広がっている特徴を計算ではどのように工夫すれば良いか。

回答：①平均値に合うように単純に倍率を掛けて補正した。②周波数スペクトル形状に対する工夫は、これから検討を進める課題と考える。

川崎：表-2の結果は、観測値に比べて高い値を示しているが、補正係数を掛けたためではないか。

回答：補正係数は1.5倍程度を使用しているため、実際の計算結果はかなり小さい。

川崎：港外の観測データと計算結果を比較するとどの程度合うか。

回答：秋田港では港外の観測結果がないが、別の港ではあるので、今後そのような検討を行いたいと考える。

2.2 東浦漁港におけるブシネスクモデルの浅瀬解析への適用事例

安田：浅瀬がなくなると北外防波堤前面の波高が大きくなるが、防波堤の安全率の低下につながらないか。防波堤の破損が起きる可能性はないか。

回答：設計値の確認はしていないが、安全率が厳しくなると考える。

西井：①浅瀬部分では計算が発散しやすいが、どのように工夫されたか。

②p1.2.5(1)SE 方向は有効造波領域が狭いものの、計算範囲上側の波高が高くなっている。この点については、どのように考えているか。

回答：①今回の計算では特別なテクニックなどは使用しておらず、通常の設定値を用いて計算した結果であり、発散はしていない。

②SE 方向の上側で計算が発散したため、反射率を低減させたところ発散しなくなった。計算範囲上側の波高が大きくなったのは、反射波が大きくなったためと考える。

松島：浅瀬の最浅値が1mであるのに対し、入射波高の片振幅が1.25mと考えられるにもかかわらず干上がり現象が起きなかったのは何故か。

平山：碎波減衰がかなり効いたためと考える。さらに、周期8s程度の波に対して、格子間隔3m、計算時間間隔0.02sとかなり細かい計算になっているため、数値粘性的な誤差が小さく精度の高い計算が行われたと考える。SE方向の計算範囲上側で波高が大きくなったのは、水深が浅いために浅水変形したことも考えられる。これは計算値と現地観測結果を比較すると検証できるだろう。ただし、現地観測結果は、港内発生波や湾内発生波が含まれるとその分だけ波高が大きくなるのに対して、ブシネスクではそれらの高周波成分が入らないために計算では波高を過小評価する傾向にある。これは短い周期の波に対して格子間隔が相対的に大きくなり、数値粘性による誤差が大きくなることが原因と考えられる。

平石：出漁限界波高とはどのように設定されたのか。

回答：漁師出漁時の感覚的な判断基準であると思われるが、水産課の「北海道開発局と水産庁の静穏度解析手法の違いに対する検証について」を基に設定した沖波波高である。

2.3 那覇港における非線形波浪変形モデルを用いた波浪予測

仲井：計算結果のうち波高値には港内発生波を考慮したとあるが、周期も港内発生波を考慮して補正しているか。

回答：港内発生波については、波高をエネルギー合成しているものの、周期は補正していない。

仲井：港内発生波の周期を考慮すれば、波浪予測のピーク周期が実測値よりも大きくなることを抑えることが可能ではないか。

回答：今年度再度検討したい。

柴木：①外洋からのうねりと風波の比率はどの程度か。特に観測結果と予測値の差が大きい個所について。

②観測値と予測値が一致する場合には、うねりと風波の比率はどの程度か。

回答：そのような検討は行っていないが、現地観測した風情報を用いてSMB法から求めた結果として、北向きであれば1.0m程度の風波が求められる。

三島：沈埋函の共振は、大きさや形状で決まるか。

回答：来襲周期、波向き、沈埋函の幅で決まる。沈埋函の幅が波長の1/4と一致すると共振することになる。

三島：予め来襲波がわかれば、共振しない沈埋函が製作可能ではないか。

回答：当初は沈埋函が共振するとは考えられておらず、通常的设计方針で幅が決められている。

糸井：ブシネスクに風波のエネルギー発生項を追加することは可能か。

平石：局所的な波浪推算を行うために、風の成分を考慮できるようにしたい。ただし、現段階ではそこまでには至っていない。

3. 副振動・津波への適用

3.1 副振動が卓越する漁港(熊石漁港)へのブシネスクモデルの適用とその課題

安田：港奥の形状は、計算上壁として取り扱っているのか。

回答：計算上は壁として $K_r=0.7$ とした。

安田：case2とcase3を比較すると、長周期波に対してはcase2が良いものの、case3に変更した理由は何か。

回答：長周期波ではcase2が良いものの、荒天時には港外から碎波後の波が進入して静穏度を悪化させたため、仮設的に石かごを設置した。今後の対策は検討中である。

仲井：ブシネスク計算に用いた周期について教えていただきたい。

回答：計算は図-9に示す対象周期帯のスペクトルを与えている。表-3に示す代表周期120sは、港内の反射率を設定するために用いた。

仲井：図-14を見ると観測値と計算値が大変良く一致しているが、その他のケースでも良い一致を示すか。

回答：図-14以外にもう1ケース計算したが、同様な結果が得られた。

西井：観測データは20分間のデータを使用しているのに対して、計算結果は40分間を評価対象とした理由は何か。

回答：表-1 に標記ミスがあり，case3 のみ毎正時前後 20 分間，計 40 分間のデータを観測したため，そのデータを用いた。

柴木：計算結果から予想された振動現象は，確認できたか。

回答：図-6 に示すモード 1 や 2 であることを計算結果から確認した。節の部分で流速が早くなるなどの状況を確認した。

3.2 津波再現計算への適用性 ～前面地形の違いによる

津波の碎波・遡上および波力特性に関する研究～

柴木：実験で確認されたソリトン分裂の波長はどれくらいか。

安田：周期は 0.5～8s 程度である。

柴木：図面上から波長は 20～30m 程度である。格子間隔が 5m であると，ナイキスト周波数に一致するような分割になるので，数値ソリトン分裂が起きている可能性がある。ソリトン分裂を表現したいのであれば，格子間隔を細かくする必要があると考える。波長の 1/10 程度まで格子間隔を狭くしないとソリトン分裂が表現できないと考える。

回答：今回の数値実験では格子間隔をできるだけ広げた状態で計算が可能かを検討したく，伺った意見を取り入れて進めていきたい。

平山：水路を対象とした計算で側方境界の反射等がないのであれば，側方境界のスポンジ層を無しにして計算することが有効であると考ええる。

回答：今までに側方のスポンジ層を狭くすることや壁にする等の工夫は行ったが，うまくいっていない。スポンジ層をなくした計算を今後実施したい。

川崎：波速と格子間隔の関係がクーラン条件を満足していないために，数値振動が起きている可能性がある。例えば，格子間隔を固定した状態でクーラン条件を満足するように計算時間間隔を時々刻々に変化させれば，格子間隔以上の波長を持つソリトン分裂は計算できると考えられる。

4. ブシネスクモデルおよびその他の波浪変形計算手法に関する研究紹介

4.1 透水層を用いた任意反射境界処理法に関する2, 3の改良について

追加コメント：計算法の詳細な質問は個別にお願いしたい。

4.2 大型浮体構造物や大型没水構造物と相互干渉する表面波及び内部波の数値計算

追加コメント：河口付近の波の変形を検討する場合には，密度成層を考慮する必要性が出てくる可能性もあり，ブシネスクモデルとこのようなモデルを組み合わせる方法も考えられる。