

複断面境界接続による位相平均・時間領域 1-way カップリングモデルの構築

Development of the 1-way Coupling Model between Phase-Averaging Model and
Phase-Resolving Model with Double Connection Boundaries

沖 和哉¹・酒井哲郎²

Kazuya OKI and Tetsuo SAKAI

This study presents the 1-way coupling model between a phase averaging model and a phase resolving model in order to make use of their advantages. In this model, the technique of double connection boundaries is adapted. This method can expand an effective computational area efficiently and reduce the computation time consequently. The results of the present model are compared with those of the single boundary model or experimental measurements in some situations. As a result, this present model can predict the wave fields with sufficient accuracy in a shorter time.

1. はじめに

数値計算によって波浪予測を行う場合, さまざまな波浪予測モデルの中から対象とする領域および条件に応じて適切なモデルを選択する必要があるが, 対象領域すべてが必ずしも単一のモデルにとって最適な条件になるとは限らない. その場合, たとえモデル適用に関して適切な範囲から少々はずれている条件を含んでいても, ある 1 つのモデルを拡張的に用いて対応するのがほとんどである. 例えば位相平均モデルであるエネルギー平衡方程式モデルは広領域の波高分布 (エネルギー分布) の計算を比較的短時間で行うことができる一方, 時間波形や最大波を解析することはできず, 位相情報が平均化されているために基本的には反射波を再現できない. Boussinesq 方程式モデルに代表される時間領域モデルは不規則波を時系列的に取扱うことができるため最大波をシミュレートすることができるが, 計算時間がかかるために比較的狭い領域を対象とする場合に向いているという特徴がある.

本研究では, エネルギー平衡方程式モデルと Boussinesq モデルの結合を念頭に置き, それぞれのモデルの長所を活かした 1-way カップリングモデルを構築する. その際, 接続境界を 1 つの断面とすると, 多方向不規則波の場合や主波向きの条件によっては時間領域モデルにおける有効造波領域が小さくなって非効率なため, 2 つのモデルの領域を複数の断面で接合する. 本研究で構築したモデルは数値計算を通してその妥当性および有効性を検討する.

2. 1-way カップリングモデルの構築

本研究では位相平均モデルとして回折項を有するエネルギー平衡方程式モデル (ExEBED モデル; 沖ら, 2004) を, 時間領域モデルとして Nwogu 型の Boussinesq 方程式モデルを対象とし, 沖側は ExEBED モデル, 岸側 (浅海側) は Boussinesq モデルとして 2 つのモデルをカップリングする. Boussinesq モデルの計算領域からの反射波は沖側へ透過していくが, ExEBED モデル側へのフィードバックは行わない 1-way カップリングモデルとする. 反射波が沖側の入射条件や計算結果に影響することは実際にはほとんどないので問題はない. ExEBED モデルによって得られるスペクトルを Boussinesq モデルで用いる水位の時系列データに変換して計算する方法および複数の断面で境界接続する方法は以下で説明する.

3. 位相平均モデルから時間領域モデルへの変数変換

位相平均モデルで取扱う変数と時間領域モデルで取扱う変数が異なるため, それらを適切に変換する必要がある

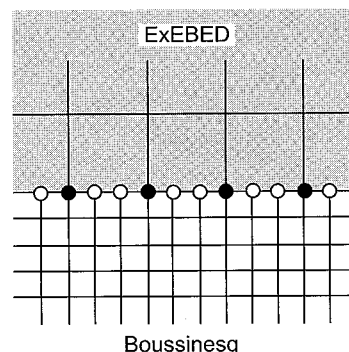


図-1 2つのモデルの計算領域接続境界

1 正会員 博(工) 京都大学助教大学院工学研究科都市環境工学専攻
2 フェロー 工博 京都大学名誉教授

る。本研究では沖ら (2006) の手法と同様に、以下の手順により時間領域モデルでの造波に必要な入射境界上の各格子における水位データを算出する。

- (1) まず、図-1 に示す 2 つのモデルの接続境界上の●で表される全ての点において、先んじて計算される位相平均モデルによりスペクトルが求められる。一般的に、位相平均モデルで計算されるスペクトルの周波数分割は、時間領域モデルで用いる周波数分割よりも粗いため、●で表される各点において、3 次のスプライン補間によって時間領域モデルに必要な分割数に応じた分布にスペクトルを細分化する。
- (2) 図-1 に示されるように、位相平均モデルでは格子間隔についても時間領域モデルより通常は大きいので、(1) で求めたスペクトルを、接続境界線上の○で表される時間領域モデルの格子に内挿する。これにより、時間領域モデルの全ての入射境界格子上で、細分化されたスペクトルが得られる。
- (3) 以上の方法を全ての方向成分ごとに適用し、ダブルサンメーション法に基づく方法でスペクトルから生成されるすべての成分を重ね合わせ、時間領域モデルにおける各入射格子での入射波水位の時系列データを生成する。

4. 複断面からの入射手法

時間領域モデルにおいて複数の断面から波を入射させる手法について説明する。複数の入射断面において波を造波する手法としては Larsen and Dancy (1983) や石井ら (1993) の研究がある。これらにおいては原理についての説明はあるものの、複数の入射境界を適用した数値計算例はあまり詳しく示されていない。本研究では規則波、一方向不規則波および多方向不規則波について検証する。 x - y 平面上で規則的な進行波を考えると、時刻 t における水位分布 η は次式で与えられる。

$$\eta = a \cos(k_x x + k_y y - \omega t + \varepsilon) \quad (1)$$

ここで、 a : 振幅, k_x, k_y : 波数成分, ω : 角周波数, ε : 初期位相である。本手法では時間領域モデルで用いる連続式にソース項を付加し、式 (1) に対応する水位

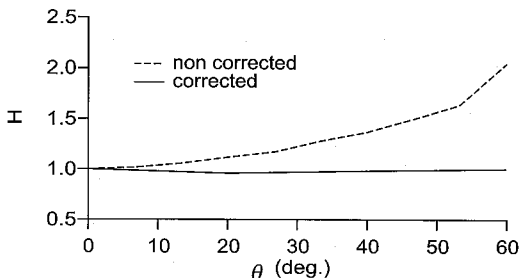


図-2 入射波波向きに対する入射波高

の流入出を入射境界で与えることにより、任意の波向きを有する規則波を発生させることができる。不規則波の場合には、式 (1) で表される成分波を重ね合わせるシングルサンメーション法またはダブルサンメーション法により造波が可能である。ところで、この手法により一様な水深場に波を入射させたところ、入射条件として同じ波高を与えても、入射断面と入射波の波向きとのなす角により、入射する波高の大きさが異なることがわかった。図-2 の破線は、入射波波向きが入射断面に垂直なときの設定入射波高を基準として、波向きが変わるにつれて生成される波高が大きくなる様子を示している。これは、多方向不規則波造波装置においても同じ問題があり、平石 (1992) は波向き線間のエネルギー保存から以下の関係があることを示した。

$$d_m = d_{m90} \sin \theta_m \quad (2)$$

ここで、 d_m は方向成分 m に対応する波向き線間隔、 d_{m90} は入射境界と波向きが垂直な時の波向き線間隔、 θ_m は方向成分 m の波向きである。波向き線の間で与えられる波のエネルギーは同一であるとする、成分波の波向きが造波面に対して 90° でない場合には、波高が設定値よりも増大することを意味する。したがって、本手法では入射位置における格子の幅が波向き線間隔に対応することから、シングルサンメーションおよびダブルサンメーションによる水位変動はそれぞれ以下の式で与える。

$$\eta = \sum_n a_n \cos(k_n(x \cos \theta_n + y \sin \theta_n) - \omega_n t + \varepsilon_n) \sin \theta_n \quad (3)$$

$$\eta = \sum_m \sum_n a_{mn} \cos(k_n(x \cos \theta_m + y \sin \theta_m) - \omega_n t + \varepsilon_{mn}) \sin \theta_m \quad (4)$$

ここで、添字 m および n はそれぞれ方向成分および周波数成分を表す。式 (3) および式 (4) は、式 (1) に補正として $\sin \theta_n$ (または $\sin \theta_m$) をかけたものを重ね合わせた式である。図-2 の実線は補正後の無次元入射波高である。補正により入射波の波向きによらず一定の波高が生成されている。この補正は、一方向波浪の場合には入射波高のキャリブレーションにより問題にならないが、複断面から入射させる場合および多方向不規則波の造波の際には不可欠である。複数の入射断面が存在する場合、たとえば、式 (4) で表される入射境界に直交するもう 1 つの入射境界を同時に用いる場合には次式を適用する。

$$\eta = \sum_m \sum_n a_{mn} \cos\{k_n(x \sin \theta_m + y \cos \theta_m) - \omega_n t + \varepsilon_{mn}\} \cos \theta_m \quad (5)$$

位相平均モデルから得られるスペクトルを入射条件とする場合には、式 (4) および式 (5) の a_{mn} を位置の関数として 3. で示した方法を用い、入射波水位の時系

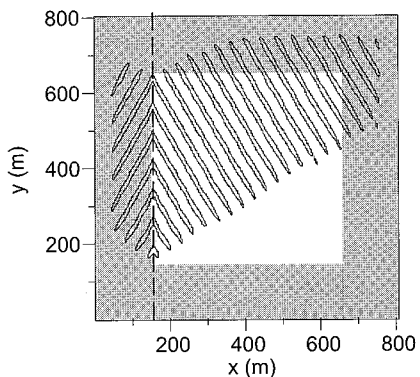
列データを作成する。ランダム位相 ε_{mn} は方向成分 m および周波数成分 n ごとに同じとする。

入射境界が交差する地点の取扱いおよびエネルギー減衰層内での造波法については以下のように対応する必要がある。まず、入射断面が交差する地点においては、それぞれの入射断面において式 (1) に基づいて生成されるソース項が二重に付加されないよう、どちらかの断面からのみ入射させる。次に、エネルギー減衰層内ではソース項を付加しない。これは、減衰層内で造波された波が十分に減衰されないまま有効造波領域内に入射すると、本来他方の入射境界によって造波されるべき波と重複し、波高が大きくなってしまいうためである。

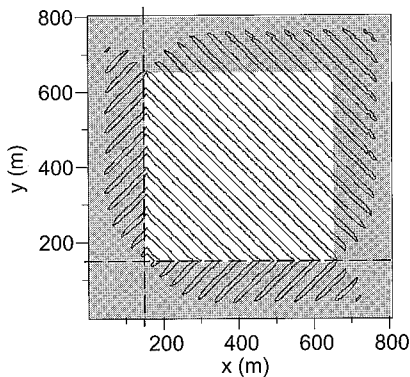
5. 数値解析

(1) 一様水深場

一様な水深の場に、主波向き 45° の規則波を 1 つの断面から入射させた場合および 2 つの断面から入射させた場合における無次元水位分布のスナップショットを比較する。図-3 (a) に示す単断面入射では $x=150$ m に、図-3 (b) に示す複断面入射では $x=150$ m および



(a) 単断面入射境界



(b) 複断面入射境界

図-3 水位分布 (規則波, 波向き 45°)

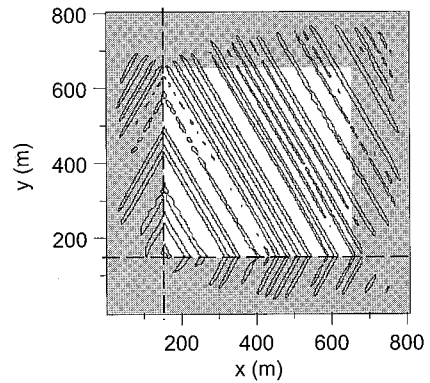


図-4 水位分布 (不規則波, 波向き 30°)

$y=150$ m にそれぞれ入射境界を設置し (図中の破線), 計算領域外縁には厚さ 150 m のスポンジ層を設ける。いずれもある時刻における水位が 0.5 の分布を示している。図-3 (a) に示す単一入射境界による計算では、入射境界に垂直な方向に対して 45° 傾いた波峰線が現れているが、有効造波領域が計算領域のおよそ半分であり、計算領域の右下一帯は無駄な領域となっている。本来、主波向きが計算領域のほぼ中央へ向かうように計算領域を設定して有効造波領域を確保するが、ここでは本手法の特性を調べるためにこのような配置にしている。スポンジ層内にも水位分布が見られるが、これは伝播にともない減衰している。一方、複断面から入射させた図-3 (b) では、2 つの入射境界で生成された波峰が不連続になるところもなく、2 つの断面からの入射波が領域全体で滑らかに 1 つの規則波を形成している。主波向きが 30° の場合の複断面入射による計算の結果も、 45° と同様に滑らかに規則波形が形成されることを確認している。入射波の主波向きがいくつか考えられる場合には、地形データを波向きに合わせて回転させるのは手間であるが、本手法なら柔軟に対応できる。次に、波向きが 30° の一方向不規則波を入射した場合のある時刻における水位のスナップショットを図-4 に示す。主波向きに対して横断方向に波峰線がはっきり現れ、期待通りの結果が得られている。波向きが 45° の場合も同様に良好な結果が得られた。また、シングルサンメーション法により造波させた多方向不規則波についても計算を行ったところ、十分時間が経過した後の有義波高分布は有効造波領域全体にわたってほぼ一様であった。

(2) 球面浅瀬

図-5 に示す球面浅瀬を設置した領域に単一の断面および 2 つの断面に入射境界を設け、規則波および不規則波を入射させる。単断面の入射境界は点線 I、複断面入射境界は「く」の字の破線 II である。入射境界 I および II の条件それぞれにおいて、入射境界に沿う方向に計算

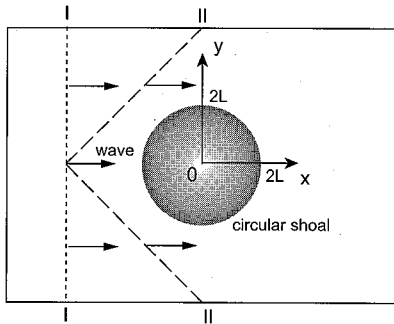


図-5 球面浅瀬地形と入射境界

格子を配置し、計算時間間隔および計算格子間隔はそれぞれ $dt=0.05$ sec および $dx=dy=2.0$ m として計算する。一様水深の場合の計算と同様に、計算領域外縁にはエネルギー減衰層を設置する。なお、砕波が発生しない条件を対象とする。

a) 規則波：周期 5.1 sec, 入射波高 0.62 m の実スケール条件で計算を行い、伊藤ら (1972) の実験と比較する。一様水深部 15 m の領域中央に半径が入射波の 2 波長 ($2L$) に相当する球面浅瀬 (頂部水深 5 m) が設置されている。球面浅瀬の中心を原点として、波向き方向に x 軸を、波峰方向に y 軸をとる。図-6 (a) および (b) に $y/L=0$ 断面および $x/L=3$ 断面における入射波高に対する無次元波高分布を示す。○が伊藤らの実験結果、破線が入射境界 I, 実線が入射境界 II による計算結果をそれぞれ表す。実験結果と 2 つの計算結果はほぼ一致してお

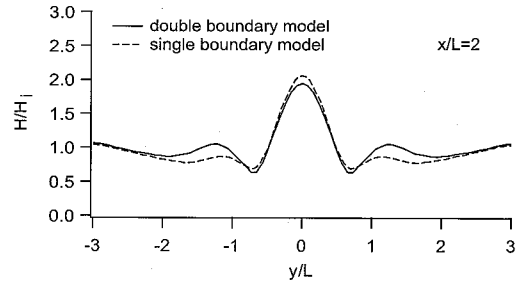


図-7 波高分布 (不規則波)

り、いずれの入射方法を用いても同精度に計算が可能であることがわかる。しかし、単一入射境界の場合には図示した領域の計算を行うために、主波向きに対して両側面に設置されたエネルギー減衰層によって入射位置から遠くなるにしたがって有効造波領域の幅が狭くなるため、領域を十分広くとっておく必要がある。一方、複断面入射においては入射境界を適切に配置することにより効率良く有効造波領域を確保することができる。有効造波領域を効率良く確保できれば計算時間の短縮につながる。

b) 不規則波：規則波の条件と同じ球面浅瀬地形を用い、有義波高 0.5 m, 有義波周期 5.1 sec, $S_{max}=75$ の不規則波を単断面および複断面境界から入射させて計算を行った。 $x/L=2$ 断面における無次元波高分布を図-7 に示す。ピークの値にわずかながら差があるものの 2 つの結果はほぼ一致している。ここに示した断面以外の結果も良好で、規則波の場合と同様に、本計算モデルは計算領域を節約した上で従来の方法と同じ精度で計算できることがわかる。

(3) 実海域実験

より実現象に対応した条件において本モデルの検証を行うため、図-8 に示す実海域を模した多方向不規則波実験 (目見田, 2000) を対象として数値計算を行う。目見田 (2000) の用いた実験ケースのうち、ここでは有義波高 6.0 m, 有義波周期 10.1 sec の一方向不規則波および多方向不規則波 ($S_{max}=25$) の条件について検討する。本研究では実スケールに換算した値で計算を行う。対象とする海域は、水深および汀線が複雑に変化する湾内地形であり、特に防波堤背後では入射波と構造物からの回折波が共存する。防波堤の長さは 560 m で、 $y=850$ m の位置に x 軸に対して平行に設置されている。実験では沖側の単一断面に造波板が設置されている。本モデルでは、ExBED モデルの入射境界を実験条件と一致させて全領域を計算し、図-8 の破線で示す複断面境界 ($x=10$ m および $y=850$ m) において得られた結果を入射条件として Boussinesq モデルと接続して防波堤背後の波浪場を計算する。 $x=10$ m の入射断面は入射波の主波向きに平行となり、一方向不規則波の場合にはこの入射境界は不要と

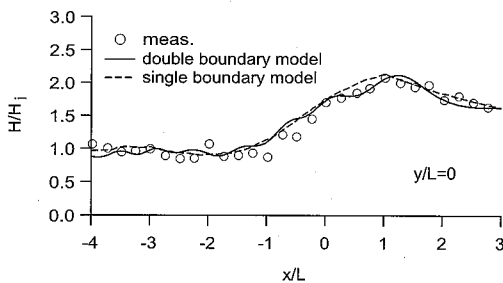
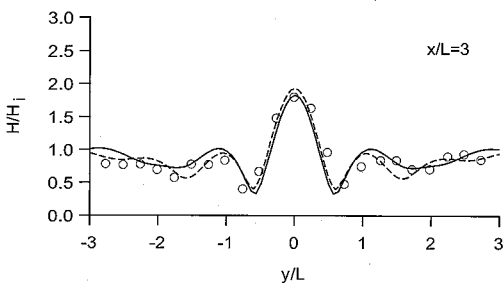
(a) $y/L=0$ 断面(b) $x/L=3$ 断面

図-6 波高分布 (規則波)

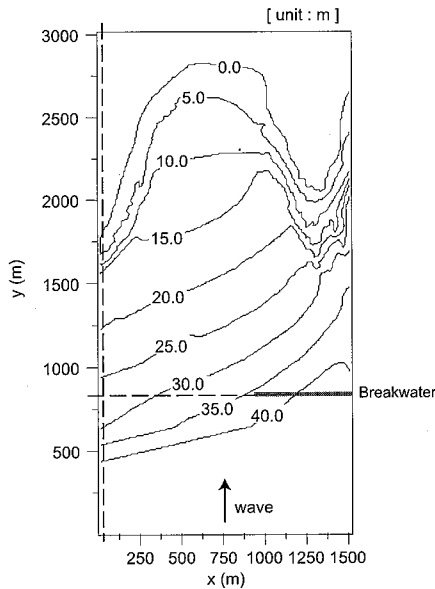


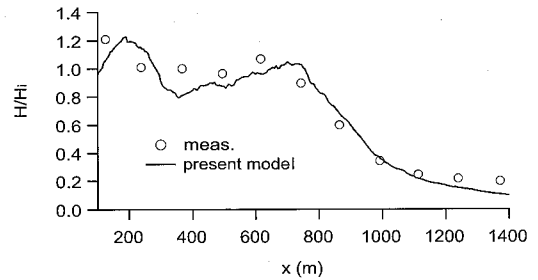
図-8 実験地形 (目見田, 2000)

考えられるが、このような条件での挙動を調べるためにあえて計算を行う。多方向不規則波の場合であってもこの入射断面から入射する波浪成分は少ないが、1つの断面から入射させる場合と比較して、主波向きに対して側方の減衰層を小さくできる利点がある。また、領域の接続手法の妥当性および防波堤背後の波高分布の検証に着目するため、水深が5m以浅では一様な水深として計算する。これにより碎波の問題や汀線処理の複雑さから解放される。計算時間間隔および格子間隔はそれぞれ $dt=0.1$ sec および $dx=dy=2.0$ m として計算を行う。

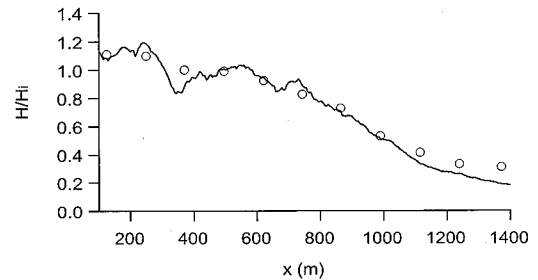
図-9(a)および(b)に $y=1350$ m の断面における入射波高に対する無次元波高分布を示す。○が実験結果、実線が本モデルによる計算結果を表す。まず、一方向不規則波の結果では、側方からの入射境界に近いところではやや一致の程度がよくないが、これは入射波の主波向きと入射境界を平行に設定したことが原因と考えられる。しかし、側方入射境界から離れた防波堤背後の回折域における実験結果と計算結果はよく一致している。次に、多方向不規則波の結果では、一方向不規則波の場合と比較して、全体的に実験結果と計算結果が一致している。これらの結果より、一方向波浪の主波向きに沿う方向に接続境界を設置するのは不適切であるが、多方向不規則波の場合には本手法により精度よく計算できることがわかった。

6. おわりに

本研究では、位相平均モデルおよび時間領域モデルそれぞれの長所を活かして適材適所で用いる 1-way カップリングモデルを構築した。また、接続境界には複断面



(a) 一方向不規則波



(b) 多方向不規則波

図-9 横断方向無次元波高分布 ($y=1350$ m)

境界接続を取り入れた。既往の研究では指摘されていないが、ソース項を用いる本手法では入射断面と入射波の波向きとのなす角によって造波効率が異なるため、波向きに応じた係数で補正する必要があった。一様水深、球面浅瀬地形および実海域を模した実験地形における数値計算結果より、複数の入射接続境界を利用することで、元となるモデルの精度を保ったまま有効造波領域の効率の確保、すなわち計算時間の短縮が可能となった。最後に、実験結果との比較には目見田哲氏に提供いただいたデータを用いた。ここに記して謝意を表します。また、当時研究室の大学院生であった田中靖人氏には計算の一部を協力いただき、感謝いたします。

参 考 文 献

- 石井敏雅, 磯部雅彦, 渡辺 晃(1993): 非定常緩勾配不規則波動方程式における境界条件の改良と実用化の試み, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 31-35.
- 伊藤喜行, 谷本勝利, 山本庄一(1972): 波向き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.
- 沖 和哉・間瀬 肇(2004): 位相平均型波浪予測モデルの高精度化に関する研究, 海岸工学論文集, 第51巻, pp.1-5.
- 沖 和哉・酒井哲郎(2006): 直線上に分布するスペクトルを入射波条件とした多方向不規則波浪変形時系列解析, 海洋開発論文集, 第22巻, pp. 259-264.
- 平石哲也(1992): 多方向不規則波の発生とその応用に関する研究, 京都大学学位論文, 297p.
- 目見田哲(2000): 構造物周辺波浪場における入射波の多方向性の影響に関する研究, 京都大学学位論文, 113p.
- Larsen, L. and H. Dancy(1983): Open boundaries in short wave simulations - a new approach, Coastal Eng. Vol. 7, pp. 285-297.