準３次元海浜流数値モデルの開発とその適用性に関する研究

1999 年 1 月

黒 岩 正 光

目 次

第1章 緒論 **1**

1.1 研究の背景 1

1.2 研究目的 4

1.3 論文の構成 5

参考文献 7

第2章 砕波帯内における戻り流れの特性とその数値モデルに関する研究 **9**

2.1 概説 9

2.2 水理実験 12

2.2.1 実験の概要 12

2.2.2 実験結果および考察 14

2.3 戻り流れの鉛直1次元数値モデル 22

2.3.1 波高分布 22

2.3.2 底面定常流速 23

2.3.3 渦動粘性係数の評価 25

2.3.4 戻り流れの鉛直分布 28

2.4 渦動粘性係数が戻り流れの鉛直分布に及ぼす影響 30

2.4.1 渦動粘性係数の鉛直分布 30

2.4.2 戻り流れの鉛直分布の計算結果と実験結果との比較 32

2.5 結語 34

参考文献 36

第3章 準3次元海浜流数値モデルに関する研究 **39**

3.1 概説 39

3.2 波浪場の数値モデル 40

3.2.1 支配方程式 40

3.2.2 計算方法 41

3.2.3 砕波位置の決定法 41
3.3 海浜流場の数値モデル 42
3.3.1 支配方程式 42
3.3.2 波の存在による過剰運動量フラックス (radiation stresses) 45
3.3.3 渦動粘性係数の評価 47
3.3.4 境界条件 48
3.3.5 数値計算法 51
3.4 砕波帯内の鉛直循環流場（戻り流れ）に対する適用性 55
3.4.1 戻り流れの特性と過剰運動量フラックスに関する水理実験 56
3.4.2 鉛直２次元数値モデルと運動量フラックス 61
3.4.3 数値モデルの検討 64
3.4.4 計算結果と実験結果の比較 67
3.5 沿岸流場に対する適用性 73
3.5.1 Visser (1991) による水理実験の概要 73
3.5.2 沿岸流場に対する数値モデルの検討 74
3.6 結語 82
3.6.1 鉛直２次元循環流場 82
3.6.2 沿岸流場 82
参考文献 84

第４章 構造物周辺における海浜流場の特性と準３次元海浜流モデルの適用性 87

4.1 概説 87
4.2 水理模型実験 87
4.2.1 実験装置および離岸堤模型の概要 87
4.2.2 実験条件および方法 88
4.3 実験結果と考察 89
4.3.1 波高分布 89
4.3.2 平均水位分布 89
4.3.3 底面および水面付近における海浜流速分布 90
4.3.4 海浜流速の鉛直分布 92
4.4 離岸堤背後の循環流場に対する数値モデルの適用性 98
4.4.1 計算条件 98

4.4.2 波浪場の計算結果と実験結果の比較 98
4.4.3 離岸堤背後における海浜流場に対する数値モデルの特性 100
4.4.4 海浜流の鉛直分布の計算結果と実験結果の比較 106
4.5 結語 113
参考文献 114

第5章 準3次元海浜流モデルを用いた3次元海浜変形予測に関する研究 115

5.1 概説 115
5.2 準3次元海浜流モデルを用いた海浜変形モデル 118
5.2.1 海浜変形モデルの概要 118
5.2.2 漂砂量の定義 118
5.3 構造物（離岸堤）周辺における海浜変形予測への適用 124
5.3.1 波浪場および海浜流場の計算結果 126
5.3.2 3次元海浜変形の計算結果 127
5.4 結語 139
参考文献 141

第6章 結論 143

謝辞 149

付 録A 有限要素法による定式化 150

第1章　緒論

1.1　研究の背景

我が国は四方を海で囲まれ，古くから津波や高潮，高波浪，海岸侵食による被害に悩まされてきた．特に，海岸侵食は国土の面積自体を減少させるだけでなく，砂浜の減少によって容易に津波や高潮，高波の侵入を許すことになる．したがって，海岸侵食の原因を解明し，その対策を施すことは社会的に重要であり，海岸侵食問題は海岸工学の分野においても重要な研究課題の一つである．最近の我が国における海岸侵食の現状について，田中ら（1993）は，地形図をもとに昭和53年から平成4年までの15年間における海岸線変化を調べた結果，この期間に国土が2,395ha 消失していることを報告している．この消失した面積を1年当たりに換算すると160ha/年となる．これを都道府県別に砂礫海岸の後退幅で示すと，主に海岸線の後退量が激しい，千葉県で8.8m，秋田県で7.5m，鳥取県で6.9m，次に北海道で6.5m，福井県で6.0m となる．

我が国の代表的な海岸侵食について，このような事態に陥った原因を宇多（1994）は41ヶ所を例にあげて侵食要因別に分類している．その要因は，河川からの供給土砂の減少，沿岸漂砂の連続性の阻止，構造物設置に伴う遮蔽域の形成，深海への土砂流出および浚渫・砂利採取と考えられている．なお，ほとんどの海岸侵食は，河川からの供給土砂の減少と沿岸漂砂の阻止が主要因である．河川からの供給土砂の減少によって砂浜が消失した例として，鳥取県の皆生海岸がある．この海岸は東側にある日野川からの流出土砂により形成され，動的に安定を保っていた．しかしながら，日野川からの供給土砂の減少によって汀線は急速に後退した．その後，離岸堤による侵食対策が施され，前浜は回復したが，沿岸漂砂を阻止することになり離岸堤西側で汀線が後退し始め侵食域は西へと広がっていった．その他代表的な侵食海岸を例に挙げると，日本海側では，富山県の下新川海岸，新潟県の新潟海岸，太平洋側では，青森の三沢海岸，千葉県の飯岡海岸，九十九里海岸，静岡県の富士海岸，北海道の日高海岸などがある．これらの海岸の侵食原因は，構造物設置に伴う沿岸漂砂の阻止によるものがほとんどである．例えば，仙台海岸，飯岡海岸および日高海岸の侵食の直接的な原因は漁港の建設によるものであり，下手側で汀線の後退が生じた．なお，侵食のみでなく同時に港湾埋没も生じた例もある．日高海岸では，節婦漁港の

建設によって漂砂の上手側で汀線が前進し港口付近まで汀線が達すると，港口部を包みこむような形で港湾埋没が発生した（尾崎，1972）．飯岡漁港では，節婦漁港と同様に上手側の沿岸漂砂が港口部へ回り込み埋没が発生すると同時に，下手側の遮蔽域に発生する循環流によっても港口部に堆砂が生じるとともに，波の作用によって港内奥に堆砂が生じた（清水ら，1989）．このように，侵食とは逆に港湾堆砂も社会問題の一つである．

国土保全の観点から，現地における侵食の実態調査，漂砂機構の解明，漂砂量の算定公式の確立および海浜変形予測モデルの開発に関する研究が，一方では，外力となる波浪や海浜流特性の解明，波浪予測手法に関する研究も進められてきた．それらの成果は，「海岸環境工学」（1985，堀川清司編）に集大成された．さらに波浪場の計算モデルを中心とした「海岸波動」（1994，土木学会）が出版され，「漂砂環境の創造に向けて」（1998，土木学会）には最近の漂砂機構や海浜変形予測モデルに関する研究成果が取りまとめらている．これらに述べられている海浜変形に関する問題は，漂砂の外力となる波および流れに関して，現地における波浪予測は単一方向不規則波のみでなく多方向不規則波も考慮できるまで至っていることを示している．一方，流れ場は専ら radiation stress を外力とし，断面平均されたモデル（2DH モデル）が主であり，それなりの成果を遂げた海岸工学の分野ではある．しかし，侵食問題は今もなお未解決の課題が多く，なお一層の研究が求められている．

佐藤（1994）は，海岸侵食問題を解決するためには海岸付近だけでなく，広範囲にわたる流れと地形変化の特性を明らかにする必要があるとし，砕波点より沖側の流れに関する調査を行っている．その結果から，日本海側では，暴浪時には波浪とともに強風を伴うため，砕波帯外の水深 15m 程度の地点においても 1m/s にもなる流速が発達する場合があることが明らかにされている．沖合に発生するこの流れは，強風による応力とコリオリ力によって維持される海岸線に沿って発生する流れであるとされている．田中ら（1996）は，石川海岸における現地観測結果から，水深 15m ～ 30m の沖合において，底質移動にとって無視できない程の強風に伴う底層流が発生することを明かにし，さらに，短期間に，10cm ～ 15cm 以上の顕著な地形変動が生じていることも明かにしている．このような沖合に発生する流れや地形変動は長期的な海浜変形を論ずる上では無視できない現象であると考えられている．山下ら（1997）は，新潟の大潟海岸において ADCP（Acoustic Doppler Current Profiler) を用いて海浜流の鉛直分布を観測し，水深方向に変化する海浜流速は観測されていないが，低気圧が来襲し西からの季節風が続くと，浅海域で風の方向に沿岸流が発達すること，風速の減少にともないうねりに変化すると，沖向きの流れが発生し始めることを明らかにしている．Radiation stress に起因する海浜流のみでなく風による吹送流も海岸付近の流れに影響を及ぼしていることが示された．

暴浪時には砕波帯内外を問わず風の影響で複雑な流れが形成されることは容易に推測でき，特に，砕波帯内では強い沖向き流れ（戻り流れ）が発生することが確認されている（清水ら，1992）．前述したように短期間に，沖合で10cm～15cm以上の海底面の低下が観測されている事実から，長期的な地形変動を把握するにはまず短期における流れと地形変化の関係についても論じておく必要がある．港湾埋没のような構造物設置に伴う海浜変形についても検討し，将来の地形変化を予測する際には，波のみでなく風の影響も考慮した海浜流モデルや地形変化予測モデルの開発も必要であろう．

佐藤ら（1996）は，その第一段階として砕波帯外を含む広い範囲における流れの定量的な予測モデルを提案している．従来の平面２次元海浜流モデル(2DHモデル）に風応力とコリオリ力を考慮し，砕波帯外において風が継続した場合に発生する海岸線に沿った流れを再現している．一方，砕波点付近の浅海域に適用した場合，清水ら（1992）と同様に，戻り流れと思われる沖向き流れの影響で計算精度が劣ることを指摘している．なお，清水ら（1992）も既に2DHモデルを用いて砕波帯内の海浜流場を算定した場合，戻り流れの影響で，計算結果と実測値は流向が全く異なる場合があることを指摘している．

砕波帯内で戻り流れが顕著に発生する場合，図1.1に示す螺旋状の分布を有する海浜流場が形成されることが報告されている（Svendsenら，1989；岡安ら，1992）．この図から底面流速は水面付近の流速とは流向が異なることが明かである．従来の2DHモデルでは計算できない流れが発生する場合があり，土砂移動の活発な浅海域における地形変化予測に影響を与える．したがって，戻り流れが計算できるいわゆる流れの３次元性を考慮した海浜流モデルを構築するとともに，流れの３次元性を考慮した海浜変形予測モデルも必要となる．

さて，ここで，海浜変形予測モデルの現状について述べる（清水，1996）．海浜変形予測は汀線変化モデルと３次元海底変形モデルに大別され，前者は外力として海浜流のみを考慮したもので，長期的な汀線変化を予測する目的で開発されたものである．10年程度の長期的な汀線変化を追うことが可能であるが，岸沖方向の変化を計算できない欠点を持つ．一方，後者は汀線変化を適切に評価できないが，構造物設置に伴う平面的な海底変形を計算できる．この３次元モデルは，①波浪場の計算，②海浜流場の計算，③漂砂量および地形変化の計算の３段階に分けられる．さらに，このモデルは，長期モデルと短期モデルに分類され，長期とは１年～数年程度を計算期間とするもので，波による地形変化は１年単位で回復するため，海浜流による海浜変形が予測できるモデルである．一方，短期とは１回の時化から１年程度のそれを予測するもので，波による不可逆的な地形変化も考慮されている．短期モデルにはなお検討の余地が多く残されており，前述したように，暴浪時に

発生する戻り流れを直接計算することが不可能である．清水ら（1992）および佐藤（1996）の結果によると，浅海域における海浜流は３次元性を有していることが示唆され，新たな海浜流モデルが必要であることを意味する．長期的予測には，まず，暴浪時の不可逆的な短期予測の精度を向上させる必要がある．すなわち，波のみでなく，風による影響も考慮し，流れを３次元的に評価する必要がある．

なお，風によって発生する吹送流は，Koutitas ら（1980）や檜谷（1992）によって準３次元モデルが提案されている．一方，海浜流場の３次元性が着目され始めたのは近年でありすでに，いくつかの３次元海浜流モデルが提案されている．しかし，単純な平行等深線上でかつ構造物の存在しない領域を計算する程度であり，また，実験や現地データとの比較も少なく，その適用性もそれほど検討されていないため，実用レベルには至っていないのが現状である．

以上，我が国の海岸侵食問題，流れ場や海浜変形予測モデルの現状について述べたが，いまだ，未解決の課題は多い．将来の国土保全という観点に立ち，長期的な海岸侵食問題ついて論じ，侵食対策を講じるためには，まず最初，短期的な地形変動を明らかにすることが重要で，暴浪時における流れと地形変化の関係や港湾埋没のような構造物設置に伴う流れの変化と海浜変形を明かにし，さらに，新たな３次元海浜流数値および海浜変形モデルを確立する必要がある．

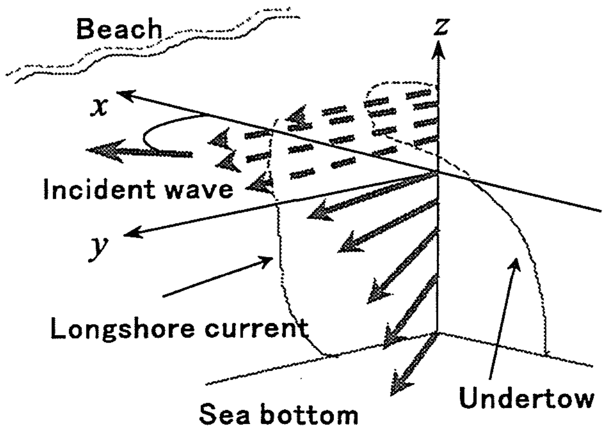


図 1.1 海浜流の鉛直分布の模式図（Svendsen・Lorenz，1989）

1.2　研究目的

海浜流場や海浜変形の予測精度はまだ十分ではなく，特に強風波浪時における砕波帯内外の広範囲に適用できる３次元的な海浜流モデルは確立されていないし，流れの３次元

性を考慮した海浜変形予測モデルは無いに等しい．なお，海浜変形予測とは，構造物設置に伴う地形変化に対するものであるので，構造物周辺における流れの３次元特性について明かにするとももに，構造物が存在する複雑な境界を有する領域にも適用できる流れの３次元性を考慮した数値モデルを開発する必要がある．流れを３次元的に解くためには，厳密に３次元の運動方程式を直接波の場と同時に解く必要があるが，現地に適用する場合や，地形変化予測に用いる場合，多大な計算時間と多くの記憶容量を必要とする．したがって，圧力を仮定した準３次元的な取り扱いが有効である．準３次元モデルには，de Vriend・Stive(1987) をはじめ，Svendsen ら（1989）や岡安ら（1993) によって理論的，数値的モデルがあるが，ほとんどのモデルは構造物が存在しない平行等深線を有する領域へ適用されている程度で，実用レベルまでには至っていない．海浜変形予測に用いるには，複雑な境界を有する場合に適用でき，また，比較的簡単な手法で３次元的な流れが予測できることが望ましい．

将来的には風による吹送流も考慮できるような３次元海浜流モデルを開発する必要があるが，本研究では，まず構造物が存在する複雑な境界にも容易に適用できる波のみを外力とする海浜流の準３次元数値モデルを構築することを主目的とし，以下に示す項目について検討しようとするものである．

(1) 海浜流場に影響を与える戻り流れの特性を実験的に明らかにするとともに，簡単な戻り流れの鉛直１次元モデルを提案し，戻り流れの鉛直分布に影響を及ぼす鉛直方向の渦動粘性係数の与え方について検討し，渦動粘性係数が戻り流れの鉛直分布に与える影響について実験結果と比較し検討する．

(2) 提案する準３次元海浜流場数値モデルが戻り流れおよび沿岸流場に対して適用性のあることを明らかにする．

(3) 構造物周辺における海浜流場の特性を実験的に明らかにし，さらに，数値モデルの適用性について検討する．

(4) 準３次元海浜流モデルを適用して海浜変形予測モデルを提案し，実験における離岸堤周辺の海浜変形予測を試みる．

1.3 論文の構成

本論文は，本章を含めて６章から構成され，各章における内容は以下に示す通りである．

第２章では，３次元海浜流場に影響を及ぼす砕波帯内における戻り流れの特性について実験的に明かにするとともに，簡単な鉛直１次元（1DV）モデルを提案する．海浜流場の

鉛直分布を算定する上で重要な鉛直方向の渦動粘性係数に着目し，従来提案されている渦動粘性係数モデルを再検討するとともに渦動粘性係数が戻り流れの鉛直分布に与える影響について明らかにする．

第３章では海浜流の準３次元数値モデルを提案し，実験室レベルで砕波帯内における戻り流れおよび沿岸流に対して適用し，モデルに含まれる境界条件，渦動粘性係数および海浜流のdriving forceとなるradiation stressなどの与え方について検討する．さらに，戻り流れおよび沿岸流に関する実験結果と比較しモデルの適用性を検討する．

第４章では，構造物（離岸堤）周辺における海浜流の３次元特性を明らかにするため，室内平面水槽を用いて模型実験を行い，第３章で示した準３次元海浜流モデルの構造物周辺における海浜流を計算し，実験結果と比較検討する．

第５章では，準３次元海浜流モデルを適用した海浜変形予測手法を提案し，構造物（離岸堤）周辺の海浜変形の計算を試み，実験結果と比較する．正味の漂砂量は，底質の移動形態を考慮した波による漂砂量，底面定常流速を用いた掃流漂砂量および波と流れによる浮遊漂砂量に分割して計算する．これらの漂砂量が地形変化に与える影響を調べ，実験結果と比較しモデルの適用性について検討する．

第６章では，この研究を通して得られた主要な結果について述べるとともに，残された問題点と今後の課題について述べ結論とする．

参考文献

宇多高明 (1994): 海岸保全計画の手引き，建設省河川局海岸課監修，(社) 全国海岸境界，170p.

尾崎　晃 (1972): 漂砂による小港湾埋没防止対策に関する一考察，第19回海岸工学講演会論文集，pp.47-51.

岡安章夫・原　幸司・柴山知也 (1992)： 斜め入射波による砕波帯内定常流速の３次元分布，海岸工学論文集，第39巻，pp.66-70.

岡安章夫・瀬尾貴之・柴山知也 (1993)： 砕波による運動量を考慮した海浜流の準３次元数値モデル，海岸工学論文集，第40巻，pp.251-255.

佐藤愼司 (1994): 日本海沿岸で観測された流れの特性，土木学会論文集，No.521/Ⅱ-32, pp.113-122.

佐藤愼司 (1996): 強風と高波により発達する沿岸域の大規模流れに関する研究, 海岸工学論文集 第43巻, pp.356-360.

清水琢三・野谷斎・近藤浩右・西裕司・山本正昭 (1989): 海浜変形予測手法の現地適用性に関する研究, 海岸工学論文集 第36巻, pp.404-408.

清水琢三・水流正人・渡辺晃 (1992): 3次元海浜変形モデルによる長期的な地形変化予測, 海岸工学論文集 第39巻, pp.416-420.

清水琢三 (1996): 海浜変形シミュレーション, 1996年度 (第32回) 水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, 土木学会，pp.B-5-1～B-5-26.

田中茂信・小荒井衛・深沢満 (1993): 地形図の比較による全国の海岸線変化, 海岸工学論文集 第40巻, pp.416-420.

田中茂信・佐藤愼司・川岸眞一・石川俊之・山本吉道 (1996): 石川海岸の沖合における漂砂機構，海岸工学論文集，pp.551-555.

檜谷　治 (1992)：河川および浅水湖の３次元流れと平面２次元河床変動に関する研究，京都大学博士論文，p.170.

山下隆男・吉岡洋・路明・加藤茂 (1997): 砕波帯内の海浜流, 波浪場のADCP観測, 海岸工学論文集 第44巻, pp.361-365.

de Vriend,H.J. and M.J.F.Stive(1987): Quasi-3D modelling of nearshore currents,Coastal Eng., Vol.11, pp.565-601.

Koutitas, C.and O' Conner, B(1980) : Modeling Three-dimensional wind-induced flows, Proc. ASCE,HY11, pp1843-1865.

Svendsen,I.A and R.S.Lorenz (1989) : Velocities in combined undertow and longshore currents, Coastal Eng., Vol.13, pp.55-79.

第2章　砕波帯内における戻り流れの特性とその数値モデルに関する研究

2.1　概説

砕波帯内では，波が砕けることによって激しい乱流場が形成されるとともに，活発な底質移動と，激しい地形変動が発生する．海浜変形予測モデルを構築するうえで，この砕波帯内の水理特性を明かにすることは重要である．

計測技術の発達とともに，1980年代に入って砕波帯内の水理特性に関する論文が多く発表されるようになってきた．特に，砕波帯内の波浪，流れの特性や漂砂現象の解明の過程において乱れの存在が重要視され，乱れ特性が酒井ら（1981,1982,1983）および青野ら（1982，1983，1984）によって実験的に明かにされはじめた．さらに，砕波帯内に発生する特有の沖向き定常流速（戻り流れ）の存在も重要視され，渡辺ら（1980）および泉宮ら（1981）はホットフィルム流速計を用いて，底面上5 mmの高さにおける定常流速の測定を試みている．泉宮ら（1981）は，鉛直方向にも数点測定し，砕波帯内と砕波帯外では定常流速の鉛直分布形が異なること，また，砕波帯内における沖向き定常流速の最強地点では上層に比較して底面付近（底面から5mmの高さ）のそれが大きいことなどを明かにしている．灘岡ら（1981）および岡安ら（1987）はレーザードップラー流速計（Laser Doppler Anemometer; 以下略してLDAと呼ぶ）を用いて戻り流れの鉛直分布を詳細に測定した．特に，岡安ら（1987）は底面から1 mmの高さからトラフレベルまでの水粒子速度を測定し，戻り流れとレイノルズ応力および渦動粘性係数の鉛直分布を明かにしている．また，現地においても顕著な戻り流れが発生する場合のあることが報告されている（清水ら，1992）．この戻り流れは海浜流場に影響を及ぼし，従来の平面2次元海浜流予測モデルでは再現出来ない場合もある．

これら多くの実験や現地観測結果から戻り流れの流速は水深方向に変化することが明きらかにされているが，底質移動に影響を及ぼす砕波帯内の底面近傍の定常流速の特性，境界層厚や層内の定常流速は測定の困難さから未だ明かにされていない部分も多く，さらに多くの実験や観測の必要があろうかと思われる．また，精度の良い海浜変形予測や，物質拡散予測などを行うためにも，戻り流れをモデル化する必要がある．

戻り流れの数値モデルには，Svendsen (1984) をはじめ，土屋ら (1986)，岡安ら (1987) および平山 (1991) によって鉛直1次元モデル（1DVモデル）が，山下ら (1989) および柴山ら (1994) による鉛直2次元モデル (2DVモデル) がある．一般に，

$$\frac{\tau}{\rho} = \nu_v \frac{\partial U}{\partial z} \tag{2.1}$$

の関係をもとにしたモデルがほとんどである．ここに，τ は乱れによるせん断応力，ρ は水の密度，ν_v は渦動粘性係数，U は水平方向における定常流速（戻り流れ）である．上式中の右辺における ν_v は戻り流れの鉛直分布を決定づける重要なパラメータであり，渦動粘性係数と戻り流れの鉛直分布との関係を明かにする必要がある．また，上式を解く際，境界条件も検討する必要がある．以下，境界の与え方や渦動粘性係数の設定の仕方について従来の研究について述べる．

Svendsen (1984) は，図2.1に示すように，波が砕波しbore状砕波が発生するまでの領域をouter region，十分発達したbore状砕波が進行するinner region，そして遡上するrun-up regionに分類し，inner regionにおいて発生する戻り流れの鉛直分布を解析的に求めた．彼のモデルの詳細は後述するが，戻り流れは波によるStokes drift成分と砕波に伴う表面渦 (surface roller) の質量輸送成分を補う補償流れであるとし，乱れによるshearを渦動粘性係数に置き換え，理論解を求めている．その際，渦動粘性係数は鉛直方向に一定と仮定し，底面における境界条件はStokes近似による境界層内の質量輸送速度を与えている．しかしながら，その結果は底面付近において定常流速が岸向きとなり，実験結果を再現しているとはいえない．そこで，柴山ら (1985) はSvendsen (1984) のモデルを再検討し，底面における定常流速値を0とおけば再現性が向上することを示している．また，土屋ら (1986) もSvendsen (1984) と同様な理論を展開している．なお，彼らは，底面で境界条件を与えず，戻り流れはトラフレベルにおける情報に規定されるとし，トラフレベルにおいて境界条件を与え，渦動粘性係数は波高と波速の関数で表し，鉛直分布を求めている．岡安ら (1986) はSvendsenのboreモデルにもとづいて，戻り流れは流れ関数を用いて算定される波による質量輸送成分とboreに伴う質量輸送成分を補う流れであるとし，さらに，底面における境界層は砕波帯外のそれに比較して薄いとし，スリップ条件で底面境界条件を与えて戻り流れの鉛直分布を算定している．つづいて岡安ら (1987) は，実験により渦動粘性係数とレイノルズ応力の鉛直分布を波速と関係づけ，戻り流れの評価式を展開し，さらに砕波によるエネルギー逸散と渦動粘性係数およびレイノルズ応力との関係を求めモデル化した（岡安ら，1989）．平山 (1991) はLonguet-Higginnsのconduction方程式に砕波による水面渦度の効果を導入して戻り流れの鉛直分布を求めている．柴山ら (1994) は，位相平均したReynoldsの方程式を直接数値的に解くことにより，波浪場と戻り流れの両方を同

時に算定する 2DV モデルを提案している．このときの渦動粘性係数は水面変動の変化に応じて時間的に変化させ，鉛直方向には一定として計算して波浪変形ならびに戻り流れの鉛直分布を精度よく再現している．以上に述べた数値モデルは，砕波による乱れを直接的に表現したものではなく，乱れの shear を Boussinesq 近似により渦動粘性係数に置き換えたものである．

一方，乱れエネルギーを直接計算し，渦動粘性係数を算定するモデルもいくつか提案されている．Deigaard ら（1989）は鉛直方向における乱れエネルギーの輸送方程式（１方程式）を用いて乱れによる運動エネルギーと同時に渦動粘性係数を算定し，戻り流れの鉛直分布を算定している．山下ら（1989）は，$k-\epsilon$ モデル（２方程式）を用いた鉛直２次元モデルを提案している．これらのモデルは砕波による乱れの生成，移流，拡散および逸散過程を考慮したものであり，砕波帯内の乱れによる影響を実現象に近い形で表現した有意なモデルであるが，Deigaard ら（1989）のモデルは砕波点付近で一致度は低く，山下ら（1989）のモデルでは戻り流れを過大評価しているため，これらのモデルには検討の余地が残されている．

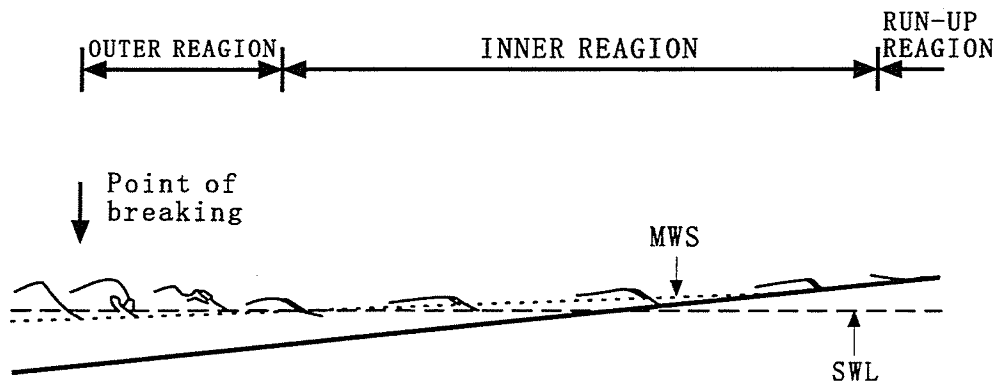


図 2.1 砕波帯内における bore 状砕波の発生領域（Svendsen，1984）

このように，モデルに応じて底面境界の評価法や渦動粘性係数の算定法が異なるにもかかわらず，それぞれのモデルによる戻り流れは従来の実験結果をほぼ満足している．これらの結果はいずれのモデルが戻り流れ現象を忠実に再現しているかという点になると，不明な点が多く，再度従来のモデルを再検討するとともに，新たなモデルを構築する必要があると考えられる．

そこで本章では，渦動粘性係数と戻り流れの鉛直分布の関係について簡単な数値モデルを用いて検討する． まず戻り流れの特性を明らかにする必要があるため，鉛直２次元波動水槽を用いた水理実験を行う．特に実験では底質移動に多大な影響を与える底面近傍の

特性について検討する．さらに，Svendsen (1984) のモデルをベースにした簡単な鉛直１次元（1DV）モデルを提案し，従来の渦動粘性係数モデルを用いてその分布が戻り流れの鉛直分布に与える影響について実験結果と比較検討する．

2.2　水理実験

2.2.1　実験の概要

(1) 実験装置および方法

実験は，図 2.2 に示す長さ 23.1m，幅 0.5m，高さ 0.6m の一部両面ガラス張りの鋼性２次元波動水槽を用いて行った．水槽の一端にはフラッター式造波機が，他端には 1/15 勾配斜面が設置してある．なお波動水槽内の水平床部の水深は 40cm とした．水粒子速度は同軸型レーザードップラー流速計（DISA 製），波高は容量式波高計を用いて測定した．実験条

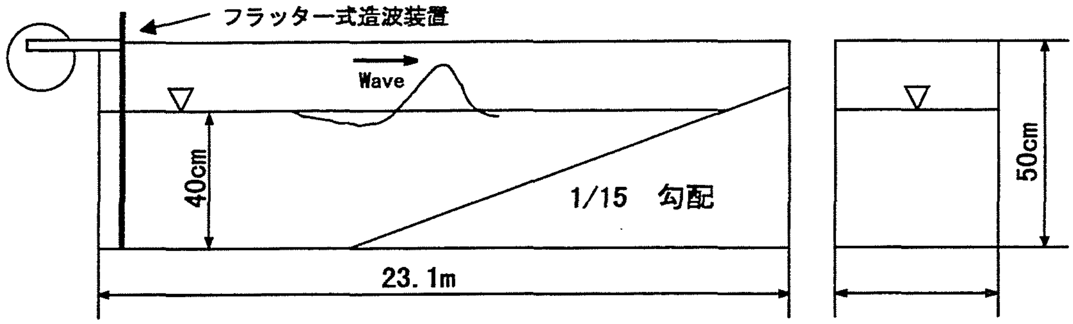


図 2.2 鉛直２次元波動水槽の概要

件は表 2.1 に示すとおりで，巻き波砕波（pl.）および崩れ波砕波（sp.）を含めた５ケースで，換算沖波波形勾配の小さい順に実験ケースを示した．表中に示す砕波形式は Battjes (1974) の surf similarity parameter を用いて分類したものであって，目視による結果とほぼ一致する．測定間隔は岸沖方向に砕波点より岸側へ 10～20cm とし，測定可能な汀線近傍までの 8～12 の測線をとった．各ケースとも底面から 2mm 上の点を計測した．さらに，実験条件の中で巻き波（CASE １）および崩れ波（CASE ５）の２ケースは定常流速の詳細な岸沖分布を把握するために，岸沖方向に３ cm 間隔に測定点を設け，底面から５ mm，10mm の高さの点も測定した．CASE ５では砕波帯外も含め，砕波点付近，遷移領域および bore 発生領域に測線を設け，トラフレベル以下を鉛直方向に１あるいは 2cm 間隔で測点を設け水粒子速度を測定した．なお，データはサンプリング周波数 100Hz で約 20 波分をデジタルレコーダー（TEAC 社製）に記録した．

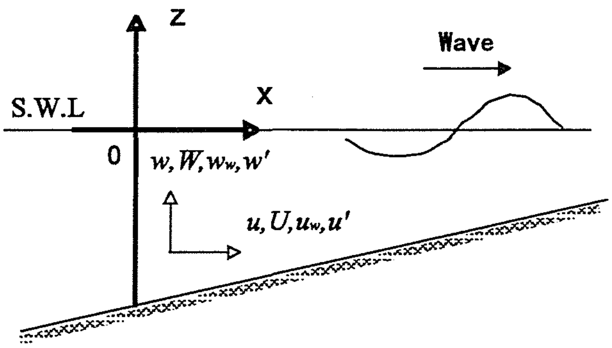


図 2.3 座標系と測定流速の定義

(2) 解析方法

測得された水粒子速度には波動成分，定常流成分および乱れ成分が含まれる．ここで，戻り流れは砕波帯内に発生する沖向きの定常流成分であると定義すれば，戻り流れは以下のような手法で抽出することができる．図2.3に示すように，波の進行方向を正にx軸，静水面から鉛直上向きにz軸をとり，LDAから得られた水平方向および鉛直方向における水粒子速度を u および w を，

$$\left.\begin{aligned} u &= U + u_w + u' \\ w &= W + w_w + w' \end{aligned}\right\} \tag{2.2}$$

と定義する．ここに，U および W はそれぞれ水平方向および鉛直方向における定常流速で，u_w および w_w は波動成分，u' および w' は乱れ成分を表す．まず u および w の時系列データからゼロアップクロス法を用いて個々の波に分離し，位相平均を施すと，式 (2.2) は

$$\left.\begin{aligned} \tilde{u} &= \tilde{U} + \widetilde{u_w} = U + u_w \\ \tilde{w} &= \widetilde{W} + \widetilde{w_w} = W + w_w \end{aligned}\right\} \tag{2.3}$$

となる．ここに~は位相平均値で，$\widetilde{u'} = \widetilde{w'} = 0$ である．この段階で乱れを除去することができる．さらに，上式を波の 1 周期分にわたって時間平均を施せば定常流速が得られる．

$$\left.\begin{aligned} \overline{\tilde{u}} &= \overline{\tilde{U}} = U \\ \overline{\tilde{w}} &= \overline{\widetilde{W}} = V \end{aligned}\right\} \tag{2.4}$$

なお，乱れ成分は計測時に気泡混入に伴うドロップアウト率を出来るだけ低くするため，レーザー受光部の出力を高くしたことによって電気的なノイズが多く，正確な乱れ成分の抽出が困難であった．したがって，ここでは定常流成分についてのみ言及する．

表 2.1 実験条件

CASE	H(cm)	T(s)	H_b(cm)	h_b(cm)	Ho/Lo	Breaker
1	4.2	2.01	8.4	7.4	0.007	pl.
2	5.0	1.70	6.3	8.2	0.012	pl.
3	5.0	1.51	8.5	6.8	0.015	pl.
4	9.8	1.29	11.0	9.7	0.041	sp.
5	13.1	1.01	13.7	17.6	0.088	sp.

H：水深 h=40cm における波高，T：波の周期
H_b：砕波波高，h_b：砕波水深
Ho：沖波波高，Lo：沖波波長

2.2.2 実験結果および考察

実験では鉛直方向の定常流速 W も同時に検出したが，底面近傍におけるそれらは水平方向のそれに比較してかなり小さく，測定精度にも問題があるため，水平方向の定常流成分 U を戻り流れとして説明する．

(1) 底面定常流速

まず，砕波形式別に底面近傍における定常流速の岸沖分布を検討した．図2.4および2.5はそれぞれ巻き波型および崩れ波型の底面上 2 mm の高さにおける水平方向の定常流速の岸沖分布を表したものである．各図の横軸は，各測点の水深 h を砕波水深 h_b で除して無次元化したもので，縦軸は定常流速の絶対値を砕波点における長波の波速で除した無次元量で表されている．図中に示すP.P.は目視による水塊突っ込み点を表す．また，N.P.は砂粒子移動のNull pointを示している（詳細については後述する）．これらの図から明らかなように，巻き型砕波の場合，各ケースとも突っ込み点は $h/h_b = 0.7$ 付近に存在し，その地点から岸側に向かって定常流速は急激に大きくなり，h/h_b =0.5～0.6付近でピーク値を取るようである．一方，崩れ型砕波の場合，定常流速は砕波点付近から次第に大きくなり，CASE 4では h/h_b =0.7付近で最大値を，CASE 5では h/h_b =0.6付近で最大値をとる．巻き波の場合，定常流速の最大となる地点は崩れ波の場合に比較してやや岸側であることが明かである．以上の結果から底面定常流速の岸沖方向の分布形状は砕波形式によって異なることがわかる．その相違は，巻き波には明瞭なP.P.が存在し，水塊の突入とともに，急激な波高減衰と表面渦を伴うのに対し，崩れ波型砕波では砕波点から徐々に波峰全面が崩れ，徐々に発生する表面渦を伴うこと，すなわち，底面定常流速は砕波に起因する表面渦と密接な関係があることがわかる．

灘岡ら（1981）は直径2.5mm，比重2.5のガラス玉を用いて同様な観察を行っており，ガラス玉は砕波点付近ないしはややその岸側に集まることを確認して底面流速の岸沖分布の相違が底質移動に影響することを実験的に示唆しているが，定量的な評価はしていない．そこで，簡単ではあるが造波中に中央粒径0.25mmの砂粒子を砕波点より沖側および砕波帯内中央部に投入し移動状況を観察した．砕波点に投入された砂粒子群は岸方向へ，砕波帯内中央部に投入された粒子群は往復運動を繰り返しながら沖側へ移動し始めて最終的にはある一点に集まり，往復運動を繰り返すのみとなった．これらの砂粒子群の滞留した位置が図2.4および2.5に示されたN.P.である．巻き波の場合，N.P.はh/h_b =0.6付近で，突っ込み点P.P.より岸側である．一方，崩れ波の場合，N.P.はh/h_b =0.8付近で，巻き波の場合に比較してより砕波点に近い位置にある．この砂粒子が滞留する位置は，灘岡ら（1981）が述べたように，進行波による岸向きの掃流力と沖向き定常流速によるそれと均衡する点であると考えられ，流速分布の相違からも砕波点近傍の戻り流れの岸沖分布と砂移動機構は明らかに砕波形式によって異なることが明らかである．底面近傍の水理特性を把握することが底質移動しいては海浜変形予測を行う上で重要であると言える．

つぎに，先に述べた実験ケースの内代表的な２ケース（巻き波;CASE 1，崩れ波;CASE 5）に対する底面近傍における戻り流れの特性を詳細に調べた結果を示すとつぎのようである．図2.6は巻き波（CASE1）に対する底面上２mm，５mmおよび10mmの高さにおける定常流速の岸沖分布ならびに，波峰（crest），平均水位（M.W.L.）および波谷（trough）の分布（図面上段）も示すものである．図中に示すB.P.は砕波点，P.P.は突っ込み点を表す．なお，横軸は水深20cmの位置を原点としたx座標でx =300cmが汀線の位置である．定常流速は波の進行方向にあわせて岸向きを正，沖向きを負とした．これらの図から，底面上２mmの高さでは砕波点沖側で顕著な岸向きの定常流速が存在し，また，P.P.付近まで１～2cm/s程度の岸向きの定常流速が発生している．底面上２mmおよび５mmの高さでは，P.P.付近より岸側の地点から沖向きの定常流速が発生し，最大で10cm/s程度である．また，底面上５mmおよび10mmでは，砕波帯外においても沖向きの定常流速が存在する．

図2.7は崩れ波（CASE 5）に対する同様の結果を示すもので，図中に示すinner regionは岡安ら（1989）によって定義されたbore形成点（bore状砕波が十分に発達した点）である．なお，bore形成点は次式で表される．

$$l_b = \left(\frac{1}{5\tan\beta} + 4\right) h_b \tag{2.5}$$

ここに，l_bは砕波点からbore形成点までの水平距離である．CASE 5では，砕波水深$h_b = 17.6cm$，海底勾配$\tan\beta = 1/15$であるから，$l_b = 123.2cm$となる．これらの図からわかるように，底面上２mmにおけるB.P.の沖側では岸向きであるが砕波点より岸側では徐々

に沖向きの定常流速が発生し，x =150 〜 200cm の領域において沖向き定常流速は最大値を取り，15cm/s 程度である．一方，底面上 5 mm および 10mm の高さでは砕波点より沖側も含めて定常流速は沖向きである．以上の結果から，底面近傍における定常流速の岸沖分布は砕波形式によって異なることがわかる．また，両ケースの岸向き定常流速の発達している領域でかつ底面上 2 mm 以下では，柴山ら (1985) の実験結果と同様に進行波による境界層が発達していると考えられ，その厚さは CASE 1 では，$\delta = 3\ mm (= \sqrt{4\nu T/\pi}$，$\nu$:動粘性係数)，CASE 5 では 2 mm 程度であると推測される．さらに，CASE 1 と CASE5 とから波形勾配が小さな波ほど底面付近に進行波による顕著な境界層が発達すること，また砂粒子の滞留位置と砕波形式の関係からも明らかに，底質はより岸向きに輸送されると考えられ，底質移動を取り扱う上で底面近傍における定常流の機構を明らかにすることが重要である．一方，定常流が岸向きから沖向きに変化するのは，柴山ら (1985) が指摘したように，砕波による水面付近からの撹乱，組織的渦の影響が大きく，進行波による境界層がほとんど発達しなくなるためと考えられる．

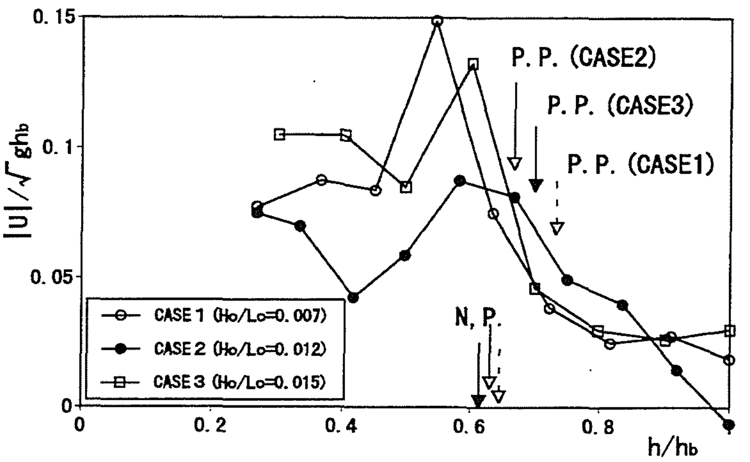


図 2.4 底面2mm上の定常流速（巻き型砕波：CASE １～３）

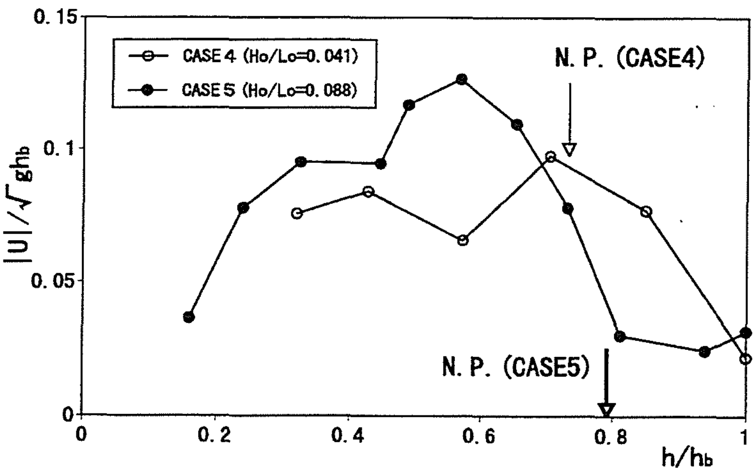


図 2.5 底面２ mm上の定常流速（崩れ型砕波：CASE ４，５）

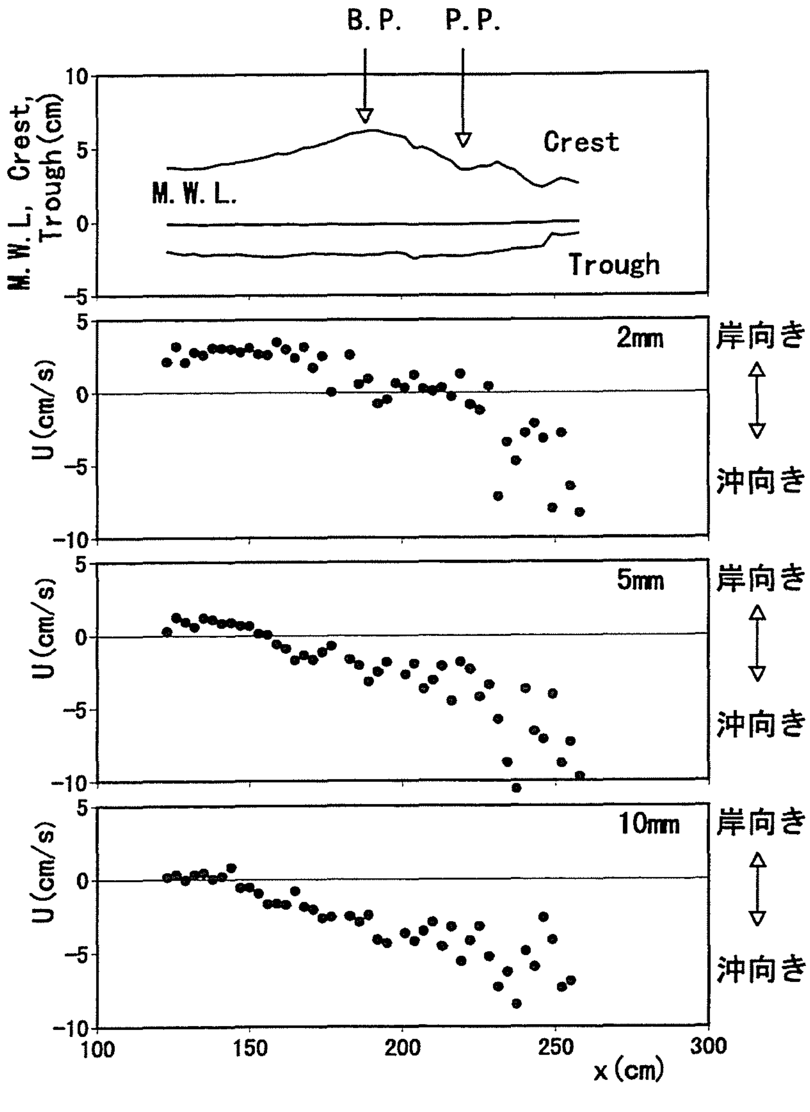


図 2.6 底面近傍の定常流速（巻き型砕波：CASE 1）

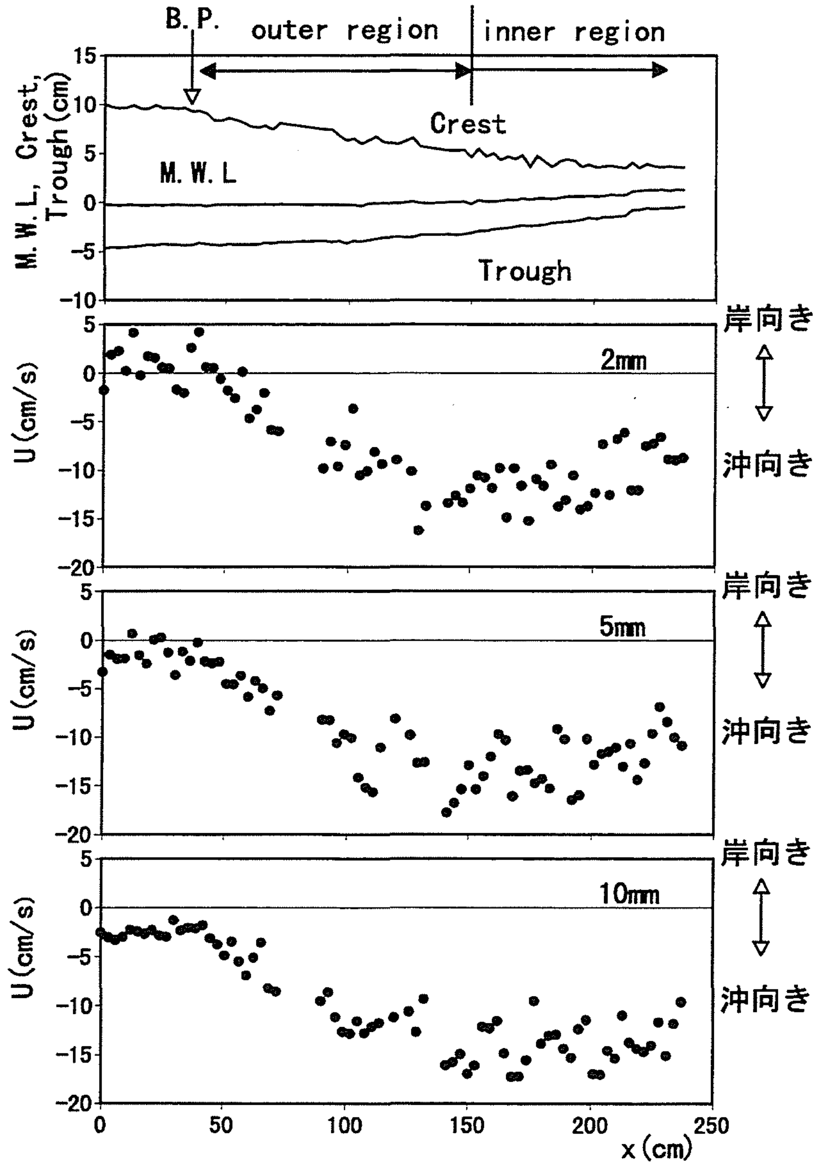


図 2.7 底面近傍の定常流速（崩れ型砕波：CASE 5）

(2) 戻り流れの鉛直分布

図2.8に示す各測線，すなわち，砕波点（測線a），遷移領域（b)，(c)および（d），bore形成領域（e～h）で測定した定常流速（ただし実験CASE 5）の鉛直分布について検討する．

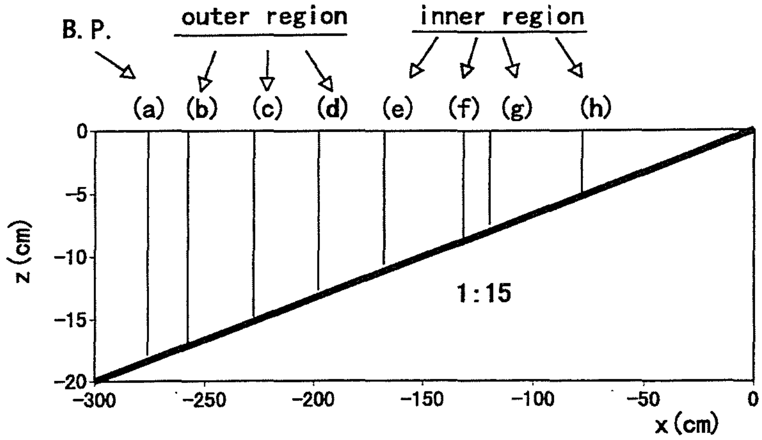
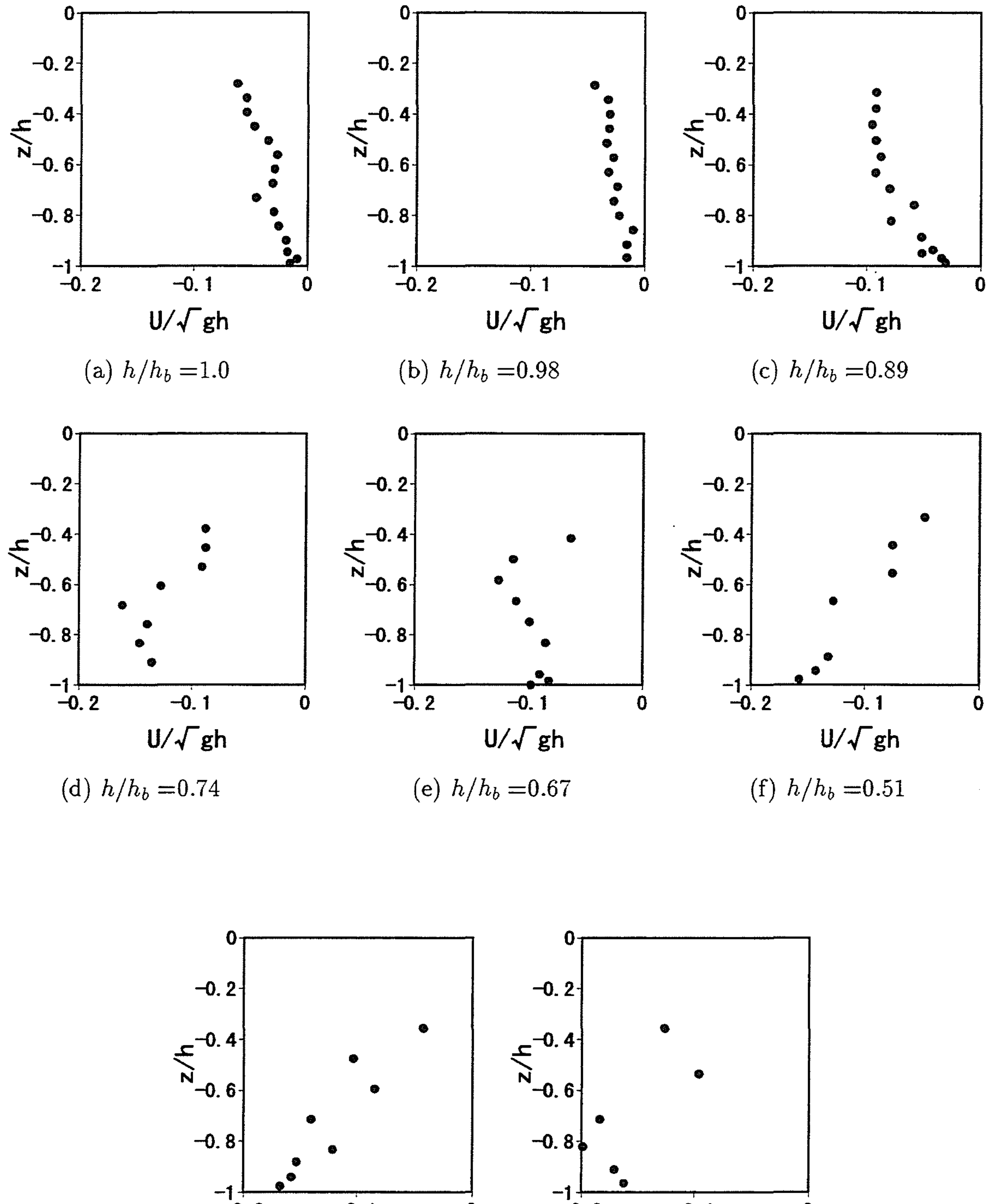


図 2.8 定常流速測定測線の概要（崩れ型砕波：CASE 5）

図2.9はCASE 5に関する戻り流れの鉛直分布の測定結果を示したもので，図(a)は砕波点，(b)，(c)および(d)はouter regionの領域で，(e)～(h)はbore状砕波が十分に発達したinner regionに対応している．なお，各図の横軸は定常流速を各点での長波の波速で除した無次元流速で沖向きを負として表わし，縦軸は静水面から上向きの距離を各点での水深で除した無次元距離で表している．これらの図から，砕波点近傍[(a),(b),(c)]の底面付近における沖向き定常流速は小さく水面に近いほど大きくなり，泉宮ら（1982）が示したLonguet-Higginsのオイラー定常流速の鉛直分布に類似しているのがわかる．同図(e)～(h)の結果から砕波帯内中央付近（底面の戻り流れの最強点付近）では底層ほど沖向き流れは大きくなり，砕波点近傍における流速分布とは明かに異なることがわかる．なお，底面付近の定常流速は長波波速の10～15%程度の値を示す．同図(d)の結果，すなわちouter regionでは，底層で，沖向き流れが発生し，上層では沖向き流れの流速が小さくなり，inner regionの流速分布に遷移する様子が明かである．



(a) h/h_b =1.0
(b) h/h_b =0.98
(c) h/h_b =0.89
(d) h/h_b =0.74
(e) h/h_b =0.67
(f) h/h_b =0.51
(g) h/h_b =0.47
(h) h/h_b =0.31

図 2.9 戻り流れの鉛直分布(CASE 5)

2.3 戻り流れの鉛直１次元数値モデル

戻り流れの数値モデルについては鉛直２次元モデルもいくつか提案されているが，モデルの多くは鉛直１次元（1DV）モデルである．前述したように，Svendsen(1984) のモデルがその代表で，多くの研究者は彼のモデルにもとづいて数値モデルを検討している．そこで，本研究でも Svendsen モデルをもとにした 1DV モデルを用いて，戻り流れの特性および渦動粘性係数が戻り流れの鉛直分布に与える影響について検討する．特に，崩れ波型砕波を対象として検討する．モデルに用いる座標系と諸変数は図 2.10 に示すようである．すなわち，x 軸は静水面上沖から岸向きに，z 軸は鉛直上向きにとる．なお，z' 軸は海底面より鉛直上向きにとり，$z' = z - h$ である．一方，η：静水面からの水面変動，h：静水面から海底までの水深，$d = \eta + h$，$\overline{\eta}$：平均水位の上昇量，H：波高，d_{tr}：波谷から海底までの深さである．

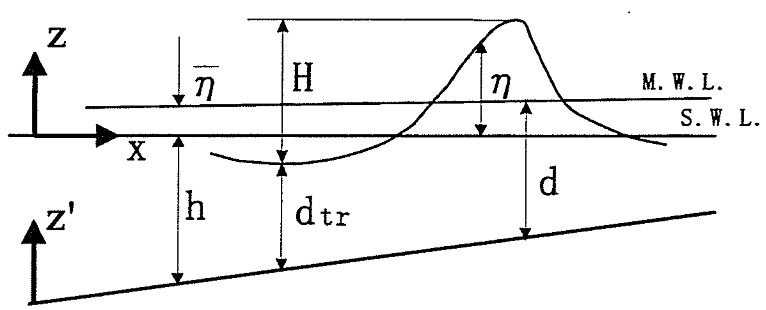


図 2.10 座標系および変数の定義

2.3.1 波高分布

戻り流れの流速を計算するためには，まず最初，砕波点を含む砕波帯内外における波高の場所的変化を算定する必要がある．海底勾配が一様で構造物が存在しない場合，岸からの反射波は入射波に比較して小さく無視できるものとすれば，波は単一の進行波のみであるとみなすことができる．ここでは簡単のため，西村ら（1985）が提案した微小振幅の単一進行波のエネルギー保存則を表す次式によって波高の場所的変化を検討する

$$\frac{\partial EC_g}{\partial x} + \Gamma = 0 \tag{2.6}$$

ここに，E は波のエネルギー密度，C_g は波の群速度を表す．Γ は泉宮ら（1983）が求めたエネルギー逸散率を表し，

$$\Gamma = [\sqrt{2}(2n-1)C_f + C_t]\sqrt{\frac{2n-1}{\rho}}\left(\frac{E}{d}\right)^3 \tag{2.7}$$

である．ここに，n は波の群速度と位相速度の比，ρ は水の密度，C_f は底面摩擦係数で $C_f = 0.01$ であり，C_t は砕波帯内の乱れの効果を代表する係数で，波の再生域の存在をも考慮して次式により与えられる．

$$C_t = 1.8\sqrt{nE/\rho g d^2 - 0.09} \tag{2.8}$$

砕波帯外では $C_t = 0$ とし，さらに，上式の根号内が負のときは波が再生したとし $C_t = 0$ とする．なお，計算の際に同時に radiation stress を計算し，平均水位も算定する．

2.3.2 底面定常流速

底面近傍の流れを明らかにすることは，戻り流れの鉛直分布を算定する場合，境界条件の一つとして重要である．底面近傍の戻り流れの評価式については，泉宮ら（1981）の微少振幅波理論を用いた Euler 質量流速のモデルや，佐藤ら（1990）による簡易な bore モデルなどいくつかが提案されている．ここでは佐藤ら（1990）の bore モデルを用いて今回行った実験結果と比較検討する．佐藤ら（1990）によれば，砕波に起因する戻り流れの流速 U_b は bore の断面積が波高の２乗に比例するとし次式で示される．

$$U_b = -A_b \frac{H^2}{Td} \tag{2.9}$$

ここに，A_b は無次元定数であり，佐藤ら（1990）は，規則波に対して A_b を４とすれば，沖向き定常流速を精度良く算定できることを示している．図 2.11 は前述した５ケースの実験値を用いて算出した式 (2.9) の結果と底面 2 mm の高さにおける戻り流れの実測値を波形勾配別に示したものである．なお，戻り流れの実験値は，砕波帯内で戻り流れが最大となる付近から岸側のみについてプロットした．この図から，式 (2.9) における A_b は２〜４程度の範囲にあることがわかる．また，実測データにばらつきが見られるが，CASE 1 および２の巻き波の場合（$Ho/Lo = 0.007, 0.014$），$A_b = 4$ 付近にあり，一方，CASE 5 の崩れ波の場合，A_b は２〜４の範囲にばらついているが，巻き波のそれよりやや小さくなっている．また，CASE 4 の崩れ波の場合，$A_b = 1.0$ 付近にあることがわかる．データにばらつきがあるものの沖波波形勾配によって A_b の値は変化すると考えられる．

以上の結果から佐藤ら（1990）の bore モデルによって簡単に戻り流れが評価出来ることが明らかとなったが，このモデルは bore 発生領域のみに適用できるものであって，このモデルを底面境界として適用する場合，砕波点から bore 発生領域までの間を何らかの形で補間する必要がある．そこで，以下にような簡単な式を提案する．

$$U_b = A_b^* \frac{H^2}{Td} \tanh\left(\frac{d}{d_b} - 1\right) \tag{2.10}$$

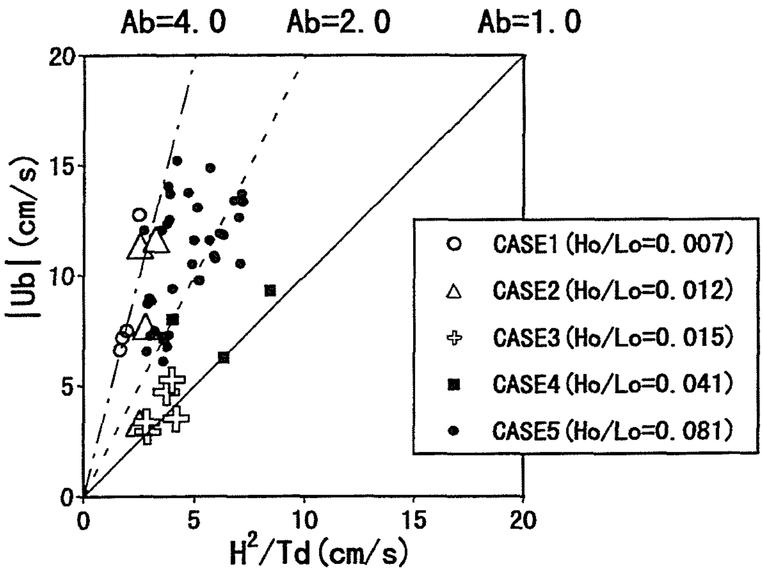


図 2.11 H^2/Td と底面近傍の定常流速との関係

ここに，d_b は砕波点における実水深，A_b^* は無次元定数であり，上式中の $\tanh\left(\frac{d}{d_b}-1\right)$ は砕波点で戻り流れが0となるように補正したものである．図2.12は崩れ型砕波（CASE 5）の砕波帯内における底面 2 mm 上の沖向き定常流速，波高，平均水位およびトラフレベルの岸沖分布の実験と計算の結果を比較したものである．定常流速の計算結果から，若干ばらつきはあるものの式 (2.10) による計算結果は実験のそれとよく一致することがわかる．なお，式 (2.10) 中における A_b^* の最適値は2.6であった．また，砕波帯内の波高分布は前述した平均水位の上昇を考慮した西村ら (1985) の計算手法によるとともに，トラフレベルは Hansen(1990) によって提案された次式を用いて計算した．すなわち，トラフレベルは

$$d_{tr} = h - 0.5H \tanh 4.85/\sqrt{U_r} \tag{2.11}$$

で表される．ここに，U_r はアーセル数で，次式で表される．

$$U_r = HL^2/h^3 \tag{2.12}$$

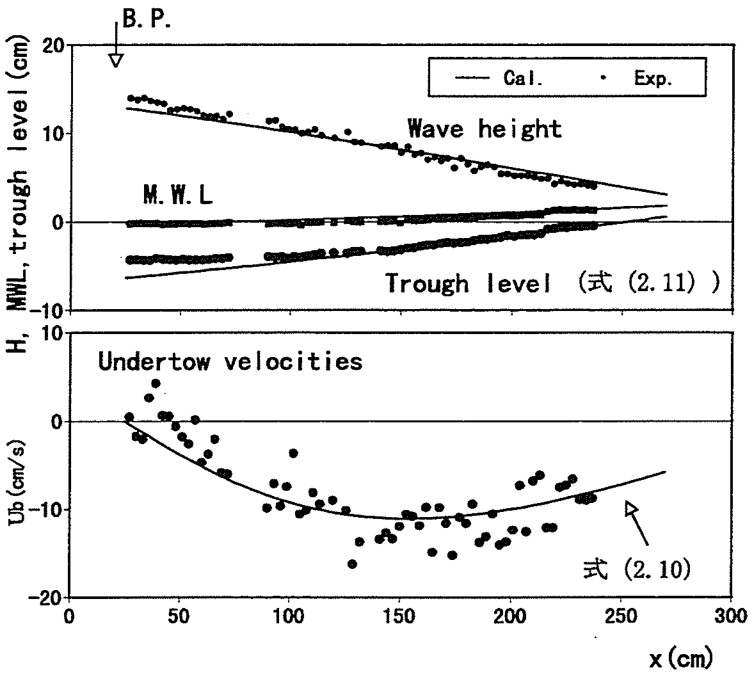


図 2.12 底面近傍の定常流速の計算と実験結果との比較（崩れ型砕波：CASE 5）

2.3.3 渦動粘性係数の評価

一般に，乱流場の算定は渦動粘性係数の評価法によって３タイプに分類される．レイノルズ応力を Bousinesque の渦動粘性係数モデルに変換した０方程式モデル，乱れエネルギーを直接計算し，乱れの長さスケールで渦動粘性係数を評価する１方程式モデル，および乱れの生成と逸散を同時に計算し渦動粘性係数を算定する２方程式（$k-\epsilon$ モデル）がある．計算の容易さから広く用いられているのは０方程式であり，海浜流場の計算においては Longuet-Higgins(1970) モデル，Thorton ら（1986）による波の底面における水粒子速度の関数表示や，Battjes(1975) の砕波によるエネルギー逸散を用いたモデルなどがある．しかし戻り流れのように，shear の強い流れでは，前述したモデルをそのまま適用するのは困難で，別のモデルを構築する必要がある．渦動粘性係数の鉛直方向変化はモデルに応じて様々で，土屋ら（1986）のように鉛直方向に一定とした場合や，岡安ら（1987）のように一次関数で与えたもの，Deigaard ら（1986）のように１方程式を用いて算定するモデルなどが提案されているが，渦動粘性係数と戻り流れの鉛直分布との関係が明確でなく，未だ確立されていないのが現状である．そこで，鉛直方向に一定とした場合および分布を与えた場合について，渦動粘性係数の鉛直分布が戻り流れのそれに与える影響を検討する必要がある．そこで，前者は土屋ら（1986）のモデル，後者は岡安ら（1987）および Deigaard ら

(1986) のモデルについて検討する．なお，その適用性については後述する．

(1) 土屋ら (1986) のモデル

土屋ら (1986) は砕波帯内における渦動粘性係数 ν_v を，砕波による乱れの効果 ν_{vt} と底面からの乱れの効果 ν_{vb} を便宜的に図 2.13 に示すように鉛直方向に一定と仮定した．すなわち，

$$\nu_v = ACH \tag{2.13}$$

ここに，A は無次元定数，C は波速である．

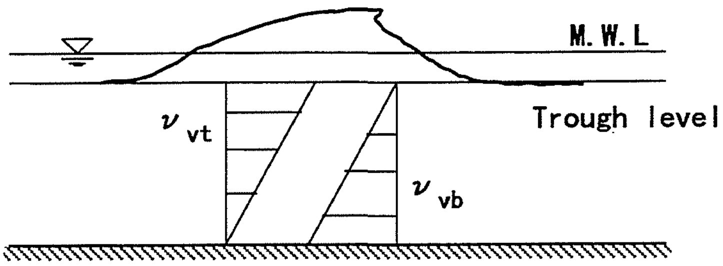


図 2.13 渦動粘性係数の仮定

(2) 岡安ら (1987) らのモデル

岡安ら (1986) は，実験から波速 C を用いて渦動粘性係数 ν_v を，次式の 1 次関数で表した．すなわち，

$$\nu_v = 0.013Cz' \tag{2.14}$$

ここに，z' は底面からの高さである．

(3)Deigaard ら (1986) のモデル

Deigaard ら (1986) は浮遊砂の拡散係数を算定するため，1 方程式をもとに砕波による乱れエネルギーを計算し，渦動粘性係数の算定を試みている．彼らのモデルの概略を示すとつぎのようである．底面を原点とする鉛直上向きに z' 座標を取り，平均流から受け取る乱れエネルギーは砕波することによって発生する乱れエネルギーに比較して小さいものと

し，また，乱れの運動エネルギーの移流は拡散に比較して小さいものと仮定すると，乱れの運動エネルギーkの輸送方程式は次式のような放物型の方程式で表される．

$$\frac{\partial k}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial z'}\left(\frac{\nu_v}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial z'}\right)+\frac{PROD}{\rho}-C_d\frac{k^{3/2}}{\iota} \tag{2.15}$$

ここに，ν_vは渦動粘性係数，σ_kは定数(=1.0)，$PROD$は乱れエネルギーの生産量，C_dは定数(=0.08)，ρは水の密度であり，tは時間である．さらに，ιは乱れの長さスケールで，次のように求められる．

$$\iota=\begin{cases}\sqrt[4]{C_d}\kappa z' & (z'<\iota_{max}/\sqrt[4]{C_d}\kappa)\\ \iota_{max} & (z'>\iota_{max}/\sqrt[4]{C_d}\kappa)\end{cases} \tag{2.16}$$

ここに，ι_{max}は水深の0.07倍をとり，κはカルマン定数で0.4である．なお，戻り流れの算定には，ι_{max}を水深の0.105倍としている．式(2.15)の右辺第1項は乱れの拡散効果を，第2項は乱れの生成を，第3項は乱れの逸散を表している．渦動粘性係数ν_vは乱れの運動エネルギーkから

$$\nu_v=\iota\sqrt{k} \tag{2.17}$$

で表される．$PROD$は図2.14に示すように，砕波によって生じる波峰前面の乱れが下方に拡散しながら逸散していくことを考え，跳水のエネルギー損失の実験結果をもとに，次式のように与えられる．

$$PROD=T\frac{dE_f}{dx}\frac{36}{(H\delta T)^2}z''\left(1-\frac{z''}{H}\right)t\left(1-\frac{t}{\delta T}\right) \tag{2.18}$$

ここに，z''は各位相の水面を原点とする鉛直下向きの座標，dE_f/dxはエネルギー逸散率を表す．δTは$PROD$（乱れ生成項）の波一周期間における継続時間を表す．Deigaard ら (1986) は，乱れエネルギーの位相変化を調べるため，時間的に解いているが，ここでは，波の1周期間の定常状態に着目していることから式 (2.15) を波の一周期にわたって時間平均し，簡略化すると，

$$\frac{\partial}{\partial z'}\left(\frac{\nu_v}{\sigma_k}\frac{\partial \overline{k}}{\partial z'}\right)+\frac{\overline{PROD}}{\rho}-C_d\frac{\overline{k}^{3/2}}{\iota}=0 \tag{2.19}$$

となる．ここに，$\overline{PROD}$は

$$\overline{PROD}=\frac{1}{H}\int_0^H\frac{1}{T}\int_0^{\delta T}PROD\,dt\,dz' \tag{2.20}$$

のように時間および空間的な平均操作を施すと最終的に

$$\overline{PROD}=\frac{1}{H}\frac{dE_f}{dx} \tag{2.21}$$

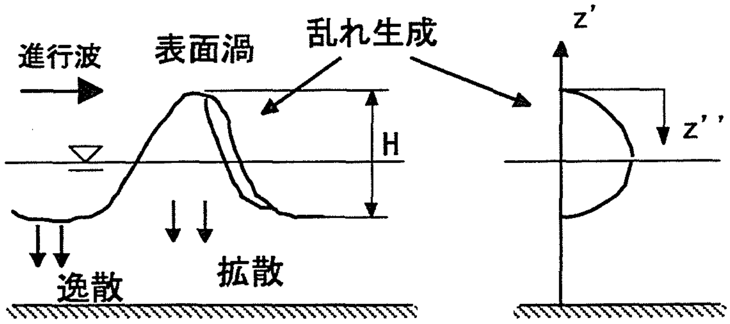


図 2.14 砕波による乱れの生成と逸散の概要

が得られる．実際の計算ではエネルギー逸散率 dE_f/dx は式 (2.7) を用いる．なお，式 (2.19) を解くための底面およびトラフレベルにおける境界条件は以下に示すとおりであり，実際の計算には有限差分法を用いる．

$$\left.\begin{array}{ll} k = 0 & (z' = 0) \\ \partial k/\partial z' = 0 & (z' = d_{tr}) \end{array}\right\} \tag{2.22}$$

ここに，d_{tr} は底面からトラフレベルまでの高さであり，式 (2.11) から算定される．

乱れの長さスケール ι は 1 方程式のタイプや，対象とする流れ場によって，与え方が異なる．Svendsen (1987) は，さらに簡略化した 1 方程式で渦動粘性係数を求めるため，乱れの長さスケールを水深の 0.2 倍程度としている．このように，乱れの長さスケールにも明確な定義はない．本研究でもこの乱れの長さスケールが，渦動粘性係数の分布，さらに，戻り流れの鉛直分布に及ぼす影響について検討する．

2.3.4 戻り流れの鉛直分布

戻り流れのモデルも種々提案されているが，ここでは，Svendsen (1984) モデルを用いて算定する．まず，彼のモデルを示すとつぎのようである．

基礎式は，N-S 方程式から

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_v(z)\frac{\partial U}{\partial z}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{u_w^2} + g\overline{\eta}\right) \tag{2.23}$$

となる．ここに，線形長波近似を適用すれば $\overline{u_w^2}$ は

$$\overline{u_w^2} = C^2\frac{\overline{\eta^2}}{h^2} = C^2\frac{H^2}{h^2}\frac{\overline{\eta^2}}{H^2} \tag{2.24}$$

となり，右辺は

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{u_w^2} + g\eta\right) = C^2\left(\frac{H}{h}\right)^2 B_0\left[2\left(\frac{C_x}{C} + \frac{(H/h)_x}{H/h}\right) + \frac{B_{0x}}{B_0}\right] + g\overline{\eta}_x \tag{2.25}$$

で表される．ここに，U は戻り流れの流速，下付き x は微分を表し，B_0 は

$$B_0 = \frac{1}{T}\int_0^T \left(\frac{\eta^2}{H}\right) dt \tag{2.26}$$

で定義される値で，Svendsen（1984）は実験値を用いて算定している．しかし，様々な条件に対応できるように，Hansen（1990）が提案した実験式を用いて評価すると，B_0 は

$$B_0 = B_{0b}\left[1 - a\left(b - \frac{h}{h_b}\right)\left(1 - \frac{h}{h_b}\right)\right] \tag{2.27}$$

であり，ここに，

$$a = (15\xi_{00})^{-1} \tag{2.28}$$

$$b = 1.3 - 10\,(\xi_0 - \xi_{00}) \tag{2.29}$$

$$\xi_0 = h_x/\sqrt{H_0/L_0} \tag{2.30}$$

$$\xi_{00} = h_x/\sqrt{0.142} = 2.654 h_x \tag{2.31}$$

$$B_{0b} = 0.125\tanh\left(11.40/\sqrt{U_{rb}}\right) \tag{2.32}$$

である．ここに U_{rb} は砕波点におけるアーセル数である．

さて，式（2.23）を解くために，渦動粘性係数を何らかの方法で算定しなければならない．本研究では前述した２種類の渦動粘性係数が戻り流れの鉛直分布に与える影響を調べるため，２通りの解について説明する．

(1)ν_v を一定とした場合

渦動粘性係数を一定とした場合，式（2.23）は簡単に，

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \omega \tag{2.33}$$

$$\omega = \frac{1}{\nu_v}\left[C^2\left(\frac{H}{h}\right)^2 B_0\left[2\left(\frac{C_x}{C} + \frac{(H/h)_x}{H/h}\right) + \frac{B_{0x}}{B_0}\right] + g\overline{\eta}_x\right] \tag{2.34}$$

となり，底面境界条件として底面における定常流速 U_b および連続条件

$$\int_{-h}^{-h+d_{tr}} U(z)dz = U_m d_{tr} \tag{2.35}$$

を用いると最終的に次式が得られる．

$$U = \frac{1}{2}\omega\,(z+h)^2 + \left(2\frac{U_m - U_b}{d_{tr}} - \frac{1}{3}\omega d_{tr}\right)(z+h) \tag{2.36}$$

ここに，U_m はトラフレベル以下の断面平均流速を表し，Stokes drift 成分と砕波に起因する surface roller による質量輸送量を補う補償流の断面平均量であり，Svendsen（1984）によれば近似的に次式で表される．

$$U_m = -C\left(\frac{H}{h}\right)^2\left(B_0 + \frac{A_r}{H^2}\frac{h}{L}\right) \tag{2.37}$$

ここに，A_r は砕波による surface roller の断面積であり，$A_r = 0.9H^2$ で表され，式（2.37）の右辺第 1 項は波による Stokes drift 成分，第 2 項は surface roller の質量輸送分である．Svendsen（1984）は，底面定常流速 U_b を Stokes の質量輸送速度で評価した．一方，柴山らは 0 としているが，両者とも再現性は良くない．そこで，本研究では式（2.10）を底面境界として用いた計算を試みる．渦動粘性係数 ν_v は土屋ら（1986）による式(2.13)を採用し，このモデルを Svendsen 修正モデルと呼ぶことにする．

(2)ν_v に鉛直分布を与えた場合

前述した Deigaard ら（1986）による 1 方程式あるいは岡安らのモデルを用いて ν_v を算定する場合，式（2.23）を解析的に解くことは困難である．そこで，底面からトラフレベルまでの鉛直距離を等間隔に分割し，式（2.23）を差分化して数値的に計算する．数値的に解く場合，底面およびトラフレベルにおいて境界条件を与える必要がある．底面では式（2.10）を適用し，一方，トラフレベルでは砕波による乱れが強く，岸向きのせん断応力が作用するものとして，岡安ら（1987）が実験から次元解析的に求めたせん断応力 τ を以下のように与える．すなわち，$z' = d_{tr}$ において

$$\nu_v\frac{\partial U}{\partial z'} = \frac{\tau}{\rho} = 0.0016C^2 \tag{2.38}$$

とする．なお，差分における分割数は底面からトラフレベルまでを 100 とした．

2.4 渦動粘性係数が戻り流れの鉛直分布に及ぼす影響

2.4.1 渦動粘性係数の鉛直分布

ここでは乱れの長さスケール ι が乱れエネルギー k および渦動粘性係数 ν_v の鉛直分布に与える影響について検討するとともに，従来の渦動粘性係数モデルについて検討する．

1 方程式を用いた場合，渦動粘性係数 ν_v は乱れエネルギー k に乱れの長さスケール ι を乗じた形で表される．しかし，一般に ι は流れの幾何学的形状等を考慮し経験的に与えられるもので，適当な ι を与えることにより精度良く計算できることが知られている．例えば，Svendsen（1987）は乱れエネルギーの位相変化を調べるため，ι を水深の 0.2 倍程度で

表し，さらに，Svendsen ら（1987）は戻り流れの鉛直分布を求める際に，$\iota = 0.25 \sim 0.35h$ 程度としている．Deigaard ら（1986）は前述した 1 方程式を用いて浮遊砂の拡散係数を算定するため，式 (2.16) における ι_{max} を水深の 0.07 倍としており，戻り流れの鉛直分布を算定するため ι_{max} を水深の 0.105 倍としている (Deigaard ら，1991)．そこで，まず最初に，式 (2.19) を用いて ι が平均乱れエネルギー $\overline{k}$ および渦動粘性係数 ν_v に及ぼす影響を検討する．図 2.15 は ι を種々変化させて計算した乱れエネルギー $\overline{k}$ の鉛直分布を示したものである．図中の実線は $\iota_{max} = 0.15h$，ι は式 (2.16) を適用して鉛直方向に変化させた場合の計算結果であり，その他は $\iota = 0.1h, 0.2h, 0.3h$ および $0.4h$ と一定として求めた結果である．図中の横軸は $\sqrt{\overline{k}}$ を長波の波速で除して無次元化したもので，縦軸は底面からの高さ z' を水深 h で除した無次元高さを表している．なお，実際の計算は水深 $h = 9cm$ ($h/h_b = 0.51$) における波高 (H =7.3cm) を用いた．図 2.16 はこれらの乱れエネルギーに対する渦動粘性係数の鉛直分布の計算結果を示したものであり，横軸は ν_v を $h\sqrt{gh}$ で除した無次元量で表されている．図 2.15 に示した乱れエネルギー $\overline{k}$ の計算結果から，乱れの長さスケール ι を鉛直方向に一定とした場合，ι が大きくなると $\sqrt{\overline{k}}/\sqrt{gh}$ は小さくなる傾向のあることがわかる．一方，図 2.16 から ι が大きくなると $\nu_v/h\sqrt{gh}$ は大きくなることがわかる．ι_{max} を用いた場合の $\overline{k}$ の計算結果と ι を鉛直方向に一定とした場合のそれを比較すると，底面付近では，ι を一定とした場合，$\sqrt{\overline{k}}/\sqrt{gh}$ の計算結果は，ι_{max} を用いた場合のそれに比較して小さくなり，一方上層部では逆に大きくなることがわかる．

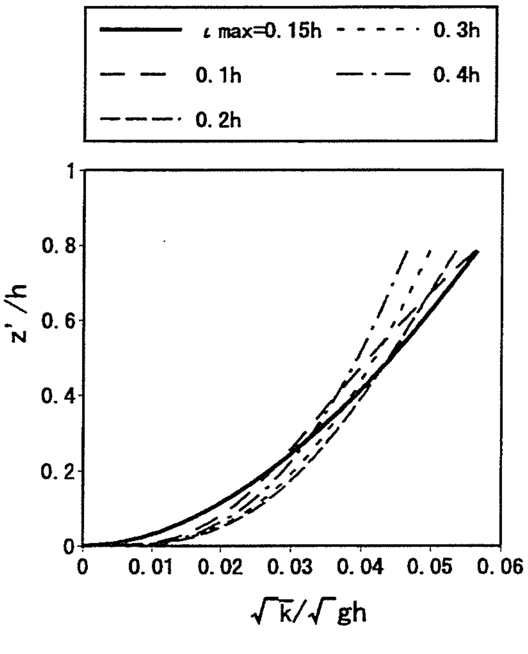


図 2.15 乱れエネルギーの鉛直分布の数値計算例

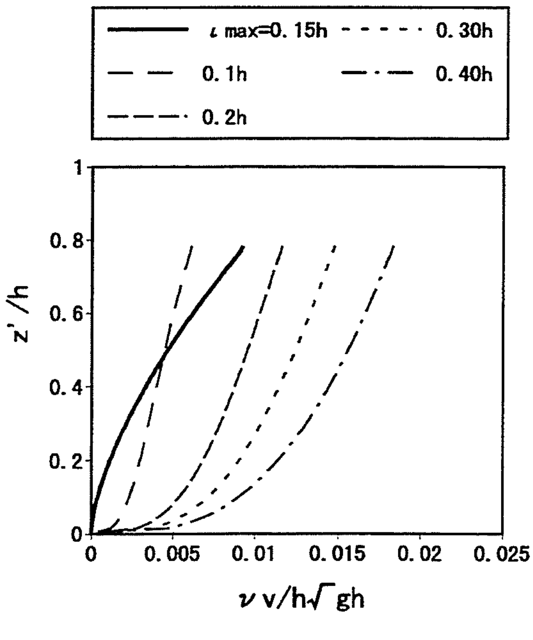


図 2.16 渦動粘性係数の数値計算例

図2.16から明かなように，渦動粘性係数の鉛直分布はιを一定とした場合と，ιのz'方向変化を考慮した場合とではその傾向が非常に異なっている．特にιの鉛直方向変化を考慮すると，渦動粘性係数の鉛直分布が凸状になり他と異なることがわかる．つぎに，図2.16に示した渦動粘性係数の計算結果から乱れの長さスケールιを鉛直方向に一定とした場合，ιを大きくすると渦動粘性係数は大きくなることがわかる．

次に戻り流れの鉛直分布を算定する場合，渦動粘性係数をどの程度の値にするか評価する必要がある．そこで，実測値からモデル化された岡安ら（1987）の渦動粘性モデルを基準とし，土屋ら（1986）のモデルおよび1方程式から得られる渦動粘性係数のオーダーについて検討する．なお，乱れの長さスケールιは鉛直方向に一定とする．図2.17は，土屋ら（1986）のモデル（鉛直方向に一定としたSvendsen修正モデル），岡安ら(1997）のモデル（1次関数）および1方程式モデル（乱れの長さスケールを一定：ι=0.1h ～ 0.3h）から算定した渦動粘性係数の鉛直分布の計算結果を示したものである．この図から1方程式モデルで$\iota = 0.2h$とした場合，岡安ら（1997）の結果に最もよく適合していることがわかる．土屋ら（1986）のモデルは鉛直方向に一定であるが，岡安ら（1987）のモデルと比較してもオーダー的に極端な差が無いことがわかる．

図2.18は図2.17に示した渦動粘性係数を用いて算定した戻り流れの鉛直分布を示したもので，横軸は定常流速Uを長波の波速で除して表したものである．この図から，渦動粘性係数の鉛直分布が戻り流れ流速のそれに影響を及ぼしていることが明らかである．渦動粘性係数を鉛直方向に一定とした場合，戻り流れ流速の分布形状は明かに放物線形型である．一方，渦動粘性係数をz'方向に変化させた場合，沖向き定常流速は底層付近で最大値をとり，上層に向かうにつれて定常流速は小さくなる．また，渦動粘性係数を一定とした場合の計算結果とz'方向に変化させた場合のそれはトラフレベル付近において値が異なる．これは，数値的に解く際のトラフレベルにおける境界条件（岸向きに与えたせん断応力）による影響である．

以上の結果から乱れの長さスケールιを鉛直方向に一定とした場合，ιが小さいほど渦動粘性係数は小さくなるため，沖向き定常流速の最大値は大きくなることがわかる．

2.4.2 戻り流れの鉛直分布の計算結果と実験結果との比較

図2.19は戻り流れの鉛直分布の計算結果とCASE 5における実験結果を比較したものである．図中に示す実線は土屋ら（1986）の渦動粘性係数を用いて計算したSvendsen修正モデルの解析解，点線は岡安ら（1987）の渦動粘性係数モデルによる数値計算結果，一点鎖線は1方程式における乱れの長さスケールを鉛直方向に一定とした場合（Deigaard:$\iota = 0.15h$）

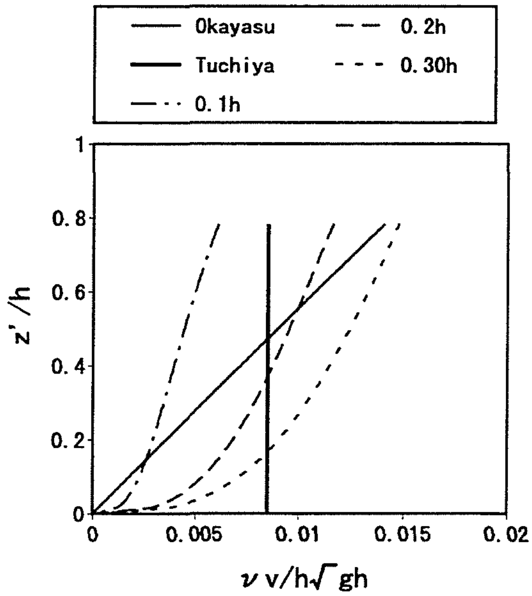


図 2.17 渦動粘性係数の比較

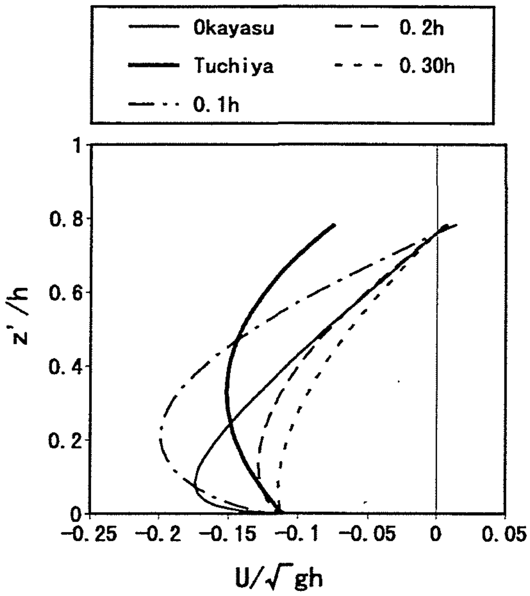
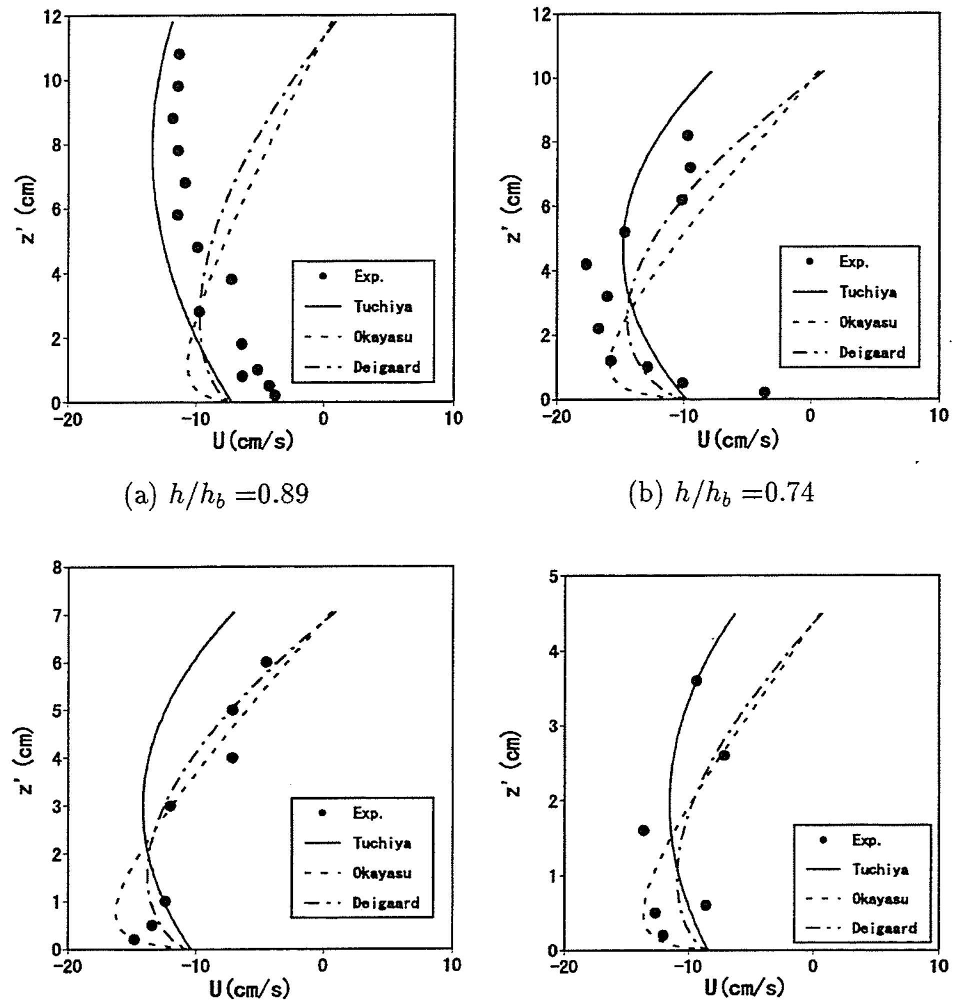


図 2.18 戻り流れの鉛直分布の計算例

の結果を表す．これらの図から砕波点近傍（h/h_b =0.89，0.74）では，Svendsen 修正モデルによる計算値は実験値をやや過大評価するが，分布形状はよく一致する．一方，岡安モデルや 1 方程式モデルを用いた場合の戻り流れ流速の鉛直分布形状は，実験結果のそれと明かに異なることがわかる．砕波帯内の inner region における沖向き定常流速が発達する領域（h/h_b =0.51）では，岡安モデルおよび 1 方程式モデルによる計算結果が実験結果を良く再現することがわかる．汀線付近（h/h_b =0.31）では実験値にばらつきが見られるものの，Svendsen 修正モデルの計算結果が実験値に近い値を示している．

以上の結果から物理的な意味を考えて検討すると，戻り流れが顕著となる inner region では，岡安らの 1 次式や 1 方程式（乱れの長さスケールを水深の 0.15 倍にしたもの）による結果の再現性は良いが，Svensen の修正モデルでも定性的に良い結果が得られることがわかった．また，砕波点および汀線付近では渦動粘性係数を鉛直方向に一定とした Svendsen の修正モデル（渦動粘性係数を鉛直方向に一定としたモデル）の再現性が良いことがわかった．渦動粘性係数を変化させるモデルは厳密ではあるが，実現象との対応を考慮すると，ν_v を鉛直方向に一定と仮定した土屋のモデルが簡便でかつ実験値と大きく相違することのない結果が得られるようである．なお，Svendsen（1984）の 1DV モデルを用いた場合，佐藤ら（1991）の bore モデルによる底面定常流速の評価式を底面境界に適用することにより実験結果をよく再現できることもわかった．



(a) h/h_b =0.89　(b) h/h_b =0.74

(c) h/h_b =0.51　(d) h/h_b =0.31

図 2.19 1DV モデルによる戻り流れの鉛直分布の計算結果と実験結果との比較（CASE 5）

2.5　結語

本章では，砕波帯内に発生する定常流速に関する水理実験を行い，巻き波および崩れ波型砕波の底面近傍の戻り流れおよび崩れ波型砕波における戻り流れ流速の鉛直分布特性について実験的に検討した．さらに，Svendsen(1984) のモデルにもとづいた新たな修正モデルを提案するとともに，渦動粘性係数の鉛直分布が戻り流れに与える影響および数値モデルの適用性について実験結果と比較検討した．得られた結果を要約するとつぎのようである．

1）実験結果から底面近傍の戻り流れ流速の岸沖分布形状は砕波形式によって異なることがわかった．

2）inner region における底面近傍の定常流速は，H^2/Td に２～４程度の係数を乗じることにより評価できることがわかった．

3）戻り流れ流速の鉛直分布は砕波点近傍および inner region では分布形状が異なり，特に，bore 形成領域では底面近傍における沖向き定常流速は水面付近におけるそれより大きく，砕波点近傍の鉛直分布とは逆の傾向にあることがわかった．

4）１方程式を適用した乱れの長さスケール ι が乱れエネルギーおよび渦動粘性係数の鉛直分布に与える影響を検討した結果，ι を鉛直方向に一定とし，ι を大きくすると乱れエネルギーは小さくなりが，渦動粘性係数は大きくなること，さらに，渦動粘性係数の鉛直分布は，戻り流れ流速の鉛直分布に影響を及ぼすこと，すなわち，乱れの長さスケールの与え方により戻り流れ流速の鉛直分布は変化することなどが明かとなった．

5）数値解析の結果から，渦動粘性係数の与え方が戻り流れ流速の鉛直分布に大きな影響を及ぼすことが確認された．

Inner region における戻り流れ流速を算定する場合，岡安モデルおよび１方程式による Deigaard モデルを適用して渦動粘性係数を算定すると，戻り流れの流速をよりよく再現することができる．一方，砕波点近傍では鉛直方向に一定と仮定した土屋モデルを適用すると実現象と良く一致することが明らかとなった．

6）戻り流れ流速の鉛直分布は水面の bore に規定されるため，その bore モデルを用いた底面定常流速を境界条件として与えることにより，戻り流れ流速の鉛直分布を精度良く評価できることがわかった．

参考文献

青野利夫・大橋正和・服部昌太郎 (1982)：砕波による乱れ構造の実験的研究, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.159-163

青野利夫・服部昌太郎 (1983)：砕波による乱れの空間特性に関する実験的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.25-29

青野利夫・服部昌太郎 (1984)：砕波下での大規模乱れ構造に関する実験的研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.6-10

泉宮尊司・堀川清司 (1981): 砕波帯における定常流に関する実験的研究，第28回海講論文集，pp.34-38.

泉宮尊司・堀川清司 (1983): 砕波帯における波のエネルギー方程式のモデリング，第30回海岸工学講演会論文集，pp.15-19.

岡安章夫・柴山知也・堀川清司 (1986)：砕波帯内二次元定常流速場の推算に関する考察, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.1-5

岡安章夫・柴山知也・堀川清司 (1987): 砕波帯内定常流速の鉛直分布に関する研究，第34回海講論文集，pp.31-35.

岡安章夫・磯部雅彦・渡辺晃 (1989)：砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸工学論文集第36巻, pp.31-35

酒井哲郎・三反畑勇 (1981)：二次元砕波帯における砕波による乱れの構造, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.15-19.

酒井哲郎・稲田義和 (1982)：砕波による乱れの時空間構造とそのモデル, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.164-168.

酒井哲郎・三反畑勇 (1983)：砕波による乱れのレイノルズ応力について, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.30-34.

佐藤愼司・光信紀彦 (1990): 不規則波による海浜断面地形変化の数値計算，海岸論文集，第37巻，pp.309-313.

清水琢三・水流正人・渡辺　晃 (1992)：3次元海浜変形モデルによる長期的な地形変化予測，海岸工学論文集，第39巻，pp.416-420.

柴山知也・樋口雄一・岡安章夫(1985)：バックウォッシュと巻き砕波による砕波帯内流速場の構造, 第32回海岸工学講演会論文集, pp.65-69

柴山知也・The Duy Nguyen(1994): 乱流方程式を用いた砕波帯内波浪場の数値モデル, 海岸工学論文集 第41巻, pp.151-155

土屋義人・山下隆男・植本　実（1986)：砕波帯における戻り流れについて，第33回海講論文集，pp.31-35.

灘岡和夫・近藤隆道・田中則男(1981)：　ＬＤＡを用いた砕波帯内の流速場に関する実験的研究，第28回海講論文集，pp.24-28.

西村仁嗣・砂村継夫(1985)：二次元海浜変形の数値シミュレーション，第32回海講論文集，pp.340-343.

平山秀夫(1991):　砕波帯内における戻り流れと水面渦度の推定法に関する研究，海岸論文集，第38巻，pp.76-80.

山下隆男・Dadang Ahmad S. 宍倉知広・土屋義人（1989)：鉛直２次元海浜流モデルー数値計算法ー，海岸工学論文集，pp.54-58.

渡辺　晃・磯部雅彦・野沢是幸・堀川清司（1980)：斜面上で砕波する波の底面流速に関する実験的研究，第27回海講論文集，pp.40-45.

Battjes,J.A.(1974): Surf Similarity, Proceedings of 14th Coastal Engineering Conference, Vo.1, pp.466-479.

Battjes,J.A.(1975): A note on modelling of turbulence in the surf zone, Symp. Model. Tech., ASCE, San Francisco, pp. 1050-1061.

Deigaard R., J. Fredsoe and I.B.Hedgaard (1986) : Suspended sediment in the surf zone, J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol.112, No.1, pp.115-128.

Deigaard R., P. Justesen and J. Fredsoe (1989) : Modelling of undertow by a one-equation turbulence model, Coastal Eng., Vol.15, pp.431-458.

Hansen,J.B.(1990): Periodic waves in the surf zone : Analysis of experimental data,Coastal Eng., Vol.14, pp.19-41

Longuet-Higgins, M.S.(1953): Mass transport in water waves, Phill. Trans. Roy. Soc. London, Series A, Vol.245, No.903, pp.535 ~ 581

Longuet-Higgins,M.S.(1970):Longshore currents generated by obliquely incident se waves, 1,2, J.Geophys. Res., Vol.75, No.33, pp.6778-6801.

Svendsen, I.A.(1984): Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol.8, pp.347-363.

Svendsen, I.A.(1987): Analysis of surf zone turbulence, J.Geophys. Res.,Vol.92, No. C5, pp.5115-5124.

Svendsen, I.A.,Hemming A. Schäffer, and B. Hansen(1987): The interaction between the undertow and the boundary layer flow on a beach, J. Geophys. Res., Vol. 92. C11, pp.11845-11856.

第3章　準3次元海浜流数値モデルに関する研究

3.1　概説

一般に，海岸構造物設置の築造や海浜変形の予測には，波の特性と波浪場を知ることが基本であり，つぎに流れ場を計算する必要がある．波浪場の算定モデルは単一進行波のみの計算，あるいは反射波や回折による重合波，不規則性や多方向性まで考慮するのか，さらに非線形性や分散性も考慮するのかによって様々のものが提案されている．一方，流れ場の数値計算モデルは唯一であるといっても過言ではなく，従来から水深方向に断面平均された平面2次元モデル（2DHモデル）が用いられてきた．このモデルは，海岸環境工学（堀川清司編，1985）に詳しく述べられている西村（1982,1984）のモデルが代表的であり，実験室レベルの離岸堤や突堤周辺の流れ場の計算に適用されて定性的に良く一致することが報告されている．古くから実験室レベルおよび現地レベルを問わず，このモデルが海浜変形予測へ適用されている．

ところが，近年海浜流場の3次元性が重要視され，岡安ら（1992）は砕波帯内では水面付近における定常流速と底面におけるそれとの流速ベクトルが異なる螺旋状の海浜流分布が形成されることを実験的に示し，2DHモデルでは底面近傍における定常流速を再現できないことを指摘した．さらに，清水ら（1992）も現地における戻り流れの影響（海浜流速の3次元性の影響）を2DHモデルで再現出来ない場合のあることを指摘している．

さらに，理論あるいは数値計算による準3次元モデル（Q-3Dモデル）も提案されている．例えば，Svendsenら（1989）は岸沖方向と沿岸方向における運動方程式をそれぞれ解析的に解き，両者の解を重ね合わせることにより砕波帯内における沿岸流速の鉛直分布を算定している．Sanchezら（1992）や岡安ら（1993）は2DHモデルと1DVモデルの解を単純に重ね合わせたモデルを提案している．高木ら（1996）はモードスプリット法を採用し，実験室レベルの海浜流場を算定している．信岡ら（1997）は海浜流場の多層モデルを開発するとともに，海浜流場の3次元分布の発生要因について検討している．これらのモデルは構造物の無い単純な平行等深線を有する沿岸域に対する適用性が検討されているのみであり，複雑な地形や構造物が存在する領域における適用性は明確ではない．Pechonら（1994）は構造物周辺における海浜流場を準3次元モデルによって計算しているが，実

験値や現地観測結果との比較もなく，その適用性が検討されていないし，構造物周辺における流れ場がどのような３次元性を有するのかもほとんど明らかにされていない．海浜流の３次元性が海岸工学の分野において重要視され，多くの研究者によってモデル化がなされ始めたがまだ現地への適用や海浜変形予測に取り入れるまでには至っていないのが現状である．そこで，流れの３次元性を明かにするとともに複雑な地形や構造物が存在する複雑な境界を有する領域に発生する海浜流場に対しても容易に適用でき，なおかつ海浜変形予測にも適用できる新たな３次元海浜流場の数値モデルを構築する必要がある．厳密には３次元のN-S方程式に砕波による乱れの効果を考慮し，波および流れを直接的に解くことが好ましいが，現在の計算機の能力を考慮すると，現地レベルや海浜変形予測に適用するためには計算時間の削減，簡便さを兼ね備えたモデルが賢明であり，準３次元的な取り扱いが有利である．

本研究では，構造物が存在するような複雑な境界条件に対しても容易に適用可能で，海浜変形予測にも適用できる準３次元海浜流数値モデルを構築することを目的としている．本章では，新たな準３次元海浜流数値モデルを提案するとともに，鉛直２次元波動水槽内に発生する鉛直循環流場（戻り流れ）および沿岸流場に対する数値モデルの適用性について検討する．

なお，ここで提案する準３次元海浜流モデルは波と流れによる相互干渉は考慮せず，①波浪場の計算，②沿岸流場の計算の２段階に分けられる．そこで，波浪場の数値モデルと海浜流場の数値モデルについて別々に言及する．

3.2 波浪場の数値モデル

3.2.1 支配方程式

本研究における波浪場の数値モデルは，構造物が存在する場合の回折や反射による波の重合も考慮した西村ら（1983）の非定常緩勾配方程式に，渡辺ら（1984）の砕波減衰項を付加した運動方程式および連続式を用いる．すなわち，沖から岸向きにx軸，沿岸方向にy軸をとると，x方向およびy方向における運動方程式はそれぞれ，

$$\frac{\partial Q_x}{\partial t} + C^2\frac{\partial \zeta}{\partial x} + f_D Q_x = 0 \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial Q_y}{\partial t} + C^2\frac{\partial \zeta}{\partial y} + f_D Q_y = 0 \tag{3.2}$$

で表され，連続式は

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{n}\left(\frac{\partial nQ_x}{\partial x} + \frac{\partial nQ_y}{\partial y}\right) = 0 \tag{3.3}$$

となる．ここに，ζは水面変動，Cは波速，nは群速度と波速との比である．Q_xおよびQ_yはそれぞれxおよびy方向の線流量である．f_Dは渡辺らの砕波減衰項であり，次式で表される．

$$f_D = \alpha_D \tan\beta \sqrt{\frac{g}{h}\left(\frac{\hat{Q}}{Q_r} - 1\right)} \tag{3.4}$$

ここに，α_Dは無次元係数で，$\hat{Q}$は流量振幅，Q_rは波の再生領域の限界線流量振幅を表し，それぞれ

$$\hat{Q} = \sqrt{\hat{Q}_x^2 + \hat{Q}_y^2} \tag{3.5}$$

$$Q_r = 0.25\sqrt{gh^3} \tag{3.6}$$

となる．砕波後，線流量振幅$\hat{Q}$が減少してQ_r以下になると波が再生域に入ったとものとしてf_D=0とする．近似的ではあるが砕波後水深が増大する場合に生じるような再生現象も再現可能である．

3.2.2 計算方法

詳細な計算手法は海岸環境工学（堀川清司編，1985）に譲るとし，ここでは概略だけを述べる．

実際には式（3.1）～（3.3）に差分法を適用して計算する．なお，差分化は格子網上で水位変動ζ，線流量Q_xならびにQ_yの計算点を互いに半格子間隔だけずらしたスタッガードメッシュスキームを採用し，時間軸方向にはリープフロッグ法を用いる．境界条件は谷本ら（1975）の手法を適用する．彼らの方法は構造物が存在する場合でも反射率を任意に設定可能であり，波の反射，回折および重合波を容易に再現することができる．初期条件は静水状態を仮定し，計算領域内の線流量および水位変動を0として計算する．

3.2.3 砕波位置の決定法

砕波点の位置は波浪場の計算精度だけでなく，海浜流場および海浜変形の計算精度にも影響を及ぼすため的確な予測が必要である．本研究における砕波位置は渡辺ら（1983）によって整理された流速波速比を用いて決定する．すなわち，計算対象領域内の各点における波峰下水平流速値u_{w0}と波峰伝播速度Cを計算し，その比u_{w0}/Cが渡辺ら（1983）の砕波指標で与えられる限界値と一致する点あるいはそれを越える点を検出して砕波位置とすればよい．なお，海底勾配によってその限界値は異なり，例えば，海底勾配が1/20であ

れば限界値は0.35である．こうして砕波位置を決定したのち，砕波帯内において砕波減衰項を付加した運動方程式を適用して再度領域全体の計算を行うことによって最終的に波の場を求める．なお，波が重合する場合，重なり合うそれぞれの波が異なる位相を持つためみかけの波速を用いる必要があるが，簡単のため通常の線形理論による波速Cを適用する．

3.3 海浜流場の数値モデル

3.3.1 支配方程式

準３次元海浜流数値モデルの運動方程式は以下のように導くことができる．

図3.1に示すように岸向きにx軸，沿岸方向にy軸，静水面から鉛直上向きにz軸を取ると３次元のN-S方程式は以下のようになる．

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{3.7}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial w}+w\frac{\partial v}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}+\nu\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\nu\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\nu\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \tag{3.8}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-g-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}+\nu\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\nu\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\nu\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \tag{3.9}$$

ここに，νは動粘性係数である．連続式は

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{3.10}$$

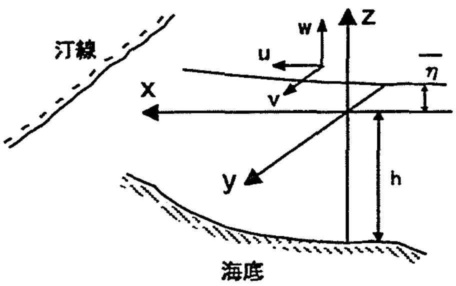


図 3.1 座標系

つぎに，x軸方向の定常流成分，波動成分および乱れ成分をそれぞれU，u_wおよびu'とし，y軸方向のそれらをV，v_wおよびv'，z軸方向についても同様にW，w_wおよびw'とし，流速u，vおよびwを以下のように定義する．

$$\left.\begin{aligned} u &= U+u_w+u' \\ v &= V+v_w+v' \\ w &= W+w_w+w' \end{aligned}\right\} \tag{3.11}$$

さらに，圧力も定常成分$\overline{p}$，波動成分p_wおよび乱れによる変動成分p'に分離すると，

$$p = \overline{p} + p_w + p' \tag{3.12}$$

のように表される．さらに，位相平均値を以下のように定義する．

$$\left.\begin{array}{l}\widetilde{u} = \widetilde{U} + \widetilde{u_w} + \widetilde{u'} = U + u_w = u_p \\ \widetilde{v} = \widetilde{V} + \widetilde{v_w} + \widetilde{v'} = V + v_w = v_p \\ \widetilde{w} = \widetilde{W} + \widetilde{w_w} + \widetilde{w'} = W + w_w = w_p \\ \widetilde{p} = \widetilde{\overline{p}} + \widetilde{p_w} + \widetilde{p'} = \overline{p} + p_w = p_p\end{array}\right\} \tag{3.13}$$

ここに，~は位相平均値を表し$\widetilde{u'}$，$\widetilde{v'}$，$\widetilde{w'}$および$\widetilde{p'}$は0である．さらに，波の1周期にわたる時間平均値は以下のようになる．

$$\left.\begin{array}{l}\overline{\widetilde{u}} = \overline{u_p} = \overline{U} + \overline{u_w} = U \\ \overline{\widetilde{v}} = \overline{v_p} = \overline{V} + \overline{v_w} = V \\ \overline{\widetilde{w}} = \overline{w_p} = \overline{W} + \overline{w_w} = W \\ \overline{\widetilde{p}} = \overline{p_p} = \overline{p} + \overline{p_w} = \overline{p}\end{array}\right\} \tag{3.14}$$

ここに，$\overline{u_w}$，$\overline{v_w}$，$\overline{w_w}$および$\overline{p_w}$は0である．以上の関係を考慮してN-S方程式に式 (3.11) および (3.12) を代入し，連続式を考慮して位相平均するとx，yおよびz軸方向の運動方程式は

$$\begin{aligned}&\frac{\partial u_p}{\partial t} + \frac{\partial {u_p}^2}{\partial x} + \frac{\partial u_p v_p}{\partial y} + \frac{\partial u_p w_p}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_p}{\partial x} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\widetilde{u'^2}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\widetilde{u'v'}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\widetilde{u'w'}\right) + \nu\frac{\partial^2 u_p}{\partial x^2} + \nu\frac{\partial^2 u_p}{\partial y^2} + \nu\frac{\partial^2 u_p}{\partial z^2}\end{aligned} \tag{3.15}$$

$$\begin{aligned}&\frac{\partial v_p}{\partial t} + \frac{\partial u_p v_p}{\partial x} + \frac{\partial {v_p}^2}{\partial y} + \frac{\partial v_p w_p}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_p}{\partial y} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\widetilde{v'u'}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\widetilde{v'^2}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\widetilde{v'w'}\right) + \nu\frac{\partial^2 v_p}{\partial x^2} + \nu\frac{\partial^2 v_p}{\partial y^2} + \nu\frac{\partial^2 v_p}{\partial z^2}\end{aligned} \tag{3.16}$$

$$\begin{aligned}&\frac{\partial w_p}{\partial t} + \frac{\partial u_p w_p}{\partial x} + \frac{\partial v_p w_p}{\partial y} + \frac{\partial {w_p}^2}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_p}{\partial z} - g \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\widetilde{u'w'}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\widetilde{v'w'}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\widetilde{w'^2}\right) + \nu\frac{\partial^2 w_p}{\partial x^2} + \nu\frac{\partial^2 w_p}{\partial y^2} + \nu\frac{\partial^2 w_p}{\partial z^2}\end{aligned} \tag{3.17}$$

となる．さらに，式 (3.15) および (3.16) を波の一周期にわたって時間平均すると，x軸方向の運動方程式は

$$\begin{aligned}&\frac{\partial U}{\partial t} + U\frac{\partial U}{\partial x} + V\frac{\partial U}{\partial y} + W\frac{\partial U}{\partial z} \\ &= \quad -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{{u_w}^2}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{u_w v_w}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{u_w w_w}\right) \\ &\qquad + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\overline{u'^2}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\overline{u'v'}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\overline{u'w'}\right) + \nu\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \nu\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \nu\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}\end{aligned} \tag{3.18}$$

同様に，y 軸方向の運動方程式は

$$\frac{\partial V}{\partial t}+U\frac{\partial V}{\partial x}+V\frac{\partial V}{\partial y}+W\frac{\partial V}{\partial z}$$
$$= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}}{\partial y}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{u_w v_w}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{v_w{}^2}\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{v_w w_w}\right)$$
$$+\frac{\partial}{\partial x}\left(-\overline{v'u'}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(-\overline{v'^2}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(-\overline{u'w'}\right)+\nu\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\nu\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}+\nu\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \tag{3.19}$$

となる．ここで，流れ場を準３次元的に解くためには式 (3.18) および (3.19) 中の圧力 $\overline{p}$ を予め算定する必要がある．そこで式 (3.17) における左辺の慣性項，右辺の圧力項および重力加速度項に比較して乱れの変化および分子粘性項は微小であると仮定し省略する．さらに Leibniz の法則を用いて静水面からのある深さ z から水面 η まで積分すると圧力 p_p は，

$$p_p=\rho g(\eta-z)+\rho\left[\frac{\partial}{\partial t}\int_z^\eta w_p dz+\frac{\partial}{\partial x}\int_z^\eta u_p w_p dz+\frac{\partial}{\partial y}\int_z^\eta v_p w_p dz\right]$$
$$-\rho\left[w_p\left(\frac{\partial \eta}{\partial t}+u_p\frac{\partial \eta}{\partial x}+v_p\frac{\partial \eta}{\partial y}-w_p\right)\right]_\eta-\rho w_p^2 \tag{3.20}$$

となる．ここに，右辺第３項は水面における運動学的境界条件から 0 となる．Mei(1983) にならい波の一周期にわたって時間平均して整理すると以下のようなる．

$$\overline{p}=\rho g(\overline{\eta}-z)+\rho\left[\frac{\partial}{\partial t}\int_z^{\overline{\eta}} W dz+\frac{\partial}{\partial x}\int_z^{\overline{\eta}} UW dz+\frac{\partial}{\partial y}\int_z^{\overline{\eta}} VW dz\right]$$
$$+\rho\left[\frac{\partial}{\partial t}\int_z^{\overline{\eta}}\overline{w_w}dz+\frac{\partial}{\partial x}\int_z^{\overline{\eta}}\overline{u_w w_w}dz+\frac{\partial}{\partial y}\int_z^{\overline{\eta}}\overline{v_w w_w}dz\right]-\rho(W^2+\overline{w_w{}^2}) \tag{3.21}$$

ここで，さらに以下のような仮定を設ける．すなわち，

- 式 (3.21) における右辺第２項
  $\rho\left[\frac{\partial}{\partial t}\int_z^{\overline{\eta}} W dz+\frac{\partial}{\partial x}\int_z^{\overline{\eta}} UW dz+\frac{\partial}{\partial y}\int_z^{\overline{\eta}} VW dz\right]$
  は他の項に比較して微小である，

- 線形理論を適用すると $\overline{u_w w_w}=0$ および $\overline{v_w w_w}=0$ で，なおかつ $\overline{w_w}=0$ あり，式 (3.21) における右辺第３項
  $\rho\left[\frac{\partial}{\partial t}\int_z^{\overline{\eta}}\overline{w_w}dz+\frac{\partial}{\partial x}\int_z^{\overline{\eta}}\overline{u_w w_w}dz+\frac{\partial}{\partial y}\int_z^{\overline{\eta}}\overline{v_w w_w}dz\right]$
  は 0 となる，

- $W^2 << \overline{w_w{}^2}$ であり，W^2 は省略できる，

とする．以上の結果，式 (3.21) から圧力 $\overline{p}$ は，

$$\overline{p}=\rho g\left(\overline{\eta}-z\right)-\rho\overline{w_w{}^2} \tag{3.22}$$

となる．ここに，$\overline{\eta}$は平均水位を表す．

式 (3.18) および (3.19) における乱れ成分を水平方向および鉛直方向の渦動粘性係数 (ν_h, ν_v) を用いて表示し，ν_h, $\nu_v >> \nu$ であるとして分子粘性項を無視する．さらに，式 (3.22) に示す圧力$\overline{p}$を式 (3.18) および (3.19) に代入すると，結局，準３次元海浜流場の運動方程式が得られる．すなわち，

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial t}+U\frac{\partial U}{\partial x}+V\frac{\partial U}{\partial y}+W\frac{\partial U}{\partial z} &= -g\frac{\partial \overline{\eta}}{\partial x}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{u_w{}^2}-\overline{w_w{}^2}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{u_w v_w}\right)\\ &\quad +\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_h\frac{\partial U}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_h\frac{\partial U}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_v\frac{\partial U}{\partial z}\right) \qquad (3.23)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial V}{\partial t}+U\frac{\partial V}{\partial x}+V\frac{\partial V}{\partial y}+W\frac{\partial V}{\partial z} &= -g\frac{\partial \overline{\eta}}{\partial y}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{u_w v_w}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{v_w{}^2}-\overline{w_w{}^2}\right)\\ &\quad +\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_h\frac{\partial V}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_h\frac{\partial V}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_v\frac{\partial V}{\partial z}\right) \qquad (3.24)\end{aligned}$$

ここに，$\overline{u_w{}^2}$, $\overline{v_w{}^2}$, $\overline{u_w v_w}(=\overline{v_w u_w})$ および$\overline{w_w{}^2}$は，波の存在による過剰運動量フラックスに相当するもので，海浜流を発生させる driving force である．以下簡単のためこれらを単に運動量フラックスと呼ぶ．ν_v および ν_h はそれぞれ鉛直方向および水平方向の渦動粘性係数である．

連続式は,

$$\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial V}{\partial y}+\frac{\partial W}{\partial z}=0 \qquad (3.25)$$

で与えられ，鉛直方向に積分した連続式は

$$\frac{\partial \overline{\eta}}{\partial t}+\frac{\partial \widetilde{U}\left(h+\overline{\eta}\right)}{\partial x}+\frac{\partial \widetilde{V}\left(h+\overline{\eta}\right)}{\partial y}=0 \qquad (3.26)$$

となる．ここに，$\widetilde{U}$ および $\widetilde{V}$ は断面平均定常流速である．実際の計算ではまず線形理論を用いて運動量フラックスおよび渦動粘性係数を予め算定し，式 (3.23) ～ (3.26) を連立させて定常流速 U, V, W および平均水位 $\overline{\eta}$ を算定する．

3.3.2 波の存在による過剰運動量フラックス (radiation stresses)

海浜流場を算定するためには，式 (3.23) および (3.24) の右辺第２項および第３項の運動量フラックスを予め求めておく必要がある．これらの運動量フラックスは radiation stress に相当するもので，海浜流を発生させる重要な外力である．運動量フラックスの与え方は後述するとして，渡辺ら (1984) が示した非定常緩勾配方程式から算定される radiation stressはつぎのようである．渡辺ら（1982）に従って構造物が存在する場合にも適用できるように波の重合場を考慮すると，

$$S_{xx}=\int_{-h}^{0}\rho\left(\overline{u_w{}^2}-\overline{w_w{}^2}\right)dz+S_0 \tag{3.27}$$

$$S_{yy}=\int_{-h}^{0}\rho\left(\overline{v_w{}^2}-\overline{w_w{}^2}\right)dz+S_0 \tag{3.28}$$

$$S_{xy}=S_{yx}=\int_{-h}^{0}\rho\overline{u_w v_w}dz \tag{3.29}$$

$$S_0=\frac{\rho g\overline{\zeta^2}}{2}+\rho gh\overline{\zeta'}+\int_{-h}^{0}\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}\int_{z}^{0}\overline{u_w w_w}dz+\frac{\partial}{\partial y}\int_{z}^{0}\overline{v_w w_w}dz\right]dz \tag{3.30}$$

ここに，$\overline{\zeta'}$は波の重合による平均水位の変化分で，hは各点における局所的時間平均水深ではなく，ζ'が消えるように空間的にも平均した水深である．なお，実際の計算ではhは静水深とする．u_w，v_wならびにw_wは緩勾配方程式から得られる線流量振幅を用いて表される．式（3.30）の右辺第２項および第３項は波の重合の効果を考慮した項で，波の反射，回折等による波の重合がなければ省略できる．いま，波の水粒子速度を線流量振幅$\widehat{Q}$を用いて表す．

$$u_w=k\widehat{Q_x}\{\cosh k(h+z)/\sinh kh\}\sin(\sigma t+\epsilon_x) \tag{3.31}$$

$$v_w=k\widehat{Q_y}\{\cosh k(h+z)/\sinh kh\}\sin(\sigma t+\epsilon_y) \tag{3.32}$$

$$w_w=\sigma\widehat{\zeta}\{\sinh k(h+z)/\sinh kh\}\cos(\sigma t+\epsilon_\zeta) \tag{3.33}$$

ここに，ϵ_x，ϵ_yおよびϵ_ζは位相角であり，

$$\zeta_s=\widehat{\zeta}\cos\epsilon_\zeta,\qquad \zeta_c=\widehat{\zeta}\sin\epsilon_\zeta \tag{3.34}$$

$$Q_{xs}=\widehat{Q_x}\cos\epsilon_x,\qquad Q_{xc}=\widehat{Q_x}\sin\epsilon_x \tag{3.35}$$

$$Q_{ys}=\widehat{Q_y}\cos\epsilon_y,\qquad Q_{yc}=\widehat{Q_y}\sin\epsilon_y \tag{3.36}$$

とおいて，これらの式と式（3.31）～（3.33）で表される波の水粒子速度を式（3.27）～（3.30）に代入し展開すると，

$$\frac{S_{xx}}{\rho g}=\frac{Q_{xs}^2+Q_{xc}^2}{4C^2}\left(1+\frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)+\Gamma \tag{3.37}$$

$$\frac{S_{yy}}{\rho g}=\frac{Q_{ys}^2+Q_{yc}^2}{4C^2}\left(1+\frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)+\Gamma \tag{3.38}$$

$$\frac{S_{xy}}{\rho g} = \frac{S_{yx}}{\rho g} = \frac{Q_{xs}Q_{xc} + Q_{ys}Q_{yc}}{4C^2}\left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right) \tag{3.39}$$

のようになる．ここに，

$$\Gamma = \frac{\zeta_s^2 + \zeta_c^2}{4}\frac{2kh}{\sinh 2kh} - \frac{1}{8\sigma}\{\frac{\partial}{\partial x}(\zeta_s Q_{xc} - \zeta_s Q_{xs}) + \frac{\partial}{\partial y}(\zeta_s Q_{yc} - \zeta_s Q_{ys})\} \tag{3.40}$$

である．

厳密には，式 (3.23) および (3.24) の右辺第２項および３項に含まれる波の水粒子速度を計算して基礎式に代入すればよい．線形理論における波の水粒子速度は式 (3.31) ～ (3.33) で示したように z 方向に変化することが明かであり，これが３次元海浜流場を形成させる要因の一つであるも考えられ，$\overline{u_w{}^2}$，$\overline{w_w{}^2}$，$\overline{v_w{}^2}$ および $\overline{u_w v_w}$ をどのように評価するかが重要である．その与え方については後述する．なお，以下式 (3.37) ～ (3.39) を定義どおり radiation stress と呼び，$\overline{u_w{}^2}$，$\overline{w_w{}^2}$，$\overline{v_w{}^2}$ および $\overline{u_w v_w}$ を radiation stress と区別するために単に波による運動量フラックスと呼ぶことにする．

3.3.3 渦動粘性係数の評価

第２章でも述べたように，乱れの影響を流れ場の計算に取り入れる最も簡便な手段として，Bousinesque の渦動粘性係数モデルがあり，３次元の流れ場計算においてもそれを適用する．

(1) 水平方向の渦動粘性係数

水平方向の渦動粘性係数には乱れの代表スケールを汀線からの離岸距離で表す Longuet-Higgins (1970) の評価式を適用する．Longuet-Higgins(1970) は，代表流速を U，代表渦径を l とすると渦動粘性係数 ν_h がその積 $U\cdot l$ と同じ次元であることからこれを求めた．すなわち，代表流速として実水深 $h+\overline{\eta}$ を用いた長波の波速を，また代表渦径を汀線からの距離 x' として

$$\nu_h = Nx'\sqrt{g(h+\overline{\eta})} \tag{3.41}$$

とした．ここに，N は無次元定数で $0 < N < 0.016$ の値をとるものとされ，一般的には 0.01 程度の値が用いられる．x' は海浜の平均海底勾配 $\tan\beta$ を用いて

$$\nu_h = N(h+\overline{\eta})/\tan\beta\sqrt{g(h+\overline{\eta})} \tag{3.42}$$

で表される．

(2) 鉛直方向の渦動粘性係数

鉛直方向の渦動粘性係数は1 DVあるいは2DVモデルに対応したモデルがいくつか提案されているが，3次元に拡張されたモデルはない．したがって，本研究でも通常1 DVモデルに適用されている渦動粘性係数を適用する．第2章で示したように，渦動粘性係数をz方向に変化させた場合，inner regionでは実験結果をよく再現するが，砕波点近傍や汀線近傍ではそれほどよい結果が得られない．後者の領域では土屋ら（1986）の評価式の再現性がよく，砕波帯外を含む広領域にも容易に適用できる．そこで，準3次元モデルにおいても土屋ら（1986）の評価式，すなわち波高Hと波速Cの関数で表される次式を適用する．

$$\nu_v = A_v C H \tag{3.43}$$

ここに，A_vは0.01程度の無次元係数である．

3.3.4 境界条件

(1) 底面境界

定常流速の鉛直分布を算定する場合，平均水位面ならびに底面における境界の与え方が重要である．底面境界層内の分割数を多くすれば底面における境界をnon-slipとすればよい．しかしながら計算機の記憶容量や計算時間の問題から困難である．計算の都合上，境界層内の流速分布が表現困難な場合には底面せん断応力を境界条件として与えることが妥当である．したがって底面では，

$$\nu_v \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\tau_{bx}}{\rho}, \qquad \nu_v \frac{\partial V}{\partial z} = \frac{\tau_{by}}{\rho} \tag{3.44}$$

とする．ここに，τ_{bx}およびτ_{by}はそれぞれ岸沖方向および沿岸方向における底面せん断応力である．一般に波と流れの共存場におけるせん断応力の平均値は，

$$\tau_{bx} = C_f \rho (U + u_b)\sqrt{(U + u_b)^2 + (V + v_b)^2} \tag{3.45}$$

$$\tau_{by} = C_f \rho (V + v_b)\sqrt{(U + u_b)^2 + (V + v_b)^2} \tag{3.46}$$

で表される．ここにC_fは底面摩擦係数である．反射や回折波によって個々の波が重なり合う場合，波に伴う線流量が異なる振幅と異なる位相角を持つ．岸沖方向および沿岸方向における波の位相角をそれぞれψ_xおよびψ_yとすると，波の水粒子速度は以下のようになる．

$$u_b = \widehat{u_b}\cos(\sigma t - \psi_x) \tag{3.47}$$

$$v_b = \widehat{v_b}\cos(\sigma t - \psi_y) \tag{3.48}$$

ここに，

$$\widehat{u_b} = \frac{k\widehat{Q_x}}{\sinh k(h+\overline{\eta})} \tag{3.49}$$

$$\widehat{v_b} = \frac{k\widehat{Q_y}}{\sinh k(h+\overline{\eta})} \tag{3.50}$$

実際はこれらの式を，式（3.45）および（3.46）に代入して時間平均すべきであるが，1周期の4等分点 $\sigma t = (\psi_x + \psi_y + n\pi)/2$ $(n = 0, 1, 2, 3)$ におけるせん断応力の平均値をとれば実用上十分な精度が得られる（海岸環境工学，堀川清司編，1985）．したがって，τ_{bx} を以下のようにする．

$$\begin{aligned}\tau_{bx} \;\; = \;\; & \rho C_f \frac{1}{4}\Big(\Big(\tilde{U} + \widehat{u_b}\cos\delta\Big)\sqrt{(\tilde{U} + \widehat{u_b}\cos\delta)^2 + (\tilde{V} + \widehat{v_b}\cos\delta)^2} \\ & + \sqrt{(\tilde{U} + \widehat{u_b}\sin\delta)^2 + (\tilde{V} - \widehat{v_b}\sin\delta)^2} \\ & + \sqrt{(\tilde{U} - \widehat{u_b}\cos\delta)^2 + (\tilde{V} - \widehat{v_b}\cos\delta)^2} \\ & + \sqrt{(\tilde{U} - \widehat{u_b}\sin\delta)^2 + (\tilde{V} + \widehat{v_b}\sin\delta)^2}\Big)\end{aligned} \tag{3.51}$$

ここに $\delta = (\psi_x - \psi_y)/2$ で表される．τ_{by} は上式において $\tilde{U}$ と $\tilde{V}$，$\widehat{u_b}$ と $\widehat{v_b}$ を入れ替えたものである．

なお，鉛直方向定常流速 W は厳密には底勾配の影響を考慮すべきであるが，第2章で述べたように底面近傍における W は U および V に比較して小さいから，簡単のため底面では $W = 0$ とする．

(2) 水面境界

一般に，河川流などの計算における平均水位面境界は水面を通過するフラックスを0，すなわちせん断応力を0とすることが多い．砕波帯内では砕波に伴う強い乱れが存在し，その水面境界の取り扱いは複雑で，せん断応力を0とする仮定は実現象と得られる結果に差が生じる可能性がある．砕波帯内では surface roller と呼ばれる大規模渦が存在し，それに伴う岸向きの質量輸送が生じ，この質量輸送を補う流れが戻り流れと定義されている．この戻り流れを再現するため，水面境界に何らかの工夫が必要である．そこで，Svendsen（1984）の bore モデルにもとづいて，平均水位面におけるせん断応力を以下のように導入する．Svendsen（1984）によると，砕波により発生する波前面の bore による運動量フラックス M_r は

$$M_r = \rho C^2 \frac{A_r}{L} \tag{3.52}$$

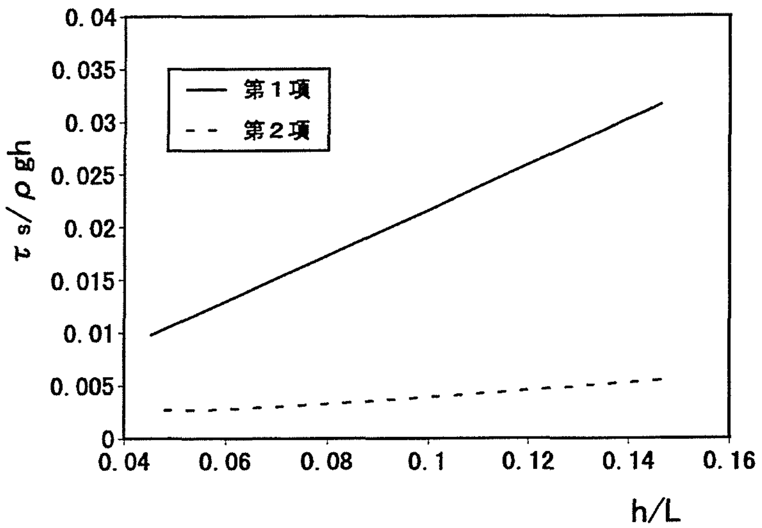


図 3.2 砕波に起因するせん断応力の各項の比較 ($\partial h/\partial s = i = 1/20$)

で表される．ここに，A_r は surface roller の断面積で $A_r = 0.9H^2$ である．さらに，長波近似による波速 $C = \sqrt{gh}$ を用いると M_r は，

$$M_r = \rho C^2 A_r/L = \rho g h h^2 \left(\frac{H}{h}\right)^2 \frac{A_r}{H^2}\frac{1}{L} \tag{3.53}$$

のように表示できる．いま，波の進行方向に s 軸を取り，また砕波帯内における波高水深比 H/h はほぼ一定であると仮定すると，せん断応力は

$$\begin{aligned} \tau_s &= -\frac{\partial M_r}{\partial s} \\ &= -\rho g h \left(\frac{H}{h}\right)^2 \frac{A_r}{H^2}\left(3\frac{h}{L}\frac{\partial h}{\partial s} + h^2\frac{\partial L^{-1}}{\partial s}\right) \end{aligned} \tag{3.54}$$

と表すことができる．ここで右辺第 1 項および第 2 項について検討するため，砕波帯内では $H/h = 0.8$ 程度であるとし，$A_r = 0.9H^2$ を上式に代入して両辺を $\rho g h$ で除して無次元表示すると，

$$\frac{\tau_s}{\rho g h} = -0.72\left(\frac{3h}{L}\frac{\partial h}{\partial s} + h^2\frac{\partial L^{-1}}{\partial s}\right) \tag{3.55}$$

となる．いま，波長 L は長波理論を適用すると $\partial L/\partial s \sim \partial h/\partial s$ となること，海底勾配 $\partial h/\partial s = 1/20$ と一定にし，式 (3.55) の右辺の各項を比較すると，図3.2 に示すように第 1 項の値に比較して第 2 項の値は小さく，surface roller によるせん断応力には第 1 項が支配的であることがわかる．なお，これは平行 等深線でなおかつ一様勾配斜面上にのみ適用できるものであって，現地のような複雑な地形に適用するのは困難である．そこで，簡単

のため，$-\partial h/\partial s$ を海底勾配 $\tan\beta$ に置き換え，第２項は第１項に比較して省略できるものとし，補正係数 A_s を用いて，底面せん断応力を以下のように定義する．

$$\tau_s = A_s \rho g h \tan\beta \left(\frac{H}{h}\right)^2 \left(3\frac{A_r h}{H^2 L}\right) \tag{3.56}$$

ここに，A_s は無次元定数で，その与え方については後述する．実際の計算では，岸沖および沿岸方向におけるせん断応力は簡単のため波向（波向き角：α）に対してつぎのように表す．

$$\nu_v \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\tau_s}{\rho}\cos\alpha, \qquad \nu_v \frac{\partial V}{\partial z} = \frac{\tau_s}{\rho}\sin\alpha \tag{3.57}$$

なお砕波帯外では $A_s = 0$ とし，砕波点から bore の発生地点あるいは砕波の突っ込み点までは線形的に大きくした．

(3) 沖側，岸側および側方境界

固定壁面境界が最も単純で取り扱い易く，境界に垂直な方向の流速値を０とすればよい．したがって構造物は固定壁面として取り扱うことができる．また，汀線境界も波による遡上を考慮せず，十分浅い汀線近傍を境界とすれば固定壁面として取り扱うことができる．沖側は計算領域を水深の十分大きい領域まで広げ，そこでは流れはほとんど発生せず沖からの流入はないとすると，平均水位の上昇量を０とした固定壁面境界として取り扱うことができる．沿岸流の卓越する長い海岸線のような側方開境界は，水位および流速ともに沿岸方向に一様とすればよい．

3.3.5 数値計算法

準３次元的に海浜流場を算定するためには，何らかの手法を用いて式 (3.23) および (3.24) を連続式 (3.25) および (3.26) を満たすように解かなければならない．解き方は様々であるが，本研究では山下ら (1991) の高潮時の潮流計算，檜谷 (1992) の河川流および湖沼の吹送流の準３次元流れを算定するのに用いられた Koutitas ら (1980) の計算手法を適用する．これは水平方向に有限差分法，鉛直方向に有限要素法を用いた手法である．鉛直方向に有限要素法を適用することによって，底面および水面における境界を精度良く取り入れることが可能であり，なおかつ水平方向に有限差分法を適用することで複雑な固定境界（防波堤や港の形状）が容易に設定可能であるところにこの計算手法の良さがある．さらに必要とあれば風による応力も容易に取り扱いことができる．

(1) 時間積分法

式 (3.23) および (3.24) を時間軸方向に積分するために，Chorin (1968) によって提案された Fractional Step 法を適用する．すなわち,」

$$\frac{\partial U}{\partial t} = L(U) + \alpha_1 \tag{3.58}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = L(V) + \alpha_2 \tag{3.59}$$

$$L = -U\frac{\partial}{\partial x} - V\frac{\partial}{\partial y} - W\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_h\frac{\partial}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_h\frac{\partial}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_v\frac{\partial}{\partial z}\right) \tag{3.60}$$

$$\alpha_1 = -g\frac{\partial\overline{\eta}}{\partial x} - \frac{\partial R_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial R_{xy}}{\partial y} \tag{3.61}$$

$$\alpha_2 = -g\frac{\partial\overline{\eta}}{\partial y} - \frac{\partial R_{yx}}{\partial x} - \frac{\partial R_{yy}}{\partial y} \tag{3.62}$$

ここに,

$$R_{xx} = \overline{{u_w}^2} - \overline{{w_w}^2} \tag{3.63}$$

$$R_{yy} = \overline{{v_w}^2} - \overline{{w_w}^2} \tag{3.64}$$

$$R_{xy} = R_{yx} = \overline{u_w v_w} \tag{3.65}$$

である．ここで，演算子 L が非常に短い時間間隔に対して U, V および W に無関係であると仮定すると，演算子 L は L_1 および L_2 に分割することができる．以下 x 方向のみの成分に対して説明する．なお y 方向についても同様である．

step1

$$\frac{\partial U^m}{\partial t} = L_1(U^m) + \alpha_1 \tag{3.66}$$

step2

$$\frac{\partial U^d}{\partial t} = L_2(U^{m+1}) \tag{3.67}$$

ここに,

$$L_1 = -U^m\frac{\partial}{\partial x} - V^m\frac{\partial}{\partial y} - W^m\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_h\frac{\partial}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_h\frac{\partial}{\partial y}\right) \tag{3.68}$$

$$L_2 = \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_v\frac{\partial}{\partial z}\right) \tag{3.69}$$

$$\alpha_1 = -g\frac{\partial \overline{\eta}^{m+1/2}}{\partial x} - \frac{\partial R_{xx}^m}{\partial x} - \frac{\partial R_{xy}^m}{\partial y} \tag{3.70}$$

添え字mは時間ステップである．式 (3.66) および(3.67) の左辺に関して，仮想流速U^dを用いて差分化を行うと，

step1

$$\frac{\partial U^m}{\partial t} = \frac{(U^d - U^m)}{\Delta t} \tag{3.71}$$

step2

$$\frac{\partial U^{m+1}}{\partial t} = \frac{(U^{m+1} - U^d)}{\Delta t} \tag{3.72}$$

と表される．計算は，まずstep1においてU^mを既知として式 (3.66) および (3.71) から仮想流速U^dを求め，次にstep2において式 (3.67) および (3.72) からU^{m+1}を求める．

(2) 鉛直方向の離散化（有限要素法による定式化）

式 (3.23) ～ (3.72) は有限要素法を用いて，鉛直方向に離散化する．まず，図3.3に示すように各変数の位置をスタッガード方式で定義し，各実水深$d(= h + \overline{\eta})$に対して次式を満足するように要素分割を行う．

$$l_{i,j,k}/d_{i,j} = l_{i+1,j,k}/d_{i+1,j} \tag{3.73}$$

ここに，iおよびjは水平方向xおよびyメッシュに対する添え字，kは鉛直方向の節点番号を表す．なお，本研究では鉛直方向に10等分割する．

つぎに，節点kと$k+1$の間のU，V，Wおよびν_vは線形の形状関数を用いて次式の形で補間できると仮定すると，

$$\left.\begin{aligned} U &= N_k U_k + N_{k+1} U_{k+1} \\ V &= N_k V_k + N_{k+1} V_{k+1} \\ W &= N_k W_k + N_{k+1} W_{k+1} \\ \nu_v &= N_k \nu_{vk} + N_{k+1} \nu_{vk+1} \end{aligned}\right\} \tag{3.74}$$

のようにおける．ここに，N_kおよびN_k+1は線形の形状関数で，

$$N_k = \frac{z_{k+1} - z}{z_{k+1} - z_k} \tag{3.75}$$

$$N_{k+1} = \frac{z - z_k}{z_{k+1} - z_k} \tag{3.76}$$

である．以上の式を用いてガラーキン有限要素法を適用し，要素l_kにおけるマトリックスが作成される．

$$[A]\cdot\{U\}^d=\{a\}^m \tag{3.77}$$

$$[A]\cdot\{V\}^d=\{b\}^m \tag{3.78}$$

$$[B]\cdot\{U\}^{m+1}=\{c\}^d \tag{3.79}$$

$$[B]\cdot\{V\}^{m+1}=\{d\}^d \tag{3.80}$$

ここに，$[A]$および$[B]$は２行２列のマトリックス，$\{a\}$，$\{b\}$，$\{c\}$および$\{d\}$は２行のベクトルであり，これらの要素マトリックスの鉛直方向の和をとり，3.3.4で示した水面および底面での境界条件を施し全体マトリックスを作成して解けばよい．なお，マトリックス$[A]$および$[B]$，ベクトル$\{a\}$，$\{b\}$，$\{c\}$および$\{d\}$の詳細は，本論文最後の付録に記した．

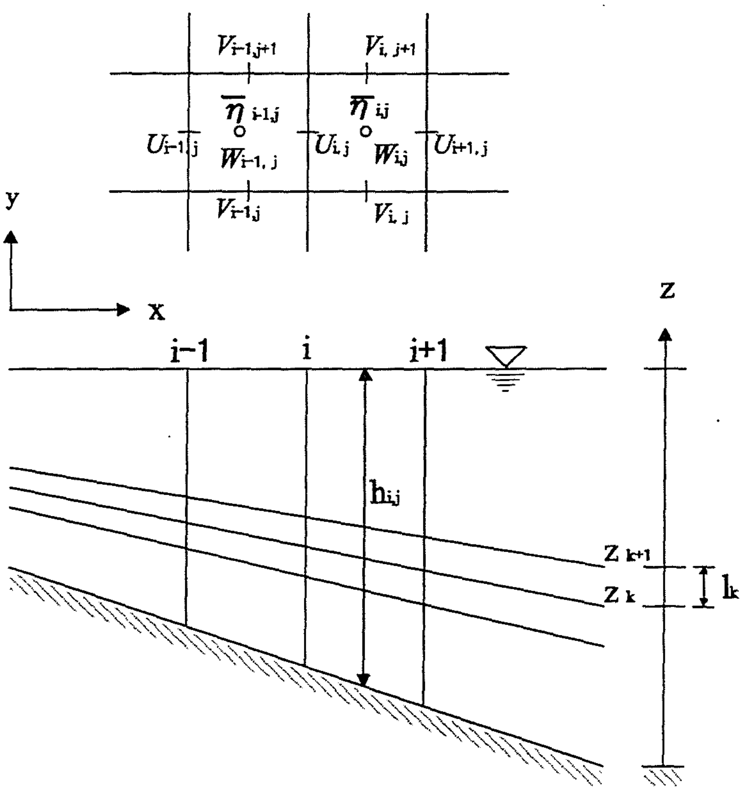


図 3.3 計算格子上の変数の位置

(3) 水平方向の離散化（有限差分法）

まず，図3.3に示すように，$x-y$平面の計算領域を正方格子に分割し，平均水位$\overline{\eta}$および鉛直方向の定常流成分Wは各正方格子の中央に配置し，定常流速UおよびVはxおよ

びy軸方向に半格子だけずらした位置に配置する．水平方向の離散化には有限差分法を適用し，空間微分には中央差分法を用いる．差分表示の詳細は海岸環境工学（堀川清司編，1985）に示されている2DHモデルの手法と同様であるのでここでは省略する．なお，平均水位$\overline{\eta}^{m+1/2}$および鉛直方向定常流速W^{m+1}は連続式（3.25），(3.26)を差分化した次式によって求める．

$$\begin{aligned}\overline{\eta}_{i,j}^{m+1/2} = \overline{\eta}_{i,j}^{m-1/2} \quad & -\{(U_{i+1,j} \cdot h_{U}{}_{i+1,j}^{m-1/2}) - U_{i,j} \cdot h_{U}{}_{i,j}^{m-1/2})/\Delta x \\ & + (V_{i,j+1} \cdot h_{V}{}_{i,j+1}^{m-1/2}) - V_{i,j} \cdot h_{V}{}_{i,j}^{m-1/2})/\Delta y\}\Delta t \end{aligned} \tag{3.81}$$

$$\begin{aligned}W_{i,j,k}^{m+1} = W_{i,j,k}^{m-1} \quad & -(\overline{U}_{i+1,j}^{m+1} \cdot l_{kU}{}_{i+1,j}^{m+1/2} - \overline{U}_{i,j}^{m+1} \cdot l_{kU}{}_{i,j}^{m+1/2})/\Delta x \\ & + (\overline{V}_{i,j+1}^{m+1} \cdot l_{kV}{}_{i,j+1}^{m+1/2} - \overline{V}_{i,j}^{m+1} \cdot l_{kV}{}_{i,j}^{m+1/2})/\Delta y \end{aligned} \tag{3.82}$$

ここに，下付の添え字の$_U$および$_V$はそれぞれUおよびVの計算点における値を示す記号である．また，$\overline{U}$，$\overline{V}$はkと$k+1$における流速の平均値を用いる．

(4) 計算時間間隔

計算の安定性を得るために格子間隔と計算時間間隔の比$\Delta x/\Delta t$を最終的に得られる最大流速値よりも十分大きく設定しなければならない．したがって，つぎの安定条件の

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} > \{|U| + \sqrt{g(h+\overline{\eta})}\} \tag{3.83}$$

を満足するようにΔtを設定する．

3.4 砕波帯内の鉛直循環流場（戻り流れ）に対する適用性

海浜流場を計算するためには，海浜流のdriving forceとなるradiation stressを予め算定する必要がある．2DHモデルではradiation stressをそのまま適用すればよいが，海浜流場を3次元的に解く場合，radiation stressそのものよりも式（3.23）および（3.24）中の運動量フラックス$\overline{u_w{}^2}$や$\overline{w_w{}^2}$などの評価が問題である．前述したように，それらはz方向に変化するため海浜流速の3次元分布に影響を及ぼすと考えられる．そこで岸沖方向のみではあるが，鉛直2次元波動水槽を用いて砕波帯内における水粒子速度を実測し，戻り流れおよび波動成分を抽出し，運動量フラックス$\overline{u_w{}^2}$，$\overline{w_w{}^2}$および$\overline{u_w w_w}$の鉛直分布について検討する．さらに，得られた実験結果を参考に戻り流れに対する数値モデルの適用性について比較検討する．

3.4.1 戻り流れの特性と過剰運動量フラックスに関する水理実験

(1) 実験の概要

実験は，第2章で示したものと同じ鉛直2次元波動水槽を用いて行った．実験条件は表3.1に示す1ケースのみである．なお，海底勾配 $\tan\beta$ は1/20とした．実験番号は第2章で示したそれに引き続きCASE 6とする．砕波形式はBattjes (1974) の砕波帯相似パラメーターを用いて分類すると崩れ波砕波に相当するが，実験中の目視によるとやや弱い巻き波型であった．実験水槽，装置および方法は第2章で述べたそれらと同様であるので省略する．

表 3.1 実験条件

CASE	$\tan\beta$	H_0(cm)	T(s)	H_b(cm)	h_b(cm)	Ho/Lo	Breaker type
6	1/20	10.26	1.00	9.74	11.5	0.066	sp.-pl.

(2) 定常流速および波による運動量フラックス

LDAによって得られる水粒子速度 (u, w) を定常流成分 (U, W)，乱れ成分 (u', w') および波動成分 (u_w, w_w) に分割して定義すると，

$$\left.\begin{aligned} u &= U + u_w + u' \\ w &= W + w_w + w' \end{aligned}\right\} \tag{3.84}$$

となる．さらに，位相平均 (~で表す) を施すと次式のようになり，乱れ成分が除去される．

$$\left.\begin{aligned} \widetilde{u} &= \widetilde{U} + \widetilde{u_w} \\ \widetilde{w} &= \widetilde{W} + \widetilde{w_w} \end{aligned}\right\} \tag{3.85}$$

つぎに，波の一周期にわたって時間平均を施すと定常流成分が抽出でき，位相平均流速から定常流成分を差し引くことにより，波動成分を取り出すことができる．さらに，波動成分からradiason stressに相当する，$\overline{u_w{}^2}$，$\overline{w_w{}^2}$ および $\overline{u_w w_w}$ を算定することができる．

(3) 実験結果

図3.4は岸沖方向の波高，波谷，波峰および平均水位の空間分布を示したものである．横軸は水深 h =30cmの位置を原点とし波の進行方向に x 軸をとって表したものである．図中に示すB.P.は砕波点，Brはbore形成点を表す．bore形成点は砕波点から100cm付近である．なお，岡安ら (1989) のbore形成点算定式，

$$l_{bore} = \left(\frac{1}{5\tan\beta} + 4\right) h_b \tag{3.86}$$

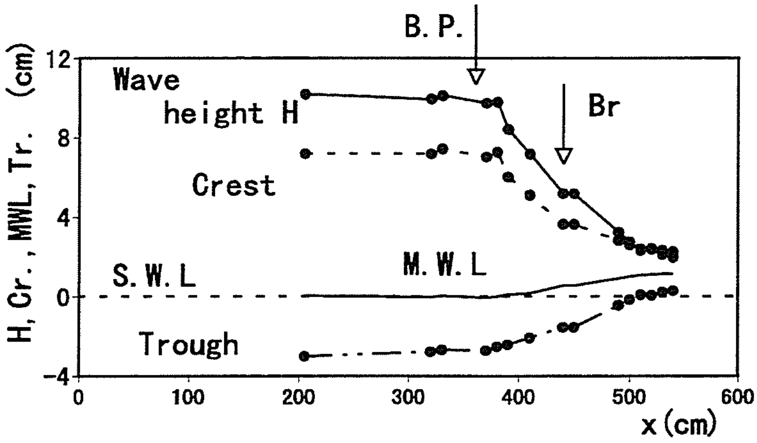
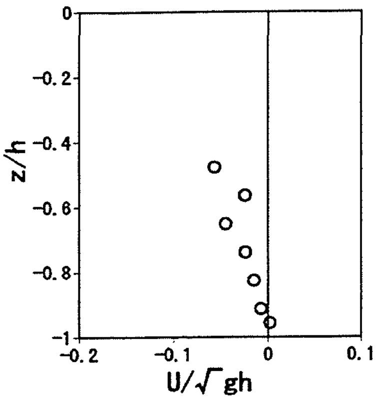


図 3.4 波高，波峰，平均水位および波谷の岸沖分布（CASE 6）

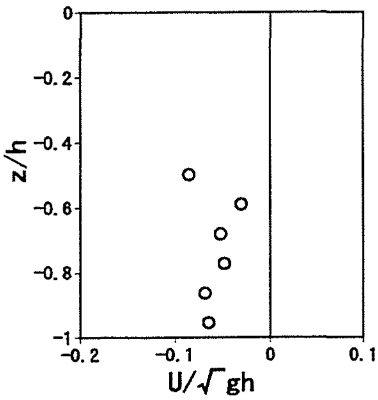
によれば，bore 形成点は砕波点から 92cm（l_{bore} =92cm，h/h_b =0.6）である．実験結果は岡安ら（1989）の式による計算結果とほぼ一致する．

図 3.5 は CASE 6 における戻り流れの鉛直分布の測定結果を示したもので，横軸は定常流速 U を長波の波速 $\sqrt{gh}$ で除した無次元定常流速で，縦軸は静水深 h で除した無次元距離を表す．これらの図から，砕波点近傍 (h/h_b =1.0, 0.96) では底面付近の沖向き定常流速は小さく，水面に向かうほど大きくなる．一方，bore が十分発達した領域 (h/h_b =0.48, 0.43, 0.39) では底層ほど沖向き流れが強く，戻り流れの特徴が認められる．

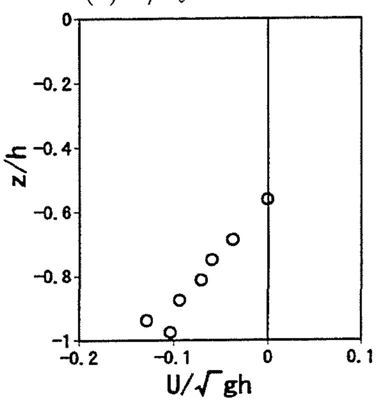
図 3.6 は海浜流の発生要因となる運動量フラックス $\overline{u_w{}^2}$，$\overline{w_w{}^2}$，$\overline{u_w w_w}$ および $\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w{}^2}$ の鉛直分布を示したものである．横軸はそれぞれの運動量フラックスを gh_b で除した無次元量である．これらの図から砕波点近傍（h/h_b =1.0, 0.96) では，上層における $\overline{u_w w_w}/gh_b$ は底面近傍のそれに比較してやや大きくなっているが，他の無次元運動量フラックスと比較すると $\overline{u_w w_w}/gh_b$ の値は小さいのがわかる．また，上層における $\overline{u_w{}^2}/gh_b$ および $\overline{w_w{}^2}/gh_b$ の値が下層に比べて明かに大きく，$(\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w{}^2})/gh_b$ も同様の傾向であることがわかる．一方，戻り流れが十分に発達した領域 (h/h_b =0.43,0.39) では，$\overline{u_w{}^2}/gh_b$ および $\overline{w_w{}^2}/gh_b$ は鉛直方向にほぼ一定であり，特に $\overline{w_w{}^2}/gh_b$ はかなり小さくなっているのが明かである．



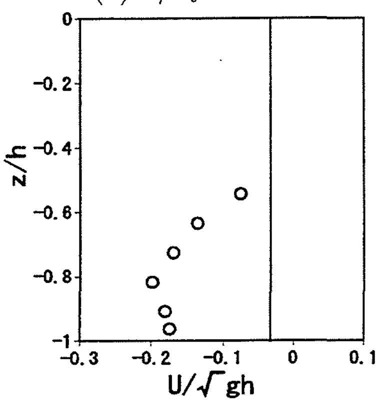
(a) h/h_b =1.0



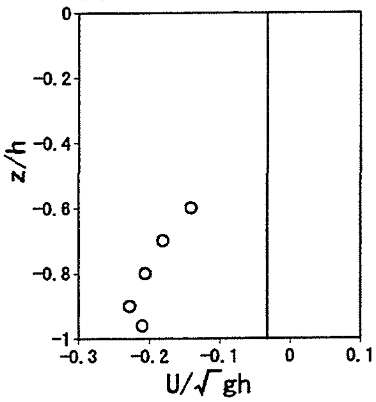
(b) h/h_b =0.96



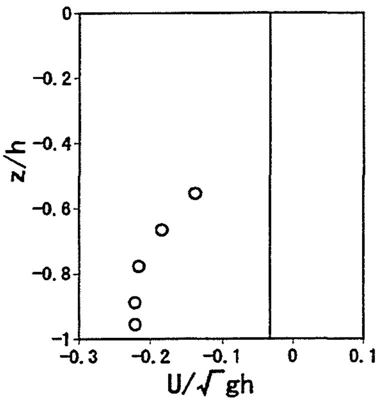
(c) h/h_b =0.69



(d) h/h_b =0.47

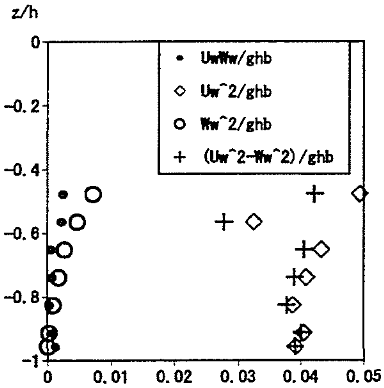


(e) h/h_b =0.43

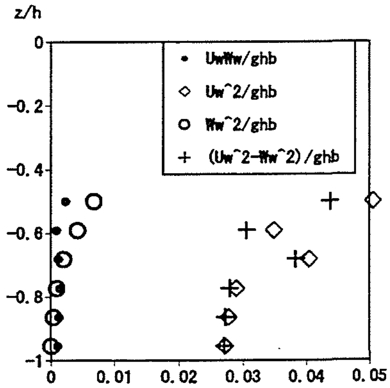


(f) h/h_b =0.39

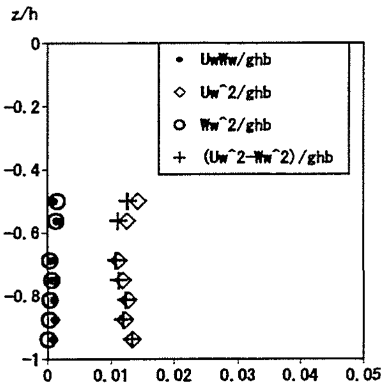
図 3.5 戻り流れの鉛直分布（CASE 6）



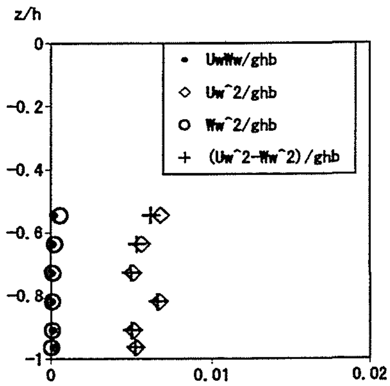
(a) $h/h_b = 1.0$



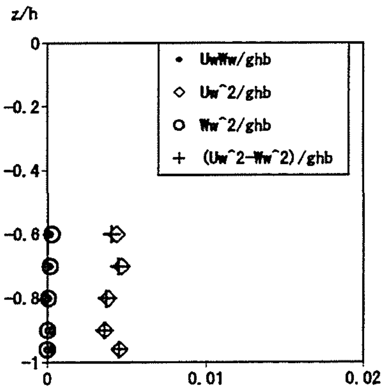
(b) $h/h_b = 0.96$



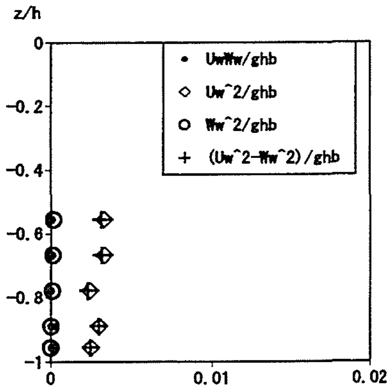
(c) $h/h_b = 0.69$



(d) $h/h_b = 0.47$



(e) $h/h_b = 0.43$



(f) $h/h_b = 0.39$

図 3.6 波による運動量フラックスの鉛直分布（CASE 6）

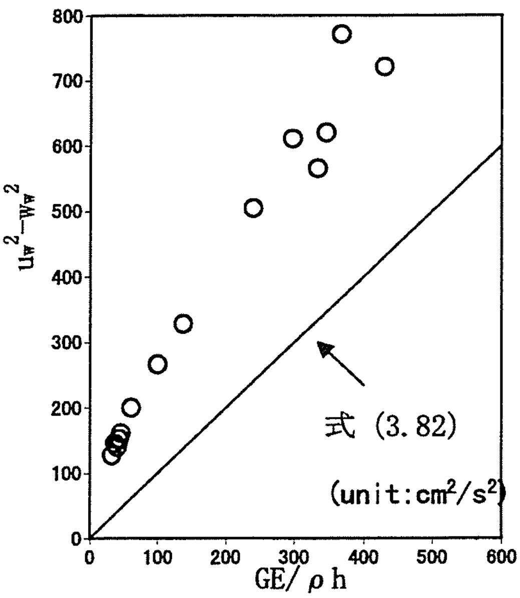


図 3.7 運動量フラックスと $GE/\rho h$ との関係

さて，Francisco ら（1992）が示したように，線形理論では

$$\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w{}^2} = G\left(\frac{E}{\rho h}\right) \tag{3.87}$$

と表される．ここに E は波のエネルギーで，G は

$$G = \frac{2kh}{\sinh 2kh} \tag{3.88}$$

である．ここに，k は波数である．この式から $\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w{}^2}$ は z に関係なく水深方向に一定であることが明かである．そこで，砕波帯内におけるすべての測線において運動量フラックス $\overline{u_w{}^2}$ と $\overline{w_w{}^2}$ の差は鉛直方向に一定であると仮定して測線毎に得られた値を単純に算術平均し，さらに線形理論を用いて $G\,(E/\rho h)$ を計算した．図 3.7 は $\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w{}^2}$ と $G\,(E/\rho h)$ との関係を示したものである．なお，波のエネルギーは実験から得られた波高 H を用いて算定した．この図から $\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w{}^2}$ は $G\,(E/\rho h)$ に比例することが明かであり，$\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w{}^2}$ は $G\,(E/\rho h)$ の約 2 倍であることがわかる．実験ケースは少ないが，次のように近似することができる．すなわち，

$$\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w{}^2} = 2G\,(E/\rho h) \tag{3.89}$$

以上の結果から，砕波帯内における $\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w{}^2}$ は，鉛直方向にほぼ一定であることは明らかである．

3.4.2 鉛直２次元数値モデルと運動量フラックス

式 (3.23) ～ (3.25) を準鉛直２次元に置き換えると，運動方程式は以下のようになる．

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial t}+U\frac{\partial U}{\partial x}+W\frac{\partial U}{\partial z} &= -g\frac{\partial \overline{\eta}}{\partial x}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{u_w{}^2}-\overline{w_w{}^2}\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{u_w w_w}\right)\\ &\quad +\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_h\frac{\partial U}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_v\frac{\partial U}{\partial z}\right)\end{aligned} \tag{3.90}$$

連続式は,

$$\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial W}{\partial z}=0 \tag{3.91}$$

で与えられ，また鉛直方向に積分した連続式は

$$\frac{\partial \overline{\eta}}{\partial t}+\frac{\partial \widetilde{U}\left(h+\overline{\eta}\right)}{\partial x}=0 \tag{3.92}$$

となる．radiation stress に対応する波による運動量フラックス $\overline{u_w{}^2}-\overline{w_w{}^2}$ および $\overline{u_w w_w}$ や水平および鉛直方向の渦動粘性係数は，式 (3.90) ～ (3.92) を解くためにあらかじめ算定しておく必要がある．先の実験結果から砕波帯内では波による運動量フラックスは鉛直方向にほぼ一定であることが明らかとなったが，砕波帯内では非線形性や分散性が強く線形理論で水理特性を論ずることは厳密ではない．しかしながら，簡便さから線形理論によって評価されることが多い．そこで本研究でも線形理論にもとづいて波による運動量フラックスを算定することにする．したがって，次の４種類の運動量フラックス（あるいはradiation stress）について検討する．

①radiation stress S_{xx}

非定常緩勾配方程式から渡辺ら (1982) と同様に線流量表示を用いると S_{xx} は以下のようになる．

$$\frac{S_{xx}}{\rho g}=\frac{Q_{xs}^2+Q_{xc}^2}{4C^2}\left(1+\frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)+\frac{\zeta_s^2+\zeta_c^2}{4}\frac{2kh}{\sinh 2kh} \tag{3.93}$$

②線形理論による運動量フラックス

単一進行波で線形理論を適用すれば以下のようになる．

$$\overline{u_w{}^2}-\overline{w_w{}^2}=G\left(\frac{E}{\rho h}\right) \tag{3.94}$$

③実験から得られた運動量フラックス

$$\overline{u_w{}^2}-\overline{w_w{}^2}=2G\left(\frac{E}{\rho h}\right) \tag{3.95}$$

④非定常緩勾配方程式から得られる線流量表示による運動量フラックス

$\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w}^2$ に非定常緩勾配方程式から得られる結果を代入し，水深方向に積分し断面平均をとると波による運動量フラックスは以下のように表される．

$$\begin{aligned}\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w}^2 &= \frac{1}{h}\int_{-h}^{0}\left(\overline{u_w{}^2} - \overline{w_w}^2\right)dz \\ &= g\frac{Q_{xs}^2 + Q_{xc}^2}{4C^2 h}\left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right) + g\frac{\zeta_s^2 + \zeta_c^2}{4h}\left(\frac{2kh}{\sinh 2kh} - 1\right) \qquad (3.96)\end{aligned}$$

図3.8(a)，(b) および (c) はそれぞれ CASE 6 の波浪条件を用いて計算した波高の場所的変化，波による運動量フラックス（radiation stress）およびその空間微分の場所的変化を示したものである．図中の横軸は水深 h =30cm の位置を原点とし波の進行方向に x 軸をとって表したものである．同図 (a) の縦軸は波高 H，同図 (b) のそれは radiation stress $S_{xx}/\rho g$ および同図 (c) は $d(S_{xx}/\rho g)/dx$ を表している．同図 (b) および (c) に示す②～④の計算結果はそれぞれ式（3.94）～式（3.96）によるものである．なお，②～④の結果は各式に h/g を乗じ① ($S_{xx}/\rho g$) に次元を合わせて示してある．

まず，同図 3.8(b) に示す運動量フラックスの岸沖分布から②と④の計算結果は良く一致することがわかる．また，①と③の計算結果は④によるそれと比較して値が約２倍と大きいことがわかる．特に，砕波点沖側では③の実験式による計算結果は他のそれと異なることが明らかである．実際に流れや平均水位の変化に影響を及ぼすのは運動量そのものの大きさではなく，運動量の空間勾配の大きさである．したがって，同図 (c) に示した運動量の空間微分の場所的変化を検討すると，砕波帯外では実験式③による結果を除く①，②および④の計算結果はほぼ同じ値を示していること，および③の結果は他のそれらに比較して大きいことがわかる．S_{xx} の結果を基準とすると，砕波帯内における②および④による運動量フラックスの勾配は小さく，平均水位の変化に影響を及ぼすことが示唆される．実際の計算ではこれを補うために砕波に起因する surface roller による付加的な運動量を水面の境界条件として式（3.56）に示したせん断応力を与えればよい．一方，③の結果を用いると平均水位の変化を過大評価する恐れがあるため，現段階では従来の線形理論をそのまま適用する方が精度のよい結果を得ることが期待できる．以下，④による運動量フラックスを用いて戻り流れ流速を計算する．

計算条件は表（3.2）に示すとおりで，水槽内に設置されている斜面の先端を原点とし，静水面上岸方向に x 軸を取り，波浪場の計算では Δx =5cm とし，流れ場の計算では倍の Δx =10cm の間隔の格子に分割し，さらに，時間間隔 Δt は 0.01sec として計算の繰り返し回数は 10,000 回とする．

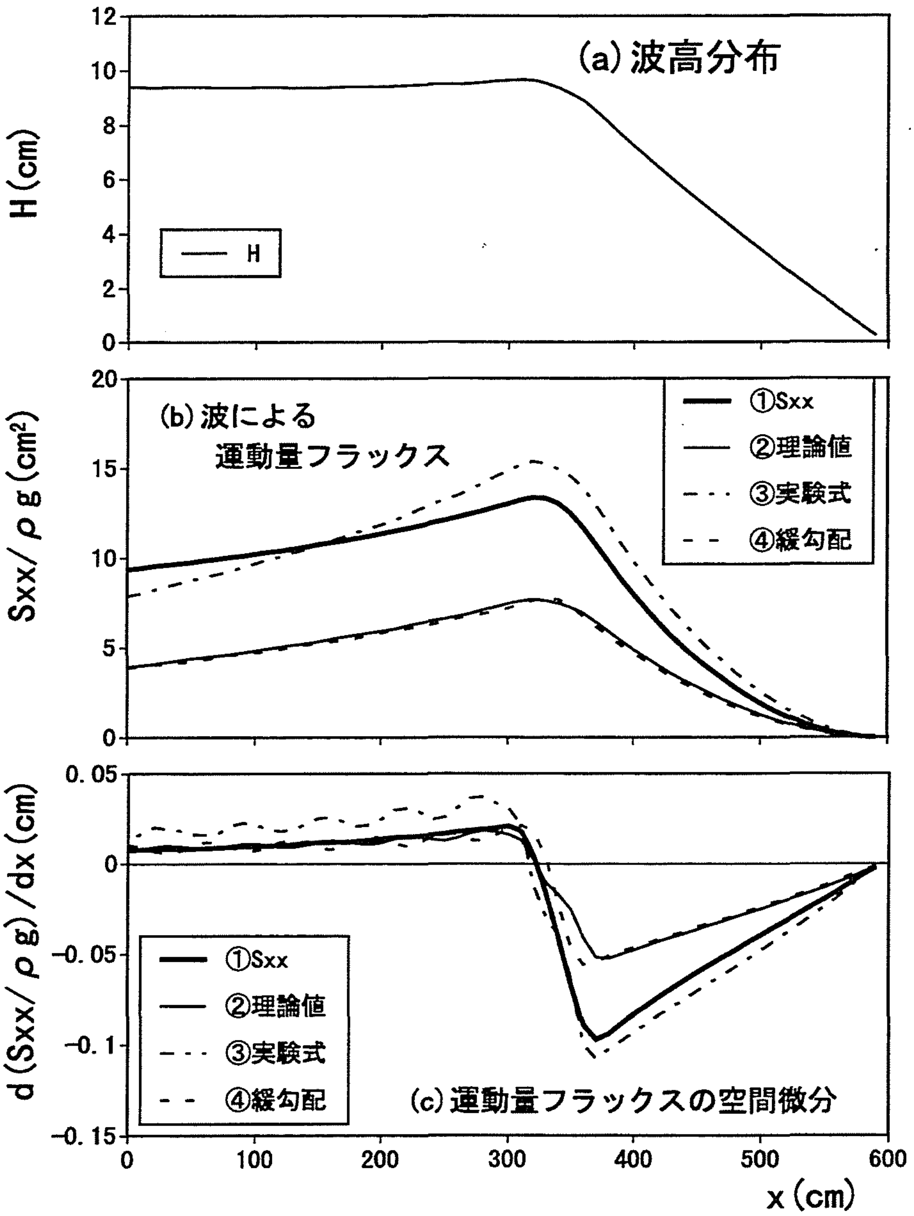


図 3.8 波高および運動量フラックスの数値計算例

表 3.2 戻り流れの計算条件

	格子間隔	要素分割数	時間間隔	格子数	計算ステップ数
波浪場	5.0(cm)	—	0.01(s)	120	4000
沿岸流場	10.0(cm)	10	0.01(s)	60 × 10	10000

3.4.3 数値モデルの検討

本モデルには，未確定な係数 A_s（水面境界におけるせん断応力；式 (3.56)），A_v（鉛直方向の渦動粘性係数；式 (3.43)）およびC_f（底面摩擦係数；式 (3.51)）が含まれており，それらを決定しなければならない．実際には，実験結果や理論との比較により係数を評価しなければならないが，まず，各種係数が流れの空間分布および平均水位のそれに与える影響を把握しなければならない．そこで，以下に示す３項目について検討する．

(1) 平均水位面におけるせん断応力 τ_s が平均水位上昇および定常流速に与える影響

図3.9は，平均水位面に作用するせん断応力が平均水位の上昇に与える影響について調べたものであり，底面摩擦係数C_fを0.01，式(3.43)に示した渦動粘性係数に含まれる定数A_vを0.01と一定にし，式 (3.56) に示した平均水位面におけるせん断応力の係数A_sを変化させて計算した平均水位の場所的変化を示したものである．図中のS_{xx}はradiation stress式 (3.93) を用いた$A_s = 0$ ($\tau_s = 0$) の場合の計算結果である．この図から明らかにA_sの値を大きくすると平均水位の上昇量も大きくなる．また，図3.10は図3.9に対応する底面定常流速の計算結果を示したものである．$\tau_s = 0$の場合，定常流速はほとんど発生しない．$A_s > 0(\tau_s > 0)$の場合，底面における沖向き定常流（負の流速）が発生しており，A_sの値を１から２に，すなわちτ_sを２倍にすると定常流速の最大値も２倍程度大きくなる．以上の結果から，radiation stressは平均水位の上昇量に影響を及ぼし，また水面におけるせん断応力は戻り流れを発生させるdriving forceであることがわかる．図3.11はA_sの値を1.0, 1.5および2.0としたときの定常流速の鉛直分布を計算した結果である．この図からA_sの値を大きくすると底面における定常流速は沖向き（負，戻り流れ）に大きくなり，水面では逆に岸向き（正）に大きくなることがわかる．

(2) 鉛直方向の渦動粘性係数 ν_v が平均水位および定常流速に与える影響

鉛直方向の渦動粘性係数は未だ確立されたモデルはなく，その与え方について検討する必要がある．そこで，式 (3.43) 中におけるA_vを変化させて平均水位および戻り流れの鉛

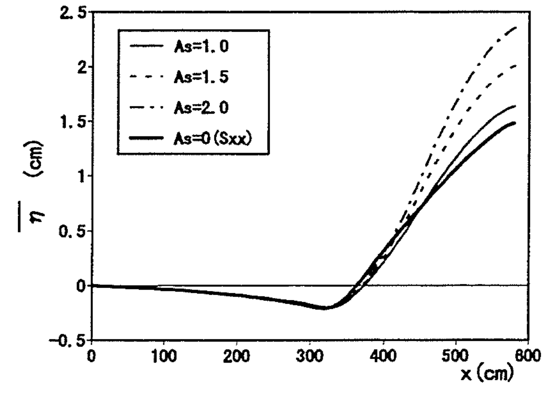


図 3.9 水面のせん断応力が平均水位の上昇量に与える影響

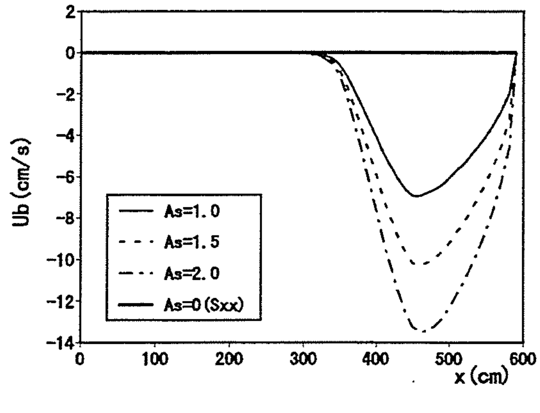


図 3.10 水面のせん断応力が底面定常流速に与える影響

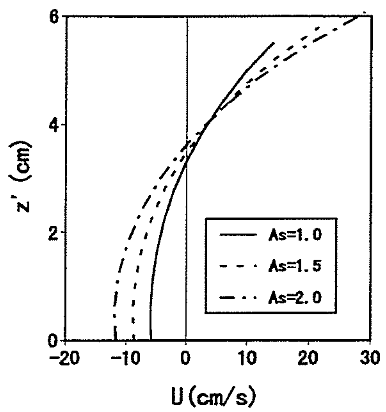


図 3.11 水面のせん断応力が定常流速の鉛直分布に与える影響

直分布に与える影響について数値的に検討する．図3.12はA_sを1.0およびC_fを0.01と一定にし，A_vを変化させた場合の（A_v=0.01および0.005）平均水位の計算結果を示したもので，図3.13は底面定常流速の計算結果を示したものである．図3.12からA_vを0.01および0.005とした場合，両者ともほとんど一致し，渦動粘性係数を変化させても平均水位はほとんど変化しないことがわかる．一方，図3.13の結果から渦動粘性係数を小さくした場合（通常の1/2倍にした場合），底面における沖向き定常流速は大きくなり，それが最強となる地点もやや汀線側に移動することがわかる．次に，図3.14は定常流速の鉛直分布を計算した結果であり，A_vを小さく（0.01から0.005）すると底面における定常流速は沖向きに大きくなり，水面では岸向きに大きくなる．鉛直方向の渦動粘性係数ν_vは，鉛直分布だけでなく岸沖方向の分布にも影響を及ぼすことがわかる．

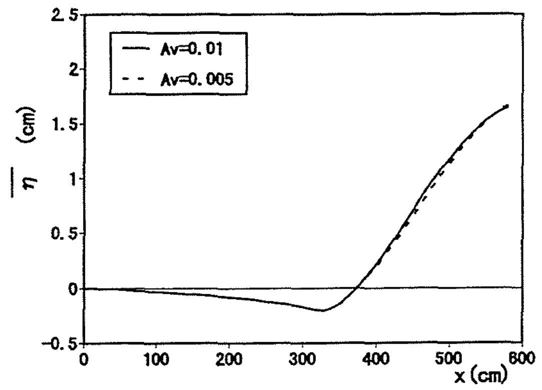


図 3.12 渦動粘性係数 ν_v が平均水位の上昇量に与える影響

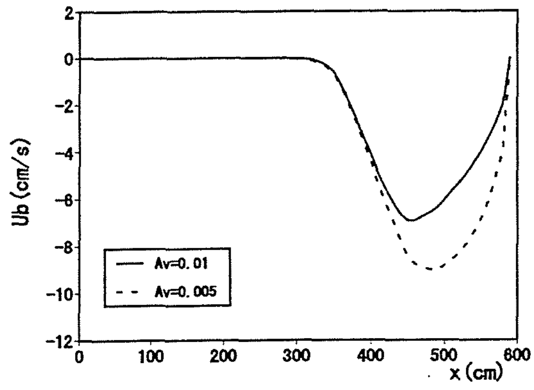


図 3.13 渦動粘性係数 ν_v が底面定常流速に与える影響

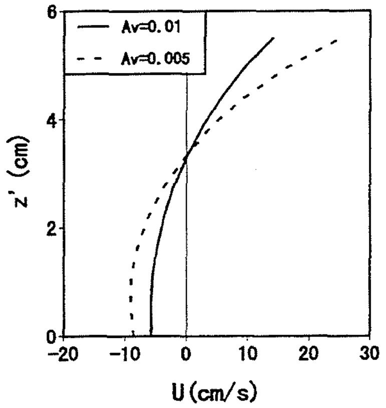


図 3.14 渦動粘性係数が定常流速の鉛直分布に与える影響

(3) 底面摩擦係数 C_f が平均水位および定常流速に与える影響

底面摩擦係数 C_f は一般に 0.01 程度とされているが，2DH モデルを用いて沿岸流速を計算する場合 0.01 程度では流速を過小評価するため，便宜的に摩擦係数をそれより小さしモデルの精度を向上させている．そこで，本研究でも摩擦係数の与える影響について検討する．図 3.15 ～ 3.17 は A_v を 0.01，A_s を 1.0 と一定にし，摩擦係数を変化させた場合の (C_f =0.01 および 0.005) 平均水位および底面定常流速の岸沖分布ならびに定常流速の鉛直分布を計算した結果である．これらの図から，摩擦係数を 1/2 倍程度 (C_f =0.005) にしても顕著な変化はないが，図 3.16 の結果からわずかではあるが底面定常流速がやや増大しているのがわかる．

以上の結果から，戻り流れは平均水位面においてせん断応力を与えることによって発生することがわかった．A_s を大きくする（せん断応力を大きくする）と底面近傍における戻り流れは大きくなり，平均水位の上昇量も大きくなる．一方，渦動粘性係数は平均水位の

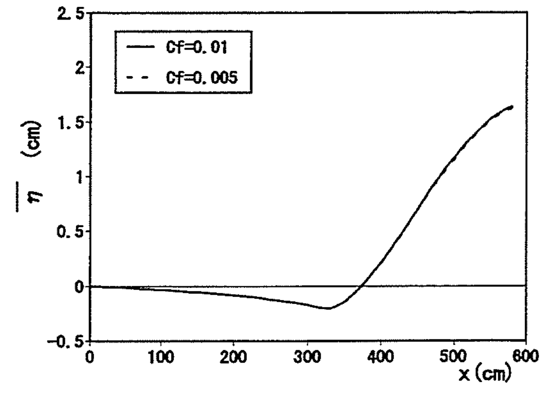


図 3.15 摩擦係数 C_f が平均水位の上昇量に与える影響

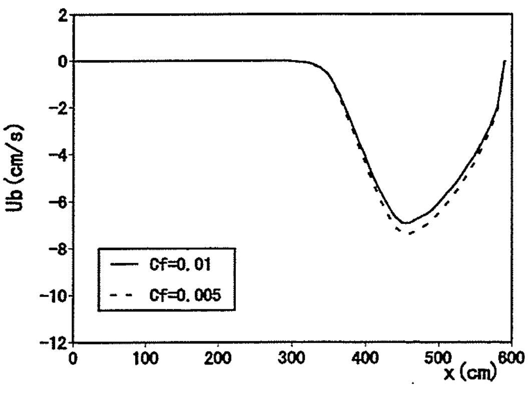


図 3.16 摩擦係数 C_f が底面定常流速に与える影響

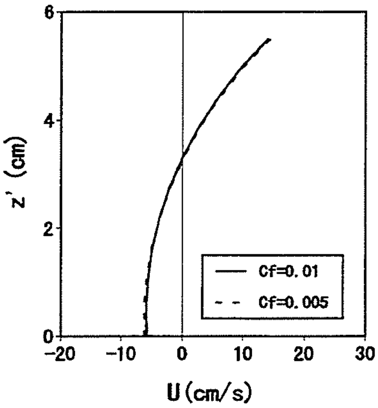


図 3.17 摩擦係数が定常流速の鉛直分布に与える影響

分布にほとんど影響を与えないが，定常流速の岸沖および鉛直分布に大きな影響を及ぼすことがわかった．摩擦係数は水面におけるせん断応力や渦動粘性係数に比較して，平均水位および定常流速の岸沖および鉛直分布に与える影響は少ないことがわかった．

3.4.4 計算結果と実験結果の比較

図3.18，3.19および3.20はそれぞれCASE 6における波高，平均水位および底面定常流速の岸沖分布の計算結果と実験結果を比較したものである．なお，各係数 A_s，C_f および A_v は，実験結果と一致するように設定し，$A_s = 1.5$，$C_f = 0.01$ および $A_v = 0.005$ とした．図3.18の結果から非定常緩勾配方程式を用いた場合，砕波点近傍では計算結果がやや過少評価されているが，計算結果は実験結果とほぼ一致することがわかる．図3.19から，平均水位の計算結果は砕波点付近でいく分小さめ，砕波帯内では逆に大きめとなることがわかる．図3.20の結果から底面定常流速の計算結果は実験結果とよく一致することがわかる．

図 3.21(a) ～ (f) は定常流速の鉛直分布の計算結果と実験結果を比較したものである．同図 (a) から，砕波点では計算値と実験値の鉛直分布の形状が明かに異なることがわかる．実験では底面における定常流速は岸向きであり，計算では沖向きの定常流速が発生している．同図 (d)，(e) および (f) の結果から砕波帯内中央部付近では計算結果は実験値をよく再現している．

次に，第 2 章で示した実験 CASE 5 の条件に対する適用性を検討する．図 3.22，3.23 および 3.24 は CASE 5 における同様の結果を示したものである．図中に示す実線は計算結果を，○印は実験値を表す．なお，C_f および A_v はそれぞれ CASE 6 の場合と同様に，0.01 および 0.005 としたが，A_s は 1.0 とした．これらの計算結果から波高分布はほぼ実験値と一致するが，平均水位の空間分布は再現性の劣ることがわかる．実験では，x=400cm 付近から水位が上昇し始めているのに対し，計算では，砕波点を過ぎた直後に水位上昇が始まっている．これは計算における outer region の取り扱いが不十分であると考えられるが，現段階での改善方法は不明である．また，砕波帯内において CASE 6 の結果と同様に計算結果は過大となっている．図 3.24 から底面定常流速の計算結果は，砕波帯内中央付近より岸側においてやや大きな値を示すが，ほぼ実験結果を再現している．

図 3.25 は CASE5 に対する定常流速の鉛直分布を比較したものである．これらの図から CASE 6 の場合と同様に，砕波点近傍 (h/h_b =1.0,0.89) では計算値と実験値は異なるが，砕波点中央部 (h/h_b =0.5,0.47) では計算値は実験値とよく一致することがわかる．

以上の結果から，本モデルを用いた場合，砕波帯内における平均水位を過大評価するものの定常流速の空間分布は精度よく再現できることがわかった．

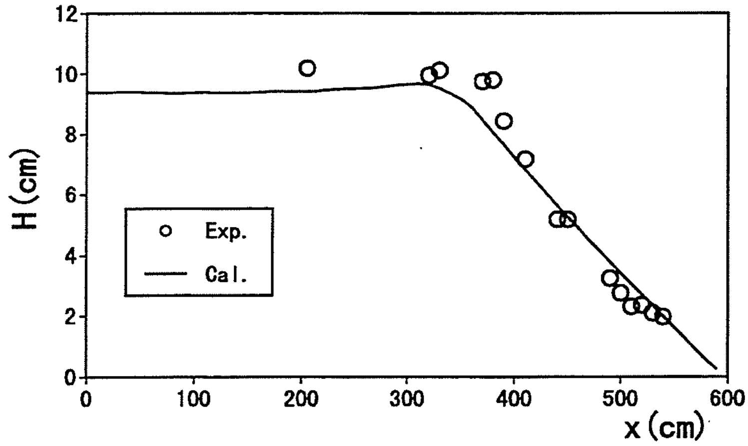


図 3.18 波高分布の計算結果と実験結果の比較（CASE 6）

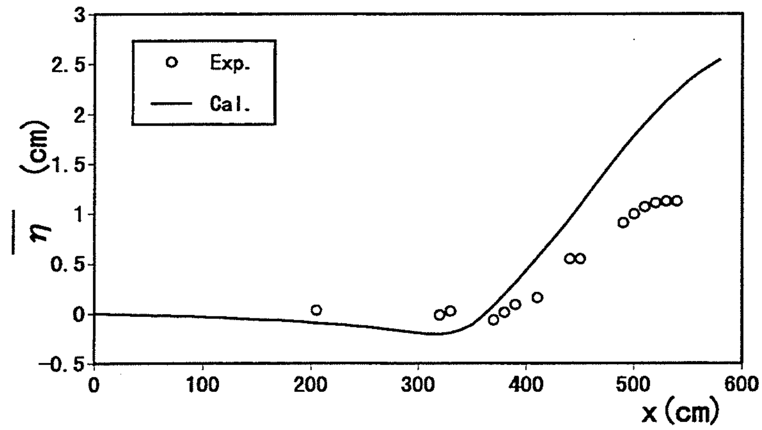


図 3.19 平均水位の計算結果と実験結果との比較（CASE 6）

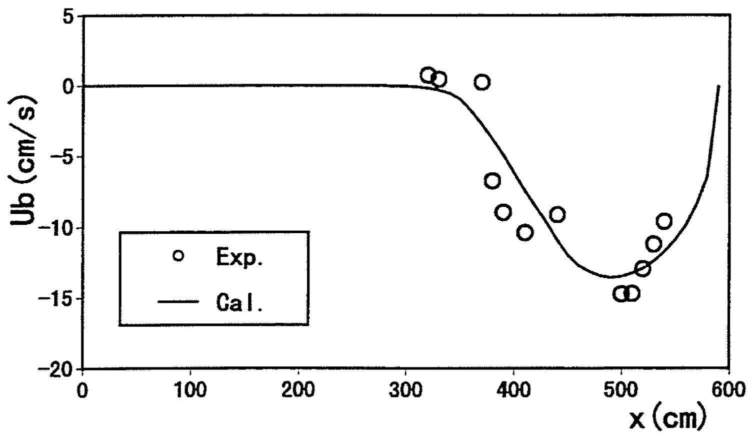
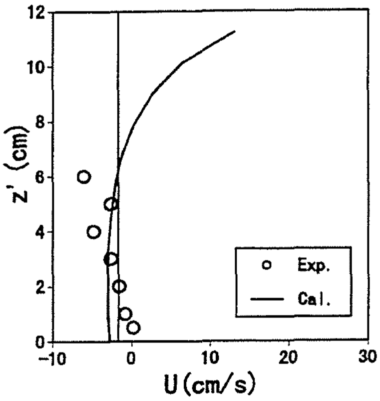
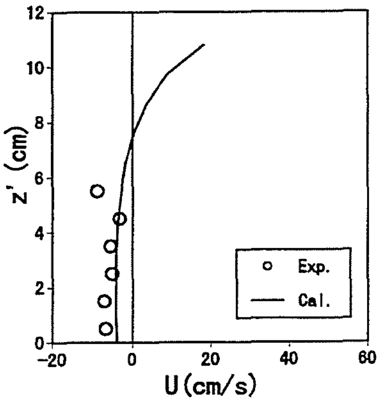


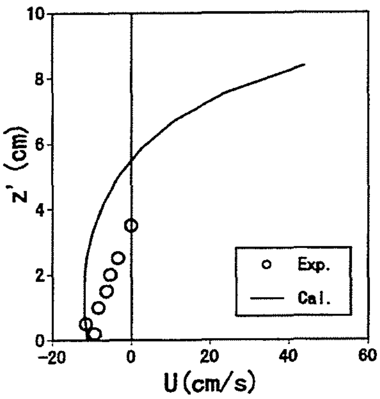
図 3.20 底面定常流速の計算結果と実験結果との比較（CASE 6）



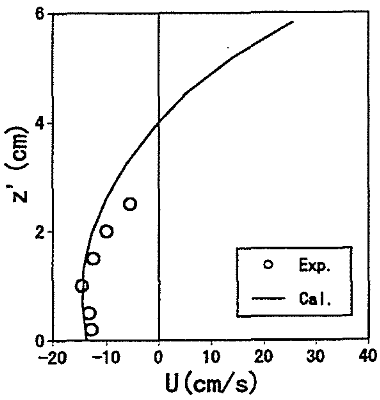
(a) h/h_b =1.0



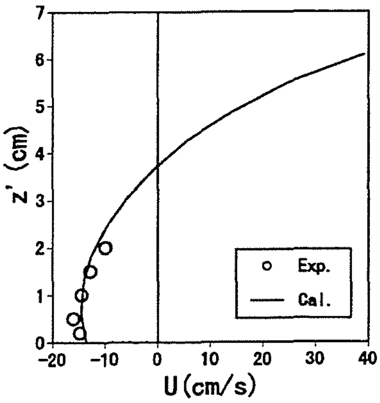
(b) h/h_b =0.96



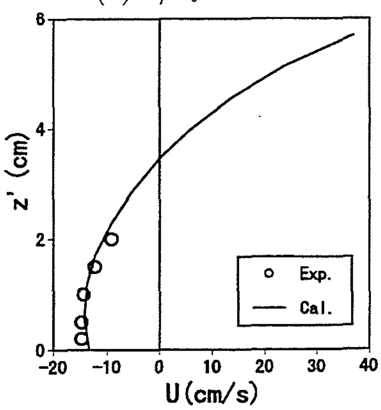
(c) h/h_b =0.69



(d) h/h_b =0.47



(e) h/h_b =0.43



(f) h/h_b =0.39

図 3.21 定常流速の鉛直分布（CASE 6）

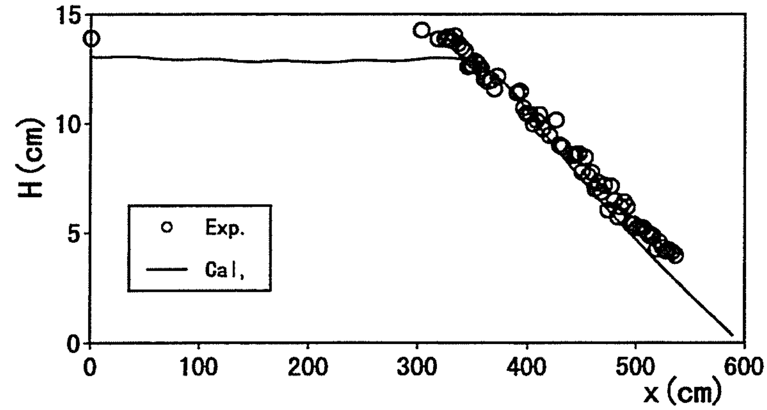


図 3.22 波高分布の計算結果と実験結果の比較 (CASE5)

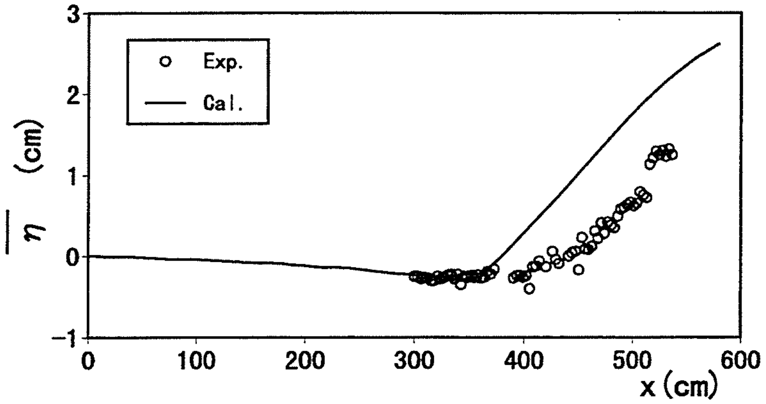


図 3.23 平均水位の計算結果と実験結果との比較 (CASE5)

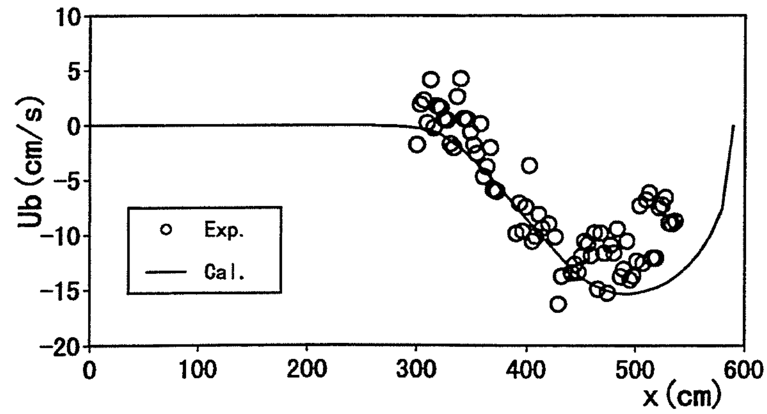
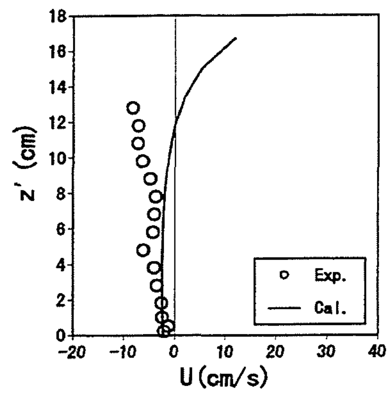
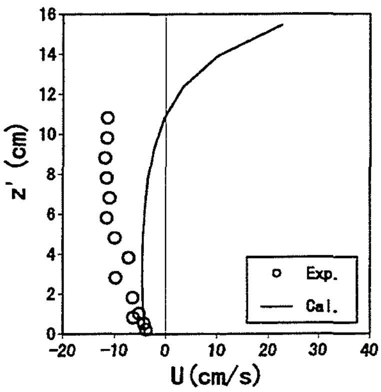


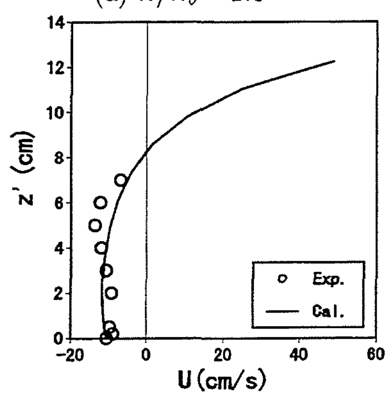
図 3.24 底面定常流速の計算結果と実験結果との比較(CASE5)



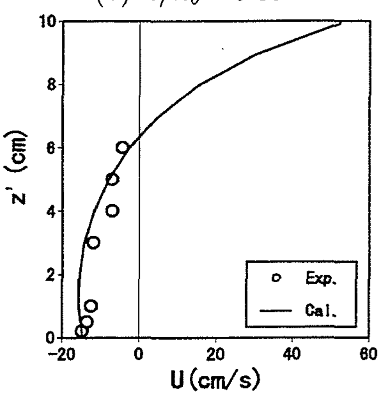
(a) h/h_b =1.0



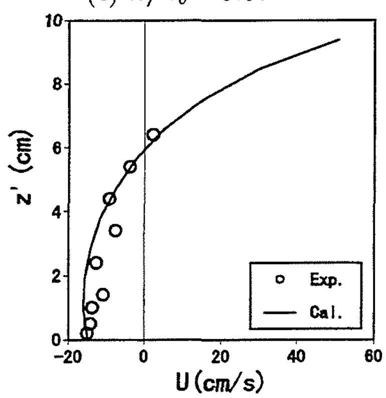
(b) h/h_b =0.89



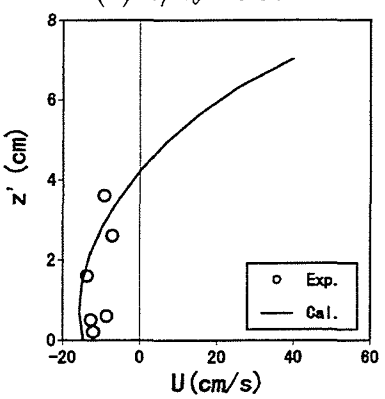
(c) h/h_b =0.67



(d) h/h_b =0.50



(e) h/h_b =0.47



(f) h/h_b =0.31

図 3.25 定常流速の鉛直分布（CASE 5）

3.5 沿岸流場に対する適用性

ここでは沿岸流に関する数値モデルの適用性を検討するために，海底地形が比較的単純な一様勾配斜面を考え，この斜面上に波が斜め入射した場合を取り扱う．なお，検証にはVisser（1991）が実施した模型実験結果を利用する．

3.5.1 Visser（1991）による水理実験の概要

まず，Visser（1991）によってなされた実験の概要を述べる．実験は図3.26に示すように長さ34m，幅16.6m，深さ0.68mの斜め入射が可能な平面水槽を用いて実施された．沿岸流速は染料が移動した距離と時間を測定して決定された．流速測定点は図中に示す測線0，1，2，3および4において岸沖方向20cm間隔で14点，鉛直方向に3点（水面，水深の中央および底面上1.0cm）である．検証に用いたデータはVisser（1991）のCASE 4であり，実験条件は表3.3に示すとおりである．

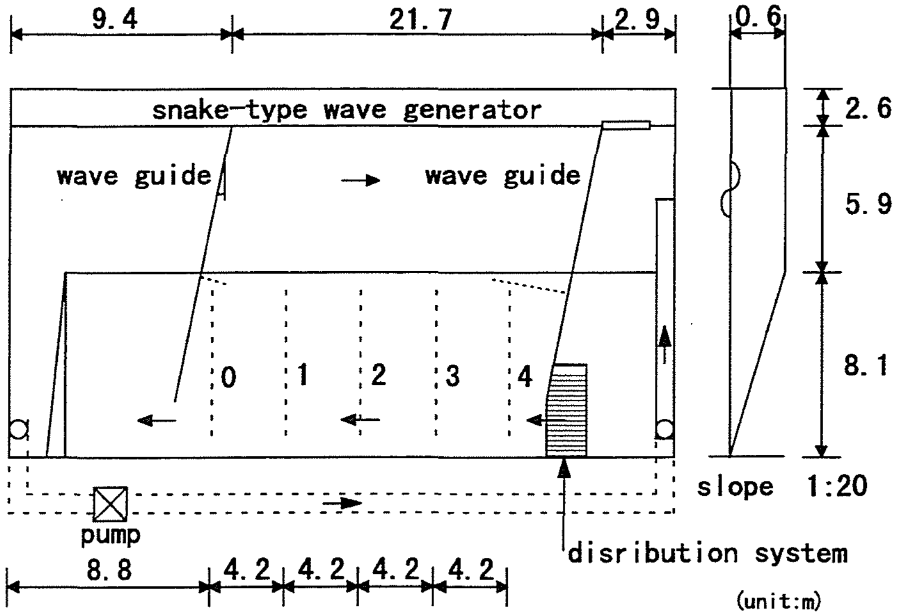


図 3.26 実験水槽の概要（Visser, 1991）

表 3.3 実験条件

$\tan\beta$	H(cm)	T(s)	H_b(cm)	h_b(cm)	Ho/Lo	θ	Breaker
1/20	7.8	1.02	13.7	10.96	0.052	17	pl.

3.5.2　沿岸流場に対する数値モデルの検討

(1) 運動量フラックス

前述したように，砕波帯における波による運動量フラックスは鉛直方向にほぼ一定である．そこで，沿岸流場の計算においても鉛直 2 次元モデルと同様な手法で運動量フラックスを算定する．すなわち，式 (3.23) および (3.24) の右辺に含まれる運動量フラックス $\overline{u_w^2}-\overline{w_w^2}$，$\overline{v_w^2}-\overline{w_w^2}$ および $\overline{u_w v_w}$ $(=\overline{v_w u_w})$ を非定常緩勾配方程式から得られる線流量を用いて算定すると以下のようになる．

$$\begin{aligned}\overline{u_w{}^2}-\overline{w_w}^2 &= \frac{1}{h}\int_{-h}^{0}\left(\overline{u_w{}^2}-\overline{w_w}^2\right)dz \\ &= g\frac{Q_{xs}^2+Q_{xc}^2}{4C^2h}\left(1+\frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)+g\frac{\zeta_s^2+\zeta_c^2}{4h}\left(\frac{2kh}{\sinh 2kh}-1\right)\end{aligned} \tag{3.97}$$

$$\overline{u_w v_w}=\overline{v_w u_w}=g\frac{Q_{xs}Q_{xc}+Q_{ys}Q_{yc}}{4C^2h}\left(1+\frac{2kh}{\sinh 2kh}\right) \tag{3.98}$$

$$\begin{aligned}\overline{v_w{}^2}-\overline{w_w}^2 &= \frac{1}{h}\int_{-h}^{0}\left(\overline{v_w{}^2}-\overline{w_w}^2\right)dz \\ &= g\frac{Q_{ys}^2+Q_{yc}^2}{4C^2h}\left(1+\frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)+g\frac{\zeta_s^2+\zeta_c^2}{4h}\left(\frac{2kh}{\sinh 2kh}-1\right)\end{aligned} \tag{3.99}$$

(2) 計算条件

実際の計算は一様勾配の平行等深線上であるので，実験条件と同じ領域をそのまま計算する必要は無く，図 3.27 に示すような計算領域を設定し，波浪場ならびに沿岸流場を計算すればよい．その理由は計算時間を節減するためであって，沖側の一様水深部では有意な流れは存在しないこと，水槽中央部では沿岸方向に一様な流れが発生すると考えたからである．計算条件は表 3.4 に示すとおりで，波浪場の計算における格子間隔 Δx および Δy は 5.0cm で，沿岸流場の計算では 10cm とし，水深方向の分割は 10 等分した．

沖側および汀線における境界条件は固定壁面境界として取り扱う．一方，側方境界は開境界で流れは一様であると仮定し，沿岸方向の微分項 $\partial/\partial y$ を 0 とした．

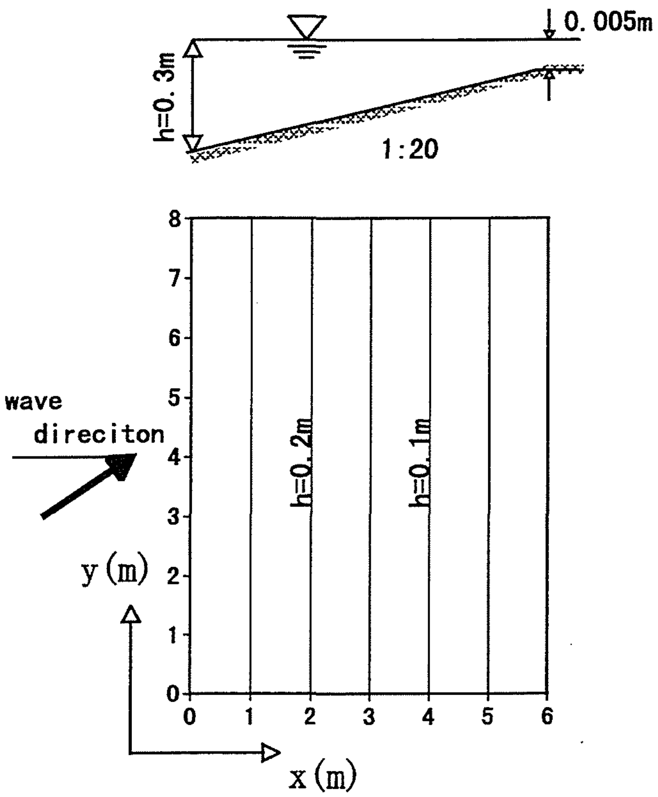


図 3.27 計算領域および座標系（沿岸流場）

表 3.4 沿岸流場の計算条件

	格子間隔	要素分割数	時間間隔	格子数	計算ステップ数
波浪場	5.0(cm)	—	0.0102(s)	120 × 160	4000
沿岸流場	10.0(cm)	10	0.01(s)	60 × 80 × 10	10000

(3) 波高分布

図3.28は非定常緩勾配方程式から得られた岸沖方向の波高分布と実験から得られたそれを比較したもので，計算領域における沿岸方向中央部のものである．砕波帯内では，計算値の方が実験値よりいくぶん大きめであるもののほぼ一致している．

(4) 断面平均沿岸流速と平均水位

従来の2DHモデルを用いた断面平均沿岸流場の計算では，底面摩擦係数の設定が流れに大きく影響を及ぼすことが知られている．一般に，摩擦項の計算には西村（1982）の方

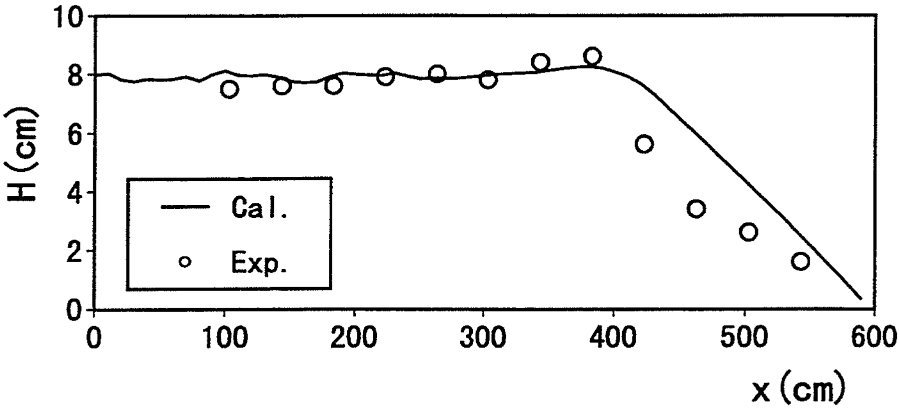


図 3.28 緩勾配方程式を用いた波高分布の計算結果と実験結果（Visser, 1991）との比較

法が用いられるが，摩擦係数$C_f = 0.01$程度では沿岸流速を過少評価することが報告されている（清水，1995）．Larson・Kraus（1991）はVisserの実験結果に対して$C_f = 0.007$, Thorton・Guza（1986）は現地における沿岸流場の計算に対して$C_f = 0.0035$と小さくなることを指摘している．清水ら（1995）は，底面摩擦項に田中ら（1993）のすべてのflow regimeに適用可能な陽形式近似の摩擦則を適用し，摩擦係数にも岸沖分布を与え沿岸流場を計算している．このように，摩擦項の取り扱いも重要であるため，まず2DHモデルを用いて摩擦係数が沿岸流場に与える影響を検討する．図3.29は2DHモデルによって得られた平均水位および沿岸流速の計算結果と実験結果を比較したもので，同図(a)および(b)はそれぞれ$C_f = 0.01$および$C_f = 0.003$とした場合の平均水位の計算結果を示したものであり，同図(c)は沿岸流速の計算結果を示したものである．同図(c)中に示す実線および破線はそれぞれ$C_f = 0.003$および$C_f = 0.01$とした場合の計算結果である．これらの図から平均水位の計算結果はC_fの値に関係なく実験結果と良く一致することがわかる．沿岸流速の計算結果[図(c)]から明かなように，C_fを0.01とした場合，実験結果を過少評価することがわかる．一方$C_f = 0.003$と小さくすると砕波帯外でやや過大評価しているが，砕波帯内における沿岸流速の計算値は実験値と良く一致することがわかる．ところが，先に述べたLarson・Kraus（1991）らが示した$C_f(=0.007)$に比較して，今回の計算における摩擦係数は小さくなっている．これは波浪条件や波浪場の計算モデルの相違が摩擦係数の与え方に影響するとを考えられ，本計算でC_fが小さく取ったことには問題がない．むしろ，摩擦係数を岸沖方向に一定とすることに問題があると思われる．そこで，本準3次元モデルの沿岸流場に対する摩擦係数の影響を検討しておく必要がある．さらに，ここでは水面境界の砕波に起因するせん断応力および鉛直方向の渦動粘性係数が沿岸流速分布に与える影響をも検討した．なお，$A_s = 1.0$, $A_v = 0.01$および$C_f = 0.01$とした場合を基準とし，それぞれの係数

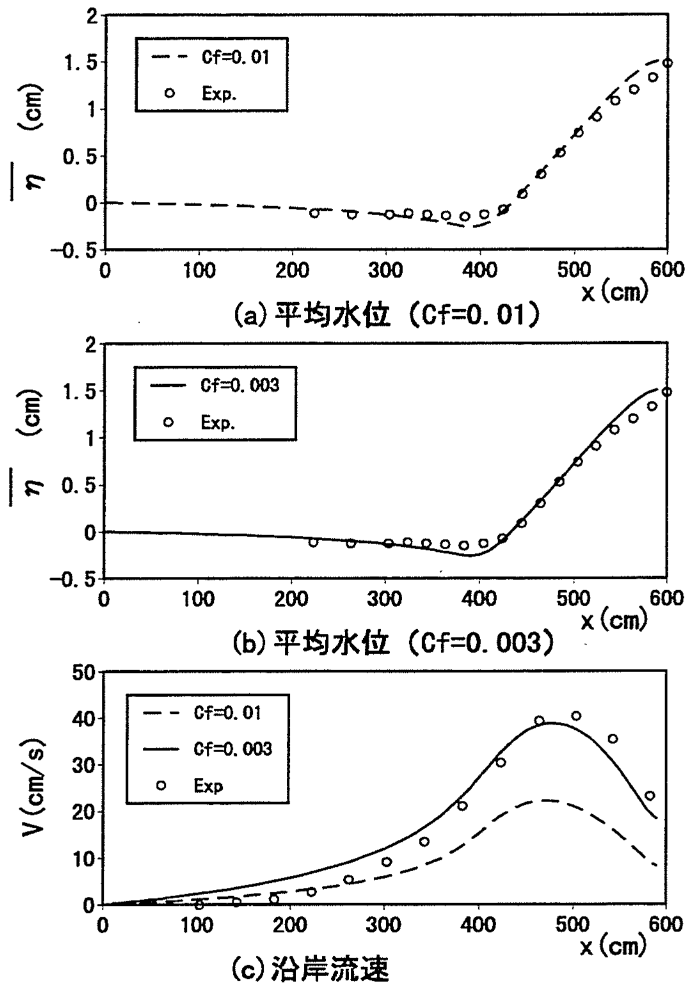


図 3.29 2DH モデルによる断面平均沿岸流速の岸沖分布と平均水位（Visser, 1991）

を変化させた場合の平均水位および断面平均沿岸流速の岸沖分布について検討した．

図3.30および3.31は水面におけるせん断応力の係数を $A_s = 1.0$，渦動粘性係数 ν_v の係数を $A_v = 0.01$ と一定にし，底面摩擦係数 C_f を変化させた場合の平均水位および断面平均沿岸流速の数値計算結果を示したものである．これらの図から C_f を小さくした場合，断面平均沿岸流速は大きくなることがわかる．一方，平均水位はほとんど変化せず，沿岸流速にのみ影響を及ぼし，C_f を0.01から0.005と1/2倍すると沿岸流速の最大値は10cm/s程度増大することがわかる．

図3.32および3.33は摩擦係数 C_f および A_v を一定とし，水面におけるせん断応力の係数 A_s を変化させた場合の同様の結果を示したものである．これらの図から，砕波帯内において平均水位面にせん断応力を与えると沿岸流速は大きくなり，平均水位も上昇することが明かである．せん断応力を2倍（A_s を1から2）にすると，沿岸流速の最大値は5cm/s程

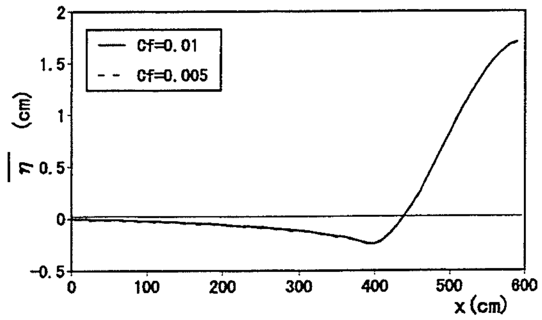


図 3.30 摩擦係数が平均水位分布に与える影響

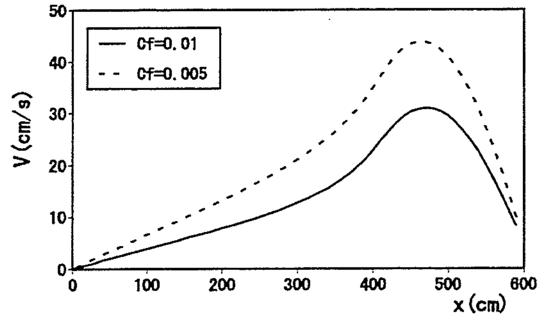


図 3.31 摩擦係数が断面平均沿岸流速分布に与える影響

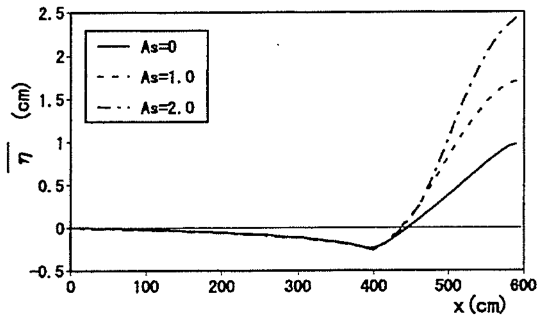


図 3.32 水面におけるせん断応力が平均水位分布に与える影響

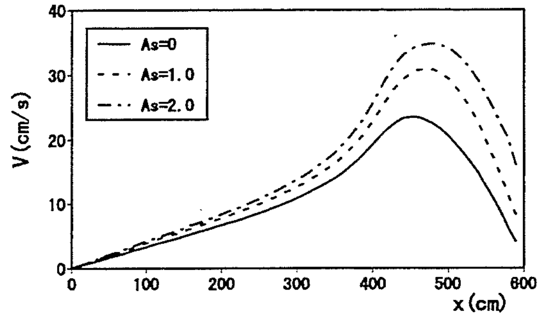


図 3.33 水面におけるせん断応力が断面平均沿岸流速分布に与える影響

度増大することがわかる．

図3.34および3.35は摩擦係数C_fおよびA_sを一定にし，鉛直方向の渦動粘性係数のA_vを変化させた場合の同様の結果を示したものである．これらの図から渦動粘性係数を小さく（A_v =0.01から0.005に）すると沿岸流速の最大値は小さくなるが，汀線付近で大きくなり，沿岸流速の岸沖方向の分布形状に影響を及ぼすことがわかる．また，平均水位はやや低くなることがわかる．

以上の結果から，平均水位の上昇には，砕波に起因する水面せん断応力が大きく影響し，沿岸流速分布には底面摩擦係数が強く影響する．

つぎに，モデルの適用性について検討するため，Visser (1991) の実験結果と比較する．図3.36は準3次元モデルを用いた平均水位および断面平均沿岸流速の計算と実験結果を比較したものである．同図(a)は渡辺ら（1982）のradiation stressを用いてせん断応力τ_sを0（A_s =0）とし，摩擦係数C_f =0.01とした場合の平均水位の計算結果であり，同図(b)は式(3.97)～(3.99)による運動量フラックスを用いてτ_sを与えた場合の同様の結果である．同図(c)は断面平均沿岸流速分布で，図中に示す実線および破線はそれぞれ同図(a)の計算結果および同図(b)のそれに対応するものである．なお，摩擦係数は断面平均沿岸流速

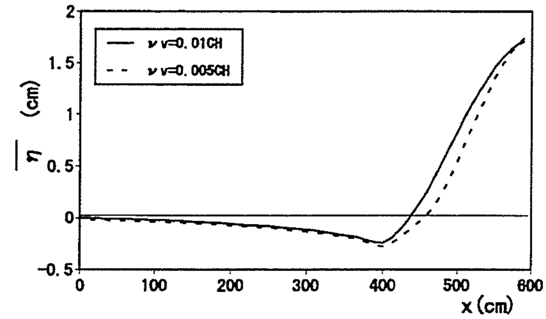


図 3.34 渦動粘性係数 ν_v が平均水位分布に与える影響

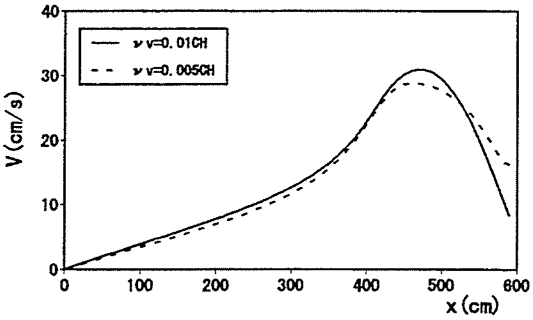


図 3.35 渦動粘性係数 ν_v が断面平均沿岸流速分布に与える影響

の計算値が実験値と一致するように決定したもので，bore 発生点より岸側で $C_f = 0.005$ と一定にし，それより沖側では線形的に増加させて計算領域の沖側境界の位置（x=0cm）で $C_f = 0.05$ 程度になるように設定した．これらの図から，波による運動量フラックスに radiation stress を適用して $\tau_s = 0$ とした場合，平均水位の計算結果はほぼ実験結果と一致するが，沿岸流速は過小評価していることがわかる．一方，τ_s を与えた場合の平均水位はかなり過大評価するものの沿岸流速は実験結果と良く一致することがわかる．なお，水面におけるせん断応力の係数 A_s は 1.5 とし，ν_v の係数 A_v は 0.01 とした．

(5) 沿岸流速の鉛直分布

図 3.37 は沿岸流速の鉛直分布を比較したもので，図 3.36(b) に示した計算結果に対応する．実線は水面におけるせん断応力の係数 A_s を 1.5 とし，ν_v の係数 A_v は 0.01 とした場合の計算結果で，○印は実験値を示したものである．なお，比較のため渦動粘性係数 ν_v の係数 A_v を 0.005 とした場合の結果も示してある（図中破線部）．この図から $A_v = 0.01$ の計算結果は実験結果と良く一致する．一方，前述した定常流速の計算と同様に A_v を 0.005 とすると，沿岸流速の計算結果と実験値とはそれほど一致しないことがわかる．これは沿岸方向と岸沖方向に関して乱れによる shear の特性が相違するためと考えられる．図 3.38 は底面および平均水位面における沿岸流速ベクトルの分布を示したものである．この図から流れは底面ではやや沖向きに，水面では岸向きの定常流が発生して螺旋状の鉛直分布になっていることがわかる．図 3.39 は $\tau_s = 0$ とした場合の平均水位面および底面における流速ベクトルを示したもので，図 3.38 に示した結果とは明らかに異なり，底面および平均水位面とも流向および流速値はほとんど同じであり，螺旋状分布にはなっていない．

以上の結果から，定常流速と螺旋状の鉛直分布は砕波によるせん断応力，すなわち，式 (3.56) を考慮することによって発生することがわかる．また，沿岸流速は砕波に起因する

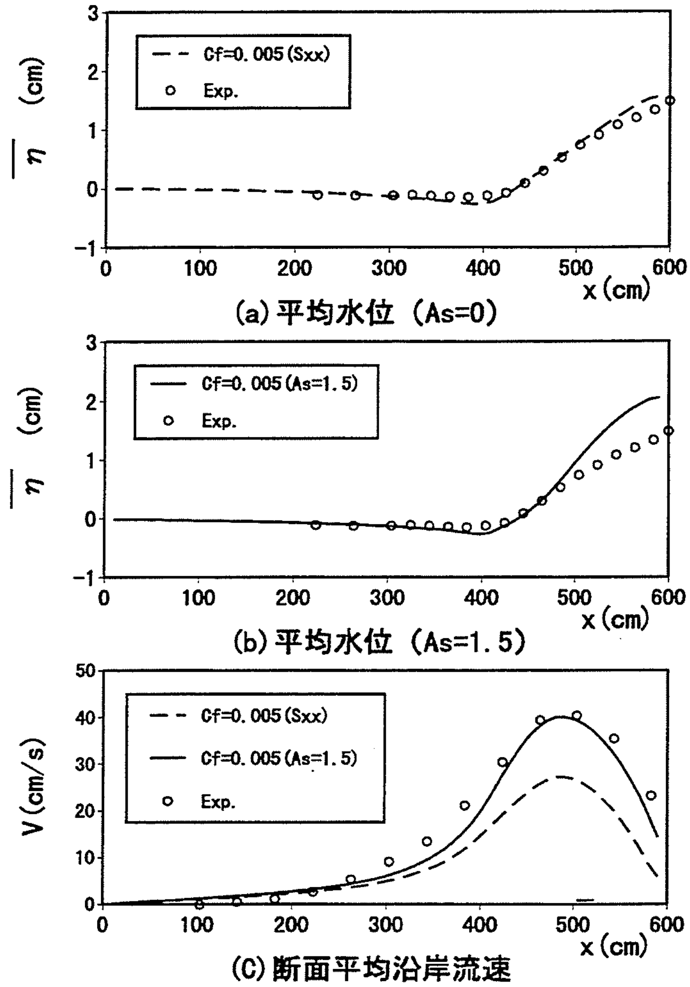


図 3.36 Q-3D モデルによる断面平均沿岸流速の岸沖分布と平均水位（Visser, 1991）

水面の surface roller によるせん断応力を考慮するだけでなく，摩擦係数を通常の値より小さくするによって精度の向上が明らかとなった．

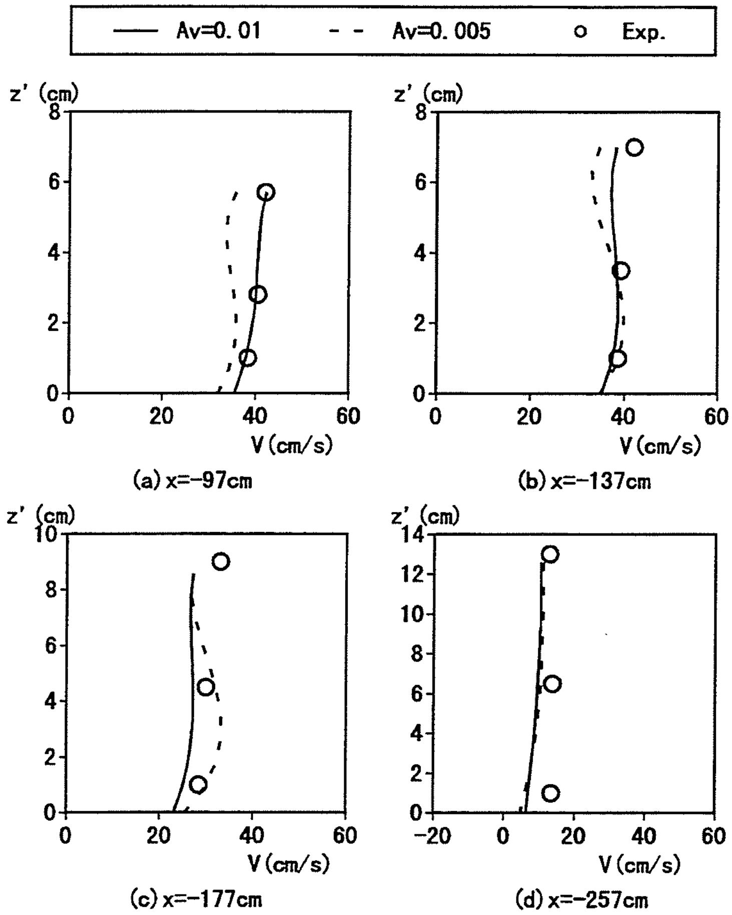


図 3.37 沿岸流速の鉛直分布の計算結果と実験結果（Visser, 1991）の比較

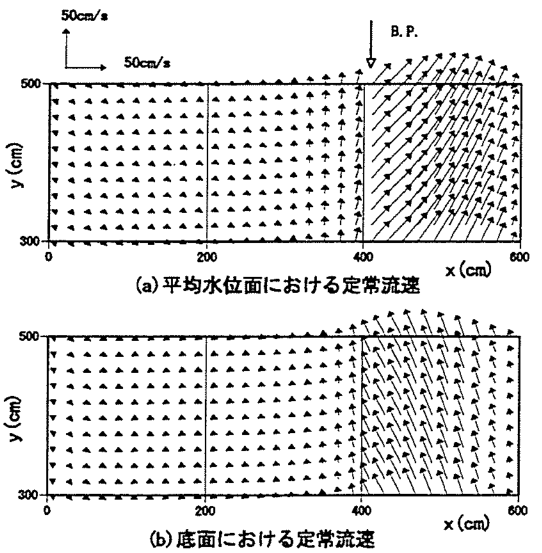


図 3.38 沿岸流速の平均水位面および底面における流速ベクトル ($C_f = 0.005, \tau_s \neq 0$)

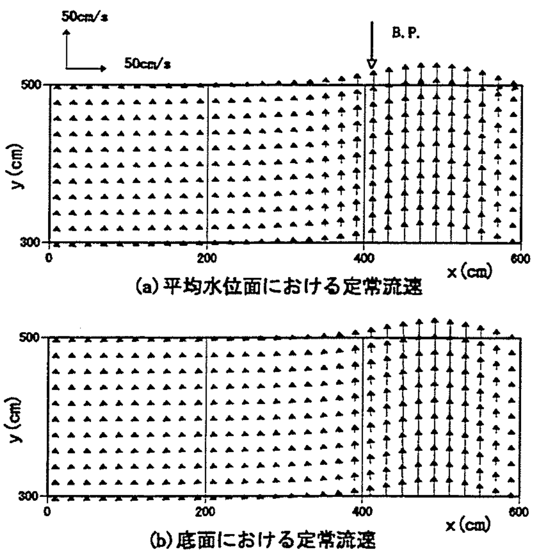


図 3.39 沿岸流速の平均水位面および底面における流速ベクトル ($C_f = 0.005, \tau_s = 0$)

3.6 結語

本章では，N-S 方程式をもとづいて準３次元海浜流場の数値モデルを提案し，鉛直２次元循環流（戻り流れ）および沿岸流場に対する数値計算を行ってモデルの適用性について実験結果と比較検討した．得られた結果を要約すると次のようである．

3.6.1 鉛直２次元循環流場

１）鉛直２次元循環流場（戻り流れ）は，砕波に起因する surface roller を考慮した平均水面におけるせん断応力を波の進行方向に与えることにより発生することがわかった．

２）戻り流れの計算において，せん断応力が平均水位の上昇量に多大な影響を及ぼし，τ_s を大きくすると平均水位の上昇量も大きくなることがわかった．

３）摩擦係数 C_f を 0.005 〜 0.01 と変化させても，定常流速の鉛直分布や平均水位の岸沖分布にほとんど影響がないことがわかった．

４）鉛直方向の渦動粘性係数 ν_v は定常流速の鉛直分布形状に影響を及ぼすものの平均水位の分布に及ぼす影響は少ないことがわかった．

５）実験結果との比較から，$C_f = 0.01$ および $A_v = 0.005$ とし，海底勾配 1/20 の spilling 型の条件では，$A_s = 1.5$ とし，一方，海底勾配 1/15 では，$A_s = 1.0$ とすれば，トラフレベル以下の定常流速の鉛直分布をよく再現するが，平均水位の上昇量を過大評価することがわかった．

3.6.2 沿岸流場

１）鉛直２次元循環流場と同様に，平均水位面においてせん断応力を与えることによって，平均水位は上昇し，沖向き定常流速（戻り流れ）が発生する．また，螺旋状の鉛直分布が発生することがわかった．

２）底面摩擦係数を小さくすると断面平均沿岸流速は大きくなり，摩擦係数の与え方が沿岸流場に多大な影響を及ぼすことが明かとなった．

３）実験結果との比較から，摩擦係数を 0.005 程度とし，砕波点より沖側では線形的に摩擦係数を大きくする，すなわち，岸沖方向に摩擦係数の分布を与えることによって，実験結果とよく一致することがわかった．

４）沿岸流場の鉛直分布は岸沖方向の定常流速のそれとは形状が異なり，沿岸流の鉛直分布は水深方向にほぼ一定値をとることがわかった．また，岸沖方向（戻り流れ）と沿岸方向（沿岸流場）を計算する際には鉛直方向の渦動粘性係数の与え方に相違があり，渦動

粘性係数の与え方については検討の余地が残されている．

参考文献

岡安章夫・磯部雅彦・渡辺　晃（1989）：　ボア状砕波の形成点に関する実験的研究，土木学会，第44回年次学術講演会講演概要集，第2部，pp.614-615.

岡安章夫・原　幸司・柴山知也（1992）：　斜め入射波による砕波帯内定常流速の3次元分布，海岸工学論文集，第39巻，pp.66-70.

岡安章夫・瀬尾貴之・柴山知也（1993）：　砕波による運動量を考慮した海浜流の準3次元数値モデル，海岸工学論文集，第40巻，pp.251-255.

清水琢三・水流正人・渡辺　晃（1992）：3次元海浜変形モデルによる長期的な地形変化予測，海岸工学論文集，第39巻，pp.416-420.

高木利光・川原睦人（1996）：　モードスプリット有限要素法を用いた準3次元海浜流シミュレーション，海岸工学論文集，第43巻，pp.123-127，1996.

田中　仁・A.Thu（1993）：全てのflow regimeに適用可能な波・流れ共存場抵抗則，土木学会論文集，第467巻／II-23，pp.93-102.

谷本勝利・小舟浩治（1975）数値波動解析法による港内波高分布の計算，第22回海岸工学講演会論文集，pp.249-253.

土屋義人・山下隆男・植本　実（1986）：砕波帯における戻り流れについて，第33回海講論文集，pp.31-35.

西村仁嗣（1982）：海浜循環流の数値シミュレーション，第29回海岸工学講演会論文集，pp.333-337

西村仁嗣（1984）：海浜流の数値計算について，第31回海岸工学講演会論文集，pp.396～400.

信岡尚道・加藤始・三村信男 (1997): 多層3次元海浜流モデル, 海岸工学論文集 第44巻, pp.156-160

檜谷　治（1992）：河川および浅水湖の3次元流れと平面2次元河床変動に関する研究，京都大学博士論文，

堀川清司編（1985）：海岸環境工学，海岸過程の理論・観測・予測方法，東京大学出版会，582p.

山下隆男・土屋義人・吉岡　洋・吉野敏成 (1993): 準3次元高潮数値モデルとその適用性, 海岸工学論文集 第40巻, pp.211-215

渡辺　晃・塩崎正孝（1982）：構造物周辺の波浪・海浜流場について，海岸工学論文集，第29巻，pp.110 ～ 114.

渡辺　晃・原　哲・堀川清司（1983）：重合した波浪場における砕波について，第30回海岸工学講演会論文集，pp.5 ～ 9.

Battjes,J.A.(1974): Surf Similarity, Proceedings of 14th Coastal Engineering Conference, Vo.1, pp.466-479.

Chorin,A.J.(1968): Numerical solution of the Navier Stokes Equations, Math. Comput. 22.

Francisco J.R. and A.S. arcilla(1992): On the vertical distribution of $<\overline{uw}>$, Coastal Eng., Vol.25, pp.137-151

Koutitas, C. and O' Conner, B(1980) : Modeling Three-dimensional wind-induced flows, Proc. ASCE,HY11, pp1843-1865.

Larson,M. and N.C.Kraus(1991):Numerical model of longshore current for bar and trough beaches,J.Waterway Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol.117, No.4, pp..326-347.

Longuet-Higgins,M.S.(1970):Longshore currents generated by obliquely incident se waves, 1,2, J.Geophys. Res., Vol.75, No.33, pp.6778-6801.

Mei,C.C.(1983): The applied dynamics of ocean waves, John wiley & Sons, 740p.

Pechon P. and C. Teisson(1994): Numerical modelling of three-dimensional wave-driven currents in the surf zone,, Proc. 24th Int. Conf. Coastal Eng.,pp.2503-2512.

Svendsen,I.A and R.S.Lorenz（1989）: Velocities in combined undertow and longshore currents, Coastal Eng., Vol.13, pp.55-79.

Sanchez-Arcilla, A., F.Collado and A.Rodriguez(1992):Vertical varying velocity field in Q-3D nearshore circulation, Proc. 23th Int. Conf. Coastal Eng., pp.2811-2824.

Visser,P.J.(1991):Laboratory measurments of uniform longshore currents, Coastal Eng., Vol.15, pp.563-593.

第4章　構造物周辺における海浜流場の特性と準3次元海浜流モデルの適用性

4.1　概説

第3章で述べたように準3次元海浜流モデルはいくつか提案されているが，そのほとんどが平行等深線を有する場合に対するものであり，構造物が存在する領域に適用されたものはほとんどない．構造物設置に伴う流れの変化あるいは海浜変形を予測するためには流れの3次元性を考慮する必要があり，構造物周辺における海浜流場に適用できる新たなモデルを開発する必要がある．また，構造物周辺における海浜流場の特性や流れの3次元性について詳細に検討された例は少なく，準3次元モデルを構築するためにも実験あるいは現地観測等によって流れの特性を明かにする必要がある．

本章では構造物（離岸堤）周辺の海浜流場の3次元特性を実験的に明かにするとともに，前章で提案した準3次元海浜流数値モデルを構造物周辺における海浜流場に適用する方法について検討しようとするものである．

4.2　水理模型実験

4.2.1　実験装置および離岸堤模型の概要

実験は図4.1に示す長さ12m，幅5.0m，高さ0.6 mの小型平面水槽を用いて行った．水槽の一端にはピストン式造波機が，他端には1/10勾配の鋼製斜面が設置されている．造波板から水槽他端までは8mで，水平床部の水深は30cmとした．図4.1に示すように，波が水槽側壁に設置されている消波工の影響を受けないように実験領域を導波板で仕切って幅3mとし，水深15cm（x =150cm）の位置に幅1 mの離岸堤模型を設置した．離岸堤前面にはナイロンテープによる消波工を施し，反射率を50％程度とし，離岸堤背後は完全反射とした．なお，この離岸堤模型は水槽側壁の摩擦が無視できると仮定すれば，長さ2 mの離岸堤が相互の間隔4 mで汀線に平行に並んでいる条件に相当する．

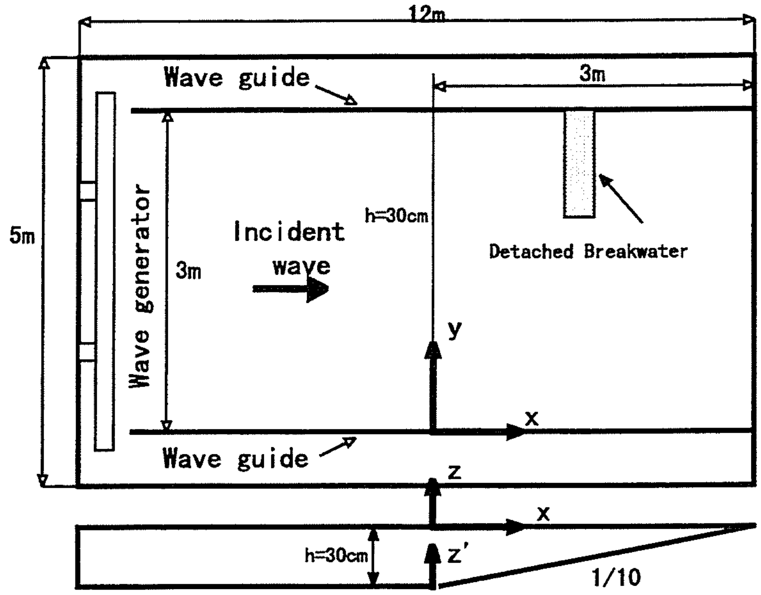


図 4.1 小型平面水槽の概要

4.2.2 実験条件および方法

実験条件は表4.1に示すとおりで，波の周期を1.0secと一定にして波高のみを変化させ，2種類の砕波形式が発生するようにした．波高は容量式波高計で，定常流速は水平2成分電磁流速計を用いて測定した．サンプリング間隔は50Hzとして定常流速は100波分の水粒子速度の時系列データを時間平均することによって抽出した．図4.2は座標系および流速測定点を示したものであり，20cm間隔で岸沖方向に6測線（A～F），沿岸方向に12測線（1～12）設置し，離岸堤内では20cm間隔に開口部では沿岸方向に40cm間隔で測点を設置した．水深方向は底面上2 cmの高さから2 cm間隔で1～5点配置した．なお測定限界は水深5cm程度であり，測線EおよびF上は鉛直方向に1点のみである．また離岸堤背後の砕波帯内は水深が浅く測定が困難であった．

表 4.1 実験条件

CASE	H(cm)	T(s)	H_0(cm)	H_0/L_0	Breaker type
1	6.9	1.0	7.53	0.048	pl.
2	11.25	1.0	12.25	0.079	sp.

H：水深h=30cmにおける波高，T：波の周期
H_0：沖波波高，L_0: 沖波波長
pl：巻き波砕波，sp.：崩れ波砕波

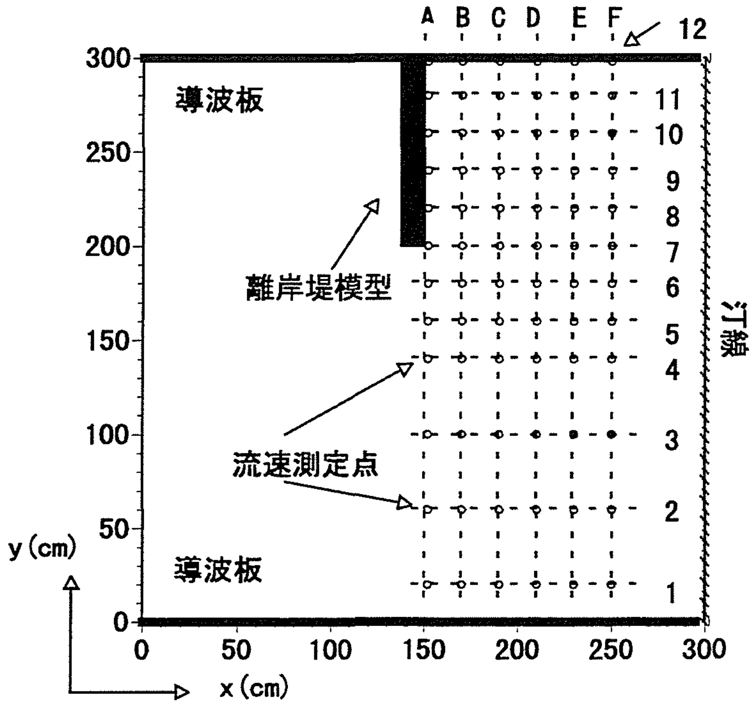


図 4.2 座標系および流速測定点

4.3 実験結果と考察

4.3.1 波高分布

図4.3および4.4は，それぞれ実験CASE 1および2に対応する離岸堤模型周辺の等波高線（単位cm）を示したものである．図中に示す黒丸付き実線は目視による砕波点を表したもので，CASE 1の場合，開口部では，x =200cm付近から砕波しはじめ，離岸堤背後で，波高は小さくなり，波は汀線付近で砕波していることがわかる．一方，CASE 2の場合，開口部では離岸堤設置位置付近（x =150cm付近）で砕波が始まっているのがわかる．これらの図から両ケースとも離岸堤前面において反射による重複波が発生し，CASE 1では最大12cm，CASE 2では20cmであることがわかる．離岸堤背後では両ケースとも回折波と側壁（y =300cm）による反射波の影響でy =250cm付近において波高が高くなっているのがわかる．

4.3.2 平均水位分布

図4.5および4.6はそれぞれCASE 1および2に対応する離岸堤周辺の等平均水位線を示したものである．図中に示す黒点付実線は砕波点を表す．両ケースの結果から砕波後平均

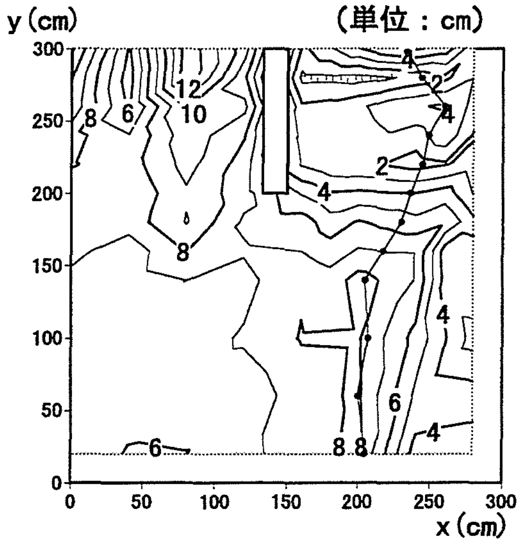


図 4.3 波高分布（CASE 1）

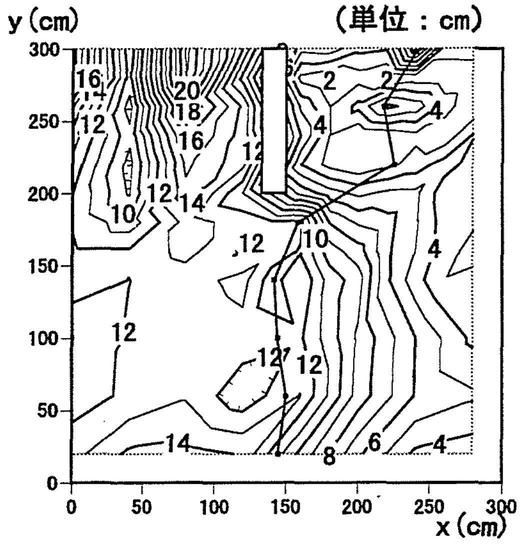


図 4.4 波高分布（CASE 2）

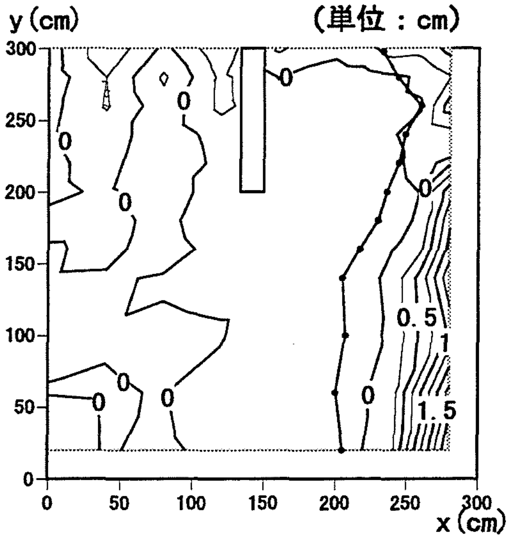


図 4.5 平均水位分布（CASE 1）

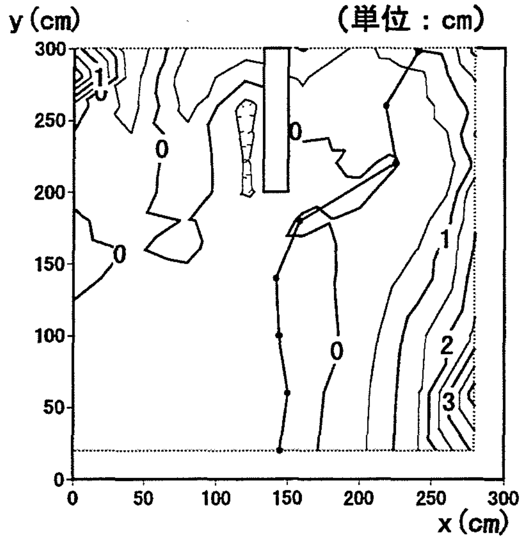


図 4.6 平均水位分布（CASE 2）

水位の上昇が見られ，CASE 1 では開口部における汀線近傍（x =270cm，y =50cm 付近）で 1.5cm，CASE 2 では最大 3cm である．離岸堤背後では両ケースとも離岸堤と導波板の接点付近（x =150cm，y =300cm）において水位の上昇がみられる．

4.3.3 底面および水面付近における海浜流速分布

図 4.7 および 4.8 はそれぞれ実験 CASE 1 の底面上 2 cm の高さおよび静水面下 5 cm の高さにおける海浜流速ベクトルを示したものである．なお，図 4.8 に示す x =230cm および 250cm における測線（測線 E および F）上の流速ベクトルは底面上 2 cm のものである．こ

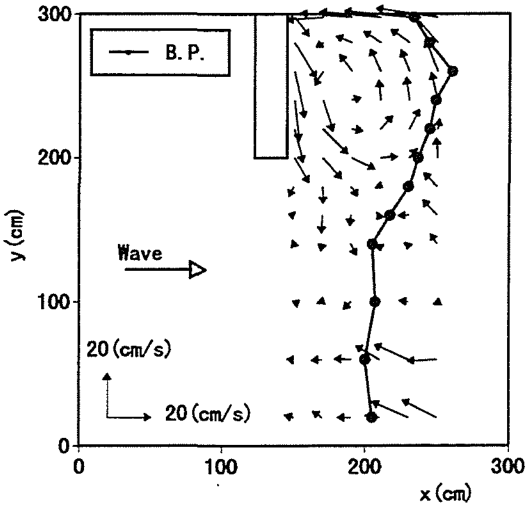


図 4.7 底面上2cmの高さのおける海浜流速ベクトル（CASE 1）

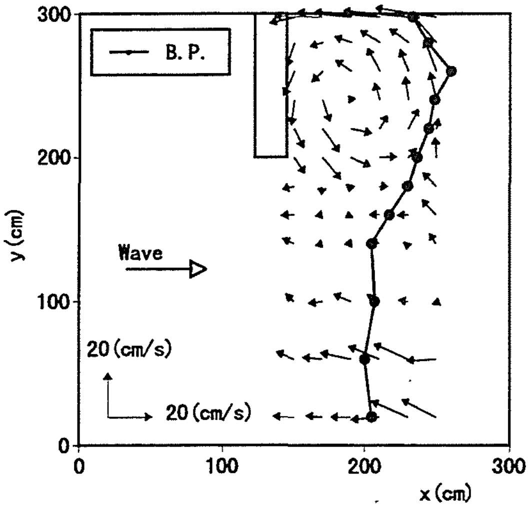


図 4.8 静水面下5cmの高さのおける海浜流速ベクトル（CASE 1）

れらの図から，離岸堤背後には反時計回りの循環流が発生しているのがわかる．底面上2cmの流速ベクトルと水面下5cmのそれを比較すると，顕著な相違は無いようであるが，離岸堤背面の測線A上（x =150cm上）では，底面上における流速ベクトルはやや岸向きであるにもかかわらず，水面付近におけるそれはやや沖向きであり，上層と下層では流速ベクトルの方向と流速値が異なることがわかる．さらに，開口部の導波板付近では沖向きの強い（20cm/s程度）定常流速が発生しているのがわかる．この流れの発生原因は明かではないが，図4.3に示すように，開口部における沿岸方向の波高分布が一様でないことに起因していると考えられる．なお，実験領域全体の流速分布から判断すると，この沖向き定常流速は離岸堤背後の循環流場にほとんど影響を及ぼしていないようである．

図4.9および4.10はCASE 2に対する同様の結果を示したものである．これらの図からCASE 1の結果と比較して流速値は明かに異なり，最大50cm/sの流れが発生し，流れの様相もCASE 1の場合と比較して複雑で，CASE 1と同じような循環流の形成が見られない．開口部の汀線付近（x =250cm，y =50cm付近）から離岸堤内に向かう沿岸流が発生し，離岸堤背後に流入した流れは離岸堤背面（測線A）に沿って開口部から沖へ流出しているようであり，CASE 1のような閉じた循環流は形成されていない．離岸堤背面（測線A上）ではCASE 1の結果と同様に，流速ベクトルが底面付近と水面付近で異なり，底面上で流速ベクトルはやや岸向き，水面付近ではやや沖向きであることがわかる．

以上の結果から，CASE1では離岸堤背後において顕著な循環流が発生したが，CASE 2では循環流とはならずに開口部において沖に向う海浜流パターンであることがわかった．CASE 1と2の実験条件の相違は波高のみで，砕波点の位置の相違が流れのパターンに影響を及ぼしているものと考えられる．

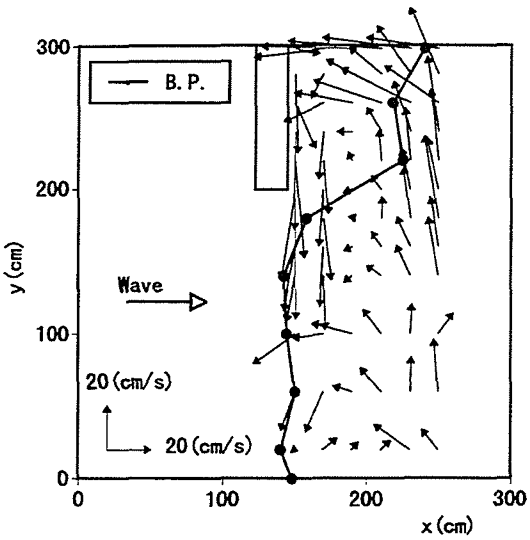


図 4.9 底面上2cmの高さのおける海浜流速ベクトル（CASE2）

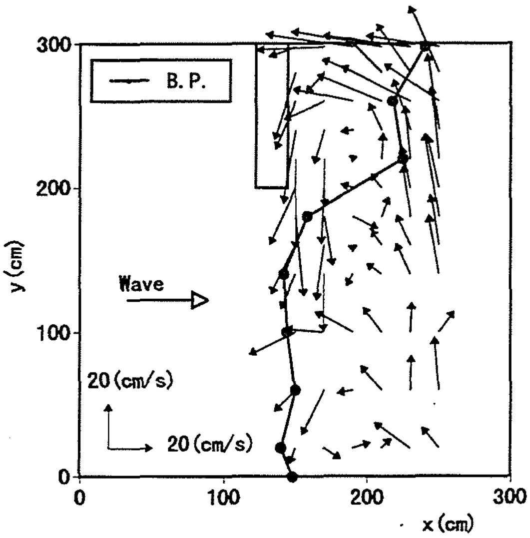


図 4.10 静水面下5cmの高さのおける海浜流速ベクトル（CASE2）

4.3.4 海浜流速の鉛直分布

つぎに，測線A，B，CおよびD上のy =200～300cmの範囲，すなわち離岸堤背後における海浜流の鉛直分布について検討する．なお，測線EおよびFでは鉛直方向に1点測定したのみであるためここでは除外した．図4.11～4.14はCASE 1の測線A～Dの各測点における海浜流の鉛直分布を示したものである．これらの図中に示す○印は岸沖方向の定常流速U，●印は沿岸方向の定常流速Vを表す．これらの図から以下の結果が明かである．すなわち，

1）図4.11から，測線A上（離岸堤背面）では開口部に向かう沿岸流速Vが発達し，特に，底面付近における流速値は水面付近のそれに比較して大きく，y =260cmで20cm/sを超える定常流速が発生している．また，その定常流速Vは砕波帯内に発生する戻り流れと類似の鉛直分布を形成し，定常流速が水面付近で小さく底面付近で大きくなることがわかる．一方，岸沖方向の定常流速Uは離岸堤中央部付近（y =240cm付近）から側壁付近（y =298cm）の範囲では，水面付近における流向は底面近くのそれと異なり，水面付近では沖向き（$U<0$）に，底面付近では岸向き（$U>0$）である．開口部に近いy =200および220cmではUはほぼ鉛直方向に一定である．

2）図4.12および4.13の結果から，開口部付近(y =200cm)ではUおよびVは両者とも鉛直方向にほぼ一定で，流速値は10cm/s程度である．一方，導波板（y =298cm）近傍における定常流速VはUに比較して小さく，沖向きの定常流が発達している．測線C上におけるUの鉛直分布はほぼ一定であるが，離岸堤に近い測線B上では水面付近におけるUの絶対値は底面付近におけるそれに比較して大きいことが明かである．

3）測線B上のy =260，280cmおよび測線C上のy =240cmでは，定常流速UおよびVは小さく，前出の図4.7と4.8に示した海浜流の流速分布とこの点が実験中水槽内のゴミの滞留位置であったことから判断すると，この付近に循環流の中心が存在することがわかる．

4）図4.14の結果から，測線D上では鉛直方向における測点数が2点のみであって，鉛直分布の特性を明らかにするのは困難であるが，鉛直方向にほぼ一定である．

図4.15～4.18はCASE 2の場合の同様の結果を示したものである．これらの図から以下の結果が明かである．すなわち，

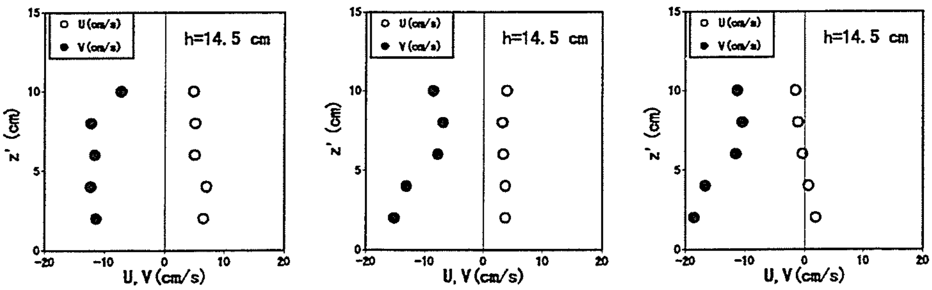
1）図4.15から，測線A上のy =240～298cmの領域においてCASE 1の結果と同様に，底面付近における定常流速Uは水面付近のそれと流向が異なること，一方，VはCASE 1の場合と異なり，y =240cm付近を除いて鉛直方向にほぼ一定で，開口部に向かう40cm/s程度のの沿岸流速が発生していることがわかる．

2）図4.16の結果から，測線B上の開口部付近（y =200cm)では，沿岸方向の定常流速が大きく，一方，導波板側の側壁近傍y =298cmでは沖向きの定常流速Uが発達している．UおよびVとも30cm/s程度である．

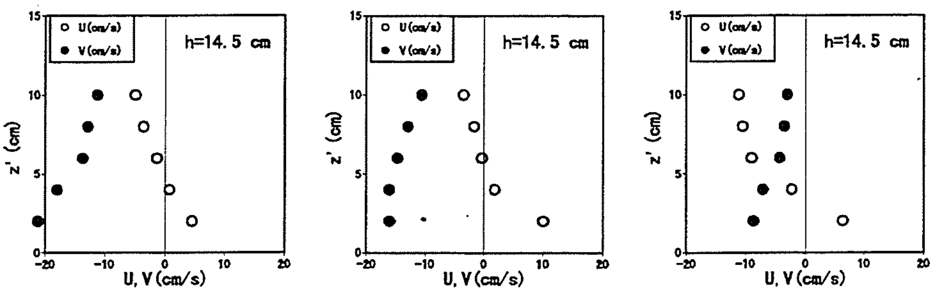
3）図4.17から，測線C上の開口部付近（y =200cm）ではCASE 1の場合と異なり，定常流速Uは鉛直方向に一定ではなく，水面付近におけるUは底面のそれに比較して大きいことがわかる．なお，CASE 1では砕波帯外であるのに対し，CASE 2では砕波点付近に位置するため砕波点の位置が流れの場に影響を及ぼしていると考えられる．また，y =220および240cmでは定常流速UおよびVはかなり小さくなっている．

4）図4.18から，CASE 1と同様に測点数が少ないために判断が困難であるが鉛直方向にほぼ一定であると推測される．

以上の結果から，離岸堤背後に発生する海浜流は，離岸堤背面（測線A上）において鉛直方向に螺旋状の分布を示すことおよび砕波点の位置の相違によって海浜流の流況が異なり，海浜流場の鉛直分布にも影響を及ぼすことが明かとなった．

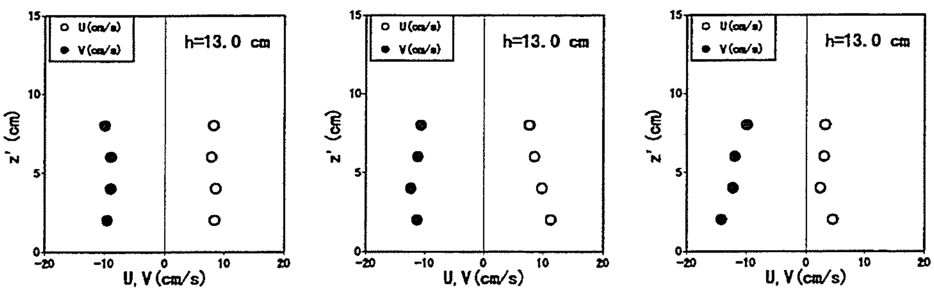


(a) y =200cm　　(b) y =220cm　　(c) y =240cm

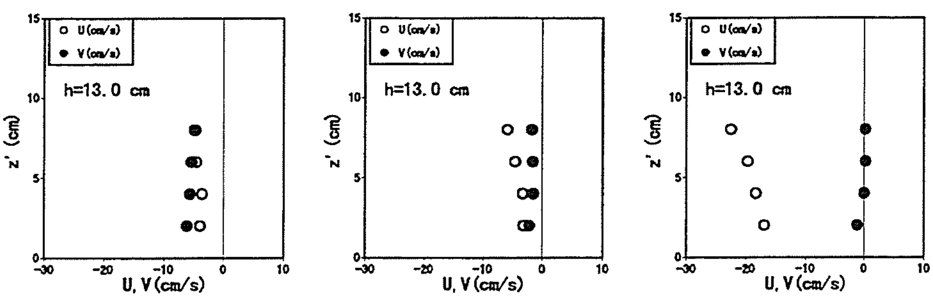


(d) y =260cm　　(e) y =280cm　　(f) y =298cm

図 4.11 海浜流の鉛直分布（CASE 1，測線A，x =152cm）

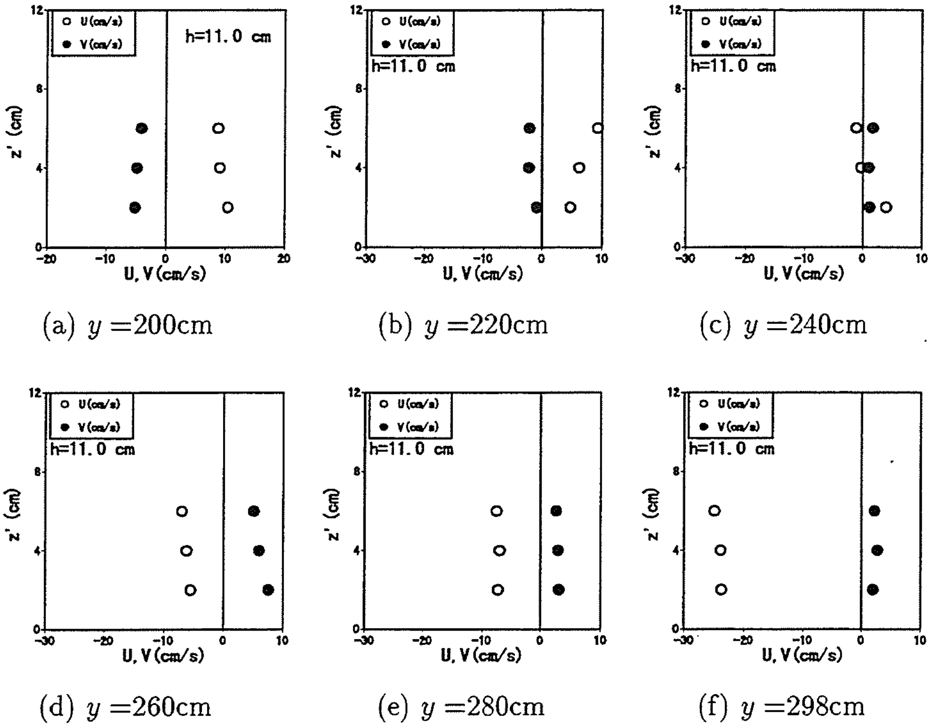


(a) y =200cm　　(b) y =220cm　　(c) y =240cm



(d) y =260cm　　(e) y =280cm　　(f) y =298cm

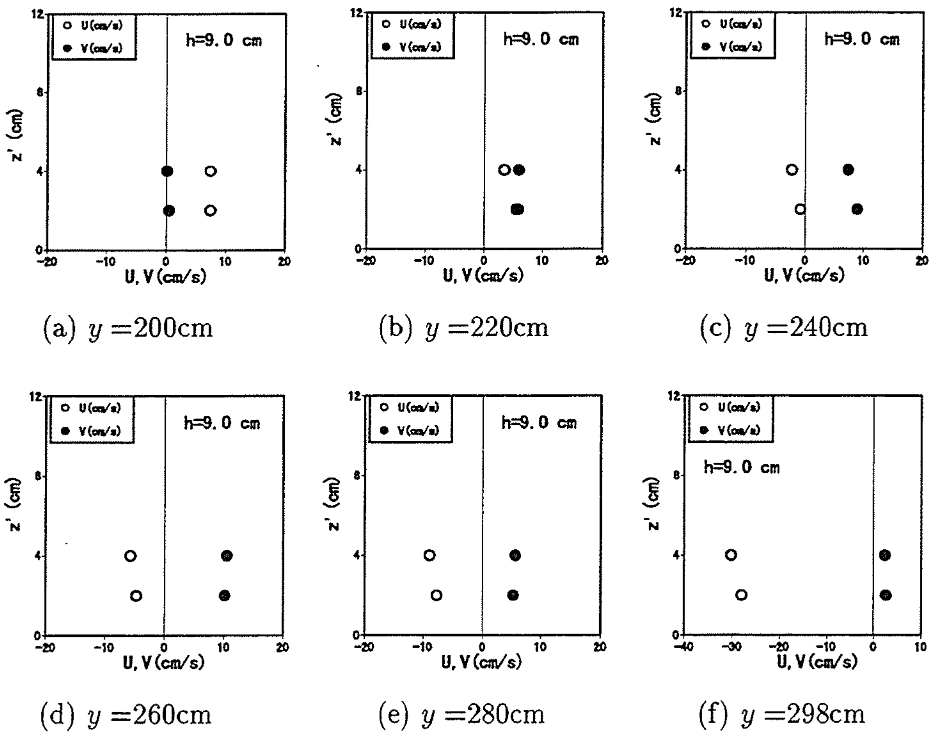
図 4.12 海浜流の鉛直分布（CASE 1，測線B，x =170cm）



(a) y =200cm (b) y =220cm (c) y =240cm

(d) y =260cm (e) y =280cm (f) y =298cm

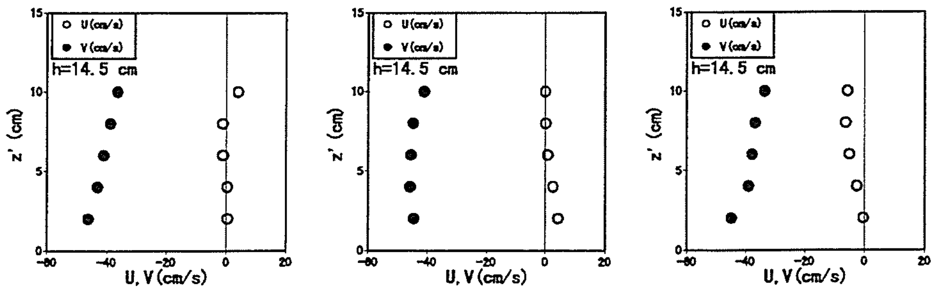
図 4.13 海浜流の鉛直分布（CASE 1，測線 C，x =190cm）



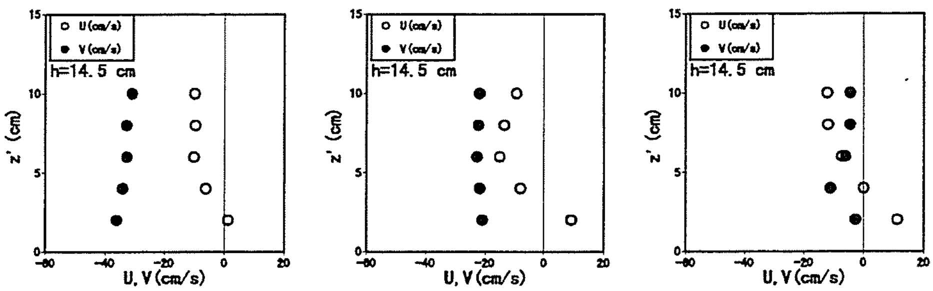
(a) y =200cm (b) y =220cm (c) y =240cm

(d) y =260cm (e) y =280cm (f) y =298cm

図 4.14 海浜流の鉛直分布（CASE 1，測線 D，x =210cm）

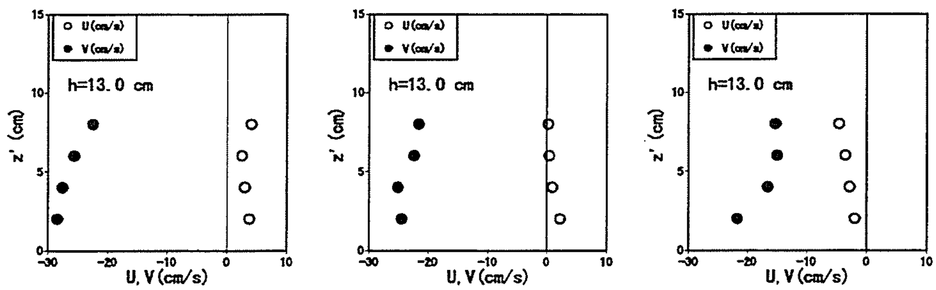


(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm

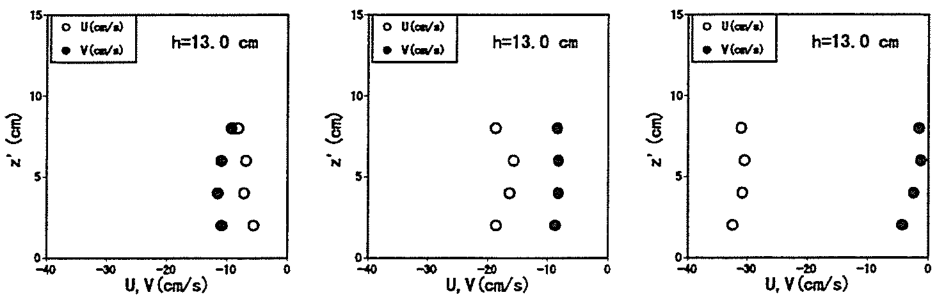


(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

図 4.15 海浜流の鉛直分布（CASE 2，測線 A，x =152cm）

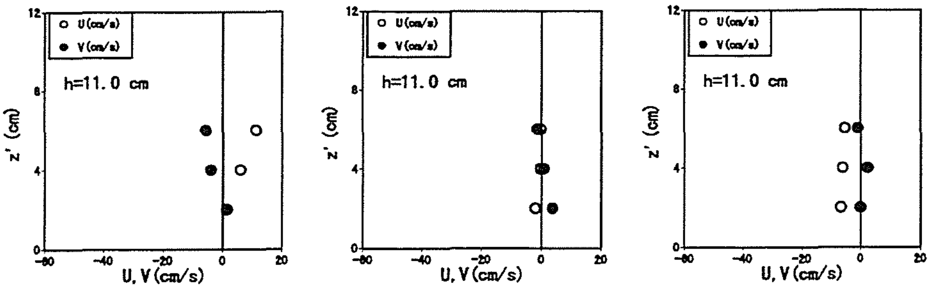


(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm

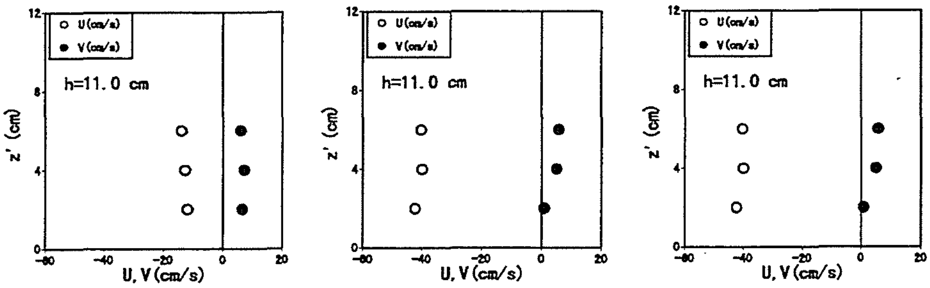


(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

図 4.16 海浜流の鉛直分布（CASE 2，測線 B，x =170cm）

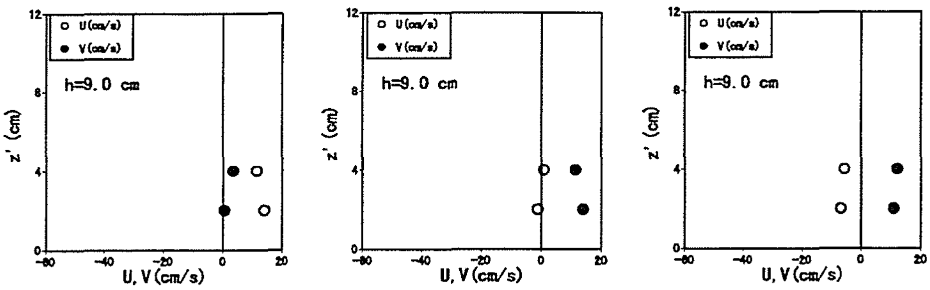


(a) y =200cm (b) y =220cm (c) y =240cm

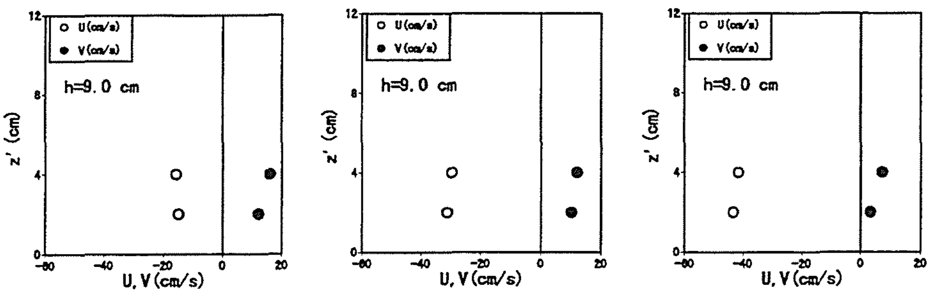


(d) y =260cm (e) y =280cm (f) y =298cm

図 4.17 海浜流の鉛直分布（CASE 2，測線 C，x =190cm）



(a) y =200cm (b) y =220cm (c) y =240cm



(d) y =260cm (e) y =280cm (f) y =298cm

図 4.18 海浜流の鉛直分布（CASE 2，測線 D，x =210cm）

4.4 離岸堤背後の循環流場に対する数値モデルの適用性

4.4.1 計算条件

計算は，図4.2に示したように，導波板に囲まれた斜面上の領域（3m × 3m の範囲）について行った．計算条件は表4.2に示すとおりであり，格子間隔は，海底勾配が1/10でやや急勾配であるので，波浪場の計算では2.5cm，流れ場の計算では5.0cmとした．なお，汀線における境界は水深2cmの地点を固定壁面とし，導波板および離岸堤模型の前面および背面も固定壁面境界として取り扱った．

表 4.2 離岸堤背後の海浜流場の計算条件

	格子間隔	要素分割数	時間間隔	格子数	計算ステップ数
波浪場	2.5(cm)	—	T/100(s)	120 × 120	4000
沿岸流場	5.0(cm)	10	0.01(s)	60 × 60 × 10	10000

4.4.2 波浪場の計算結果と実験結果の比較

図4.19および4.20はそれぞれ実験CASE 1およびCASE 2に対応する波高分布の計算結果を示したものである．図中に示す太実線は砕波点を表し，u_w/C が0.45を超える点を砕波点とした．これらの図から両ケースとも離岸堤前面の重複波や，堤内の回折波による波の重合が再現され，前出した図4.3および4.4に示した実験結果とほぼ同様な傾向が得られた．

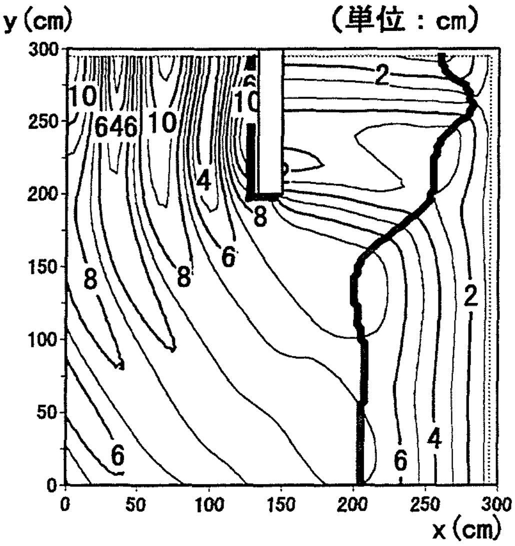


図 4.19 波高分布（CASE 1）

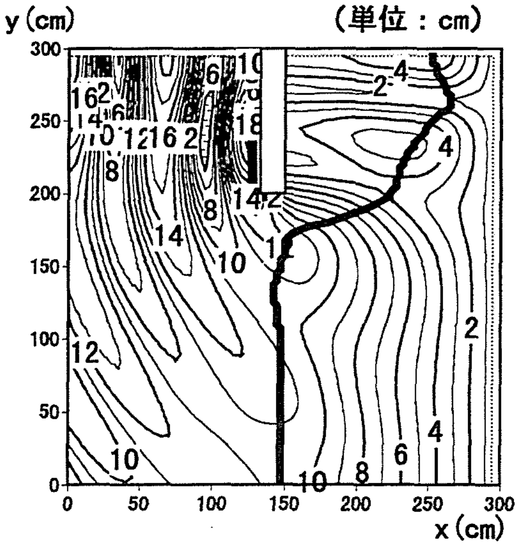
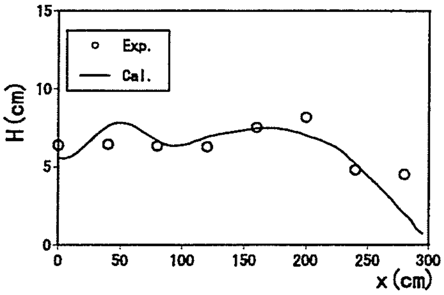
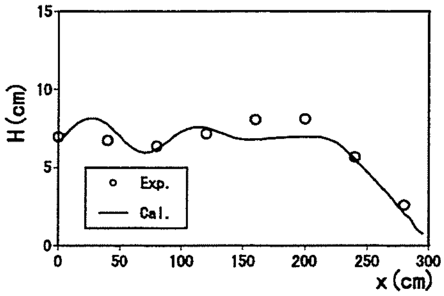


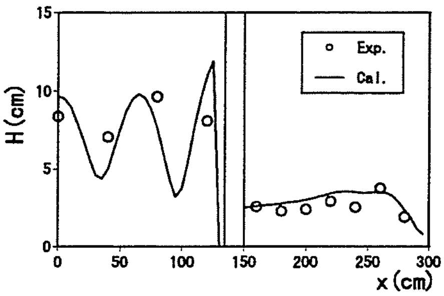
図 4.20 波高分布（CASE 2）



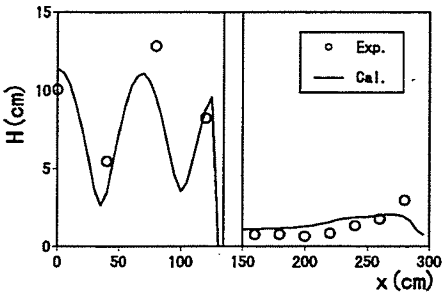
(a) y =60cm



(b) y =100cm



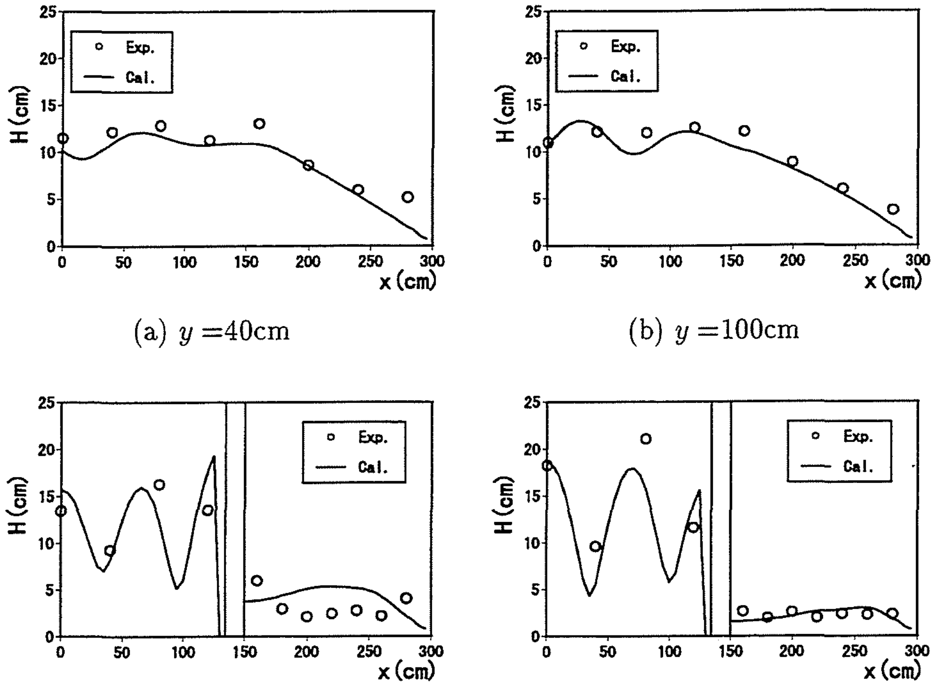
(c) y =240cm



(d) y =280cm

図 4.21 岸沖方向の波高分布の計算結果と実験結果との比較（CASE 1）

図4.21はCASE 1に対する波高の岸沖分布の計算結果と実験結果を比較したものである．図4.22はCASE 2に対する同様の結果を示したものである．これらの図から両ケースとも開口部（y =40，60，100cm）では，砕波点近傍における計算値は実験値をやや過少評価していることがわかる．また，図4.22(c)から，CASE 2では，離岸堤背後における波高の計算結果と実験結果とはそれほど一致しないが，計算値は実験値とほぼ同じ傾向を示し，非線形性や分散性を考慮せずとも線形の非定常緩勾配方程式を用いることにより，概ね構造物周辺の反射や回折を含めた波高の場所的変化を算定できることがわかる．



(a) y =40cm　　(b) y =100cm

(c) y =240cm　　(d) y =280cm

図 4.22 岸沖方向の波高分布の計算結果と実験結果との比較（CASE 2）

4.4.3 離岸堤背後における海浜流場に対する数値モデルの特性

第３章で述べたように，戻り流れや鉛直方向の螺旋状分布を数値モデルで再現するためには，砕波に伴う surface roller の効果を取り込む必要があることを指摘した．鉛直２次元循環流場（戻り流れ）では，鉛直方向の渦動粘性係数の与え方，沿岸流場では底面摩擦係数の与え方が非常に重要であることも指摘した．鉛直方向の渦動粘性係数に含まれる定数は鉛直２次元循環流場では $A_v = 0.005$，沿岸流場では $A_v = 0.01$ とおくことにより良い結果が得られたことより，乱れによる shear の取り扱いが岸沖方向および沿岸方向では異なること，厳密には鉛直方向の渦動粘性係数を流れの状況に応じて設定しなけらばならないことがわかっている．しかし現段階では計算が煩雑となるため，鉛直方向の渦動粘性係数中の定数 A_v は全領域において $A_v = 0.01$ と一定とする．底面における摩擦係数 C_f は沿岸流場の計算では 0.005，戻り流れの計算では通常の値 0.01 を用いたが，ここでは従来良く用いられている $C_f = 0.01$ として計算する．波による運動量フラックスは，構造物の存在による反射や回折による重合波浪場を考慮して第３章で示した渡辺ら（1982）の radiation stress の評価式をそのまま適用する．

従来，水平方向の渦動粘性係数は，Longuet-Higgins（1970）のモデルが採用されている

が，構造物近傍における計算精度が劣ることが指摘されている（清水ら，1993）．そこで，まず実験CASE 1の波浪条件下において摩擦係数C_fは0.01と全領域一定とし，鉛直方向のν_v中の係数A_vは0.01，水平方向の渦動粘性係数ν_hはLonguet-Higginsモデルをそのまま適用して計算を試みた．

図4.23および4.24はそれぞれ準3次元数値モデルによって計算された断面平均流速ベクトルおよび平均水位の分布を示したもので，図中に示す実線は緩勾配方程式から得られた砕波点を表したものである．図4.23から，離岸堤背後では，反時計回りの循環流が形成され，開口部の導波板側（x =200cm，y =50cm）で沖向きの流れが発生していることがわかる．図4.24から砕波後の平均水位の上昇が再現され，汀線付近で1.5cm程度であることがわかる．また，離岸堤取り付け部付近（x =150cm，y =300cm）において水位の上昇が見られ，先に示した実験結果（図4.5）と同じ傾向の分布であることがわかる．

図4.25および4.26はそれぞれ平均水位面および底面における海浜流速・流向の計算結果である．これらの図から砕波帯内では平均水位面と底面における定常流速は流向が異なり，螺旋状の鉛直分布が再現されているのがわかる．図4.26に示した底面における計算結果から，開口部側の導波板付近で沖向きの定常流速（戻り流れ）が発生している．海浜流場の計算結果と前出の図4.8および4.7の結果と比較すると，循環流の発生と開口部における沖向き流れが定性的ではあるが再現されている．しかし，計算による循環流の中心位置は実験によるそれと異なっていることおよび離岸堤背面において離岸堤に沿う定常流速Vの計算値は実験結果に比較して小さいことがわかる．離岸堤近傍において海浜流場の計算精度が劣るのは，水平方向の渦動粘性係数ν_hの与え方に問題があると思われるため，本研究でも，清水ら（1993）の方法を用いて渦動粘性係数ν_hを補正した．図4.27に示すように，離岸堤内では第3章で示した式（3.41）中の水平方向の渦動粘性係数の代表渦径x'を汀線からの距離かあるいは離岸堤からの距離にとり，渦動粘性係数の値が小さい方を用いることにする．

代表渦径として離岸堤からの距離をも考慮した場合の結果を図4.28～4.31に示す．断面平均流速の計算結果から，循環流の中心位置は渦動粘性係数ν_hを補正しない場合に比較してやや離岸堤側に近づき，図4.7および4.8に示した実験結果とほぼ流況が一致することがわかる．また，底面および平均水位面の計算結果から，離岸堤背面における定常流速は平均水位面でやや沖向きであるのに対し底面ではやや岸向きであり，実験結果と一致することおよび離岸堤背面において螺旋状の鉛直分布が再現されていることがわかる．以上のように，水平方向の渦動粘性係数ν_hに対して壁面からの影響を考慮することにより，構造物近傍の3次元流れの再現が可能であることがわかった．

つぎに，CASE 2の場合，CASE 1と同様に摩擦係数$C_f = 0.01$，渦動粘性係数ν_hの代表渦径に離岸堤からの距離を考慮して計算を試みた．図4.32～4.35はCASE 2の波浪条件に対する断面平均定常流速，平均水位の分布，平均水面における定常流速および底面における計算結果を示したものである．CASE 1の計算結果と同様に，離岸堤背後において循環流場が形成されていることおよび砕波帯内における平均水位面と底面の定常流速はベクトルの向きが異なり，開口部では戻り流れが発生していることがわかる．前出のCASE 2の実験結果と比較すると開口部において明かに流向が異なること，実験では開口部において岸向きの定常流速が発達せず複雑な流況を示しているのに対し，計算では循環流場が発生していることがわかる．

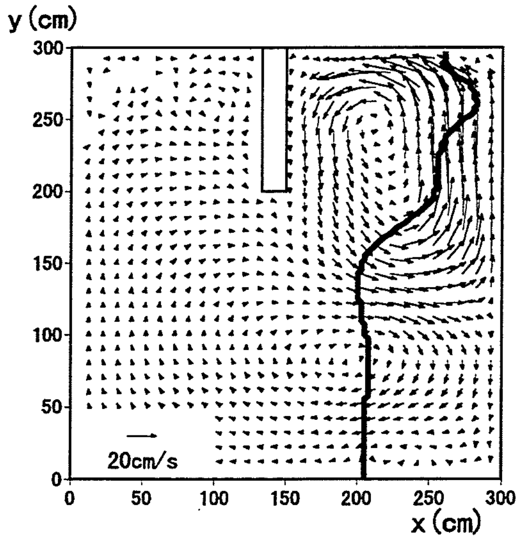


図 4.23 断面平均海浜流速の計算結果（CASE 1，ν_h 修正なし）

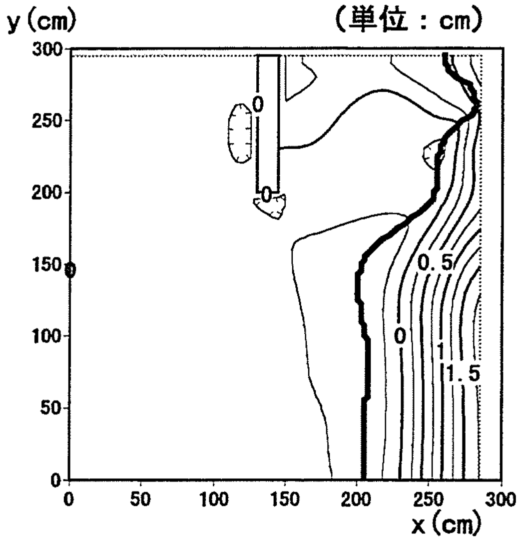


図 4.24 平均水位の計算結果（CASE 1，ν_h 修正なし）

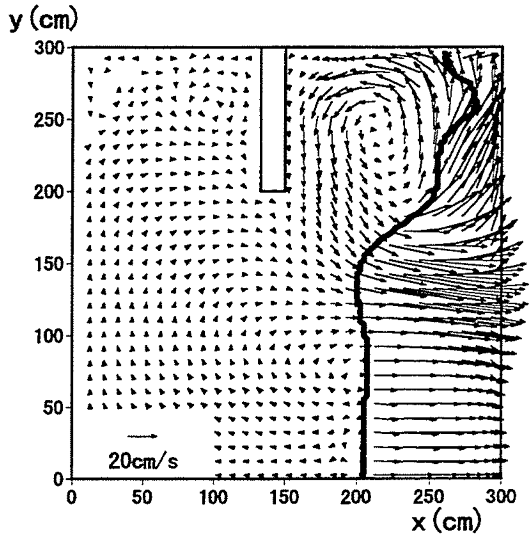


図 4.25 平均水位面における海浜流の計算結果（CASE 1，ν_h 修正なし）

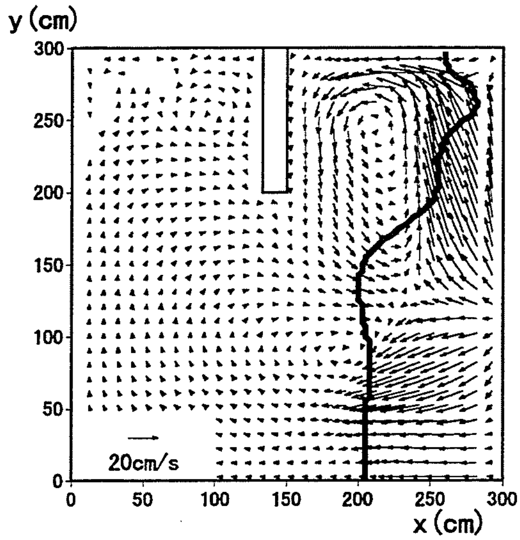


図 4.26 底面における海浜流の計算結果（CASE 1，ν_h 修正なし）

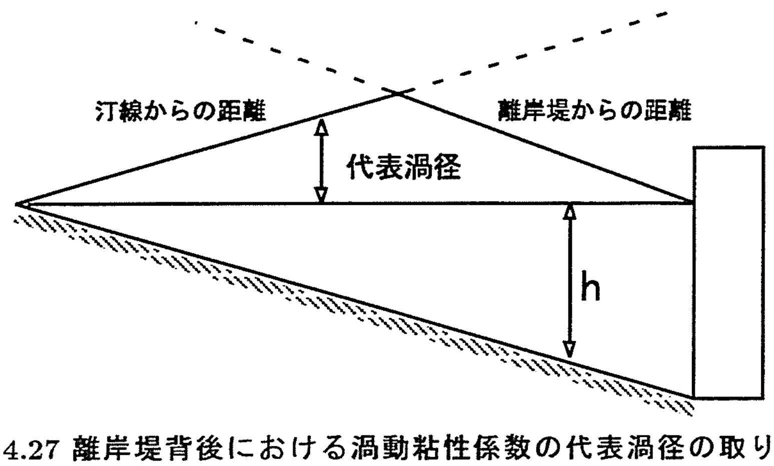


図 4.27 離岸堤背後における渦動粘性係数の代表渦径の取り方

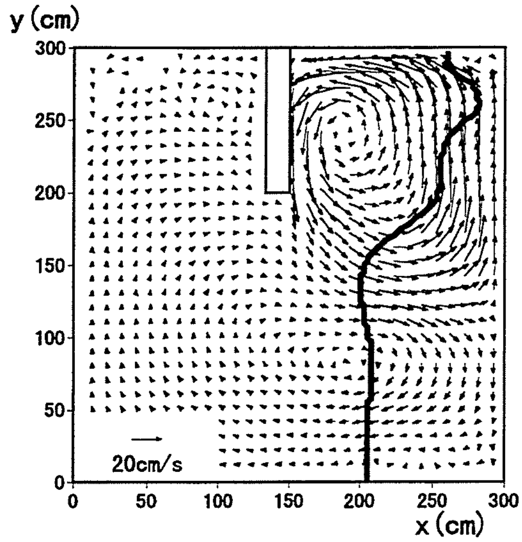


図 4.28 断面平均海浜流速の計算結果（CASE 1，ν_h 修正あり）

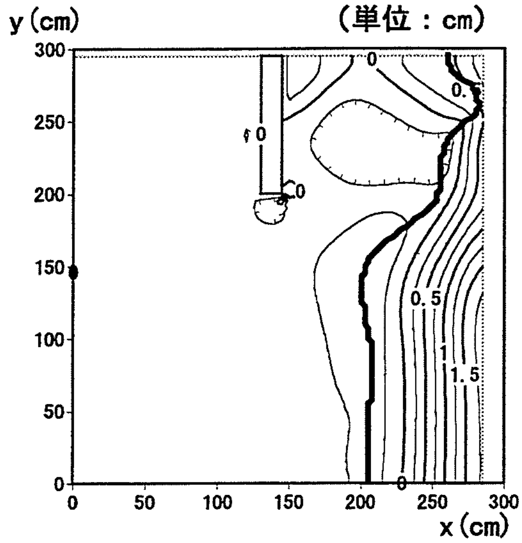


図 4.29 平均水位の計算結果（CASE 1，ν_h 修正あり）

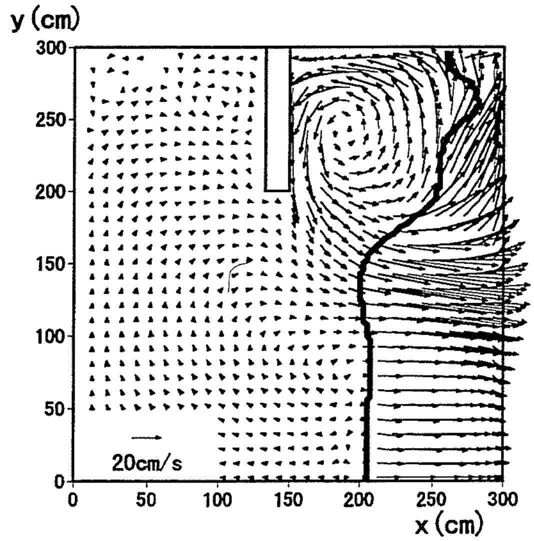


図 4.30 平均水位面における海浜流の計算結果（CASE 1，ν_h 修正あり）

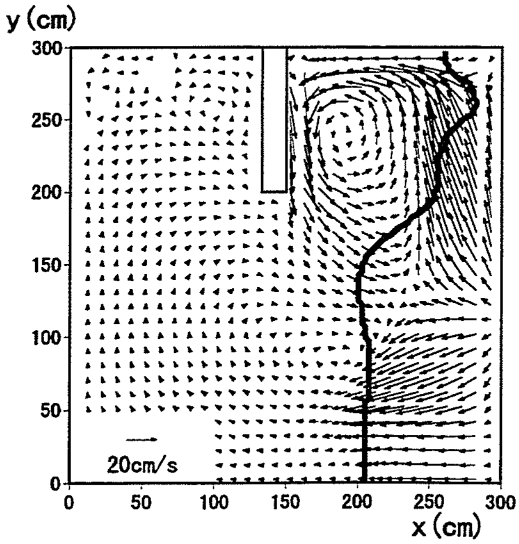


図 4.31 底面における海浜流の計算結果（CASE 1，ν_h 修正あり）

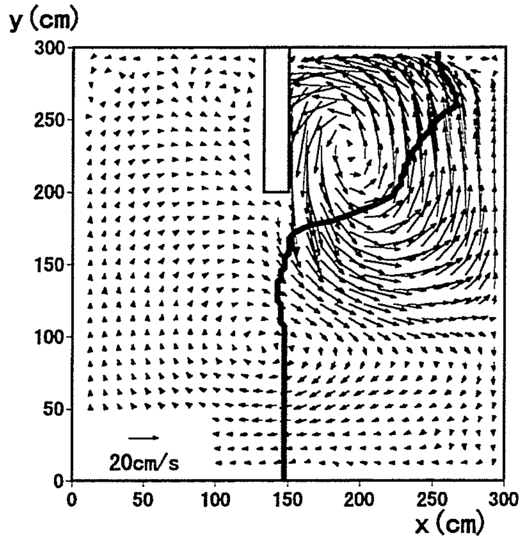


図 4.32 断面平均海浜流速の計算結果（CASE 2，ν_h 修正あり）

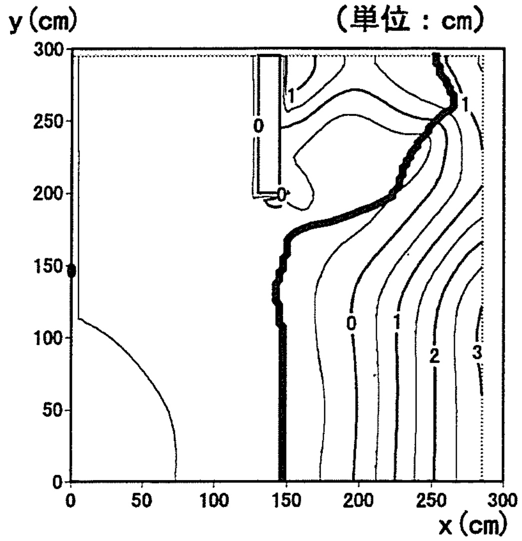


図 4.33 平均水位の計算結果（CASE 2，ν_h 修正あり）

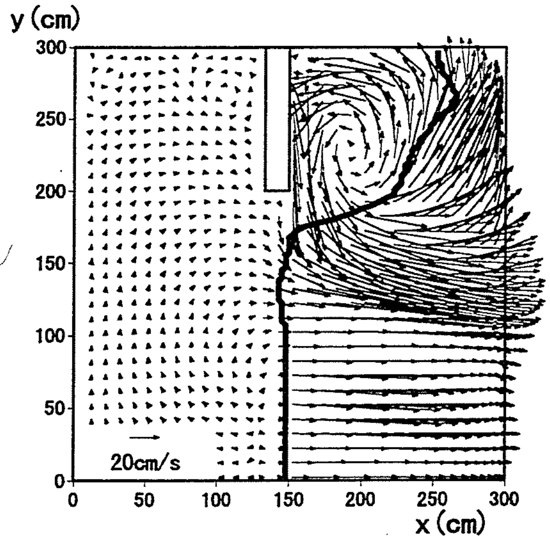


図 4.34 平均水位面における海浜流の計算結果（CASE 2，ν_h 修正あり）

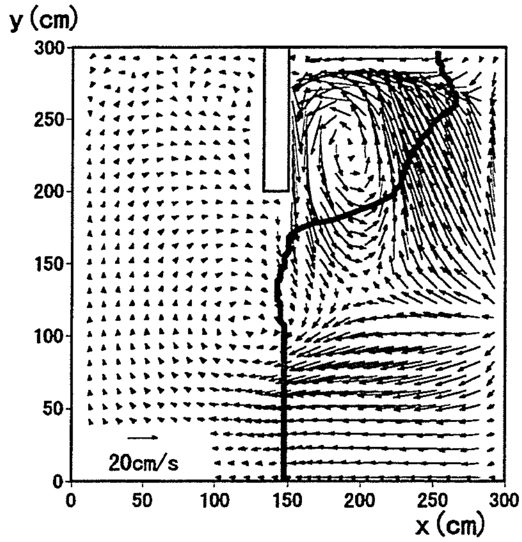


図 4.35 底面における海浜流の計算結果（CASE 2，ν_h 修正あり）

4.4.4 海浜流の鉛直分布の計算結果と実験結果の比較

a)CASE 1

図4.36～4.39はCASE 1に対する海浜流の鉛直分布の計算結果と実験結果を比較したものである．図中に示す実線および破線はそれぞれ計算から得られた定常流速の岸沖成分 U および沿岸成分 V を表す．○印および□印はそれぞれ実験から得られた定常流速の岸沖成分 U および沿岸成分 V を表す．これらの図から明かなことを列挙すると次のようである．

1）図4.36から，測線A上の離岸堤背面（y =240，260および280cmの測点）における U の計算結果は実験値と同様に，上層で沖向き（負）底面で岸向き（正）となっており，実験値とほぼ一致すること，一方，y =220，240および260cmの地点において沿岸成分 V の計算値は-30cm/s程度であり，実験値より小さくなっていることがわかる．

2）図4.37から，測線Bにおける U および V の計算結果は両者とも側壁付近（y =280，298cm）を除いてほぼ鉛直方向に一定であり実験結果とほぼ一致するが，y =298cmおける U の計算値は実験値より大きくなっている．すなわち計算結果は沖向き定常流速を過少評価し，y =280cmにおける U の計算値は実験値より小さくなっており，逆に過大評価していることがわかる．

3）測線CおよびD上の結果から，y =280cmにおける定常流速Uの計算値は-30cm/s程度で実験値と大きく異なり，沖向きの定常流速をかなり過大評価していること，その他の測点では U および V の計算結果は両者とも実験結果とよく一致することがわかる．測線C上の y =220および240cmの測点における定常流速 U および V の計算値と実験値は両者とも10cm/s以下で，この付近に循環流の中心が存在することがわかる．

b)CASE 2

図4.40～4.43はCASE 2に対する同様の結果を示したものである．これらの図から以下のことが明かである．すなわち，

1）図4.40から，定常流速 U の計算結果は y =298cmの位置を除いて実験結果を良く再現しており，特に，y =280cmの位置における上層と下層の定常流速 U の流向が異なり流速が反転する結果を示しており，計算結果は実験結果と良く一致する．一方，y =200，220および240cmの位置における定常流速 V の計算値と実験値を比較すると，実験値と計算値の鉛直分布の形状は異なるが，両者ともほぼ40cm/s程度の値を示しており，計算結果は実験値とほぼ一致する．

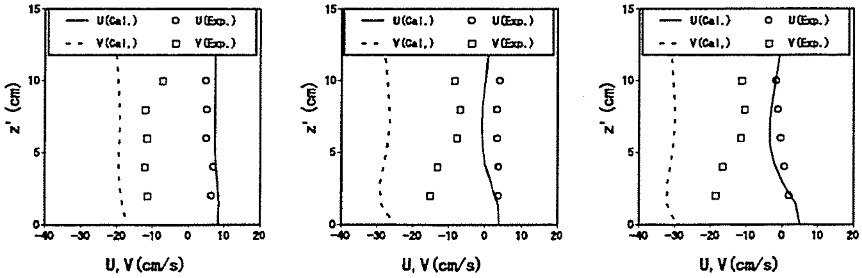
2）図4.41の結果から，離岸堤開口部付近（y =200および220cm）では，U および V の

計算結果は実験のそれと良く一致することおよび側壁付近（y =280および298cm）では，再現性がそれほど良くないことがわかる．特に，定常流速Uの計算結果と実験値の鉛直分布の形状が大きく異なる．

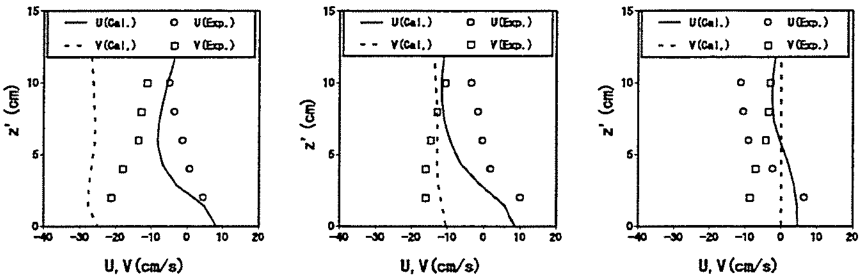
3）図4.42の結果から，y =200～240cmの範囲におけるUおよびVの計算結果は実験のそれと良く一致することおよびy =260～298cmの範囲におけるVの計算値は実験値と良く一致するが，y =260および280cmにおけるUの計算結果は実験値より小さくなっていること，すなわち沖向き定常流速を過大評価することがわかる．

4）図4.43の結果から，y =200～240cmにおいてUの計算値は実験値と良く一致するがVの計算値は過大評価する．y =260および280cmではUの計算値は実験値より小さく，一方Vの計算値は実験値を過大評価する．すなわち沿岸流速および沖向き定常流速を過大評価することがわかる．

以上の結果からCASE 1および2の計算結果から，離岸堤背面（測線A）では，上層と下層部で流向の異なる螺旋状の鉛直分布を有する流れが発生し，本モデルを用いて再現が可能であること，離岸堤開口部付近および側壁付近では流れは鉛直方向にほぼ一定であり計算と実験の結果はほぼ一致すること，循環流の中心位置は構造物の影響を考慮した渦動粘性係数を用いることによって実験結果と良く一致することがわかった．今回の実験では砕波帯内の定常流速の測定が困難であったため，準3次元モデルの検証が不十分であったが構造物周辺の3次元海浜流場を算定することが可能であることがわかった．

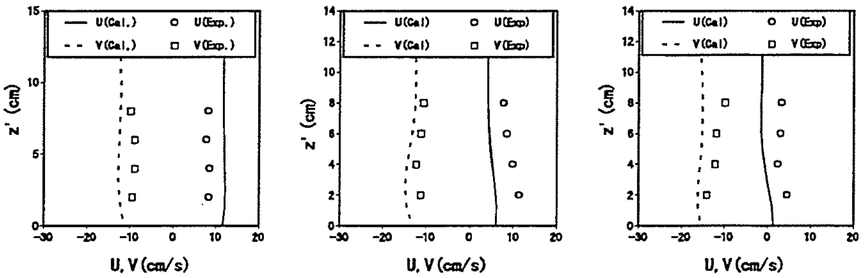


(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm

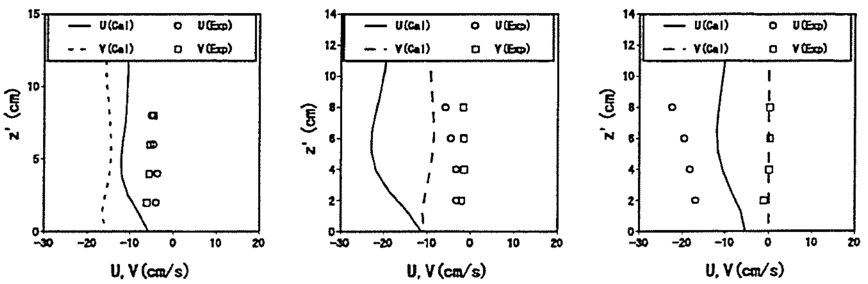


(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

図 4.36 海浜流の計算結果と実験結果の比較（CASE 1，測線 A，x =152cm）

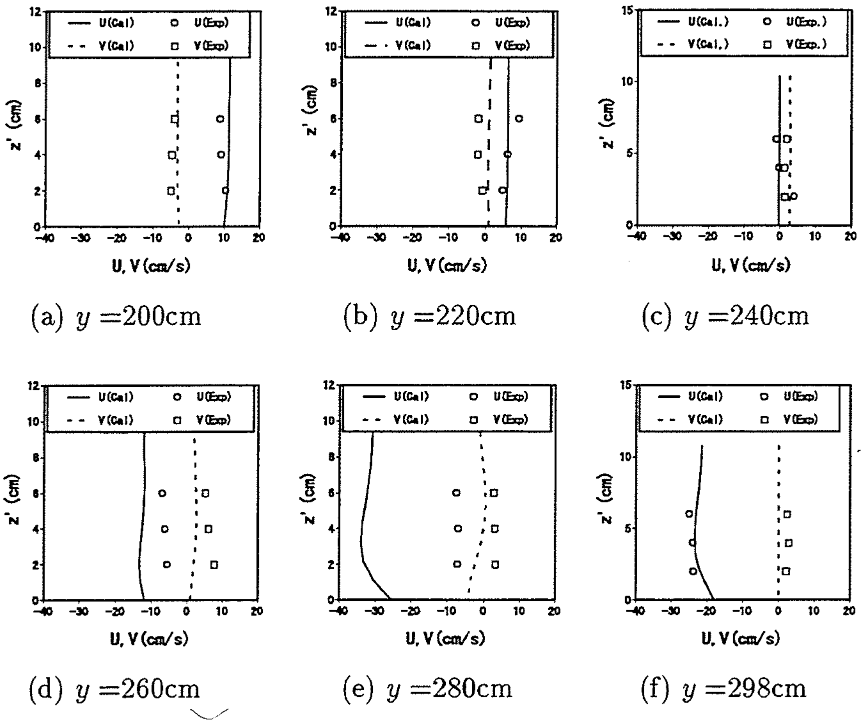


(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm



(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

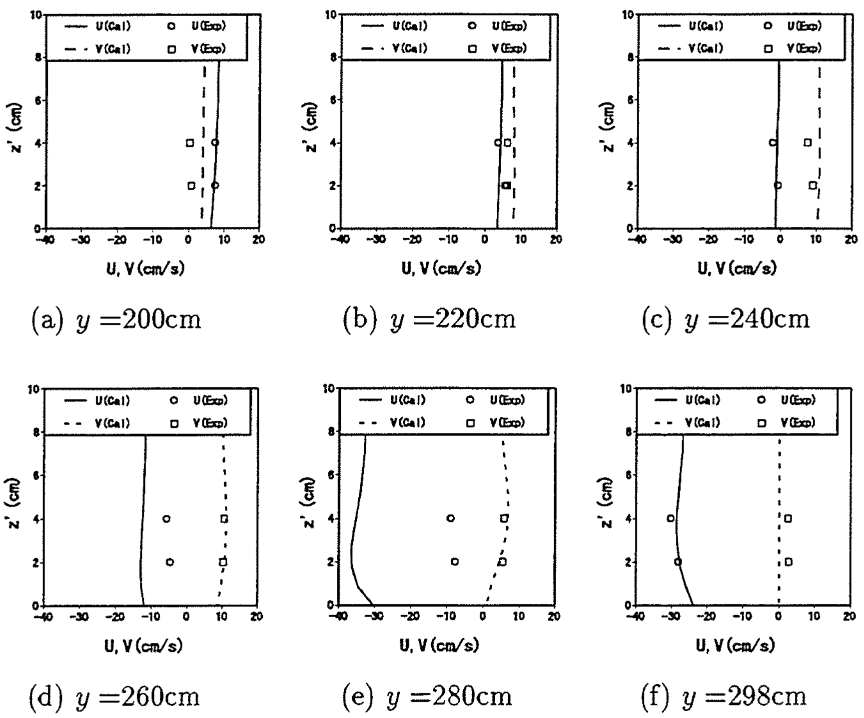
図 4.37 海浜流の計算結果と実験結果の比較（CASE 1，測線 B，x =170cm）



(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm

(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

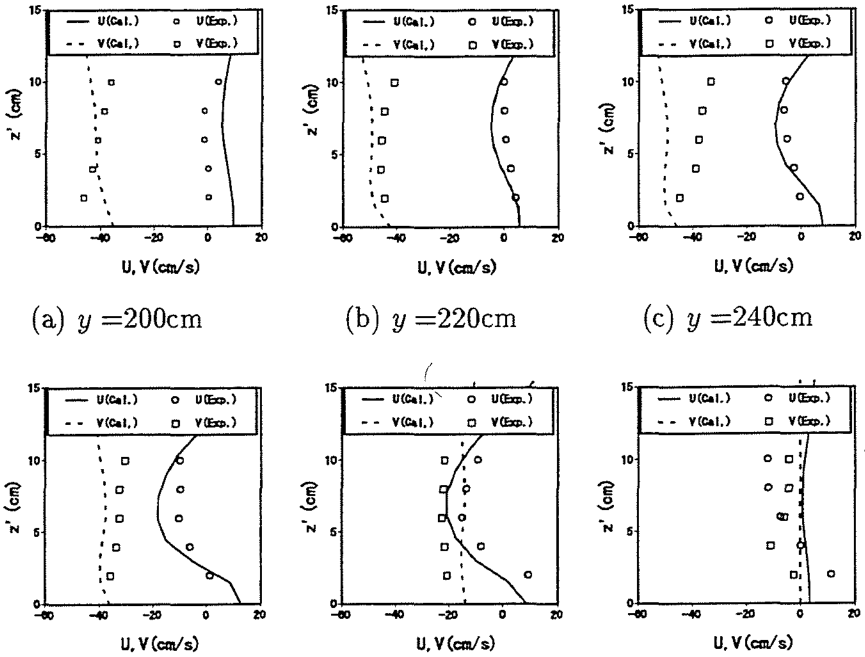
図 4.38 海浜流の鉛直分布の計算結果と実験結果の比較（CASE 1，測線C，x =190cm）



(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm

(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

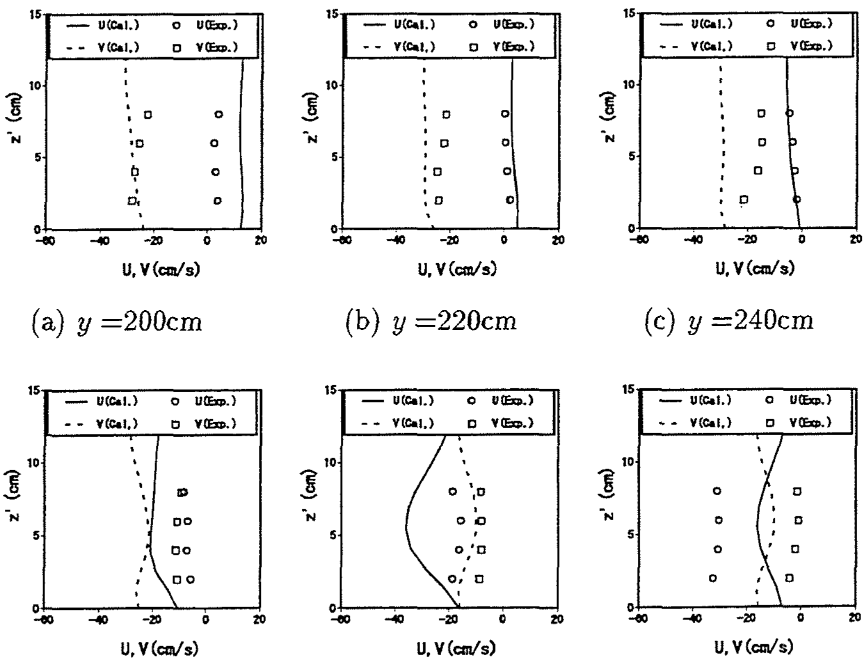
図 4.39 海浜流の鉛直分布の計算結果と実験結果の比較（CASE 1，測線D，x =210cm）



(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm

(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

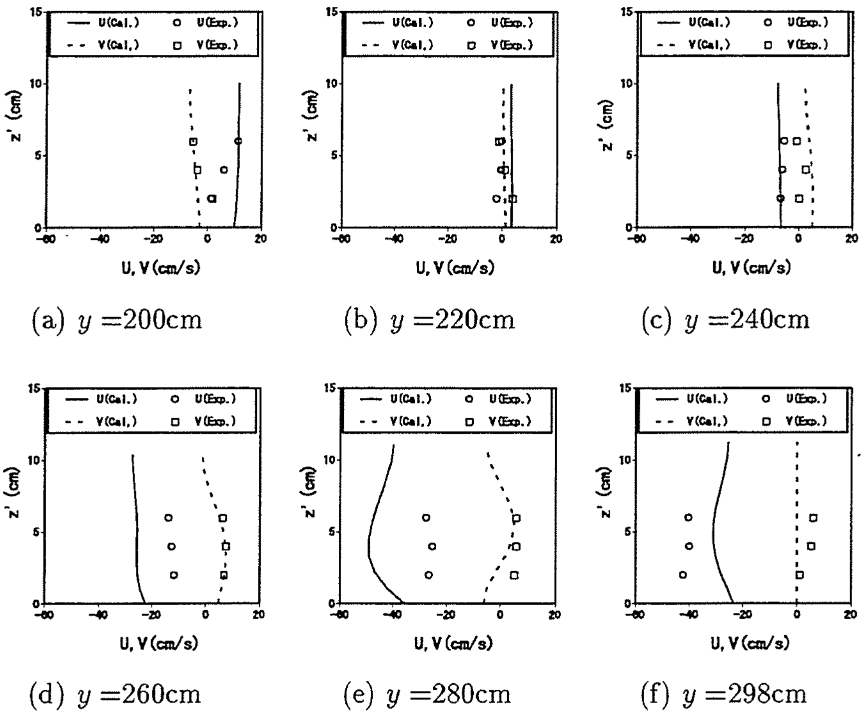
図 4.40 海浜流の計算結果と実験結果の比較（CASE 2，測線 A，x =152cm）



(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm

(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

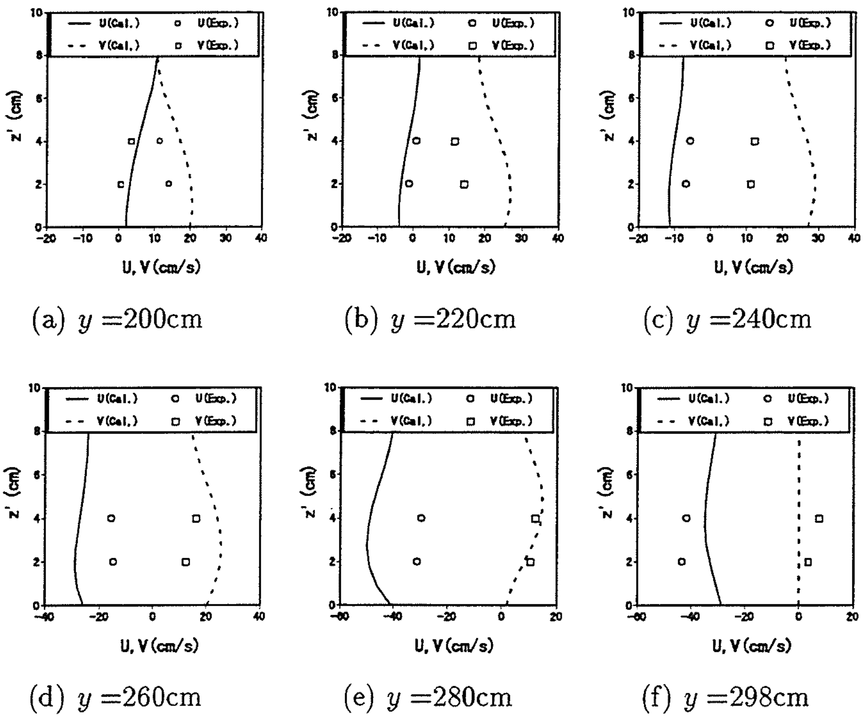
図 4.41 海浜流の計算結果と実験結果の比較（CASE 2，測線 B，x =170cm）



(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm

(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

図 4.42 海浜流の鉛直分布の計算結果と実験結果の比較（CASE 2，測線C，x =190cm）



(a) y =200cm　(b) y =220cm　(c) y =240cm

(d) y =260cm　(e) y =280cm　(f) y =298cm

図 4.43 海浜流の鉛直分布の計算結果と実験結果の比較（CASE 2，測線D，x =210cm）

最後に，CASE1の条件で行った数値計算の結果から，離岸堤背面において発生する局所的な流れの特性について検討しよう．図4.44はy =260cm上（測線10），岸沖方向(x =150～300cm）の鉛直断面内における定常流の流況を表したもので，図4.45は図4.44における離岸堤近傍（x =150～180cm）の流況を拡大したものであり，図4.46および図4.47はy =280cm上（測線11）における同様の結果を表したものである．これらの図から，x =275cmでは，

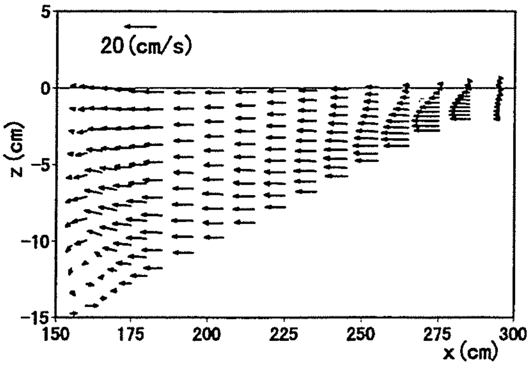


図 4.44 離岸堤背後における岸沖方向の流況(y =**260cm**)

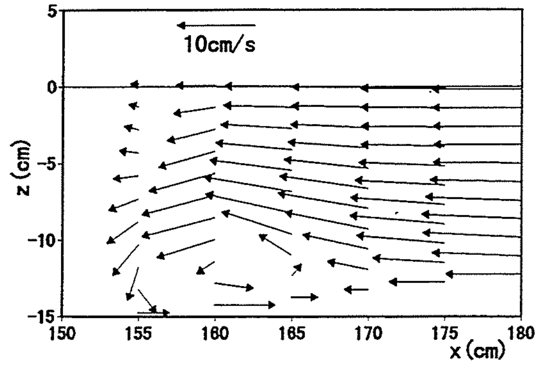


図 4.45 離岸堤近傍の流況(y =**260cm**)

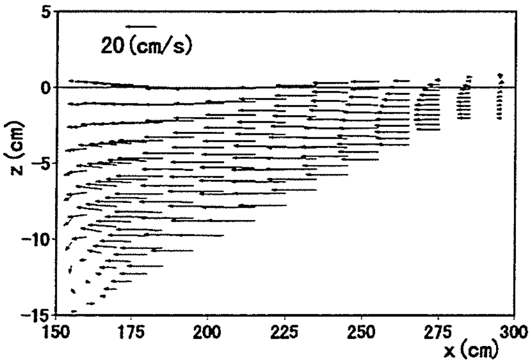


図 4.46 離岸堤背後における岸沖方向の流況(y =**280cm**)

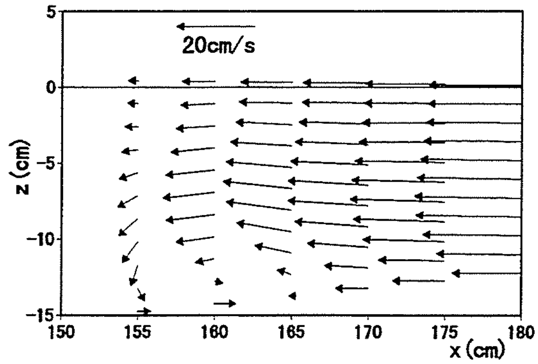


図 4.47 離岸堤近傍の流況(y =**280cm**)

底面付近で強い沖向きの流れが発生しているにもかかわらず，平均水位面における定常流速はかなり小さいことから，戻り流れの影響が非常に大きいことがわかる．x =225cmでは定常流速は鉛直方向にほぼ一定で，離岸堤に近づくにつれ，底面流速は小さくなりx =165cmで岸向きとなっている．図4.45および図4.47から，離岸堤奥の側壁に沿った沖向きの流れは離岸堤直背後で鉛直下向きの流れとなり，底面で岸向きとなる循環流を形成していることがわかる．図4.48は離岸堤背面（x =155cm)における沿岸方向の流況を表したものであって，この図から離岸堤直背後の鉛直下向き流れは沿岸方向に流向を変えている状況が示されている．以上のように，流向の反転現象は水平方向に中心軸を持つ鉛直循環

流を形成していることによるものであり，構造物近傍での流れの３次元性が重要であることがわかる．

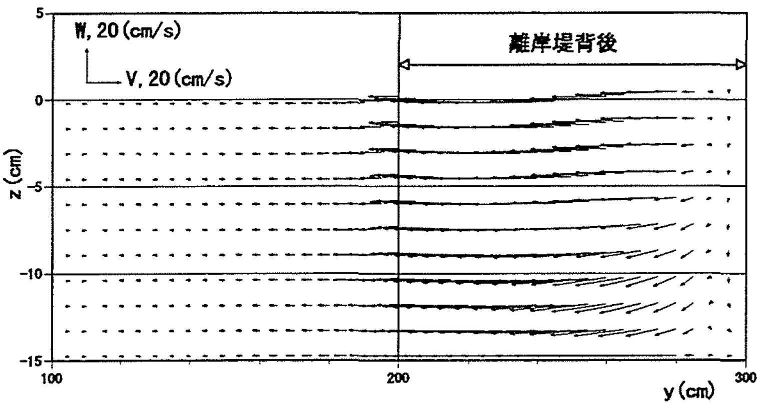


図 4.48 離岸堤背面の流況図 (x =155cm)

4.5 結語

本章では，離岸堤背後の海浜流場の特性を実験的に明らかにするとともに，準３次元海浜流モデルの構造物周辺における流れ場の適用性について実験結果と比較し，検討した．得られた結果は次のようである．

１）実験結果から，離岸堤背後に発生する循環流は波浪条件によって流況パターンが変化することがわかった．この循環流パターンは開口部における砕波点の位置が支配的であり，CASE 1 のように離岸堤の設置位置より汀線側に砕波点が位置する場合顕著な循環流が発生する．一方，CASE 2 のように砕波点の位置と離岸堤の設置位置が汀線からほぼ等しい距離にある場合には閉じた循環流は発生せず，汀線付近で離岸堤背後に向かう流れから離岸堤背面を経て開口部でやや沖向きに変化することがわかった．

２）離岸堤近傍における上層部の定常流向および流速は底面付近のそれらと大きく異なり，螺旋状の分布を有することおよび，開口部および側壁付近では定常流速は鉛直方向にほぼ一定であることがわかった．

３）準３次元モデルを用いて計算した結果，砕波帯内で水面と底面とでは流向の異なる鉛直分布が得られた．

４）実験結果との比較から，離岸堤背面における螺旋状の鉛直分布を計算することができる．また，数値計算の結果から離岸堤背面の近傍において水平方向に中心軸を持つ鉛直循環流が形成され，これが螺旋状の鉛直分布の原因である．

５）本モデルは，実験値とかならずしも良い一致がみられない場合もあって検討の余地が残されている．しかし循環流の中心位置や３次元流況を比較的容易に計算できることがわかり，構造物周辺に発生する３次元海浜流場に対する準３次元海浜流モデルの適用性が確認された．

参考文献

岡安章夫・瀬尾貴之・柴山知也（1993）： 砕波による運動量を考慮した海浜流の準３次元数値モデル，海岸工学論文集，第40巻，pp.251-255.

清水琢三・水流正人・嶋田昌義・窪　泰浩・山田富朗(1993): 取水港港口部の長期的な地形変化の再現，海岸工学論文集，第40巻，pp.496-500.

土屋義人・山下隆男・植本　実：砕波帯における戻り流れについて，第33回海講論文集，pp.31-35，1986.

渡辺　晃・塩崎正孝(1982)：構造物周辺の波浪・海浜流場について，海岸工学論文集，第29巻，pp.110～114.

Svendsen,I.A・R.S.Lorenz : Velocities in combined undertow and longshore currents, Coastal Eng., Vol.13, pp.55-79, 1989.

Longuet-Higgins, M.S.(1970) : Longshore current generated by obliquely incident sea waves, 1,2, J. Geophys. Res.Vol.75,pp.6778-6801.

Koutitas, C.and O' Conner, B(1980) : Modeling Three-dimensional wind-induced flows, Proc. ASCE,HY11,pp1843-1865.

第5章　準3次元海浜流モデルを用いた3次元海浜変形予測に関する研究

5.1　概説

海浜変形は漂砂量の場所的変化によって生じる．正味の局所漂砂量が算定できれば地形変化は漂砂の連続式を用いて簡単に予測することができるが，実際の計算では予測結果と実際の地形変化との適合性は良いとは限らない．その原因は，漂砂の外力となる流体場は波と流れが共存しているため底質の移動形態が複雑であり，正味の漂砂量を的確に算定できないことにある．従来は正味の漂砂量を波による成分と流れによる成分に分けて定義し，それらを重ね合わせて正味の漂砂量とし海浜変形を計算している．ところが，波による漂砂量と流れによるそれの割合は明確ではないし，漂砂量算定式も様々で，対象とする地形変化に対して漂砂量係数を決定しなければならない．さらに，図5.1に示すように，海浜変形の再現期間が短期的なのか，あるいは長期的であるのか，再現したい最終地形が汀線変化のみであるのか，あるいは3次元的（汀線変化なし）であるかによってモデルを選択する必要もある．汀線変化を計算する代表的なモデルとしてPelnard-Considère(1956)にはじまるOne-line theoryがあり，3次元海浜変形モデルとしては渡辺ら（1984）の開発したモデルが代表的である．さらに，最近では清水ら（1994）によって汀線変化も考慮した3次元モデルが提案されている．渡辺ら（1984）のモデルは，全漂砂量を波と流れによる漂砂量に分けて算定するもので，波による漂砂量は掃流，浮遊および戻り流れ成分を含み，波による正味の漂砂の移動方向は方向関数で判断される．この方法は比較的簡単で適用範囲は広く，丸山（1987）や清水ら（1992）によって現地における海浜変形予測に応用されている．

最近，流れの3次元性を考慮した海浜変形モデルもいくつか提案されている．原田ら(1987）は，平面2次元モデル（2DHモデル）から求まる海浜流速場と1DVモデルから求まる戻り流れ流速を重ね合わせ準3次元的な海浜流場を算定し，離岸堤周辺における海浜変形を算定している．Rakha・Kamphis（1997）らは平行等深線上に設置された海岸堤防付近の海浜を対象とし，海浜流の3次元性を考慮した海浜変形予測を行っている．このように流れの3次元性を考慮した海浜変形に関する研究は最近はじまったばかりであり，まだ

実験室規模の海浜に対して適用されているのみで，現地へ適用できる段階までには至っていない．現地では構造物設置に伴う海浜変形を予測できるモデルが強く求められているがまだ十分な成果は得られていない（原田ら，1997）．流れの３次元性を考慮した場合の問題点は，当然流れ場の計算法にもあるが，正味の漂砂量をどのように算定するかも問題で，波と流れは分離して定義されるべきであるが，流れを３次元的に解く場合，流れによる漂砂量をどのように取り扱うかも残されている問題の一つである．

本章では，第３章で提案した準３次元海浜流モデルを適用した新たな３次元海浜変形予測モデルを提案し，構造物設置に伴う海浜変形予測を試みる．ここでは，渡辺ら（1984）によって実施された離岸堤周辺における海浜変形実験結果を用いて，モデルの適用性と各漂砂量が地形変化に及ぼす影響について検討する．なお，本章では，実験室規模に対する計算を試みるが，実際には数キロメートルの範囲で，１時化から長くとも数ヶ月（１シーズン）の期間内に発生する地形変化を対象とするものである．特に，高波浪時において顕著な戻り流れが発生するような場合に対して適用できる海浜変形モデルを構築することを目的としている．

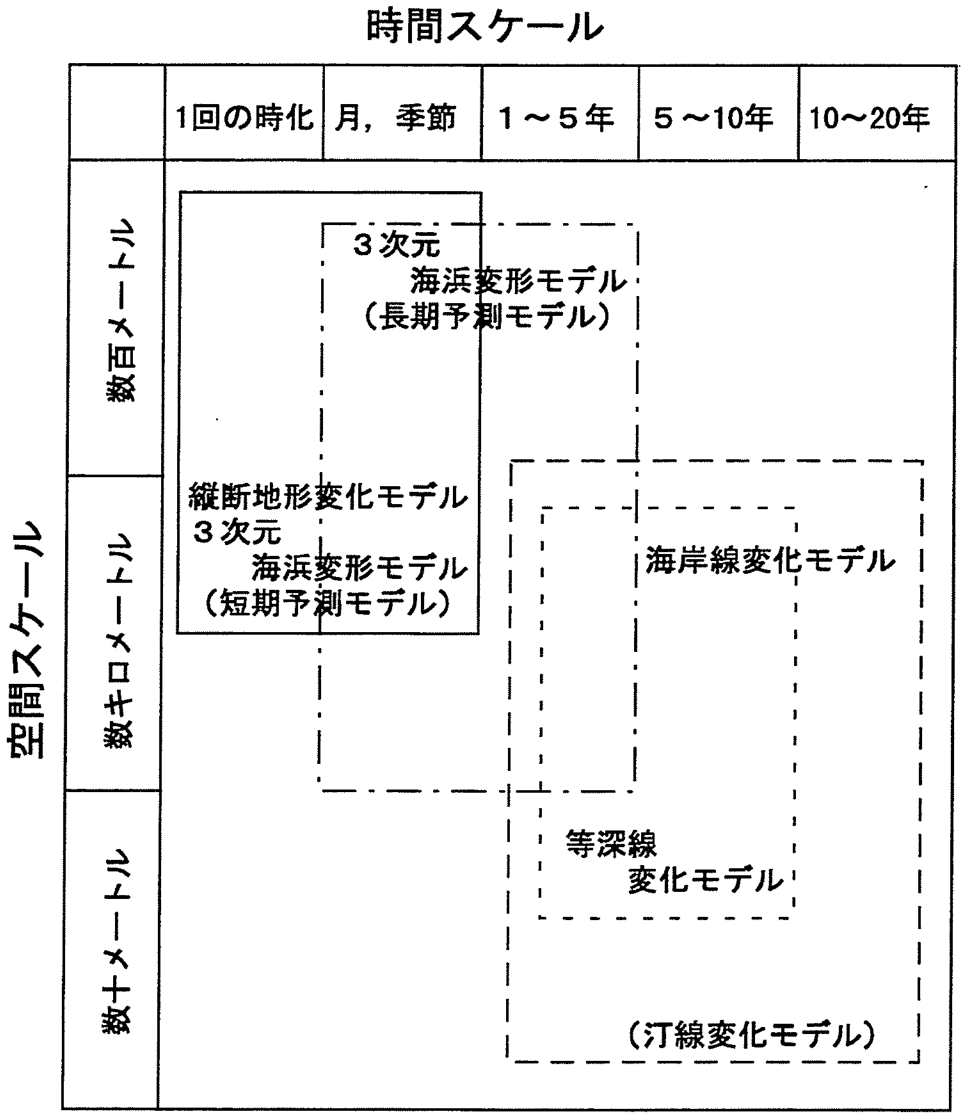


図 5.1 海浜変形モデルの適用範囲（清水，1996）

5.2 準3次元海浜流モデルを用いた海浜変形モデル

5.2.1 海浜変形モデルの概要

ここでは，比較的短期（1時化か，長くとも1シーズン）に発生する海底地形の変形を対象とする3次元海浜変形モデルを取り扱う．ただし汀線の変化は考慮しない．一般に3次元海浜変形予測モデルは以下に示す3ステップに分けられる．すなわち，

①波浪場の計算

②海浜流場の計算

③漂砂量および連続式による海浜変形

清水ら（1989）は①〜③の計算を1回だけ実施することを「定常解析」，地形変化が波浪・海浜流場に及ぼす影響および入射波条件の変化を考慮するため，①から③を繰り返し計算する場合を「非定常解析」と呼んでいる．定常解析は定性的な地形変化傾向を把握すること，また構造物や対策工の平面配置を比較することなどを目的として適用される．一方，非定常解析は，実際の海浜変形を定量的に再現あるいは予測する際に用いられる．しかし，時々刻々と変化する波浪条件を入力して地形変化を計算するのは困難であり，最終的に予測したい地形変化に併せて，対象期間の波浪条件を可能な限り簡略にモデル化せざるを得ないのが現状である（清水，1996）．

本モデルは，1時化から数ヶ月程度の期間における海浜変形を対象とし，また，暴浪時において発生する海浜流場を対象としているため，再現期間中波浪場および海浜流場は定常的で変化しないと仮定して前述した「定常解析法」を用いる．

波浪場の計算は第3章で示した非定常緩勾配方程式を海浜流場の計算は準3次元海浜流モデルを適用する．漂砂量は渡辺ら（1984）のパワーモデルをもとに算定するが，3次元の海浜流場モデルを適用する場合，正味の全漂砂量をどのように定義し計算すればよいのかは明らかではない．したがって，新たに漂砂量を定義する必要がある．

5.2.2 漂砂量の定義

一般に，正味の漂砂量は波動成分と海浜流成分に大別して算定される．なお，波による漂砂量は移動形態別に算定される場合もある．

波による漂砂の移動形態は，シールズ数ψ（無次元掃流力）

$$\psi = \frac{1}{2} f_w \frac{\widehat{u_{wb}}^2}{sgd} \tag{5.1}$$

をパラメータとして分類されている．ここに，$\widehat{u_{wb}}$ は底面における波の水粒子速度の最大値，f_w は波による底面摩擦係数，s は砂の水中比重，d は底質の粒径である．掃流状態から砂漣形成による浮遊状態への遷移条件は ψ が 0.1～0.2，砂漣形成に伴う浮遊状態からシートフローへのそれは ψ が 0.5～0.6 程度とされている．これらの移動形態によって砂の移動方向が決定され，掃流状態では岸向き，浮遊状態では沖向き，シートフロー状態では岸向きとなる．現地ではシートフローが卓越し，図 5.2 に示すような漂砂量の分布となることが知られている（Watanabe ら，1991）．これらの移動形態を考慮したいくつかの漂砂量式が提案されているが，3 次元海浜変形を計算する場合，渡辺ら（1984）のモデルが代表的である．これは波と流れの共存場における摩擦速度と波の水粒子速度の最大値との積で表される．本モデルでは波による漂砂量は従来の手法で十分満足する成果が得られると考えられる．一方，平面 2 次元海浜流速による漂砂量モデルも渡辺ら（1984）のものが代表的であるが，流れの 3 次元性を考慮する場合海浜流速による漂砂量をどのように算定すればよいかは明確でなく，特に砕波帯内においては戻り流れが顕著なため，それを考慮し算定すべきであろう．

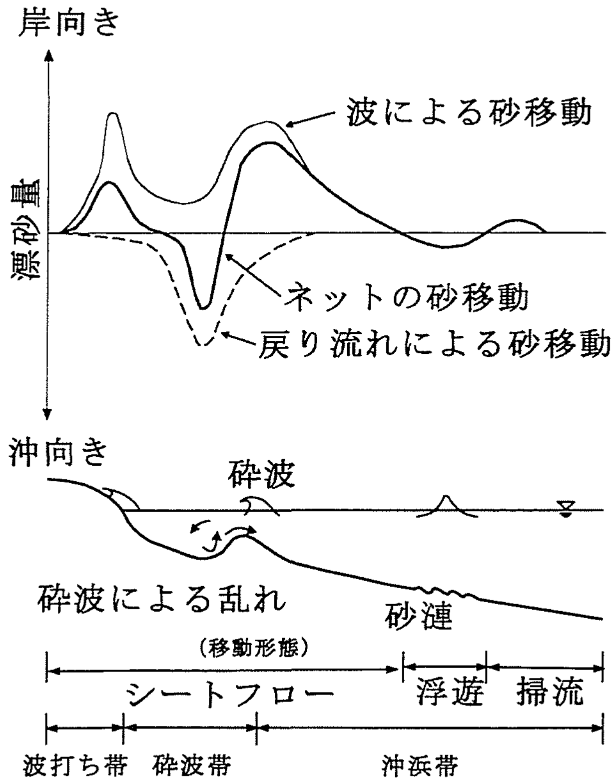


図 5.2 現地における漂砂量分布の模式図（Watanabe ら,1991）

原田ら（1997）は渡辺ら（1984）のモデルと柴山ら（1994）の砕波による浮遊砂量との和

をとり，岸沖，沿岸方向漂砂量をそれぞれ以下のように表している．

$$q_x = \int_{-h+\delta_w}^{-h+d_{tr}} C(z)U(z)dz + A_w Q \widehat{u_{wb}} \cos\alpha + A_c Q \tilde{U} \tag{5.2}$$

$$q_y = \int_{-h+\delta_w}^{-h+d_{tr}} C(z)V(z)dz + A_w Q \widehat{u_{wb}} \sin\alpha + A_c Q \tilde{V} \tag{5.3}$$

ここに，hは水深，d_{tr}は底面からトラフレベルまでの高さ，$C(z)$は浮遊砂の濃度，αは波向き，A_wおよびA_cはそれぞれ波および流れによる漂砂量係数，$U(z)$および$V(z)$は鉛直分布を考慮した定常流速，$\tilde{U}$および$\tilde{V}$は断面平均定常流速，δ_wは底面境界層厚である．Qは後述する波と流れ共存場における底面摩擦速度から移動限界摩擦速度を差し引いた摩擦速度である．原田ら (1997) の計算結果は実験結果を定性的に再現しているが，バー形成点の相違や離岸堤沖側における過大な地形変化の発生など，定量的評価が十分ではなく，検討の余地が残されている．実験値との相違は波と流れの計算結果よりむしろ，漂砂量の定義に問題があると考えられる．式 (5.2) および式 (5.3) 中の右辺第３項で表される漂砂量には問題がある．前述したように，海浜流の流向や流速の底面と水面近くで異なる場合，断面平均定常流速 ($\tilde{U}$ および $\tilde{V}$) を用いて漂砂量を算定すると，浮遊砂の輸送方向を的確に表現できない恐れがある．したがって，第３項の流れによる漂砂量は断面平均定常流速ではなく，底面における定常流速を用いて流れによる掃流漂砂と定義し算定するほうが妥当であると考えられる．そこで，正味の漂砂量を次のように定義する．

いま，正味の全漂砂量qをつぎのように定義する．いま，波によって引き起こされ，漂砂の移動形態を考慮した漂砂量をq_{wb}，流れによる掃流漂砂をq_{cb}および波と流れによる浮遊漂砂量をq_sとすると，岸沖および沿岸方向における全漂砂量q_xおよびq_yは，

$$q_x = q_{wbx} + q_{cbx} + q_{sx} \tag{5.4}$$

$$q_y = q_{wby} + q_{cby} + q_{sy} \tag{5.5}$$

で表される．また，波と流れによる浮遊漂砂量とは，波と流れの攪乱作用によって底質が巻き上げられ，浮遊した砂の濃度と海浜流速の積によって算定される漂砂量である．

(1) 波による漂砂量

波による漂砂量は，渡辺ら (1984) のモデルに清水ら (1991) の漂砂の移動形態を考慮した方向関数を乗じて算定する．いま，底面における波の水粒子速度の振幅を$\widehat{u_{wb}}$，漂砂の移動方向関数をF_d，波向きをαとすると岸沖方向xおよび沿岸方向yの波による漂砂量はそれぞれ，

$$q_{wbx} = F_d A_w \widehat{u_{wb}} \cos\alpha \tag{5.6}$$

$$q_{wby} = F_d A_w Q \widehat{u_{wb}} \sin \alpha \tag{5.7}$$

$$Q = (u_*^2 - u_{*c}^2)/g \tag{5.8}$$

で表される．ここに，u_{*c} は全面移動に相当する移動限界摩擦速度で，

$$u_{*c} = \sqrt{sgd\psi_c} \tag{5.9}$$

であり，s は砂の水中比重で，d は砂の粒径である．なお，$d/\sqrt{\nu T/\pi} < 1/6.5$（細砂）のとき $\psi_c = 0.11$，$d/\sqrt{\nu T/\pi} > 1/4.5$（粗砂）のとき $\psi_c = 0.06$ となる．砕波帯内の底面摩擦応力が砕波帯外のそれと同一であっても，漂砂量が大きいことおよび汀線付近でシールズ数が小さくとも地形変化に寄与する漂砂量が存在することが渡辺ら（1979）によって指摘されている．したがって，砕波帯内の現象を考えると，移動限界摩擦速度を0とすることが望ましい．そこで，以下に示すように砕波帯内では $u_{*c} = 0.0$ とし，一方，砕波帯外では，

$$u_{*c} = \sqrt{sgd\psi_c} \tanh(x_b/X_b) \tag{5.10}$$

とする．ここに，X_b は砕波帯幅，x_b は砕波点から沖側の任意の点までの距離であり，$\tanh(x_b/X_b)$ は砕波点でちょうど u_{*c} が0となるように補正したものである．u_* は波と流れの共存場における底面摩擦速度で，

$$u_*^2 = \frac{1}{2} f_{cw} \widehat{u_{wb}}^2 \tag{5.11}$$

で表される．なお，f_{cw} は波・流れ共存場における底面摩擦係数で，計算時間を短縮するため，田中（1991）の陽形式近似を用いてつぎのように表す．

$$f_{cw} = f_c + 2\sqrt{f_c \cdot \beta_f f_w} \cos\phi + \beta_f f_w \tag{5.12}$$

ここに，f_c および f_w はそれぞれ流れおよび波による摩擦係数で，以下のように表される．

$$f_c = \frac{2\kappa^2}{\{\ln(h/z_0) - 1\}^2} \left(\frac{U_c}{\widehat{u_{wb}}}\right)^2 \tag{5.13}$$

$$f_w = \exp\left\{-7.53 + 8.07 \left(\frac{\widehat{u_{wb}}}{\alpha_f z_0}\right)^{-0.100}\right\} \tag{5.14}$$

$$\beta_f = \frac{1}{0.769\alpha_f^{0.830} + 1}\left\{1.0 + 0.863\alpha_f \exp(-1.43\alpha_f)\left(\frac{2\phi}{\pi}\right)^2\right\} \tag{5.15}$$

$$\alpha_f = \frac{1}{\ln(h/z_0) - 1} \frac{U_c}{\widehat{u_{wb}}} \tag{5.16}$$

ここに，U_c は定常流成分の断面平均流速，$\widehat{u_{wb}}$ は底面における微小振幅波の水粒子速度の最大値，z_0 は粗度高さ（$z_0 = k_s/30$：相当粗度），ϕ は波の進行方向と定常流速の流下方向

がなす角度である．ϕの範囲は$-\pi/2 \leq \phi \leq \pi/2$とし，$\pi/2 \leq \phi \leq 3\pi/2$では，$\phi - \pi$を改めて$\phi$とする．

つぎに，漂砂の移動方向関数F_dは

$$F_d = 1 - [1 + \tanh(\gamma_f(\psi_m - \psi_{c1})) \times [(1 - \tanh\gamma_f(\psi_m - \psi_{c2})]/2 \tag{5.17}$$

で表される．ここに，ψ_mは最大シールズ数，ψ_{c1}は掃流から浮遊への遷移限界シールズ数，ψ_{c2}は浮遊からシートフロー漂砂への遷移限界シールズ数であり，γ_fは定数である．清水ら（1996）によれば，ψ_{c1}，ψ_{c2}はそれぞれ，0.2および0.5であり，γ_fの値は20である．図5.3は方向関数の計算例を示したものである．図中に示すBLは掃流砂，SLは浮遊砂，SFはシートフローの発生領域を示す．このF_dを用いることによって砂の移動方向を決定することができる．

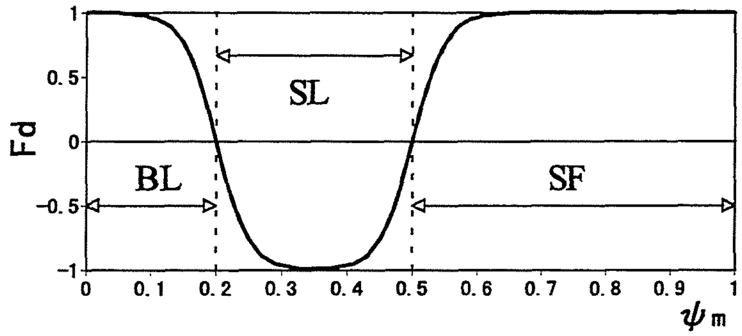


図 5.3 最大シールズ数ψ_mとF_dとの関係

実際の計算において，対象とする領域に構造物が存在する場合，反射あるいは回折により波が重合するため，式 (5.6) および (5.7) はそのままでは使用できない．非定常緩勾配方程式から得られる波の水粒子速度を入射波成分と反射波成分に分離して漂砂量を計算する必要がある．本研究では，林（1991）の方法を適用して波の分離を行い，入射波成分による漂砂量および反射波成分によるそれを計算し，両者の和をとって波による正味の漂砂量とする．

(2) 流れによる掃流漂砂量

渡辺ら（1984）のモデルを参考にして流れによる掃流漂砂量を次式で与える．

$$q_{cbx} = A_c Q U_b \tag{5.18}$$

$$q_{cby} = A_c Q V_b \tag{5.19}$$

ここに，U_b および V_b はそれぞれ岸沖方向および沿岸方向における底面定常流速である．

2DH モデルを用いて海浜流場を計算した場合の漂砂量係数 A_w および A_c は両者とも 0.1 〜1.0 程度とされているが，本研究では，準 3 次元海浜流モデルを用いるので，漂砂量係数を再検討する必要があり，これについては後述する．

(3) 波と流れによる浮遊漂砂量

柴山ら（1994）の方法をもとにして浮遊漂砂量を算定する．浮遊漂砂量は波の一周期にわたって時間平均された浮遊砂濃度と定常流速の積を鉛直方向に積分して算定し，浮遊砂濃度の鉛直分布は，以下に示す 1 次元の拡散方程式を用いて算定する．

$$Cw_f + \epsilon \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \tag{5.20}$$

ここに，w_f は砂の沈降速度で，ϵ は砂の拡散係数である．なお，砂の沈降速度は Rubey の式を用いて算定する．

式（5.20）を解く場合，境界条件には底面からのある高さ（基準点 z_s 高さ）における濃度（基準点濃度）を用いるのが一般的である．しかし，この基準点高さをどの程度に取るかは明確ではない．柴山ら（1984）は砕波帯内における基準点高さを粒径の 100 倍としているし，Rakha ら（1997）はそれを Jonsson（1996）の境界層厚としている．また，得られた濃度分布と流速分布から漂砂量を算定する場合，積分範囲をどのようにとればよいのかも明確でなく，柴山ら（1994）は境界層外縁の濃度を外挿し求め，境界層外縁から波のトラフレベルまで積分し漂砂量を求めている．また，Rakha ら（1997）は境界層外縁の濃度から外挿によって底面濃度を算定し底面から水面まで積分することによって浮遊漂砂量を算定している．このように，モデルによって基準点濃度の与え方や浮遊漂砂を算定する際の積分方法は様々である．本研究では，柴山ら（1984）の基準点濃度式から底面濃度を推定し，底面から平均水位面まで積分することにより浮遊漂砂量を算定する．

そこで，式（5.20）を底面における境界条件を適用して底面から平均水位面まで積分すると，高さ z における浮遊砂濃度は，

$$C(z) = C_b \exp\left(-\frac{zw_f}{\epsilon}\right) \tag{5.21}$$

となる．ここに，C_b は底面における濃度である．

柴山ら（1994）を参考にすると，砂の拡散係数は波のエネルギー逸散率 D_B と底面摩擦速度 u_* を用いて，

$$\epsilon = (k_1 u_* + k_2 k_3 D_B^{1/3})h \tag{5.22}$$

のように表される．ここに，$k_1 = 0.04$，$k_2 = 0.45$，$k_3 = 1.0$ である．底面濃度は基準点濃度の関数で表す．ここでは，柴山ら（1994）の式を用いて

$$C_b = C_s \frac{3}{10} \frac{(\psi - 0.05)\nu}{z_s \sqrt{(s-1)gd_{50}}} \tag{5.23}$$

で与える．ここに，z_s は基準点高さであり，中央粒径の 100 倍で表される．C_s は無次元の係数であり，$C_s \geqq 1$ である．式 (5.21) と x 方向および y 方向の定常流速の積を取り，底面から平均水位面まで積分すると浮遊砂量は，以下のように表される．

$$q_{sx} = \int_{-h}^{\overline{\eta}} C(z)U(x,y,z)dz \tag{5.24}$$

$$q_{sy} = \int_{-h}^{\overline{\eta}} C(z)V(x,y,z)dz \tag{5.25}$$

各漂砂量 q_{wbx}，q_{wby}，q_{cbx}，q_{cby}，q_{sx} および q_{sy} を計算する場合，それぞれの漂砂量式における係数を決定する必要がある．実際には，各漂砂量と実測されたそれらを比較する必要があるが，漂砂量を実測するのは困難である．したがってここでは海浜変形を実際に計算し，実験値と最も適合する係数を逆に与える手法をとる．

(4) 漂砂の連続式

漂砂の連続式は計算の安定性を考慮し，渡辺ら（1984）の底勾配の影響を考慮した次式を適用する．

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda} \frac{\partial}{\partial x} \left(q_x + \epsilon_s |q_x| \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(q_y + \epsilon_s |q_y| \frac{\partial h}{\partial y} \right) \tag{5.26}$$

ここに，ϵ_s は渡辺ら（1984）を参考にすると 10 となる．λ は砂の空隙率で $\lambda = 0.64$ とする．

5.3 構造物（離岸堤）周辺における海浜変形予測への適用

海浜変形の計算結果は渡辺ら（1984）の実験結果と比較して検討する．表 5.1 は渡辺らが行った実験の条件を示すものであって，周期 $T = 0.87$sec，換算沖波波高 $H_0 = 4.9$cm，底質の中央粒径は 0.02cm，初期海底勾配は 1/20 である．図 5.4 は平面水槽の半領域（実験は沿岸方向 6 m であり，この図では離岸堤の中心を通る x 方向の測線に対して対称であるため）と離岸堤設置位置を示したもので，この半領域を計算領域とした．計算の対称とする地形は造波開始 2 時間 37 分後の実験結果を利用する．

表 5.2 は計算条件を示すもので，計算における差分格子間隔は岸沖および沿岸方向とも波浪場では 5cm，海浜流場および地形変化の計算では 10cm とする．なお，海浜流場の計算

における摩擦係数C_fおよび鉛直方向の渦動粘性係数中の係数A_vはそれぞれ両者とも0.01とし，平均水位面におけるせん断応力に関する係数A_Sは1.0とする．

表 5.1 実験条件（渡辺ら（1984））

沖波波高	周期	海底勾配	底質粒径
4.9(cm)	0.87(s)	1/20	0.02 (cm)

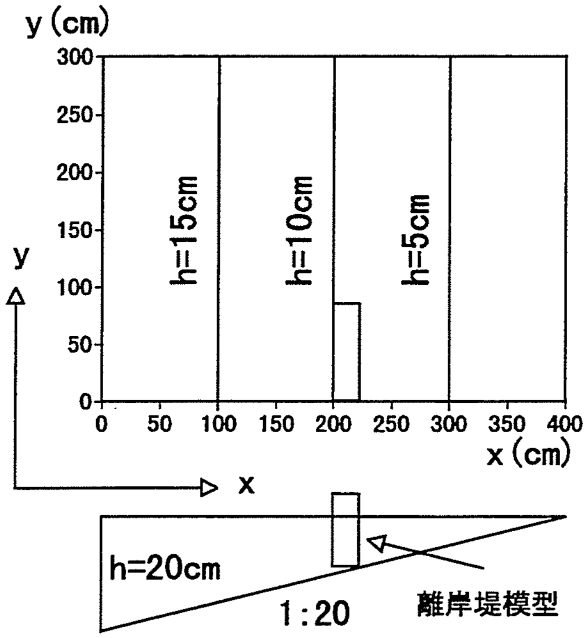


図 5.4 計算領域と離岸堤の設置位置

表 5.2 計算条件

	格子間隔	要素分割数	時間間隔
波浪場	5.0(cm)	—	T/100(s)
沿岸流場	10.0(cm)	10	0.01(s)
地形変化	10.0(cm)	—	60.0(s)

T:波の周期

5.3.1　波浪場および海浜流場の計算結果

図 5.5 は非定常緩勾配方程式から得られた離岸堤周辺における波高分布を示したもので，図中に示す太い実線は砕波点を表している．図 5.6 は底面における重合波浪の波向きを矢印の方向で，最大水粒子速度の振幅を長さで表したものである．図 5.7 および図 5.8 は入射波成分および反射波成分を分離した同様の結果を示したものである．図 5.8 から離岸堤前面における反射波成分が計算されていることがわかる．

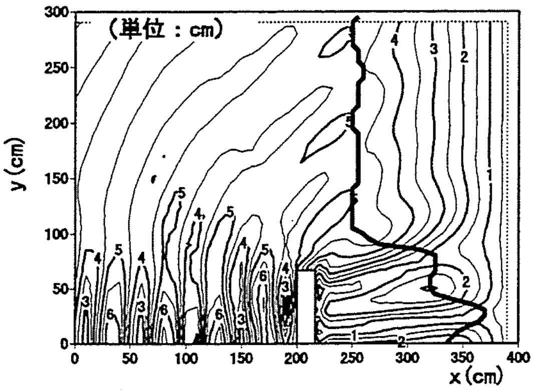


図 5.5 波高分布

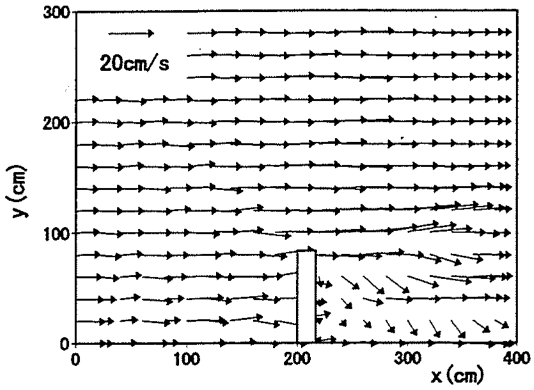


図 5.6 重合波浪場における波向きおよび最大水粒子速度の振幅

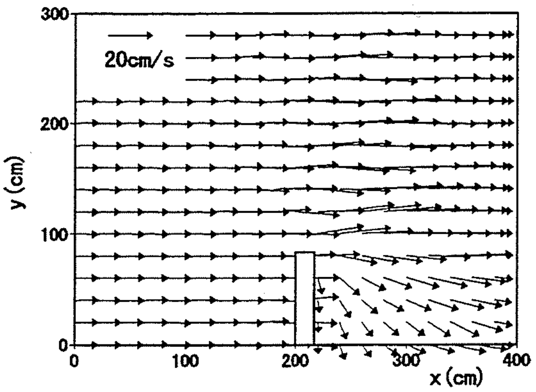


図 5.7 入射波成分による波向きおよび最大水粒子速度の振幅

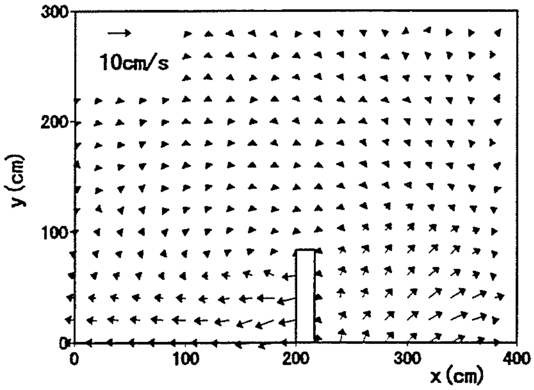


図 5.8 反射波による波向きおよび最大水粒子速度の振幅

図 5.9 および 5.10 はそれぞれ断面平均定常流速および底面定常流速の計算結果を示したものである．これらの図から離岸堤背後には時針回りの循環流が発生し，開口部における底面定常流速は沖向きで戻り流れが発生していること，x=300 〜 350cm，y=100 〜 150cm の領域における断面平均定常流速と底面流速は流向が異なり，断面平均定常流速は岸向きであるのに対し，底面では汀線に沿って離岸堤背後に向かう流れとなっていることがわかる．

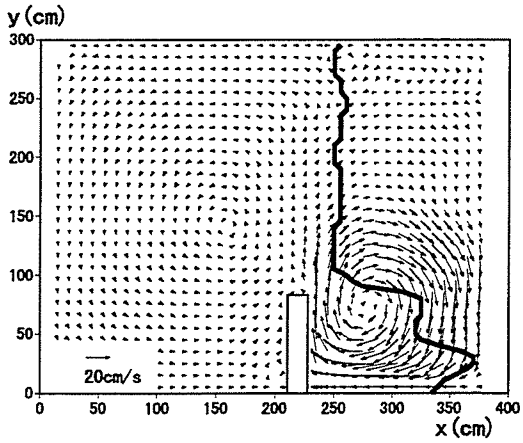


図 5.9 Q-3D モデルによる断面平均定常流速

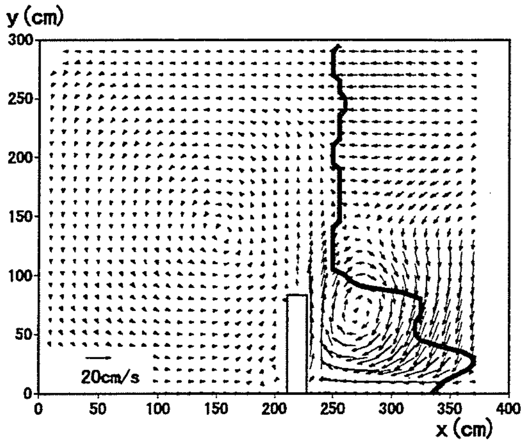


図 5.10 Q-3D モデルによる底面定常流速

5.3.2　3 次元海浜変形の計算結果

(1) 漂砂量係数

各漂砂量式には未定係数が含まれており，まずそれらを同定しなければならない．渡辺ら（1984）は波による漂砂量係数 A_w を 0.15 とし，一方，流れによるそれを A_c =0.5 としている．渡辺ら（1984）のモデルを現地に適用した場合，丸山（1987）によると A_w が 0.2，A_c はその 10 倍程度であり，実験室規模に対するそれに比較して大きいことがわかる．

本研究では，まず最初に渡辺らのモデル（1984）を用いた（断面平均定常流速を用いた）海浜変形を計算し実験結果と適合するように漂砂量係数を同定する．得られた結果を参考にして，準 3 次元海浜流モデルを用いた場合の漂砂量係数を決定する．以下，断面平均流速を用いた渡辺らのモデルを単に渡辺モデル，準 3 次元海浜流場を考慮した海浜変形モデルを Q-3D モデルと呼ぶ．

図 5.11 は渡辺ら（1984）による実験から得られた造波開始 2 時間 37 分後の等深線図を示したものである．この図から，離岸堤背後ではトンボロ形成に伴う等深線の前進が見られる．一方，開口部では汀線付近において急勾配となり，沖側では逆に緩い勾配となっていることがわかる．

(2) 断面平均定常流速を用いた場合（渡辺モデル）

断面平均定常流速を用いた場合，岸沖 (x) および沿岸方向 (y) における正味の漂砂量は，それぞれ

$$q_x = q_{wx} + q_{cx} \tag{5.27}$$

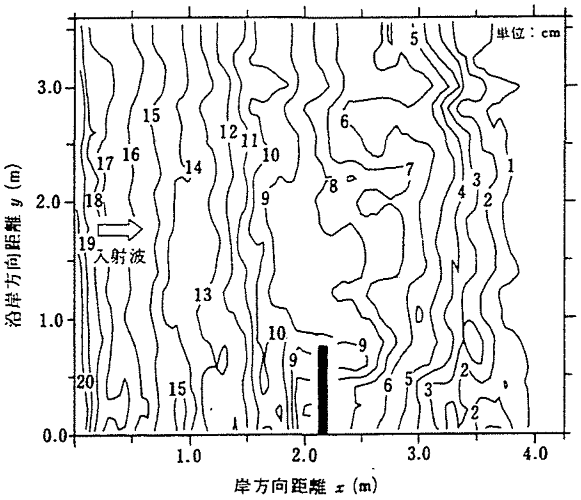


図 5.11 渡辺ら (1984) による離岸堤周辺における造波開始2時間37分後の海底地形

$$q_y = q_{wy} + q_{cy} \tag{5.28}$$

となる．ここに，q_{wx} および q_{wy} は波による漂砂量，q_{cx} および q_{cy} は流れよる漂砂量である．波による漂砂量は，渡辺ら（1984）の方向関数 F'_d を用いて以下のように表す.

$$q_{wx} = F'_d A_w Q \widehat{u_{wb}} \cos\alpha \tag{5.29}$$

$$q_{wy} = F'_d A_w Q \widehat{u_{wb}} \sin\alpha \tag{5.30}$$

ここに，Q は式（5.8）で示した摩擦速度，F'_d は

$$F'_d = \tanh\left(\kappa_d \frac{\Pi_c - \Pi}{\Pi_c}\right) \tag{5.31}$$

で表される．ここに，κ_d は無次元定数で1.0とする．Π_c は漂砂量がゼロすなわち，砂の移動方向が変化する null-point における次の Π の値であり，

$$\Pi = I_f h / L_0 \tag{5.32}$$

I_f は

$$I_f = \widehat{u_{wb}}^2 / sgd \tag{5.33}$$

で表され，

$$\left.\begin{array}{l} \Pi \leq \Pi_c(\text{岸向き}) \\ \Pi \geq \Pi_c(\text{沖向き}) \end{array}\right\} \tag{5.34}$$

となる．Π_c は実験との比較から経験的に定められる．

一方，流れによる漂砂量は，断面平均定常流速を用いて以下のように表す．

$$q_{cx} = A_c Q\widetilde{U} \tag{5.35}$$

$$q_{cy} = A_c Q\widetilde{V} \tag{5.36}$$

ここに，$\widetilde{U}$ および $\widetilde{V}$ は断面平均定常流速である．

漂砂量係数 A_w および A_c は両者とも，0.1～1.0 程度と考えられており，渡辺ら（1984）は $A_w = 0.15$ および $A_c = 0.5$ 程度 $(A_c/A_w = 3.3)$ としているが，今回の計算では，$A_w = 0.05$ および $A_c = 0.15$ とした．これらの値は渡辺ら（1984）のそれより小さいが，A_c/A_w は 3.0 程度でほぼ同じである．なお Π_c は渡辺ら（1984）を参考に 0.15 とし，κ_d は 1.0 とした．

図 5.12 は渡辺モデルを用いて計算した 2 時間 37 分後の地形変化を表したものである．図 5.13 および 5.14 はそれぞれ初期地形と 2 時間 37 分後の海底地形を比較して求めた侵食および堆積領域を表したものであり，これらの図中に示す太い実線は砕波点を表す．図 5.12 の結果から，離岸堤背後において 4cm の等深線が沖側へ張り出しトンボロが形成されているのがわかる．図 5.13 および 5.14 の結果から，開口部では砕波点より沖側において堆積域が，一方，砕波帯内において侵食域がみられる．図 5.15 は，y=200cm 上の岸沖方向における地形変化の計算結果（上段）および各全漂砂量の場所的変化（下段）を示したものである．上段の図に示す○印は渡辺ら（1984）による実験値を表し，下段の図に示す q_{wx}，q_{cx} および q_x はそれぞれ岸沖方向における波による漂砂量，断面平均定常流速を用いた流れによるそれおよび全漂砂量を表す．縦断地形変化の計算および実験結果から両者とも顕著なバーは形成されておらず，むしろステップに近い地形を形成していることがわかる．さらに両者を比較すると，汀線付近の侵食域における計算結果は実験値と良く一致する．一方，堆積域における計算値は実験値をやや過小評価するが，全体的にはほぼ実験値を再現していることがわかる．漂砂量分布（下段）から，汀線近傍を除き，沖向きの漂砂が卓越していることがわかる．Watanabe ら（1991）が示した現地における漂砂分布（図 5.2 参照）とは異なり，渡辺モデルは実験室規模に対して沖向き漂砂が卓越する場合には有効であることがわかる．

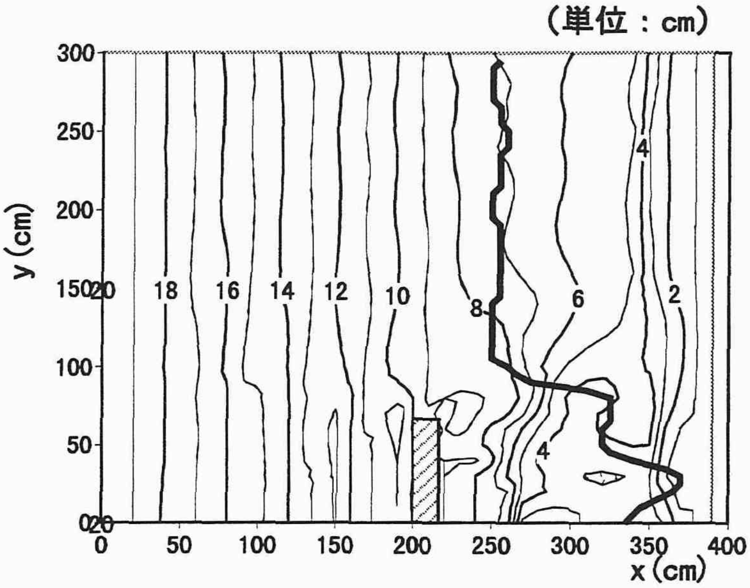


図 5.12 断面平均流速(渡辺モデル) を用いた場合の地形変化

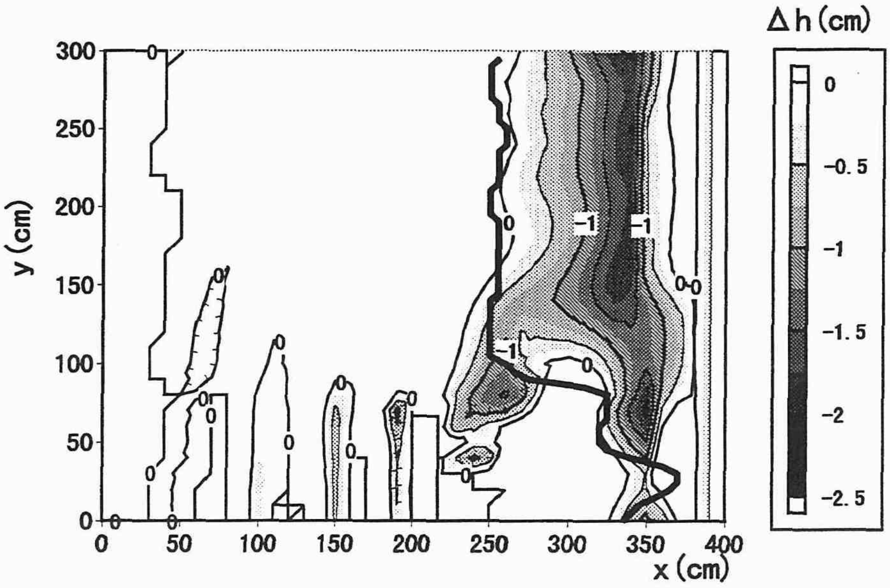


図 5.13 断面平均流速（渡辺モデル）を用いた場合の侵食領域

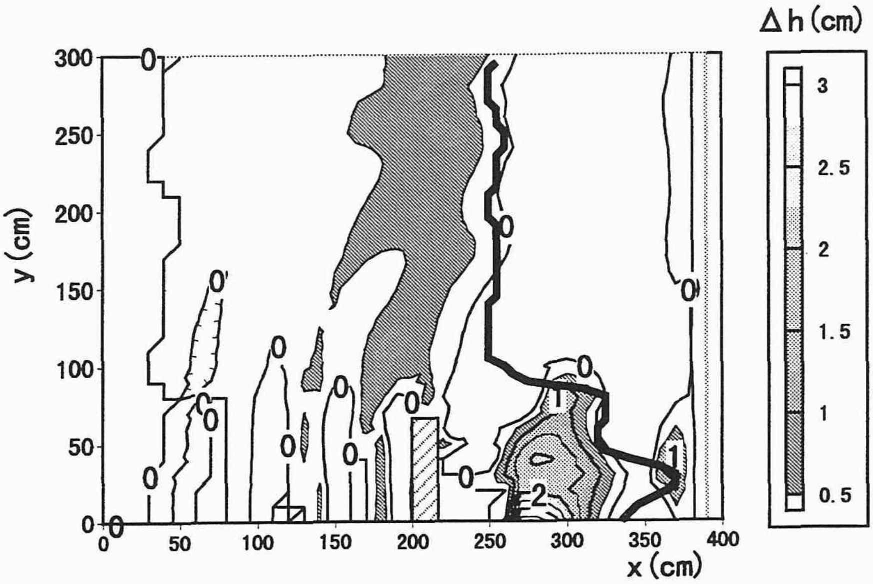


図 5.14 断面平均流速（渡辺モデル）を用いた場合の堆積領域

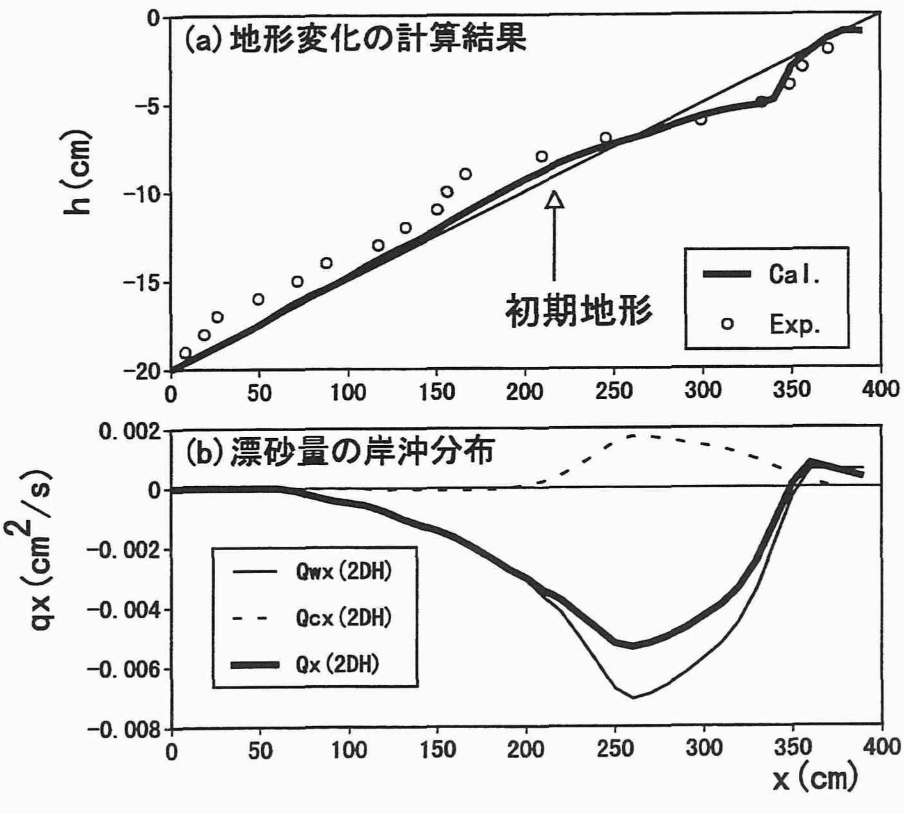


図 5.15 断面平均流速（渡辺モデル）を用いた場合の岸沖方向の地形変化と漂砂量分布

(2)Q-3D モデルを用いた場合

流れの 3 次元性を考慮した場合と渡辺モデルを用いた場合とでは漂砂量の算定式が異なるため，漂砂量係数を新たに設定する必要がある．砕波帯内では浮遊砂の取り扱いが重要であるため，ここではそれに着目し検討する．

まず，波および流れによる漂砂量係数を前述した渡辺モデルと同じ値（A_c =0.15, A_w =0.05）を用い，浮遊砂量係数 C_s を変化させて数値計算を試みる．図 5.16 は $C_s = 0.0$, すなわち浮遊漂砂量を考慮せず計算した 2 時間 37 分後の地形変化を示したものである．この図から開口部における等深線の変化は小さく汀線付近でやや等深線の集中が見られる．一方，離岸堤背後における等深浅は沖側へ張り出し，図 5.12 に示した渡辺モデルによる計算結果とほぼ同様な傾向を示すことがわかる．つぎに，図 5.17 および 5.18 はそれぞれ図 5.16 に示した結果に対する侵食および堆積領域を表したものである．これらの図より，開口部では砕波点付近に堆積域が見られ，その堆積域より岸側に侵食域がみられる．渡辺モデルを用いた場合の結果（図 5.13）と比較すると，侵食域はやや岸側に位置しているのがわかる．一方，離岸堤背後では離岸堤先端および x=300 〜 350cm の付近に侵食域がみられるものの堆積域が広範囲にわたり，渡辺モデルの結果（図 5.14）と比較すると，堆積領域が広くより多くの堆砂が生じていることがわかる．

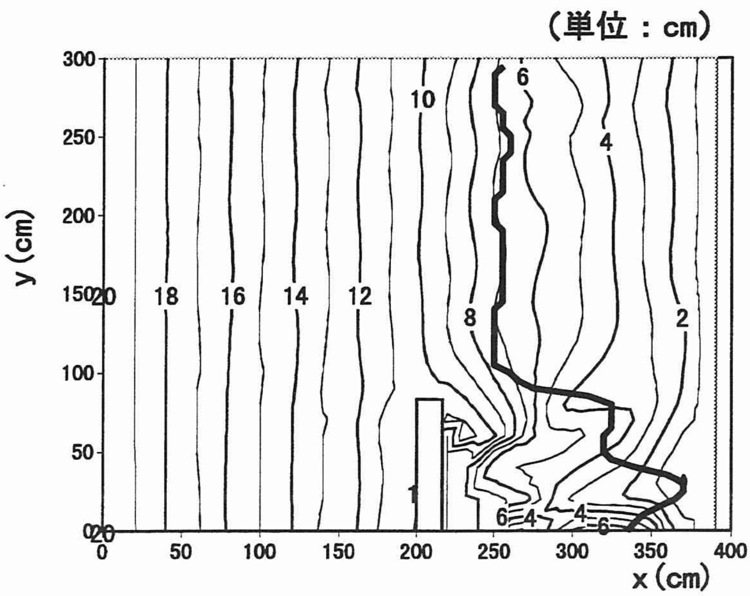


図 5.16 Q-3D モデルによる地形変化 (Ac=0.15, Aw=0.05, Cs=0.0)

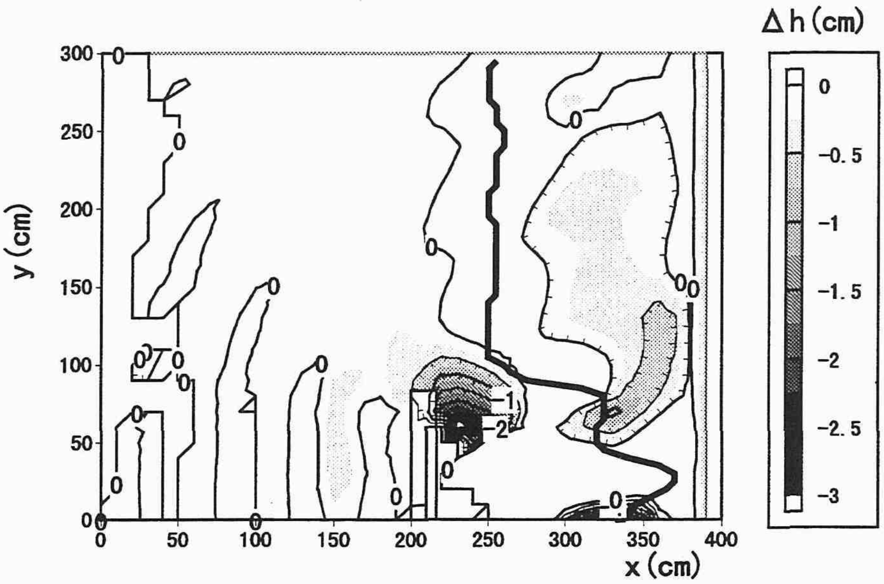


図 5.17 Q-3D モデルによる地形変化 (侵食図：Ac=0.15, Aw=0.05, Cs=0.0)

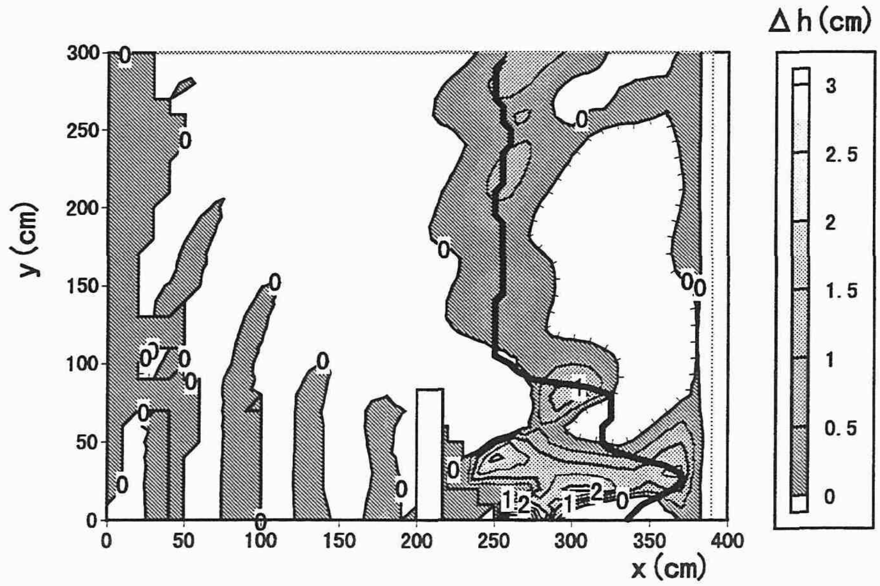


図 5.18 Q-3D モデルによる地形変化 (堆積図：Ac=0.15, Aw=0.05, Cs=0.0)

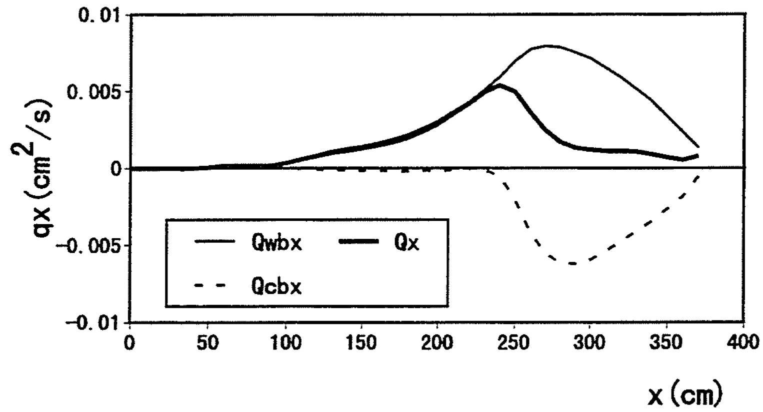


図 5.19 Q-3D モデルによる各漂砂量の空間分布（Ac=0.15，Aw=0.05，Cs=0.0）

図 5.19 は y=200cm の位置における岸沖方向の漂砂量分布を示したものである．図中に示す q_{wbx}，q_{cbx} および q_x はそれぞれ岸沖方向における波による漂砂量，底面定常流速によるそれおよび全漂砂量である．この図から，波による漂砂量 q_{wbx} は全て岸向きであるのに対し，流れによる漂砂量 q_{cbx} は戻り流れの影響ですべて沖向きであることがわかる．したがって，砕波帯内における正味の漂砂量 q_x は小さくなるものの砂は岸向きに移動していることがわかる．

図 5.20 は $A_c = 0.15$ および $A_w = 0.05$ と一定にし，浮遊砂量係数 C_s のみを変化させて計算した 2 時間 37 分後の岸沖方向における断面地形を示したものであり，図 (a) および (b) はそれぞれ正味の漂砂量の岸沖分布および，(b) は縦断面地形を表したものである．図 (a) から浮遊砂量係数 C_s を大きくすると砕波帯内における正味の漂砂量は沖向きに変化することがわかる．また，図 (b) の結果から浮遊砂の増大とともにバーの発達が見られる．先に示した渡辺モデルを用いて計算した漂砂量の岸沖分布（図 5.15）とは明かに異なるが，浮遊砂を考慮することによってバー地形が再現できることが明らかである．

砕波帯内では底質の巻き上げ量が多く，水面付近まで高濃度の浮遊砂が存在することが知られ，戻り流れに起因する掃流漂砂量 q_{cbx} は浮遊漂砂量 q_{sx} に比較して小さいものと考えれる．したがって，A_c を 0.15 より小さく見積もることによって実現象に近い結果が得られると考えれる．図 5.21 〜 5.23 はそれぞれ $A_c = 0.075$，$C_s = 4$ として計算した 2 時間 37 分後の等深線図，侵食および堆積領域を示したものである．図 5.22 から砕波帯内中央部において 1cm 程度侵食されていること，一方，図 5.23 から開口部では砕波点付近に顕著なバー地形が発生していることがわかる．その最大堆積量は 3cm と大きく，浮遊砂を考慮すると顕著なバーが発生することが明かである．離岸堤背後では，一部を除いて広い範囲で堆積

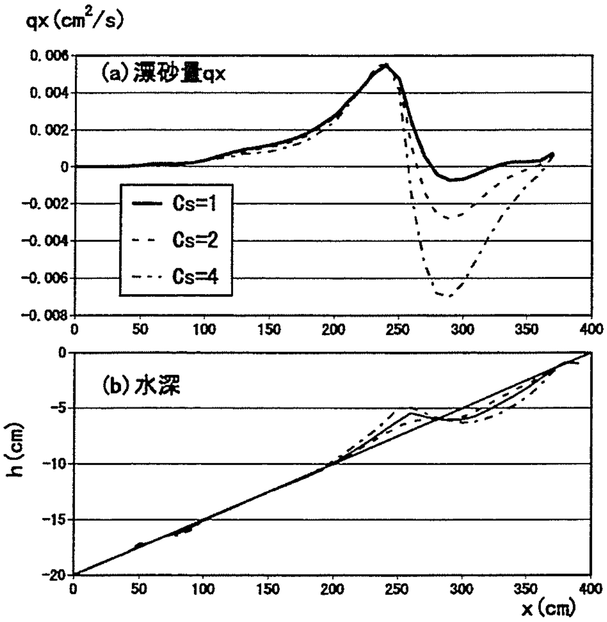


図 5.20 浮遊砂が地形変化に及ぼす影響（Ac=0.15，Aw=0.05，Cs=1.0 ~ 4.0）

が発生している．

図 5.24(a) は，y=200cm の測線上における断面地形変化の計算と実験結果を比較したものであり，(b) および (c) はそれぞれ正味の漂砂量および各漂砂量（波による掃流漂砂 q_{wbx}，流れによる掃流漂砂 q_{cbx} および波と流れによる浮遊漂砂 q_{sx}）の岸沖分布を示したものである．図 (a) の結果から，侵食域（x=300cm 付近）における計算結果は実験結果と良く一致するが，その侵食域より沖側では再現性が低いことがわかる．この原因は正味の漂砂量 q_x の岸沖分布の計算結果（図 (b)）から明かなように，Q-3D モデルから算定される漂砂量の岸沖分布が渡辺モデルによる計算結果（図 5.15）と大きく異なることである．この漂砂量分布の相違は流れの計算において Longuet-Higgins(1953) が示した質量輸送を補う沖向きの定常流速が砕波帯点近傍およびそれより沖側において再現されていないため，砕波点を越えて沖側へ移動する浮遊砂量が再現さていないためであろう．しかしながら漂砂量の分布から，Watanabe ら（1991) が示した現地における漂砂量分布形状に類似して，波による漂砂の移動形態を精度良く再現されれば，シートフローが卓越する現地の海浜変形予測に適用可能であると考えられる．

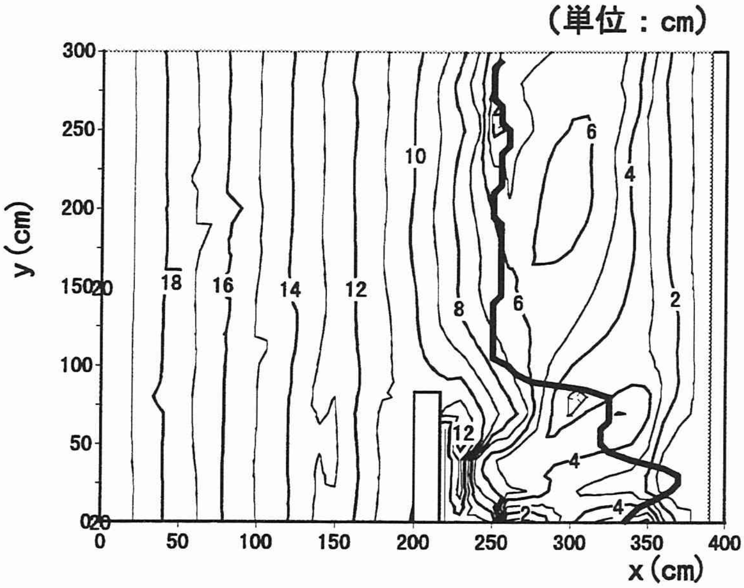


図 5.21 Q-3D モデルによる地形変化 (Ac=0.075, Aw=0.05, Cs=4.0)

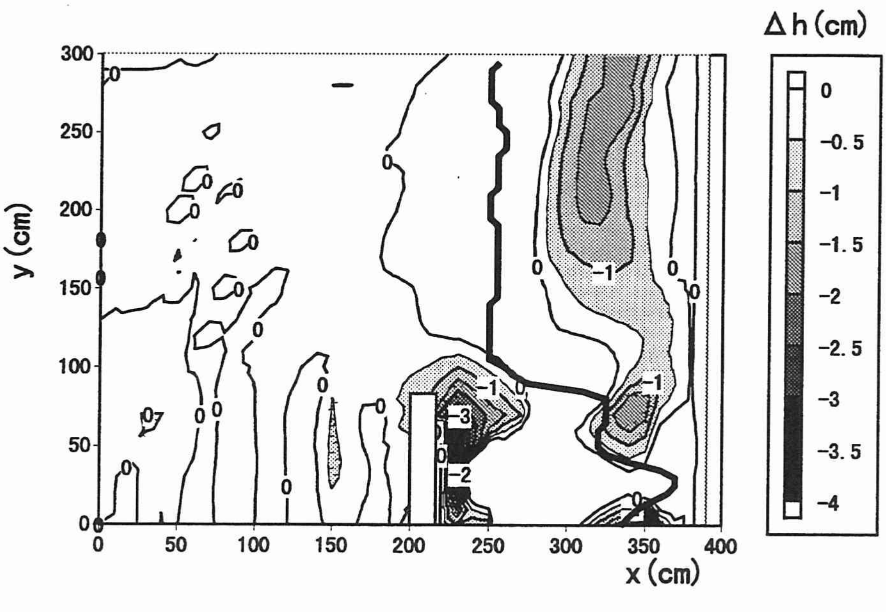


図 5.22 Q-3D モデルによる地形変化 (侵食図 : Ac=0.075, Aw=0.05, Cs=4.0)

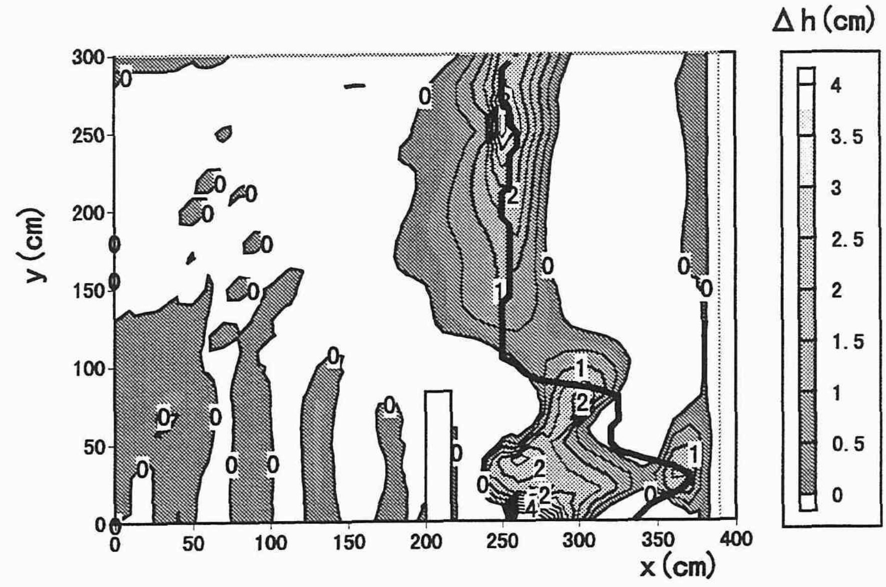


図 5.23 Q-3D モデルによる地形変化(堆積図：Ac=0.075，Aw=0.05，Cs=4.0)

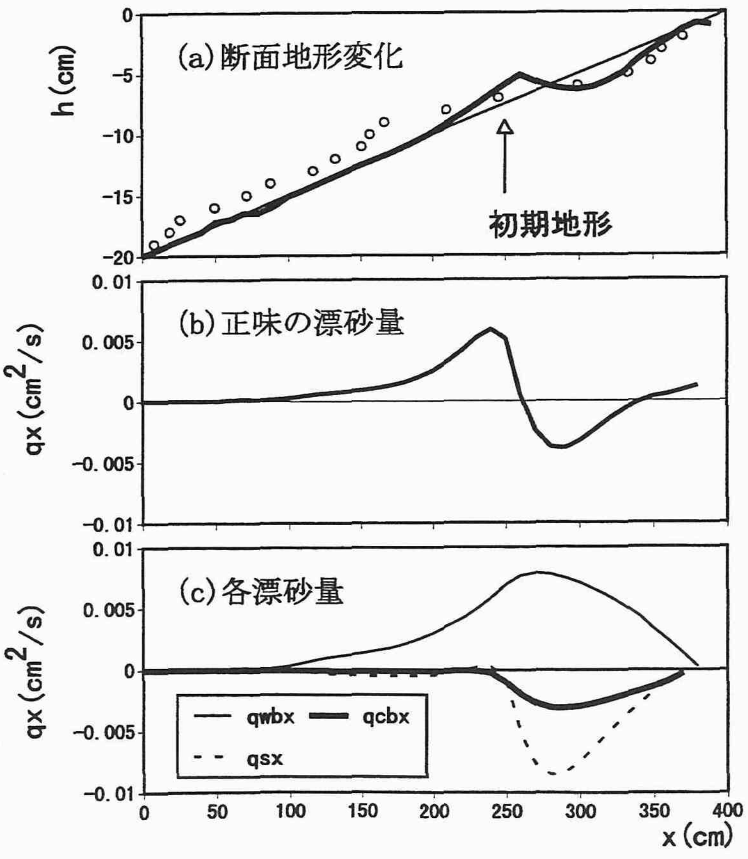


図 5.24 Q-3D モデルによる断面地形変化の計算結果および各漂砂量の空間分布
(Ac=0.075，Aw=0.05，Cs=4.0)

図5.25は，y=25cmにおけるQ-3Dモデルによる断面地形変化の計算結果と実験結果を比較したものである．図5.26は渡辺モデルを用いて計算した同様の結果である．これらの図を比較すると，離岸堤背後では，Q-3Dモデルによる計算結果は渡辺モデルによるそれより実験結果と良く一致することがわかる．一方，離岸堤より沖側では，両者とも反射波の影響による地形変化が再現されているが，渡辺モデルによる計算結果の再現性が良いことがわかる．

以上の結果から，海浜流速の鉛直分布を考慮し，波と流れによる浮遊砂を考慮することによって，バー地形や離岸堤背後のトンボロ地形が再現できることが確認された．

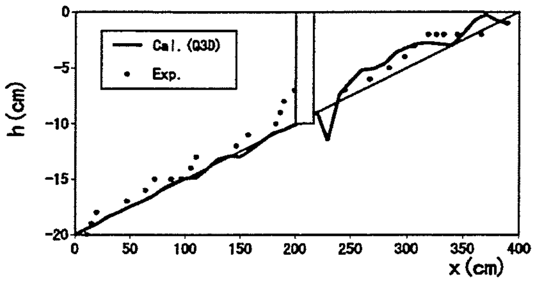


図5.25 離岸堤背後の断面地形変化の計算結果と実験結果との比較(Q3Dモデル)

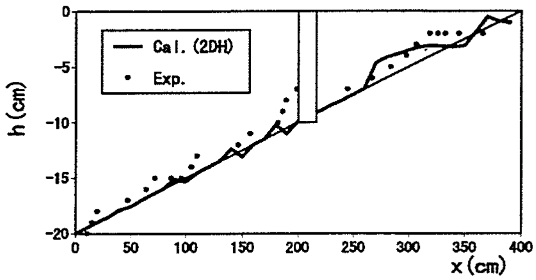


図5.26 離岸堤背後の断面地形変化の計算結果と実験結果との比較(渡辺モデル)

最後に，Q-3Dモデルにおける各漂砂量が地形変化に及ぼす影響について検討する．図5.27～5.29はそれぞれ波による漂砂量q_{wb}，底面における定常流速による漂砂量q_{cb}および浮遊砂量q_sのみで計算して得られた2時間37分後の海底地形を示したものである．これらの図から，浮遊漂砂量のみで地形変化を計算した場合，等深線の変化が顕著であり，波による漂砂量のみの場合，等深線変化が小さいことがわかる．図5.30はy=200cm上における断面地形変化を表したものである．図中に示す実線、点線および一点鎖線はそれぞれ浮遊砂（q_s），波による漂砂（q_{wb}）および流れによる掃流漂砂（q_{cb}）による地形変化を示したものである。この図から浮遊砂がバーの形成に最も寄与していることがわかる．

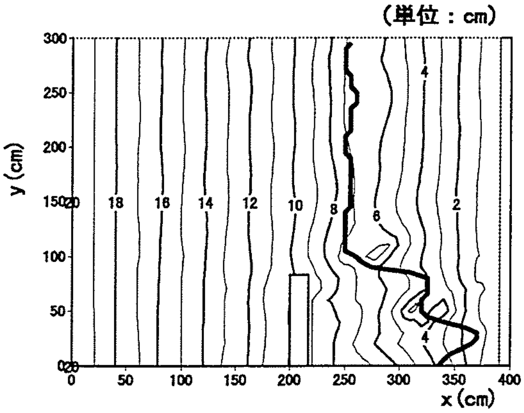


図 5.27 漂砂量 q_{wb} による地形変化 (Aw=0.05)

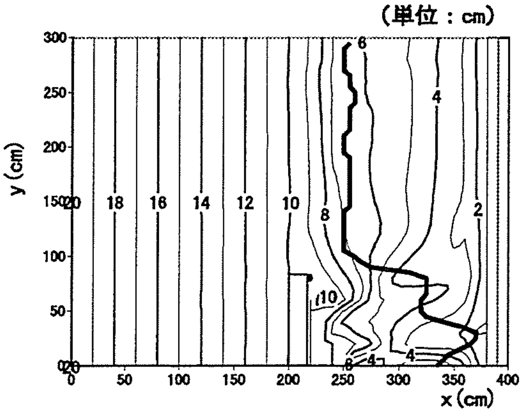


図 5.28 漂砂量 q_{cb} による地形変化 (Ac=0.075)

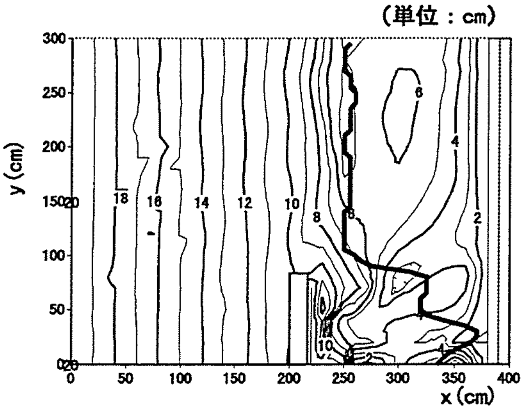


図 5.29 浮遊砂 q_s による地形変化 (Cs=4.0)

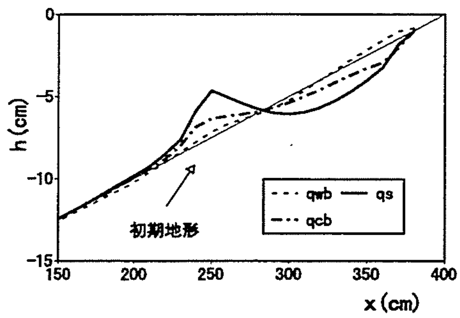


図 5.30 各漂砂量による地形変化

5.4 結語

本章では，準３次元海浜流モデルを用いた３次元海浜変形予測モデルを提案した．正味の漂砂量を，漂砂の移動形態を考慮した波による漂砂量，底面定常流速による掃流漂砂量および波と流れによる浮遊漂砂量に分けて定義し，実験室規模における離岸堤周辺の海浜変形を計算して渡辺ら (1984) の実験結果および渡辺モデルと比較検討した．得られた結果を要約すると以下のようである．

１）渡辺モデルに準３次元モデルから算定される断面平均定常流速を適用し，実験室規模における離岸堤周辺の海浜変形を計算した結果，計算結果は実験結果をほぼ再現することがわかった．ただし，波による漂砂量係数 A_w と流れによるそれ A_c の比 A_c/A_w は渡辺ら (1984) の結果とほぼ同じであるが，それぞれの漂砂量係数 A_c および A_w の値は渡辺ら (1984) のそれらに比較して小さくなった．

２）海浜流速の３次元分布を考慮して実験室における離岸堤周辺の海浜変形予測を試みた結果，離岸堤開口部の砕波帯内における戻り流れが再現されるとともに，バー地形が再

現された．一方、離岸堤背後では，断面平均定常流速を用いた渡辺モデルによる結果に比較してより顕著なトンボロ地形が再現されることがわかった．

３）本モデルにおいて各漂砂量係数をそれぞれ $A_w = 0.05$，$A_c = 0.075$ および $C_s = 4.0$ とし，各漂砂量が地形変化に与える影響について調べた結果，浮遊砂が最も地形変化に影響を及ぼし，波による漂砂が地形変化に与える影響は小さいことが明かとなった．

４）正味の漂砂量を波による漂砂量，底面定常流速を用いた漂砂量および波と流れによる浮遊漂砂量に分けることによって，漂砂量分布が現地のそれと類似の形状をもつこと，戻り流れが顕著に発生するような高波浪時における漂砂量の場所的変化および現地における海浜変形が比較的容易に予測できる．

参考文献

柴山知也・Winyu Rattanapitikon・岡安章夫 (1994): 砕波帯内の浮遊砂量の算定モデル，海岸工学論文集，第41巻，pp.431-435.

清水琢三・野谷　斎・坂野雅人・水流正人・杉本雅一・長野　章 (1991): 富岡漁港建設途上における港口および港内埋没, 海岸工学論文集 第38巻, pp.406-410.

清水琢三・水流正人・渡辺晃 (1992): 3次元海浜変形モデルによる長期的な地形変化予測, 海岸工学論文集 第39巻, pp.416-420.

清水琢三 (1996): 海浜変形シミュレーション, 1996年度 (第32回) 水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, 土木学会，pp.B-5-1～B-5-26.

清水琢三・山田晶子・渡辺　晃 (1996): 沿岸漂砂量の岸沖分布と漂砂量係数, 海岸工学論文集 第43巻, pp.571-575.

田中　仁 (1990): 波・流れ共存場における底面摩擦係数の陽形式近似式，土木学会論文集，第417号／Ⅱ-13，pp.285-288.

原田智弘・柴山知也・栗原明夫 (1997): 浮遊砂を考慮した準3次元海浜変形過程モデルの提案，土木学会第52回年次学術講演会講演概要集第2部，pp.146-147.

林　昌彦 (1989)：3次元海浜変形予測システムに関する研究，鳥取大学修士論文，95p.

丸山康樹 (1987): 海底地形変化予測モデルの現地適用性，電力中央研究所報告，No.U87012, 35p.

渡辺　晃・丸山康樹・清水隆夫・榊山　勉 (1984): 構造物設置に伴う三次元海浜変形の数値予測モデル, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.406-410.

Jonsson, I.G. (1966): Wave boundary layer and friction factors, Proc. 6th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 127-148.

Longuet-Higgins, M.S.(1953): Mass Transport in Water waves, Phil. Trans. Roy. Soc., London, Series A, No.903, Vol.245.

Pelnard-Considère, R.(1956): Essai de théorie de l'évolution des formes de vivagge en plages de sable et de galets, IV éme Journees de I'Hydraulique, Les Energies de la Mer, Question Ⅲ,Repport, No.1,pp.289-296.

Rakha,K. A. and J.W.Kamphuis(1997): A morphology model for an eroding beach backed by seawall, Coastal Engineering, Vol.30, pp.53-75.

Watanabe,A. T. Shimizu and K. Kondo(1991): Field application of a numerical model beach topography change, Proc. Coastal Sediments '91., pp.1814-1828.

第6章　結論

本研究では，砕波帯内に発生する戻り流れの特性と，構造物周辺の海浜流場の３次元特性について実験的に明かにするとともに，新たな準３次元海浜流モデルを提案し，その数値モデルの適用性について検討した．さらに，準３次元海浜流モデルを用いた３次元海浜変形予測モデルを提案し，数値計算を試みた．

本章では，本研究で得られた主要な研究成果を述べ，最後に，準３次元海浜流モデルの問題点と今後の課題について述べて結びとする．

第１章**「緒論」**では，我が国における海岸侵食の現状とその海岸侵食の原因ならびに沿岸域における流れの特性とその予測モデルおよび海浜変形予測モデルの現状とその問題点について述べるとともに，本研究の目的を明確にし，本論文の概要について述べた．

第２章**「砕波帯内における戻り流れの特性とその数値モデルに関する研究」**では，砕波帯内に発生する定常流速に関する水理実験を行い，巻き波および崩れ波型砕波の底面近傍の戻り流れおよび崩れ波型砕波における戻り流れ流速の鉛直分布特性について実験的に検討した．

さらに，Svendsen(1984) のモデルにもとづいた新たな修正モデルを提案するとともに，渦動粘性係数の鉛直分布が戻り流れのそれに与える影響および数値モデルの適用性について実験結果と比較検討した．得られた結果を要約するとつぎのようである．

１）実験結果から底面近傍の戻り流れ流速の岸沖分布形状は砕波形式によって異なることがわかった．

２）inner region における底面近傍の定常流速は，H^2/Td に２～４程度の係数を乗じることにより評価できることがわかった．

３）戻り流れ流速の鉛直分布は砕波点近傍および inner region では分布形状が異なり，特に bore 形成領域では底面近傍における沖向き定常流速は水面付近におけるそれより大きく，砕波点近傍の鉛直分布とは逆の傾向をもつことがわかった．

４）１方程式を適用した乱れの長さスケール ι が乱れエネルギーおよび渦動粘性係数の鉛直分布に与える影響を検討した結果，ι を鉛直方向に一定とし，その値を大きくすると

乱れエネルギーは小さくなり，逆に渦動粘性係数は大きくなることがわかった．さらに，渦動粘性係数の鉛直分布は，戻り流れ流速の鉛直分布に影響を及ぼすこと，すなわち，乱れの長さスケールの与え方により戻り流れ流速の鉛直分布は変化することが明かとなった．

５）数値解析の結果から，渦動粘性係数の与え方が戻り流れ流速の鉛直分布に大きな影響を及ぼすことが確認された．

inner region における戻り流れ流速を算定する場合，岡安モデルおよび１方程式による Deigaard モデルを適用して渦動粘性係数を算定すると，戻り流れの流速をよりよく再現することができる．一方，砕波点近傍では鉛直方向に一定と仮定した土屋モデルを適用すると実現象と良く一致することが明らかとなった．

６）戻り流れ流速の鉛直分布は水面の bore に規定されるため，その bore モデルを用いた底面定常流速を境界条件として与えることにより，戻り流れ流速の鉛直分布を精度良く評価できることがわかった．

第３章**「準３次元海浜流数値モデルに関する研究」**では，N-S 方程式をもとにした準３次元海浜流場の数値モデルを提案し，鉛直２次元循環流（戻り流れ）および沿岸流場に対する数値計算を行い実験結果と比較することによってモデルの適用性について検討した．得られた結果を要約すると次のようになる．

<u>鉛直２次元循環流場</u>

１）鉛直２次元循環流場（戻り流れ）は，砕波に起因する surface roller を考慮した平均水面におけるせん断応力を波の進行方向に与えることにより発生することがわかった．

２）戻り流れの計算において，せん断応力が平均水位の上昇量に多大な影響を及ぼし，τ_s を大きくすると平均水位の上昇量も大きくなることがわかった．

３）摩擦係数 C_f を 0.005 ～ 0.01 と変化させても定常流速の鉛直分布や平均水位の岸沖分布にほとんど影響がないことがわかった．

４）鉛直方向の渦動粘性係数 ν_v は定常流速の鉛直分布形状に影響を及ぼすものの平均水位の分布に及ぼす影響は少ないことがわかった．

５）実験結果との比較から，$C_f = 0.01$ および $A_v = 0.005$ とし，海底勾配 1/20 の spilling 型の条件では $A_s = 1.5$ とし，海底勾配 1/15 では $A_s = 1.0$ とすれば，トラフレベル以下の定常流速の鉛直分布をよく再現するが，平均水位の上昇量を過大評価することがわかった．

<u>沿岸流場</u>

１）鉛直２次元循環流場と同様に，平均水位面においてせん断応力を与えることによって平均水位は上昇し，沖向き定常流速（戻り流れ）が発生する．また，螺旋状の鉛直分布

が発生することがわかった．

２）底面摩擦係数を小さくすると断面平均沿岸流速は大きくなり，摩擦係数の与え方が沿岸流場に多大な影響を及ぼすことが明かとなった．

３）実験結果との比較から摩擦係数を0.005程度とし，砕波点より沖側では線形的に摩擦係数を大きくする，すなわち岸沖方向に摩擦係数の分布を与えると，実験結果とよく一致することがわかった．

４）沿岸流場の鉛直分布は岸沖方向の定常流速のそれとは形状が異なり，沿岸流の鉛直分布は水深方向にほぼ一定値をとることがわかった．また，岸沖方向（戻り流れ）と沿岸方向（沿岸流場）を計算する際には，鉛直方向の渦動粘性係数の与え方に相違があり，渦動粘性係数の与え方については検討の余地が残されている．

第４章「**構造物周辺における海浜流場の特性と準３次元海浜流モデルの適用性**」では，離岸堤背後の海浜流場の特性を実験的に明かにするとともに，準３次元海浜流モデルの構造物周辺における流れ場に対する適用性について実験結果と比較検討した．得られた結果は次のようである．

１）実験結果から，離岸堤背後に発生する循環流は波浪条件によって流況パターンが変化することがわかった．この循環流パターンは開口部における砕波点の位置が支配的であり，CASE １のように離岸堤の設置位置より汀線側に砕波点が位置する場合，顕著な循環流が発生する．一方，CASE ２のように砕波点の位置と離岸堤の設置位置が汀線からほぼ等しい距離にある場合，閉じた循環流は発生せず，汀線付近で離岸堤背後に向かう流れから離岸堤背面を経て開口部でやや沖向きに変化することがわかった．

２）離岸堤近傍における上層部の定常流向および流速は底面付近のそれらと大きく異なり，螺旋状の分布を有することおよび，開口部および側壁付近では定常流速は鉛直方向にほぼ一定であることがわかった．

３）準３次元モデルを用いて計算した結果，砕波帯内で水面と底面とでは流向の異なる鉛直分布が得られた．

４）実験結果との比較から，離岸堤背面における螺旋状の鉛直分布を計算することができる．また，数値計算の結果から離岸堤背面の近傍において水平方向に中心軸を持つ鉛直循環流が形成され，これが螺旋状の鉛直分布の原因であることおよび他の問題に適用する場合，流れの３次元性が重要であると考えられる．

５）本モデルは，実験値とかならずしも良い一致がみられない場合もあり，検討の余地が残されている．しかし循環流の中心位置や３次元流況を比較的容易に計算できることが

わかり，構造物周辺に発生する３次元海浜流場に対する準３次元海浜流モデルの適用性が確認された．

第５章**「準３次元海浜流モデルを用いた３次元海浜変形予測に関する研究」**では，準３次元海浜流モデルを用いた３次元海浜変形予測モデルを提案した．正味の漂砂量を，漂砂の移動形態を考慮した波による漂砂量，底面定常流速による掃流漂砂量および波と流れによる浮遊漂砂量に分割定義し，実験室レベルにおける離岸定周辺における海浜変形を計算して渡辺ら（1984）の行った実験結果および渡辺ら（1984）のモデルと比較検討討した．得られた結果を要約すると以下のようになる．

１）渡辺ら（1984）のモデルに準３次元モデルから算定される断面平均定常流速を適用し，実験室レベルにおける離岸堤周辺における海浜変形を計算した結果，計算結果は実験結果をほぼ再現することがわかった．ただし，波による漂砂量係数 A_w と流れによるそれ A_c の比 A_c/A_w は渡辺ら（1984）の結果とほぼ同じであるが，それぞれの漂砂量係数 A_c および A_w の値は渡辺ら（1984）のそれらに比較して小さくなった．

２）海浜流速の３次元分布を考慮して実験室レベルにおける離岸堤周辺の海浜変形予測を試みた結果，離岸堤開口部の砕波帯内における戻り流れが再現されるとともに，バー地形が再現された．一方，離岸堤背後では断面平均定常流速を用いた渡辺モデルによる結果に比較してより顕著なトンボロ地形が再現できることがわかった．

３）本モデルにおいて各漂砂量係数をそれぞれ $A_w = 0.05$，$A_c = 0.075$ および $C_s = 4.0$ とし，各漂砂量が地形変化に与える影響について調べた結果，浮遊砂が最も地形変化に影響を及ぼし，波による漂砂が地形変化に与える影響は小さいことが明かとなった．

４）正味の漂砂量を波による漂砂量，底面定常流速を用いた漂砂量および波と流れによる浮遊漂砂量に分けることによって，現地における漂砂量分布と類似したそれを計算することができ，戻り流れが顕著に発生するような高波浪時における漂砂量の場所的変化および現地における海浜変形が容易に予測できるものと考えられる．

最後に，本研究における残された問題点と今後の課題に述べる．本研究で提案した準３次元海浜流モデルを用いてトラフレベル以下における戻り流れや構造物周辺における海浜流場を概ね再現できることが明らかになった．さらに，準３次元海浜流モデルを適用し，構造物周辺における海浜変形予測を試みたが，いくつかの検討の余地が残されているので以下に列挙しておく．

戻り流れや沿岸流速の計算結果は実験結果とほぼ一致するが，砕波帯内における平均水

位の上昇の再現性がやや低く，砕波点付近では実験値より低下量が大きくなる．一方，汀線付近において平均水位の上昇量を過大評価する．

本モデルにおいて乱れの効果として渦動粘性係数モデル（ゼロ方程式）を適用したが，戻り流れを再現する場合と沿岸流を再現する場合とでは，鉛直方向の渦動粘性係数の与え方が異なる結果となった．

準３次元海浜流モデルを構造物周辺における海浜流場に適用した場合，離岸堤近傍や砕波帯内における螺旋状の鉛直分布を計算できるが，定量的に十分ではなく，離岸堤背後において実験値とかならずしも良い一致がみられない場合がある．これは本モデルが，波と流れの相互干渉が考慮されていないことや構造物の壁面近傍におけるの乱れ（渦動粘性係数）の効果の組み込みが不十分であることなどによるものと考えられる．

準３次元海浜流モデルを用いて離岸堤周辺の海浜変形予測を試みた結果，従来の断面平均海浜流速を用いた渡辺ら（1984）モデルよりも，より顕著なバーやトンボロの形成が再現された．しかし実験結果と比較すると，離岸堤開口部において砕波点近傍で計算結果は実験値を過大評価し，それより沖側では過少評価する結果となった．この相違の原因は流れ場の計算において砕波点から沖側へ底質を輸送するだけの沖向き定常流速と，砕波点近傍における定常流速が精度良く再現されていないことにある．

以上に述べた問題点を解決するためには主に，平均水位の上昇に影響を及ぼす平均水位面におけるせん断応力や radiation stress の与え方，構造物が存在する場合の乱れの効果の取り込み方を今後再検討すべきである．海浜変形予測については，砕波点近傍およびそれより沖側における流れの再現性に着目し再検討する必要がある．

謝辞

著者が学生時代から現在に至るまで海岸工学に関する研究に従事させていただくとともに，本研究の遂行と本論文をとりまとめる機会を与えていただき終始一貫してあたたかい御指導ならびに御教示を賜った鳥取大学工学部土木工学科 野田英明教授に深甚なる感謝の意を表します.

本論文をとりまとめるにあたり有益な御教示を賜った鳥取大学工学部土木工学科 道上正規教授ならびに社会開発システム工学科 木村晃教授に心から御礼申し上げます.

常に身近にあって暖かい御助言と御激励を賜った鳥取大学工学部土木工学科 松原雄平助教授に深甚なる感謝の意を表すともに，同学科 孫彰培助手，社会開発システム工学科 松見吉晴助教授ならびに太田隆夫助手には御激励していただきましたことに対し心から御礼申し上げます.

本研究を遂行する上で，数値解析手法について終始適切なアドバイスをして戴いた鳥取大学工学部土木工学科 檜谷治助教授に深謝の意を表すとともに，実験ならびに数値計算に御協力を戴いた鳥取大学工学部土木工学科海岸工学研究室の当時大学院生森井裕氏（現㈱建設技術研究所勤務），関根総一氏（現㈱栗本鉄工所勤務），広川啓氏（現東洋建設㈱勤務），芳地康征氏（現㈱建設技術研究所勤務），海岸研究室の大学院生星山修一，中嶋孝昌両君および同研究室の大学院生ならびに学部生諸氏に感謝の意を表します.

また徳島大学工学部建設工学科 野田稔助手ならびに鳥取大学工学部土木工学科 矢島啓助手には，論文作成方法（TeX の使用方法）について御助言を戴きました．鳥取大学工学部土木工学科の諸先生方には多くの御激励をいただきました．関西地区海岸水理基礎研究会の諸先生方には有益な御助言をいただきました．ここに記して御礼申し上げます.

最後に，本論文を作成するにあたり陰で支えてくれた妻圭子に心から感謝致します.

付 録A　有限要素法による定式化

要素 l_k におけるマトリックスは，

$$[A]\cdot\{U\}^d=\{a\}^m \tag{A.1}$$

$$[A]\cdot\{V\}^d=\{b\}^m \tag{A.2}$$

$$[B]\cdot\{U\}^{m+1}=\{c\}^d \tag{A.3}$$

$$[B]\cdot\{V\}^{m+1}=\{d\}^d \tag{A.4}$$

ここに，$[A]$ および $[B]$ は２行２列のマトリックス，$\{a\}$，$\{b\}$，$\{c\}$ および $\{d\}$ は２行のベクトルであり，マトリックス $[A]$、および $[B]$、ベクトル $\{a\}$，$\{b\}$，$\{c\}$ および $\{d\}$ は以下のように表される．

$$A_{\alpha\beta}=\int_{lk}\frac{N_\alpha N_\beta}{\Delta t}dz \tag{A.5}$$

$$B_{\alpha\beta}=\int_{lk}\left(\frac{N_\alpha N_\beta}{\Delta t}dz+N_r\nu_{vr}\frac{\partial N_\alpha}{\partial z}\frac{\partial N_\beta}{\partial z}dz\right)-\left[N_\alpha N_r\nu_{vr}\frac{\partial N_\beta}{\partial z}\right]_{l_k} \tag{A.6}$$

$$\begin{aligned}a_\alpha \;=\; \int_{lk}\Bigg[&\frac{N_\alpha N_r U_r^m}{\Delta t}+N_\alpha\Bigg\{-N_rU_r^m\frac{\partial(N_rU_r^m)}{\partial x}-N_rV_r^m\frac{\partial(N_\alpha U_r^m)}{\partial y}-N_rW_r^m\frac{N_rU_r^m}{\partial z}\\ &+\frac{\partial}{\partial x}\left\{N_r\nu_h\frac{\partial(N_rU_r^m)}{\partial x}\right\}+\frac{\partial}{\partial y}\left\{N_r\nu_h\frac{\partial(N_rU_r^m)}{\partial y}\right\}\\ &-g\frac{\partial\overline{\eta}}{\partial x}-\frac{\partial R_{xx}}{\partial x}-\frac{\partial R_{xy}}{\partial y}\Bigg\}\Bigg]dz\end{aligned} \tag{A.7}$$

$$\begin{aligned}b_\alpha \;=\; \int_{lk}\Bigg[&\frac{N_\alpha N_r V_r^m}{\Delta t}+N_\alpha\Bigg\{-N_rU_r^m\frac{\partial(N_rV_r^m)}{\partial x}-N_rV_r^m\frac{\partial(N_\alpha V_r)}{\partial y}-N_rW_r^m\frac{N_rV_r^m}{\partial z}\\ &+\frac{\partial}{\partial x}\left\{N_r\nu_h\frac{\partial(N_rV_r^m)}{\partial x}\right\}+\frac{\partial}{\partial y}\left\{N_r\nu_h\frac{\partial(N_rV_r^m)}{\partial y}\right\}\\ &-g\frac{\partial\overline{\eta}}{\partial y}-\frac{\partial R_{yx}}{\partial x}-\frac{\partial R_{yy}}{\partial y}\Bigg\}\Bigg]dz\end{aligned} \tag{A.8}$$

$$c_\alpha = \int_{lk} \frac{N_\alpha N_r}{\Delta t} U_r^d dz \tag{A.9}$$

$$d_\alpha = \int_{lk} \frac{N_\alpha N_r}{\Delta t} V_r^d dz \tag{A.10}$$

ここに，$\alpha = k, k+1$，$\beta = k, k+1$，$r = k, k+1$であり，rは総和規約である．式（A.5）～式（A.10）は容易に積分することができ，

$$A_{k,k} = A_{k+1,k+1} = \frac{l_k}{3\Delta t} \tag{A.11}$$

$$A_{k,k+1} = A_{k+1,k} \frac{l_k}{6\Delta t} \tag{A.12}$$

$$B_{k,k} = B_{k+1,k+1} = \frac{l_k}{6\Delta t} + \frac{\nu_{vk} + \nu_{vk+1}}{2l_k} \tag{A.13}$$

$$B_{k,k+1} = B_{k+1,k} = \frac{l_k}{6\Delta t} - \frac{\nu_{vk} + \nu_{vk+1}}{2l_k} \tag{A.14}$$

$$\begin{aligned}
a_k \; = \; & \frac{l_k(2U_k + U_{k+1})}{6\Delta t} - \frac{l_k}{12}(3U_k + U_{k+1})\frac{\partial U_k}{\partial x} \\
& + \frac{1}{12}\frac{\partial l_k}{\partial x}(3U_k^2 + 2U_k U_{k+1} + U_{k+1}^2) - \frac{l_k}{12}(U_k + U_{k+1})\frac{\partial U_{k+1}}{\partial x} \\
& - \frac{l_k}{12}(3V_k + V_{k+1})\frac{\partial U_k}{\partial y} - \frac{l_k}{12}(V_k + V_{k+1})\frac{\partial U_{k+1}}{\partial y} \\
& + \frac{1}{12}\frac{\partial l_k}{\partial y}(3U_k V_k + U_k V_{k+1} + U_{k+1} V_k + U_{k+1} V_{k+1}) \\
& - \frac{1}{6}(U_{k+1} - U_k)(2W_k + W_{k+1}) \\
& + \nu_h \left[\left(\frac{\partial^2 U_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_k}{\partial y^2} \right) \frac{l_k}{3} + \left(\frac{\partial^2 U_{k+1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_{k+1}}{\partial y^2} \right) \frac{l_k}{6} \right. \\
& - \left\{ \left(2\frac{\partial U_k}{\partial x} + \frac{\partial U_{k+1}}{\partial x} \right) \frac{\partial l_k}{\partial x} + \left(2\frac{\partial U_k}{\partial y} + \frac{\partial U_{k+1}}{\partial y} \right) \frac{\partial l_k}{\partial y} \right\} \frac{1}{3} \\
& + (2U_k + U_{k+1}) \left\{ \left(\frac{\partial l_k}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial l_k}{\partial y} \right)^2 \right\} \frac{1}{3l_k} \\
& \left. - (2U_k + U_{k+1}) \left\{ \frac{\partial^2 l_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 l_k}{\partial y^2} \right\} \frac{1}{6} \right] \\
& - \frac{\partial \nu_h}{\partial x} \left[(2U_k + U_{k+1}) \frac{\partial l_k}{\partial x} \frac{1}{6} - \left(2\frac{\partial U_k}{\partial x} + \frac{\partial U_{k+1}}{\partial x} \right) \frac{l_k}{6} \right] \\
& - \frac{\partial \nu_h}{\partial y} \left[(2U_k + U_{k+1}) \frac{\partial l_k}{\partial y} \frac{1}{6} - \left(2\frac{\partial U_k}{\partial y} + \frac{\partial U_{k+1}}{\partial y} \right) \frac{l_k}{6} \right] \\
& - \frac{\partial R_{xx}}{\partial x}\frac{1}{2}l_k - \frac{\partial R_{xy}}{\partial y}\frac{1}{2}l_k - g\frac{\partial \overline{\eta}}{\partial x}\frac{1}{2}l_k
\end{aligned} \tag{A.15}$$

$$
\begin{aligned}
a_{k+1} \;=\;& \frac{l_k(U_k+2U_{k+1})}{6\Delta t} - \frac{l_k}{12}(U_k+3U_{k+1})\frac{\partial U_{k+1}}{\partial x} \\
&+ \frac{1}{12}\frac{\partial l_k}{\partial x}(U_k^2+2U_kU_{k+1}+3U_{k+1}^2) - \frac{l_k}{12}(U_k+U_{k+1})\frac{\partial U_k}{\partial x} \\
&- \frac{l_k}{12}(V_k+V_{k+1})\frac{\partial U_k}{\partial y} - \frac{l_k}{12}(V_k+3V_{k+1})\frac{\partial U_{k+1}}{\partial y} \\
&+ \frac{1}{12}\frac{\partial l_k}{\partial y}(U_kV_k+U_kV_{k+1}+U_{k+1}V_k+3U_{k+1}V_{k+1}) \\
&- \frac{1}{6}(U_{k+1}-U_k)(W_k+2W_{k+1}) \\
&+ \nu_h\Bigg[\left(\frac{\partial^2 U_k}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U_k}{\partial y^2}\right)\frac{l_k}{6} + \left(\frac{\partial^2 U_{k+1}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U_{k+1}}{\partial y^2}\right)\frac{l_k}{3} \\
&- \left\{\left(\frac{\partial U_k}{\partial x}+2\frac{\partial U_{k+1}}{\partial x}\right)\frac{\partial l_k}{\partial x} + \left(\frac{\partial U_k}{\partial y}+2\frac{\partial U_{k+1}}{\partial y}\right)\frac{\partial l_k}{\partial y}\right\}\frac{1}{3} \\
&+ (U_k+2U_{k+1})\left\{\left(\frac{\partial l_k}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial l_k}{\partial y}\right)^2\right\}\frac{1}{3l_k} \\
&- (U_k+2U_{k+1})\left\{\frac{\partial^2 l_k}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 l_k}{\partial y^2}\right\}\frac{1}{6}\Bigg] \\
&- \frac{\partial \nu_h}{\partial x}\left[(U_k+2U_{k+1})\frac{\partial l_k}{\partial x}\frac{1}{6} - \left(\frac{\partial U_k}{\partial x}+2\frac{\partial U_{k+1}}{\partial x}\right)\frac{l_k}{6}\right] \\
&- \frac{\partial \nu_h}{\partial y}\left[(U_k+2U_{k+1})\frac{\partial l_k}{\partial y}\frac{1}{6} - \left(\frac{\partial U_k}{\partial y}+2\frac{\partial U_{k+1}}{\partial y}\right)\frac{l_k}{6}\right] \\
&- \frac{\partial R_{xx}}{\partial x}\frac{1}{2}l_k - \frac{\partial R_{xy}}{\partial y}\frac{1}{2}l_k - g\frac{\partial \overline{\eta}}{\partial x}\frac{1}{2}l_k
\end{aligned}
\tag{A.16}
$$

$$
\begin{aligned}
b_k \;=\;& \frac{l_k(2V_k+V_{k+1})}{6\Delta t} - \frac{l_k}{12}(3V_k+V_{k+1})\frac{\partial V_k}{\partial y} \\
&+ \frac{1}{12}\frac{\partial l_k}{\partial y}(3V_k^2+2V_kV_{k+1}+V_{k+1}^2) - \frac{l_k}{12}(V_k+V_{k+1})\frac{\partial V_{k+1}}{\partial y} \\
&- \frac{l_k}{12}(3U_k+U_{k+1})\frac{\partial V_k}{\partial x} - \frac{l_k}{12}(U_k+U_{k+1})\frac{\partial V_{k+1}}{\partial x} \\
&+ \frac{1}{12}\frac{\partial l_k}{\partial x}(3U_kV_k+U_kV_{k+1}+U_{k+1}V_k+U_{k+1}V_{k+1}) \\
&- \frac{1}{6}(V_{k+1}-V_k)(2W_k+W_{k+1}) \\
&+ \nu_h\Bigg[\left(\frac{\partial^2 V_k}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V_k}{\partial y^2}\right)\frac{l_k}{3} + \left(\frac{\partial^2 V_{k+1}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V_{k+1}}{\partial y^2}\right)\frac{l_k}{6} \\
&- \left\{\left(2\frac{\partial V_k}{\partial x}+\frac{\partial V_{k+1}}{\partial x}\right)\frac{\partial l_k}{\partial x} + \left(2\frac{\partial V_k}{\partial y}+\frac{\partial V_{k+1}}{\partial y}\right)\frac{\partial l_k}{\partial y}\right\}\frac{1}{3} \\
&+ (2V_k+V_{k+1})\left\{\left(\frac{\partial l_k}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial l_k}{\partial y}\right)^2\right\}\frac{1}{3l_k} \\
&- (2V_k+V_{k+1})\left\{\frac{\partial^2 l_k}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 l_k}{\partial y^2}\right\}\frac{1}{6}\Bigg]
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&- \frac{\partial \nu_h}{\partial x}\left[(2V_k + V_{k+1})\frac{\partial l_k}{\partial x}\frac{1}{6} - \left(2\frac{\partial V_k}{\partial x} + \frac{\partial V_{k+1}}{\partial x}\right)\frac{l_k}{6}\right] \\
&- \frac{\partial \nu_h}{\partial y}\left[(2V_k + V_{k+1})\frac{\partial l_k}{\partial y}\frac{1}{6} - \left(2\frac{\partial V_k}{\partial y} + \frac{\partial V_{k+1}}{\partial y}\right)\frac{l_k}{6}\right] \\
&- \frac{\partial R_{yy}}{\partial y}\frac{1}{2}l_k - \frac{\partial R_{yx}}{\partial x}\frac{1}{2}l_k - g\frac{\partial \overline{\eta}}{\partial y}\frac{1}{2}l_k
\end{aligned}
\tag{A.17}
$$

$$
\begin{aligned}
b_{k+1} \;=\;& \frac{l_k(V_k + 2V_{k+1})}{6\Delta t} - \frac{l_k}{12}(V_k + 3V_{k+1})\frac{\partial V_{k+1}}{\partial y} \\
&+ \frac{1}{12}\frac{\partial l_k}{\partial y}(V_k^2 + 2V_kV_{k+1} + 3V_{k+1}^2) - \frac{l_k}{12}(V_k + V_{k+1})\frac{\partial V_k}{\partial y} \\
&- \frac{l_k}{12}(U_k + U_{k+1})\frac{\partial V_k}{\partial x} - \frac{l_k}{12}(U_k + 3U_{k+1})\frac{\partial V_{k+1}}{\partial x} \\
&+ \frac{1}{12}\frac{\partial l_k}{\partial x}(U_kV_k + U_kV_{k+1} + U_{k+1}V_k + 3U_{k+1}V_{k+1}) \\
&- \frac{1}{6}(V_{k+1} - V_k)(W_k + 2W_{k+1}) \\
&+ \nu_h\Bigg[\left(\frac{\partial^2 V_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_k}{\partial y^2}\right)\frac{l_k}{6} + \left(\frac{\partial^2 V_{k+1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_{k+1}}{\partial y^2}\right)\frac{l_k}{3} \\
&- \left\{\left(\frac{\partial V_k}{\partial x} + 2\frac{\partial V_{k+1}}{\partial x}\right)\frac{\partial l_k}{\partial x} + \left(\frac{\partial V_k}{\partial y} + 2\frac{\partial V_{k+1}}{\partial y}\right)\frac{\partial l_k}{\partial y}\right\}\frac{1}{3} \\
&+ (V_k + 2V_{k+1})\left\{\left(\frac{\partial l_k}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial l_k}{\partial y}\right)^2\right\}\frac{1}{3l_k} \\
&- (V_k + 2V_{k+1})\left\{\frac{\partial^2 l_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 l_k}{\partial y^2}\right\}\frac{1}{6}\Bigg] \\
&- \frac{\partial \nu_h}{\partial x}\left[(V_k + 2V_{k+1})\frac{\partial l_k}{\partial x}\frac{1}{6} - \left(\frac{\partial V_k}{\partial x} + 2\frac{\partial V_{k+1}}{\partial x}\right)\frac{l_k}{6}\right] \\
&- \frac{\partial \nu_h}{\partial y}\left[(V_k + 2V_{k+1})\frac{\partial l_k}{\partial y}\frac{1}{6} - \left(\frac{\partial V_k}{\partial y} + 2\frac{\partial V_{k+1}}{\partial y}\right)\frac{l_k}{6}\right] \\
&- \frac{\partial R_{yy}}{\partial y}\frac{1}{2}l_k - \frac{\partial R_{yx}}{\partial x}\frac{1}{2}l_k - g\frac{\partial \overline{\eta}}{\partial y}\frac{1}{2}l_k
\end{aligned}
\tag{A.18}
$$

$$
c_k = \frac{l_k(2U_k + U_{k+1})}{6\Delta t} \tag{A.19}
$$

$$
c_{k+1} = \frac{l_k(U_k + 2U_{k+1})}{6\Delta t} \tag{A.20}
$$

$$
d_k = \frac{l_k(2V_k + V_{k+1})}{6\Delta t} \tag{A.21}
$$

$$
d_{k+1} = \frac{l_k(V_k + 2V_{k+1})}{6\Delta t} \tag{A.22}
$$

END