

東海大学大学院 平成 27 年度 博士論文

高波による海岸堤防・護岸からの
吸出し予測モデルの構築

指導 山本 吉道 教授

東海大学大学院 総合理工学研究科
総合理工学専攻

五百藏 政文

目 次

第 1 章 序 論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 既往研究と本研究の目的	7
1.3 参考文献	11
第 2 章 高波による前面洗掘算定法の開発	15
2.1 洗掘予測数値モデルの紹介	16
2.2 本数値モデルによる前面洗掘計算の検証	19
2.3 前面洗掘量の算定図の提案	22
2.4 参考文献	29
第 3 章 高波による吸出し予測法の開発	30
3.1 吸出し量算定法の構築	31
3.2 吸出し量の算定法の実用性	55
3.3 均等係数と乾燥密度が吸出しに及ぼす影響	63
3.4 CADMAS-SURF を用いた吸出し量算定式の適用性	65
3.5 吸出し防止対策	72
3.6 参考文献	74

第 4 章 主要な結論	76
謝辞	80
付録 洗掘予測数値モデルの解説	81

主要記号一覧

q_x, q_y : x と y 方向の線流量

h_A : 平均水深

d : 全水深

g : 重力加速度

η : 水位変化量

f_c : 海底摩擦係数

M_{bx}, M_{by} : 砕波による波エネルギー損失項

q_b : 輸送方向に垂直な単位幅の鉛直面積を通して単位時間に輸送される掃流砂量

$\theta_s(t)$: 振動流におけるシールズ数

θ_{sc} : 移動限界シールズ数

D : 掃流砂の中央粒径

m : 経験的に決まる掃流砂量係数

\tilde{u} : 移流速度

C : 水深方向に積分した浮遊砂の濃度

C_s : 底面に沈降する浮遊砂量

C_{ut} : 底面より巻き上がる浮遊砂量

ζ : ある基準高さに対する局所的底面高

q_{bx}, q_{by} : x と y 方向の掃流砂量

ε_s : 砂層の空隙率

h : 吸出し口までの堤体前面水深

$H_{1/3}$: 入射有義波高

τ_r : 有効吸出し抵抗力

τ_f : 最大吸出し力

ρ_s : 砂層の密度

ρ_w : 海水の密度

ϕ : 前面砂層部での内部摩擦角

f : 吸出し層での流体力係数

d_s : 前面砂層厚

P_{obmax} : 戻り流れの堤体前面下端での最大過剰間隙水圧

V_{max} : 戻り流れの堤体前面下端での最大流速である.

P_{oi} : 入射時の過剰間隙水圧の最大値

D_{50} : 裏込め材の中央粒径

a, b : 係数

C : 流体力係数

F : 流体力

v : 流速

A : 間隙水圧計の断面積

H : 堤体前面の入射有義波高

θ : 無次元吸出し力

θ_c : 無次元限界吸出し力

Q : 累積吸出し量

q : 堤体前面下端の単位幅・単位時間当りの吸出し量

$T_{1/3}$: 入射波周期

ω : Rubey の沈降速度

α : 時間係数

β : 比例係数

ν_e : 分子動粘性係数と渦動粘性係数の和

γ_v : 空隙率

γ_x : 水平方向の面積透過率

γ_z : 鉛直方向の面積透過率

D_x, D_y : エネルギー減衰帯のための係数

S_ρ, S_u, S_w : 造波ソースのためのソース項

R_x, R_y : 多孔質体からの抵抗力

C_M : 慣性力係数

図表一覧

- 図 1.1 海岸侵食の事例
- 図 1.2 海岸侵食に関する資料
- 図 1.3 高波による洗掘・吸出し状況
- 図 1.4 タイ国パトン湾南ビーチの道路護岸での被災事例 (2013)
- 図 2.1 最大洗掘深の実測値と数値モデルによる計算値との比較
- 図 2.2 平均洗掘幅の実測値と数値モデルによる計算値との比較
- 図 2.3 直立堤前面での最大洗掘深と前面水深, および入射波高との関係
- 図 2.4 消波工付き堤防の配置図
- 図 2.5 消波工付き堤防の断面図
- 図 2.6 消波工付き直立堤前面での最大洗掘深と前面水深, および入射波高との関係
- 図 2.7 底質の中央粒径が0.2mmより大きくなることによる最大洗掘深の低減係数
- 図 2.8 入射波の主波向が傾くことによる最大洗掘深の低減係数
- 表 2.1 構造物前面の洗掘の実測値と計算値との比較一覧表
- 図 3.1 実験装置
- 図 3.2 二次元海浜変形の相似則について
- 図 3.3 ケース 1 (裏込め材中央粒径 0.2 mm) とケース 2 (裏込め材中央粒径 0.66 mm) の場合の吸出し実験状況
- 図 3.4 ケース 3 (裏込め材の中央粒径 5.0 mm) とケース 4 (裏込め材の中央径 10 m) の場合の吸出し実験状況
- 図 3.5 ケース 5 (裏込め材の均等係数 9.3) とケース 6 (裏込め材の均等係数 20.1) の場合の吸出し実験状況の比較

- 図 3.6 ケース 6(裏込め材の乾燥密度 $1.55(\text{g}/\text{cm}^3)$)とケース 7(裏込め材の乾燥密度 $1.81(\text{g}/\text{cm}^3)$)の場合の吸出し実験状況の比較
- 図 3.7 有効吸出し抵抗力と最大吸出し力の説明図
- 図 3.8 各粒径の無次元砂層厚と戻り流れ時の過剰間隙水圧の関係
- 図 3.9 各粒径と係数 a , b の関係
- 図 3.10 水深・波高比と流体力係数の関係
- 図 3.11 クロンワンビーチの海岸護岸での被災状況 (2012)
- 図 3.12 パトン湾南ビーチの道路護岸での被災状況 (2013)
- 図3.13 破壊程度と入射有義波高, および, 吸出し抵抗力ー吸出し力との関係
- 図3.14 破壊程度と越波量, および, 吸出し抵抗力ー吸出し力との関係
- 図3.15 累積吸出し量と経過時間の関係
- 図3.16 時間係数 α と粒径の関係
- 図3.17 比例係数 β と粒径の関係
- 図 3.18 吸出し量算出フロー
- 図3.19 各粒径毎の吸出し量経時変化
- 図 3.20 時間係数 α と粒径の関係
- 図 3.21 比例係数 β と粒径の関係
- 図 3.22 被災事例の全吸出し量の実測値と計算値の比較
- 図 3.23 累積吸出し量と経過時間の関係
- 図 3.24 累積吸出し量と経過時間の関係
- 図3.25 戻り流れの圧力, 流速の計測位置
- 図3.26 CADMASによる累積吸出し量と経過時間の関係

図 3.27 戻り流れ時の圧力, 流速の実験式による計算値と数値実験による値との比較

図3.28 CADMASによる累積吸出し量と経過時間の関係

表 3.1 実験ケースと中央粒径, 均等係数, 乾燥密度の関係

表 3.2 日本とタイ国における被災事例の諸情報, 越波量, 吸出し力, および吸出し量に関する一覧表

表 3.3 広野海岸での前面洗掘深と吸出し量の計算値と実測値の比較一覧表

第1章 序 論

1.1 研究の背景

台風が毎年来襲する島国であるため、深刻な海岸災害が昔から多発している我が国において、図 1.1, 1.2 (出典：国土交通省ホームページより)に示すように、全国的に海岸侵食が進み、天然の消波材であり、環境保全や海浜利用上重要な砂浜が各所で消滅しつつある。



図 1.1 海岸侵食の事例

出典：「進行する海岸侵食：新潟県胎内市桃崎浜海岸(H4.7)，新潟県胎内市桃崎浜海岸(H19.8)」国土交通省ホームページ，平成 20 年度海岸事業予算概算要求概要,第 4 近年急速に進行している海岸侵食,進行する海岸侵食.



図 1.2 海岸侵食に関する資料

出典：「国土交通省河川局調査(1993年)による汀線後退量」(日本列島図)，国土交通省ホームページ，平成20年度海岸事業予算概算要求概要，第4 近年急速に進行している海岸侵食.

また、海岸施設の老朽化が全国的に問題となっている。

海岸保全施設維持管理マニュアル ～堤防・護岸・胸壁の点検・評価及び長寿命化計画の立案～平成 26 年 3 月(出典：国土交通省ホームページより)によると、「全国の堤防・護岸等のうち、築後 50 年以上経過した施設や築後年数が不明な施設は、2010 年では約 4 割であるが、2030 年には約 7 割に達する見込みであり、老朽化した施設が急増している。」

さらに、今後、施設の老朽化に加えて、地球温暖化に起因する海面上昇などによる海岸環境の更なる悪化が確実視されているのにも拘らず、既に各地で砂浜が減少し、それほど大きくない波力で、コンクリート三面張り堤防やコンクリート二面張り護岸が破堤した事例が多数存在している。

台風などによる高波来襲時、エネルギーの大きい侵食型の波により土砂が沖へ運ばれる。このように短期的に見れば海岸侵食が生じているが、静穏期になるとエネルギーの小さい堆積型の波が来襲するようになり、土砂は岸へと戻されるようになる。ここで、一年間を通してみると、高波来襲時の侵食型の波は静穏期の堆積型の波に比べ来襲頻度が圧倒的に少ないことから、土砂収支のバランスが保たれ海岸侵食がキャンセルされている場合が多い。しかしながら、近年海岸侵食による砂浜減少が顕著になっている原因は、各種ダム、港の防波堤、河川・海岸の各種施設による土砂移動の遮断、ダム湖や水路の維持浚渫、川や海での骨材採取により、海岸への土砂供給が大幅に減少したからである。これらの施設建設や行為は必要があって行われていることであるから、施設撤去や行為の停止を簡単に行うことが出来ないため、根本的解決の難しい問題となっている。

そして、それほど大きくない波力で堤防や護岸が破堤してしまう原因は、砂浜が減少することにより、高波が岸近くで砕波するようになるため、図 1.3 に見られるように堤体前面が洗掘し、波が堤体内へ浸入することにより、その波の戻り流れ時に堤体裏込め材が堤体外へ吸出され、堤体内部が空洞化し、堤防や護岸が弱体化するからである。これは堤体の老朽化の一パターンとも言える。

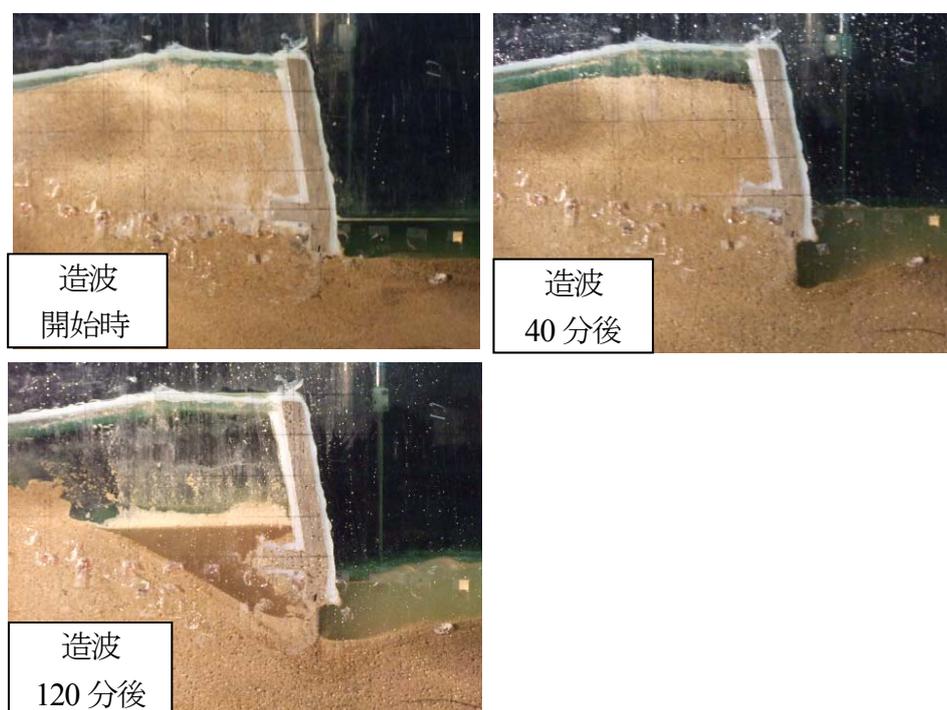


図 1.3 高波による洗掘・吸出し状況

図 1.4 はタイ国プーケット県パトン湾南ビーチの道路護岸での被災事例（2013）であるが，上側写真のように，モンスーンによる高波によって海岸侵食が進み，堤体前面のり先から裏込め材が吸出されるようになって，下側写真のように，天端部が陥没していた。



図 1.4 タイ国パトン湾南ビーチの道路護岸での被災事例（2013）

現在は、上で述べた侵食原因は関係各機関の努力により解消されつつあるが、施設の老朽化や、地球温暖化に起因する海面上昇や気象の不安定化などによる海岸保全環境の悪化は進みつつあるため、人口と資産が集中している沿岸部での海岸被害の増加が懸念される。それゆえ、海岸堤防・護岸の適切な維持管理は極めて重要な課題となっており、海岸防災のための海岸環境の正確な評価と、効果的な海岸防災対策の研究と技術開発は極めて重要になっている。

1.2 既往研究と本研究の目的

沖合構造物の破壊機構では、波力が構造物の耐力を上回っているかを検討するのが通常である。しかし、極浅海域や砂浜上では、海浜流などの流れや長周期波による外力が相対的に大きくなっており、従来の波力算定式では評価精度が悪いことと、堤体天端高を決定するために波の打ち上げ高さや越波量の算定が昔から行われてきたことから、合田(1970)、鈴木(1994)ら等が、波力ではなく越波量に基づく破壊限界基準を被災事例分析より提案されている。さらに、極浅海域や砂浜上の堤体破壊は大きな波力によって直接的に破壊されるのではなく、中程度の波が長時間作用することにより堤防前面の洗掘が進み、堤体内部の土砂が吸出され、堤防内部が空洞化することにより破壊に至る事例が多くあり、この破壊機構も考慮した安定性検討法を確立することが重要である。さらに、産業活動によって、海岸侵食が進むだけでなく、地球温暖化による海面上昇など海岸環境の悪化が深刻になりつつある現在、この洗掘量や吸出し量を予測することは極めて重要になってきた。

ここで、海岸侵食と洗掘に関する既往研究は以下の通りである：

海岸侵食に関する研究は世界中で行われており、山から川を経て海への総合土砂管理が各所で実行されると共に、渡辺ら(1984)、De Vriend(1988, 1993)、佐藤・Kabiling(1994)、柴山ら(1995)、後藤ら(2002)等によって、次々と優れた海岸地形変化予測モデルが発表されている。離岸堤や突堤から成るヘットランド工法と、サンドバイパスやサンドリサイクルを組み合わせた侵食対策技術が確立されつつある。

海岸堤防・護岸の前面洗掘予測に関する研究については、榎木・川崎(1960)が海岸堤防堤脚部の洗掘について、佐藤ら(1966)が直立壁堤脚部の波による二次元的洗掘実

験を行い、入江(1984)らが重複波による防波堤前面での海底洗掘一底質移動機構に着目した研究を、栗山(1987)らが斜め入射重複波による直立堤前面の海底洗掘、榊山・鹿島(1998)が消波ブロック被覆工の法先洗掘と波浪条件に関する基礎的な研究を行った。そして、水谷・Mostafa(1998)が混成堤および潜堤の基礎地盤の波浪応答と局所洗掘に関する研究を行い、Caら(2002)が差分法による平面二次元数値モデルを、李・水谷(2006)が矩形潜堤周辺に生じる局所洗掘とその時間領域数値解析手法を開発し、さらに、流体と構造物と地形変化の三連成予測が出来る高度な三次元数値モデルが中村ら(2009)によって提案されるまでになった。しかし、高度な洗掘予測の数値モデルは特定の専門家しか扱えず、一般に普及しているとは言い難い。

海岸堤防や護岸からの吸出しに関する研究は以下の通りである：

極浅海域や前浜に設置された海岸堤防や護岸の破堤原因が主に洗掘・吸出しによることは大河原ら(1983)などが初めて公表した。岩崎ら(1995)は堤防前面被覆に施工不良や老朽化による隙間がなくても堤体最下端から吸出しが生じることを大型実験で示した。洗掘・吸出しに係る理論として、善(1993)が海底砂地盤の波による液状化モデルを構築し、加藤ら(1996)は同モデルによる検討から堤防前面砂浜の透過性を高めると吸出し防止効果を期待できることを示した。さらに、前野ら(2000)は矢板式護岸からの吸出しを多孔質弾性体の浸透理論を用いた有限要素解析モデルで表し、根入れを深くするほど、地盤の透水性を高めるほど、吸出し量が減ることを明らかにした。前野ら(2001)は DEM-FEM モデルで矢板式護岸からの吸出しを、中村ら(2006)は捨石式単純護岸に対して VOF-FEM 改良モデルにより吸出し検討を行い、後藤ら(2010)は粒子法による数値予測モデルでコンクリート護岸からの吸出しを再現した。

コンクリート被覆の三面張り堤防や二面張り護岸に対しては、山本ら(2009)が前面水深 3 m 以浅ならば洗掘・吸出しによる被災が卓越することを被災事例検討と安定計算から示し、山本ら(2011)が同構造物の破壊を越波量と、戻り流れ時の有効せん断抵抗力とせん断力の差で判別できることを提案したが、三面張り堤防や二面張り護岸からの吸出し量の信頼性の高い算定法は存在していない。

堤防・護岸からの吸出し対策工法については、加藤ら(1996)が堤体前面砂浜部を捨石根固め工に置換える方法を、山本ら(2009)が堤体内の吸出し部の裏込め材を小石に置換える方法を提案している。共に、石層を設けることにより、過剰間隙水圧を速やかに消散出来るようにして、吸出し抵抗力を高める方法であるが、前者では堤体前面の砂浜を掘り返すため建設時の被災に注意することと、波が直接当たるため大きな石を用いなくてはならない。一方、後者では裏込め部の海側 2/3 程度を石層にするため、堤防の場合は裏込め陸側部の遮水効果を十分に高める必要がある。

本研究では、吸出し量を求める場合、吸出し時の堤体前面の砂層厚と水深が分かっている必要があることから、最初に実用的な洗掘予測法について検討する。高度な三次元数値予測モデルがあるが、これらの高度な数値モデルは限られた専門家でなければ利用できない。また、通常の PC を用いて三次元の洗掘予測を行うことは、計算能力上の負荷が大きすぎるため、極めて困難である。それゆえ、海岸堤防・護岸前面の洗掘を出来るだけ簡単に評価できる方法の確立が、現場技術者から要求されている。よって、Ca ら(2002)の平面二次元数値モデルを用いて、実測データとの比較から計算精度の良さを確認した上で、堤体前面洗掘量の算定図を提案する。

さらに、吸出し力（戻り流れ時の有効吸出し抵抗力と最大吸出し力との差）は、

波力が大きくなるほど、堤体前面の砂層厚が薄くなるほど、大きくなると考えられる。また、裏込め材の粒径、均等係数や締固めの程度が大きくなるほど、粒子の移動抵抗力も大きくなっていくため、吸出し量の低減を期待できる。すなわち、吸出し量の正確な評価のためには、これらのことを考慮した吸出し量算定式の構築が必要である。それゆえ、実用的な吸出し予測モデルがまだ無い三面張り海岸堤防や二面張り護岸に対して、これらの破壊機構について考察すると共に、裏込め材の中央粒径、均等係数、乾燥密度(締固めの程度)が、これらの構造物からの吸出しに及ぼす影響を調べる。そして、吸出し量算定式を提案し、水理模型実験と現地被災事例への適用性について確認する。また、自由度の高い吸出し予測法の開発のために、多孔質体内の流体運動を数値計算できる CADMAS- SURF(財団法人沿岸技術研究センター, 2008)から戻り流れの圧力と流速を求め、提案した吸出し量算定式から吸出し量を算定する方法の適用性についても検討する。最後に、本研究の成果から、吸出し防止法についても検討し、それをまとめる。

1.3 参考文献

- (1) 「進行する海岸侵食：新潟県胎内市桃崎浜海岸(H4.7)，新潟県胎内市桃崎浜海岸(H19.8)」国土交通省ホームページ，平成20年度海岸事業予算概算要求概要,第4近年急速に進行している海岸侵食,進行する海岸侵食.
http://www.mlit.go.jp/river//basic_info/yosan/kaigandukuri/h20gaisan/h20gaisan_1-4.pdf
- (2) 「国土交通省河川局調査(1993年)による汀線後退量」(日本列島図)，国土交通省ホームページ，平成20年度海岸事業予算概算要求概要，第4近年急速に進行している海岸侵食.
http://www.mlit.go.jp/river//basic_info/yosan/kaigandukuri/h20gaisan/h20gaisan_1-4.pdf
- (3) 農林水産省農村振興局防災課，農林水産省水産庁防災漁村課，国土交通省水管理・国土保全局海岸室，国土交通省港湾局海岸・防災課，(平成26年3月)：海岸保全施設維持管理マニュアル～堤防・護岸・胸壁の点検・評価及び長寿命化計画の立案
<http://www.mlit.go.jp/common/001043141.pdf>
- (4) 合田良実(1970):防波護岸の越波流量に関する研究，港湾技研報告，第9巻4号，pp.3-41.
- (5) 鈴木康正，平石哲也，望月徳雄，森川高德(1994)：ヒアリングによる護岸の越波被災調査，海岸工学論文集，第41巻，pp.681-685.
- (6) 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.
- (7) De Vriend, H. J. and Ribberink, J. S. (1988): A quasi 3D mathematical model of coastal

- morphology, *Proc. 21st Int. Conf. on Coastal Eng.*, pp1689-1703.
- (8) De Vriend, H. J., Zyserman, J., Nicholson, J., Roelvink, J. A., Pechon P. and Southgate, H. N. (1993): Medium-term 2DH coastal area modelling, *Coastal Engineering*, Vol.21, pp193-224.
- (9) 佐藤慎司, Kabiling, M.(1994):波打ち帯を含む三次元海浜変形の数值モデル, 海岸工学論文集, 第 41 卷, pp.401-405.
- (10) 柴山知也, Winyu, R., 岡安章夫(1995):浮遊漂砂量を取り入れた 2次元海浜変形モデル, 海岸工学論文集, 第 42 卷, pp.446-450.
- (11) 後藤仁志, 原田英治, 酒井哲郎(2002):3次元数值移動床によるシートフロー層の鉛直分級課程の数值解析, 海岸工学論文集, 第 49 卷, pp471-475.
- (12) 榎木 亨, 川崎芳一(1960):海岸堤防堤脚部の洗掘について, 京大防災研究所年報, 第 4 号, pp.1-12.
- (13) 佐藤昭二, 田中則男, 入江 功(1966):直立壁堤脚部の波による二次元的洗掘実験, 第 13 回海岸工学講演会講演集, pp.156-161.
- (14) 入江功, 近藤隆道, 赤石正廣, 寺崎賢次(1984):重複波による防波堤前面での海底洗掘—底質移動機構に着目した研究—, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp.350-354.
- (15) 栗山善昭, 浅倉弘敏, 藤田誠, 入江 功(1987):斜め入射重複波による直立堤前面の海底洗掘, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.411-415.
- (16) 榎山 勉, 鹿島遼一(1998):消波ブロック被覆工の法先洗掘と波浪条件に関する研究, 海岸工学論文集, 第 45 卷, pp.886-890.
- (17) 水谷法美, Mostafa, A. M. (1998):混成堤および潜堤の基礎地盤の波浪応答と局

- 所洗掘に関する研究, 海岸工学論文集, 第 45 卷, pp.881-885.
- (18) Ca, T. V., Yamamoto, Y., Tanimoto, K. (2002) : Simulation of wave dynamics and scouring near coastal structures by a numerical model, *Proc. 28th Int. Conf. on Coastal Eng.*, pp.1817-1829,.
- (19) 李光浩, 水谷法美(2006) : 矩形潜堤周辺に生じる局所洗掘とその時間領域数値解析手法の開発, 海岸工学論文集, 第 53 卷, pp.501-505.
- (20) 中村友昭, 水谷法美, 篠田陽介, 小山裕文(2009) : 岸壁に作用する局所流による三次元洗掘予測手法の開発と対策工に関する研究, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.65, No.1, pp. 486-490.
- (21) 大河原満・斉藤雄三郎・橋本宏(1983) : 被災事例から見た海岸堤防・護岸に関する一考察, 第 30 回海講, pp. 264-268.
- (22) 岩崎複久, 田中茂信, 佐藤慎司, 名合宏之, 前野詩朗, 小谷裕司(1995) : 海岸堤防の空洞化発生機構に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 42 卷, pp.1026-1030.
- (23) 善功企(1993) : 海底地盤の波浪による液状化に関する研究, 港湾技研資料, No. 755, 112p.
- (24) 加藤史訓, 佐藤慎司, 田中茂信(1996) : 波浪による海岸堤防周辺地盤の間隙水圧変動, 海岸工学論文集, 第 43 卷, pp.1011-1015.
- (25) 前野詩朗, 小谷裕司, 星山知恵(2000) : 変動水圧場における護岸裏込め土砂の流失限界に関する研究, 海岸工学論文集, 第 47 卷, pp.926-930.
- (26) 前野詩朗, 後藤仁志, 坪田裕至, 原田英治(2001) ; DEM-FEM モデルによる変動

- 水圧場の護岸裏込め土砂の流動解析, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp.976-980.
- (27) 中村友昭, 許東秀, 水谷法美(2006): 捨石護岸背後の埋立土砂の吸い出し機構, 土木学会論文集 B, Vol.62, No.1, pp.150-162.
- (28) 後藤仁志, 五十里洋行, 駒口友章, 三島豊秋, 吉年英文(2010): 粒子法による護岸背後地盤空洞形成過程の数値解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.66, No.1, pp.821-825.
- (29) 山本吉道, 南宣孝(2009): 高波による海岸堤防破壊メカニズムの実験的研究, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.65, No.1, pp.901-905.
- (30) 山本吉道, 成吉兼二, 比嘉了規(2011): 海岸堤防・護岸の被災限界の研究, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.67, No.2, pp.100- 105.
- (31) 財団法人沿岸技術研究センター(2008): CADMAS-SURF 実務計算事例集, 沿岸技術ライブラリー No.30.

第2章 高波による前面洗掘算定法の開発

本章では，堤体内からの裏込め材の吸出し量を評価する際に，必要となってくる堤体前面での洗掘量を求めるための算定図を提案する．まず初めに，算定図作成に必要なデータを得るための数値実験に使う数値予測モデルの紹介を行う．次に，そのモデルの洗掘再現性能を大型模型実験データや現地データを用いて確認した後に，一般的な海岸を想定して，必要なデータを数値実験から入手して算定図を作成する．

2.1 洗掘予測数値モデルの紹介

三次元数値予測モデルは、特定の専門家しか使えず、一般の PC では計算時間がかかり過ぎてしまう。二次元数値予測モデルの中では、遡上域でも精度良く波・流れの計算が可能であり、スムージングや人工粘性項などによることなく滑らかな地形変化計算が可能なることから、Caらの数値モデル(2002)を採用する。以下に、Caらのモデルの概要を紹介する。詳しくは付録を参照のこと。

(a)不規則波動場の計算

波動の基礎式には、非線形性と分散性を考慮できる Boussinesq 方程式に、砕波による波エネルギー損失を考慮した運動方程式と連続式を用いた。

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q_x^2}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{q_x q_y}{d} \right) + gd \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{h_A^3}{6} \left[\frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial t} \left(\frac{q_x}{h_A} \right) + \frac{\partial^3}{\partial x \partial y \partial t} \left(\frac{q_y}{h_A} \right) \right] \\ - \frac{h_A^2}{2} \left(\frac{\partial^3 q_x}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^3 q_y}{\partial x \partial y \partial t} \right) - M_{bx} + \frac{f_c}{d^2} |q_x| q_x = 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q_x q_y}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{q_y^2}{d} \right) + gd \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{h_A^3}{6} \left[\frac{\partial^3}{\partial y^2 \partial t} \left(\frac{q_y}{h_A} \right) + \frac{\partial^3}{\partial x \partial y \partial t} \left(\frac{q_x}{h_A} \right) \right] \\ - \frac{h_A^2}{2} \left(\frac{\partial^3 q_y}{\partial y^2 \partial t} + \frac{\partial^3 q_x}{\partial x \partial y \partial t} \right) - M_{by} + \frac{f_c}{d^2} |q_y| q_y = 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここに、 q_x 及び q_y の各々は x と y 方向の線流量、 h_A は平均水深、 d は全水深、 g は重力加速度、 η は水位変化量、 f_c は海底摩擦係数、 t は時間である。 M_{bx} 及び M_{by} は砕波による波エネルギー損失項。

(b) 掃流砂量の計算

掃流砂量の算定には、Ribberink(1998)の式(2.4)を用いた。

$$\Phi_b = \frac{q_b}{\sqrt{\Delta g D}} = \begin{cases} m [|\theta_s(t)| - \theta_{sc}]^{1.65} \frac{\theta_s(t)}{|\theta_s(t)|} & (\theta_s(t) \geq \theta_{sc}) \\ 0 & (\theta_s(t) < \theta_{sc}) \end{cases} \quad (2.4)$$

ここに、 Φ_b は無次元掃流砂輸送量、 q_b は輸送方向に垂直な単位幅の鉛直面積を通して単位時間に輸送される掃流砂量、 $\theta_s(t)$ は振動流におけるシールズ数、 θ_{sc} は移動限界シールズ数、 Δ は漂砂の相対密度、 g は重力加速度、 D は掃流砂の中央粒径、 m は経験的に決まる掃流砂量係数である。

(c) 浮遊砂量の計算

浮遊砂輸送には次式を用いた。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}C}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}C}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(v_t \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_t \frac{\partial C}{\partial y} \right) - C_s + C_{ut} \quad (2.5)$$

ここに、 \tilde{u} は移流速度、 C は水深方向に積分した浮遊砂の濃度、 C_s は底面に沈降する浮遊砂量、 C_{ut} は底面より巻き上がる浮遊砂量である。沈降する砂の量 C_s および巻き上がる砂の量 C_{ut} は浮遊砂の鉛直分布と仮定して評価する。

(d)地形変化の計算

地形変化計算は漂砂量保存式の次式を用いた。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{1}{1-\varepsilon_s} \left(\frac{\partial q_{bx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{by}}{\partial y} - C_s + C_{ut} \right) \quad (2.6)$$

ここに、 ζ はある基準高さに対する局所的底面高、 q_{bx} 及び q_{by} は x と y 方向の掃流砂量、 ε_s は砂層の空隙率である。

2.2 本数値モデルによる前面洗掘計算の検証

海岸・港湾構造物の前面洗掘の最大深と平均岸沖幅について、表 2.1 に示す規模の大きな水理模型実験または現地調査による実測値と、本数値モデルによる計算値との比較を図 2.1 と図 2.2 に示す。入射波はブレットシュナイダー光易型スペクトルを用いて発生させている。現地調査の場合は、比較期間が1年以上であるため、洗掘に大きな影響を及ぼす高波来襲期だけの再現計算を行った。図 2.1 と図 2.2 から、Ca らの数値モデルによる計算精度は良いことが分かる。

表 2.1 構造物前面の洗掘の実測値と計算値との比較一覧表

実験または海岸・港湾名	沖波 波高 (m)	周 期 (s)	底質 粒径 (cm)	前 面 水 深 (m)	最大洗掘深 (m)		平均洗掘幅 (m)	
					実 測 値	計 算 値	実 測 値	計 算 値
防波堤 ⁽³⁾ 大規模実験	0.55	3.0	0.008	1.00	0.22	0.20	2.70	3.25
	0.52	3.5	0.030	1.00	0.13	0.20	1.60	3.80
	0.52	3.5	0.015	1.00	0.09	0.20	2.70	4.00
	0.52	3.5	0.008	1.00	0.18	0.25	3.70	4.30
	2.00	3.0	0.020	4.00	0.18	0.20	2.50	2.80
	2.50	5.0	0.020	4.00	0.36	0.45	8.00	8.50
防波堤 ⁽⁴⁾ 中規模実験	2.50	7.0	0.020	4.00	1.30	1.00	15.50	16.50
	0.42	2.3	0.021	0.05	0.11	0.10		
	0.42	2.3	0.021	0.26	0.32	0.15		
高知海岸 ⁽⁵⁾	0.42	2.3	0.021	0.45	0.21	0.20		
	8.35	11.6	0.018	4.00	2.80	2.50		
新潟海岸 ⁽⁶⁾	8.35	11.6	0.018	6.00	3.50	3.10		
	8.63	12.6	0.020	2.00	2.80	2.50		
高知海岸 ⁽⁶⁾	8.35	11.6	0.018	5.00	3.10	2.80		
新潟東港 ⁽⁷⁾	8.63	12.6	0.015	13.00	4.50	4.20		
新潟東港 ⁽⁷⁾	6.34	11.8	0.015	16.00	2.80	3.20		
福井港 ⁽⁷⁾	7.79	13.2	0.020	10.50	3.00	2.60		
福井港 ⁽⁷⁾	7.79	13.2	0.020	15.00	3.00	4.00		
金沢港 ⁽⁷⁾	7.67	12.4	0.020	13.50	2.50	3.60		
秋田港 ⁽⁷⁾	8.03	11.8	0.015	14.00	2.50	3.45		
酒田港 ⁽⁷⁾	7.67	11.0	0.015	14.00	2.00	2.95		
清水海岸 ⁽⁸⁾	8.30	15.4	0.200	9.00	0.50	1.20		

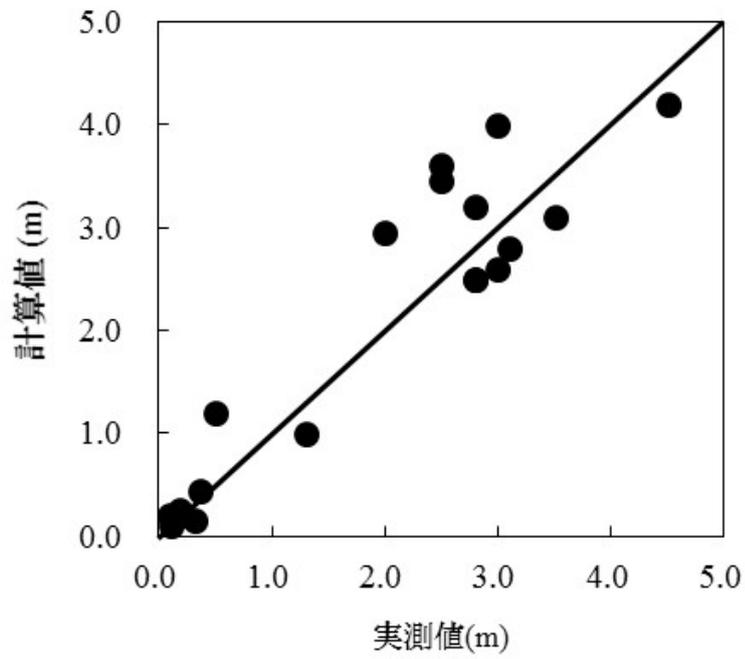


図 2.1 最大洗掘深の実測値と数値モデルによる計算値との比較

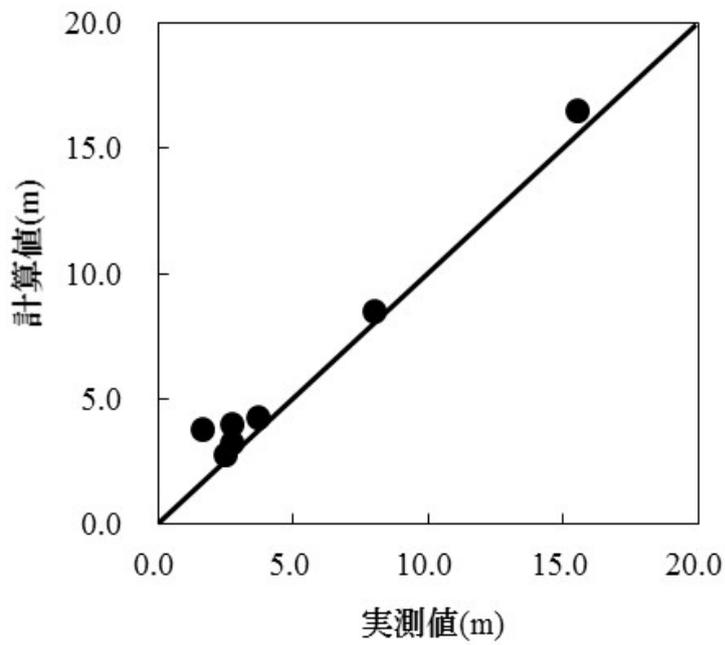


図 2.2 平均洗掘幅の実測値と数値モデルによる計算値との比較

2.3 前面洗掘量の算定図の提案

後述する吸出し量算定式を用いて吸出し量を求める際、吸出し時の堤体前面の水深を分かっている必要がある。台風などにより、高波が来襲している時の前面水深の測量は非常に危険で実質上不可能である。それゆえ、高波諸元と高波来襲直前の堤体前面地形を用いて、堤体前面の洗掘深を予測することが有用な方法である。近年では有用な三次元数値予測モデルが開発されている。しかし、この数値予測モデルを用いて予測することは、限られた専門家でなければ難しい。さらに、通常のPCを用いて三次元の洗掘予測を行うことは、計算能力上の負荷が大きすぎ、計算時間に相当な時間を要してしまうため、困難である。したがって、入射有義波高、高波来襲時直前の前面水深、底質の中央粒径、波向を与え、消波工の有無の海岸堤防・護岸の前面洗掘深の最大値を求められる算定図を作成する。

前面洗掘深の算定図の作成方法は以下の通りである：

- 1) Caらの洗掘予測モデルを用いて数値実験を行う。計算メッシュ間隔は5mとし、計算領域は岸沖方向に138メッシュ、沿岸方向に148メッシュとする。
- 2) 入射波には、高波来襲時の沖波有義波高として、3m、6m、9mを考え、周期は、侵食・堆積変化に対して中立となる波形勾配0.025を満足するように、各々8.8s、12.4s、15.2sとする。入射波の波向は、主波向を堤体前面に対して直角とする。
- 3) 底質粒径については、典型的な砂浜海岸の代表である中央粒径0.2 mmとし、波による侵食・堆積の影響を排除するため、不規則波を12時間以上作用させ、各沖波有義波に対して安定な海岸地形を作成する。
- 4) そして、上記の安定海岸地形に直立堤を設置し、再び各沖波有義波の不規則波を

前面洗掘変化が定常になったと見なせる12時間以上入射させ、堤体前面近傍での最大洗掘深を求める。最大洗掘深が堤体前面直近で発生する保証はないが、高波来襲時に少なくとも最大洗掘深までの底質の流動化が、堤体前面から最大洗掘深位置までの領域で全体的に進み、構造物にとって危険な状態になっていることが、前野ら(2000)等の既往研究から分かっており、過去の被災資料分析や現地調査から納得できる。

- 5) これを直立堤の設置水深を変えて繰り返し、十分な数のデータを揃え、図2.3に示す堤体前面水深と入射有義波高の比と、最大洗掘深と入射有義波高の比との関係図を作成した。

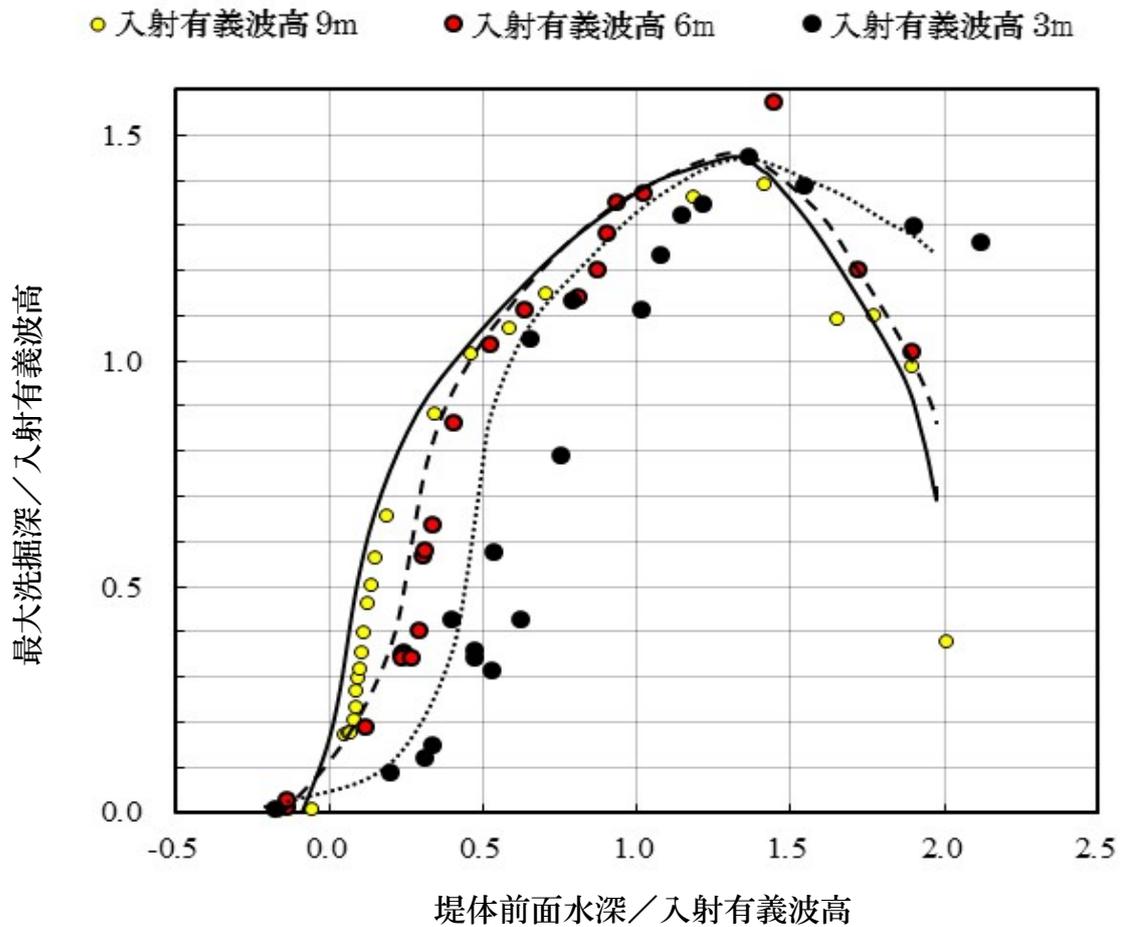


図2.3 直立堤前面での最大洗掘深と前面水深，および入射波高との関係
(波形勾配0.025，底質中央粒径0.2mm)

本図では，直立堤の最大洗掘深は，堤体前面水深が入射有義波高の1.3～1.4倍でピークを迎え，入射有義波高の1.45倍程度になる．これは波形勾配を一定にして計算したため，堤体前面での反射率が変化しにくくなったからである．このピークになる水深は各入射有義波の碎波水深付近である．

さらに、図2.4、図2.5に示すような、直立堤の前面に消波ブロック3列並びに相当する幅10mで空隙率50%の消波工を併設した場合について同様な作業を繰り返し、十分な数のデータを揃え、図2.6に示す消波工が堤防前面にある場合の前面水深と入射有義波高の比と、最大洗掘深と入射有義波高の比との関係図を作成した。

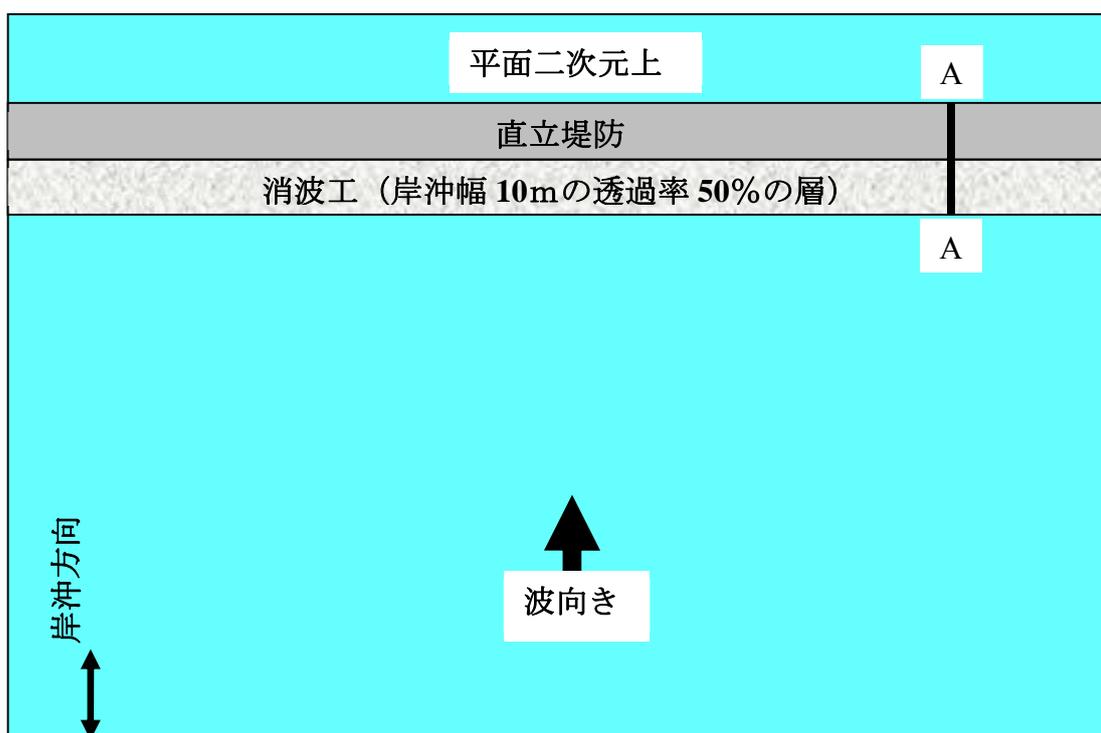


図2.4 消波工付き堤防の配置図

(計算メッシュ間隔は5m, 計算領域は岸沖方向138メッシュ, 沿岸方向148メッシュ)

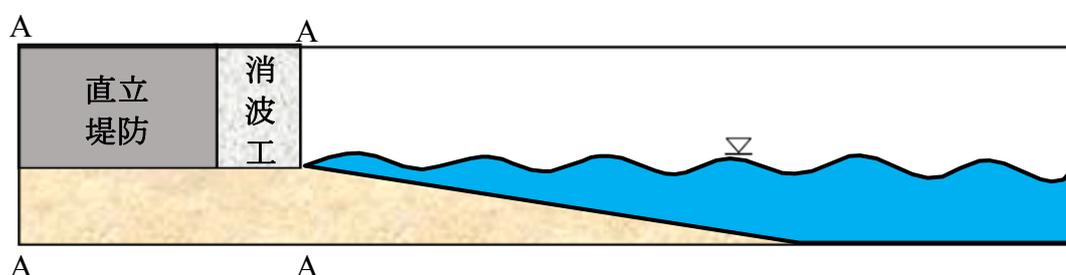


図2.5 消波工付き堤防の断面図

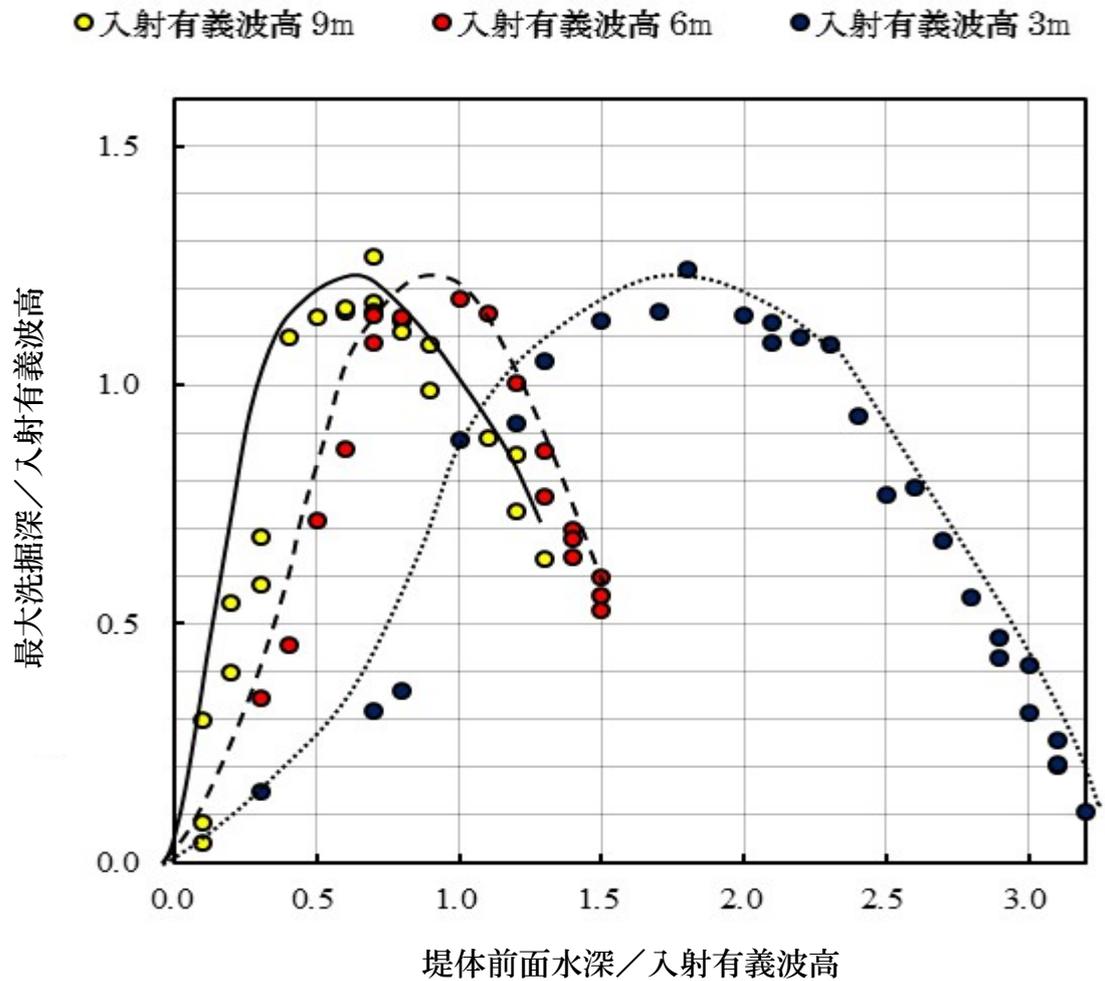


図2.6 消波工付き直立堤前面での最大洗掘深と前面水深，および入射波高との関係
(波形勾配0.025，底質中央粒径0.2mm)

本図より，消波工付き直立堤防の最大洗掘深は，堤体前面水深が入射有義波高の0.7から1.8倍でピークを迎え，入射有義波高の1.23倍程度になる。

さらに、底質粒径を0.2mmから10mm間で変えて、入射有義波高6m、周期12.4s、入射波向が主波向の堤体前面に直角の波が、それに対応する安定海岸地形に設置した直立堤防に作用した場合の前面洗掘深の最大値を求めて作られた、底質粒径が0.2mmより大きい場合の最大洗掘深の低減係数のグラフを図2.7に示す。

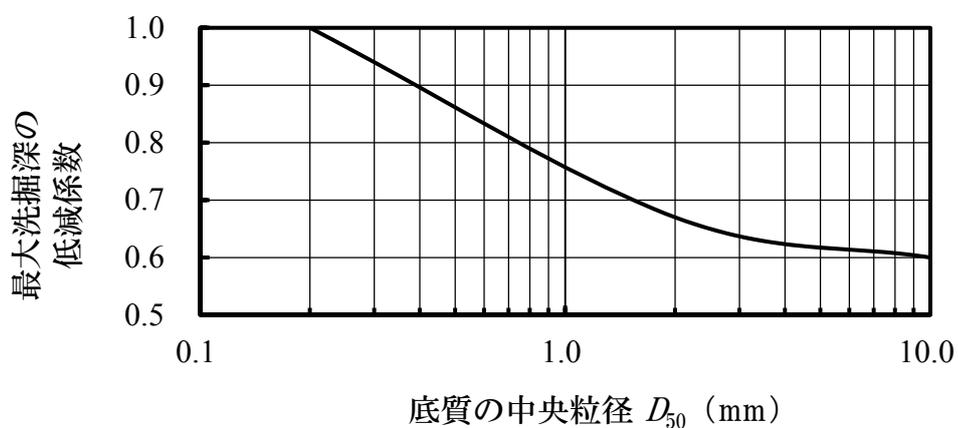


図2.7 底質の中央粒径が0.2mmより大きくなることによる最大洗掘深の低減係数

また,入射波向を 0 度から 60 度間で変えて,入射有義波高 6m,周期 12.4s の波が,それに対応する安定海岸地形に設置した直立堤防に作用した場合の前面洗掘深の最大値を求めて作られた,入射波向が傾いている場合の最大洗掘深の低減係数のグラフを図 2.8 に示す.

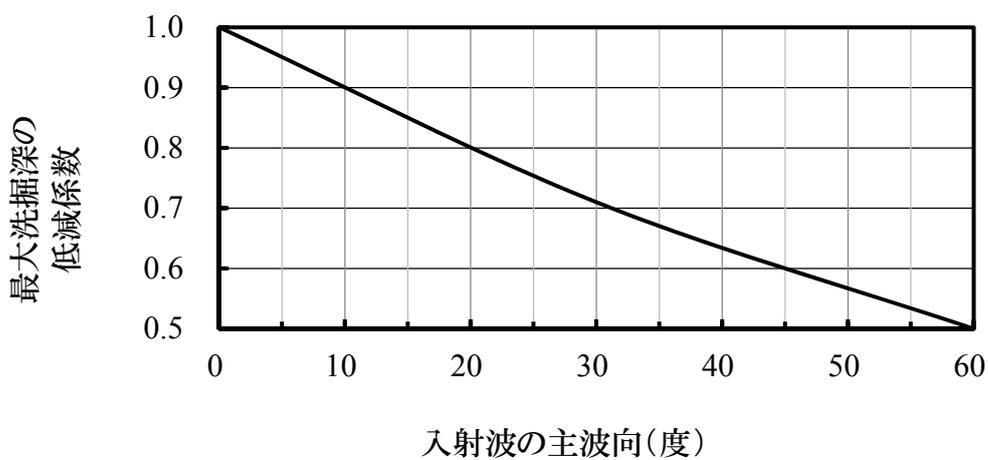


図 2.8 入射波の主波向が傾くことによる最大洗掘深の低減係数

底質粒径が0.2mmより大きい場合や,入射波向が傾いている場合は,図2.3, 2.6から求めた最大洗掘深に図2.7, 図2.8から求めた低減係数を掛ければ良い.

2.4 参考文献

- (1) Ca, T. V., Yamamoto, Y., Tanimoto, K. (2002) : Simulation of wave dynamics and scouring near coastal structures by a numerical model, *Proc. 28th Int. Conf. on Coastal Eng.*, pp.1817-1829.
- (2) Ribberink, J.S. (1998): Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows, *Coastal Engineering*, Vol.34, pp.59-82.
- (3) 鈴木高二朗, 高橋重雄, 高野忠志, 下迫健一郎(2002) : 砂地盤の吸出しによる消波ブロック被覆堤のブロックの沈下被災について, 港研報告, Vol.41-No.1, pp.51-90.
- (4) 佐藤昭二, 田中則男, 入江功(1966) : 直立壁堤脚部の波による二次元的洗掘実験, 第13回海講, pp.156-161.
- (5) 宇多高明(1989) : 波による移動限界水深を定める代表波の選定法, 第21回海岸実務講義集, 全国海岸協会, pp.25-35.
- (6) 豊島修 : 海岸侵食対策, 第18回海岸実務講義集, 全国海岸協会, pp.61-70, 1986.
- (7) 土市進, 渡辺清, 北沢壮介, 山田孝嗣(1986) : 防波堤前面での海底地盤変化の実態, 第33回海講, pp.292-296.
- (8) 静岡県静岡土木事務所(2001) : 平成13年度清水海岸調査報告書.
- (9) 前野詩朗, 小谷裕司, 星山知恵(2000) : 変動水圧場における護岸裏込め土砂の流失限界に関する研究, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.926-930.

第3章 高波による吸出し予測法の開発

本章では、堤体内からの裏込め材の吸出し現象に裏込め材中央粒径が及ぼす影響を考慮した吸出し量予測法を提案する。まず初めに、必要なデータを得るため、水理模型実験を行う。次に水理模型実験から得られたデータより破壊機構について考察すると共に、裏込め材の中央粒径、均等係数、乾燥密度（締固めの程度）が、これらの構造物からの吸出しに及ぼす影響を調べる。そして、吸出し量算定式を提案し、水理模型実験と現地被災事例への適用性について検討する。さらに、自由度の高い吸出し予測法の開発のために、多孔質体内の流体運動を数値計算できるCADMAS- SURF(財団法人沿岸技術研究センター, 2008)から戻り流れの圧力と流速を求め、提案した吸出し量算定式の適用性についても検討する。最後に上記の研究成果から吸出し防止法についてまとめる。

3.1 吸出し量算定法の構築

(a) 吸出し実験

(a-1) 実験装置

図 3.1 に示すように幅 0.5m×高さ 0.8m×全長 22m の二次元造波装置に砂層と表法コンクリート被覆、天端と裏法アクリル板被覆の堤防模型を設置し、表法根元の矢板から 1.6cm（裏込め材に中央粒径 1cm の礫を用いた場合に、裏込め材が詰まらないようにするため）離して、間隙水圧計を岸向きと沖向きに 2 台設置し吸出し実験を行った。

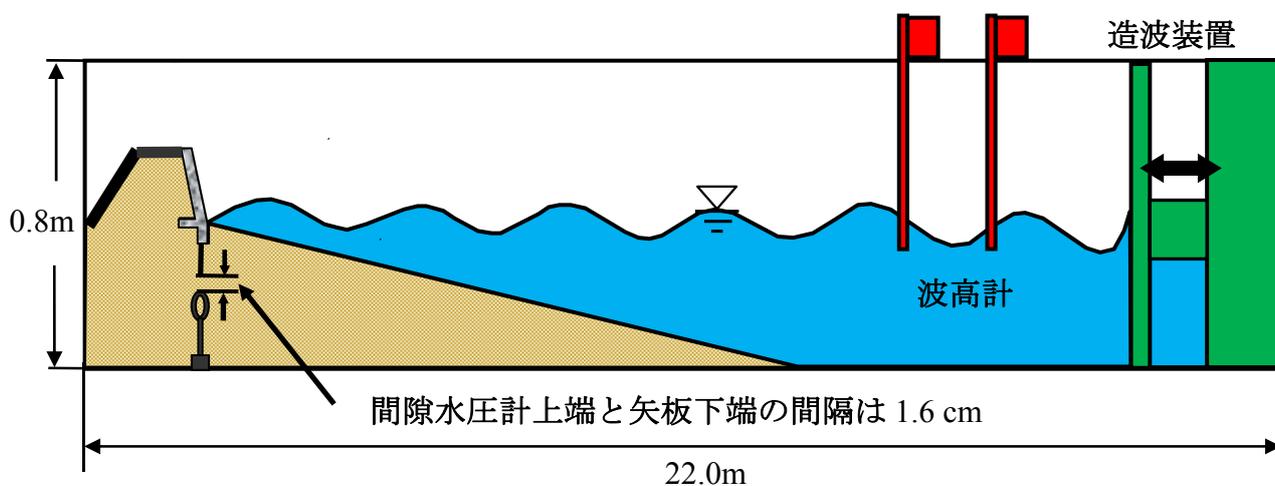


図 3.1 実験装置

(a-2) 実験方法

(a-2-1) 再現実験

山本ら(2009)は典型的な高波災害事例である平成9年台風9号による静岡県広野海岸堤防の吸出しでの破堤を再現しこの実験法での妥当性を確認した。日本の外海における年1回来襲有義波高6~7mをフルード則で1/30に縮小し、底質粒径については、波の縮尺をフルード則で決めれば、相似則が成立する領域との対応からモデルの底質粒径が求められる、伊藤・土屋(1985)の二次元海浜変形の相似則を用いた。現地海岸の粒径は、0.5~2 mm程度の砂を選び、図3.2を用いて、沖波波高比1/30から底質粒径の縮小スケールは1/3として砂浜を造成し、不規則波を入射させて、高波に対して安定な砂浜断面地形を形成後、三面張り堤防モデルを設置し、不規則波を入射させて吸出し実験を行った。ここで、 λ_{H0} モデルと原型の沖波波高比、 λ_d はモデルと原型の底質粒径比である。なお、作用時間に関して、伊藤・土屋(1985)の相似則はフルード則に従う。

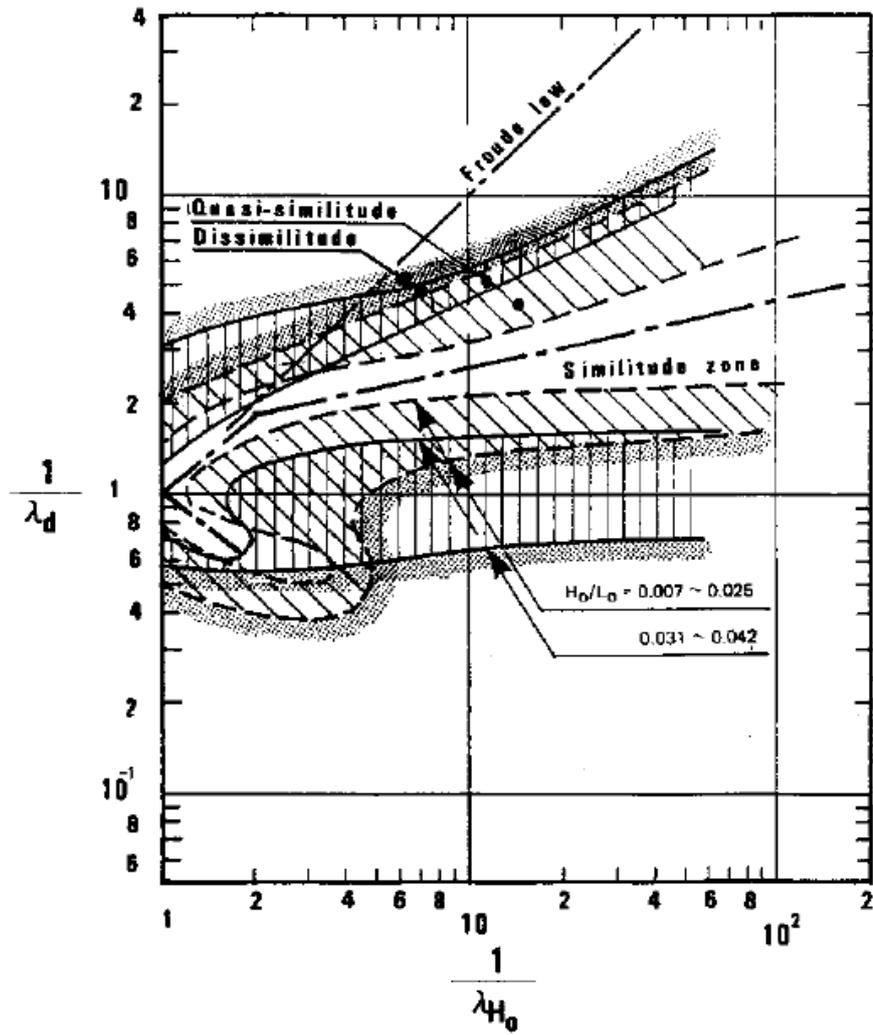


図 3.2 二次元海浜変形の相似則について
 出典：伊藤政博・土屋義人(1985)：土木学会論文集，Vol.1985，No.357,P181, Fig.6.

(a-2-2) ケース 1～7

表 3.1 に示す実験ケースを実施した。

堤体裏込め部に用いた砂は、簡単に入手できる最小の中央粒径として 0.2mm 程度、砂の上限値である 2mm を模型スケールに換算すると 0.66mm 程度になることから、中央粒径 0.2mm と 0.66mm を用いた。また、粒径を大きくすれば吸出し量がどの程度変わるのかを調べるために、5mm と 10mm の礫も用いた。

均等係数については、通常の砂浜海岸の土壌（良く分級されているため、均等係数は 1～2）の典型的な均等係数として 1.5 程度を採用する。また、典型的な搬入土の均等係数は 20 程度であり、裏込め部分は現地砂と搬入土の混合物であることから、均等係数 20 程度と 10 程度の材料も採用した。

乾燥密度については、現地施工では堤体裏込め材の転圧を行っているはずであるから、水理模型実験で無理なく詰め込める 1.5 g/cm³ 程度とよく締め固めた 1.8 g/cm³ 程度を採用した。なお、フルード則を用いて、有義波高は 22.33cm、有義周期は 2.65s の不規則波を入射させた。

表 3.1 実験ケースと中央粒径、均等係数、乾燥密度の関係

実験ケース	中央粒径	均等係数	乾燥密度
ケース 1	0.2mm 程度 砂	1.56 程度	(*)
ケース 2	0.66mm 程度 砂	1.67 程度	(*)
ケース 3	5mm 程度 礫	2.5～7.5mm 程度	(*)
ケース 4	10mm 程度 礫	5.0～15mm 程度	(*)
ケース 5	0.2mm 程度 砂	9.3 程度	(*)
ケース 6	0.2mm 程度 砂	20.1 程度	1.55(g/cm ³)程度
ケース 7	0.2mm 程度 砂	20.1 程度	1.81(g/cm ³)程度

(*)乾燥密度はケース 6 と同様な施工を行ったので、1.55(g/cm³)程度と推測できる。

(a-3) 実験結果

図 3.3 の左図は裏込め材の中央粒径が 0.2 mm、右図は中央粒径が 0.66mm の実験結果である。本図に示すように、粒径の小さな砂の場合には、吸出し発生から約 60 分後には堤体内の 2/3 程度の土砂が矢板下端から吸い出され破堤寸前となった。

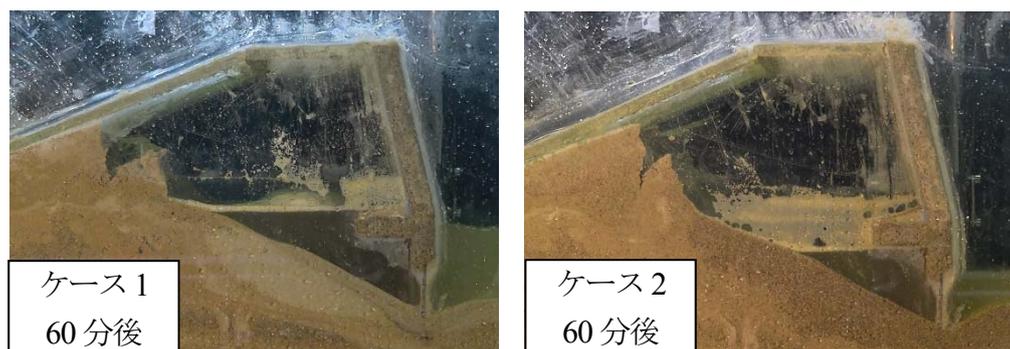


図 3.3 ケース 1 (裏込め材中央粒径 0.2 mm)とケース 2 (裏込め材中央粒径 0.66 mm)の場合の吸出し実験状況

図 3.4 の左図は裏込め材の中央粒径が 5.0 mm、右図は中央粒径が 10 mm の場合の実験結果である。粒径が大きくなるほど、吸出しが生じにくくなる様子を示している。裏込め材へのこぶし大の石の使用は、背後に遮水工を併設すれば、有効な吸出し防止工となることを期待出来る。



図 3.4 ケース 3(裏込め材の中央粒径 5.0 mm)とケース 4(裏込め材の中央径 10 mm)の場合の吸出し実験状況

図 3.5 はケース 5, 6 の実験結果である。ケース 1, 2 では堤体内の下部の砂が吸出されると上部の砂が下部へすぐに移動し吸出されるのに対して、ケース 5, 6 では堤体内の下部の砂が吸出されても上部の砂は下部へすぐに移動せず、数分程度経過してから下部へ移動し吸出されていた。本ケースの実験から、均等係数が大きくなるほど、累積吸出し量が小さくなることを確認できた。

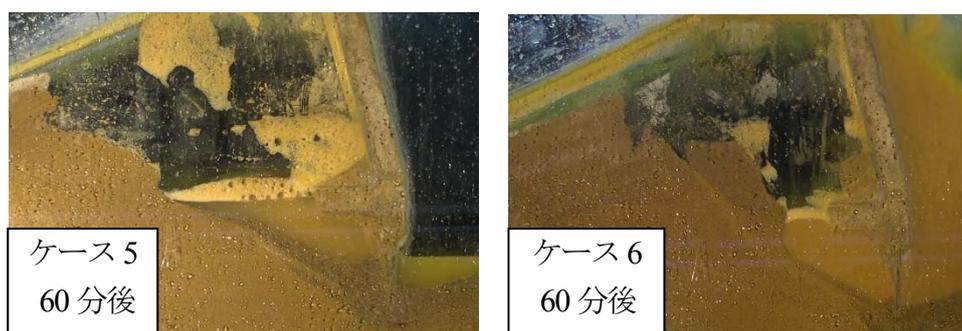


図 3.5 ケース 5(裏込め材の均等係数 9.3)とケース 6(裏込め材の均等係数 20.1)の場合の吸出し実験状況の比較

図 3.6 はケース 6, 7 の実験結果である。乾燥密度の高い方が、上部の砂は下部へすぐに移動せず、吸出されにくくなっていた。その結果、同じ経過時間に対して累積吸出し量が小さくなることが確認できた。それゆえ、堤体裏込め材を強く締固めることによって、吸出しを遅らせることを期待できる。

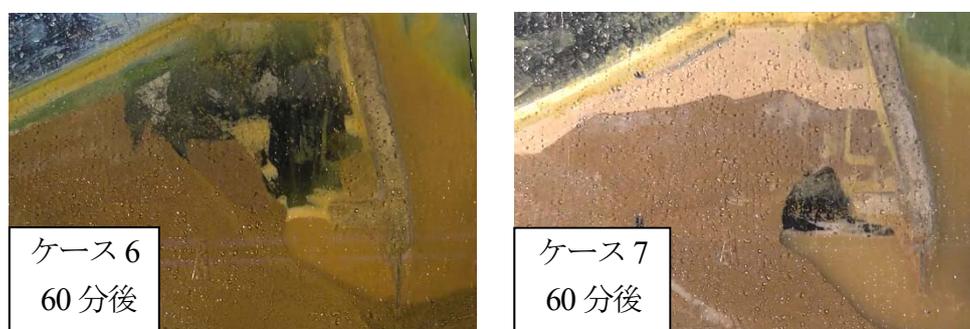


図 3.6 ケース 6(裏込め材の乾燥密度 $1.55(\text{g}/\text{cm}^3)$)とケース 7(裏込め材の乾燥密度 $1.81(\text{g}/\text{cm}^3)$)の場合の吸出し実験状況の比較

(b) 海岸堤防・護岸の破壊機構

高波による堤体前面矢板下端からの裏込め材吸出しが発生し空洞化が生じるかどうかの判定方法として、土質力学の静的安定理論を戻り流れ時の有効吸出し抵抗力と最大吸出し力に拡張して適用する。すなわち、図 3.7 に示すように前法面と天端を不透過材で被覆されている堤防や護岸の吸出しは堤体内部から矢板下端にかけて生じる吸出し層をせん断層と見做した場合の戻り流れ時の有効吸出し抵抗力と最大吸出し力の差で決まると考え、次式の状態になる。

$$\text{原則的に非破壊： } \tau_r - \tau_f > 0 \quad (3.1)$$

$$\text{半破壊～全壊： } \tau_r - \tau_f < 0 \quad (3.2)$$

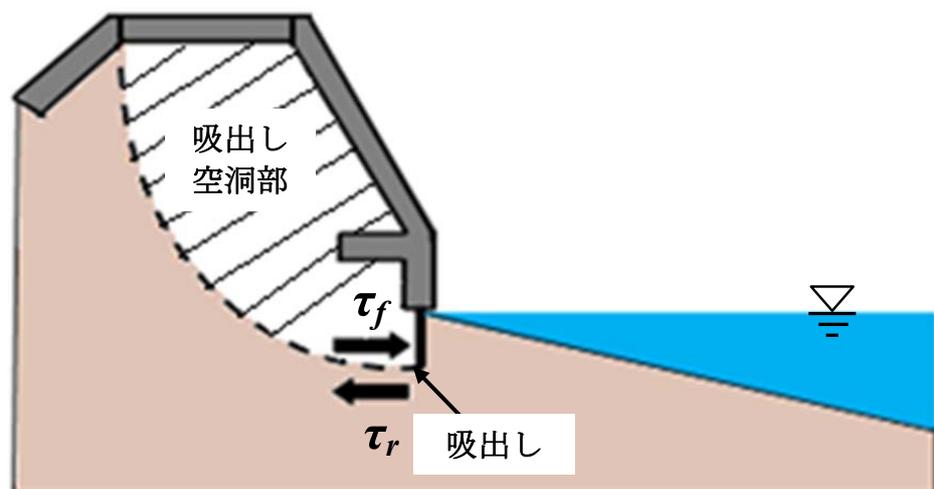


図 3.7 有効吸出し抵抗力と最大吸出し力の説明図

堤体下端吸出し口における有効吸出し抵抗力 τ_r は式(3.3)で、最大吸出し力 τ_f は式(3.4)により定義できる。

$$\tau_r = (\rho_s g d_s - \rho_w g d_s - P_{ob\max}) \tan \phi \quad (3.3)$$

$$\tau_f = 0.5 f \rho_w V_{\max}^2 \quad (3.4)$$

ここで、 ρ_s は砂層の密度、 ρ_w は海水の密度、 g は重力加速度、 ϕ は前面砂層部での内部摩擦角(≒30度)、 f は吸出し層での流体力係数(≒1)、 d_s は前面砂層厚(=前面地盤高－堤体前面下端位置)である。 $P_{ob\max}$ と V_{\max} は戻り流れの堤体前面下端での最大過剰間隙水圧と最大流速である。

有効吸出し抵抗力を求めるためには、戻り流れの最大過剰間隙水圧 $P_{ob\max}$ が必要になる。

入射時の過剰間隙水圧の最大値 P_{oi} は前面砂層が薄くなるにつれて、砂層が無い状態での堀川(1991)の砕波後の波圧算定式(3.5)に近づくと仮定する。

$$P_{oi} = 2\rho_w gH \quad (3.5)$$

上式において、堤体前面の砂層厚 d_s (堤体前面の地盤高と堤体前面下端深さとの差) が小さくなるほど、 $P_{oi}/2\rho_w gH$ は1に近づくと考えられるので、 $P_{oi}/2\rho_w gH = \tanh(H/d_s)$ の形の式が考えられる。さらに、 $\tanh(x)$ は $x>3$ でほぼ1となるので $H>3m$ の波に対して、 $d_s<0.03m$ の砂層厚の場合に、 $x>3$ になるように次式を提案できる。

$$\frac{P_{oi}}{2\rho_w gH} = \tanh\left(\frac{0.03H}{d_s}\right) \quad (3.6)$$

吸出しの重要因子である戻り流れ時の過剰間隙水圧は、先行する波の影響を強く受ける。不規則波の場合、入射波毎に大きくばら付くが、その最大値で強い吸出しが生じるため、前述の水理実験で得られたデータを用いて作成した戻り流れ時の過剰間隙水圧の図 3.8 で、粒径毎に縦軸の最大値の包絡線を引いた。そして、これら図 3.8 の包絡線と式(3.6)を参考に、戻り流れ時の最大の過剰間隙水圧 $P_{ob\max}$ を次式で表すことにする。

$$\frac{P_{ob\max}}{\rho_w gH} = a \tanh\left(\frac{0.03H}{d_s}\right)^b \quad (3.7)$$

なお、係数 a 、 b は図 3.9 に示すようになり、式(3.8)、(3.9)から求められる。

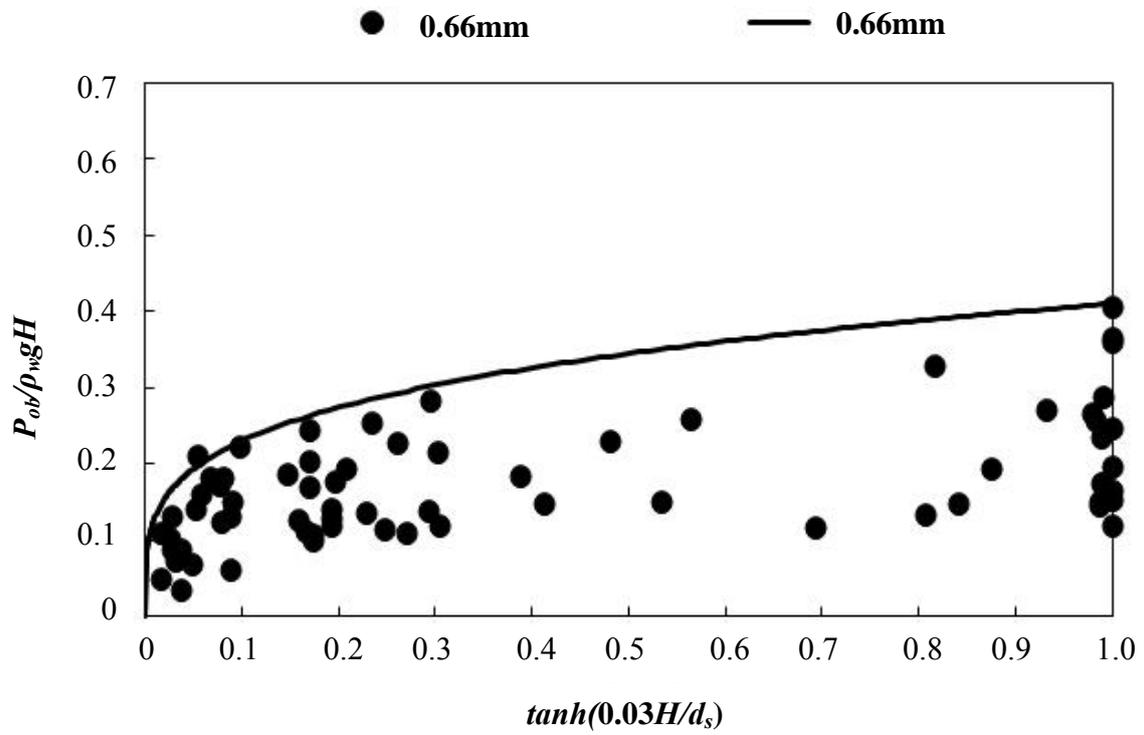
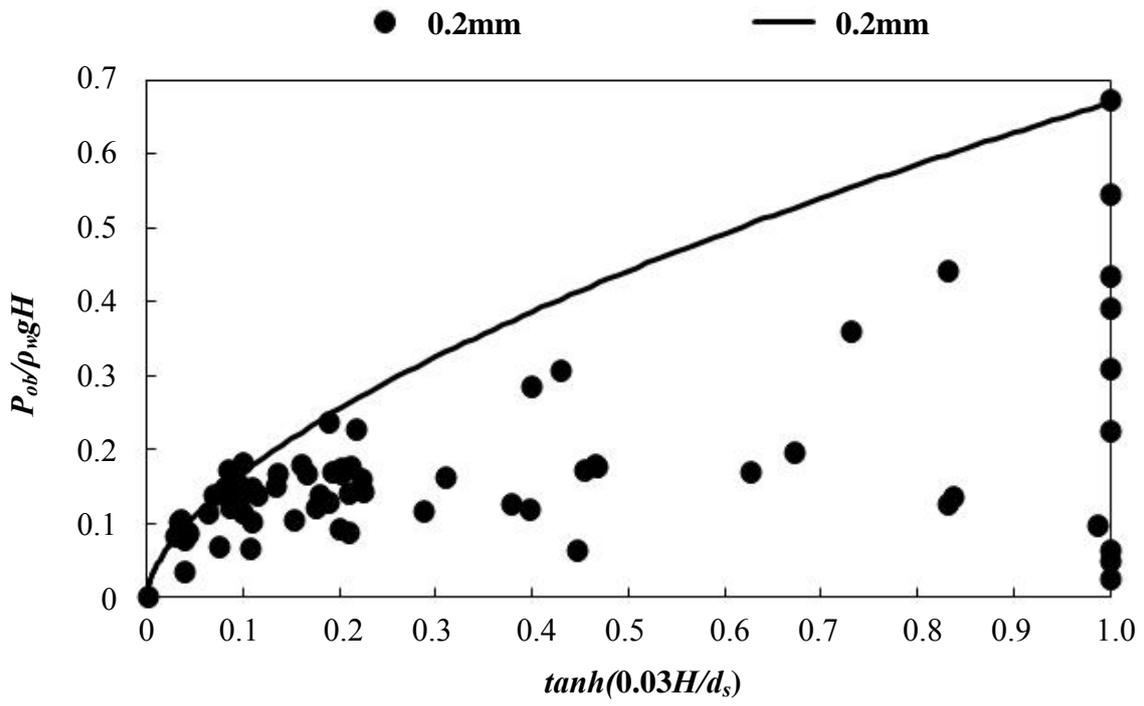
$$a = 0.37\left(\frac{0.2}{D_{50}}\right)^{0.85} + 0.30 \quad (3.8)$$

(適用範囲 ; $0.2\text{mm} \leq D_{50} \leq 10\text{mm}$)

$$b = 0.55\left(\frac{0.2}{D_{50}}\right)^{0.78} + 0.05 \quad (3.9)$$

(適用範囲 ; $0.2\text{mm} \leq D_{50} \leq 10\text{mm}$)

ここで、 D_{50} は裏込め材の中央粒径 (mm) である。



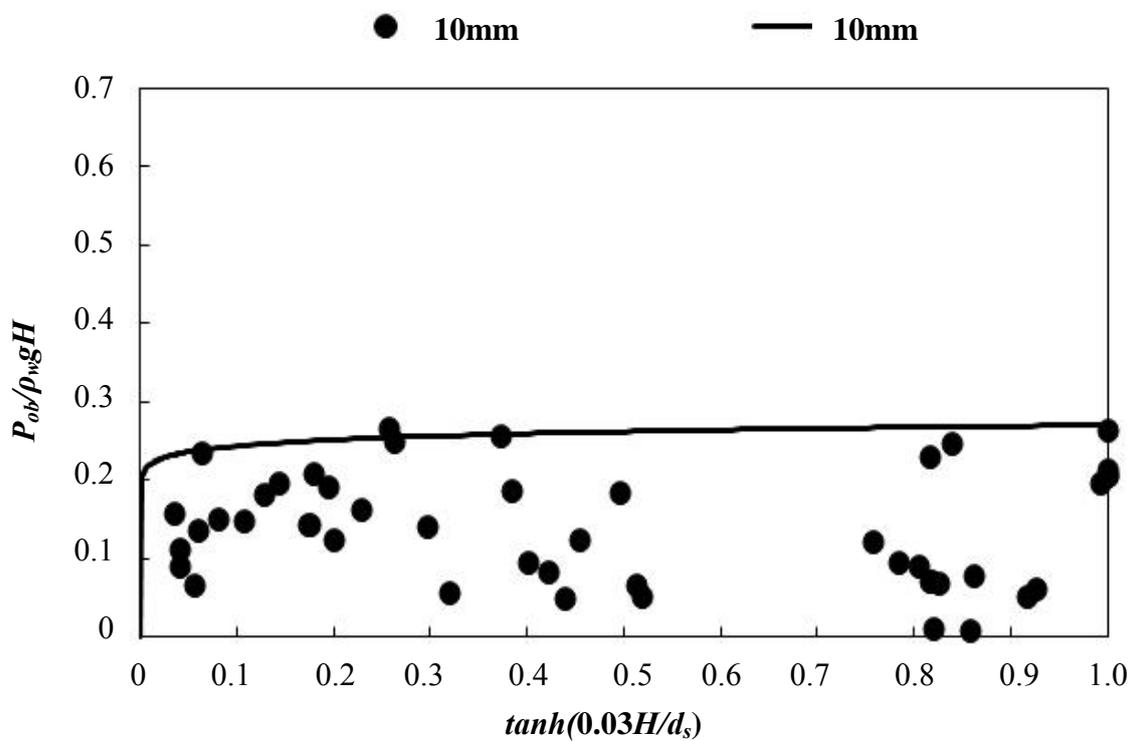
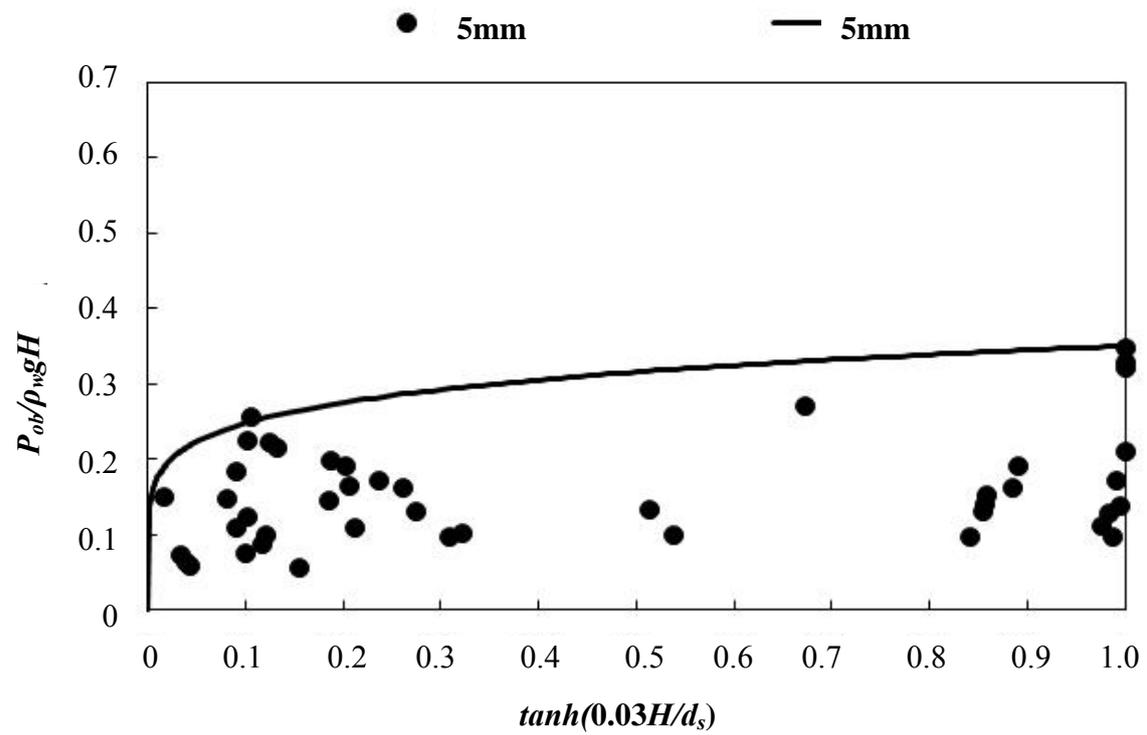


図 3.8 各粒径の無次元砂層厚と戻り流れ時の過剰間隙水圧の関係

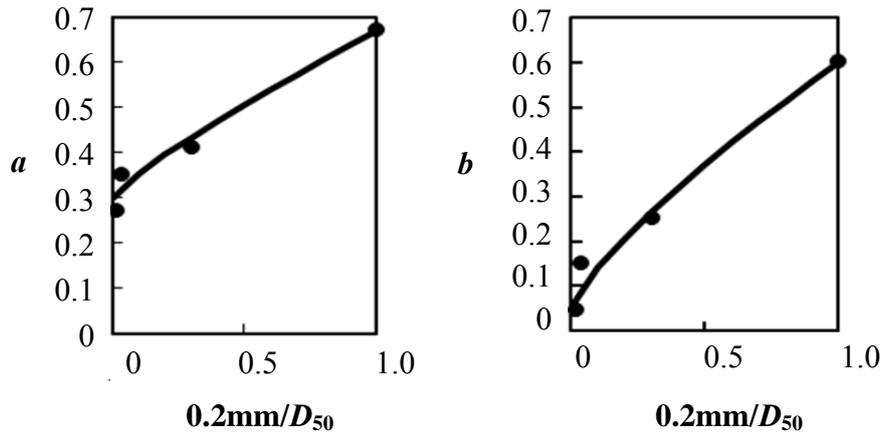


図 3.9 各粒径と係数 a , b の関係

最大吸出し力を求めるためには、戻り流れの最大流速 V_{\max} が必要であり、山本ら (2011)より式(3.10)で求めることができる。 C は流体力係数であり、波高と水深を変えて行った水理実験で計測した間隙水圧と流速を用いて、式(3.11)から求めた計算値をプロットした図 3.10 より得られた式(3.12)を用いる。

$$V_{\max} = \sqrt{\frac{2P_{ob \max}}{C\rho_w}} \quad (3.10)$$

$$F = \frac{C}{2} \rho_w v^2 A \quad (3.11)$$

$$C = (h/H + 1.0)^{1.11} \quad (3.12)$$

ここで、 F は流体力、 v は流速、 A は間隙水圧計の断面積、 h は吸出し口までの堤体前面水深、 H は堤体前面の入射有義波高である。

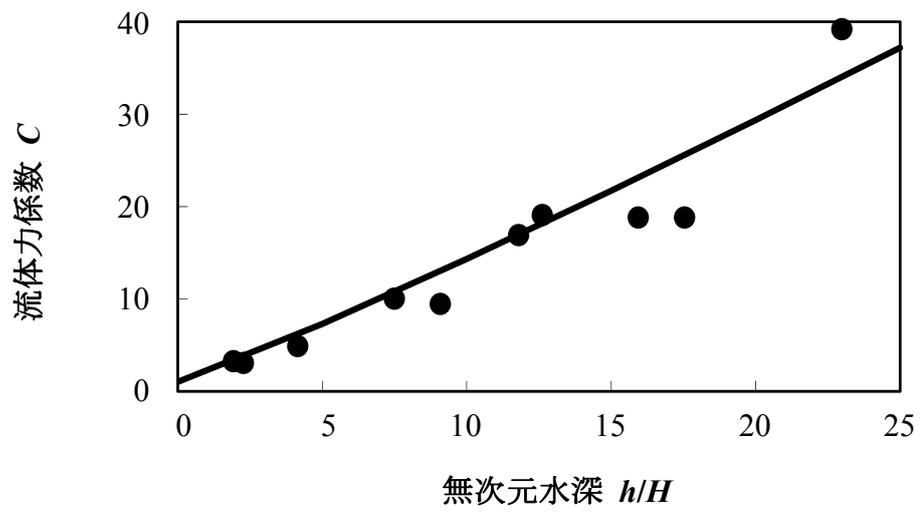


図 3.10 水深・波高比と流体力係数の関係

(c) 現地被災事例の検討

表 3.2 にまとめた被災データを用いて、日本とタイ国の被災事例を対象に、堤体の破壊機構と破壊程度を検討する。

日本国内にて 2005 年までに国土交通省工事事務所、県庁、県土木事務所からの公開資料と現地踏査などより得た被災データを表 3.2 の上段にまとめる。表中の裏込粒径は裏込材の中央粒径のことであり、1991 年以前の被災事例では不明であったが、裏込材は現地砂と搬入土から通常成っているため、両者の体積比を重みに用いた平均値で代用した。また、タイ国にて 2009 年～2011 年に現地測定とヒアリングから得た被災データを表 3.2 の下段にまとめる。タイ国でも実施した理由は、日本では少ない換算沖波波高 4m 以下での被災事例が多くあるからである。

表 3.2 において、堤体の前面下端深さ、天端高、砂浜幅、前面地盤高と時化時潮位の基準水位には、国内では東京湾中等潮位を、タイ国ではタイ湾の主要域の M.D.L には L.L.W.L+1.5m、Ko Sichang～Mae Klong 間の内湾の M.D.L には L.L.W.L+2.1m を用いた。換算沖波波高と周期には、日本国内では対象とした高波来襲時の最寄りの観測所の最大有義波を用いた。タイ国の完全破壊ケースでは、原因となった気象擾乱による最大有義波の推算値を用いた。同国の部分破壊と非破壊ケースでは、対象時期に観測されていないので、2003 年～2007 年間の沖合観測データによる年 1 回出現頻度の有義波を代用した。

$5H_o$ 沖合の入射波高の継続時間には、日本国内の太平洋側では、最寄りの観測所の時系列記録を基に、高波期間の累積エネルギーが、 $5H_o$ 沖合の入射波高のそれに等しくなる継続時間を求めた。国内の日本海側では、同入射波高の継続時間は必ず

しも長くないが、数日間の内に断続的に何回も来襲するので、これらの継続時間を加算し、10 時間を超えた場合は、前面洗掘が進まない限り、吸出し量はゼロに近づくので、10 時間で打ち切った。タイ国では実測データが無かったので、推算値から推定するか、現地でのヒアリングから確認されている。

また、表 3.2 の破壊機構の判別は次のように行われた。

まず、日本国内の 1993 年以前の被災事例では、静岡県庁と管理土木事務所での閲覧や国土交通省工事事務所より借用した写真等の資料から、堤体前面の侵食・洗掘状況と前面矢板下端からの吸出しによる堤体内の空洞化を確認した。1994 年以降の被災事例では、指導教授の山本が災害復旧調査として、現地で前面の侵食・洗掘状況と前面矢板下端からの吸出しによる堤体内の空洞化を確認している。

タイ国での 1997 年の台風リンダによる被災事例では、地元でのヒアリングから判明したケースである。台風リンダによる被災事例以外は、指導教授の山本が 2008 年以降に複数回実施した現地踏査時（2012 年には本論文著者も参加）に、図 3.11 や図 3.12 に示すように、前面の侵食・洗掘状況と前面下端からの吸出しによる堤体内の空洞化を確認した。

侵食と波力のケースでは、堤体の表法面が破損しているのに大量の吸出し痕跡がない、堤体が波力に対して弱すぎて完全に無くなっているなどの破壊状況から判断した。ただし、紛らわしいケースは排除した。

表 3.2 日本とタイ国における被災事例の諸情報, 越波量, 吸出し力, および吸出し量に関する一覧表

国名	海岸名	発生年と外力の原因	破壊機構と破壊程度	防護施設と浜の諸元					外力の特性					吸出抵抗と吸出力の差 (N/m ²)	継続時間 (hr)	計算全吸出し量 (m ³)	実測全吸出し量 (m ³)	
				堤体前面下端深 (m)	天端高 (m)	砂浜幅 (m)	前面地盤高 (m)	裏込粒径 (mm)	換算沖波高 Ho' (m)	周期 (s)	時化時潮位 (m)	5Ho' 沖合の入射波高 (m)	越波量 (m ³ /s)					
日本国	太平洋側	高知海岸 戸原工区	1979, 台風 16 号	侵食と波力部分破壊	-2.0	10.0	30	3.0	0.7	9.80	13.2	0.97	4.70	0.055	12384	—	0.0	0.0
		駿河海岸 大井工区	1979, 台風 20 号	侵食と波力部分破壊	-1.5	6.20	80	4.0	0.7	8.00	13.0	1.10	2.00	0.069	21323	—	0.0	0.0
		静岡海岸 南部	1979, 台風 20 号	侵食と吸出全壊	-1.5	7.26	0	0.0	0.4	10.20	13.0	1.10	6.89	0.111	-14953	10	18.6	18.0
		静岡海岸 北部	1979, 台風 20 号	非破壊	-1.5	7.26	100	7.1	0.4	10.20	13.0	1.10	1.53	0.019	36446	—	0.0	0.0
		静岡海岸 南部	1981, 台風 15 号	侵食と吸出部分破壊	-1.5	7.26	0	-0.5	0.4	6.85	14.0	0.95	4.69	0.043	-9526	16	12.8	9.0
		静岡海岸 北部	1981, 台風 15 号	非破壊	-1.5	7.26	90	7.0	0.4	6.85	14.0	0.95	1.03	0.007	36485	—	0.0	0.0
		静岡海岸 南部	1982, 台風 18 号	侵食と吸出部分破壊	-1.5	7.26	0	-1.0	0.4	7.62	12.9	0.92	4.00	0.044	-11783	10	14.6	11.0
		静岡海岸 北部	1982, 台風 18 号	非破壊	-1.5	7.26	80	6.9	0.4	7.62	12.9	0.92	1.14	0.031	35942	—	0.0	0.0
		高知海岸 長浜工区	1991, 台風 9 号	侵食と吸出部分破壊	-1.0	11.5	0	-1.0	0.7	3.89	10.0	0.61	3.11	0.000	-16209	22	14.8	13.5
		静岡県 広野海岸	1997, 台風 9 号	侵食と吸出部分破壊	-1.5	7.26	0	-1.5	0.4	6.91	13.9	0.00	4.35	0.024	-28803	11	38.4	28.0
日本国	日本海側	石川県 小松海岸	1994, 冬期風浪	侵食と吸出部分破壊	-4.0	5.40	0	-2.0	0.6	4.38	12.3	0.44	5.69	0.020	-5359	10	6.1	8.0
			2000, 冬期風浪	侵食と吸出部分破壊	-4.0	5.40	0	-2.0	0.6	6.00	10.5	0.50	5.46	0.050	-4449	10	4.4	8.0
		石川県 小松海岸	2001, 冬期風浪	侵食と吸出全壊	-4.0	5.40	0	-2.2	0.6	5.58	11.7	0.71	5.86	0.096	-7087	10	7.7	13.0
			2001, 台風 15 号	侵食と吸出全壊	-2.5	5.40	0	-1.5	0.6	6.00	10.5	0.58	5.10	0.065	-11358	10	11.3	16.0
タイ国	タイランド湾	チャオブ ラヤ河口	2008, モンスーン	侵食と波力部分破壊	-1.0	2.00	0	-0.5	0.1	2.50	6.1	1.54	1.63	0.039	727	—	0.0	0.0
		クロンダ ン海岸	2008, モンスーン	侵食と波力部分破壊	-0.6	2.00	0	-0.1	0.1	2.50	6.1	1.73	1.68	0.047	590	—	0.0	0.0
		ワーン ビーチ	2008, モンスーン	非破壊	-1.0	2.40	5	1.9	1.0	2.00	6.1	1.40	1.50	0.034	10305	—	0.0	0.0
		パタヤ ビーチ	2008, モンスーン	非破壊	-3.5	3.50	20	2.6	0.5	2.25	6.1	1.40	0.23	0.000	26502	—	0.0	0.0
		ジョムス ン ビーチ	2008, モンスーン	非破壊	-3.5	3.40	20	2.7	1.0	2.50	6.1	1.40	0.50	0.000	26640	—	0.0	0.0
		サンチャ ン ビーチ	1997, 台風リンダ	侵食と波力全壊	-1.0	2.40	30	1.8	0.5	3.75	6.2	1.35	1.13	0.143	11074	—	0.0	0.0
		ワトボタ レノ海岸	1997, 台風リンダ	侵食と波力部分破壊	-0.7	1.80	15	0.3	0.1	3.00	6.2	1.50	1.35	0.065	3858	—	0.0	0.0
		タオコサ 森林公園	2009, モンスーン	侵食と吸出全壊	0.9	2.90	10	1.4	0.4	3.50	7.2	1.40	1.75	0.071	-2982	8	2.1	2.0
		クロンワ ン ビーチ	1997, 台風リンダ	侵食と波力全壊	0.0	3.10	15	1.0	1.0	4.10	6.2	1.50	1.64	0.074	633	—	0.0	0.0
		クロンワ ン ビーチ	2009, モンスーン	非破壊	0.0	3.10	5	1.0	1.5	3.50	7.2	1.40	0.70	0.026	3149	—	0.0	0.0
タイ国	アンダマン海	パトン湾 中央	2013, モンスーン	非破壊	0.8	3.00	25	1.5	1.0	3.50	7.2	0.80	0.004	2450	—	0.0	0.0	
		パトン湾 南部	2013, モンスーン	侵食と吸出部分破壊	0.8	3.00	12	1.2	1.0	3.50	7.2	0.80	1.10	0.022	-2653	10	2.0	3.2



図 3.11 クロンワンビーチの海岸護岸での被災状況 (2012)

上側写真のように海岸侵食によって堤体前面のり先部の被覆コンクリートが剥がれて裏込め材が吸出され、下側写真のように堤体内の空洞化から前面被覆コンクリートの亀裂発生に至っていた。



図 3.12 パトン湾南ビーチの道路護岸での被災状況（2013）

上側写真のように海岸侵食によって堤体前面のり先から裏込め材が吸出され，下側写真のように天端部が陥没していた．

外力の代表として沖波波高の5倍ほど沖側位置の入射有義波高を縦軸に、堤体内からの裏込め材の吸出しの破壊程度を表す指標として、吸出し抵抗力と最大吸出し力の差を横軸に用いれば、被災事例の破壊程度を示す分布は図3.13のようになる。

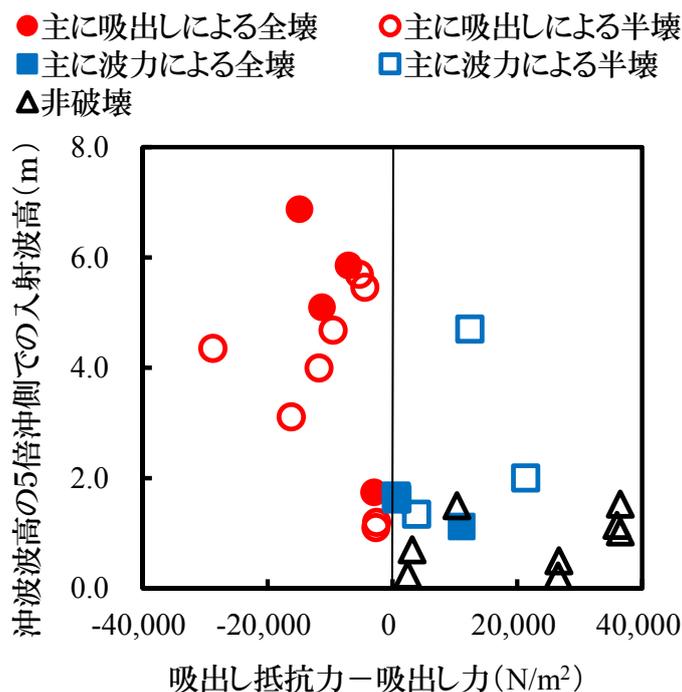


図3.13 破壊程度と入射有義波高，および，吸出し抵抗力-吸出し力との関係

吸出し抵抗力と最大吸出し力の差が負の場合には，吸出しによる破壊が生じている。正の場合には，吸出しが主な原因ではなく破壊されていることが本図から分かる。なお，式(3.3)，(3.4)，(3.7)，(3.10)を見れば分かるように，入射有義波高が大きくなるほど，また，前面砂層厚が薄くなるほど，吸出し抵抗力が小さくなり，吸出し力が大きくなる。

図 3.13 において，入射有義波高が大きいほど被害程度が大きくなると言えず，入射有義波高が 2m 以下でも全壊のケースがある．これは，タイ国の小規模護岸のケースであり，入射波が堤体を覆う程度が被害の大きさに強く影響していると考えられる．それゆえ，入射波が堤体を覆う程度として，単位幅当たりの越波量を縦軸に用いて，被災事例の破壊程度の分布を新たに図 3.14 に示す．

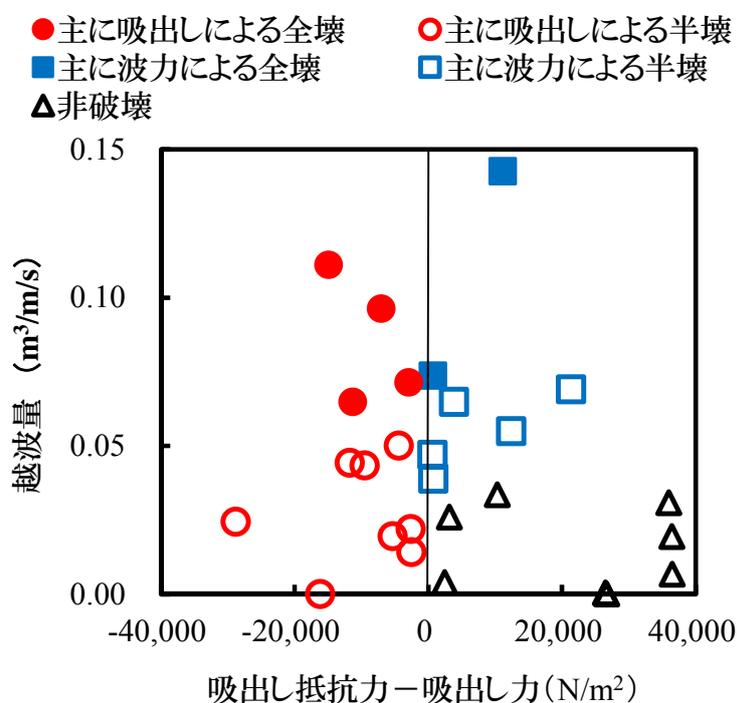


図3.14 破壊程度と越波量，および，吸出し抵抗力-吸出し力との関係

吸出し抵抗力と最大吸出し力の差が負の場合には、吸出しが発生し、堤体の空洞化が進む。越波量が $0.06\text{m}^3/\text{m/s}$ を超えると全壊状態になる可能性が高く、越波量が小さくても、半壊状態になる可能性が高いことが分かる。吸出し抵抗力と最大吸出し力の差が正の場合には、吸出しによる堤体の弱体化でなく、波力によって直接的に破壊される形式が顕著になる。越波量が $0.07\text{m}^3/\text{m/s}$ を超えると全壊状態になる可能性が高く、越波量が $0.035\text{m}^3/\text{m/s}$ を超えると半壊状態になる可能性が高くなることが分かる。

なお、縦軸に波力を用いない理由は、非常に浅くなってくると通常波成分より流れや長周期波による外力のほうが卓越するようになる。それゆえ、既往の波力算定式ではこの外力状態を正しく評価できないからである。

(d) 吸出し量算定式

砂または石は，最大吸出し力が有効吸出し抵抗力を上回ると動き出し，裏込め材の吸出し量は最大吸出し力と有効吸出し抵抗力との差に比例すると考える．また，最大吸出し力と有効吸出し抵抗力を無次元化するため，各々，式(3.13)と式(3.14)で表される無次元吸出し力 θ と無次元限界吸出し力 θ_c に置き換える．

$$\theta = \tau_f / (\rho_s - \rho_w) g D_{50} \quad (3.13)$$

$$\theta_c = \tau_r / (\rho_s - \rho_w) g D_{50} \quad (3.14)$$

そして，図3.15は吸出し実験をビデオ映像から読取り粒径毎の裏込め材の累積吸出し量 $Q(\text{m}^2)$ の経時変化を示した代表値の図である．本図から粒径が大きくなるにつれて，累積吸出し量の増加速度が低下し，最終累積吸出し量も低下することが分かる．また，単位時間あたりの吸出し量が時間とともに低下し，最終的にゼロになることを考慮すれば，堤体前面下端の単位幅・単位時間当りの空隙を含む吸出し量 $q(\text{m}^2/\text{s})$ は式(3.15)で表される．

しかしながら， θ と θ_c は戻り流れの最大の過剰間隙水圧 P_{obmax} を用いているため， θ は最大となり θ_c は最小となり，粒径毎の実験値の吸出し量と計算値の吸出し量を比較すれば計算値が過大になる．

これを考慮するために計算値を実験値まで低減させる係数として比例係数 β を用い，吸出し量 $q(\text{m}^2/\text{s})$ を中央粒径 D_{50} と沈降速度 ω を用い無次元化すると，単位幅・単位時間当りの吸出し量を求めるための算定式として式(3.16)を提案する．

$$q \propto (\theta - \theta_c) \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{\alpha t}{T_{1/3}} \right) \right) \quad \left[0 \leq \frac{\alpha t}{T_{1/3}} \leq \pi \right] \quad (3.15)$$

$$\frac{q}{\omega D_{50}} = \beta (\theta - \theta_c) \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{\alpha t}{T_{1/3}} \right) \right) \quad \left[0 \leq \frac{\alpha t}{T_{1/3}} \leq \pi \right] \quad (3.16)$$

ここで、 $T_{1/3}$ は入射波周期(s)、 t は吸出し開始後の経過時間(s)である、 α は q がゼロになるまでの時間を $T_{1/3}$ で割った値が π になるように低減させる係数、 β は比例係数である。

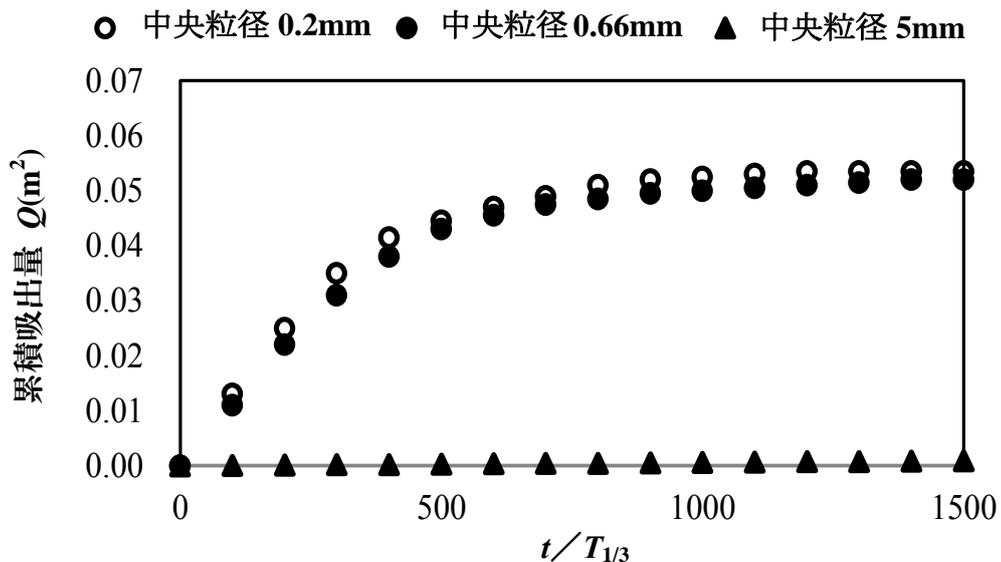


図3.15 累積吸出し量と経過時間の関係

また、式(3.16)に含まれる裏込め材の沈降速度 ω は計算法によって大きく異なってくる。それゆえ、沈降速度を常にRubeyの式から求めるようにする。実験データを整理し、時間係数 α 、比例係数 β をグラフ化した図3.16と図3.17から、時間係数 α 、比例係数 β の実験式を提案する。

$$\alpha = -9.0 \times 10^{-5} \left(\frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \right) + 0.0031 \quad \left[1 \leq \frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \leq 25 \right] \quad (3.17)$$

$$\alpha = -3.4 \times 10^{-5} \left(\frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \right) + 0.0017 \quad \left[25 \leq \frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} < 50 \right]$$

$$\beta = 0.028 \times e^{-0.35 \left(\frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \right)} \quad \left[1 \leq \frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \leq 50 \right] \quad (3.18)$$

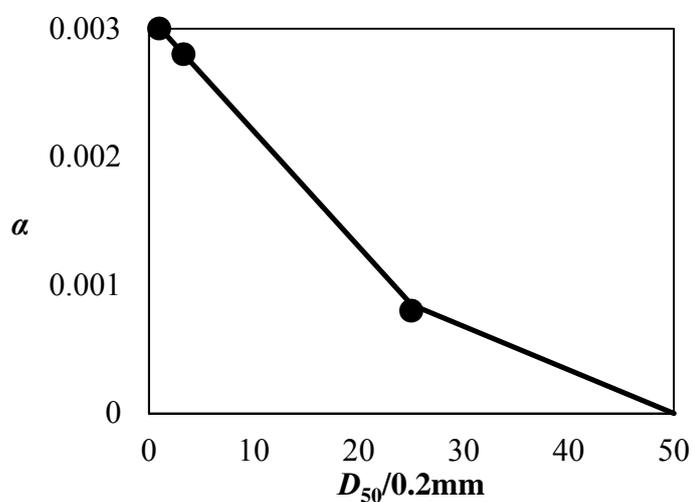


図3.16 時間係数 α と粒径の関係

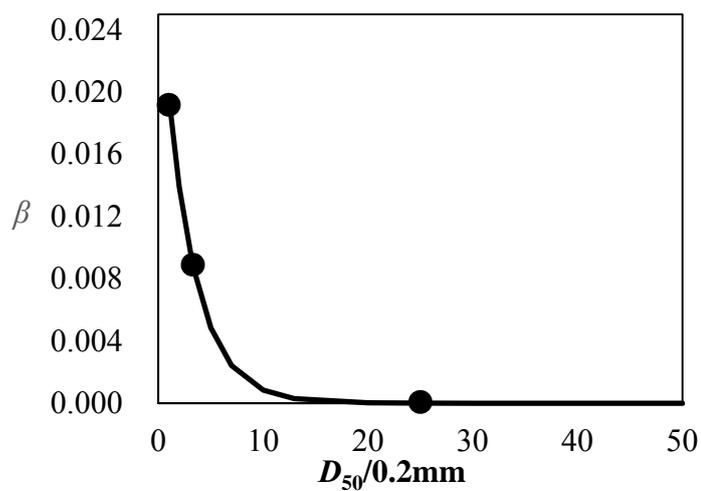


図3.17 比例係数 β と粒径の関係

3.2 吸出し量の算定法の実用性

(a) 吸出し量の算定法

吸出し量算定式による吸出し量の算定法を以下に示す.

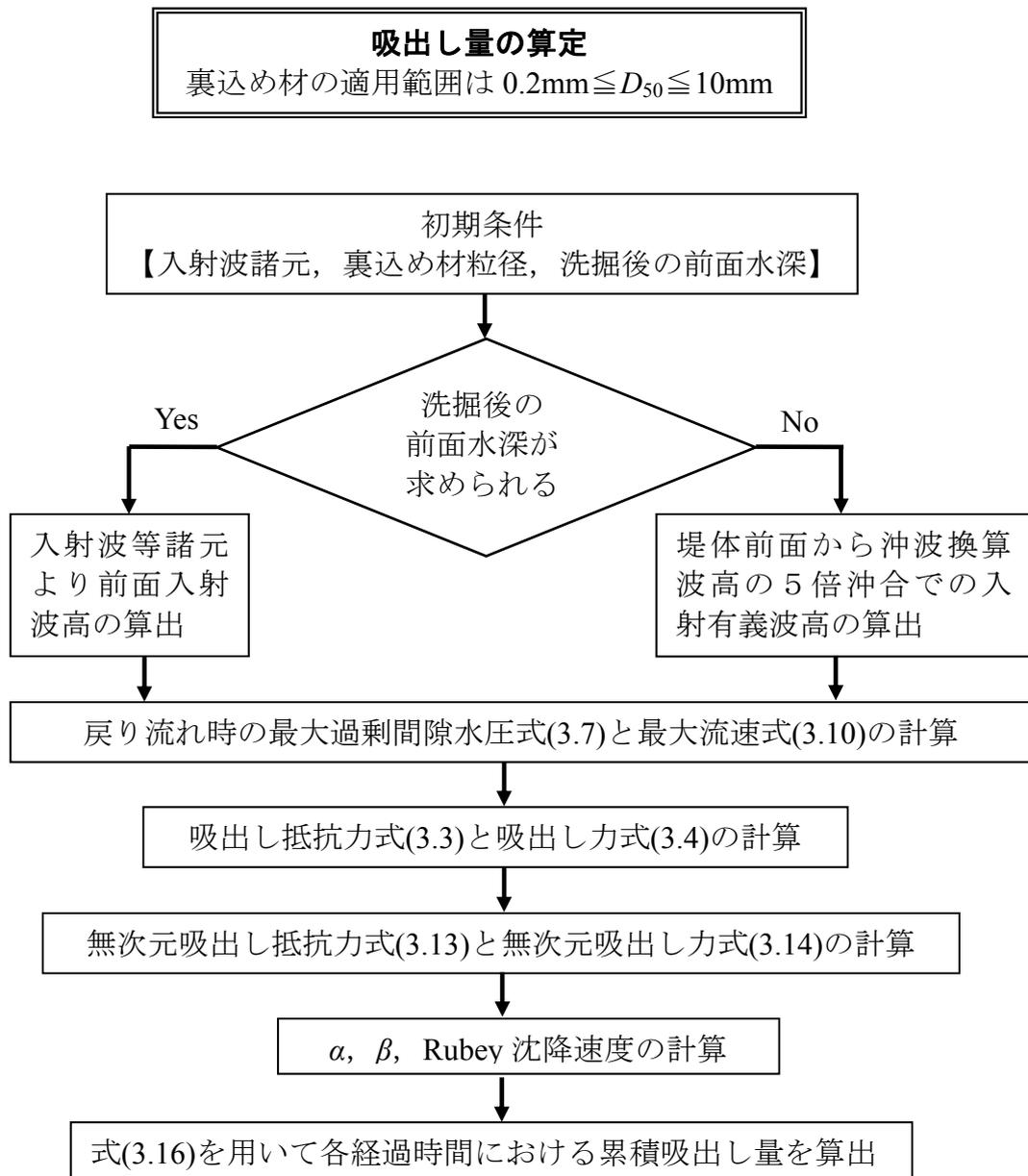


図 3.18 吸出し量算出フロー

(b) 模型実験での再現性

提案した吸出し量算定式の再現性を確認する.

提案した吸出し量算定式(3.16), (3.17), (3.18)を用いて裏込め材の中央粒径として, 0.2mmと0.66mmの砂, および, 5.0mmの礫を用いた場合の時間の経過と共に変化する単位幅吸出し量を計算し, 経時変化を各粒径毎に図3.19に示す.

本図から, 砂の場合に時間経過と共に単位時間当りの吸出し量が減少する傾向と, 裏込め材の中央粒径が大きくなるほど吸出し量が低下する傾向とが十分な精度で再現されていることが認められる.

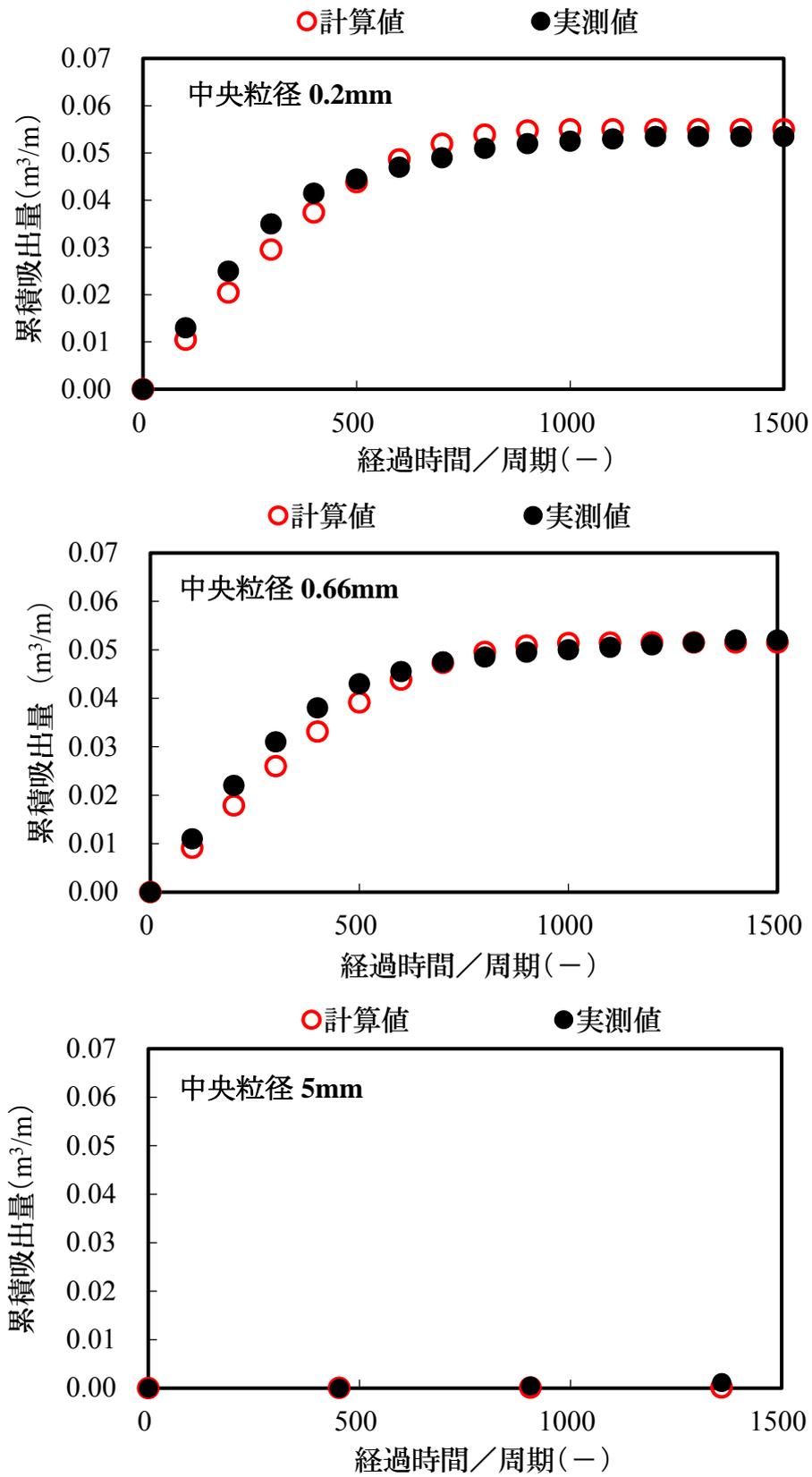


図3.19 各粒径毎の吸出し量経時変化

(c) 現地海岸での再現性

吸出し量算定式の係数 α , β を現地海岸で使えるように図 3.20 と図 3.21 で表される式(3.19), 式(3.20)のように修正する.

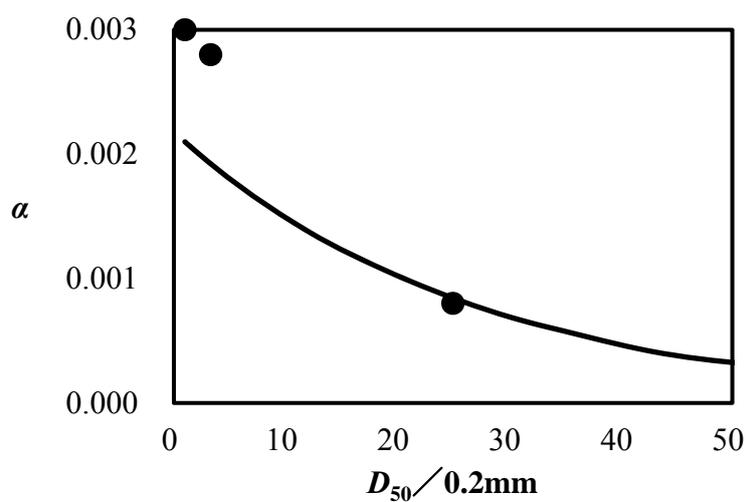


図 3.20 時間係数 α と粒径の関係

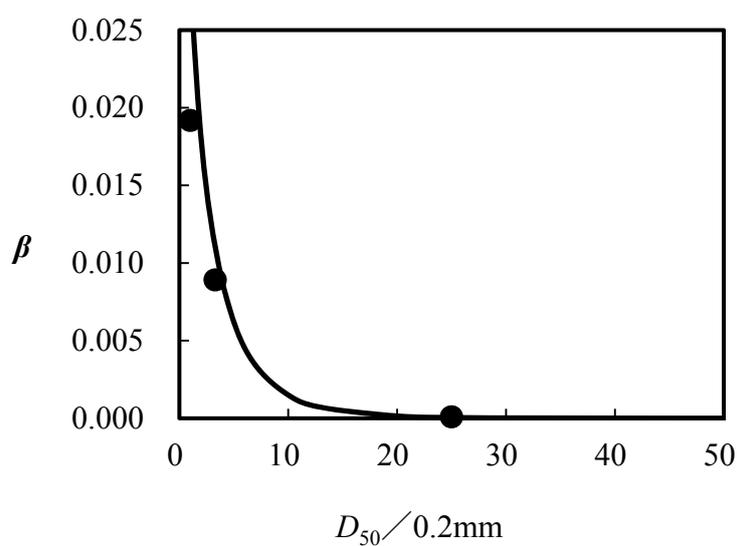


図3.21 比例係数 β と粒径の関係

$$\alpha = 0.00218 \times e^{-0.038 \left(\frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \right)} \left[1 \leq \frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \leq 50 \right] \quad (3.19)$$

$$\beta = 0.056 \times e^{-0.69 \left(\frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \right)^{0.72}} \left[1 \leq \frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \leq 50 \right] \quad (3.20)$$

この理由としては、堤防裏込め部は現地砂と搬入土を混入させて転圧しており、均等係数は 10 程度、乾燥密度は $1.8(\text{g}/\text{cm}^3)$ 以上になっていると推測できる。一方、水理模型実験の堤防は、均等係数は 1.5 程度で、乾燥密度は $1.55(\text{g}/\text{cm}^3)$ 程度である。本研究によると、乾燥密度が $1.55(\text{g}/\text{cm}^3)$ から $1.81(\text{g}/\text{cm}^3)$ へ大きくなると、累積吸出し量が定常状態になるまでの時間が倍以上に延びるため、中央粒径が小さくなるほど、現地の経過時間を過小評価することが分かった。それゆえ、主たる原因として乾燥密度の違い(締固め程度の違い)、従たる原因として均等係数の違いが考えられるものの、検討に必要な情報の入手が十分ではないため、均等係数と乾燥密度の傾向を定式化することは今後の課題とし係数 α , β を現地海岸で使えるように修正した。

表 3.3 は、典型的な高波災害事例である平成 9 年台風 9 号による静岡県広野海岸堤防での提案した洗掘算定図と吸出し量算定式によって再現性を確認した結果であり、以下に考察する。

静岡県広野海岸では、堤防前面に消波工と離岸堤群があったものの、長年の海岸侵食と地盤の液状化によって完全に水没し、1997 年台風 9 号来襲時に、離岸堤群の開口部にて激しい洗掘と吸出しが発生した。

吸出し量の計算では、水没した離岸堤による回折・消波係数と水没した消波工による消波係数の合成値 0.9 を換算沖波波高 6.91m に掛けた換算沖波波高 6.22m, 消波工なしの前面洗掘算定図, 図 2.3 から求めた最大洗掘深に, 中央粒径の影響を図 2.7 で考慮し, 洗掘後の前面水深として 1.80m を用いて計算した前面入射波高 3.0m の吸出し量の計算値は 25.2m³/m となる. また, 換算沖波波高 6.91m, 水没した消波工の効果を図 2.3 と図 2.6 から求めた各最大洗掘深の平均値を用いることで評価し, 中央粒径の影響を図 2.7 で考慮し, 洗掘後の前面水深として 1.83m を用いて, 前面入射波高に消波係数 0.9 を考慮して計算した波高 2.8m の吸出し量の計算値は 22.8m³/m となる. 吸出し量の計算値と実測値を比較すると, 誤差は 10~19%あり, 精度は良いと考える. ここで, 裏込め材の中央粒径には, 現地砂浜の中央粒径と盛土の中央粒径 0.1mm を体積比 1 : 2 の重みで平均化した値 0.4mm を用いた.

表 3.3 広野海岸での前面洗掘深と吸出し量の計算値と実測値の比較一覧表

堤防前面の下端深 (m)	初期の堤防の前面水深 (m)	砂浜の中央粒径 (mm)	換算沖波波高 (m)	入射波の周期 (s)	時化の潮位 (m)	洗掘後の前面水深計算値 (m)	洗掘後の前面水深実測値 (m)	堤防前面での入射波高 (m)	裏込め材中央粒径 (mm)	吸出し抵抗力 (N/m ²)	吸出し力 (N/m ²)	経過時間 / 周期 (-)	単位幅吸出し量計算値 Σq (m ³ /m)	単位幅吸出し量実測値 (m ³ /m)
1.50	0.80	1.07	(6.22)	13.9	0.0	1.80	1.50	3.0	0.4	-8973	9967	1554	25.2	28
1.50	0.80	1.07	6.91	13.9	0.0	1.83	1.50	(2.8)	0.4	-8241	8864	1554	22.8	28

() は消波効果を考慮した波高. 離岸堤や消波工の消波効果は加藤と上北(1969) や高山ら(1982) の算定図を用いて, 離岸堤の回折効果は合田ら(1976)の算定図を用いて, 堤防前面の入射波高は合田(1975) の算定図を用いて評価した.

(d) 前面洗掘深が不明な場合の適用法

高波来襲時に堤体前面の水深を測ることは非常に危険であるから、実際には高波来襲後の静穏期に前面水深を測るのが普通である。しかし、水理模型実験で容易に確認出来ることであるが、吸出し実験で高波の入力を急に止めると、舞い上がっていた細砂が沈降して、数%の埋戻しが直ちに生じ、波形勾配の小さな静穏期の波を入力し続けると、埋戻しが確実に進む。このように、静穏期には堤体前面の洗掘部で埋戻しが生じるため、被災時の前面水深の代用で測った値が、本当の値より浅くなっている場合が少なくない。その結果、被災記録を用いて吸出し量の算定を試みると、過小評価してしまう場合がしばしば生じる。

それゆえ、被災記録の前面水深データが正確でなく、さらに、高波来襲直前の前面水深データも入手困難で、洗掘後の前面水深データを見積もることも出来ない場合の対処方法について提案する。

上記より、堤体前面の入射波高を求めることはせずに、Goda (1985)が入射有義波高の5倍ほど沖側で砕波する波が構造物にとって最も危険であることを示していることから、堤体前面から換算沖波波高の5倍ほど沖側での入射有義波高を用いた。ただし、入射有義波高を求める際には、離岸堤や消波工の消波効果を考慮してある。そして、式(3.13), (3.14), (3.16), (3.19), (3.20) と Rubey の沈降速度算定式を用いて単位幅当りの全吸出し量(m^3/m)を求め表 3.2 に示す。

表中の全ての吸出し被災事例は、被災直前の堤体前面地盤高がゼロ以下になっており、堤体前面下端まで洗掘が進むのにかかる時間として3~5時間程度を見込むことが出来る。さらに、係数 α の式(3.19)より、同被災事例の吸出しは6時間程度以内で

終了していることが分かるので、被災直前の堤体前面地盤高がゼロ以下の場合、高波の継続時間10時間程度で、吸出し被害が顕在化する可能性が高いと言える。

表 3.2 の単位幅当りの全吸出し量の計算値と実測値との相関を図 3.22 に示す。相関係数は 0.950 と良好であり、全吸出し量の一番大きな事例は過大評価しているが、安全性の観点からは過小評価するより望ましいので、提案した計算法は十分に実用的であると考えられる。

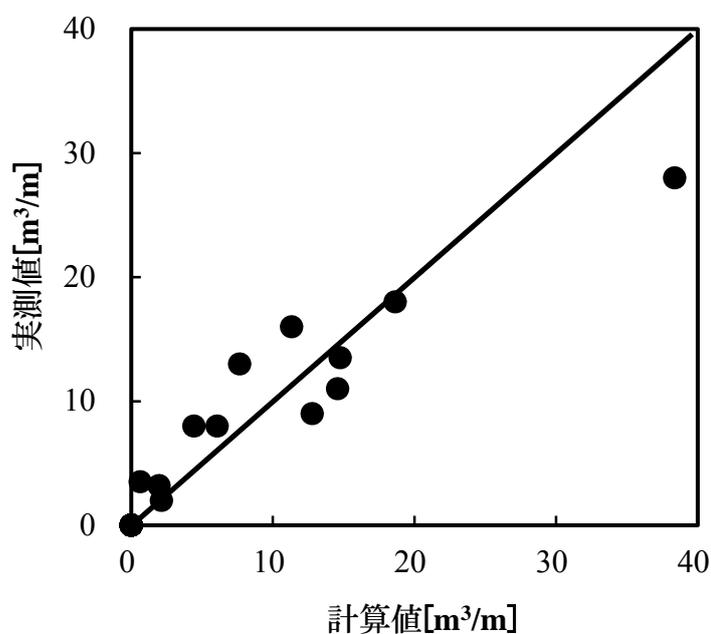


図 3.22 被災事例の全吸出し量の实測値と計算値の比較

3.3 均等係数と乾燥密度が吸出しに及ぼす影響

(a) 均等係数が吸出しに及ぼす影響

図3.23は中央粒径が約0.2mmで裏込め材の均等係数を変化させ、吸出し実験のビデオ映像から読取った吸出し量の経時変化図である。

この図より均等係数が1程度と10程度までは、累積吸出し量の最終値はほとんど変化しないが、20程度になると累積吸出し量が低減することが分かる。しかしながら、定式化できるほどのデータを手に入できなかったため、定量的な評価が今後の課題である。

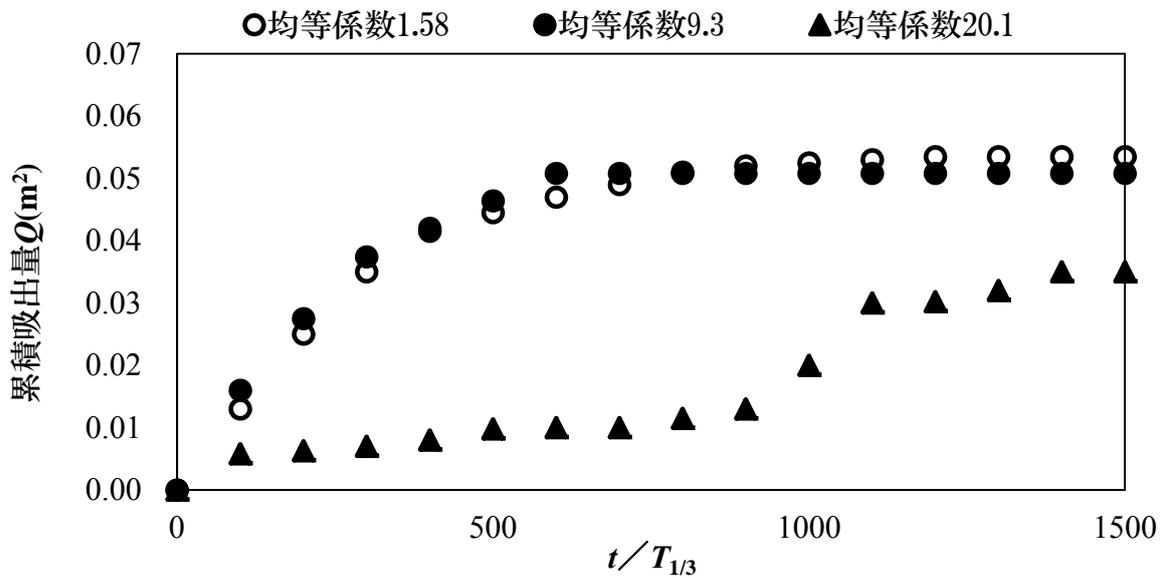


図 3.23 累積吸出し量と経過時間の関係

(b) 乾燥密度(締固めの程度)が吸出しに及ぼす影響

図 3.24 は裏込め材の中央粒径が約 0.2mm で均等係数 20.1 の場合の累積吸出し量のグラフで、本実験での乾燥密度が 1.55g/cm^3 (普通に締固めた場合) と、 1.81g/cm^3 (良く締固めた場合) との比較例である。本図から、良く締固めた場合の乾燥密度 1.81g/cm^3 は、累積吸出し量が約 0.035m^2 に達するまでの経過時間を大幅に伸ばせることを確認できる。しかし、均等係数と同様に定式化できるほどのデータを入手できなかったため、定量的な評価が今後の課題である。

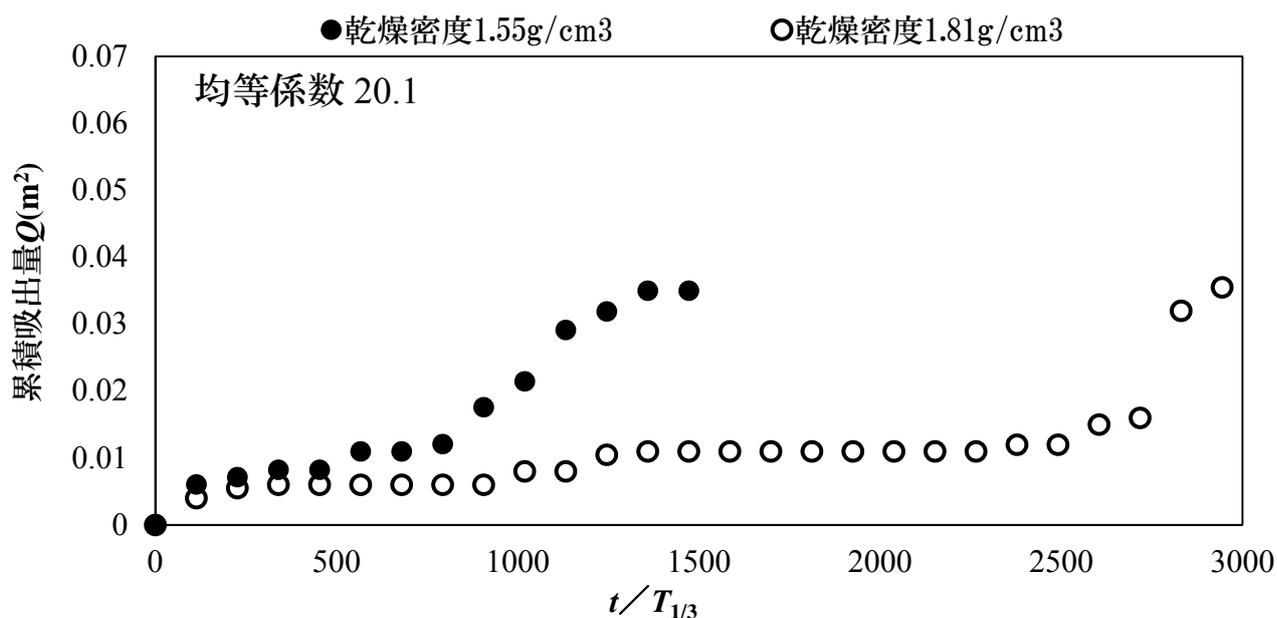


図 3.24 累積吸出し量と経過時間の関係

3.4 CADMAS-SURF を用いた吸出し量算定式の適用性

(a) CADMAS-SURFの紹介

CADMAS-SURFの基礎方程式を以下に説明する．本数値モデルの詳細はCADMAS-SURF実務計算事例集(財団法人沿岸技術研究センター，2008)を参照のこと．

連続式：

$$\frac{\partial \gamma_x u}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z w}{\partial z} = S_\rho \quad (3.21)$$

運動方程式：

$$\begin{aligned} \lambda_v \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u u}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z w u}{\partial z} = \\ - \frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \nu_e \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \nu_e \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} \\ - D_x u + S_u - R_x \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} \lambda_v \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial \lambda_x u w}{\partial x} + \frac{\partial \lambda_z w w}{\partial z} = \\ - \frac{\gamma_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \gamma_x \nu_e \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \gamma_z \nu_e \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right\} \\ - D_z w + S_w - R_z - \gamma_v g \end{aligned} \quad (3.23)$$

ここで， t は時間， x は水平方向の座標， z は鉛直方向の座標， u は水平方向の流速， w は鉛直方向の流速， ρ は密度， p は圧力， ν_e は分子動粘性係数と渦動粘性係数の和， g は重力加速度， γ_v は空隙率， γ_x は水平方向の面積透過率， γ_z は鉛直方向の面積透過

率, D_x, D_y はエネルギー減衰帯のための係数, S_ρ, S_u, S_w は造波ソースのためのソース項, R_x, R_y は多孔質体からの抵抗力. $\lambda_v, \lambda_x, \lambda_z$ は C_M を慣性力係数とすれば式(3.24)のように表される.

$$\left. \begin{aligned} \lambda_v &= \gamma_v + (1 - \gamma_v)C_M \\ \lambda_x &= \gamma_x + (1 - \gamma_x)C_M \\ \lambda_z &= \gamma_z + (1 - \gamma_z)C_M \end{aligned} \right\} \quad (3.24)$$

(b) CADMAS-SURFを用いた吸出し量の計算方法

将来の自由度の高い吸出し予測法の開発のために、CADMAS-SURFを用いて、堤防前面下端の戻り流れの過剰間隙水圧と流速を求め、吸出し量算定式に代入して吸出し量を算出することも試みた。

戻り流れ時の過剰間隙水圧と流速を求める計測位置は、図3.25に示すように堤防矢板下端であり、これらの値が最大になるように選ぶ。ここで、メッシュ間隔は水平方向に0.02m、鉛直方向に0.01mである。

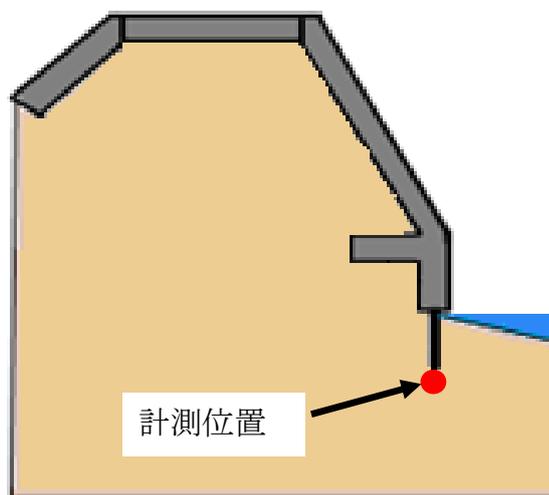


図3.25 戻り流れの圧力，流速の計測位置

また、適切な空隙率としては0.4(砂層の場合)を設定し、この場合のCADMAS-SURFを用いた数値実験結果から過剰間隙水圧と流速の戻り流れ時の最大値を求め、提案した吸出し量算定式に代入し吸出し量を算定した。その結果を図3.26に示す。本図から、全てを実験式から求めた図3.19と比べてその計算精度は悪くなっている。この原因は図3.27に示すように2008年時点でのCADMAS-SURFでは粒径の違いを考慮できないが実際には、粒径が変わると圧力と流速も変化しているからである。

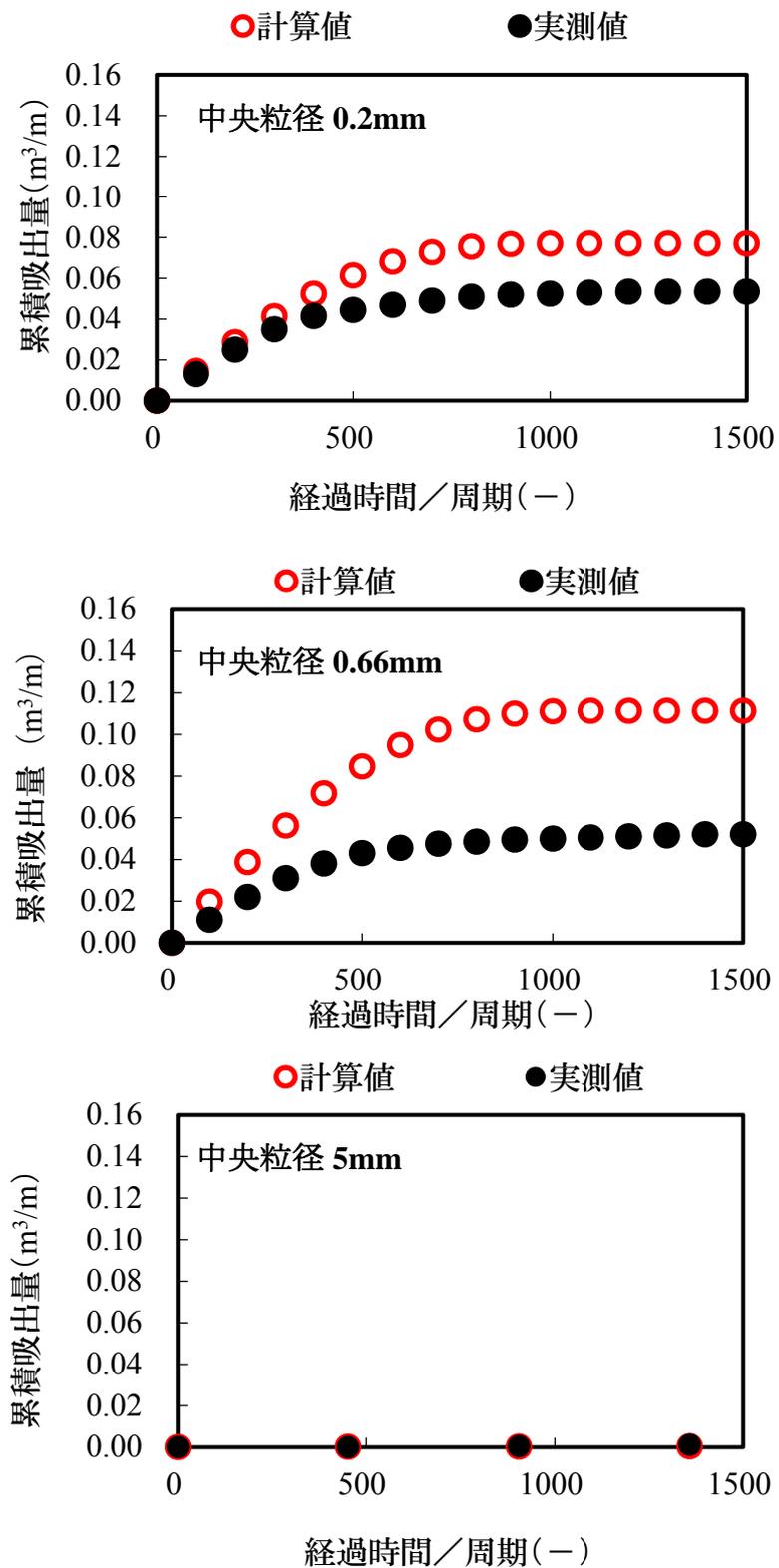


図3.26 CADMASによる累積吸出し量と経過時間の関係

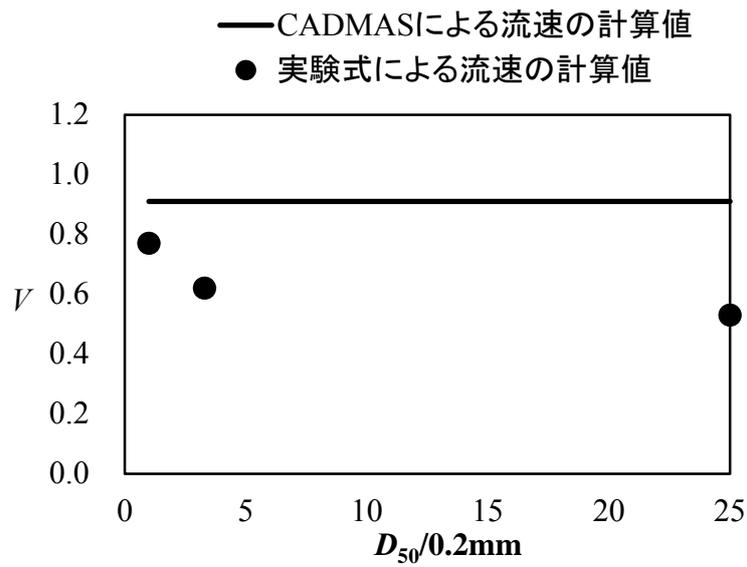
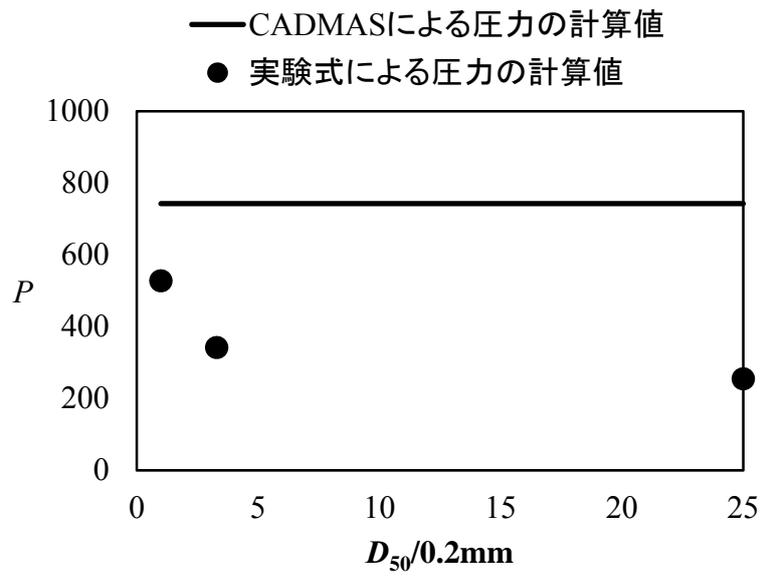


図 3.27 戻り流れ時の圧力, 流速の実験式による計算値と数値実験による値との比較

したがって、粒径の違いが考慮できるように提案した吸出し量算定式の比例係数 β を修正し式(3.25)に示す.

$$\beta = 0.034 \times e^{-0.96 \left(\frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \right)^{0.65}} \left[1 \leq \frac{D_{50}}{0.2 \text{ mm}} \leq 50 \right] \quad (3.25)$$

模型実験スケールでの再現性を提案した吸出し量算定式(3.16), (3.17) (3.25)を用いて裏込め材の中央粒径が、0.2mmと0.66mmの砂、および、5.0mmの礫を用いた場合の時間の経過と共に変化する単位幅吸出し量を計算し、経時変化を各粒径毎に図3.28に示す.

本図から、砂の場合に時間経過と共に単位時間当りの吸出し量が減少する傾向と、裏込め材の中央粒径が大きくなると吸出し量が低下する傾向とが十分な精度で再現されていることが認められるため、中央粒径による戻り流れの圧力と流速の変化が考慮でき、本方法が十分な適用性を有することを確認できた.

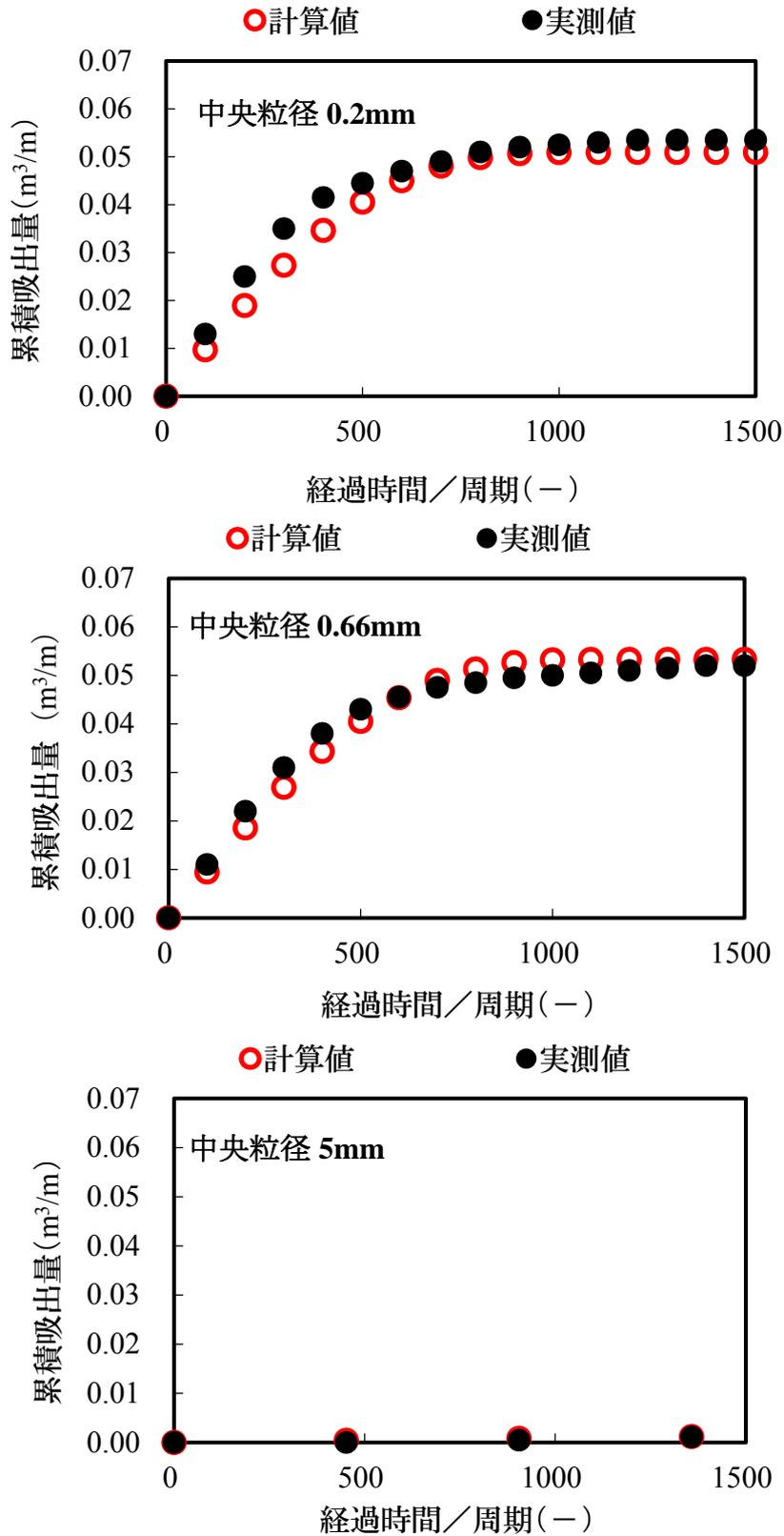


図3.28 CADMASによる累積吸出し量と経過時間の関係

3.5 吸出し防止対策

裏込め材の吸出し防止対策について検討した成果を以下にまとめる。

吸出しを防ぐためには、吸出し抵抗力を大きくする、すなわち砂層の過剰間隙水圧を小さくすることや前面砂層が薄くならないようにすべきであると考えられる。

過剰間隙水圧を小さくするためには、裏込め材に中央粒径の大きな材料を用いること、前面海域に消波施設を設置して入射有義波高を小さくすることや、前野ら(2000)が指摘したように、堤体前面の根入れ矢板をより深く打込み、前面砂層厚を厚くすることなどが考えられる。ただし、過剰間隙水圧は堤体前面下端での値であるため、計算で用いる中央粒径の範囲には、裏込め部分だけではなく前面砂層部分も含まれるはずであるが、粒径の大きな材料に置換えるために前面砂層部を掘ることは高波来襲時に非常に危険であり、置換えた材料が簡単に逸散しないように、相当に大きな材料に置換える必要も出てくる。それゆえ、式(3.7)では、堤体内吸出し部の裏込め材の中央粒径を変えた場合の影響のみを考慮している。ただし、吸出し部の裏込め材粒径を大きくする場合は、堤体陸側部に不透過層を設けたりして、堤体全体での遮水性を低下させない配慮が必要になる。

前面砂層が薄くならないようにするためには、堤防前面砂層を重量が大きく、噛み合わせがよく、内部摩擦角の大きい材料、例えば大きな石、角ばった鉄鉱石、鉄筋コンクリート製異型ブロックなどで置き換えることであると考えられるが、通常の砂と違い、前面浜利用上の景観や環境を悪くする可能性があるため注意が必要である。さらに、均等係数の大きい裏込め材を用いた場合は、累積吸出し量を小さくできること、裏込め材の乾燥密度を高く(良く締固めた)した場合には、初期の累積吸出し量

を小さくできることが、本研究で確認できた。実測データを増やし、この機構を正しく解明して、定式化することが今後の課題である。

定量的検討：

中央粒径において、水理模型実験では、裏込め部に中央粒径 1cm を用いれば吸出しが生じにくくなり、現地スケールに換算すると 3cm 程度になる。しかし、図 3.2 に示すように伊藤の相似則は幅を持っていることを考慮すれば、裏込め部に 10cm 程度のものを用いれば吸出し防止効果が得られると推測できる。

矢板の根入れ深さと砂層厚では、前野ら(2000)は水理模型実験で、矢板の根入れ深さを 5cm から 10cm へ深くすれば、吸出し量を減少させられることを示した。模型スケールから推定すると現地根入れ深さを 3m 以上にすれば、吸出し防止効果を期待できるのではないかと考える。さらに、吸出し量算定式(3.16)に典型的な海岸での諸元を代入して、吸出し量がゼロになる砂層厚を求めると 3.5m 程度になったことから、最大洗掘深+3.5m より深く根入れ深さを決定すれば、吸出し防止効果を期待できる。この最大洗掘深は対象海岸に来襲しうる最大波高程度まで掘れる可能性があるから、最終の根入れ深さを 10m 以上になると推定できる。

均等係数と乾燥密度では裏込め材の均等係数を 20 以上にすれば、吸出し防止効果が期待できる。裏込め材の乾燥密度を高く(良く締め固めれば)すれば吸出しの初期の増加速度を低下できるであろう。

3.6 参考文献

- (1) 財団法人沿岸技術研究センター(2008) : CADMAS-SURF 実務計算事例集, 沿岸技術ライブラリー No.30.
- (2) 山本吉道, 南宣孝(2009) : 高波による海岸堤防破壊メカニズムの実験的研究, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.65, No.1, pp.901-905.
- (3) 山本吉道, 成吉兼二, 比嘉了規(2011) : 海岸堤防・護岸の被災限界の研究, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.67, No.2, pp.100- 105.
- (4) 伊藤政博・土屋義人(1985): 二次元海浜変形の相似則について, 土木学会論文集, Vol.1985, No.357, pp177-186.
https://www.jstage.jst.go.jp/article/jscej1984/1985/357/1985_357_177/_pdf
- (5) 堀川清司(1991) : [新編] 海岸工学, 東京大学出版会.
- (6) 山本吉道, 堀川清司(1991): 新しい越波量算定式の提案, 海洋開発論文集, Vol.7, pp.25-30.
- (7) 加藤重一, 上北征男(1969) : ブロック積消波堤の消波効果について, 土木学会論文報告集, 第 165 号, pp.23-30.
- (8) 高山知司, 永井紀彦, 西田一彦(1982) : 各種消波工による越波流量の減少効果, 港湾技術研究所報告, Vol.21, No.2, pp.151-205.
- (9) 合田良実, 鈴木康正, 高山知司(1976) : 不規則波に対する防波堤の回折図について, 第 23 回海岸工学講演会論文集, pp.401-405.
- (10) 合田良実(1975) : 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, Vol.14-No.3, pp.59-106.

- (11) Goda, Y. (1985) : *Random Seas and Design of Maritime Structures*, University of Tokyo Press, p.115.
- (12) 前野詩朗, 小谷裕司, 星山知恵(2000) : 変動水圧場における護岸裏込め土砂の流失限界に関する研究, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.926-930.
- (13) 山本吉道, 五百藏政文, 比嘉了規(2012) : 海岸堤防・護岸の高波による被害予測の研究, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.68, No.2, pp.882-887.
- (14) 五百藏政文, 山本吉道(2012) : 高波による海岸堤防前面下端からの裏込め材吸出し量算定式の提案, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.68, No.2, pp.896-900.
- (15) Ioroi, M. Yamamoto, Y(2013) : Formula for evaluating suction rate of backfilling materials from a coastal dike by big waves. ISOPE2013.
- (16) 五百藏政文, 山本吉道, 大嶋義隆(2014) : 高波による海岸堤防前面下端からの裏込め材吸出し量予測法の一般化, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.70, No.2, pp.1031-1035.
- (17) Ioroi, M. Yamamoto, Y(2014) : Application of a Suction Rate Formula from the Lowest Edge of a Coastal Dike Using a VOF Method. ISOPE2014.
- (18) Ioroi, M. Yamamoto, Y. Oshima, Y (2015) : Improvement of a Suction Rate Formula from the Bottom of the Sheet Pile of a Coastal Dike. ISOPE2015.
- (19) 山本吉道, 五百藏政文, 大嶋義隆(2015) : 海岸堤防・護岸の破壊機構と吸出し量の評価法, 土木学会論文集 B2(海岸工学),Vol.71,(2015),No.1,p.30-41.

第4章 主要な結論

- 1) 第2章では前面洗掘算定図の提案のため、海岸・港湾構造物の前面洗掘の最大深と平均岸沖幅について、Caら(2002)の平面二次元の数値モデルによる数値実験結果と、大きな水理模型実験または現地調査による実測値とを比較することで、本数値モデルの計算精度が良いことを確認した。そして、直立堤前面での最大洗掘深と前面水深、および入射波高との関係図を作成した。直立堤の最大洗掘深は、堤防前面水深が入射有義波高の1.3~1.4倍でピークを迎え、入射有義波高の1.45倍程度となった。このピークになる水深は各入射有義波の碎波水深付近である。さらに、消波工が堤防前面にある場合の直立堤前面での最大洗掘深と前面水深、および入射波高との関係図も作成した。消波工付き直立堤防の最大洗掘深は、堤防前面水深が入射有義波高の0.7から1.8倍でピークを迎え、入射有義波高の1.23倍程度となった。また、前面底質の中央粒径と入射波向の最大洗掘深の低減係数の関係図も用意して、より簡単に前面洗掘深が求められる算定法が提案できた。
- 2) 第3章第1節では、三面張り堤防と二面張り護岸に対する吸出し有無の判別法から、沖波波高の5倍ほど沖側位置の入射有義波高を縦軸に、堤体内からの裏込め材の吸出しの破壊程度を表す指標として、吸出し抵抗力と最大吸出し力の差を横軸に、被災事例の破壊程度を示す分布図を作成した結果、吸出し抵抗力と最大吸出し力の差が負の場合には、吸出しによる破壊が生じており、正の場合には、

吸出しが主な原因ではなく、波力によって直接的に破壊されていることを示せた。しかしながら、入射波高が 2m 以下でも全壊のケースがある。これは、タイ国の小規模護岸のケースであり、入射波が堤体を覆う程度が被害の大きさに強く影響していると考えられる。

それゆえ、縦軸に単位幅当たりの越波量を用いて、被災事例の破壊程度の分布を示す図を作成した結果、吸出し抵抗力と最大吸出し力の差が負の場合には、吸出しが発生し、堤体の空洞化が進み、越波量が $0.06\text{m}^3/\text{m/s}$ を超えると全壊状態になる可能性が高く、越波量が小さくても、半壊状態になる可能性が高いことがわかった。吸出し抵抗力と最大吸出し力の差が正の場合には、吸出しによる堤体の弱体化でなく、波力によって直接的に破壊される形式が顕著になり、越波量が $0.07\text{m}^3/\text{m/s}$ を超えると全壊状態になる可能性が高く、越波量が $0.035\text{m}^3/\text{m/s}$ を超えると半壊状態になる可能性が高くなることも分かった。

- 3) 第 3 章 第 2 節では、吸出し量算定式の実用性について検討した。そして、水理模型実験との比較から、時間経過と共に単位時間当たりの吸出し量が減少する傾向と、裏込め材の中央粒径が大きくなると吸出し量が低下する傾向とが十分な精度で再現されていることを確認できた。また、現地事例である広野海岸での吸出し現象も精度良く評価できた。さらに、堤体前面の入射波高を求めるために必要な被災時の前面水深を正しく見積もられない場合は、堤体から換算沖波波高の 5 倍ほど沖側位置での入射波高を用いれば、実測値と良い相関で吸出し量を算定出来ることも確認した。

- 4) 第3章第3節では、裏込め材の均等係数を大きくすると累積吸出し量の最終値が減少することが分かり、乾燥密度を大きく(良く締め固める)することによって、初期の吸出しを遅らせることも期待できる。
- 5) 第3章第4節では、CADMAS-SURFから戻り流れの圧力と流速を求めて吸出し量算定式に代入する方法に、改良すべき課題が残るものの、適用性があることを示せた。
- 6) 第3章第5節では、主要な吸出し防止対策について検討しており、主要な対策法は以下のとおりである。
 - a) 消波施設を設置して入射有義波高を小さくする。
 - b) 堤体前面の根入れ矢板をより深く打込む。
 - c) 堤体前面砂層に重量があり噛合せの良い材料を用いる。
 - d) 堤体裏込め材に中央粒径の大きな材料を用いる。
 - e) 均等係数を大きくして噛合せを良くするのも有効である。
 - f) 裏込め材の乾燥密度を高く(良く締固ためる)するのも有効である。

今後の課題：

- 1) 本研究では極浅海域や前浜に直立堤防を設置した場合の堤体前面洗掘深が簡易的に算定できる算定図を提案している。しかし、緩傾斜堤防など、堤防前面の形状の違いが反射波や洗掘状況及ぼす影響を調べることも今後の課題である。
- 2) 本研究により、均等係数が大きくなると累積吸出し量の最終値を低下できることを示せたが、定式化できるほどの十分なデータが得られていない。さらに、乾燥密度(締固め度)の違いにより累積吸出し量が定常状態になるまでの経過時間が大きく変化するが、均等係数と同様に定式化できるほどの十分なデータが得られていない。それゆえ、数多くの実験を行い均等係数と乾燥密度の違いに関して、傾向を定式化することが今後の課題である。
- 3) 本研究では、三面張り堤防・二面張り護岸に限る吸出し予測法である。将来、堤防の形状などの変化が考慮できる、自由度の高い吸出し予測法の開発のために、CADMAS-SURFから戻り流れの圧力と流速を求め、吸出し量算定式から吸出し量を予測する方法に適用性があることを示せた。今後は、色々な堤防の形状で時々刻々の吸出し量を予測できる本格的な数値モデルを構築したい。

謝辞

指導教授である山本吉道教授には学部生のときから熱心なご指導頂きまして誠にありがとうございました。深く感謝いたします。

さらに、大学院生ならびに学部生、技術職員の方々には多大な協力を頂きました。ここに、感謝の意を表します。

これから、本研究で得られたことを社会で生かしていきたいと思っております。このような研究ができる機会を与えてくださいました東海大学にも深く感謝いたします。

付録 洗掘予測数値モデルの解説

砕波帯内では、波の運動エネルギーは砕波によって乱れエネルギーに変化し、カスケード過程により散逸する。それゆえ、砕波時の波エネルギーの損失を評価する際には、乱れエネルギーの生成・輸送・散逸等を再現する必要がある。しかし、水深方向に積分したタイプのモデル(Boussinesq モデル等)を用いて砕波を再現する場合には、砕波の判定や砕波による波エネルギーの損失の評価方法に問題が残されている。例えば、佐藤・鈴木(1990)の砕波モデルでは、渦粘性係数を評価するために、線流量の振幅を見積もる必要がある。Schaffer ら(1993)はサーフェスローラーの考えを採用し、砕波による波エネルギーの損失を見積もったが、彼らのモデルは不安定になりやすい。また、実際の海浜では、時化時には短周期の高波の来襲により沖向き漂砂輸送が卓越し、海岸侵食が生じる。その後、波高は小さいものの周期の長い波が続けば、岸向き漂砂輸送が卓越するようになり、海浜の回復が始まる Larson ら(1989)。Ting and Kirby(1994)の室内実験結果によれば、波高が大きく周期の短い波が砕波する場合、乱れエネルギーは沖方向に輸送される。一方、波高が小さく周期の長い波が砕波する場合、乱れエネルギーは岸方向に輸送される。そして、砕波に伴う乱れによって底質が巻き上げられ、浮遊砂として輸送される、浮遊砂輸送を再現するとき、さらに、海浜侵食・堆積現象を解明するとき、砕波による乱れエネルギーの生成・輸送・散逸を適切に再現しなくてはならない。しかしながら、これに関する再現モデルは不十分な段階にある。

それゆえ、本数値モデルは、Vuら(1999,2000)のモデルを基本に、Boussinesqモデルと乱流クロージャーモデル(k-εモデル)を改良して、砕波による波エネルギーの減衰、砕波帯内の乱れエネルギーの生成・輸送・散逸を評価し、波による掃流砂・浮遊砂の輸送、それに伴う地形変化を再現する平面二次元数値モデルとした。

海浜域における流体運動モデル

波・流れの場の基礎式には、非線形性と分散性を考慮できる Boussinesq 方程式に、砕波による波エネルギー損失を考慮した運動方程式と連続式を用いる。

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q_x^2}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{q_x q_y}{d} \right) + gd \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{h_A^3}{6} \left[\frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial t} \left(\frac{q_x}{h_A} \right) + \frac{\partial^3}{\partial x \partial y \partial t} \left(\frac{q_y}{h_A} \right) \right] \\ & - \frac{h_A^2}{2} \left(\frac{\partial^3 q_x}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^3 q_y}{\partial x \partial y \partial t} \right) - M_{bx} + \frac{f_c}{d^2} |q_x| q_x = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial q_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q_x q_y}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{q_y^2}{d} \right) + gd \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{h_A^3}{6} \left[\frac{\partial^3}{\partial y^2 \partial t} \left(\frac{q_y}{h_A} \right) + \frac{\partial^3}{\partial x \partial y \partial t} \left(\frac{q_x}{h_A} \right) \right] \\ & - \frac{h_A^2}{2} \left(\frac{\partial^3 q_y}{\partial y^2 \partial t} + \frac{\partial^3 q_x}{\partial x \partial y \partial t} \right) - M_{by} + \frac{f_c}{d^2} |q_y| q_y = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、 q_x 及び q_y の各々は x と y 方向の線流量、 h_A は平均水深、 d は全水深、 g は重力加速度、 η は水位変化量、 f_c は海底摩擦係数、 ν_t は渦粘性係数、 t は時間である。 M_{bx} 及び M_{by} は砕波による波エネルギー損失項であり次式で表される。

$$M_{bx} = \frac{\partial}{\partial x} \left(f_D \nu_t \frac{\partial q_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(f_D \nu_t \frac{\partial q_x}{\partial y} \right) \quad (4)$$

$$M_{by} = \frac{\partial}{\partial x} \left(f_D \nu_t \frac{\partial q_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(f_D \nu_t \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) \quad (5)$$

砕波後の波は大規模渦や底面摩擦によりエネルギーを減衰させながら斜面上を遡上し、その後流下する。その流下時に次の波が斜面上を遡上してくる。このように、斜面上では、水際線が岸沖方向に常に動いている。そうした遡上域を計算するために、本モデルでは岸側条件を Hibberd・Peregrine (1979) の方法によって設定した。また、 f_D は新たに取り入れた経験係数で、乱れによるエネルギー損失に砕波そのものによる波エネルギーの損失を加えたものに相当する。これは、砕波時には、損失する波エネルギーの一部のみが乱流エネルギーとなることを考慮したものである。

海浜の変形モデルの場合、岸沖方向の漂砂輸送を波スケールで表すモデルを用いて評価する必要がある。Boussinesq 近似式を用いて砕波帯内における波動を解析するモデルの場合には、砕波によって生ずる海底乱流境界層の発達、乱流エネルギーの輸送を計算しなくてはならない。厳密に言えば、砕波帯内の乱流エネルギーの水

深方向及び岸沖方向の分布を考慮することが必要であるが, Ting and Kirby (1995, 1996), Nadaoka ら (1989)の研究によると, 砕波帯内の乱流エネルギーの岸沖方向の輸送時間スケールは鉛直方向の輸送時間スケールより長い. また, 本モデルでは水深方向に積分した波動方程式を用いて解析するため, 乱流エネルギーの岸沖方向及び汀線方向の輸送のみを考慮する. 砕波帯内における乱流エネルギーの生成・散逸及び岸沖方向の輸送を表す鉛直方向で積分した平面 2 次元の方程式は次式で表される.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}k}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}k}{\partial y} = P_r - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_t}{\sigma_t} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_t}{\sigma_t} \frac{\partial k}{\partial y} \right) \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}\varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}\varepsilon}{\partial y} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} P_r - C_{2\varepsilon} \varepsilon) \end{aligned} \quad (7)$$

$$v_t = C_\varepsilon k^2 / \varepsilon \quad (8)$$

ここに, k 及び ε のそれぞれは水深方向を積分した乱れエネルギーと乱れエネルギーの散逸率, \sim は水深方向平均の ensemble 平均流速, $\sigma_t (=1)$, $\sigma_\varepsilon (=1.3)$, $C_\varepsilon (=0.09)$ (Jones and Launder, 1972) はクロジャール係数である. $C_{1\varepsilon}$ 及び $C_{2\varepsilon}$ は乱れエネルギーの散逸率 ε の生成及び減衰速度を表す. 標準 $k-\varepsilon$ モデルではカスケードの過程によって乱れエネルギーが散逸される仮定を用い, 乱れエネルギーの散逸率 ε の方程式を導

くことによって、 $C_{1\varepsilon}$ を1.44、 $C_{2\varepsilon}$ を1.92とする。しかし、砕波の場合には一般的な場合(せん断乱流の場合など)より乱れのスケールが小さく、乱れエネルギーの散逸率が大きくなるため、標準 $k-\varepsilon$ モデルにおける値より大きいと考えられる。乱れエネルギーの生成としては底面抵抗による生成、せん断応力による生成、及び砕波による生成が考えられ、次式によって表される。

$$P_r = P_{rb} + P_{rs} + P_{rw} \quad (9)$$

ここに、 P_{rb} 、 P_{rs} 、 P_{rw} のそれぞれは底面抵抗、せん断応力、砕波によって乱れエネルギーの生成を表す。底面抵抗による乱れエネルギーの生成は小さいことと現在はまだ十分にわかっていないため、本モデルでは無視される。せん断応力によって乱れエネルギーの生成は次式で表される。

$$P_{rs} = \nu_t d \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (10)$$

ここに、 u と v はそれぞれ x と y 方向の流速成分である。砕波時の乱れエネルギーの生成はサーフェスローラー内の運動エネルギーに比例すると仮定し次式で表される。

$$P_{rw} = \alpha_p g c \delta \beta_d / d \quad (11)$$

ここで、 $\alpha_p (=0.33)$, $\beta_d (=0.08)$ は定数、 c は波速、 δ はサーフェスローラーの厚さであり、Schafferら(1993)の方法によって見積もる。砕波点は、水面勾配がある限界値を超えるときと設定し、サーフェスローラーが減衰しながら岸に向かって移動する。サーフェスローラー前面の水面勾配がある限界値以下となるとき、サーフェスローラーが消え、波が回復するとする。これより、本モデルでは時々刻々のサーフェスローラーの形成、変形、移動、及び砕波による波エネルギーの損失、乱れエネルギーの生成、輸送、散逸をシミュレーションできる。そして、砕波による波エネルギーの損失速度の時間変化をシミュレーションすることが可能となる。

遡上領域のシミュレーションでは、次式を用いる：

$$\frac{\partial f_y q_x}{\partial x} + \frac{\partial f_x q_y}{\partial y} + \frac{\partial S \eta}{\partial t} = 0 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{S q_x^2}{d} \right) + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{S q_x q_y}{d} \right) + g d \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} \left[d v_t S \frac{\partial (q_x / d)}{\partial x} \right] \\ & - \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial y} \left[d v_t S \frac{\partial (q_x / d)}{\partial y} \right] + \frac{f_c}{d^2} Q q_x = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial q_y}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{S q_y q_x}{d} \right) + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{S q_y^2}{d} \right) + g d \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} \left[d v_t S \frac{\partial (q_y / d)}{\partial x} \right] \\ & - \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial y} \left[d v_t S \frac{\partial (q_y / d)}{\partial y} \right] + \frac{f_c}{d^2} Q q_y = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

ここで, f_x と f_y は各計算メッシュ内の x と y 方向のメッシュ長における流体が存在する部分の割合, S は各計算メッシュ内の流体が存在する部分の面積と対象メッシュの全面積との比である.

さらに, 波が透過する構造物がある場合には, 透過構造物内の水が空隙部分のみを流れることを考慮しなくてはならない. そのため, 計算領域内の各計算メッシュの有効体積比 (計算メッシュ内の流体部分の体積と対象メッシュの全体積との比) を定義する. 透過構造物内の波の分散性を無視して, 有効体積比を用いて空間積分を行えば, 透過構造物内外の連続式及び運動方程式は次式で表される:

$$\frac{\partial Gq_x}{\partial x} + \frac{\partial Gq_y}{\partial y} + \frac{\partial S\eta}{\partial t} = 0 \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Gq_x^2}{d} \right) + \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Gq_x q_y}{d} \right) + gd \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x} \left[d v_t G \frac{\partial (q_x / d)}{\partial x} \right] \\ & - \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial y} \left[d v_t G \frac{\partial (q_x / d)}{\partial y} \right] + \frac{f_c}{d^2} Q q_x = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial q_y}{\partial t} + \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Gq_y q_x}{d} \right) + \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Gq_y^2}{d} \right) + gd \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x} \left[d v_t G \frac{\partial (q_y / d)}{\partial x} \right] \\ & - \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial y} \left[d v_t G \frac{\partial (q_y / d)}{\partial y} \right] + \frac{f_c}{d^2} Q q_y = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

ここに, G は有効体積比であり, 計算メッシュ内の流体部分の体積 V と対象メッシュの全体積 V_0 を用いて次式で表される.

$$G = \frac{V}{V_0} \quad (18)$$

また、 S は有効面積比（各計算メッシュ内の流体部分の面積と対象メッシュの全面積との比）であるが、一般的に、水位が防波堤の天端を越えない場合、メッシュ内の有効体積比は有効面積比に等しいと考えられるが、人工リーフの場合と水位が防波堤の天端を超える場合の有効面積比は1になる。

掃流砂輸送のモデリング

掃流砂に対しては Ribberink(1998)が提案した振動流中の漂砂輸送量を算定する次式を用いる。

$$\Phi_b = \frac{q_b}{\sqrt{\Delta g D}} = \begin{cases} m [|\theta_s(t)| - \theta_{sc}]^{1.65} \frac{\theta_s(t)}{|\theta_s(t)|} & (\theta_s(t) \geq \theta_{sc}) \\ 0 & (\theta_s(t) < \theta_{sc}) \end{cases} \quad (19)$$

ここに、 Φ_b は無次元掃流砂輸送量、 q_b は輸送方向に垂直な単位幅の鉛直面積を通して単位時間に輸送される掃流砂量、 θ_{sc} は移動限界シールズ数、 Δ は掃流砂の相対密度(= $(\rho_s - \rho)/\rho$)、 ρ_s は掃流砂の密度、 D は掃流砂の中央粒径、 m は経験的に決まる掃流砂量係数である。 $\theta_s(t)$ は振動流におけるシールズ数で次式により表される。

$$\theta_s(t) = \frac{0.5 \rho f_w' |u_b(t)| u_b(t)}{(\rho_s - \rho) g D} \quad (20)$$

ここに、 $u_b(t)$ は海底境界層上の対象方向流速、 f_w' は次式で表される海底面上の摩擦係数である。

$$f_w' = \begin{cases} e^{\{5.2(k_s/\hat{a})^{0.194} - 5.98\}} & (k_s/\hat{a} < 0.63) \\ 0.3 & (k_s/\hat{a} \geq 0.63) \end{cases} \quad (21)$$

ここに、 \hat{a} は海底付近の対象方向の流速振幅、 k_s は次式で表される代表海底粗度長さである。

$$k_s = \max \left\{ 3D, D \left[1 + 6 \left(\overline{|\theta_s|} - 1 \right) \right] \right\} \quad (22)$$

ここに、 $\overline{|\theta_s|}$ はシールズ数の絶対値の時間平均値であり次式で表される。

$$\overline{|\theta_s|} = \frac{\overline{|\tau_b(t)|}}{(\rho_s - \rho)gD} \quad (23)$$

$$\overline{|\tau_b(t)|} = 0.5\rho f_w' \overline{u_b(t)^2} = 0.25\rho f_w' \hat{U}^2 \quad (24)$$

ここに、 \hat{U} は振動流の流速振幅である。

次に、移動限界シールズ数 θ_{sc} は van Rijn(1993)の次式を用いる。

$$\theta_{sc} = \frac{\tau_{bc}}{(\rho_s - \rho)gD} = \begin{cases} 0.24D_*^{-1} & 1 < D_* < 4 \\ 0.14D_*^{-0.64} & 4 \leq D_* < 10 \\ 0.04D_*^{-0.1} & 10 \leq D_* < 20 \\ 0.013D_*^{0.29} & 20 \leq D_* < 150 \\ 0.055 & 150 \leq D_* \end{cases} \quad (25)$$

ここに、 D_* は動粘性係数 ν を用いた次式で定義される無次元量である。

$$D_* = D \left(\frac{g\Delta}{\nu^2} \right)^{1/3} \quad (26)$$

さらに、傾斜面では重力の影響を考慮する必要がある。傾斜角度 β での移動限界シールズ数 θ_{sc} は次式で表される。

$$\theta_{sc} = \theta_{sc} \frac{\sin(\phi + \beta)}{\sin \phi} \quad (27)$$

ここに、 ϕ は底質粒子の安息角である。

浮遊砂輸送のモデリング

砕波帯を中心とした乱流による浮遊砂の岸沖方向の輸送は次式で表される。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}C}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}C}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial C}{\partial y} \right) - C_s + C_{ut} \quad (28)$$

ここに、 C は水深方向に積分した浮遊砂の濃度、 C_s は底面に沈降する浮遊砂量、 C_{ut} は底面より巻き上がる浮遊砂量である。沈降する砂の量 C_s および巻き上がる砂の量 C_{ut} は浮遊砂の鉛直分布と仮定して評価する。浮遊砂濃度の鉛直方向分布関数を $C(z)$ とすると、 C_s 及び C_{ut} は次式で表される。

$$C_s = w_s C \left(\frac{w_s}{2} \right) \quad (29)$$

$$C_{ut} = -v_t \left. \frac{\partial C(z)}{\partial z} \right|_{z=z_a} \quad (30)$$

現地海岸では砕波帯内外を含むほぼ全域でシートフロー状態が卓越し(丸尾ら 1995), シートフローの状態における浮遊砂の鉛直分布は次式で与えられる(Soulsby, 1997).

$$C(z) = C_a \left(\frac{z}{z_a} \right)^{-b} \quad (31)$$

ここに、 C_a および z_a はZyserman-Fredsoe(1994)から次式で表される。

$$C_a = \frac{0.331(\theta_s - 0.045)^{1.75}}{1 + 0.720(\theta_s - 0.045)^{1.75}} \quad (32)$$

$$z_a = 2D \quad (33)$$

ここに、 b は次式で表される。

$$b = \frac{w_s}{\kappa u_*} \quad (34)$$

ここに、 w_s は浮遊砂の沈降速度、 κ はカルマン常数、 u_* は摩擦速度である。

地形変化の計算

地形変化計算は漂砂量保存式の次式で表される。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{1}{1 - \varepsilon_s} \left(\frac{\partial q_{bx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{by}}{\partial y} - C_s + C_{ut} \right) \quad (35)$$

ここに、 ζ はある基準高さに対する局所的底面高、 q_{bx} 及び q_{by} の x と y 方向における掃流砂量、 ε_s は砂層の空隙率である。

差分方法と計算方法

本モデルの式を時間・空間的に差分化して計算する。時間の差分にはクランクニコルソン法を用い、地形変化ではリーブフロッグ法を用いて差分化し計算を行う。空間差分については staggered grid を用いる。運動方程式の移流項は中央差分、他の式の移流項は風上差分である。その他の項は中央差分である。クランクニコルソン法を用いて計算するときには、対象となった変数の未知量を求めるために新しい時刻における他の変数の値を使用する必要がある。例えば、運動方程式を解いて流量

を求める場合には新しい時刻における水位・渦粘性係数を使用しなくてはならないため、繰り返し計算を行う。

入射波の境界

自由透過型境界においては、境界に到達する波の伝播方向を考慮し、Summerfeldの放射境界条件を採用し、境界における水位を見積もる。沖側の境界条件は、与えられた入射波が計算領域内に入射されるとともに、計算領域からの反射波が自由に領域外に出ると言うものでなければならない。

不規則波の場合、水面変動量は周波数の異なる無数の成分波の重ね合わせとして次式で表される。

$$\eta(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} A_{nm} \cos\{k_n \cos \theta_m x + k_n \sin \theta_m y - \sigma_n t + \varphi_{nm}\} \quad (36)$$

ここで A_{nm} は成分波の片振幅、 k_n は成分波の波数、 θ_m は成分波の伝播角度、 σ_n は成分波の角周波数、 φ_{nm} は成分波の初期位相で、 $0 \sim 2\pi$ の間にランダムかつ密に分布している。

N 個の周波数成分波と M 個の方向成分波を用いると、水面変動量は次式で表される。

$$\eta(x, y, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_{nm} \cos\{k_n \cos \theta_m x + k_n \sin \theta_m y - \sigma_n t + \varphi_{nm}\} \quad (37)$$

任意の区間 ($f \sim f + \Delta f, \theta \sim \theta + \Delta \theta$) における成分波の片振幅 A_{nm} は次式で表される。

$$A_{mn} = \sqrt{2E_m(f)\Delta f \frac{G_n(\theta, f)}{2\pi} \Delta\theta} \quad (38)$$

ここに、 $E_m(f)$ は周波数スペクトル密度関数、 $G_n(\theta, f)$ は方向分布関数である。

周波数スペクトルには Breshneider 光易型を用いて、エネルギー等分割法で与える。

$$E(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \exp[-1.03(T_{1/3} f)^{-4}] \quad (39)$$

各成分波の近似精度は代表周波数の取り方によって変化するが、高周波数成分についてはエネルギーのウェイトが小さいことから、カットすることにした。ただし、カットした成分波のエネルギーは他の成分波に均等に配分する。代表角周波数は、有義波周期に対応する角周波数としている。

方向分布関数には次式の光易型分布関数が用いられる。

$$G(\theta, f) = G_0 \cos^{2S} \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (40)$$

$$G_0 = \frac{1}{\pi} 2^{2S-1} \frac{\Gamma^2(S+1)}{G(2S+1)} \quad (41)$$

ここで、 $\Gamma(x)$ はガンマ関数、 S は方向に対するエネルギーの集中度を表すパラメータで、次式で表される。

$$S = \begin{cases} S_{\max} \left(\frac{f}{f_p} \right)^5 & f \leq f_p \text{ のとき} \\ S_{\max} \left(\frac{f}{f_p} \right)^{-2.5} & f > f_p \text{ のとき} \end{cases} \quad (42)$$

ここに、 S_{\max} は、各周成分波の進行方向が主方向に集中する程度を表すパラメータで次式のようになる。

$$S_{\max} = \begin{cases} 10 & \text{風波の場合} \\ 25 & \text{減衰距離の短いうねり} \\ 75 & \text{減衰距離の長いうねり} \end{cases} \quad (43)$$

また、 f_p は周波数スペクトルのピーク周波数で、次式で表される。

$$f_p = \frac{1}{1.05T_{1/3}} \quad (44)$$

多方向不規則波の計算ではダブルサンメーション法を用い、1320 個(周波数成分 120 × 方向成分 11)の成分波を重ねあわせて入射波として与えている。

計算スキーム

本数値モデルでは計算時間間隔 Δt を計算安定条件(C.F.L.条件)によって決めるとともに、クランクニコルソン法を用いて時間差分を行うために、各 Δt 毎に収束するまで繰り返しの計算を行う。

連続式の差分式は以下のとおりである.

$$\begin{aligned}
& 0.5 \left(\frac{f_{y_{i+1},j}^n q_{x_{i+1},j}^n - f_{y_{i,j}}^n q_{x_{i,j}}^n}{\Delta x} + \frac{f_{x_{i,j}}^n q_{y_{i,j}}^n - f_{x_{i,j-1}}^n q_{y_{i,j-1}}^n}{\Delta y} \right) \\
& + 0.5 \left(\frac{f_{y_{i+1},j}^o q_{x_{i+1},j}^o - f_{y_{i,j}}^o q_{x_{i,j}}^o}{\Delta x} + \frac{f_{x_{i,j}}^o q_{y_{i,j}}^o - f_{x_{i,j-1}}^o q_{y_{i,j-1}}^o}{\Delta y} \right) + \frac{S_{i,j}^n \eta_{i,j}^n - S_{i,j}^o \eta_{i,j}^o}{\Delta t} = 0
\end{aligned} \tag{45}$$

x 方向の運動方程式の差分式は以下のとおりである.

$$\begin{aligned}
& \frac{q_{x_{i,j}}^n - q_{x_{i,j}}^o}{\Delta t} + 0.5 AD_{xx} q_x^n + 0.5 AD_{xx} q_x^o + 0.5 AD_{xy} q_x^n + 0.5 AD_{xy} q_x^o + g \frac{d_{i,j}^n + d_{i-1,j}^n}{2} \frac{\eta_{i,j}^n - \eta_{i-1,j}^n}{\Delta x} \\
& + g \frac{d_{i,j}^o + d_{i-1,j}^o}{2} \frac{\eta_{i,j}^o - \eta_{i-1,j}^o}{\Delta x} \\
& - \frac{2}{(S_{i,j}^n + S_{i-1,j}^n) \Delta x^2} \left[S_{i,j}^n d_{i,j}^n v_{i,j}^n \left(\frac{q_{x_{i+1},j}^n}{d_{i,j}^n + d_{i+1,j}^n} - \frac{q_{x_{i,j}}^n}{d_{i,j}^n + d_{i-1,j}^n} \right) - S_{i-1,j}^n d_{i-1,j}^n v_{i-1,j}^n \left(\frac{q_{x_{i,j}}^n}{d_{i,j}^n + d_{i-1,j}^n} - \frac{q_{x_{i-1},j}^n}{d_{i-1,j}^n + d_{i-2,j}^n} \right) \right] \\
& - \frac{2}{(S_{i,j}^o + S_{i-1,j}^o) \Delta x^2} \left[S_{i,j}^o d_{i,j}^o v_{i,j}^o \left(\frac{q_{x_{i+1},j}^o}{d_{i,j}^o + d_{i+1,j}^o} - \frac{q_{x_{i,j}}^o}{d_{i,j}^o + d_{i-1,j}^o} \right) - S_{i-1,j}^o d_{i-1,j}^o v_{i-1,j}^o \left(\frac{q_{x_{i,j}}^o}{d_{i,j}^o + d_{i-1,j}^o} - \frac{q_{x_{i-1},j}^o}{d_{i-1,j}^o + d_{i-2,j}^o} \right) \right] \\
& - \frac{2}{(\bar{S}_{i,j}^n + \bar{S}_{i,j-1}^n) \Delta y^2} \left[\bar{S}_{i,j}^n \bar{d}_{i,j}^n \bar{v}_{i,j}^n \left(\frac{q_{x_{i,j+1}}^n}{d_{i,j+1}^n + d_{i+1,j+1}^n} - \frac{q_{x_{i,j}}^n}{d_{i,j}^n + d_{i-1,j}^n} \right) - \bar{S}_{i,j-1}^n \bar{d}_{i,j-1}^n \bar{v}_{i,j-1}^n \left(\frac{q_{x_{i,j}}^n}{d_{i,j}^n + d_{i-1,j}^n} - \frac{q_{x_{i,j-1}}^n}{d_{i-1,j-1}^n + d_{i,j-1}^n} \right) \right] \\
& - \frac{1}{(\bar{S}_{i,j}^o + \bar{S}_{i,j-1}^o) \Delta y^2} \left[\bar{S}_{i,j}^o \bar{d}_{i,j}^o \bar{v}_{i,j}^o \left(\frac{q_{x_{i,j+1}}^o}{d_{i,j+1}^o + d_{i+1,j+1}^o} - \frac{q_{x_{i,j}}^o}{d_{i,j}^o + d_{i-1,j}^o} \right) - \bar{S}_{i,j-1}^o \bar{d}_{i,j-1}^o \bar{v}_{i,j-1}^o \left(\frac{q_{x_{i,j}}^o}{d_{i,j}^o + d_{i-1,j}^o} - \frac{q_{x_{i,j-1}}^o}{d_{i-1,j-1}^o + d_{i,j-1}^o} \right) \right] \\
& + \frac{2f_c^n}{(d_{i,j}^n + d_{i-1,j}^n)^2} Q_{x_{i,j}}^n q_{x_{i,j}}^n + \frac{2f_c^o}{(d_{i,j}^o + d_{i-1,j}^o)^2} Q_{x_{i,j}}^o q_{x_{i,j}}^o = 0
\end{aligned} \tag{46}$$

y 方向の運動方程式の差分式は以下のとおりである。

$$\begin{aligned}
& \frac{q_{y i, j}^n - q_{y i, j}^o}{\Delta t} + 0.5 AD_{yx} q_y^n + 0.5 AD_{yx} q_y^o + 0.5 AD_{yy} q_y^n + 0.5 AD_{yy} q_y^o + g \frac{d_{i, j}^n + d_{i, j+1}^n}{2} \frac{\eta_{i, j+1}^n - \eta_{i, j}^n}{\Delta x} \\
& + g \frac{d_{i, j}^o + d_{i, j+1}^o}{2} \frac{\eta_{i, j+1}^o - \eta_{i, j}^o}{\Delta x} \\
& - \frac{2}{(S_{i, j}^n + S_{i, j+1}^n) \Delta y^2} \left[S_{i, j+1}^n d_{i, j+1}^n v_{t i, j+1}^n \left(\frac{q_{y i, j+1}^n}{d_{i, j}^n + d_{i, j+1}^n} - \frac{q_{y i, j}^n}{d_{i, j}^n + d_{i, j+1}^n} \right) - S_{i, j}^n d_{i, j}^n v_{t i, j}^n \left(\frac{q_{y i, j}^n}{d_{i, j}^n + d_{i, j+1}^n} - \frac{q_{x i, j-1}^n}{d_{i, j}^n + d_{i, j+1}^n} \right) \right] \\
& - \frac{2}{(S_{i, j}^o + S_{i, j+1}^o) \Delta y^2} \left[S_{i, j+1}^o d_{i, j+1}^o v_{t i, j+1}^o \left(\frac{q_{y i, j+1}^o}{d_{i, j}^o + d_{i, j+1}^o} - \frac{q_{y i, j}^o}{d_{i, j}^o + d_{i, j+1}^o} \right) - S_{i, j}^o d_{i, j}^o v_{t i, j}^o \left(\frac{q_{y i, j}^o}{d_{i, j}^o + d_{i, j+1}^o} - \frac{q_{x i, j-1}^o}{d_{i, j}^o + d_{i, j+1}^o} \right) \right] \\
& - \frac{1}{(\bar{S}_{i, j}^n + \bar{S}_{i+1, j}^n) \Delta x^2} \left[\bar{S}_{i+1, j}^n \bar{d}_{i+1, j}^n \bar{v}_{t i+1, j}^n \left(\frac{q_{y i+1, j}^n}{d_{i+1, j}^n + d_{i+1, j+1}^n} - \frac{q_{y i, j}^n}{d_{i, j}^n + d_{i, j+1}^n} \right) - \bar{S}_{i, j}^n \bar{d}_{i, j}^n \bar{v}_{t i, j}^n \left(\frac{q_{y i, j}^n}{d_{i, j}^n + d_{i, j+1}^n} - \frac{q_{y i-1, j}^n}{d_{i-1, j}^n + d_{i-1, j+1}^n} \right) \right] \\
& - \frac{1}{(\bar{S}_{i, j}^o + \bar{S}_{i+1, j}^o) \Delta x^2} \left[\bar{S}_{i+1, j}^o \bar{d}_{i+1, j}^o \bar{v}_{t i+1, j}^o \left(\frac{q_{y i+1, j}^o}{d_{i+1, j}^o + d_{i+1, j+1}^o} - \frac{q_{y i, j}^o}{d_{i, j}^o + d_{i, j+1}^o} \right) - \bar{S}_{i, j}^o \bar{d}_{i, j}^o \bar{v}_{t i, j}^o \left(\frac{q_{y i, j}^o}{d_{i, j}^o + d_{i, j+1}^o} - \frac{q_{y i-1, j}^o}{d_{i-1, j}^o + d_{i-1, j+1}^o} \right) \right] \\
& + \frac{2 f_c^n}{(d_{i, j}^n + d_{i, j+1}^n)^2} Q_{y i, j}^n q_{y i, j}^n + \frac{2 f_c^o}{(d_{i, j}^o + d_{i, j+1}^o)^2} Q_{y i, j}^o q_{y i, j}^o = 0
\end{aligned} \tag{47}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
\bar{S}_{i, j} &= \frac{S_{i, j} + S_{i-1, j} + S_{i, j+1} + S_{i-1, j+1}}{4} \\
Q_{x i, j} &= \sqrt{\bar{q}_{y i, j}^2 + q_{x i, j}^2} \\
Q_{y i, j} &= \sqrt{\bar{q}_{x i, j}^2 + q_{y i, j}^2} \\
\bar{q}_{y i, j} &= \frac{q_{y i, j} + q_{y i, j-1} + q_{y i-1, j} + q_{y i, j-1}}{4} \\
\bar{q}_{x i, j} &= \frac{q_{x i, j} + q_{x i+1, j} + q_{x i+1, j+1} + q_{x i, j+1}}{4} \\
AD_{xx} q_x &= AD_{x i+1, j} q_{x i+1, j} + AD_{x i, j} q_{x i, j} + AD_{x i-1, j} q_{x i-1, j}
\end{aligned} \tag{48}$$

$q_{xi,j} < 0$ の場合

$$AD_{xi+1,j} = \frac{S_{i,j} + S_{i+1,j}}{S_{i,j}\Delta x} \frac{q_{xi+1,j}}{d_{i+1,j} + d_{i,j}} \quad (49)$$

$$AD_{xi,j} = -\frac{S_{i,j} + S_{i-1,j}}{S_{i,j}\Delta x} \frac{q_{xi,j}}{d_{i-1,j} + d_{i,j}} \quad (50)$$

$$AD_{xi-1,j} = 0 \quad (51)$$

$q_{xi,j} > 0$ の場合,

$$AD_{xi+1,j} = 0 \quad (52)$$

$$AD_{xi,j} = \frac{S_{i,j} + S_{i-1,j}}{S_{i-1,j}\Delta x} \frac{q_{xi,j}}{d_{i-1,j} + d_{i,j}} \quad (53)$$

$$AD_{xi-1,j} = -\frac{S_{i-1,j} + S_{i-2,j}}{S_{i-1,j}\Delta x} \frac{q_{xi-1,j}}{d_{i-1,j} + d_{i-2,j}} \quad (54)$$

$$AD_{xy}q_x = AD_{xy,i,j+1}q_{xi,j+1} + AD_{xy,i,j}q_{xi,j} + AD_{xy,i,j-1}q_{xi,j-1} \quad (55)$$

$\bar{q}_{y i, j} < 0$ の場合,

$$AD_{xy i, j+1} = \frac{\bar{S}_{i, j} + \bar{S}_{i, j+1}}{\bar{S}_{i, j} \Delta y} \frac{\bar{q}_{y i, j+1}}{d_{i+1, j+1} + d_{i, j+1}} \quad (56)$$

$$AD_{xy i, j} = -\frac{\bar{S}_{i, j} + \bar{S}_{i, j-1}}{\bar{S}_{i, j} \Delta y} \frac{\bar{q}_{y i, j}}{d_{i-1, j} + d_{i, j}} \quad (57)$$

$$AD_{xy i, j-1} = 0 \quad (58)$$

$\bar{q}_{y i, j} > 0$ の場合,

$$AD_{xy i, j+1} = 0 \quad (59)$$

$$AD_{xy i, j} = \frac{\bar{S}_{i, j} + \bar{S}_{i, j-1}}{\bar{S}_{i, j-1} \Delta y} \frac{\bar{q}_{y i, j}}{d_{i-1, j} + d_{i, j}} \quad (60)$$

$$AD_{xy i, j-1} = -\frac{\bar{S}_{i, j-2} + \bar{S}_{i, j-1}}{\bar{S}_{i, j-1} \Delta y} \frac{\bar{q}_{y i, j-1}}{d_{i-1, j-1} + d_{i, j-1}} \quad (61)$$

$$AD_{yx} q_y = AD_{yx i+1, j} q_{y i+1, j} + AD_{yx i, j} q_{y i, j} + AD_{yx i-1, j} q_{y i-1, j} \quad (62)$$

$\bar{q}_{xi,j} < 0$ の場合,

$$AD_{yx^{i+1},j} = \frac{\bar{S}_{i+2,j} + \bar{S}_{i+1,j}}{\bar{S}_{i+1,j} \Delta x} \frac{\bar{q}_{xi+1,j}}{d_{i+1,j} + d_{i+1,j+1}} \quad (63)$$

$$AD_{yx^i,j} = -\frac{\bar{S}_{i,j} + \bar{S}_{i+1,j}}{\bar{S}_{i+1,j} \Delta x} \frac{\bar{q}_{xi,j}}{d_{i,j} + d_{i,j+1}} \quad (64)$$

$$AD_{xy^i,j-1} = 0 \quad (65)$$

$\bar{q}_{xi,j} > 0$ の場合,

$$AD_{yx^{i+1},j} = 0 \quad (66)$$

$$AD_{yx^i,j} = \frac{\bar{S}_{i,j} + \bar{S}_{i+1,j}}{\bar{S}_{i,j} \Delta x} \frac{\bar{q}_{xi,j}}{d_{i,j} + d_{i,j+1}} \quad (67)$$

$$AD_{xy^i,j-1} = \frac{\bar{S}_{i-1,j} + \bar{S}_{i,j}}{\bar{S}_{i,j} \Delta x} \frac{\bar{q}_{xi-1,j}}{d_{i-1,j} + d_{i-1,j+1}} \quad (68)$$

$$AD_{yy} q_y = AD_{yi,j+1} q_{yi,j+1} + AD_{yi,j} q_{yi,j} + AD_{yi,j-1} q_{yi,j-1} \quad (69)$$

$q_{yi,j} < 0$ の場合,

$$AD_{yi,j+1} = \frac{S_{i,j+2} + S_{i,j+1}}{S_{i,j+1}\Delta y} \frac{q_{yi,j+1}}{d_{i,j+2} + d_{i,j+1}} \quad (70)$$

$$AD_{yi,j} = -\frac{S_{i,j} + S_{i,j+1}}{S_{i,j+1}\Delta y} \frac{q_{xi,j}}{d_{i-1,j} + d_{i,j}} \quad (71)$$

$$AD_{yi,j-1} = 0 \quad (72)$$

$q_{yi,j} > 0$ の場合,

$$AD_{yi,j+1} = 0 \quad (73)$$

$$AD_{yi,j} = \frac{S_{i,j} + S_{i,j+1}}{S_{i,j+1}\Delta y} \frac{q_{xi,j}}{d_{i-1,j} + d_{i,j}} \quad (74)$$

$$AD_{yi,j-1} = -\frac{S_{i,j-1} + S_{i,j}}{S_{i,j}\Delta y} \frac{q_{yi,j+1}}{d_{i,j+2} + d_{i,j+1}} \quad (75)$$

遡上先端処理

図 1 に示すように，遡上先端にあるメッシュでは，その一部のみ流体が存在するので，このメッシュの流体存在部分の面積比 S は 1 以下となる．この S を見積もるために，セル内の遡上波の先端線の移動速度を求めなくてはならない．水がメッシュ内に 4 方向から入ると仮定して，各方向からの遡上波の先端線の伝播速度は次式で表される．

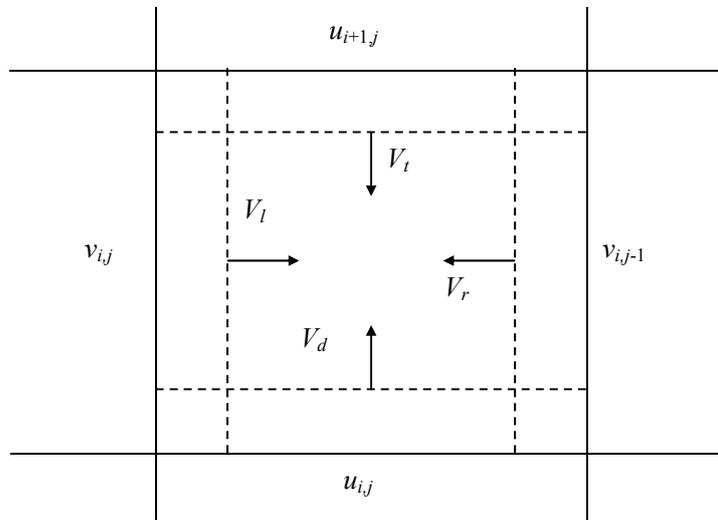


図 1 遡上先端の処理方

$$V_t = \max[\sqrt{g(d_{i,j} + d_{i+1,j})} - u_{i+1,j}, 0] \quad (76)$$

$$V_d = \max[\sqrt{g(d_{i,j} + d_{i-1,j})} + u_{i,j}, 0] \quad (77)$$

$$V_l = \max[\sqrt{g(d_{i,j} + d_{i,j+1})} - v_{i,j}, 0] \quad (78)$$

$$V_r = \max[\sqrt{g(d_{i,j} + d_{i,j-1})} + v_{i,j-1}, 0] \quad (79)$$

これらの伝播速度をもとにメッシュ内の各方向における流体存在部分とメッシュ境界の距離を求める。これらの距離のそれぞれを d_t 、 d_d 、 d_l 及び d_r とすると、セル内の流体部分の面積比は次式で表される。

$$S = 1 - \max [(1 - d_t - d_d), 0] \times \max [(1 - d_l - d_r), 0] \quad (80)$$

なお、計算する途中にメッシュ内の水深が 1mm 以下になる場合、そのメッシュに流体はなくなったと判断する($S=0$)。

参考文献

- (1) 佐藤慎司, 鈴木秀典(1990) : 砕波帯における底面流速変動波形の評価法, 海岸工学論文集, 第 37 卷, pp.51-55.
- (2) Schaffer, H. A., Madsen, P. A and Deigaard, R(1993) : A Boussinesq model for waves breaking in shallow water, *Coast, Engg.*, Vol.20, pp.185-202.
- (3) Larson, M., N. C. Kraus, M. R. Byrnes (1989): SBEACH: Numerical model for simulating storm-induced beach change Report 2: Numerical formulation and model tests. Tech. Report CERC-89-9.
- (4) Ting, F. C. K. and J. T. Kirby(1994): Observation of undertow and turbulence in laboratory surf zone. *Coastal Eng.*, Vol.24, pp.51-80.
- (5) Vu T. C., 谷本勝利, 山本吉道(1999) : 海浜断面における波動・地形変化の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 46 卷, pp.611-615.
- (6) Vu T. C., 谷本勝利, 山本吉道(2000) : $k-\varepsilon$ モデルによる砕波の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 47 卷, pp.176-180.
- (7) Hibberd, S. and H.D. Peregrine(1979): Surf and runup on beach: A uniform bore. *J. Fluid Mech.*, Vol.95, pp.323-345.
- (8) Ting, F. C. K. and J. T. Kirby(1995): Dynamics of surf zone turbulence in a strong plunging breaker. *Coastal Eng.*, Vol.24, pp.177-204.
- (9) Ting, F. C. K. and J. T. Kirby(1996): Dynamics of surf zone turbulence in a spilling breaker. *Coastal Eng.*, Vol.27, pp.131-160.
- (10) Nadaoka, K., M. Hino and Y. Koyano(1989): Structure of the turbulent flow field under breaking in shallow water. *Coastal Eng.*, Vol.20, pp.185-202.
- (11) Jones, W. P. and B. E. Launder(1972): The prediction of laminarization with a

- two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 15, pp.301-314,.
- (12) Ribberink, J.S. (1998): Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows, *Coastal Engineering*, Vol.34, pp.59-82.
- (13) van Rijn, L. C. (1993): *Principles of Sediment Transport in Rivers, Estuaries and Coastal Seas*, Aqua Publications, Amsterdam, The Netherlands,.
- (14) 丸尾剛, Mohammad Dibajnia, 渡辺晃(1995) : 遡上域に拡張したブシネスク方程式と漂砂量式を用いた海浜断面変形モデル, *海岸工学論文集*, 第 42 巻, pp.611-615.
- (15) Soulsby, R(1997): *Dynamics of Marine Sands. A Manual for Practical Application*, Thomas Telford, UK, 249p.
- (16) Zyserman, J. A. and J. Fredsoe(1994): Data analysis of bed concentration of suspended sediment, *J. Hydraul. Engg.*, ASCE, 120, pp.1021-1042.
- (17) Ca, T. V., Yamamoto, Y., Tanimoto, K. (2002) : Simulation of wave dynamics and scouring near coastal structures by a numerical model, *Proc. 28th Int. Conf. on Coastal Eng.*, pp.1817-1829.